



HAL
open science

Réduction du bruit dans les lasers : application aux lasers à semi-conducteur et aux minilasers solides

Valéry Jost

► **To cite this version:**

Valéry Jost. Réduction du bruit dans les lasers : application aux lasers à semi-conducteur et aux minilasers solides. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1997. Français. NNT: . tel-00011788

HAL Id: tel-00011788

<https://theses.hal.science/tel-00011788>

Submitted on 7 Mar 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE**



LABORATOIRE KASTLER BROSSEL



Thèse de doctorat de l'Université Paris VI

Spécialité : Lasers et Matière

présentée par

Valéry JOST

Pour obtenir le titre de Docteur de l'Université PARIS VI

Sujet de la thèse:

REDUCTION DU BRUIT DANS LES LASERS
Application aux lasers à semi-conducteur et aux minilasers solides

Soutenue le 24 octobre 1997 devant le jury composé de :

M. Izo ABRAM

Rapporteur

M. Claude FABRE

Président

Mme Elisabeth GIACOBINO

Directeur de thèse

M. Michael KOLOBOV

M. Frédéric STOECKEL

Rapporteur

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE



LABORATOIRE KASTLER BROSSEL



Thèse de doctorat de l'Université Paris VI

Spécialité : Lasers et Matière

présentée par

Valéry JOST

Pour obtenir le titre de Docteur de l'Université PARIS VI

Sujet de la thèse:

REDUCTION DU BRUIT DANS LES LASERS
Application aux lasers à semi-conducteur et aux minilasers solides

Soutenue le 24 octobre 1997 devant le jury composé de :

M. Izo ABRAM	Rapporteur
M. Claude FABRE	Président
Mme Elisabeth GIACOBINO	Directeur de thèse
M. Michael KOLOBOV	
M. Frédéric STOECKEL	Rapporteur

Le travail présenté ici a été effectué au laboratoire Kastler Brossel de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie de 1993 à 1997. Je remercie ses directeurs successifs, Jacques Dupont-Roc et Michèle Leduc de m'y avoir accueilli et de m'avoir ainsi permis de travailler dans un environnement scientifique de tout premier plan.

Elisabeth Giacobino a dirigé mes recherches. Je la remercie de la liberté qu'elle m'a laissée durant les phases d'expérimentation, de l'attention qu'elle a portée à la rédaction du manuscrit et de la confiance qu'elle m'a témoignée durant ce long séjour au sein de son équipe.

Je remercie Jacques Lagardère, Ingénieur général des Ponts et Chaussées, directeur de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Philippe Sardin, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, directeur adjoint, et Pierre Bourrier, Ingénieur civil des Ponts et Chaussées, président du collège Génie Industriel de l'ENPC, pour la confiance qu'ils m'ont accordée et le soutien qu'ils m'ont apporté afin de me permettre de mener à bien ce travail tout en poursuivant mon cursus au Corps des Ponts et Chaussées.

J'ai travaillé plus de deux ans avec Alberto Bramati, dont j'ai apprécié la gentillesse et les compétences. Il a non seulement largement contribué à la réussite de mon travail de thèse mais m'a également permis de travailler dans un esprit d'équipe encourageant et stimulant.

J'ai eu la chance de travailler pendant près d'une année avec Francesco Marin qui m'a formé dans le domaine de la physique expérimentale et qui a su donner de judicieuses orientations à nos expérimentations. Son talent d'expérimentateur a contribué à l'intérêt et au succès des expériences menées sur les diodes laser. Mark Levenson, au cours de son passage au laboratoire a accompagné ma découverte des premiers états comprimés. Je le remercie de son concours stimulant. Je remercie John Hall des conseils qu'il m'a donnés pour la réalisation de la boucle de rétroaction et Matthew Taubman des échanges fructueux que nous avons eu au sujet des lasers à YAG.

Je remercie Claude Fabre et Jean-Michel Courty de leur disponibilité et de leur gentillesse. Antoine Heidmann m'a été d'un précieux secours durant les premiers mois de ma thèse. Il a réussi à élucider nombre de mes questions d'expérimentateur et m'a aidé à mettre au point le modèle de la boucle de rétroaction. Il est resté tout au long de ce travail une référence dont j'ai apprécié l'humour et la perspicacité.

Un grand merci à tous les permanents du laboratoire pour les discussions fructueuses que nous avons pu avoir et les aides qu'ils ont pu m'apporter : Serge Reynaud, Agnès Maître, Astrid Lambrecht, François Nez, François Biraben, Lucile Julien et Nicolas Billy. Les thésitifs dont j'ai partagé la rude condition et les stagiaires et post-docs venus renforcer nos rangs n'ont pas peu contribué à maintenir au sein de l'équipe une ambiance dynamique et chaleureuse : Jean-Pierre Hermier, Catherine Schwob, Thomas Coudreau, Antonio Khoury,

Arne de Meijere, Francesca Grassia, Katsuyuki Kasai, Aephraïm Steinberg, Pierre-François Cohadon et Jeunet Cartier, qui a commencé à défricher le modèle théorique que j'ai utilisé.

Je remercie Izo Abram, Michaël Kolobov, Claude Fabre et Frédéric Stoeckel d'avoir accepté de participer à mon jury. Je suis honoré de l'intérêt qu'ils ont ainsi manifesté pour mon travail.

Je remercie E. Molva, du LETI, grâce à qui j'ai pu disposer des échantillons à partir desquels j'ai conduit mes expérimentations sur les minicristaux.

J'ai bénéficié du précieux concours des techniciens et ingénieurs du laboratoire. J'ai apprécié l'ingéniosité et le bon sens de Francis Tréhin, qui a toujours su, avec Bernard Rodriguez, trouver et réaliser des solutions judicieuses pour les différents montages que j'ai utilisés. Je savais pouvoir trouver auprès de Bernard Rodriguez des pièces mécaniques de grande qualité, et bien adaptées à mes besoins. J'ai apprécié la réactivité d'Alexis Poizat, jamais rebuté par un travail en urgence.

Jean-Claude Bernard a été longuement mis à contribution au cours de ce travail où l'électronique a joué un large rôle. Philippe Pace et Jean-Pierre Okpiz ont toujours été disponibles pour la réalisation des nombreux montages employés. Je remercie également les secrétaires, Karine Vasseur et Blandine Moutiers pour leur disponibilité et leur gentillesse.

Je remercie enfin chaleureusement ma famille qui m'a constamment encouragé et soutenu tout au long de ce travail. Cette réussite est aussi la sienne.

"Si l'on considère d'autre part quelles vertus permettent les grandes découvertes, on trouve l'absence de tout scrupule traditionnel et de toute inhibition, le courage, le plaisir de détruire autant que d'entreprendre, l'exclusion de toute considération morale, le marchandage patient des moindres bénéfices, l'attente tenace, quand il le faut, sur le chemin qui mène au but, enfin un respect du nombre et de la mesure qui est l'expression la plus aiguë de la défiance à l'égard de toute espèce d'imprécision ; en d'autres termes rien, précisément, que les vieux vices des chasseurs, soldats et marchands transposés dans le domaine intellectuel et métamorphosés en vertus. Sans doute ces vices sont-ils ainsi affranchis de la recherche d'un profit personnel et relativement bas, mais l'élément du Mal originel, comme on pourrait le nommer, survit à cette transformation, étant apparemment indestructible et éternel, tout au moins aussi éternel que les grands idéaux humains, puisqu'il n'est finalement rien de moins et rien de plus que le plaisir de tendre un croc-en-jambe aux idéaux pour les voir se casser le nez. Cette tentation, exaltée par cet héroïsme amer né du fait que l'homme ne peut être sûr de rien, dans sa vie, sinon de ce qui tient à fer et à clou, est dans la sobriété spirituelle de la science un sentiment de base ; si les convenances s'opposent à ce qu'on l'identifie avec le Diable, on ne peut nier tout de même qu'elle ne sente un peu le soufre."

Robert Musil, *L'homme sans qualités*

Table des matières

1	Elements de théorie sur les états comprimés et le bruit des lasers	17
1.1	Rappels sur les états non classiques de la lumière	17
1.1.1	Quantification d'un faisceau en propagation	17
1.1.2	Photodétection et mesure du bruit des faisceaux lumineux	21
1.1.3	L'inégalité de Heisenberg et les états non classiques du champ	24
1.1.4	Mesure du bruit par détection homodyne	29
1.2	Rôle de la statistique de pompe sur le bruit d'un laser libre	33
1.2.1	Equations du laser libre	33
1.2.2	Spectres de bruit	43
1.2.3	Application aux lasers à semi-conducteur et aux lasers à YAG: Nd et YVO ₄ : Nd	47
1.3	Extension du modèle à d'autres configurations: laser injecté et rétroaction optique	65
1.3.1	Nécessité d'envisager d'autres configurations	66
1.3.2	Rôle de la statistique de pompe sur le bruit d'un laser injecté	68
1.3.3	Le laser avec rétroaction électrooptique	77
2	Production d'états comprimés du rayonnement à l'aide de diodes laser	99
2.1	Dispositif de mesure	101
2.1.1	Photodiodes et amplificateurs	102
2.1.2	Système soustracteur et additionneur	108

2.1.3	Détection directe calibrée	118
2.1.4	Fiabilité des mesures	122
2.2	Dispositif à diode laser	139
2.2.1	Caractéristiques générales des diodes utilisées	140
2.2.2	Diode libre	151
2.2.3	Diode sur réseau	162
2.2.4	Diode injectée	175
3	Minicristaux lasers	189
3.1	Dynamique de bruit des minilasers libres	191
3.1.1	Caractéristiques des minicristaux étudiés	191
3.1.2	Mesure du bruit des minilasers	207
3.2	Réalisation d'une boucle de rétroaction sur un cristal d' YVO_4 : Nd pompé par diode	220
3.2.1	Éléments de théorie des asservissements	222
3.2.2	Réalisation de la rétroaction	227
3.2.3	Mise en évidence de la réduction du bruit à basse fréquence	251
A	Formalisme adapté aux processus ponctuels	277
B	Fonctions de corrélation	284

Liste des figures

1-1	Représentation d'un état quelconque dans l'espace des quadratures . . .	27
1-2	Représentation dans l'espace des quadratures d'un état cohérent quelconque (a); du vide (b)	27
1-3	Représentation d'un état comprimé selon une quadrature (a); en amplitude (b); en phase (c)	28
1-4	Détection homodyne	30
1-5	Laser à 3 niveaux; le laser fonctionne sur la transition $a \rightarrow b$	34
1-6	Spectres de bruit expérimentaux d'un minicristal d' YVO_4 (a) et de YAG (b)	50
1-7	Diagramme des niveaux d'énergie du YAG: Nd	52
1-8	Spectres de bruit d'intensité de l' YVO_4 sans pertes optiques, et pour plusieurs valeurs du taux de pompage r : pour une pompe poissonnienne. . .	55
1-9	Spectre de bruit d'intensité théorique et expérimental pour le minilaser à YVO_4 ($r \simeq 2, 3$; pompe poissonnienne).	55
1-10	Spectres de bruit d'intensité de l' YVO_4 sans pertes optiques, et pour plusieurs valeurs du taux de pompage r : pour une pompe poissonnienne. . .	56
1-11	Spectres de bruit théoriques de l' YVO_4 sans pertes optiques, et pour plusieurs taux de pompage, avec une pompe subpoissonnienne ($s = 0, 25$). . .	56

1-12 Spectres de bruit d'intensité théorique à basse fréquence d'un minilaser à YVO ₄ sans pertes optiques. (a): faisceau de pompe poissonien ($s = 1$); (b): faisceau de pompe régulier ($s_{pompe} = 0$) avec 25 % de pertes sur le faisceau de pompe ($s = 0,25$).	58
1-13 Spectres de bruit théoriques, pour plusieurs taux de pompage, du minilaser à YVO ₄ , avec un faisceau de pompe comprimé de 65 % sous le bruit quantique standard, 60 % de pertes sur la pompe et 12,5 % de pertes optiques (Efficacité quantique différentielle totale: 35 %, $s = 0,74$) . . .	60
1-14 Evolution théorique du bruit d'intensité normalisé de l'YVO ₄ à 20 kHz en fonction du taux de pompage r . Taux de pertes sur la pompe: 60%; taux de pertes sur le faisceau émis: $1 - \eta = 12,5\%$. Compression du bruit du faisceau de pompe: 65% sous le bruit quantique standard.	61
1-15 Evolution théorique du bruit d'intensité normalisé de l'YVO ₄ à 20 kHz en fonction du taux de pompage r . Taux de pertes sur la pompe: 60%; taux de pertes sur le faisceau émis: $1 - \eta = 12,5\%$. Compression du bruit du faisceau de pompe: 20% sous le bruit quantique standard.	61
1-16 Diagramme d'énergie des porteurs d'un semi-conducteur	63
1-17 Spectres de bruit théoriques d'une diode laser pour différents taux de pompage, avec une pompe régulière ($s = 0$) et sans pertes optiques.	64
1-18 Evolution du bruit d'intensité d'une diode en fonction du taux de pompage pour une pompe régulière ($s = 0$) et à fréquence nulle.	65
1-19 Spectre de bruit d'intensité d'un minilaser à YVO ₄ : Nd, présentant les deux premières harmoniques de l'oscillation de relaxation, pompé 1,5 fois au dessus du seuil.	68

1-20 Spectres de bruit d'une diode sans pertes optiques pour plusieurs valeurs du paramètre d'injection x (sans injection: $x = 0$, avec faible injection $x = 0,01$ et en régime d'injection fort $x = 0,1$) et pour les paramètres suivants: $a' = 6,7 \cdot 10^{-4}$, $a = 0$, $s = 0$, $\eta = 0,67$, $\kappa = 5 \cdot 10^{11} s^{-1}$, taux de pompage $r = 10$	75
1-21 Spectres de bruit de l'YVO ₄ : Nd sans pertes optiques, pour une pompe poissonienne et plusieurs niveaux d'injection ($r = 5$).	76
1-22 Spectres de bruit de l'YVO ₄ : Nd sans pertes optiques, pour une pompe poissonienne et plusieurs niveaux d'injection ($r = 5$).	76
1-23 Spectres de bruit de l'YVO ₄ : Nd sans pertes optiques, pour une pompe subpoissonienne ($s = 0,25$) et plusieurs niveaux d'injection ($r = 5$).	77
1-24 Spectres de bruit théoriques, pour plusieurs taux de pompage, du minilaser à YVO ₄ . (a) avec un faisceau de pompe comprimé de 65 % sous le bruit quantique standard ($s_{pompe} = 0,35$), 60 % de pertes sur la pompe et 12,5 % de pertes optiques (Efficacité quantique différentielle totale: 35 %, $s = 0,74$); (b) avec un faisceau de pompe poissonien	78
1-25 Boucle de rétroaction	84
1-26 Diagramme de Bode de la fonction de transfert de l'YVO ₄ : Nd: amplitude. ($a = 7 \cdot 10^{-6}$, $a' = 6,3 \cdot 10^{-7}$, $b = 10^{-1}$, $\kappa = 1,41 \cdot 10^{10} s^{-1}$, $r = 2,3$)	96
1-27 Diagramme de Bode de la fonction de transfert de l'YVO ₄ : Nd: phase. ($a = 7 \cdot 10^{-6}$, $a' = 6,3 \cdot 10^{-7}$, $b = 10^{-1}$, $\kappa = 1,41 \cdot 10^{10} s^{-1}$, $r = 2,3$)	96
2-1 Montage amplificateur à photodiodes avec AH0014 en voie HF	106
2-2 Montage amplificateur à photodiodes avec CLC 425 en voie HF	106
2-3 Sommateur-soustracteur actif	113
2-4 Conditions à vérifier pour le sommateur-soustracteur actif.	114
2-5 Sommateur (a) et soustracteur (b) MiniCircuit en sens normal	116
2-6 Sommateur (a) et soustracteur (b) MiniCircuit en sens inverse	116
2-7 Sommateur soustracteur passif	117

2-8	Principe de la détection calibrée à référence fixe	119
2-9	Principe de la détection calibrée à référence simultanée	121
2-10	Localisation des défauts sur une chaîne de détection équilibrée	123
2-11	Défaut d'efficacité quantique d'une photodiode	128
2-12	Rotation de la polarisation par une lame $\lambda/2$	134
2-13	Séparation des polarisations par un cube polariseur	135
2-14	Mesure du bruit des modes de polarisation orthogonale	137
2-15	Evolution de l'excès de bruit mesuré après le polariseur en fonction du rapport I_1/I ; (I_1 : puissance en sortie du polariseur; I : puissance maximale en sortie du polariseur)	138
2-16	Niveaux de Fermi et structure de bande d'un semi-conducteur	141
2-17	Diode à double hétéro-jonction	142
2-18	Puits de potentiel d'une diode à double hétéro-jonction	142
2-19	Montage de la diode et collimation.	145
2-20	Filtre d'alimentation haute impédance: par résistance (a); par inductance (b)	147
2-21	Dispositifs de modulation, filtrage et protection de la diode laser	148
2-22	Caractéristique courant puissance d'une diode laser SDL 5422 H1	153
2-23	Mesure du bruit en sortie du monochromateur par détection équilibrée	157
2-24	Mesure du bruit d'intensité en sortie du monochromateur par détection à référence simultanée.	158
2-25	Evolution avec l'ouverture de la fente du monochromateur: de l'excès de bruit mesuré à la sortie du monochromateur et rapporté à la puissance incidente sur la photodiode (échelle de gauche); de la puissance incidente sur la photodiode (échelle de droite)	158
2-26	Puissance des modes latéraux d'une diode laser libre en régime de faible bruit. Cas de modes latéraux non négligeables.	159

2-27	Puissance des modes latéraux d'une diode laser libre en régime de faible bruit. Cas de modes latéraux très faibles.	160
2-28	Bruit d'intensité du mode principal et des premiers modes latéraux de la diode, mesuré en sortie du monochromateur.	161
2-29	Evolution de la puissance de bruit de la lumière sortant du monochromateur avec l'ouverture de la fente de sortie.	162
2-30	Montage de la diode sur réseau; variante avec miroir de renvoi solidaire du support de réseau.	164
2-31	Puissance des modes latéraux d'une diode sur réseau à température ambiante	171
2-32	Compression du bruit d'intensité observé sur une diode sur réseau à température ambiante, rapportée à l'efficacité quantique de la diode.	173
2-33	Evolution de la compression de bruit d'intensité d'une diode sur réseau en fonction du taux de pompage I/I_{th}	174
2-34	Evolution de la compression du bruit d'intensité d'une diode laser en fonction de la puissance.	176
2-35	Montage à injection	178
2-36	Montage à injection	178
2-37	Compression du bruit d'intensité d'une diode injectée en fonction du taux de pompage.	185
2-38	Compression du bruit d'intensité d'une diode injectée rapportée à l'efficacité quantique totale.	186
2-39	Evolution de la compression de bruit d'intensité d'une diode injectée en fonction du taux de pompage I/I_{th}	187
3-1	Substrat des microlentilles	192
3-2	Dispositif de pompage des minicristaux laser.	194
3-3	Caractéristique du Minicristal de YAG plan-plan	197
3-4	Caractéristique d'un minilaser YAG-lentille	198
3-5	Caractéristique de l'YVO plan-plan	199

3-6	Dispositif de mesure de la puissance de pompe réfléchi et transmise par les minilasers.	200
3-7	Variation des coefficients de réflexion R et de transmission T de la pompe par le minilaser YAG plan-plan. Courbes théoriques pour une cavité sans pertes: (a) et avec les pertes mesurées, $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$: (b)	204
3-8	Variation des coefficients de réflexion R et de transmission T de la pompe par le minilaser YVO ₄ . Courbes théoriques pour une cavité sans pertes: (a) et avec les pertes mesurées: (b)	206
3-9	Amplificateur à photodiode large bande optimisé pour la mesure de bruit des minicristaux.	211
3-10	Spectre du bruit d'intensité normalisé du YAG plan-plan	213
3-11	Spectre du bruit d'intensité normalisé d'un YAG lentille	214
3-12	Spectre du bruit d'intensité normalisé de l'YVO ₄	215
3-13	Comparaison des spectres de bruit d'intensité théoriques du minilaser à YVO ₄ : Nd et d'une diode laser (pompe poissonienne.	219
3-14	Spectres de bruit théorique et expérimental du minilaser à YVO ₄	220
3-15	Diagramme par bloc d'un module quelconque, de fonction de transfert G	222
3-16	Diagramme par blocs d'une boucle de rétroaction	223
3-17	Contour \mathcal{C} entourant l'ensemble du demi-plan complexe des σ positifs	225
3-18	Marge de gain et marge de phase	226
3-19	Modélisation d'un module électronique quelconque.	229
3-20	Décomposition de la boucle de rétroaction en trois parties: éléments optiques, modules de base et modules de rétroaction.	231
3-21	Mesure du gain d'un module électronique.	234
3-22	Mesure de la phase d'un module quelconque.	234
3-23	Mesure du gain en boucle ouverte	235
3-24	Mesure de la fonction de transfert globale g_1M de l'entrée modulation et du photodétecteur.	237

3-25	Mesure de la fonction de transfert de l'YVO ₄	240
3-26	Observations expérimentales et prévisions théoriques de la fonction de transfert de l'YVO ₄ . (a): Gain; (b): phase.	241
3-27	Schéma de la boucle de rétroaction et du dispositif de photodétection. . .	243
3-28	Amplificateur de la photodiode d'observation	244
3-29	Amplificateur de la photodiode de rétroaction	245
3-30	Amplificateur de la photodiode de rétroaction en version transimpédance. .	246
3-31	Entrée modulation de la diode laser.	247
3-32	Observations expérimentales et prévisions théoriques de la fonction de transfert globale $g_1 \times M$. Gain: (a); phase: (b).	248
3-33	Ecrêteur	248
3-34	Amplificateur à MAV et MAR	250
3-35	Observations expérimentales et prévisions théoriques de la fonction de transfert de l'amplificateur à MAV et MAR. Gain: (a); phase: (b). . .	251
3-36	Composition de la boucle de rétroaction réduite aux modules de base. . .	253
3-37	Gain en boucle ouverte mesuré, correspondant au schéma de la figure fig349.	254
3-38	Mesure expérimentale du gain en boucle ouverte correspondant à la boucle de rétroaction décrite en figure fig333.	255
3-39	Composition de la boucle de rétroaction réduite aux modules de base avec seulement un amplificateur ZHL en rétroaction.	256
3-40	Diagramme de Nyquist correspondant au schéma de la figure fig333. . . .	257
3-41	Spectre de bruit de l'YVO avec et sans rétroaction électronique. Montage correspondant à la boucle de rétroaction décrite en figure fig333.	258
3-42	Composition de la boucle de rétroaction réduite aux modules de base avec un amplificateur à MAV et MAR en rétroaction.	259
3-43	Spectres de bruit d'intensité de l'YVO ₄ avec et sans rétroaction électronique.	260
3-44	Spectres de bruit théoriques de l'YVO ₄ avec et sans rétroaction électronique dans les conditions de la figure fig334.	260

3-45	Diagramme de Nyquist théorique et expérimental dans les conditions de la figure fig334.	261
3-46	Gain en boucle ouverte mesuré, correspondant au schéma de la figure fig351: (a) amplitude; (b) phase.	262
3-47	Gain en boucle ouverte théorique, correspondant au schéma de la figure fig351.	262
3-48	Composition de la boucle de rétroaction avec filtre passe-haut.	264
3-49	Filtre passe-haut	264
3-50	Observations expérimentales et prévisions théoriques de la fonction de transfert du filtre passe-haut.	265
3-51	Spectre de bruit d'intensité de l'YVO ₄ mesuré avec et sans rétroaction pour le montage de la figure fig352	266
3-52	Spectre de bruit d'intensité de l'YVO ₄ théorique avec et sans rétroaction pour le montage de la figure fig352 (pompe poissonienne).	267
3-53	Gain en boucle ouverte théorique pour le montage présenté en figure fig352	267
3-54	Gain en boucle ouverte expérimental pour le montage présenté en fig.fig352.	268

Introduction

Bien avant que la mécanique quantique ne renouvelle la réflexion sur la dualité onde-corpuscule de la lumière, le rayonnement lumineux a pris une place fondamentale dans le développement de la physique. Ce rôle privilégié s'explique principalement par le fait que, si la lumière constitue un sujet d'étude dont l'intérêt ne s'est jamais démenti mais s'est au contraire enrichi des progrès réalisés par la physique, elle représente également un instrument remarquablement efficace pour interroger la matière et sonder ses propriétés. C'est à ce double titre que l'étude, la compréhension et la maîtrise du rayonnement électromagnétique ont notablement contribué aux prodigieuses avancées que la science physique a accomplies depuis deux siècles.

La découverte et la mise au point du laser constituèrent à la fin des années 50 une étape cruciale, car elles offrirent à l'ensemble de la communauté scientifique un outil d'investigation aux qualités exceptionnelles et jusque là inconnues, en termes de précision, de puissance et de géométrie et qui se substitua aux sources classiques utilisées alors, dont le rayonnement incohérent se dispersait sur un vaste intervalle spectral et sans pouvoir non plus se propager efficacement de façon unidirectionnelle.

Par ailleurs le laser ouvrait un champ d'étude très large concernant le rayonnement électromagnétique et son interaction avec la matière, puisque les progrès apportés à la réalisation des lasers permirent désormais de s'affranchir dans une large mesure des bruits d'origine technique et de réaliser concrètement des états cohérents de la lumière, ou états quasi-classiques, qui constituent l'illustration expérimentale la plus proche du modèle idéal de l'onde monochromatique universellement répandu en optique.

Cependant, la nature plurielle de la lumière, à la fois objet d'étude et outil d'investigation, ainsi mise en évidence par l'épisode du laser, s'est affirmée encore plus nettement au cours de la dernière décennie, lorsque l'on entreprit de mettre au point des sources lumineuses d'une précision et d'une qualité encore supérieures à celles atteintes jusque là

et qui correspondaient à la génération d'états quasi classiques du rayonnement.

En effet cette nouvelle étape impliquait le recours à une approche quantique du rayonnement et de l'émission laser, parce que les niveaux de précision déjà obtenus par les lasers existants atteignaient les limites fixées par l'inégalité de Heisenberg appliquée aux variables conjuguées du champ électromagnétique. Celle-là impose en effet que le produit des incertitudes affectant la mesure de chacune de celles-ci (par exemple la phase et l'amplitude, ou les deux quadratures du champ), soit borné par une limite inférieure donnée par les relations de commutations des opérateurs quantiques correspondant aux observables à mesurer.

Dans le cas d'un état cohérent, l'incertitude introduite par l'inégalité d'Heisenberg se répartit de façon égale sur chaque quadrature, de telle sorte que, quelle que soit l'observable mesurée (phase ou amplitude) la sensibilité ultime de la mesure reste identiquement bornée par une quantité appelée limite quantique standard. L'inégalité d'Heisenberg impose donc une limite fondamentale aux performances que l'on peut attendre de toute source lumineuse.

Pourtant, s'il est impossible de descendre en deçà de cette limite sur les deux observables considérées, il demeure permis, au prix d'une incertitude accrue sur l'une des observables, d'accroître la précision sur l'autre au delà de la limite quantique standard. De tels états lumineux sont des états non classiques. On les appelle états comprimés du rayonnement. Ils ont été mis en évidence expérimentalement pour la première fois en 1985 par R. Slusher et al. aux Bell Labs [57]. Depuis, d'importants progrès ont permis non seulement d'obtenir des sources lumineuses au bruit de plus en plus faible, mais également de les utiliser afin d'améliorer la sensibilité d'expériences de type spectroscopique ou interférométrique. Les progrès expérimentaux sont allés de pair avec une meilleure connaissance théorique de ces états et le développement de méthodes adaptées à leur traitement, ouvrant ainsi un champ d'investigation et d'expérimentation nouveau à la physique quantique et des perspectives de développement à long terme d'une instrumentation encore plus performante et susceptible de répondre par exemple, aux exigences

de nouveaux protocoles de télécommunications optiques ou de programmes de recherche tels que Virgo.

Diverses voies sont suivies pour la réalisation pratique des états comprimés du rayonnement [72]. Le recours à des matériaux non linéaires s'est notamment illustré par les performances des processus paramétriques produits par une nonlinéarité de type $\chi^{(2)}$ ou $\chi^{(3)}$. Au Laboratoire Kastler-Brossel, l'O.P.O (oscillateur paramétrique optique) a ainsi permis d'obtenir à partir de faisceaux jumeaux, jusqu'à 86% de compression du bruit d'intensité au-dessous du bruit quantique standard. De plus, en mettant à profit la forte corrélation entre les bruits de chacun de ces faisceaux, il est possible de mettre en place une boucle de rétroaction, qui, en détectant la statistique du bruit de l'un des deux faisceaux, rétroagit sur l'autre et abaisse son bruit jusqu'à 24% sous la limite quantique standard.

Parallèlement, une autre approche a été expérimentée avec succès pour obtenir des états comprimés du rayonnement, qui repose sur la prise en compte du bruit de pompe dans la statistique de bruit du champ émis par un laser. La plupart des théories prédisant le fonctionnement des lasers et le bruit des quadratures du champ lumineux qu'ils émettent, ont longtemps fait l'hypothèse d'une statistique de pompe poissonnienne et aboutissent en conséquence à des états cohérents. Or certains lasers jouissent en réalité d'une pompe à faible, voire très faible bruit. Si la conversion de la puissance de pompage en puissance lumineuse est efficace, alors la statistique du flux de photons émis par le laser reproduira en partie celle de la pompe, jusqu'à pouvoir présenter une compression significative du bruit d'intensité sur une partie du spectre de bruit. Golubev et Sokolov ont les premiers exposé les fondements théoriques de ce principe [22], [23].

Le but du travail présenté ici a consisté à vérifier ce principe et à le développer à travers des applications expérimentales, à en comprendre et interpréter la validité au

regard des prévisions données par différents modèles théoriques. A cette fin, deux types de laser ont été étudiés: d'une part les diodes laser, qui proposent jusqu'à présent la démonstration la plus manifeste du rôle essentiel de la statistique de pompe dans le bruit d'intensité, et d'autre part les lasers à mini cristaux de type YAG ou YVO₄, qui présentent également des caractéristiques favorables à la mise en évidence de ce principe.

L'essentiel des applications expérimentales publiées dans la littérature concerne des lasers à semi-conducteur de haute efficacité quantique: leur bruit de pompe est le bruit du courant qui les traverse, il est donc possible de le rendre très faible en recourant à une source de courant de haute impédance. Ce résultat, que Yamamoto avait prédit en 1986 [73] et qu'il a réalisé en 1987 [43] a donné lieu à de nombreuses mises en oeuvre expérimentales exploitant une grande variété de conditions de fonctionnement des diodes et dont la plus réussie -mais qui toutefois n'a jamais pu être reproduite- a conduit en 1991 à plus de 10 dB de réduction du bruit d'intensité en dessous du bruit quantique standard. Pour autant, les mécanismes qui favorisent ou contrarient la compression du bruit exigent une interprétation plus fine du phénomène, qui va au delà du principe tel qu'il a été simplement énoncé plus haut. Nous nous sommes précisément efforcés de mieux comprendre ces mécanismes en produisant des états comprimés à partir de diodes fonctionnant dans plusieurs configurations différentes.

Cependant d'autres lasers sont susceptibles d'avoir un faible bruit de pompe: il s'agit notamment de cristaux, comme le YAG ou l'YVO₄ dopés au Néodyme, pompés par un laser dont le bruit d'intensité est lui-même au-dessous du bruit quantique standard. Or, la réduction du bruit d'intensité des faisceaux émis par de tels lasers est d'un grand intérêt du fait des nombreuses applications que connaissent les lasers à YAG, et tout à fait nécessaire en raison du comportement en général très bruyant de ces lasers. Cela est dû d'une part au fait qu'ils sont couramment pompés par des réseaux de diodes très bruyants, et d'autre part à la présence d'une oscillation de relaxation très intense qui affecte leur spectre de bruit autour de quelques centaines de kHz. Aussi, des techniques

classiques consistant à rétroagir sur la dynamique de la pompe ont été développées afin de supprimer l'oscillation de relaxation et sont systématiquement présentes sur certains modèles commerciaux. De telles techniques ne permettent toutefois pas d'atteindre la limite quantique standard, même si elles permettent, pour les plus élaborées, de s'en rapprocher jusqu'à quelques dB. L'approche poursuivie dans le présent travail a précisément consisté à réduire le bruit de ces lasers dans la région de l'oscillation de relaxation, sans toutefois rétroagir à basse fréquence, afin de préserver les propriétés spécifiquement quantiques du bruit dans cette région.

Chapitre 1

Elements de théorie sur les états comprimés et le bruit des lasers

1.1 Rappels sur les états non classiques de la lumière

1.1.1 Quantification d'un faisceau en propagation

Nous nous proposons de donner une description quantique du rayonnement qui reste très proche de la réalité expérimentale que nous pouvons observer. Aussi plutôt que de présenter la quantification habituelle du champ lumineux contenu dans une boîte cubique et décomposé en modes plans longitudinaux, nous reprenons l'approche développée dans son cours des Houches 95 par Cl. Fabre [15], qui consiste à quantifier le faisceau émis par un laser monomode, à polarisation unique, et dont la distribution spatiale -limitée transversalement- est décrite par les modes gaussiens.

A. Le faisceau lumineux en optique classique

La représentation classique du champ d'un tel faisceau est la suivante :

$$E(\vec{r}, t) = E^{(+)}(\vec{r}, t) + (E^{(+)}(\vec{r}, t))^* \quad (1.1)$$

où :

$$E^{(+)}(\vec{r}, t) = e^{-i\omega_0(t-\frac{z}{c})} u(z, \vec{\rho}) \varepsilon(t, z) \quad (1.2)$$

Les variations rapides du champ avec z et t sont contenues dans le terme de l'onde porteuse plane $e^{-i\omega_0(t-\frac{z}{c})}$; le terme en $u(z, \vec{\rho})$ décrit la structure transverse du faisceau; $\varepsilon(t, z)$, enveloppe du champ, contient les dépendances spatiale et temporelle résiduelles.

Les modes gaussiens $u_{pq}(z, \vec{\rho})$ fournissent une base orthonormale de la distribution transverse du champ; parmi eux, le mode TEM₀₀ donne une bonne approximation du faisceau de sortie de la plupart des lasers monomodes.

$$u_{00}(z, \vec{\rho}) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp(-\rho^2/w^2(z) - i\varphi_z(\rho)) \quad (1.3)$$

avec

$$w(z) = w_0(1 + z^2/z_R^2)^{1/2} \quad (1.4a)$$

$$z_R = \pi w_0^2/\lambda_0 \quad (1.4b)$$

λ_0 est la longueur du mode, z_R sa longueur de Rayleigh et w_0 le waist du faisceau.

B. Opérateur enveloppe du champ

Nous quantifions le champ dans une cavité de longueur L en introduisant l'opérateur $\hat{E}^{(+)}(\vec{r}, t)$, analogue quantique de $E^{(+)}(\vec{r}, t)$, développé sur la base des modes gaussiens $u_{pq}^n(z, \vec{\rho})$, l'indice n se référant au mode longitudinal considéré, de fréquence $\omega_n = n2\pi c/L$, quantifié selon la direction Oz .

$$\hat{E}^{(+)}(\vec{r}, t) = i \sum_{n,p,q} \sqrt{\frac{\hbar\omega_n}{2\varepsilon_0}} u_{pq}^n(z, \vec{\rho}) \frac{1}{\sqrt{L}} e^{-i\omega_n(t-\frac{z}{c})} \hat{a}_{n,p,q} \quad (1.5)$$

L'équation (1.5) permet de quantifier le champ de n'importe quel faisceau lumineux dans le cadre de l'approximation paraxiale. Nous nous limitons ici au cas de faisceaux

issus d'un laser monomode; c'est pourquoi nous ne considérerons pour décrire le champ électrique que les contributions dues aux modes contenus dans un intervalle de fréquence de largeur $\delta\omega \ll \omega_0$ autour de ω_0 correspondant au mode principal et à ses fluctuations. La distribution transverse est donnée par le mode TEM₀₀, $u_{00}^n(z, \vec{\rho})$. La faible largeur spectrale du faisceau nous permet de négliger la dépendance de $u_{00}^n(z, \vec{\rho})$ avec n et de l'assimiler à $u_{00}(z, \vec{\rho})$ donné par (1.3 et sq.). Nous écrivons alors la restriction $\hat{E}_{00}^{(+)}(\vec{r}, t)$ de $\hat{E}^{(+)}(\vec{r}, t)$ au sous-espace ainsi défini:

$$\hat{E}_{00}^{(+)}(\vec{r}, t) = i \sum'_n \sqrt{\frac{\hbar\omega_n}{2\varepsilon_0 L}} u_{00}(z, \vec{\rho}) e^{-i\omega_n(t-\frac{z}{c})} \hat{a}_{n00} \quad (1.6)$$

(La notation \sum'_n exprime la restriction de la sommation à l'ensemble des modes contenus dans l'intervalle de fréquence considéré.)

Nous pouvons alors introduire l'opérateur enveloppe $\hat{\varepsilon}(t, z)$ par analogie avec (1.2):

$$\hat{E}_{00}^{(+)}(\vec{r}, t) = u_{00}(z, \vec{\rho}) e^{-i\omega_0(t-\frac{z}{c})} \hat{\varepsilon}(t, z) \quad (1.7)$$

$$\hat{\varepsilon}(t, z) = i \sum'_n \sqrt{\frac{\hbar\omega_n}{2\varepsilon_0 L}} e^{-i\Omega_n(t-\frac{z}{c})} \hat{a}_{n00} \quad (1.8)$$

où $\Omega_n = \omega_n - \omega_0$.

On définit également la transformée de Fourier de l'opérateur enveloppe:

$$\hat{\varepsilon}_z(\Omega) = \int dt \hat{\varepsilon}(t, z) e^{i\Omega t}, \text{ avec } \hat{\varepsilon}_z^+(\Omega) = (\hat{\varepsilon}_z(-\Omega))^+ \quad (1.9)$$

Les relations de commutation de l'opérateur $\hat{\varepsilon}(t, z)$ sont les suivantes:

$$[\hat{\varepsilon}(t, z), \hat{\varepsilon}(t', z')] = [\hat{\varepsilon}^+(t, z), \hat{\varepsilon}^+(t', z')] = 0 \quad (1.10)$$

$$[\hat{\varepsilon}(t, z), \hat{\varepsilon}^+(t', z')] = \sum'_n \frac{\hbar(\omega_0 + \Omega_n)}{2\varepsilon_0 L} e^{-i\Omega_n \left[(t-t') - \frac{z-z'}{c} \right]} \quad (1.11)$$

Si la longueur L de la cavité de quantification tend vers l'infini, en remplaçant la somme

discrète par l'intégrale $\int d\Omega \frac{L}{2\pi}$, on obtient :

$$[\hat{\varepsilon}(t, z), \hat{\varepsilon}^+(t', z')] = C_{\omega_0} \delta_1 \left(t - t' - \frac{z - z'}{c} \right), \text{ avec } C_{\omega_0} = \frac{\hbar \omega_0}{2\varepsilon_0 c} \quad (1.12)$$

où δ_1 est une fonction pouvant être approchée par δ pour des intervalles de temps beaucoup plus grands que la période optique moyenne $2\pi/\omega_0$.

La transformée de Fourier de l'opérateur enveloppe a les propriétés de commutation suivantes :

$$[\hat{\varepsilon}(\Omega), \hat{\varepsilon}(\Omega')] = [\hat{\varepsilon}^+(\Omega), \hat{\varepsilon}^+(\Omega')] = 0 \quad (1.13)$$

$$[\hat{\varepsilon}(\Omega), \hat{\varepsilon}^+(\Omega')] = 2\pi C_{\omega_0} \delta(\Omega + \Omega') \quad (1.14)$$

Il est utile d'introduire les composantes de quadrature du champ. Considérons un faisceau lumineux caractérisé par son champ électrique $\hat{E}(\vec{r}, t)$ et son enveloppe $\hat{\varepsilon}(t, z)$ tels que définis en 1.1, 1.7 et 1.8 . Nous projetons l'enveloppe sur deux quadratures $\hat{\varepsilon}_P(t, z)$ et $\hat{\varepsilon}_Q(t, z)$ définies par :

$$\hat{\varepsilon}_P(t, z) = (\hat{\varepsilon}(t, z) + \hat{\varepsilon}^+(t, z)) \quad (1.15)$$

$$\hat{\varepsilon}_Q(t, z) = -i(\hat{\varepsilon}(t, z) - \hat{\varepsilon}^+(t, z)) \quad (1.16)$$

Le champ $\hat{E}(\vec{r}, t)$ s'écrit :

$$\hat{E}(\vec{r}, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp(-\rho^2/w^2(z)) \{ \hat{\varepsilon}_P(t, z) \cos[\omega_0(t - z/c) + \varphi_z(\rho)] + \hat{\varepsilon}_Q(t, z) \sin[\omega_0(t - z/c) + \varphi_z(\rho)] \} \quad (1.17)$$

Les composantes de quadrature du champ sont alors définies par :

$$\hat{E}(\vec{r}, t) = \hat{E}_P(\vec{r}, t) \cos[\omega_0(t - z/c) + \varphi_z(\rho)] + \hat{E}_Q(\vec{r}, t) \sin[\omega_0(t - z/c) + \varphi_z(\rho)] \quad (1.18)$$

A partir des relations de commutation 1.13 et 1.14, on obtient:

$$\left[\hat{\varepsilon}_P(\Omega), \hat{\varepsilon}_Q^+(\Omega') \right] = 4i\pi C_{\omega_0} \delta(\Omega + \Omega') \quad (1.19)$$

1.1.2 Photodétection et mesure du bruit des faisceaux lumineux

Nous avons rappelé les grandes lignes d'une description quantique des faisceaux lumineux qui rend également compte des principales caractéristiques macroscopiques des faisceaux que nous aurons à considérer expérimentalement, notamment en ce qui concerne la propagation, la largeur spectrale et la distribution transverse.

Nous présentons maintenant un traitement quantique de la photodétection que nous utiliserons, conjointement à la description quantique du faisceau, afin d'interpréter les mesures de bruit effectuées au moyen de photodiodes.

A. Densité spectrale de bruit

Le flux de photons qui arrive sur la surface d'un photodétecteur produit un courant $i(t)$. La valeur moyenne $\overline{i(t)}$ de ce courant est liée à la puissance lumineuse moyenne qui arrive sur le photodétecteur par l'intermédiaire de l'efficacité avec laquelle ce dernier convertit les photons en électrons. Par ailleurs, le bruit qui accompagne la mesure de $i(t)$ est lui-même porteur d'informations sur la statistique du flux d'électrons et donc sur celle du flux de photons incidents. Pour extraire cette information, il est utile de considérer la fonction d'autocorrélation de $i(t)$.

$$C_i(t, t') = \overline{i(t)i(t')} - \overline{i(t)} \overline{i(t')} \quad (1.20)$$

Dans le cas de processus stationnaires, $C_i(t, t')$ ne dépend que de $t - t' = \tau$. On définit alors la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation, qui est la densité

spectrale de bruit :

$$S_i(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_i(\tau) e^{i\Omega\tau} d\tau \quad (1.21)$$

On définit les fluctuations du courant par $\delta i(t) = i(t) - \overline{i(t)}$. On peut montrer que $S_i(\Omega)$ est liée à la transformée de Fourier $\delta i(\Omega)$ de ces fluctuations par :

$$\overline{\delta i(\Omega) \delta i(\Omega')} = S_i(\Omega) 2\pi \delta(\Omega + \Omega') \quad (1.22)$$

avec

$$\begin{aligned} \delta i(\Omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \delta i(t) e^{i\Omega t} dt \\ \delta i(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \delta i(\Omega) e^{-i\Omega t} \frac{d\Omega}{2\pi} \end{aligned} \quad (1.23)$$

La variance du bruit est donnée par :

$$(\Delta i)^2 = \overline{\delta i^2(t)} = C_i(\tau)|_{\tau=0} = \int_{-\infty}^{+\infty} S_i(\Omega) \frac{d\Omega}{2\pi} \quad (1.24)$$

Cette quantité n'est pas nécessairement définie. En particulier, dans le cas d'un bruit blanc, l'intégrale diverge. De fait, on n'observe jamais la variance de $\delta i(t)$ qu'après filtrage du bruit. Ce filtrage est tout d'abord le fait du système de détection, dont la bande passante est nécessairement limitée, mais peut également être imposé par l'expérimentateur qui désire connaître le bruit relatif uniquement à une certaine plage du domaine spectral. Ainsi la variance $(\Delta i_F)^2$ du bruit du courant i_F obtenu à partir de i après filtrage par un filtre en créneau F , de bande passante en fréquence δf et centré sur la pulsation Ω_0 vaut :

$$(\Delta i_F)^2 = 2 \delta f S_i(\Omega_0) \quad (1.25)$$

Cette quantité peut être mesurée expérimentalement. Un analyseur de spectre uti-

lisant une bande de résolution de largeur δf mesure en effet à la fréquence $\Omega_0/2\pi$ la puissance de bruit dissipée à cette fréquence dans sa résistance de charge par le courant i qu'on lui envoie. Cette puissance de bruit est donc simplement reliée à la grandeur $(\Delta i_F)^2$ par l'intermédiaire de la valeur de la résistance de charge de l'analyseur de spectre.

B. Traitement quantique de la photodétection

Des photodétecteurs de rendement quantique proche de l'unité sont désormais d'usage courant. Pour de tels photodétecteurs, nous connaissons les relations classiques qui lient le flux de photons $N(t)$ (en photons par seconde), le photocourant $i(t)$ (en Ampères), et la puissance incidente $P(t)$ (en Watts):

$$i(t) = qN(t) = \frac{q}{\hbar\omega_0} P(t) = \frac{2q\varepsilon_0 c}{\hbar\omega_0} |\varepsilon(t, z)|^2 \quad (1.26)$$

(Nous ferons systématiquement l'hypothèse que la surface du photodétecteur est assez grande pour contenir l'ensemble du mode, de sorte que dans le calcul de l'intensité lumineuse incidente sur le détecteur, l'intégrale sur les termes transverses $\int u_{00}(\rho, z) d^2\rho$ vaut 1).

Le traitement quantique de ce problème [19] permet de définir de manière similaire un opérateur d'intensité lumineuse $\hat{I}(t)$, un opérateur photocourant $\hat{i}(t)$ et un opérateur de flux de photons $\hat{N}(t)$ donnés par:

$$\hat{i}(t) = q\hat{N}(t) = \frac{q}{C_{\omega_0}} \hat{I}(t) = \frac{q}{C_{\omega_0}} \hat{\varepsilon}^+(t, z) \hat{\varepsilon}(t, z) \quad (1.27)$$

avec

$$C_{\omega_0} = \frac{\hbar\omega_0}{2\varepsilon_0 c} \quad (1.28)$$

Pour accéder à la densité spectrale de bruit il ne reste plus qu'à définir la fonction d'autocorrélation quantique :

$$C_i(t, t') = \langle \hat{i}(t) \hat{i}(t') \rangle - \langle \hat{i}(t) \rangle \langle \hat{i}(t') \rangle \quad (1.29)$$

La densité spectrale de bruit sur \hat{i} est définie à partir de la fonction d'autocorrélation de la même manière qu'en 1.1.2.

1.1.3 L'inégalité de Heisenberg et les états non classiques du champ

A. Inégalités d'Heisenberg pour les densités spectrales de bruit des quadratures

La démarche de quantification du champ que nous avons présentée et les principes de la théorie de la photodétection que nous avons posés nous permettent désormais non seulement de calculer des densités spectrales de bruit pour n'importe quel faisceau répondant à la description donnée en 1.1.1, mais également d'établir de façon très concrète, sur ces densités spectrales, des inégalités de type Heisenberg.

De la même manière que nous l'avons fait pour le courant de photodétection et l'intensité du faisceau, nous pouvons introduire des densités spectrales de bruit pour les composantes en quadrature du champ définies par la formule (1.15).

Les fonctions d'autocorrélation des composantes de quadratures mesurées au même point z s'écrivent respectivement:

$$C_{\hat{e}_P}(t, t') = \langle \hat{e}_P(t)\hat{e}_P(t') \rangle - \langle \hat{e}_P(t) \rangle \langle \hat{e}_P(t') \rangle \quad (1.30)$$

$$C_{\hat{e}_Q}(t, t') = \langle \hat{e}_Q(t)\hat{e}_Q(t') \rangle - \langle \hat{e}_Q(t) \rangle \langle \hat{e}_Q(t') \rangle \quad (1.31)$$

De même que précédemment, leur densité spectrale de bruit est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation :

$$S_{\hat{e}_P}(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{\hat{e}_P}(\tau) e^{i\Omega\tau} d\tau \text{ et } S_{\hat{e}_Q}(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{\hat{e}_Q}(\tau) e^{i\Omega\tau} d\tau \quad (1.32)$$

A partir de la relation de commutation (1.19) entre $\hat{\varepsilon}_P$ et $\hat{\varepsilon}_Q^\dagger$, on peut démontrer que:

$$S_{\hat{\varepsilon}_P}(\Omega).S_{\hat{\varepsilon}_Q}(\Omega) \geq C_{\omega_0}^2 \quad (1.33)$$

Des densités spectrales on peut remonter, en utilisant (1.25), aux variances du bruit des quadratures mesurées par exemple au centre du faisceau, sur la bande de fréquence δf du filtre F :

$$\Delta \hat{E}_P(\vec{\rho} = \vec{0}, z)_F. \Delta \hat{E}_Q(\vec{\rho} = \vec{0}, z)_F \geq \frac{\hbar \omega_0}{2\varepsilon_0 c} \frac{2}{\pi w^2(z)} \delta f \quad (1.34)$$

B. Bruit d'intensité et de phase

Dans la limite où les fluctuations des opérateurs sont des quantités infinitésimales très faibles devant le champ moyen, nous pouvons linéariser les relations établies jusqu'à présent par rapport aux fluctuations quantiques. Nous écrivons ainsi les fluctuations de l'opérateur intensité:

$$\delta \hat{I} = \text{Re} \langle \hat{\varepsilon} \rangle \delta \hat{\varepsilon}_P + \text{Im} \langle \hat{\varepsilon} \rangle \delta \hat{\varepsilon}_Q \quad (1.35)$$

Dans le cas où le champ moyen est réel, les fluctuations d'intensité sont proportionnelles à $\hat{\varepsilon}_P$ et les fluctuations de phase sont définies par:

$$\delta \hat{\varphi} = \frac{1}{\langle \hat{\varepsilon} \rangle} \delta \hat{\varepsilon}_Q \quad (1.36)$$

On déduit des inégalités de Heisenberg qui précèdent:

$$S_I(\Omega).S_\varphi(\Omega) \geq C_{\omega_0}^2 \quad (1.37)$$

et, pour l'opérateur de flux de photons \hat{N} :

$$S_N(\Omega).S_\varphi(\Omega) \geq 1 \quad (1.38)$$

C. Applications: états cohérents - états non classiques

On peut élargir la définition habituelle des états cohérents aux états cohérents multi-modes: ces derniers sont décrits par une fonction d'onde $|\Psi_{cs}\rangle$ qui est vecteur propre de l'opérateur enveloppe:

$$\hat{\varepsilon}(t, z) |\Psi_{cs}\rangle = \langle \hat{\varepsilon}(t, z) | \Psi_{cs}\rangle \quad (1.39)$$

On montre que la densité spectrale du bruit sur chacune des deux quadratures d'un tel état vérifie:

$$S_{\hat{\varepsilon}_{zP}}(\Omega) = S_{\hat{\varepsilon}_{zQ}}(\Omega) = C_{\omega_0} \quad (1.40)$$

et donc

$$S_{\hat{\varepsilon}_{zP}}(\Omega) \cdot S_{\hat{\varepsilon}_{zQ}}(\Omega) = C_{\omega_0}^2 \quad (1.41)$$

Le produit des densités spectrales du bruit de quadrature est donc exactement égal à sa limite inférieure. Cela est également vrai pour les densités spectrales de bruit de phase et d'intensité. C'est pourquoi cet état est appelé état minimal. C_{ω_0} définit la limite quantique standard du bruit pour la densité spectrale de bruit de chaque quadrature.

Il existe une infinité d'autres états minimaux, qui présentent la propriété remarquable que le bruit sur l'une des deux grandeurs conjuguées considérée est inférieur à la limite quantique standard, tandis que le bruit sur l'autre lui est supérieur à due proportion. De tels états sont des états non classiques. Plus généralement, on appelle souvent état comprimé un état dont le bruit sur l'une des grandeurs mesurables (intensité, phase, ou quadrature) est inférieur à sa limite quantique standard, sans pour autant que le produit vérifie l'égalité (1.41)

Dans l'espace des phases défini par les deux quadratures, le champ moyen est représenté par un vecteur, et les fluctuations autour du champ moyen par une certaine aire dont le contour correspond à la valeur quadratique moyenne des fluctuations (fig.1-1).

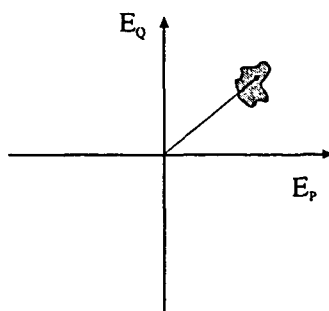


Figure 1-1: Représentation d'un état quelconque dans l'espace des quadratures

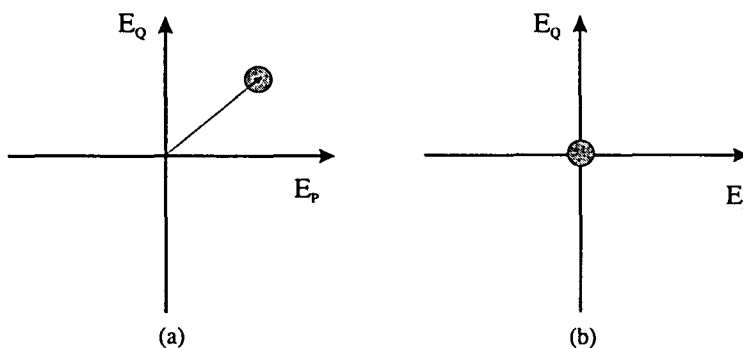


Figure 1-2: Représentation dans l'espace des quadratures d'un état cohérent quelconque (a); du vide (b)

L'inégalité d'Heisenberg exprime le fait que cette aire doit occuper une surface minimale. Les fluctuations d'un état cohérent sont donc représentées par un cercle (fig.1-2.a); celles du vide, état cohérent, par un cercle centré sur l'origine du repère (fig.1-2.b); celles d'un état comprimé prendront une forme différente, par exemple une ellipse dont le petit axe correspond à l'observable de plus faible bruit: une des quadratures (fig.1-3.a), la phase (fig.1-3.b), l'amplitude (fig.1-3.c), ou toute autre composante du champ.

Il importe également de calculer la fonction d'autocorrélation et la densité spectrale de bruit associées aux fluctuations d'intensité du faisceau dans le cas d'un état cohérent. Les fluctuations d'intensité présentent en effet l'intérêt d'être mesurables par détection

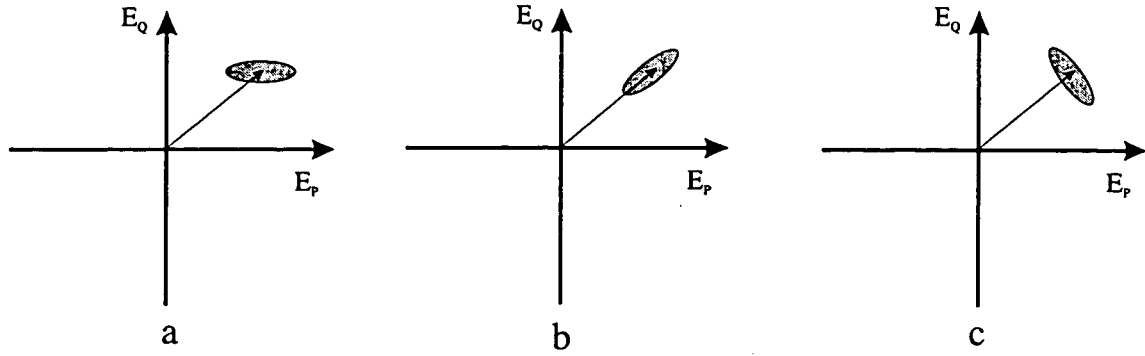


Figure 1-3: Représentation d'un état comprimé selon une quadrature (a); en amplitude (b); en phase (c)

directe du faisceau sur un photodétecteur:

Considérons un champ d'opérateur enveloppe $\hat{\epsilon}_A$ arrivant sur un photodétecteur parfait. A partir (1.27), (1.28) et (1.29), on trouve pour la fonction d'autocorrélation du courant i_A :

$$\begin{aligned} C_{i_A}(t, t') &= \left(\frac{q}{C_{\omega_0}} \right)^2 \left\{ \langle \hat{\epsilon}_A^+(t) \hat{\epsilon}_A(t) \hat{\epsilon}_A^+(t') \hat{\epsilon}_A(t') \rangle - \langle \hat{\epsilon}_A^+(t) \hat{\epsilon}_A(t) \rangle \langle \hat{\epsilon}_A^+(t') \hat{\epsilon}_A(t') \rangle \right\} \quad (1.42) \\ &= \left(\frac{q}{C_{\omega_0}} \right)^2 C_{I_A}(t, t') \end{aligned}$$

et

$$S_{i_A}(\Omega) = \left(\frac{q}{C_{\omega_0}} \right)^2 (S_{I_A}(\Omega)) \quad (1.43)$$

Dans le cas d'un état cohérent, on obtient:

$$C_{i_A}(t, t') = q \langle i_A \rangle \delta_1(t - t') \quad (1.44)$$

et

$$S_{i_A}(\Omega) = q \langle i_A \rangle \quad (1.45)$$

La formule (1.45) donne la valeur de la limite quantique standard du bruit d'intensité

pour un faisceau engendrant un courant $\langle i_A \rangle$ sur un photodétecteur parfait. On recon-
naît dans cette formule le bruit de grenaille caractéristique de la détection d'un flux de
particules obéissant à une statistique poissonnienne.

1.1.4 Mesure du bruit par détection homodyne

A. Problématique

Le bruit de la lumière représente des fluctuations extrêmement faibles dont la mesure est
délicate. Les développements qui précèdent ont montré qu'il est possible d'envisager une
mesure directe par exemple du bruit d'intensité d'un faisceau et de comparer ce dernier
avec la limite quantique standard que prévoit la théorie.

Toutefois une telle mesure absolue du bruit lumineux est aisément entachée d'erreurs,
aussi l'essentiel des mesures expérimentales consiste à rapporter le bruit de l'observable
mesurée au bruit quantique standard mesuré correspondant. Il s'agit donc de mesures
relatives dont la fiabilité dépend à la fois de la pertinence de la référence choisie pour
fournir la mesure de la limite quantique standard et de la qualité du dispositif de mesure.

Par exemple, un dispositif très simple consiste à calibrer un photodétecteur en en-
registrant sa réponse en fréquence à un faisceau incident dans un état cohérent. En
effectuant la mesure pour diverses puissances lumineuses, on obtient la réponse du dispo-
sitif de détection aux bruits quantiques correspondants. Il suffit alors de comparer, pour
les mêmes puissances incidentes, la réponse du même dispositif au bruit du faisceau à
étudier. Il convient évidemment de s'assurer que la source utilisée en référence est réel-
lement à la limite quantique standard et que les mesures sont rigoureusement effectuées
dans les mêmes conditions. C'est pourquoi à ce dispositif très simple de calibration, on
préfère généralement la détection homodyne équilibrée qui présente pour ces deux aspects
-fiabilité de la référence et identité des conditions de mesures- des garanties supérieures
à celles de la calibration ainsi décrite.

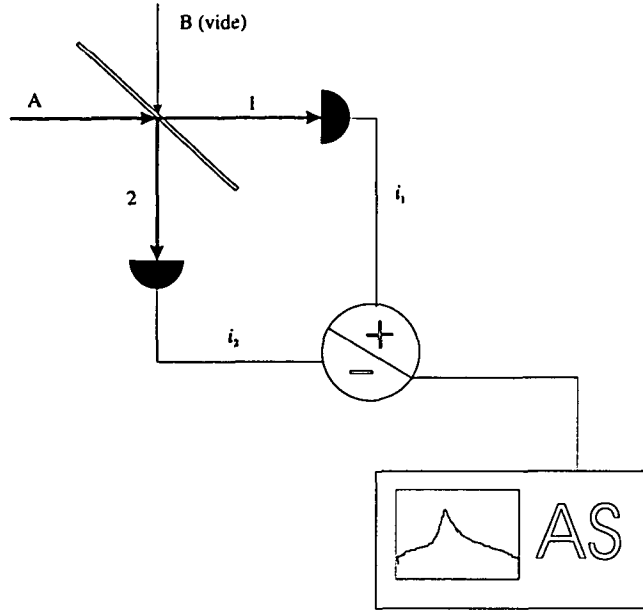


Figure 1-4: Détection homodyne

B. Principe de la détection homodyne équilibrée

Nous considérons deux faisceaux A et B , entrant chacun par l'une des voies d'une lame séparatrice parfaite, définie par ses coefficients de réflexion et de transmission du champ: $r = t = 1/\sqrt{2}$. Les faisceaux 1 et 2 issus de la séparatrice sont envoyés sur deux photodétecteurs parfaits (fig.1-4).

On mesure la somme $i_1 + i_2$ et la différence $i_1 - i_2$ des deux photocourants i_1 et i_2 . Les observables correspondantes sont respectivement égales à la somme et la différence des intensités \hat{I}_1 et \hat{I}_2 des faisceaux 1 et 2, multipliées par $\frac{q}{C_{\omega_0}}$.

$$\hat{i}_1 - \hat{i}_2 = \frac{q}{C_{\omega_0}} (\hat{I}_1 - \hat{I}_2) = \frac{q}{C_{\omega_0}} (\hat{\epsilon}_A \hat{\epsilon}_B^+ + \hat{\epsilon}_A^+ \hat{\epsilon}_B) \quad (1.46)$$

$$\hat{i}_1 + \hat{i}_2 = \frac{q}{C_{\omega_0}} (\hat{I}_1 + \hat{I}_2) = \frac{q}{C_{\omega_0}} (\hat{\epsilon}_A^+ \hat{\epsilon}_A + \hat{\epsilon}_B^+ \hat{\epsilon}_B) \quad (1.47)$$

Supposons de plus que B est un champ cohérent, et donc tel que: $\hat{\epsilon}_B |\Psi_B\rangle = \langle \hat{\epsilon}_B \rangle |\Psi_B\rangle$.

Nous écrivons $\langle \hat{\varepsilon}_B \rangle = E_B e^{i\varphi}$, ou E_B est un réel. Alors:

$$\langle \hat{I}_1 - \hat{I}_2 \rangle = E_B \langle \hat{\varepsilon}_\varphi \rangle \text{ avec } \hat{\varepsilon}_\varphi = e^{i\varphi} \hat{\varepsilon}_A^+ + e^{-i\varphi} \hat{\varepsilon}_A \quad (1.48)$$

Le calcul des densités spectrales de bruit des courants $i_1 + i_2$ donne simplement la somme des densités spectrales du bruit d'intensité de chaque faisceau, comme le ferait une détection directe (1.20 et sq.). Le faisceau B est dans un état cohérent, donc d'après (1.45)

$$S_{i_1+i_2}(\Omega) = \left(\frac{q}{C_{\omega_0}} \right)^2 S_{I_A}(\Omega) + q \langle i_B \rangle \quad (1.49)$$

La fonction d'autocorrélation associée à $i_1 - i_2$ s'écrit:

$$C_{i_1-i_2}(t, t') = \frac{q}{C_{\omega_0}} \langle i_B \rangle C_{\varepsilon_\varphi}(t, t') + q \langle i_A \rangle \delta_1(t - t') \quad (1.50)$$

où $C_{\varepsilon_\varphi}(t, t')$ est défini de la même manière qu'en 1.30, et où δ_1 a été défini en 1.12.

En prenant la transformée de Fourier:

$$S_{i_1-i_2}(\Omega) = \frac{q}{C_{\omega_0}} \langle i_B \rangle S_{\varepsilon_\varphi}(\Omega) + q \langle i_A \rangle \quad (1.51)$$

Nous constatons sur les formules (1.51) et (1.48) que la différence des photocourants nous permet d'accéder à une observable qui évolue linéairement avec la quadrature de l'enveloppe $\hat{\varepsilon}_\varphi$.

Si le champ qui entre en B est le vide, les relations (1.50) et (1.51) deviennent alors:

$$S_{i_1+i_2}(\Omega) = \left(\frac{q}{C_{\omega_0}} \right)^2 S_{I_A}(\Omega) \quad (1.52a)$$

$$S_{i_1-i_2}(\Omega) = q \langle i_A \rangle \quad (1.52b)$$

Il apparait que la densité spectrale relative à la différence des photocourants est celle

que produirait un faisceau lumineux de même intensité que A , et dont le bruit serait le bruit quantique standard. Ainsi, le rapport des densités spectrales de bruit de la somme des courants sur la différence des courants donne directement l'excès ou la compression de bruit du faisceau A relativement à la limite quantique standard.

Nous nous sommes généralement concentrés sur l'étude du bruit d'intensité, puisque c'était uniquement celui-ci dont les dispositifs que nous avons utilisés prédisaient une éventuelle compression. C'est donc cette dernière configuration, très simple, de la détection homodyne équilibrée, que nous avons employée. Ses avantages sur la calibration directe sont évidents.

D'une part, ce que l'on détecte en observant la différence des deux photocourants, ce sont en fait les fluctuations du vide qui entre par la voie B , homodynées par le champ moyen de la lumière qui entre par la voie A . De ce fait, le couplage spatial entre les deux faisceaux est parfait, puisque les modes du faisceau A se couplent avec leurs exacts correspondants dans la base des états du vide.

D'autre part la référence du bruit quantique standard est également très fiable, les états du vide étant des états cohérents. Les deux mesures -bruit du faisceau et référence- sont de plus prises presque simultanément, ce qui crée des conditions très favorables pour la validité de la comparaison entre les deux bruits.

Les exigences essentielles pour disposer d'une bonne détection homodyne portent donc sur la qualité, et particulièrement sur l'équilibrage, du dispositif de mesure: séparation optique du faisceau à mesurer, équilibrage de l'ensemble de la photodétection (photodiodes et amplificateurs) et qualité de l'électronique réalisant la somme et la différence des bruits mesurés.

1.2 Rôle de la statistique de pompe sur le bruit d'un laser libre

L'idée de mettre à profit la statistique de pompe très peu bruyante de certains lasers [22] afin d'obtenir des états comprimés trouve une expression intuitive très simple et très naturelle dans le cas des lasers à semi-conducteurs [73], où elle apparaît d'ailleurs comme l'analogie et le prolongement des notions de base de la photodétection. Ainsi, alors qu'une photodiode émet un flux d'électrons en réponse à un flux de photons et que la statistique du premier reflète la statistique du second dans la limite de l'efficacité quantique et de la bande passante de la photodiode, une diode laser émet un flux de photons stimulés par le courant électrique qui la traverse. Si l'efficacité quantique de conversion des électrons en photons est suffisamment élevée, on s'attend à ce que le bruit d'intensité du faisceau émis par la diode, et qui d'après (1.26) est directement proportionnel au bruit du flux de photons, conserve les propriétés statistiques du flux d'électrons alimentant la diode.

1.2.1 Equations du laser libre

Au delà des arguments simplistes évoqués ci-dessus, divers modèles ont été proposés pour rendre compte de la dynamique des lasers et des propriétés de leur bruit. Ceux que nous considérons ici reposent tous sur l'approche de Langevin quantique. Le modèle que nous suivons est celui établi par Kolobov et al., détaillé en [36]. Il permet de décrire avec une grande généralité le comportement des lasers, en décrivant la dynamique d'un laser à trois niveaux, qui correspond en réalité au schéma à quatre niveaux des théories classiques [56]. Toutefois nous avons élargi son champ d'application au cas d'un bruit de pompe décrit par une densité spectrale de bruit quelconque. Nous ne retraçons ici que la démarche générale suivie et ne détaillons que les aménagements apportés au modèle initial. Nous reportons le lecteur à [36] pour le détail des calculs. La même méthode a également été appliquée par Fontenelle et al. au laser injecté [17], que nous présenterons dans une prochaine section.

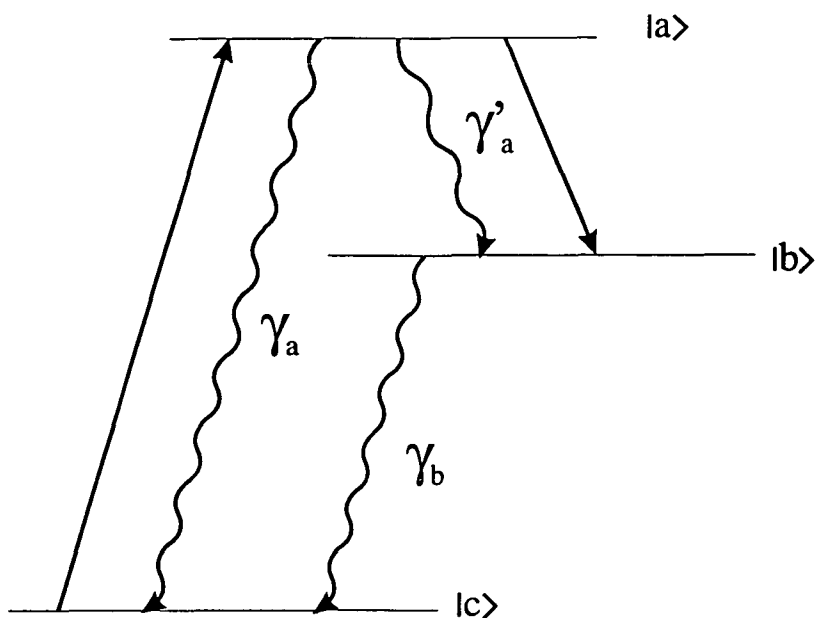


Figure 1-5: Laser à 3 niveaux ; le laser fonctionne sur la transition $a \rightarrow b$.

A. Modèle utilisé

On considère un système d'atomes à trois niveaux avec élargissement homogène. La transition laser a lieu entre les deux niveaux supérieurs $|a\rangle$ et $|b\rangle$, séparés de $\hbar \omega_{ab}$, tandis que le niveau inférieur $|c\rangle$ représente l'état fondamental à partir duquel sont pompés les atomes et vers lequel il retombent (fig.1-5).

Les équations de population sont gouvernées par les diverses constantes de relaxation: γ_a et γ'_a désignent respectivement les taux de transition non radiative et radiative à partir du niveau supérieur $|a\rangle$ de la transition, γ_b le taux de transition à partir du niveau $|b\rangle$, et γ_{ab} le taux de relaxation de la polarisation. Afin de simuler le bruit de pompe, les atomes j sont injectés dans l'état excité aux instants t_j dans la cavité et commencent alors à interagir avec le champ; la cavité est décrite par les paramètres suivants: longueur L , volume V , transmission du miroir de couplage T . Les injections constituent une série d'évènements aléatoires dont nous pouvons librement fixer la statistique. Les atomes sont couplés avec un mode résonnant de la cavité, décrit par une onde plane de pulsation ω_c .

Ce modèle peut rendre compte de la dynamique observée sur les deux types de laser que nous avons étudiés: les lasers à semi-conducteurs et les minicristaux de YAG: Nd ou d'YVO₄: Nd. Dans ce dernier cas, les atomes de Néodyme sont pompés du niveau fondamental vers des bandes d'énergie à partir desquelles ils se désexcitent très rapidement vers le niveau $|a\rangle$ de la transition laser. La constante de temps très rapide associée à cette désexcitation permet d'identifier (en corrigeant des pertes de conversion, comme on le montrera en 1.2.1.D), le flux de photons de pompe arrivant sur le minicristal, et le flux d'atomes passant de ces bandes d'énergie vers le niveau supérieur de la transition laser.

Dans le cas des diodes laser, en polarisant le semi-conducteur dans le sens passant, on injecte des porteurs - des paires électron-trou - qui, en se recombinant, émettent un photon. L'image des atomes injectés dans la cavité utilisée en [36] apparaît comme une description simple et immédiate du phénomène d'injection des porteurs dans la diode laser. Le bruit de pompe correspond au bruit du courant traversant la jonction. Yamamoto et Machida [71] ont effectué une analyse plus précise du bruit associé aux fluctuations des porteurs au sein d'une jonction de matériaux semi-conducteurs, dont les conclusions correspondent à l'image très simple qui vient d'être présentée. La transition entre les niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ du modèle décrit dans ce cas le phénomène de recombinaison radiative des porteurs. La constante γ_a rend compte des phénomènes de recombinaison non radiative dûs notamment aux défauts cristallins et à l'effet Auger. Quoique la structure des bandes d'énergie des matériaux à semi-conducteurs ne se ramène pas exactement à un système atomique à niveaux discrets, le principe de fonctionnement laser reste très voisin. C'est pourquoi, moyennant l'adaptation de certains paramètres, le modèle proposé est bien adapté à la représentation de la dynamique d'une diode laser.

B. Equations de Langevin quantiques microscopiques

Nous écrivons les équations décrivant l'interaction d'un atome avec le champ dans la

cavité dans l'approximation de l'onde tournante:

$$\begin{aligned}
\dot{a}(t) &= -(i\omega_c + \kappa/2)a(t) - ig \sum_j \Theta(t - t_j) \sigma^j(t) + F_\gamma(t) \\
\dot{\sigma}_a^j(t) &= -(\gamma_a + \gamma'_a) \sigma_a^j(t) + ig \Theta(t - t_j) [a^+(t) \sigma^j(t) - \sigma^{+j}(t) a(t)] + f_a^j(t) \\
\dot{\sigma}_b^j(t) &= -\gamma_b \sigma_b^j(t) + \gamma'_a \sigma_a^j(t) - ig \Theta(t - t_j) [a^+(t) \sigma^j(t) - \sigma^{+j}(t) a(t)] + f_b^j(t) \\
\dot{\sigma}^j(t) &= -(i\omega_{ab} + \gamma_{ab}) \sigma^j(t) + ig \Theta(t - t_j) [\sigma_a^j(t) - \sigma_b^j(t)] a(t) + f_\sigma^j(t)
\end{aligned} \tag{1.53}$$

où $\sigma_a^j(t) = (|a\rangle \langle a|)^j$ et $\sigma_b^j(t) = (|b\rangle \langle b|)^j$ sont les opérateurs de projection pour le niveau supérieur et inférieur de l'atome j , $\sigma^j(t) = (|b\rangle \langle a|)^j$ est l'opérateur de polarisation atomique de l'atome j ; $\Theta(t)$ est la fonction marche d'escalier (Heavyside) et la constante de couplage s'exprime par :

$$g = \sqrt{\frac{\omega_{ab}}{2\hbar\epsilon_0 V}} \mu. \tag{1.54}$$

$F_\gamma(t)$, $f_a^j(t)$, $f_b^j(t)$, $f_\sigma^j(t)$ sont les opérateurs de bruit de Langevin, définis par leurs fonctions de corrélation croisées. Celles ci sont données dans la littérature [56], [38] pour ce qui concerne $F_\gamma(t)$, qui rend compte du couplage du champ avec le bain des photons thermiques et avec le champ du vide. Pour les trois autres, en remarquant que les opérateurs σ_b^j , σ_a^j , σ^j forment une algèbre fermée (par exemple $\sigma^j \sigma_a^j = \sigma^j$), on applique la relation d'Einstein généralisée au système (1.53) pour trouver la valeur de l'ensemble des coefficients de diffusion intéressant ces opérateurs de Langevin. Ces fonctions de corrélation sont données dans [36], [38] et [39] ainsi qu'en Annexe B pour les principales d'entre elles.

C. Equations de Langevin quantiques macroscopiques

On écrit les équations pour le champ et la polarisation dans le référentiel tournant à la pulsation ω_c . (On suppose que $\omega_c = \omega_{ab}$).

Par la suite, des opérateurs macroscopiques décrivant l'ensemble des atomes sont définis en référence aux opérateurs atomiques individuels. Il s'agit du nombre N_a d'atomes

dans le niveau $|a\rangle$, du nombre N_b d'atomes dans le niveau $|b\rangle$, de la polarisation macroscopique M .

$$N_a(t) = \sum_j \Theta(t - t_j) \sigma_a^j(t) \quad (1.55)$$

$$N_b(t) = \sum_j \Theta(t - t_j) \sigma_b^j(t) \quad (1.56)$$

$$M(t) = -i \sum_j \Theta(t - t_j) \sigma^j(t) \quad (1.57)$$

Les équations obtenues pour les grandeurs macroscopiques à partir des équations (1.53) s'écrivent:

$$\dot{N}_a(t) = R - (\gamma_a + \gamma'_a) N_a(t) - g [a^+(t) M(t) + M^+(t) a(t)] + F_a(t) \quad (1.58)$$

$$\dot{N}_b(t) = -\gamma_b N_b(t) + \gamma'_a N_a(t) + g [a^+(t) M(t) + M^+(t) a(t)] + F_b(t)$$

$$\dot{M}(t) = -\gamma_{ab} M(t) + g [N_a(t) - N_b(t)] a(t) + F_M(t)$$

$$\dot{a}(t) = -\kappa/2 a(t) + g M(t) + F_\gamma(t)$$

R est le taux de pompage. Il est défini par:

$$\left\langle \sum_j \delta(t - t_j) \right\rangle_S = R \quad (1.59)$$

où $\langle \rangle_S$ est une moyenne statistique sur les instants t_j . F_a , F_b , et F_M sont les opérateurs de bruit de Langevin associés aux grandeurs macroscopiques, et définis à partir des $f_a^j(t)$, $f_b^j(t)$, $f_\sigma^j(t)$ en veillant à ce que leur moyenne soit nulle:

$$F_a(t) = \sum_j \Theta(t - t_j) f_a^j(t) + \sum_j \delta(t - t_j) \sigma_a^j(t_j) - R \quad (1.60)$$

$$F_b(t) = \sum_j \Theta(t - t_j) f_b^j(t) + \sum_j \delta(t - t_j) \sigma_b^j(t_j)$$

$$F_M(t) = -i \left[\sum_j \Theta(t - t_j) f_\sigma^j(t) + \sum_j \delta(t - t_j) \sigma^j(t_j) \right]$$

On peut alors calculer les diverses fonctions de corrélation croisées en utilisant les résultats obtenus pour les opérateurs microscopiques. Les résultats sont donnés en [36] Cependant nous conservons une formulation plus générale que celle donnée en [36] à l'une de ces fonctions de corrélation croisées. Il s'agit de $\langle F_a(t)F_a(t') \rangle$, où apparait le produit $\sum_k \delta(t' - t_k) \sum_j \delta(t - t_j)$. Ce produit n'apparait dans aucune autre fonction du même type, en raison des relations algébriques entre les opérateurs atomiques, et des conditions aux limites: $\langle \sigma_a^j(t_j) \rangle = 1$, $\langle \sigma_b^j(t_j) \rangle = 0$. Nous écrivons:

$$\langle F_a(t)F_a(t') \rangle = (\gamma_a + \gamma'_a) \langle N_a(t) \rangle \delta(t - t') + \sum_k \delta(t' - t_k) \sum_j \delta(t - t_j) - R^2 \quad (1.61)$$

Cette équation renferme l'essentiel de l'influence du bruit de pompe sur le bruit du laser; c'est pourquoi il convient de l'interpréter à la lumière du formalisme introduit en (1.1.2)

D. Statistique de pompe du laser

Il nous faut pour cela utiliser des outils capables de décrire les propriétés statistiques du pompage. Le flux des atomes arrivant dans la cavité est décrit par la fonction $R(t)$:

$$R(t) = \sum_{j, t > t_j} \delta(t - t_j) \quad (1.62)$$

Le taux de pompage R défini en 1.59 est la valeur moyenne de $R(t)$. C'est, à une constante près, une fonction de même type que celles décrivant l'arrivée de photons sur un photodétecteur ou celle d'électrons à travers la jonction de matériaux semi-conducteurs [4]. On peut trouver en [65] la présentation d'un formalisme adapté à ce type de processus stochastique. Nous rappelons en Annexe A les grandes lignes de ce formalisme, et l'appliquons à deux cas particuliers: celui d'un flux régulier et d'un flux poissonien d'atomes entrant dans la cavité.

La fonction d'autocorrélation associée au processus de pompage décrit par $R(t)$ s'écrit

(cf.1.1.2):

$$C_R(t, t') = \left[\left\langle \sum_j \sum_k \delta(t - t_j) \delta(t' - t_k) \right\rangle - \left(\left\langle \sum_j \delta(t - t_j) \right\rangle \right)^2 \right] \quad (1.63)$$

La fonction d'autocorrélation du bruit de pompe $C_R(t, t')$ définie ci-dessus correspond aux deux derniers termes de 1.61. Nous pouvons donc écrire:

$$\langle F_a(t) F_a(t') \rangle = (\gamma_a + \gamma'_a) \langle N_a(t) \rangle \delta(t - t') + C_R(t, t') \quad (1.64)$$

Dans le cas d'un pompage régulier nous avons montré en Annexe A que $C_R(t, t') = 0$. Dans le cas d'un pompage poissonien, la formule (A.16) donne $C_R(t, t') = R\delta(t - t')$. La formulation plus générale utilisée en 1.64 nous permettra d'obtenir une expression du bruit du laser incluant le spectre -quelconque- du bruit de la pompe.

Il convient encore de préciser ce que l'on entend par bruit de la pompe. En effet $C_R(t, t')$ rend compte de la statistique caractérisant les instants auxquels les atomes portés dans l'état supérieur de la transition laser commencent à interagir avec le champ dans la cavité. En réalité, la statistique de pompe proprement dite s'applique au processus qui porte les atomes dans l'état supérieur de la transition. Par exemple, dans le cas d'une diode laser, il s'agit de la statistique du courant injecté dans la diode. Pour autant, une partie des électrons injectés ne donnera pas de porteurs susceptibles d'interagir avec le champ dans la cavité. De même, dans le cas des cristaux d' YVO_4 : Nd dont nous disposons, et qui sont pompés optiquement, seulement une partie des photons de pompe (de longueur d'onde 810 nm) seront effectivement absorbés par les atomes de Néodyme pour porter ces derniers vers le niveau supérieur de la transition laser. Ainsi $C_R(t, t')$ n'exprime que la résultante du bruit de pompe originel, modifié par les pertes subies.

Il convient de distinguer ces pertes, dans le cas des diodes (resp. des atomes), du phénomène de recombinaison (resp. de transition) non radiative, qui est déjà pris en compte par le modèle grâce à la constante γ_a (cf.1.2.1). Il est donc important de voir

comment se traduisent ces pertes. Par exemple, en adaptant l'image employée dans le modèle [36] aux minilasers à YAG ou YVO₄, nous pouvons les introduire en exprimant le fait qu'une certaine proportion des photons de pompe incidents sur le cristal, pour une raison ou pour une autre ne conduit pas à envoyer les atomes de Néodyme dans l'état supérieur de la transition laser. Ce comportement s'applique à n'importe quel photon et peut donc se décrire par une probabilité p pour un photon incident de donner un atome dans l'état $|a\rangle$. Nous appellerons R_0 le taux de pompage originel, $C_{R_0}(t, t')$ sa fonction d'autocorrélation. $C_{R_0}(t, t')$ décrit la statistique du flux de photons incident sur le cristal, alors que $C_R(t, t')$ décrit la statistique d'excitation des atomes en résultant.

On peut aisément exprimer $C_R(t, t')$ en fonction de $C_{R_0}(t, t')$. Pour cela, il faut décomposer $C_{R_0}(t, t')$ afin de faire apparaître trois termes distincts. $C_{R_0}(t, t')$ s'écrit:

$$\left\langle \sum_j \sum_k \delta(t - \tau_j) \delta(t' - \tau_k) \right\rangle - \left\langle \sum_j \delta(t - \tau_j) \right\rangle \left\langle \sum_j \delta(t' - \tau_j) \right\rangle \quad (1.65)$$

(les t_j -instants à partir des quels les atomes commencent d'interagir- intervenant dans $C_R(t, t')$ constituent donc un sous-ensemble des τ_j -instants d'arrivée des photons-). Le terme de droite est R_0^2 . Le produit des fonctions δ doit être décomposé afin de séparer le terme d'autocorrélation de chaque évènement avec lui-même du terme réunissant les corrélations entre évènements distincts:

$$\begin{aligned} \left\langle \sum_j \sum_k \delta(t - \tau_j) \delta(t' - \tau_k) \right\rangle &= \left\langle \sum_j \delta(t - \tau_j) \delta(t' - \tau_j) \right\rangle + \\ &\quad \left\langle \sum_{j \neq k} \delta(t - \tau_j) \delta(t' - \tau_k) \right\rangle \\ &= \left\langle \sum_j \delta(t - \tau_j) \right\rangle \delta(t' - t) + \left\langle \sum_{j \neq k} \delta(t - \tau_j) \delta(t' - \tau_k) \right\rangle \end{aligned} \quad (1.66)$$

On peut aisément passer de la statistique des τ_j à celle des t_j en utilisant le paramètre p .

$$\left\langle \sum_{j \neq k} \delta(t - t_j) \delta(t' - t_k) \right\rangle = p^2 \left\langle \sum_{j \neq k} \delta(t - \tau_j) \delta(t' - \tau_k) \right\rangle \quad (1.67)$$

$$\text{et } \left\langle \sum_j \delta(t - t_j) \right\rangle = p \left\langle \sum_j \delta(t - \tau_j) \right\rangle \quad (1.68)$$

Puisque par définition du taux de pompage (cf.1.59)

$$R = \left\langle \sum_j \delta(t - t_j) \right\rangle \text{ et } R_0 = \left\langle \sum_j \delta(t - \tau_j) \right\rangle \quad (1.69)$$

et donc

$$\left\langle \sum_{j \neq k} \delta(t - t_j) \delta(t' - t_k) \right\rangle = C_R(t, t') - R^2 - R\delta(t' - t) \quad (1.70)$$

On obtient ainsi :

$$R = pR_0 \quad (1.71)$$

$$C_R(t, t') = p^2 C_{R_0}(t, t') + p(1 - p) R_0 \delta(t' - t) \quad (1.72)$$

Cette dernière équation exprime simplement le fait que les pertes ramènent la statistique de pompe originelle vers un bruit poissonien.

E. Equations scalaires et solutions stationnaires

Le système d'équation 1.58 écrit pour les opérateurs quantiques est converti, pour la suite des calculs, en un système portant sur les grandeurs scalaires correspondantes, moyennant le choix préalable d'un ordonnancement déterminé des opérateurs. La conversion, détaillée en [36], est effectuée pour l'ordre normal: les opérateurs du système 1.58 étant déjà rangés dans cet ordre, celui-ci n'implique que des modifications sur les fonctions de corrélation des forces de Langevin (cf. Annexe B). Par exemple, le coefficient de diffusion de Langevin quantique $D_{aa} = \langle F_a(t) F_a(t') \rangle$ doit être recalculé pour maintenir la cohérence entre équations scalaires et équations d'opérateurs quantiques. On utilise dans les

équations scalaires le coefficient \mathcal{D}_{aa} ainsi défini:

$$2\mathcal{D}_{aa} = 2D_{aa} - g [\langle \mathcal{A}^*(t)\mathcal{M}(t) \rangle + \langle \mathcal{M}^*(t)\mathcal{A}(t) \rangle] \quad (1.73)$$

Le système d'équations scalaires s'écrit :

$$\begin{aligned} \dot{\mathcal{N}}_a(t) &= R - (\gamma_a + \gamma'_a)\mathcal{N}_a(t) - g[\mathcal{A}^*(t)\mathcal{M}(t) + \mathcal{M}^*(t)\mathcal{A}(t)] + \mathcal{F}_a(t) \\ \dot{\mathcal{N}}_b(t) &= -\gamma_b\mathcal{N}_b(t) + \gamma'_a\mathcal{N}_a(t) + g[\mathcal{A}^*(t)\mathcal{M}(t) + \mathcal{M}^*(t)\mathcal{A}(t)] + \mathcal{F}_b(t) \\ \dot{\mathcal{M}}(t) &= -\gamma_{ab}\mathcal{M}(t) + g[\mathcal{N}_a(t) - \mathcal{N}_b(t)]\mathcal{A}(t) + \mathcal{F}_{\mathcal{M}}(t) \\ \dot{\mathcal{A}}(t) &= -\kappa/2\mathcal{A}(t) + g\mathcal{M}(t) + \mathcal{F}_\gamma(t) \end{aligned} \quad (1.74)$$

On obtient les solutions stationnaires en annulant les dérivées temporelles et en négligeant les termes fluctuants:

L'intensité moyenne $I_0 \equiv \mathcal{A}_0^2$ du champ dans la cavité vaut:

$$I_0 = I_s(R/R_{th} - 1) \quad (1.75)$$

I_s est l'intensité de saturation

$$I_s = \frac{\gamma_{ab}\gamma_b}{2g^2} \frac{\gamma_a + \gamma'_a}{\gamma_a + \gamma_b} \quad (1.76)$$

R_{th} est le taux de pompage au seuil

$$R_{th} = \frac{\kappa\gamma_{ab}\gamma_b}{2g^2} \frac{\gamma_a + \gamma'_a}{\gamma_b - \gamma'_a} \quad (1.77)$$

On exprime de la même manière les valeurs stationnaires des populations \mathcal{N}_{a0} , \mathcal{N}_{b0} et de la polarisation \mathcal{M}_0 :

$$\mathcal{N}_{a0} = \frac{R - \kappa I_0}{\gamma_a + \gamma'_a} \quad \mathcal{N}_{b0} = \frac{\gamma'_a R + \kappa \gamma_a I_0}{\gamma_b (\gamma_a + \gamma'_a)} \quad \mathcal{M}_0 = \frac{\kappa}{2g} \mathcal{A}_0 \quad (1.78)$$

1.2.2 Spectres de bruit

A. Linéarisation et décomposition spectrale

On linéarise le système scalaire en introduisant pour chaque grandeur \mathcal{G} de valeur stationnaire \mathcal{G}_0 , la grandeur fluctuante $\delta\mathcal{G} = \mathcal{G} - \mathcal{G}_0$. On résout ensuite le système ainsi obtenu en procédant à la décomposition spectrale des grandeurs par la transformée de Fourier ainsi définie :

$$\delta\mathcal{G}(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp(i\Omega t) \delta\mathcal{G}(t) \text{ et } \delta\mathcal{G}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(-i\Omega t) \delta\mathcal{G}(\Omega) \quad (1.79)$$

Les transformées de Fourier $\mathcal{F}_k(\Omega)$ des forces de Langevin $\mathcal{F}_k(t)$ obéissent à la relation :

$$\langle \mathcal{F}_k(\Omega) \mathcal{F}_l(\Omega') \rangle = 2\pi \delta(\Omega + \Omega') 2D_{kl} \quad (1.80)$$

On définit les fluctuations des quadratures :

$$\begin{aligned} \delta X(\Omega) &= \frac{1}{2} [\delta\mathcal{A}(\Omega) + \delta\mathcal{A}^*(-\Omega)] \\ \delta Y(\Omega) &= \frac{1}{2i} [\delta\mathcal{A}(\Omega) - \delta\mathcal{A}^*(\Omega)] \end{aligned} \quad (1.81)$$

Comme dans les théories classiques du laser, la phase du champ peut être choisie arbitrairement au moins sur des temps courts devant le temps de diffusion de phase. On choisit donc \mathcal{A}_0 réel, de sorte que les fluctuations d'amplitude sont données directement par $\delta X(\Omega)$, celles de phase par $1/\mathcal{A}_0 \delta Y(\Omega)$ et celles d'intensité par $2\mathcal{A}_0 \delta X(\Omega)$.

$$\begin{aligned} \delta X(\Omega) &= \frac{\gamma_a + \gamma'_a - i\Omega}{g(\gamma_a + \gamma_b - 2i\Omega)(\kappa - i\Omega)[C(\Omega) + 2\mathcal{A}_0^2]} \\ &\times \left\{ \frac{1}{2} [\mathcal{F}_M(\Omega) + \mathcal{F}_M^*(-\Omega)] (\gamma_b - i\Omega) \right. \\ &\left. + g\mathcal{A}_0 \frac{\gamma_b - \gamma'_a - i\Omega}{\gamma_a + \gamma'_a - i\Omega} \mathcal{F}_a(\Omega) - g\mathcal{A}_0 \mathcal{F}_b(\Omega) \right\} \end{aligned} \quad (1.82)$$

$$\delta Y(\Omega) = \frac{g}{2\Omega(\kappa/2 + \gamma_{ab} - i\Omega)} [\mathcal{F}_{\mathcal{M}}(\Omega) - \mathcal{F}_{\mathcal{M}}^*(-\Omega)] \quad (1.83)$$

où $C(\Omega)$ s'écrit :

$$C(\Omega) = \frac{-i\Omega(\kappa/2 + \gamma_{ab} - i\Omega)(\gamma_b - i\Omega)(\gamma_a + \gamma'_a - i\Omega)}{g^2(\gamma_a + \gamma_b - 2i\Omega)(\kappa - i\Omega)}$$

B. Densité spectrale de bruit de chaque quadrature

On définit, de même qu'en (1.1.2) les densités spectrales de bruit pour les grandeurs scalaires X et Y , en supposant le processus stationnaire.

Cependant, ces densités spectrales de bruit résultent d'un calcul mené avec l'ordre normal, de sorte que la valeur qu'elles donnent pour la variance du bruit diffère, par une constante (qui est le commutateur du boson : 1) de la densité spectrale telle que nous l'avons introduite pour les opérateurs des composantes de quadratures en 1.1.3.A, et qui est celle donnée directement par les calculs en représentation de Wigner. Ainsi la variance du vide exprimée en ordre normal est elle nulle, et la densité spectrale de bruit prend des valeurs comprises entre -1 et 0 pour les états comprimés. C'est pourquoi nous repérons cette densité spectrale dans les développements qui vont suivre par l'indice *norm* pour la distinguer de la densité spectrale définie en représentation de Wigner.

$$S_X^{norm}(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \exp(i\Omega\tau) \langle \delta X(0) \delta X(\tau) \rangle \quad (1.84)$$

Nous avons par ailleurs la relation qui exprime la stationnarité pour la transformée de Fourier de $\delta X(\tau)$:

$$\langle \delta X(\Omega) \delta X(\Omega') \rangle = 2\pi S_X^{norm}(\Omega) \delta(\Omega + \Omega') \quad (1.85)$$

Connaissant l'expression des produits des composantes spectrales des forces de Langevin $\langle F_l(\Omega) F_k(\Omega') \rangle$, on obtient facilement l'expression de $S_X^{norm}(\Omega)$ en identifiant les

coefficients des $\delta(\Omega + \Omega')$. Dans la mesure où nous avons conservé à l'expression du bruit de pompe stationnaire sa plus grande généralité, quelques changements interviennent concernant le terme $\langle F_a(\Omega)F_a(\Omega') \rangle$ par rapport aux calculs détaillés en [36]. Ces changements consistent à introduire en 1.64 une expression plus générale du spectre de bruit de pompe, décrit par sa densité spectrale de bruit $S_R(\Omega)$ définie d'après 1.21 et 1.63 :

$$\langle F_a(\Omega)F_a(\Omega') \rangle = 2\pi(\gamma_a + \gamma'_a) \langle N_{a0} \rangle \delta(\Omega + \Omega') + 2\pi S_R(\Omega)\delta(\Omega + \Omega') \quad (1.86)$$

et qui s'intègre aisément à la formule du spectre de bruit du laser (cf.1.2.2.C).

C. Bruit d'amplitude du champ sortant de la cavité

A partir de $S_X^{norm}(\Omega)$ nous calculons, pour l'ordre normal, $S^{norm}(\Omega)$, densité spectrale de bruit associée à l'amplitude du champ a_{out} sortant de la cavité. D'après le traitement de Gardiner et Collet [8],[10] et [9] :

$$\langle \delta X_{out}(t)\delta X_{out}(t') \rangle = 4\kappa \langle \delta X(t)\delta X(t') \rangle \quad (1.87)$$

et donc

$$S^{norm}(\Omega) = 4\kappa S_X^{norm}(\Omega)$$

Pour obtenir l'expression du spectre de bruit $S^{out}(\Omega)$ de X_{out} dans la représentation de Wigner, correspondant à la définition donnée en 1.1.3.A., il faut corriger l'expression trouvée pour S^{norm} en ajoutant 1, valeur du commutateur du boson. Ainsi : $S^{out}(\Omega) = 1$, lorsque le bruit d'intensité est poissonien et 0 pour une compression parfaite du bruit d'intensité.

$$S^{out}(\Omega) = 1 + 4\kappa S_X^{norm}(\Omega) \quad (1.88)$$

C'est le bruit que l'on mesurera à la sortie du laser, soit par détection directe, soit

par détection homodyne. Nous introduisons les variables réduites suivantes:

$$\tilde{\Omega} \equiv \Omega/\kappa \quad (1.89)$$

$$a \equiv \gamma_a/\kappa \quad (1.90)$$

$$a' \equiv \gamma'_a/\kappa \quad (1.91)$$

$$b \equiv \gamma_b/\kappa \quad (1.92)$$

$$c \equiv \gamma_{ab}/\kappa \quad (1.93)$$

$$r \equiv R/R_{th} \quad (1.94)$$

Nous introduisons également s , la densité spectrale de bruit de pompe réduite, fonction de la pulsation réduite $\tilde{\Omega}$ et normalisée par le bruit de Poisson correspondant au taux de pompe moyen R .

$$s(\tilde{\Omega}) = S_R(\Omega)/R \quad (1.95)$$

$s(\tilde{\Omega})$ a une signification très simple dans le cas d'un bruit de pompe blanc puisqu'elle exprime simplement le rapport du bruit de pompe au bruit de Poisson. s vaut 1 pour une pompe poissonnienne, est compris entre 0 et 1 pour une pompe subpoissonnienne.

$$\begin{aligned} S^{out}(\tilde{\Omega}) &= 1 + \frac{2bc(a+a')}{b-a'} \frac{1}{D(\tilde{\Omega})} \quad (1.96) \\ & \left((b^2 + \tilde{\Omega}^2) \left[(a+a')^2 + \tilde{\Omega}^2 \right] \left[r + n \left(\frac{c}{a+a'} - 1 \right) \right] \right. \\ & + 2w^2 \left\{ \left[(b-a')^2 + \tilde{\Omega}^2 \right] \left[n + (s(\tilde{\Omega}) - 1) r/2 \right] \right. \\ & - \left. \left[(b-a')(a+a') + \tilde{\Omega}^2 \right] \left(r - \frac{a+2a'}{a+a'} n \right) \right. \\ & \left. \left. + \left[(a+a')^2 + \tilde{\Omega}^2 \right] \left(\frac{a'}{a+a'} - \frac{bb-a'}{ca+a'} \right) \right\} \right) \end{aligned}$$

$$D(\tilde{\Omega}) = \left| -i\tilde{\Omega}\left(\frac{1}{2} + c - i\tilde{\Omega}\right)(b - i\tilde{\Omega})(a + a' - i\tilde{\Omega}) + 2w^2(a + b - 2i\tilde{\Omega})(1 - i\tilde{\Omega}) \right|^2 \quad (1.97)$$

$$n = \frac{ra + b + a'(r - 1)}{a + b} \text{ et } w^2 = \frac{(a + a')bc}{2(a + b)}(r - 1) \quad (1.98)$$

Remarque : Prise en compte de pertes optiques

Le modèle précédent ne prend pas en compte les pertes optiques subies par le rayonnement laser à l'intérieur de la cavité. Ces pertes ont le même effet sur le champ intra cavité que le couplage introduit par les miroirs avec l'extérieur de la cavité. Nous l'intégrons donc à la constante κ en écrivant:

$$\kappa = \kappa_p + \kappa_e \quad (1.99)$$

où κ_e rend compte du couplage du champ avec l'extérieur et κ_p rend compte des pertes optiques. La définition des variables réduites n'est pas affectée, en revanche le rapport $S_\eta(\tilde{\Omega})$ du bruit d'amplitude du champ sortant de la cavité au bruit quantique standard s'écrit désormais:

$$S_\eta(\tilde{\Omega}) = 1 + \eta \left(S^{out}(\tilde{\Omega}) - 1 \right) \text{ où } \eta = \frac{\kappa_e}{\kappa} \quad (1.100)$$

1.2.3 Application aux lasers à semi-conducteur et aux lasers à YAG: Nd et YVO₄: Nd

L'étude de la dynamique des lasers conduit à regrouper les différents types de lasers en classes, caractérisées par les ordres de grandeur des taux de relaxation décrivant l'évolution du champ, de la polarisation et des populations. Dans le cas des diodes laser, comme dans celui des lasers à YAG ou à YVO₄, la polarisation relaxe beaucoup plus vite que les autres grandeurs, de sorte qu'on l'élimine adiabatement du système d'équations. Ces lasers sont des lasers de classe B selon la classification proposée par Arecchi et al.

[2] ou encore de classe III selon celle proposée par Abraham et al. [1] , c'est à dire, en coordonnées réduites: $c \gg 1 \gg a, b$.

A. Bruit d'amplitude des lasers de classe B

Le bruit d'amplitude $S^B(\tilde{\Omega})$ pour cette classe de laser s'écrit, en faisant tendre c vers l'infini :

$$\begin{aligned}
S^B(\tilde{\Omega}) = & 1 + \eta \frac{2b(a+a')}{b-a'} \frac{1}{D^B(\tilde{\Omega})} (b^2 + \tilde{\Omega}^2) [(a+a')^2 + \tilde{\Omega}^2] \frac{n}{a+a'} \quad (1.101) \\
& + 2(w^B)^2 \{ [(b-a')^2 + \tilde{\Omega}^2] [n + (s(\tilde{\Omega}) - 1) r/2] \\
& - [(b-a')(a+a') + \tilde{\Omega}^2] \left(r - \frac{a+2a'}{a+a'} n \right) \\
& + [(a+a')^2 + \tilde{\Omega}^2] \frac{a'}{a+a'} n \}
\end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}
D^B(\tilde{\Omega}) = & \left| -i\tilde{\Omega}(b - i\tilde{\Omega})(a + a' - i\tilde{\Omega}) + 2(w^B)^2 (a + b - 2i\tilde{\Omega})(1 - i\tilde{\Omega}) \right|^2 \quad (1.102) \\
= & \left[\tilde{\Omega}^2 \left(b + a + a' + 2 \frac{(a+a')b(r-1)}{a+b} \right) - (a+a')b(r-1) \right]^2 \\
& + \tilde{\Omega}^2 \left[\tilde{\Omega}^2 - b(a+a') \left\{ 1 + (r-1) \left(1 + \frac{2}{a+b} \right) \right\} \right]
\end{aligned}$$

$$(w^B)^2 = \frac{(a+a')b}{2(a+b)}(r-1) \quad (1.103)$$

Le spectre de bruit de ces lasers est dominé par une oscillation de relaxation [69], [32] qui correspond approximativement à la fréquence pour laquelle $D^B(\tilde{\Omega})$ est minimal.

Dans le cas des diodes, cette oscillation se situe autour de 3 GHz. Cette fréquence est très largement supérieure à la bande passante de la détection que nous avons utilisée. Aussi le spectre que nous observons est-il plat, du moins à partir de quelques centaines de kHz. Nous verrons que les constantes de relaxation décrivant la dynamique du laser

correspondent à des temps de relaxation très petits devant la constante de temps caractéristique de la détection. Aussi, sur l'ensemble du domaine spectral d'observation, le bruit donné par la formule 1.101 ne dépend de $\tilde{\Omega}$ qu'à travers l'éventuelle dépendance de s en $\tilde{\Omega}$. Le bruit observé doit être comparé au bruit $S^B(0)$ donné par la formule 1.101 pour $\tilde{\Omega} = 0$, en réservant toutefois à s la possibilité de varier avec $\tilde{\Omega}$. A partir de 1.101, nous obtenons:

$$\begin{aligned}
S^B(0) = & 1 - \eta + \eta \left[s \frac{b - a'}{a + b} + \frac{(a + a')(a' + b)}{(a + b)(b - a')} \right. \\
& + \left. \left\{ \frac{(a' + b)(a + a')}{(a + b)(b - a')} + \frac{(a' + b)}{(b - a')} + s \frac{b - a'}{a + b} \right\} \frac{1}{r - 1} \right. \\
& \left. + \frac{2b}{b - a'} \frac{1}{(r - 1)^2} \right]
\end{aligned} \tag{1.104}$$

Le paramètre η rend compte de la façon dont les pertes optiques ramènent le bruit vers le bruit quantique standard ($S^B(0) = 1$ pour $\eta = 0$). Le bruit décroît linéairement avec s . Nous avons mis en évidence sur la formule 1.104 la dépendance du bruit avec le taux de pompage réduit r . Il apparaît clairement trois termes de bruit: l'un ne dépend pas de r . Les deux autres, qui évoluent respectivement en $1/(r - 1)$ et $1/(r - 1)^2$, disparaissent lorsque $r \rightarrow \infty$. A fréquence nulle et pour $r \gg 1$, le laser émet un faisceau subpoissonien si et seulement si le bruit s de la pompe est inférieur à une valeur s_{seuil} :

$$s_{seuil} = 1 - 2a' \frac{a + a'}{(b - a')^2} \tag{1.105}$$

Les meilleurs candidats sont donc les lasers dont la constante de relaxation du niveau supérieur est très petite devant celle du niveau inférieur, c'est à dire ceux dont l'inversion de population est la plus marquée ($b \gg a, a'$). Pour de telles constantes de relaxation, on constate que le premier terme de bruit, indépendant du taux de pompe, est directement proportionnel au bruit de pompe. Le second terme, pondéré en $1/(r - 1)$, et qui diminue donc modérément avec le taux de pompe, est du type $(1 + s)/(r - 1)$ et ne peut être négligé que pour de forts taux de pompe, même si le bruit de pompe s est très faible. Le

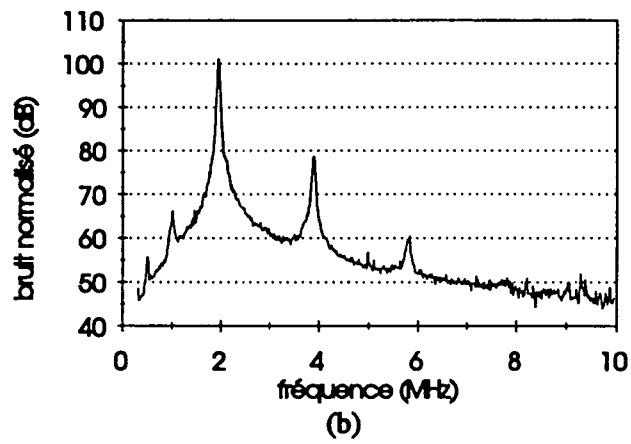
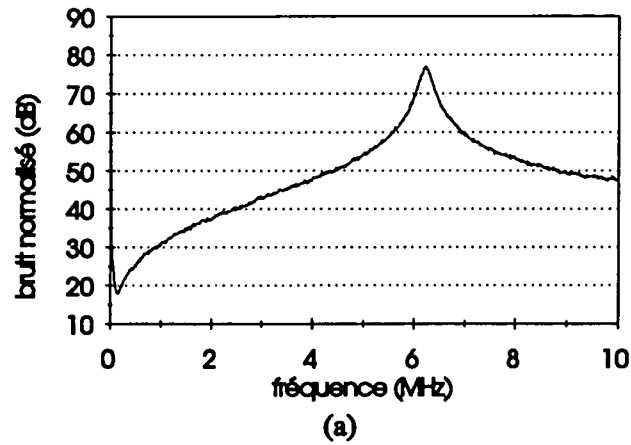


Figure 1-6: Spectres de bruit expérimentaux d'un microcristal d' YVO_4 (a) et de YAG (b)

troisième terme est du type $2/(r - 1)^2$ et contribue significativement au bruit du laser pour de faibles taux de pompe. En revanche son influence disparaît rapidement lorsque r augmente.

En revanche, pour des taux de pompage équivalents à ceux des diodes, sur les microcristaux d' YVO_4 (fig.1-6.a), et plus encore sur ceux de YAG (fig.1-6.b), l'oscillation de relaxation apparaît à une fréquence beaucoup plus basse, de l'ordre du MHz pour le YAG et de 5 à 10 MHz pour l' YVO_4 , de sorte que le bruit le plus faible sur ce type de laser doit être recherché à des fréquences encore plus basses, de l'ordre de la dizaine de kHz. Ainsi, comme pour les diodes, le bruit le plus faible doit être recherché à basse fréquence. C'est

donc dans ce sens qu'il convient d'exploiter la formule fournie par le modèle. Dans le cas des mini-cristaux, $S^B(0)$ donne la limite inférieure du niveau de bruit susceptible d'être mesuré. Nous examinerons dans quelle mesure les conditions expérimentales permettent, dans le cas de l' YVO_4 , au bruit du laser de se rapprocher de cette valeur limite.

B. Cas des lasers à YVO_4 : Nd ou YAG: Nd

Dans le cas du YAG: Nd ou de l' YVO_4 : Nd, les photons à 810 nm excitent la transition du niveau fondamental $^4I_{9/2}$ vers une bande de sous-niveaux de pompe (cf. figure 1-7), qui se désexcite rapidement par des transitions non radiatives ou par interaction avec le réseau cristallin, vers les sous-niveaux $^4F_{3/2}$. Ces deux sous-niveaux correspondent au niveau supérieur de plusieurs transitions laser dont les plus importantes, à 1064,15 nm et 1061,5 nm, aboutissent aux sous-niveaux $^4I_{11/2}$. Ce schéma de laser à quatre niveaux s'adapte aisément au modèle présenté en 1.2, dans la limite du domaine spectral défini par le taux de relaxation des sous-niveaux de pompe vers le niveau supérieur de la transition laser. Pour des fréquences inférieures à la fréquence correspondant à ce taux de relaxation, on peut considérer que les propriétés de la statistique caractérisant le flux de photons de la pompe sont transmises à la statistique d'excitation des atomes dans le niveau supérieur de la transition laser sans autre distorsion que celle introduite par les pertes inhérentes à cette conversion, pertes dont l'effet a déjà été traité en 1.2.1.D. Parce que la relaxation de la bande de pompe est très rapide devant les autres relaxations participant au phénomène laser, on peut adopter cette description de la statistique d'excitation sur l'ensemble du domaine spectral observable.

On prévoit donc que la statistique de pompe doit influencer la statistique du flux de photons émis par le laser dans les proportions qu'autorise la qualité de la conversion des photons de pompe en photons à $1,064 \mu\text{m}$, c'est à dire l'efficacité quantique du laser, et dans un domaine restreint aux fréquences inférieures à la fréquence de l'oscillation de relaxation.

Le spectre de bruit d'intensité de ces lasers est caractérisé par une forte oscillation de

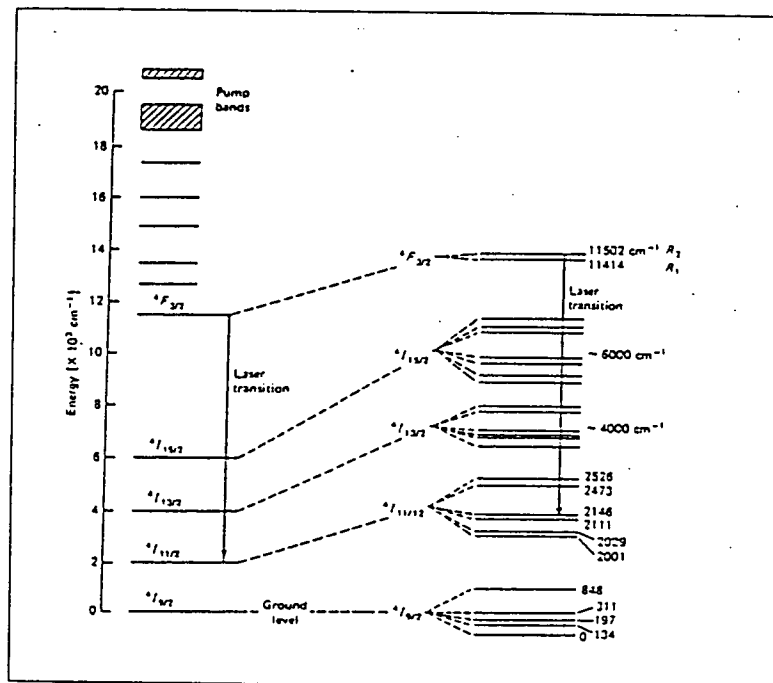


Figure 1-7: Diagramme des niveaux d'énergie du YAG:Nd

relaxation au delà de laquelle le bruit revient lentement vers la limite quantique standard; en deçà, il augmente de façon monotone à partir des plus basses fréquences (fig.1-6). La fréquence de l'oscillation de relaxation est donnée par:

$$f_{rel} \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\kappa(\gamma_a + \gamma'_a)(r - 1)} \quad (1.106)$$

Qu'il s'agisse du YAG ou de l'YVO₄, seules les constantes de relaxation de la polarisation (γ_c) et du niveau supérieur (γ_a et γ'_a) sont connues avec une bonne précision [35], [31], [16]. Nous avons vérifié numériquement, pour les valeurs de γ_c retenues et sur l'ensemble du spectre, que la puissance de bruit calculée dans l'hypothèse $\gamma_c \gg \gamma_a, \gamma'_a$ ne s'écarte pas de plus de 4% de la puissance de bruit prévue par la formule complète $S^{out}(\bar{\Omega})$. De plus, l'écart n'est significatif que pour les fréquences proches de l'oscillation de relaxation et reste donc négligeable ($<10^{-3}$) aux plus basses fréquences. L'approximation consistant à éliminer la variable réduite c est donc justifiée. Malgré l'usage très courant et relativement ancien qui est fait des lasers à YAG ou YVO₄: Nd [49], [64], il subsiste une incertitude de plusieurs ordres de grandeur concernant la constante de relaxation γ_b de la population du niveau inférieur [28], [35]. Nous n'avons pu nous procurer la valeur de cette constante pour l'YVO₄; nous avons donc retenu une valeur de γ_b compatible avec les ordres de grandeurs disponibles pour le YAG et telle que l'allure du spectre de bruit obtenu corresponde le mieux possible au spectre de bruit mesuré.

Les valeurs retenues sont les suivantes, pour un dopage de 1% :

	YAG		YVO ₄
	Valeurs extrêmes	Valeur retenue	Valeur retenue
κ (s ⁻¹)		8.10 ⁹	1,41.10 ¹⁰
γ_a (s ⁻¹)		3,6.10 ³	9,87.10 ⁴
γ'_a (s ⁻¹)		8,8.10 ²	8,88.10 ³
γ_b (s ⁻¹)	3,3.10 ⁷ à 4,4.10 ⁹	9,6.10 ⁸	1,4.10 ⁹
γ_{ab} (s ⁻¹)		5,1.10 ¹¹	7.10 ¹¹
a		1,1.10 ⁻⁷	7.10 ⁻⁶
a'		4,5.10 ⁻⁷	6,3.10 ⁻⁷
b	4,1.10 ⁻³ à 5,5.10 ⁻¹	1,2.10 ⁻¹	1,0.10 ⁻¹
c		64	50

La figure 1-8 montre le spectre de bruit théorique de l'YVO₄ utilisé dans nos expériences, à différents taux de pompe r , pour une pompe poissonnienne, avec une échelle de fréquence linéaire (figure 1-8). On suppose de plus que le champ intracavité ne subit aucunes pertes optiques ($\eta = 1$).

Les spectres mesurés sont en bon accord avec les prévisions théoriques (fig. 3-14). La comparaison théorie-expérience est discutée en détail en 3.1.2.B.3. Pour mieux distinguer le comportement sur l'ensemble du spectre, la figure 1-10 montre le bruit théorique de l'YVO₄, avec une échelle logarithmique en fréquence, sous les mêmes conditions de pompage poissonnien que la figure 1-8. Pour la figure 1-11, la pompe est subpoissonnienne ($s = 0,25$), ce qui correspond par exemple à un faisceau de pompe régulier ($s_{pompe} = 0$) subissant 25 % de pertes de conversion, soit $s = 0,25$). Cette figure met ainsi en évidence la possibilité d'obtenir un fonctionnement subpoissonnien à basse fréquence si la pompe est régulière.

Compte tenu des différentes pertes qui affectent le faisceau émis par le minicristal, de celles qui affectent la pompe et de la qualité de cette dernière, nous préciserons à la fin de ce paragraphe dans quelles limites il paraît raisonnable d'estimer s et η . Ces spectres

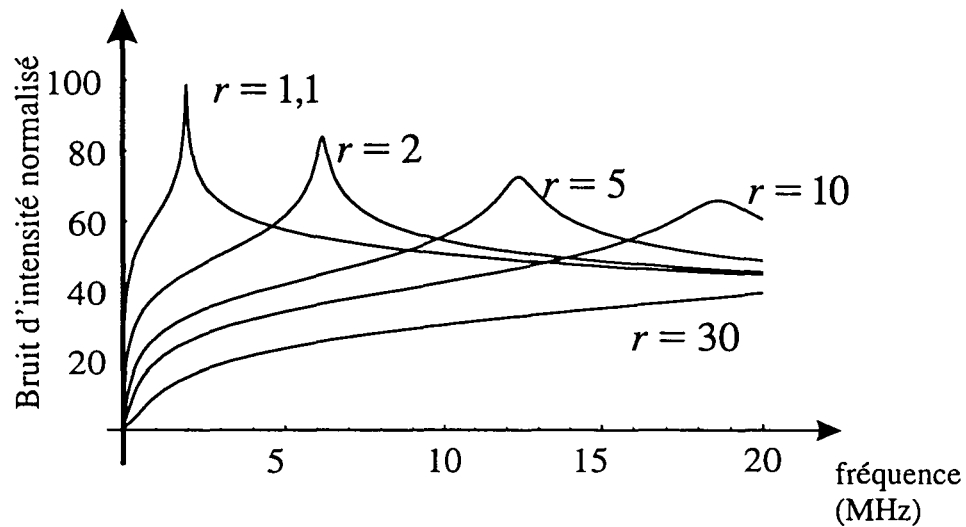


Figure 1-8: Spectres de bruit d'intensité de l'YVO₄ sans pertes optiques, et pour plusieurs valeurs du taux de pompage r : pour une pompe poissonnienne.

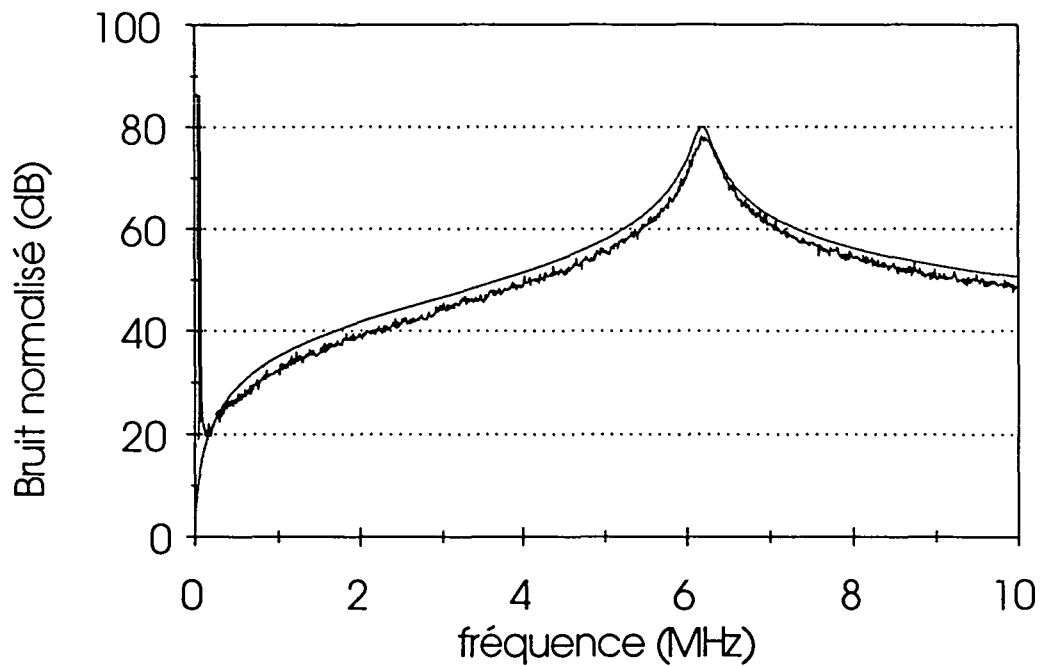


Figure 1-9: Spectre de bruit d'intensité théorique et expérimental pour le minilaser à YVO₄ ($r \simeq 2,3$; pompe poissonnienne).

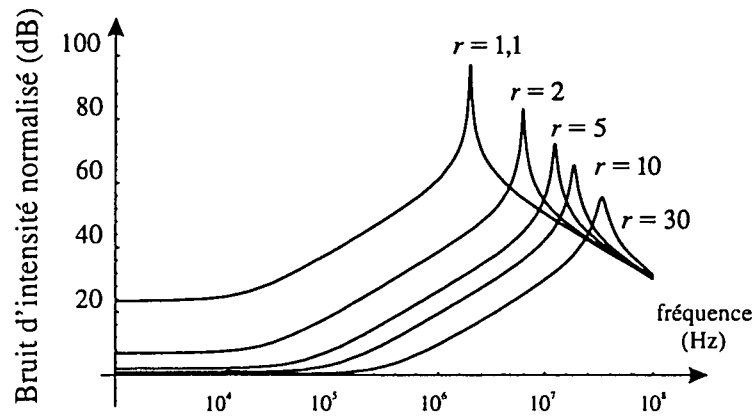


Figure 1-10: Spectres de bruit d'intensité de l'YVO₄ sans pertes optiques, et pour plusieurs valeurs du taux de pompage r : pour une pompe poissonnienne.

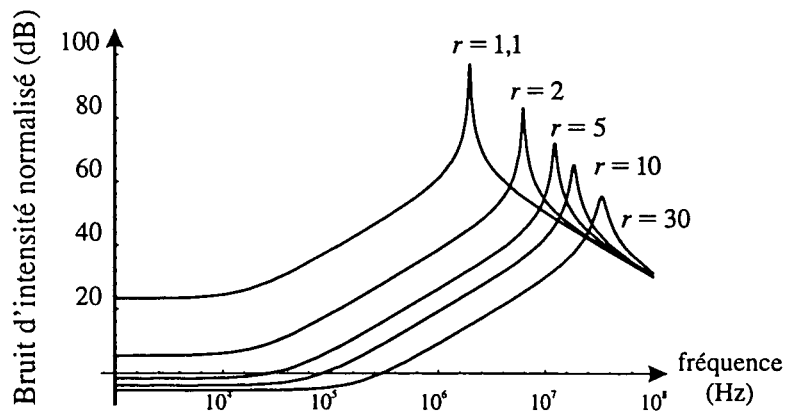


Figure 1-11: Spectres de bruit théoriques de l'YVO₄ sans pertes optiques, et pour plusieurs taux de pompage, avec une pompe subpoissonnienne ($s = 0,25$).

théoriques confirment la nécessité de rechercher la compression du bruit d'intensité dans le domaine des basses fréquences où l'effet de l'oscillation de relaxation disparaît. Les valeurs consignées dans le tableau montrent en effet qu'il n'est pas possible d'assimiler le bruit observé à basse fréquence (10 kHz) au bruit du laser à fréquence nulle, puisque mêmes pour les plus basses fréquences qu'il nous soit possible d'observer (vers 20 kHz), $\tilde{\Omega}$ ne peut être négligé devant certaines constantes de relaxation réduites, particulièrement faibles (notamment a et a'). C'est pourquoi il convient d'examiner comment évolue le bruit pour des fréquences non négligeables par rapport à γ_a et γ'_a , mais basses par rapport à l'oscillation de relaxation, c'est à dire telles que $\Omega \ll \kappa, \sqrt{\kappa(\gamma_a + \gamma'_a)(r-1)}$ et γ_b .

Nous obtenons, en tenant compte de ce que $\gamma_a + \gamma'_a \ll \gamma_b$:

$$S^B(\tilde{\Omega}) \simeq 1 - \eta + \eta \left\{ s + \frac{s+1}{r-1} + \frac{2}{(r-1)^2} \right\} + \frac{2\eta\tilde{\Omega}^2}{(a+a')^2(r-1)^2} \quad (1.107)$$

Le terme en $\tilde{\Omega}^2$ est négligeable pour:

$$\tilde{\Omega} \ll (a+a')(r-1) \text{ c'est à dire } f \ll \frac{2\pi}{\kappa} f_{rel}^2 \quad (1.108)$$

Si cette condition est remplie, l'équation 1.107 montre que le bruit d'intensité du laser ne peut être inférieur au bruit quantique standard que si le taux de pompage vérifie (pour $s < 1$):

$$r_{seuil} = \frac{3-s}{1-s} \quad \text{soit } r > 3 \text{ si } s = 0 \quad (1.109)$$

Dans le cas de l'YVO₄: Nd, lorsque le taux de pompage r est de l'ordre de 5, l'observation doit se faire pour $f \ll 70kHz$ et pour $f \ll 150kHz$ lorsque r est de l'ordre de 10. Ceci impose donc de mesurer le bruit à très basse fréquence (de l'ordre de la dizaine de kHz pour l'YVO₄ et encore plus bas pour le YAG) et de faire fonctionner le laser le plus au dessus du seuil possible. La figure 1-12.a précise, (en échelle de fréquence linéaire) l'allure à basse fréquence des spectres donnés par la figure 1-8, en montrant, entre 0 et 100 kHz, l'évolution du bruit avec le taux de pompage, pour une pompe poissonienne

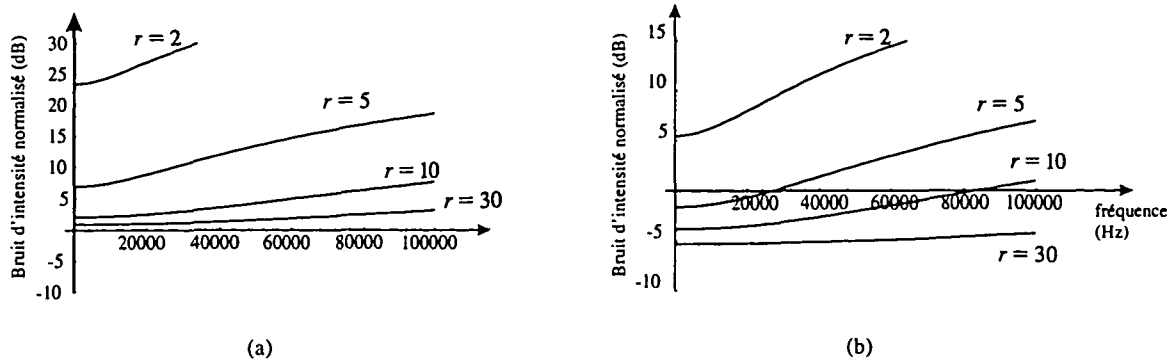


Figure 1-12: Spectres de bruit d'intensité théorique à basse fréquence d'un minilaser à YVO_4 sans pertes optiques. (a) : faisceau de pompe poissonien ($s = 1$); (b) : faisceau de pompe régulier ($s_{\text{pompe}} = 0$) avec 25 % de pertes sur le faisceau de pompe ($s = 0, 25$).

sans pertes optiques.

L'effet à basse fréquence du pompage subpoissonien correspondant à la figure 1-11 est illustré par la figure 1-12.b. Cette figure montre les spectres correspondant à un faisceau de pompe régulier, avec un taux de pertes sur la pompe de l'ordre de 25 %, et sans pertes optiques sur le faisceau émis par le minilaser. Ceci implique une efficacité quantique différentielle du minilaser de 75 %. Pour des taux de pompage de l'ordre de 10, une compression du bruit d'intensité de 3 à 4 dB peut être observée même pour des fréquences de plusieurs dizaines de kHz.

La nécessité de mesurer le bruit à basse fréquence se répercute sur les conditions que doit remplir le bruit de la pompe. Si les hypothèses retenues dans le cas du pompage régulier présenté en figure 1-12.b sont plausibles, elles sont particulièrement favorables au principe de la pompe régulière et demeurent assez éloignées des conditions réelles de pompage actuellement praticables. Avec des diodes du type de celles utilisées pour pomper les minicristaux de YAG ou d' YVO_4 , il a été possible de mesurer des compressions de bruit d'intensité de l'ordre de 65 % sous le bruit quantique standard [33]. Cependant, il est plus difficile d'obtenir de telles réductions à très basse fréquence, notamment à cause du bruit électronique à basse fréquence présent sur le courant d'alimentation des

diodes.

En outre le faisceau de pompe subit des pertes. Ces pertes sont du type de celles décrites en 1.2.1.D. Leur effet est très néfaste puisqu'elles contribuent à augmenter le seuil de pompage nécessaire pour que le laser émette un état comprimé. Ces pertes sont difficiles à évaluer. En effet, on connaît bien l'efficacité quantique totale de conversion des photons de pompe en photons laser, qui est de l'ordre de 35 %. Celle-ci résulte de la combinaison des pertes sur la pompe par les pertes internes au laser. Ces deux types de pertes contribuent à la réduction de l'efficacité quantique du laser sans qu'il soit aisé de faire la part de chacune d'elles. Les pertes sur la pompe ont plusieurs origines :

- le faisceau de pompe doit traverser des éléments optiques, qui engendrent des pertes aisément mesurables ;

- le couplage du faisceau de pompe avec la cavité est imparfait (une partie du faisceau de pompe est réfléchi, une autre est transmise par le minicristal). Les résultats obtenus en mesurant les taux de réflexion et de transmission de la pompe par le minicristal d' YVO_4 (cf. chapitre III) permettent d'estimer à 31 % le taux de perte sur la pompe correspondant ;

- enfin, tous les photons absorbés par le cristal ne sont pas convertis en photons à 810 nm. Ce défaut de conversion est difficile à apprécier. Le taux de conversion peut être très élevé, puisque, sur certains YAG [13], il a pu être observé une efficacité quantique différentielle totale de conversion de 91 %.

Les pertes optiques sur le faisceau émis, décrites par κ_p (cf. 1.99), ont un effet différent des pertes sur la pompe : si elles réduisent l'importance de la compression de bruit obtenue, elles n'influencent pas sur le seuil à partir duquel le bruit du laser passe sous le bruit quantique standard.

Dans le cas de YVO_4 , les pertes sur la pompe étant d'au moins 31 % (proportion de la puissance de pompe non absorbée par le cristal, cf.3.1.1.B.4), et l'état de surface médiocre des échantillons dont nous disposons justifiant probablement la présence de pertes optiques non négligeables sur le faisceau émis, nous avons estimé ces dernières à

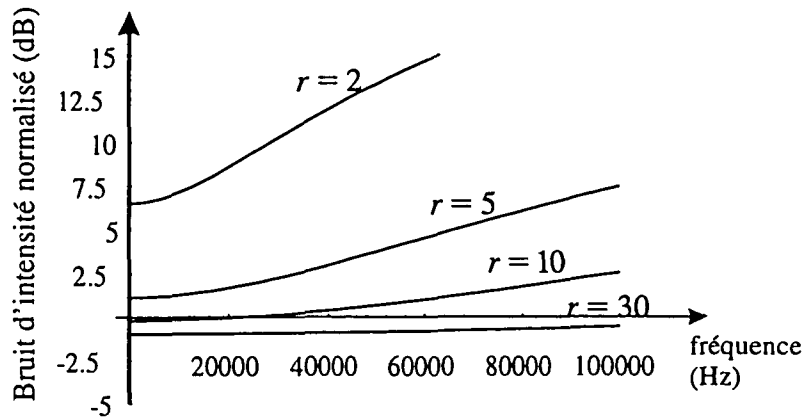
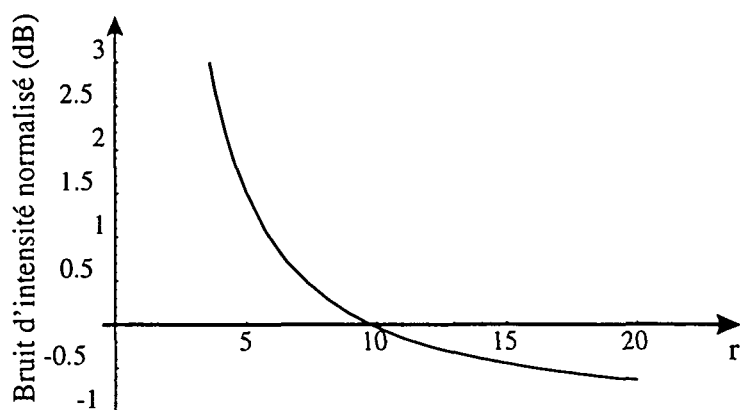


Figure 1-13: Spectres de bruit théoriques, pour plusieurs taux de pompage, du minilaser à YVO_4 , avec un faisceau de pompe comprimé de 65% sous le bruit quantique standard, 60% de pertes sur la pompe et 12,5% de pertes optiques (Efficacité quantique différentielle totale : 35%, $s = 0,74$)

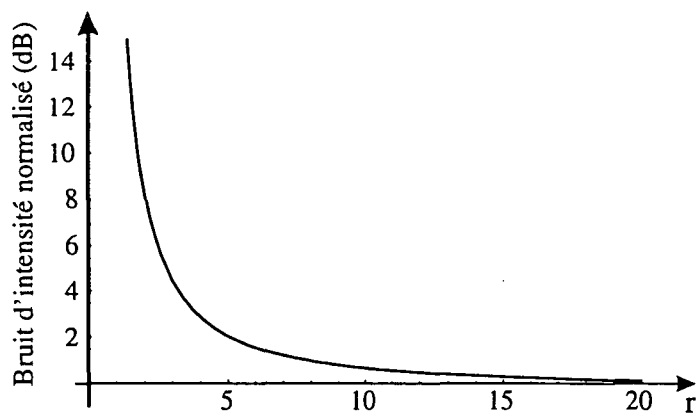
12,5 % et les pertes totales sur la pompe à 60 %, ce qui conduit aux 35 % d'efficacité quantique totale de conversion observés.

Si l'on pompe dans ces conditions un mini cristal d' YVO_4 avec un faisceau comprimé de 65% sous le bruit quantique standard, alors $s = 0,74$, $\eta = \kappa_e/\kappa = 1 - \kappa_p/\kappa = 0,875$ et r_{seuil} vaut 8,7. La figure 1-13 rassemble les spectres de bruit correspondants pour plusieurs taux de pompage. La figure 1-14 montre, dans les conditions précédentes, l'évolution théorique du bruit d'intensité normalisé de l' YVO_4 à 20 kHz en fonction du taux de pompage r . Pour $r = 20$, le modèle prévoit 13,5 % de compression sous le bruit quantique standard.

La figure 1-15 montre que des niveaux de bruit très proches du bruit quantique standard peuvent être obtenus dans les mêmes conditions de conversion de la pompe que précédemment, mais avec une compression du bruit de cette dernière de seulement 20 % sous le bruit quantique standard. Le seuil de pompe r_{seuil} vaut 26, et la compression prévue à 20 kHz est de 5,3 % pour $r = 100$.



Figure~1-14: Evolution théorique du bruit d'intensité normalisé de l'YVO₄ à 20 kHz en fonction du taux de pompage r . Taux de pertes sur la pompe : 60%; taux de pertes sur le faisceau émis : $1 - \eta = 12,5\%$. Compression du bruit du faisceau de pompe : 65% sous le bruit quantique standard.



Figure~1-15: Evolution théorique du bruit d'intensité normalisé de l'YVO₄ à 20 kHz en fonction du taux de pompage r . Taux de pertes sur la pompe : 60%; taux de pertes sur le faisceau émis : $1 - \eta = 12,5\%$. Compression du bruit du faisceau de pompe : 20% sous le bruit quantique standard.

C. Cas des diodes laser

Pour une intensité de courant donnée traversant la jonction, le laser à semi-conducteur peut être décrit par un système à deux niveaux, séparés de l'énergie de la transition optique. Cependant, si le courant augmente, l'écart entre les niveaux d'énergie des électrons de la bande de conduction et des trous de la bande de valence se recombinant pour participer à l'émission laser augmente également (fig.1-16)

Plus généralement, si le modèle que nous avons présenté décrit convenablement le fonctionnement d'une diode laser pour une valeur fixée du courant d'injection, il se prête moins bien à la description de ce même système lorsque l'on fait varier le courant d'injection. En effet, les paramètres qu'il utilise sont les constantes propres à un système atomique à trois niveaux. Or, dans le cas des diodes, la transition n'a pas lieu entre des niveaux discrets et identiques quelque soit le taux de pompage, mais entre des électrons et des trous dont la répartition sur des bandes d'énergie continues évolue avec le courant injecté. Les phénomènes complexes mis en jeu expliquent la présence dans les modèles théoriques illustrant le fonctionnement des diodes laser de paramètres spécifiques à ce type de laser et le caractère phénoménologique des démarches suivies. Cependant, il est possible, moyennant certaines approximations, de décrire le fonctionnement des diodes au moyen du modèle ci-dessus. Ces approximations seront justifiées par le bon accord entre les valeurs déduites du modèle et les valeurs expérimentales qui sont présentées en 2.2.3 et 2.2.4. On se ramène ensuite à un modèle à deux niveaux où n'interviennent que l'équation du champ et celle de la différence de population en supposant que le taux de relaxation γ_b du niveau inférieur de la transition est très grand devant le taux de relaxation γ'_a du niveau supérieur. Nous négligeons en outre le taux de recombinaison non radiative γ_a devant γ'_a .

L'intensité dans la cavité vaut:

$$I_0 = I_s(R/R_{th} - 1) \quad (1.110)$$

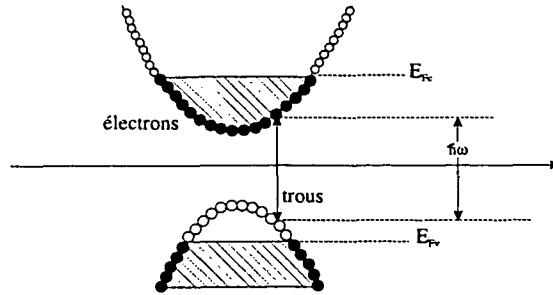


Figure 1-16: Diagramme d'énergie des porteurs d'un semi-conducteur

où :

$$I_s \simeq \frac{\gamma_{ab}}{2g^2} \gamma_a \text{ et } R_{th} \simeq \frac{\kappa \gamma_{ab}}{2g^2} \gamma_a \quad (1.111)$$

celui sortant de la cavité vaut :

$$I_e = \kappa_e I_0 \quad (1.112)$$

où κ_e est défini par 1.99. L'efficacité quantique différentielle s'écrit :

$$\frac{\Delta I_e}{\Delta R} = \frac{\kappa_e}{\kappa} = \eta \quad (1.113)$$

Si tous les électrons injectés donnent bien naissance à un couple de porteurs susceptible d'interagir avec le champ, c'est-à-dire, si les pertes sur la pompe sont nulles, et si de plus, le taux de recombinaisons non radiatives est négligeable devant les autres taux de relaxation, alors l'efficacité quantique du semi-conducteur est simplement donnée par les pertes optiques.

La fig.1-17 présente, pour différentes valeurs de r les spectres de bruit d'une diode laser caractérisée par les paramètres suivants: $a' = 6,7 \cdot 10^{-4}$, $s = 0$, $\eta = 0,67$, $\bar{I}_s = 2 \cdot 10^5$,

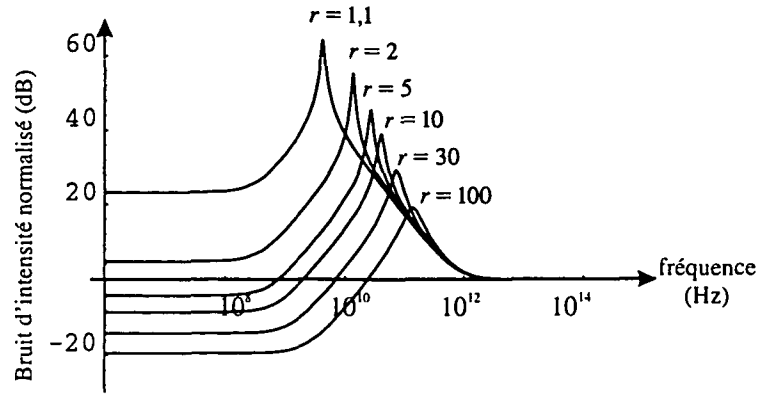


Figure 1-17: Spectres de bruit théoriques d'une diode laser pour différents taux de pompage, avec une pompe régulière ($s = 0$) et sans pertes optiques.

$R_{th} = 10^{17} s^{-1}$, $\kappa = 5 \cdot 10^{11} s^{-1}$. Si la pompe est subpoissonnienne ($s < 1$), le bruit est minimal et constant pour les fréquences petites devant l'oscillation de relaxation, c'est à dire sur près d'un GHz. Sur ce domaine spectral, pour une pompe quelconque, le bruit attendu des observations expérimentales correspond donc au bruit théorique à fréquence nulle, corrigé de la dépendance éventuelle de s avec $\tilde{\Omega}$.

La fig.1-18 montre l'évolution du bruit en fonction de r à fréquence nulle pour $s = 0$, $\eta = 0,7$. Il suffit que s soit inférieur à 1, c'est-à-dire que la statistique de pompe soit subpoissonnienne, pour obtenir, à condition d'alimenter la diode suffisamment au dessus du seuil, un état du rayonnement comprimé en intensité (cf. 1.109). A la limite des forts taux de pompage ($r \gg 1$):

$$S^B(\tilde{\Omega})|_{a=0} = 1 - \eta + \eta s(\tilde{\Omega}) \quad (1.114)$$

Si l'on considère que tous les électrons injectés donnent naissance à une paire électron-trou, $s(\tilde{\Omega})$ rend directement compte de la statistique du courant d'alimentation de la diode (cf.1.2.1.D). Le bruit de ce courant peut-être réduit très en dessous du bruit de Poisson en utilisant une source de haute impédance par rapport à l'impédance interne de la diode. On peut alors estimer que $s \ll 1$ et pour un taux de recombinaisons non

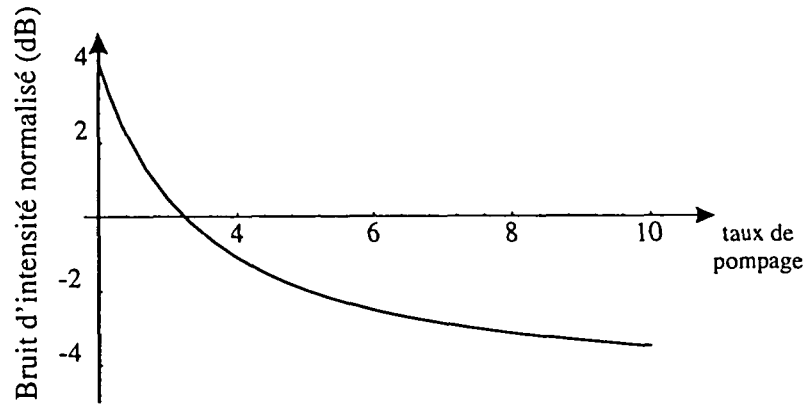


Figure 1-18: Evolution du bruit d'intensité d'une diode en fonction du taux de pompage pour une pompe régulière ($s = 0$) et à fréquence nulle.

radiatives négligeable, la compression de bruit d'intensité attendue ne dépend que de l'efficacité quantique différentielle η de la diode, qui atteint 67 % dans les diodes lasers que nous avons utilisées.

1.3 Extension du modèle à d'autres configurations: laser injecté et rétroaction optique

La pratique expérimentale a mis en évidence la nécessité de recourir à des configurations plus élaborées que celle du simple laser libre. Cette nécessité recouvre deux cas de figure distincts : les diodes lasers, d'une part et les minicristaux d'autre part. A cette fin nous avons exploré deux types de configurations: le laser injecté, dont l'étude théorique présente, pour des raisons propres à chacune des deux familles de lasers concernées, un intérêt à la fois pour les diodes et les minicristaux, et le laser avec rétroaction électrooptique, en enrichissant le modèle original et en l'appliquant au cas des minicristaux.

1.3.1 Nécessité d'envisager d'autres configurations

A. Cas des diodes lasers

La théorie quantique du bruit du laser libre a justifié l'idée intuitive de la transmission du bruit de pompe au bruit du faisceau de sortie du laser et la compression du bruit d'intensité a pu être mise en évidence expérimentalement sur les diodes laser, dans des proportions tout à fait compatibles avec celles prévues par le modèle théorique. Cependant, observer la compression du bruit d'intensité à la sortie d'un laser libre exige que les conditions expérimentales soient bien contrôlées. Les expériences que nous avons menées sur les diodes laser nous ont conduit à observer l'émission d'états comprimés du rayonnement lorsque le laser fonctionne avec une rétroaction optique ou en étant injecté par un laser peu bruyant.

Ces deux dispositifs ont pour effet d'éliminer les modes latéraux proches du seuil. Ces modes latéraux dont les plus importants peuvent atteindre une intensité de l'ordre de quelques pourcents du mode principal sont très bruyants et sont une cause d'excès de bruit. Pour modéliser l'effet de ces modes sur le bruit total du laser, il est nécessaire de mettre en oeuvre un modèle de laser multimode. Ce type de modèle, introduit par Inoue et al. [29], a permis de montrer comment l'augmentation des pertes sur ces modes latéraux produite par la rétroaction ou l'injection conduit à une intensité totale subpoissonienne.

De fait, idéalement les modes latéraux devraient être complètement anticorrélés avec le mode principal et ne causer aucun excès de bruit dans l'intensité totale, conformément à la dynamique d'antiphase classique. Cependant des effets de saturation détruisent cette anticorrélation parfaite et un excès de bruit apparaît dans l'intensité totale du laser libre, masquant l'effet de la pompe régulière. Pour retrouver un fonctionnement subpoissonien, il faut donc retrouver des conditions d'oscillation plus proches du laser monomode.

Ces résultats étant acquis, nous nous concentrerons ici sur la question de savoir comment l'injection ou la rétroaction modifient la dynamique du laser par rapport à celle d'un laser libre monomode. Ces méthodes constituent-elles des méthodes particulières de

production d'états comprimés du rayonnement, ou bien permettent elles seulement une libre expression du principe de pompe régulière, en éliminant les perturbations susceptibles, sur un laser réel, d'en masquer les effets, et non prises en compte dans le modèle théorique? Pour répondre à cette question, nous avons utilisé un modèle très proche de celui présenté pour le laser libre, développé par Fontenelle et Davidovitch [17], afin d'obtenir la description théorique correspondante du spectre de bruit d'un laser injecté (cf. 1.3.2).

B. Cas des minicristaux

Dans le cas des minicristaux lasers, nous n'avons pu mettre en évidence expérimentalement de compression du bruit d'intensité. En revanche, le modèle du laser libre a permis de souligner deux obstacles compliquant cette tâche : d'une part la statistique de pompe, nettement moins bonne que dans le cas des diodes impose de pomper puissamment pour obtenir un bruit comprimé au moins à fréquence nulle, et, d'autre part, ce bruit n'est observable qu'à de très basses fréquences en raison de la proximité de l'oscillation de relaxation; ceci exige donc d'obtenir une bonne qualité de la pompe et du dispositif d'observation pour des fréquences de l'ordre de la dizaine de kHz. Si un pompage plus puissant contribue à desserrer cette contrainte nous avons cependant observé expérimentalement un bruit largement supérieur aux prévisions théoriques. Nous reviendrons en 1.3.3 sur l'origine de cet écart. Il provient vraisemblablement d'effets non linéaires dus à l'importance de l'oscillation de relaxation et qui constituent donc un troisième obstacle à l'observation de bruit d'intensité subpoissonien. La figure 1-19 montre, pour le minilaser à $\text{YVO}_4:\text{Nd}$, les deux premières harmoniques de l'oscillation engendrées par ces non-linéarités.

L'étude théorique de configurations plus élaborées de lasers ne consiste donc pas, comme dans le cas des diodes, à identifier *a posteriori*, en comparant ces configurations à celle du laser libre, les mécanismes responsables de la compression de bruit d'intensité observée, mais à mettre au point des configurations susceptibles d'aplanir les obstacles

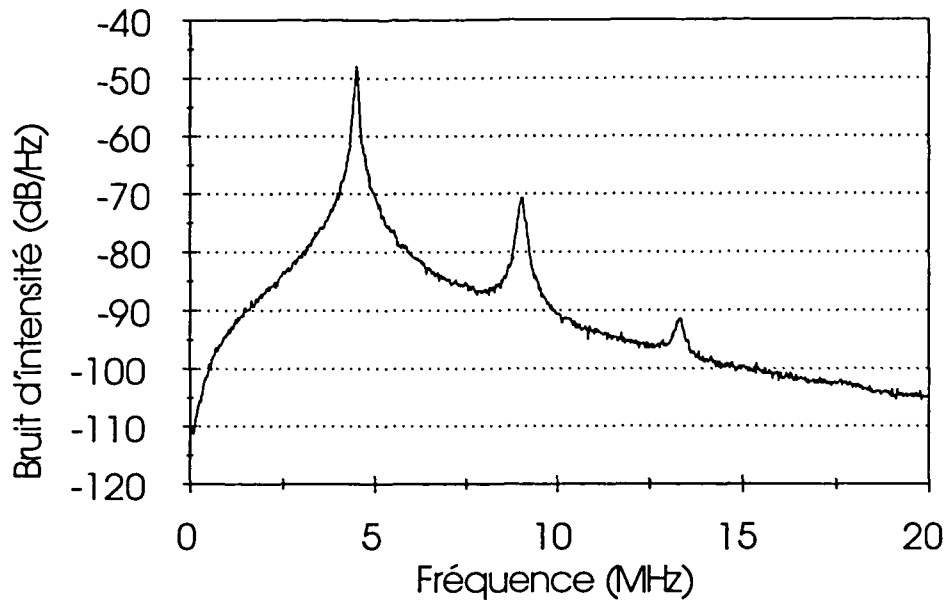


Figure 1-19: Spectre de bruit d'intensité d'un minilaser à $\text{YVO}_4:\text{Nd}$, présentant les deux premières harmoniques de l'oscillation de relaxation, pompé 1,5 fois au dessus du seuil.

spécifiques aux minicristaux. Dans ce cadre, deux voies ont été explorées: la première, dont la réalisation expérimentale sera présentée au chapitre III, a consisté à implanter un dispositif de rétroaction électrooptique capable de réduire l'oscillation de relaxation afin de supprimer l'excès de bruit qu'elle induit à basse fréquence; la seconde, qui n'a pas fait l'objet d'une mise en oeuvre expérimentale dans le cadre de ce travail, consiste à exploiter les effets de l'injection sur l'oscillation de relaxation.

1.3.2 Rôle de la statistique de pompe sur le bruit d'un laser injecté

A. Equations du laser injecté

A.1 Principe de l'injection Le montage d'un laser en injection répond à un schéma très simple mettant en jeu deux lasers. L'un, le laser esclave, est celui dans lequel est injecté le signal émis par l'autre, le laser maître. Les conditions expérimentales élémentaires

exigent que les deux lasers soient susceptibles d'osciller exactement à la même fréquence, que leur couplage spatial soit correct et que le laser maître ne soit pas déstabilisé par le retour du signal qu'il envoie vers l'esclave, ce qui exige l'emploi d'isolateurs optiques. Lorsque l'injection fonctionne, la phase de l'esclave se bloque sur celle du maître. Ainsi, injecter plusieurs lasers avec un seul maître permet d'obtenir autant de lasers dont la phase relative est constante.

A.2 Modèle utilisé Plusieurs approches théoriques de l'injection sont possibles. Les théories quantiques sont assez récentes et recourent à l'équation de Fokker-Planck [27] ou aux opérateurs de Langevin [17]. Yamamoto a plus spécialement développé des modèles adaptés aux lasers à semi-conducteurs [30], [21], [27]. Récemment, Ralph et al.[51] ont présenté une théorie semi-classique à partir d'expériences menées sur des lasers à YAG: Nd.

Nous présentons ici l'application au cas du laser injecté [17], du formalisme que nous avons déjà utilisé pour calculer le bruit d'amplitude du laser libre [36]. Nous suivons exactement la même démarche que précédemment: le problème est traité dans l'approche d'Heisenberg, le couplage avec les réservoirs est représenté par les opérateurs de Langevin quantiques. Nous reportons donc le lecteur à [17] pour le détail des calculs, dont nous ne rappellerons ici que les principales étapes. L'influence du bruit de pompe est généralisée comme dans le cas du laser libre à une statistique de pompe quelconque. En revanche le signal injecté est un signal cohérent. Cela restreint certes la généralité du modèle mais correspond bien aux conditions pratiques de l'injection, car les signaux injectés sont en général de faible puissance. Il suffit donc qu'ils soient produits par un laser assez puissant et peu bruyant que l'on atténue, pour que leur bruit se soit déjà considérablement rapproché de celui, poissonien, d'un état cohérent. En particulier, dans les expériences que nous avons conduites, nous ne prenions qu'une faible partie d'un signal légèrement comprimé en intensité, et dont la statistique de bruit d'intensité était quasiment poissonienne.

A.3 Equations de Langevin quantiques Le signal injecté est en résonance avec la cavité; il est représenté par le scalaire $\lambda e^{-i\omega t}$. Toutes les autres grandeurs, concernant le champ ou les atomes s'écrivent avec les notations présentées en 1.2. Parmi les équations de Langevin, seule l'équation du champ, dans le cas du laser injecté, diffère de celle du système 1.53.

Parce que l'on injecte un champ cohérent, dont les fluctuations sont les mêmes que celles du vide, les fonctions de corrélation entre opérateurs de Langevin ne sont pas changées, leur valeur reste celle donnée en Annexe B. Nous pouvons passer aux opérateurs macroscopiques définis en 1.55. Les équations macroscopiques correspondantes sont celles de 1.58, à l'exception de l'équation gouvernant le champ :

$$\dot{a}(t) = -\kappa/2 a(t) + \kappa/2 \lambda + gM(t) + F_\gamma(t) \quad (1.115)$$

Le passage aux équations scalaires se fait selon la même procédure que celle exposée en 1.2.1.E. On adopte l'ordre normal.

A.4 Solutions stationnaires On trouve alors, en annulant les dérivées temporelles et en négligeant les termes fluctuants, les solutions stationnaires \mathcal{N}_{ast} , \mathcal{N}_{bst} et \mathcal{M}_{st} du système, exprimées en fonction de \mathcal{A}_{st} , amplitude stationnaire du champ dans la cavité. \mathcal{A}_{st} ne peut être exprimée de façon simple car elle est solution d'une équation du troisième degré.

$$\frac{g^2 R(\gamma_b - \gamma'_a)}{(\gamma_a + \gamma'_a) \gamma_{ab} \gamma_b + 2g^2 (\gamma_a + \gamma_b) |\mathcal{A}_{st}|^2} \mathcal{A}_{st} - \frac{\kappa}{2} \mathcal{A}_{st} + \frac{\kappa}{2} \lambda = 0 \quad (1.116)$$

Pour exprimer \mathcal{A}_{st} , on reprend les notations de (1.75), (1.76) et (1.77) pour le laser libre: I_s est l'intensité de saturation :

$$I_s = \frac{\gamma_{ab} \gamma_b \gamma_a + \gamma'_a}{2g^2 \gamma_a + \gamma_b} \quad (1.117)$$

R_{th} est le taux de pompage, au seuil, du laser sans injection

$$R_{th} = \frac{\kappa\gamma_{ab}\gamma_b}{2g^2} \frac{\gamma_a + \gamma'_a}{\gamma_b - \gamma'_a} \quad (1.118)$$

I_0 est l'intensité du laser libre correspondant au taux de pompe R

$$I_0 = I_s(R/R_{th} - 1) \quad (1.119)$$

I est l'intensité normalisée du laser injecté:

$$I = \frac{|\mathcal{A}_{st}|^2}{I_s}$$

Si λ est réel \mathcal{A}_{st} est réel et on a la relation :

$$\lambda = \frac{I - I_0}{I + 1} \mathcal{A}_{st} \quad (1.120)$$

Parce que le laser est injecté, même pour des taux de pompe inférieurs au seuil du laser libre R_{th} , ces équations gardent un sens, et l'on en déduit que le rapport λ/\mathcal{A}_{st} est réel et compris entre -1 et 1. On définit l'intensité normalisée de signal injecté :

$$I_\lambda \equiv \left| \frac{\lambda}{I_s} \right|^2 = \left(\frac{I - I_0}{I + 1} \right)^2 I \quad (1.121)$$

B. Spectres de bruit

B.1 Résultats La résolution du système passe par sa linéarisation autour des solutions stationnaires et par la décomposition spectrale par transformée de Fourier (cf. 1.2.2).

On choisit arbitrairement le signal injecté réel de sorte que le champ stationnaire \mathcal{A}_{st} est lui-même réel, et les fluctuations d'amplitude directement données par δX (cf.1.81). On obtient ainsi la densité spectrale de bruit de chaque quadrature $S_X^{norm}(\Omega)$ et $S_Y^{norm}(\Omega)$. Nous nous intéressons au bruit sortant du laser. Il est possible d'exprimer le bruit de toute

quadrature

$$X_\theta = a_{out}(t)e^{-i\theta} + a_{out}^+(t)e^{i\theta} \quad (1.122)$$

en fonction de $S_X^{norm}(\Omega)$ et $S_Y^{norm}(\Omega)$. On peut cependant montrer que la meilleure compression de bruit concernera l'amplitude et donc la quadrature en phase avec X (i.e. $\theta = 0$).

Il est utile d'ajouter à la liste des variables réduites introduites en 1.2 la nouvelle variable x :

$$x \equiv \lambda/\mathcal{A}_{st} \quad (1.123)$$

x^2 correspond au rapport de la puissance injectée dans le laser sur la puissance émise par le laser. Pour estimer x^2 , il faudrait également prendre en compte les pertes qui affectent le faisceau injecté avant qu'il ne pénètre dans la cavité et l'imperfection du couplage entre eux deux. Dans ces conditions expérimentales, durant les expériences menées sur les diodes, nous estimons x de l'ordre de 1 à 10 %.

L'expression du spectre de bruit dans le cas général se ramène exactement à celle obtenue en 1.96 lorsque $x = 0$. Nous donnons ici l'expression obtenue pour les lasers de classe B, $S_i^B(\tilde{\Omega})$ c'est à dire tels que $c \gg 1 \gg a, b$, après avoir introduit les grandeurs intermédiaires $D_i(\tilde{\Omega})$, n_i et w_i^2 :

$$D_i(\tilde{\Omega}) = \left| \left(\frac{1}{2}x - i\tilde{\Omega} \right) (b - i\tilde{\Omega})(a + a' - i\tilde{\Omega}) + 2w_i^2(a + b - 2i\tilde{\Omega}) \left(1 - x/2 - i\tilde{\Omega} \right) \right|^2 \quad (1.124)$$

$$n_i = \frac{r(a + a') + (b - a')(1 - x)}{a + b} \quad \text{et} \quad w_i^2 = \frac{(a + a')b(r - 1 + x)}{2(a + b)(1 - x)} \quad (1.125)$$

$$S_i^B(\tilde{\Omega}) = 1 + \eta \frac{2b(a + a')}{b - a'} \frac{1}{D_i^B(\tilde{\Omega})} \left((b^2 + \tilde{\Omega}^2) \left[(a + a')^2 + \tilde{\Omega}^2 \right] \frac{n_i}{a + a'} \right. \\ \left. + 2(w_i)^2 \left\{ [(b - a')^2 + \tilde{\Omega}^2] \left[n_i + (s(\tilde{\Omega}) - 1) r/2 \right] \right\} \right) \quad (1.126)$$

$$\begin{aligned}
& - \left[(b - a') (a + a') + \tilde{\Omega}^2 \right] \left(r - \frac{a + 2a'}{a + a'} n_i \right) \\
& + \left[(a + a')^2 + \tilde{\Omega}^2 \right] \frac{a'}{a + a'} n_i \}
\end{aligned}$$

Dans le cas des diodes ou des minicristaux, compte tenu des ordres de grandeur de a, a' et b , la pulsation réduite de l'oscillation de relaxation vaut $\tilde{\Omega}_{rel} \simeq \sqrt{(a + a')(r - 1)}$. Elle vérifie: $a, a' \ll \tilde{\Omega}_{rel} \ll b, 1$. Pour $\tilde{\Omega}$ proche de $\tilde{\Omega}_{rel}$, $D(\tilde{\Omega})$ prend l'expression très simple suivante, valable au premier ordre en a ou a'/b , a ou $a'/\tilde{\Omega}_{rel}$, $\tilde{\Omega}_{rel}/b$:

$$D(\tilde{\Omega}) \simeq \left[\tilde{\Omega}^2 - (a + a')(r - 1) \right]^2 b^2 \quad (1.127)$$

La forme du dénominateur $D(\tilde{\Omega})$ est typique d'un oscillateur non amorti. En faisant intervenir les termes en $i\tilde{\Omega}$ afin de faire apparaître l'amortissement, on obtient :

$$D(\tilde{\Omega}) \simeq \left| \tilde{\Omega}^2 - i\tilde{\Omega}(a + a') \left(r + \frac{2}{b}(r - 1) \right) - (a + a')(r - 1) \right|^2 b^2 \quad (1.128)$$

Lorsque le laser est injecté, et pour x petit devant 1, les mêmes approximations qu'en 1.127 conduisent à la formule suivante:

$$D_i(\tilde{\Omega}) = \left| \tilde{\Omega}^2 - i\frac{x}{2}\tilde{\Omega} - (a + a')(r - 1) \right|^2 b^2 \quad (1.129)$$

L'injection introduit donc le terme d'amortissement $-i x \tilde{\Omega}/2$. Pour apprécier l'effet de l'injection, il faut comparer x à $2(a + a') [r + 2/b(r - 1)]$. Ce facteur est de l'ordre de 10^{-3} dans le cas des minicristaux et inférieur à 10^{-2} dans le cas des diodes. L'effet de l'injection est donc étroitement lié à l'ordre de grandeur de la pulsation de relaxation réduite: $\tilde{\Omega}_{rel} = \sqrt{(a + a')(r - 1)}$. Même pour de faibles régimes d'injection ($x \simeq 10^{-2}$ pour les minicristaux et $x \simeq 10^{-1}$ dans le cas des diodes), l'ordre de grandeur du terme d'amortissement dû à l'injection est donc largement supérieur à celui du terme d'amortissement du laser libre. Ceci explique l'effet spectaculaire de l'injection sur le spectre théorique de ces deux types de laser, particulièrement sur les minicristaux, dont la résonance sans

injection est particulièrement prononcée, du fait de la faiblesse de $\tilde{\Omega}_{rel}^2$.

En outre, en identifiant dans la formule les paramètres habituels de l'oscillateur harmonique, on voit que l'amortissement est mesuré par le rapport $x/\tilde{\Omega}_{rel}$. Dans le cas des minicristaux, $\tilde{\Omega}_{rel}^2$ est de l'ordre de 10^{-4} ; dans le cas des diodes $\tilde{\Omega}_{rel}$ est inférieur à 10^{-2} .

L'injection écrase l'oscillation de relaxation, tout en affectant très peu le bruit à basse fréquence comme nous le verrons au paragraphe suivant. Dans le cas des diodes, l'effet sur l'oscillation de relaxation sortait très largement de notre domaine d'observation. En revanche, nous verrons que l'injection constitue un outil très prometteur pour l'étude du bruit d'intensité des minicristaux, dont l'oscillation de relaxation, très présente, gêne considérablement la mesure du bruit.

B.2 Rôle de l'injection dans le cas des diodes Il ressort des simulations numériques qui ont été extraites du modèle théorique, que l'injection, telle que nous l'avons pratiquée sur les diodes ne modifie pas, ou très faiblement, la dynamique et le spectre de bruit du laser pour des fréquences faibles devant l'oscillation de relaxation. La fig.1-20 montre les spectres de bruit d'une diode pour plusieurs valeurs de x (sans injection: $x = 0$, avec faible injection $x = 0,01$ et en régime d'injection fort $x = 0,1$) et pour les paramètres suivants: $\alpha' = 6,7 \cdot 10^{-4}$, $a = 0$, $s = 0$, $\eta = 0,67$, $\kappa = 5 \cdot 10^{11} s^{-1}$, $r = 10$. Cette figure montre que, dans le cas des diodes, le principe de la pompe régulière dont nous avons décrit les effets en 1.2.3 agit de la même manière avec et sans injection sur le domaine spectral observable dans le cas de notre expérience. Ce n'est donc pas le principe de pompe régulière qui est affecté par la mise en oeuvre de l'injection, mais des phénomènes parasites, non pris en compte dans le modèle théorique utilisé, et qui masquent systématiquement les effets de ce principe sur le bruit des diodes libres lorsque nous les avons utilisées à température ambiante. En effet, nous verrons dans les expériences décrites au ch. II que l'injection contribue notamment à écraser les modes latéraux émis par ces diodes en compétition avec le mode principal, et qui, malgré leur faible intensité, sont suffisamment bruyants pour altérer le spectre de bruit des lasers.

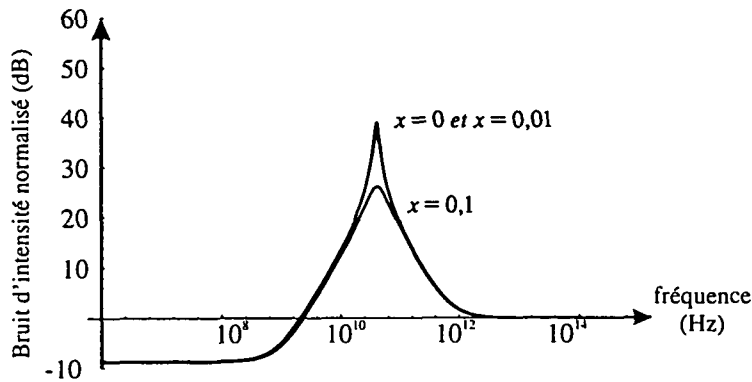


Figure 1-20: Spectres de bruit d'intensité normalisé (dB) en fonction de la fréquence (Hz) pour une diode sans pertes optiques pour plusieurs valeurs du paramètre d'injection x (sans injection: $x = 0$, avec faible injection $x = 0,01$ et en régime d'injection fort $x = 0,1$) et pour les paramètres suivants: $a' = 6,7 \cdot 10^{-4}$, $a = 0$, $s = 0$, $\eta = 0,67$, $\kappa = 5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$, taux de pompage $r = 10$.

B.3 Mise à profit de l'injection dans le cas des minicristaux Contrairement au cas des diodes, pour lequel l'oscillation de relaxation ne constitue pas un phénomène gênant dans la gamme de fréquences où nous travaillons, les résultats théoriques des paragraphes précédents sur l'oscillation de relaxation des minicristaux incitent à recourir à l'injection afin d'atténuer les difficultés qu'entraîne la présence de l'oscillation à si basse fréquence (cf. 1.3.1). La fig.1-21 montre, dans le cas d'une pompe poissonnienne, l'effet de différents niveaux d'injection sur le spectre observé (de 0 à 20 MHz avec une échelle linéaire en fréquence).

La figure 1-22 montre les spectres de bruit d'intensité dans les mêmes conditions, avec une échelle de fréquences logarithmique. La figure 1-23 répond au cas d'une pompe subpoissonnienne ($s = 0,25$) sans pertes optiques. L'injection supprime le pic d'oscillation de relaxation. Le bruit qui subsiste dans les fréquences élevées (de l'ordre de celle de l'oscillation de relaxation) est réduit de plusieurs ordres de grandeurs. Le bruit à basse fréquence calculé par la théorie linéaire est peu affecté par l'injection. L'injection n'élargit pas sensiblement le domaine spectral sur lequel il est théoriquement possible d'observer une compression du bruit d'intensité. On s'attend cependant à ce que l'excès de bruit à

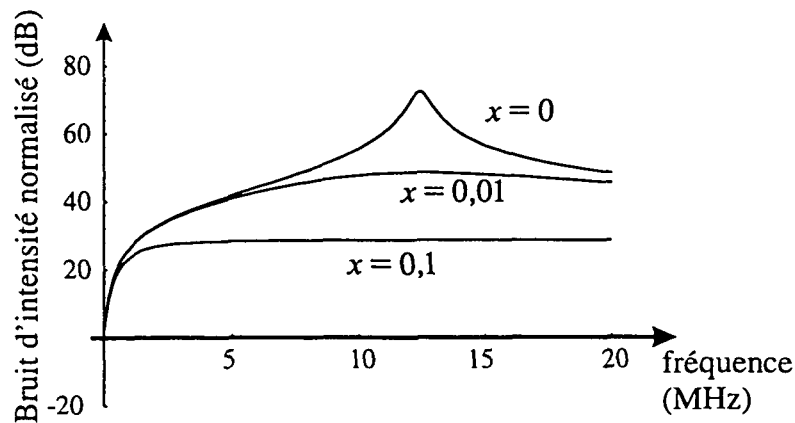


Figure 1-21: Spectres de bruit de l'YVO₄:Nd sans pertes optiques, pour une pompe poissonnienne et plusieurs niveaux d'injection ($r = 5$).

basse fréquence introduit par le bruit à haute fréquence soit considérablement réduit.

Dans le cas d'une pompe régulière (1-23), comme dans celui d'une pompe poissonnienne (1-22), le bruit d'intensité à basse fréquence est le plus faible pour le plus fort niveau d'injection. La figure 1-24 permet d'observer, avec une échelle linéaire en fréquence, les spectres de bruit théoriques dans des conditions plus proches de l'expérience (cf. 1.2.3.B) : avec une pompe poissonnienne (1-24.b) et avec une pompe légèrement subpoissonnienne (1-24.a). Toutefois, le modèle que nous avons utilisé considère uniquement le cas d'injection du laser par un état cohérent. Or, la mise en oeuvre expérimentale de l'injection, exige, afin de travailler à des fréquences compatibles, d'injecter le minicristal par un laser à YAG ou à YVO₄, dont le spectre de bruit ne correspond pas à celui d'un état cohérent. Cette limitation du modèle n'est toutefois pas vraiment dissuasive. D'une part la plupart des lasers à YAG commerciaux susceptibles de servir à l'injection sont équipés de dispositifs de rétroaction électrooptiques qui écrêtent le pic de relaxation. D'autre part, le faisceau injecté subit une atténuation considérable, qui rapproche donc son bruit d'intensité du bruit poissonnien. L'injection constitue donc une piste expérimentale prometteuse [51], [52].

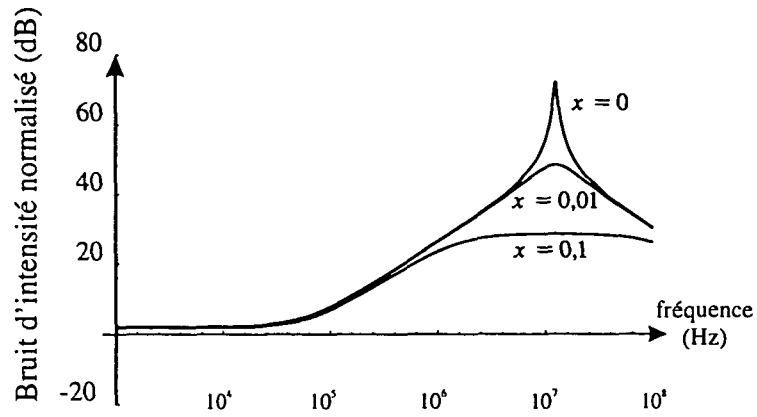


Figure 1-22: Spectres de bruit de l'YVO₄:Nd sans pertes optiques, pour une pompe poissonnienne et plusieurs niveaux d'injection ($r = 5$).

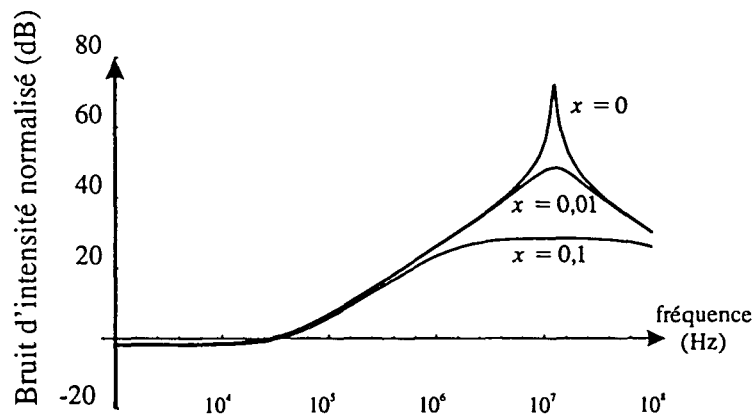


Figure 1-23: Spectres de bruit de l'YVO₄:Nd sans pertes optiques, pour une pompe subpoissonnienne ($s = 0,25$) et plusieurs niveaux d'injection ($r = 5$).

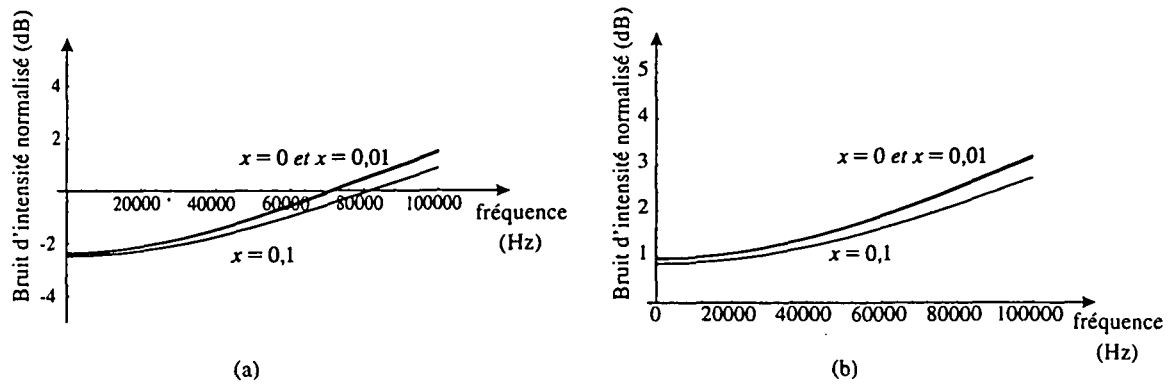


Figure 1-24: Spectres de bruit théoriques, pour plusieurs taux de pompage, du minilaser à YVO_4 . (a) avec un faisceau de pompe comprimé de 65 % sous le bruit quantique standard ($s_{\text{pompe}} = 0,35$), 60 % de pertes sur la pompe et 12,5 % de pertes optiques (Efficacité quantique différentielle totale : 35 %, $s = 0,74$); (b) avec un faisceau de pompe poissonien

1.3.3 Le laser avec rétroaction électrooptique

Si l'injection d'un laser YAG ou YVO_4 est efficace pour la suppression de l'oscillation de relaxation, elle reste une solution coûteuse puisqu'elle exige un laser maître supplémentaire. Lorsqu'il s'agit simplement de réduire le bruit classique, il est plus simple d'implanter sur ce type de lasers, souvent pompés par diodes, des dispositifs de rétroaction électrooptiques, qui à partir de la mesure du bruit d'intensité du laser, rétroagissent sur le courant d'alimentation de la pompe et donc sur le bruit de la pompe, afin d'atténuer l'excès de bruit dû à l'oscillation de relaxation.

Comme nous l'avons indiqué au 1.3.1.B, la présence de l'oscillation de relaxation ne devrait pas, d'après la théorie linéaire que nous présentons, affecter le bruit basse fréquence que nous cherchons à réduire. Des considérations simples, que nous allons détailler ci-après, sur les ordres de grandeur des puissances de bruit de ce type de laser laissent en effet présumer la présence d'effets non linéaires dûs à l'oscillation de relaxation.

Evaluation des termes non-linéaires

Nous avons donc développé une stratégie consistant à réduire l'oscillation de relaxation par une boucle de rétroaction dont l'action à basse fréquence est négligeable. Cela nous permet d'éviter l'excès de bruit qu'ajoute inévitablement une telle boucle par rapport au bruit quantique standard. En revanche, avec la diminution de l'oscillation de relaxation, on s'attend à ce que le bruit qu'elle engendre par mélange non linéaire à basse fréquence diminue. Nous allons tout d'abord évaluer l'ordre de grandeur de ces effets non-linéaires.

Au niveau du pic de relaxation, en raison de la puissance de bruit très élevée, il devient difficile à justifier de négliger les fluctuations du champ devant la valeur stationnaire de ce dernier. Aussi, les conditions requises par le modèle pour linéariser le système d'équations scalaires obtenues à partir de 1.58 ne sont pas nécessairement remplies. En effet, si nous considérons les spectres de bruit obtenus par la mesure du champ sortant de la cavité (cf. fig. 1-6.a), pour un taux de pompage de l'ordre de 2, dans le cas de l' YVO_4 , le bruit, sur une bande d'environ 500 kHz autour du pic de l'oscillation de relaxation, est d'au moins 65 dB au dessus du bruit quantique standard. En exprimant cet ordre de grandeur à partir de la variance $(\Delta i_{\Delta f})^2$ du bruit du courant i de la photodiode, mesurée sur une bande de largeur $\Delta f = 500 \text{ kHz}$, nous obtenons à partir de 1.25 et 1.45 l'ordre de grandeur de $\Delta i/i_{\Delta f}$.

Pour un faisceau au bruit quantique standard, la densité spectrale de bruit correspondant au même courant moyen $\langle i \rangle$ débité par la photodiode s'écrit :

$$S_0(\Omega) = e \langle i \rangle \quad (1.130)$$

Comme la densité spectrale de bruit $S_Y(\Omega)$ de l' YVO_4 est 10^7 fois supérieure au bruit quantique standard sur l'intervalle de fréquences Δf (cf. 1.25) :

$$(\Delta i_{\Delta f})^2 > 6 \Delta f 10^6 e \langle i \rangle \quad (1.131)$$

et donc:

$$\frac{(\Delta i_{\Delta f})^2}{\langle i \rangle^2} > \frac{6 \Delta f 10^6 e}{\langle i \rangle} \quad (1.132)$$

Soit, pour un courant moyen $\langle i \rangle$ d'environ 2 mA,

$$(\Delta i_{\Delta f}) / \langle i \rangle \sim 10^{-2} \quad (1.133)$$

En conservant tous les termes fluctuants (tels qu'ils ont été définis en 1.2.2 à partir des solutions stationnaires), le système d'équations scalaires 1.74 s'écrit (avec \mathcal{A}_0 réel) :

$$\begin{aligned} \delta \dot{\mathcal{N}}_a(t) &= R - (\gamma_a + \gamma'_a) \delta \mathcal{N}_a(t) - g \mathcal{A}_0 [\delta \mathcal{M}(t) + \delta \mathcal{M}^*(t)] \\ &\quad - g \mathcal{M}_0 [\delta \mathcal{A}^*(t) + \delta \mathcal{A}(t)] + \mathcal{F}_a(t) - g [\delta \mathcal{A}^*(t) \delta \mathcal{M}(t) + \delta \mathcal{M}^*(t) \delta \mathcal{A}(t)] \\ \delta \dot{\mathcal{N}}_b(t) &= -\gamma_b \delta \mathcal{N}_b(t) + \gamma'_a \delta \mathcal{N}_a(t) + g \mathcal{A}_0 [\delta \mathcal{M}(t) + \delta \mathcal{M}^*(t)] \\ &\quad + g \mathcal{M}_0 [\delta \mathcal{A}^*(t) + \delta \mathcal{A}(t)] + \mathcal{F}_b(t) + g [\delta \mathcal{A}^*(t) \delta \mathcal{M}(t) + \delta \mathcal{M}^*(t) \delta \mathcal{A}(t)] \\ \delta \dot{\mathcal{M}}(t) &= -\gamma_{ab} \delta \mathcal{M}(t) + g \mathcal{A}_0 [\delta \mathcal{N}_a(t) - \delta \mathcal{N}_b(t)] + g [\mathcal{N}_{a0} - \mathcal{N}_{b0}] \delta \mathcal{A}(t) \\ &\quad + \mathcal{F}_{\mathcal{M}}(t) + g \delta \mathcal{A}(t) [\delta \mathcal{N}_a(t) - \delta \mathcal{N}_b(t)] \\ \delta \dot{\mathcal{A}}(t) &= -\kappa/2 \delta \mathcal{A}(t) + g \delta \mathcal{M}(t) + \mathcal{F}_\gamma(t) \end{aligned} \quad (1.134)$$

Aux forces de Langevin des équations linéarisées s'ajoutent d'autres termes sources de bruit, dûs aux produits des fluctuations des variables du système. Nous allons comparer l'importance relative de ces deux sources de bruit, en considérant par exemple l'équation régissant $\delta \mathcal{N}_a$. Conformément à la démarche suivie pour les équations linéarisées, nous considérons la transformée de Fourier de cette équation :

$$\begin{aligned} -i\Omega \delta \mathcal{N}_a(\Omega) &= R - (\gamma_a + \gamma'_a) \delta \mathcal{N}_a(\Omega) - g \mathcal{A}_0 [\delta \mathcal{M}(\Omega) + \delta \mathcal{M}^*(\Omega)] \\ &\quad - g \mathcal{M}_0 [\delta \mathcal{A}^*(\Omega) + \delta \mathcal{A}(\Omega)] + \mathcal{F}_a(\Omega) \\ &\quad - g \int_{-\infty}^{+\infty} [\delta \mathcal{A}^*(\Omega') \delta \mathcal{M}(\Omega - \Omega') + \delta \mathcal{M}^*(\Omega') \delta \mathcal{A}(\Omega - \Omega')] \frac{d\Omega'}{2\pi} \end{aligned} \quad (1.135)$$

Posons :

$$\mathcal{H}(\Omega) = g \int_{-\infty}^{+\infty} [\delta\mathcal{A}^*(\Omega')\delta\mathcal{M}(\Omega - \Omega') + \delta\mathcal{M}^*(\Omega')\delta\mathcal{A}(\Omega - \Omega')] \frac{d\Omega'}{2\pi} \quad (1.136)$$

L'effet de $\mathcal{H}(\Omega)$ sera le plus important au niveau de la première harmonique de l'oscillation de relaxation. Il faut donc, pour cette pulsation, comparer l'ordre de grandeur de $\int_{-\infty}^{+\infty} \langle \mathcal{F}_a(\Omega)\mathcal{F}_a(\Omega') \rangle d\Omega'$ et de $\int_{-\infty}^{+\infty} \langle \mathcal{H}(\Omega)\mathcal{H}(\Omega') \rangle d\Omega'$ puisque ce sont ces produits qui interviennent dans le calcul des termes sources du spectre de bruit (cf. 1.85). Si, en première approximation, on retient pour $\delta\mathcal{A}(\Omega)$ et $\delta\mathcal{M}(\Omega)$ les solutions données par la linéarisation du système, on constate que l'intégrande de $\mathcal{H}(\Omega)$ fait intervenir des produits de forces de Langevin du type: $\mathcal{F}_a(-\Omega')\mathcal{F}_M(\Omega - \Omega')$, homogènes à ceux qui interviennent dans le calcul des densités spectrales de bruit.

En supposant que l'ordre de grandeur de la variance ΔG de chaque grandeur G , ramenée à sa solution stationnaire G_0 , soit identique, nous écrivons, pour Ω proche du pic de relaxation, d'après 1.132 et 1.133 :

$$(\Delta G)^2 \sim 5 \cdot 10^{-10} G_0^2 \Delta f$$

où la variance de G est mesurée autour de Ω avec un filtre de largeur Δf . $\langle \mathcal{H}(\Omega)\mathcal{H}(\Omega') \rangle$ fait intervenir des produits du type $\delta G(\Omega)\delta G(\Omega')$. C'est à partir de tels produits que l'on calcule la densité spectrale de bruit de G (cf.1.1.2) de sorte que l'ordre de grandeur de l'intégrale de ces produits peut être estimée à partir de la variance de G , reliée à la densité spectrale de bruit par 1.25.

$$\langle \mathcal{H}(\Omega)\mathcal{H}(\Omega) \rangle \sim g^2 \frac{(\Delta\mathcal{A})^2}{2 \Delta f} \frac{(\Delta\mathcal{M})^2}{2 \Delta f} \sim \frac{1}{4} g^2 \mathcal{A}_0^2 \mathcal{M}_0^2 (5 \cdot 10^{-10})^2$$

L'ordre de grandeur obtenu pour $\langle \mathcal{H}(\Omega)\mathcal{H}(\Omega) \rangle$ n'est valable que sur une bande Δf de 500 kHz autour de la fréquence de la première harmonique. Aussi :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \langle \mathcal{H}(\Omega)\mathcal{H}(\Omega') \rangle d\Omega' \sim \frac{1}{4} g^2 \mathcal{A}_0^2 \mathcal{M}_0^2 (5 \cdot 10^{-10})^2 \Delta f$$

Nous obtenons ainsi :

$$\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \langle \mathcal{H}(\Omega)\mathcal{H}(\Omega') \rangle d\Omega'}{\int_{-\infty}^{+\infty} \langle \mathcal{F}_a(\Omega)\mathcal{F}_a(\Omega') \rangle d\Omega'} \sim \frac{1}{4} \frac{g^2 \mathcal{A}_0^2 \mathcal{M}_0^2 (5 \cdot 10^{-10})^2 \Delta f}{2 \mathcal{D}_{aa}}$$

Or, $2 \mathcal{D}_{aa} = (\gamma_a + \gamma'_a) \mathcal{N}_{a0} + R s - 2g\mathcal{M}_0\mathcal{A}_0$, de sorte que, d'après 1.78, en prenant $R \sim \kappa \mathcal{A}_0^2$ et avec une puissance de sortie de l'ordre de 2 mW :

$$\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \langle \mathcal{H}(\Omega)\mathcal{H}(\Omega') \rangle d\Omega'}{\int_{-\infty}^{+\infty} \langle \mathcal{F}_a(\Omega)\mathcal{F}_a(\Omega') \rangle d\Omega'} \sim \frac{\kappa \mathcal{A}_0^2 (5 \cdot 10^{-10})^2 \Delta f}{16} \sim 3.10^2$$

Ainsi, la prise en compte des fluctuations du second ordre laisse prévoir la présence d'un pic de bruit au niveau de la première harmonique de l'oscillation de relaxation, environ 25 dB au dessus du bruit calculé en supposant un comportement linéaire du laser. Cet ordre de grandeur correspond aux spectres mesurés, ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux (fig.1-19). De telles non linéarités peuvent également affecter, de manière moins spectaculaire, d'autres parties du spectre, notamment à basse fréquence, où, le bruit théorique obtenu par linéarisation étant très faible, les fluctuations de second ordre peuvent introduire un excès de bruit notable.

Nous montrerons au chapitre III que la mise en oeuvre d'une rétroaction électrooptique a confirmé la présence d'effets non linéaires affectant le spectre de bruit à basse fréquence. L'excès de bruit qui en résulte masque probablement les effets du principe de la pompe régulière à ces fréquences. Pour mettre ceci en évidence, nous avons implanté sur un des minilasers utilisés (YVO₄: Nd plan-plan) un dispositif de rétroaction électrooptique fonctionnant sur le même principe que les dispositifs commerciaux en limitant

toutefois la bande de rétroaction à la bande de fréquences correspondant à l'oscillation de relaxation (vers 5 à 10 MHz), afin de ne pas perturber les propriétés quantiques du laser à basse fréquence (de 20 à 100 kHz). Afin de justifier la démarche suivie, nous rappelons en 1.3.3.A les effets quantiques d'une telle rétroaction prévus par un modèle semiclassical [47], [46] et montrons en 1.3.3.B comment, en exploitant le modèle théorique du laser libre présenté en 1.2 et en combinant les résultats avec ceux du modèle semi classique, il est possible d'intégrer le minicristal à la chaîne de rétroaction électrooptique et de calculer les spectres de bruit théoriques qui en découlent.

A. Théorie semiclassical de la rétroaction et bruit quantique

A.1. Contraintes dues à la préservation des effets quantiques Le principe de la rétroaction électrooptique est représenté en figure 1-25. La grandeur que nous souhaitons corriger est le bruit d'intensité du laser. La grandeur sur laquelle nous agissons est l'intensité de la diode de pompe. Il faut évidemment mesurer la grandeur à corriger afin d'obtenir un signal d'erreur à envoyer dans la boucle de rétroaction. Pour cela, nous séparons le faisceau émis par le laser en deux faisceaux, l'un destiné à l'observation, qui sort de la boucle de rétroaction, l'autre destiné à la rétroaction, qui reste dans cette boucle. La mesure du bruit du faisceau n°1, sortant de la boucle, est faite par une photodiode dite d'Observation (PO), et celle du faisceau n°2, restant dans la boucle, par une photodiode dite de Rétroaction (PR). Le bruit mesuré sur ce faisceau par le photodétecteur est alors envoyé et amplifié dans la boucle de rétroaction. Celle-ci délivre une tension aux bornes de la diode laser et vient ainsi modifier la dynamique de la pompe de manière à réduire le bruit mesuré sur l' YVO_4 .

Or, les faisceaux obtenus à partir du faisceau principal au moyen d'un dispositif de séparation optique ne possèdent pas de corrélation au niveau quantique, de sorte qu'utiliser le bruit d'intensité de l'un pour agir sur l'autre conduit à introduire sur ce dernier des sources de bruit non corrélées [47] (correspondant en fait à l'introduction du bruit du vide sur chaque faisceau au niveau du séparateur optique). Le bruit du faisceau

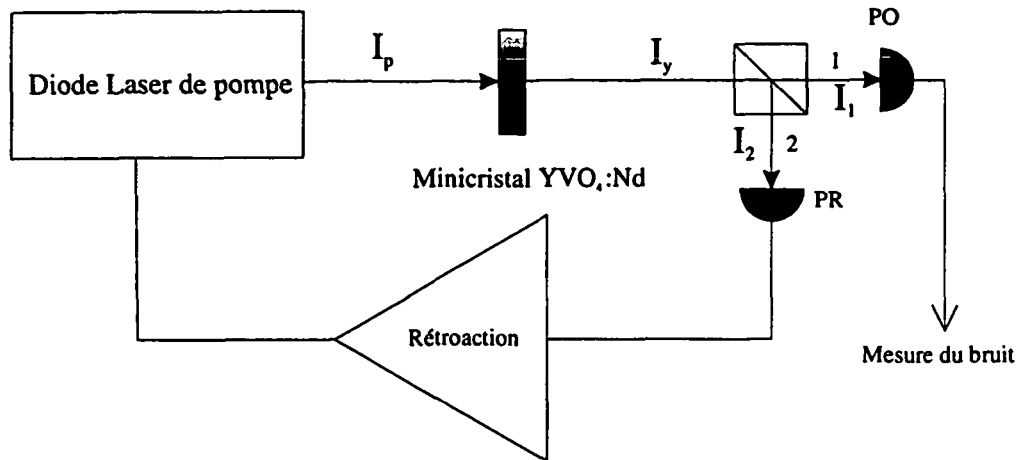


Figure 1-25: Boucle de rétroaction

restant dans la boucle de rétroaction n'étant pas corrélé avec le bruit d'intensité du faisceau issu de la boucle de rétroaction, il ne peut résorber le bruit de ce faisceau et contribue à le maintenir systématiquement au dessus du bruit quantique standard. C'est pourquoi il n'est pas possible de réduire arbitrairement le niveau de bruit d'un laser au moyen d'une boucle de rétroaction, à moins de ne pas séparer le faisceau et de le conserver intégralement dans la boucle [41]. Le meilleur compromis généralement admis concernant ce type de rétroaction consiste à séparer le faisceau en deux, de sorte qu'en perdant la moitié de la puissance originale, on parvient à réduire l'excès de bruit au mieux à 3 dB au dessus du bruit quantique standard [3].

C'est précisément en cela que la rétroaction que nous avons envisagée se distingue des dispositifs classiques mis au point sur les lasers à YAG: Nd [60]. En effet, la rétroaction doit agir uniquement sur les hautes fréquences, de manière à réduire ou supprimer l'oscillation de relaxation, et, tout en n'agissant que sur la partie haute fréquence du spectre, à éliminer ainsi les éventuelles non-linéarités que génère l'oscillation de relaxation sur l'ensemble de ce dernier, et particulièrement aux basses fréquences. Ainsi, la dynamique du laser à basse fréquence est non seulement préservée de l'influence de la rétroaction, mais également des non-linéarités sources d'excès de bruit. Dès lors, les effets non classiques

attribuables au principe de la pompe régulière sont susceptibles d'être détectés. La réalisation de la rétroaction passe donc par la mise au point d'un dispositif électronique dont la fonction de transfert filtre suffisamment les basses fréquences pour rendre négligeable l'influence de la rétroaction, et amplifie assez le signal au niveau du pic de relaxation pour atténuer ce dernier.

A.2. Traitement semi-classique de la rétroaction Un traitement semi-classique [47], [46] permet de rendre compte des propriétés des dispositifs de rétroaction destinés à la réduction du bruit d'intensité des lasers et met en évidence l'excès de bruit introduit par le séparateur optique. Le modèle que nous présentons correspond au schéma de principe de la fig.1-25, décrit en 1.3.3.A.1.

I_Y est l'intensité du faisceau issu du cristal d'YVO₄;

I_1 est l'intensité du faisceau n°1 transmis par le séparateur optique et sortant de la boucle de rétroaction;

I_2 est l'intensité du faisceau n°2 réfléchi par le séparateur et restant dans la boucle de rétroaction;

I_p est le faisceau issu de la diode et pompant l'YVO₄.

a_0, a_1, a_2 et a_p sont les amplitudes, supposées réelles, des champs électriques associés à ces faisceaux et $\delta p_0, \delta p_1, \delta p_2$, et δp_p la partie réelle des fluctuations d'amplitude associées à ces champs. Avec ces notations, les fluctuations d'intensité δI des faisceaux s'écrivent:

$$\delta I = 2 a \delta p \quad (1.137)$$

Remarquons que le traitement utilisé est semi-classique: il est équivalent à un traitement quantique où les opérateurs seraient placés dans l'ordre symétrique. Il n'est donc pas possible d'assimiler les fluctuations d'amplitude δp aux fluctuations calculées au moyen du modèle décrit en 1.2, basé sur des équations où les opérateurs sont placés dans l'ordre normal; en revanche, nous montrerons en 1.3.3.A.3 comment articuler les résultats de ce modèle avec la description de la boucle de rétroaction fournie par la modélisation

semi-classique.

La densité spectrale de bruit $S(\Omega)$ associée aux fluctuations d'amplitude $\delta p(\Omega)$ vérifie:

$$2\pi S(\Omega)\delta(\Omega + \Omega') = \langle \delta p(\Omega)\delta p(-\Omega') \rangle$$

En outre, nous introduisons le terme δp_v qui représente les fluctuations du vide entrant par la voie non utilisée du séparateur optique.

Nous écrivons la relation semi-classique bien connue pour le séparateur:

$$\delta p_1 = t\delta p_0 + r\delta p_v \quad (1.138)$$

$$\delta p_2 = -r\delta p_0 + t\delta p_v \quad (1.139)$$

Les fluctuations d'amplitude du faisceau émis par l'YVO₄ sont décomposées en deux termes:

$$\delta p_0 = \delta p_0^{(p)} + \delta p_0^{(i)} \quad (1.140)$$

Le premier terme rend compte des fluctuations introduites par celles de la pompe, le second de celles introduites par les autres sources, comme les fluctuations de la polarisation atomique. Cette décomposition apparaît en fait dans le modèle théorique développé en 1.2.2 lorsque l'on exprime les fluctuations du champ intra-cavité comme la somme des forces de Langevin pondérée des coefficients adéquats (cf. 1.82 et 1.83). Il est aisé d'exprimer $\delta p_0^{(p)}$ en fonction de δp_p à partir de \mathcal{G} , fonction de transfert reliant les fluctuations d'intensité de l'YVO₄ aux fluctuations d'intensité de la pompe. \mathcal{G} est ainsi définie:

$$\delta I_Y = \mathcal{G}(\Omega) \delta I_p \quad (1.141)$$

\mathcal{G} sera calculée en 1.3.3.B.2 à partir de l'équation 1.82. ($\mathcal{G}(\Omega)$, fonction de transfert de modulation est indépendante de l'ordre des opérateurs et peut être déduite du calcul de 1.2.2). A basse fréquence \mathcal{G} s'identifie avec l'efficacité différentielle de conversion de la puissance de pompe. $\mathcal{G}(\Omega)$ présente l'avantage d'être une grandeur physique assez

facilement accessible. Il suffit, pour la mesurer, de moduler le faisceau de pompe, et de mesurer la puissance de modulation de la pompe et celle, résultante, de l'YVO₄. $\mathcal{G}(\Omega)$ est définie comme le rapport des deux. Nous reviendrons au ch. III (3.2.2) sur le dispositif expérimental de mesure de cette fonction de transfert.

Les fluctuations d'amplitude du laser YVO₄: Nd liées au bruit de pompe s'expriment ainsi :

$$\delta p_0^{(p)} = (a_p/a_0) \mathcal{G}(\Omega) \delta p_p \quad (1.142)$$

En présence de rétroaction, les fluctuations du bruit de pompe δp_p comportent deux termes: l'un rend compte du bruit d'amplitude $\delta p_p^{(i)}$ inhérent à la diode laser, l'autre des fluctuations $\delta p_p^{(r)}$ introduites par la rétroaction.

$$\delta p_p = \delta p_p^{(r)} + \delta p_p^{(i)} \quad (1.143)$$

Le signal d'erreur à introduire dans la boucle de rétroaction est obtenu par la mesure du bruit d'intensité δI_2 du faisceau réfléchi. Ce bruit est amplifié et ajouté au bruit d'intensité du laser de pompe par un dispositif électronique dont la fonction de transfert g est définie par :

$$\delta I_p^{(r)} = -g(\Omega) \delta I_2 \quad (1.144)$$

Ce qui se traduit pour les fluctuations d'amplitude par la relation :

$$\delta p_p^{(r)} = -(a_2/a_p) g(\Omega) \delta p_2 \quad (1.145)$$

En combinant l'ensemble de ces formules, nous obtenons le système suivant, qui donne les fluctuations des faisceaux 1 et 2 en présence de rétroaction:

$$\begin{aligned} \delta p_1 &= t \left[(a_p/a_0) \mathcal{G}(\Omega) \left[-(a_2/a_p) g(\Omega) \delta p_2 + \delta p_p^{(i)} \right] + \delta p_0^{(i)} \right] + r \delta p_v \quad (1.146) \\ \delta p_2 &= -r \left[(a_p/a_0) \mathcal{G}(\Omega) \left[-(a_2/a_p) g(\Omega) \delta p_2 + \delta p_p^{(i)} \right] + \delta p_0^{(i)} \right] + t \delta p_v \end{aligned}$$

Nous notons respectivement δp_1^0 , δp_2^0 et δp_0^0 les fluctuations d'amplitude du faisceau transmis, du faisceau réfléchi et du faisceau initial lorsqu'il n'y a pas de rétroaction:

$$\begin{aligned}\delta p_0^0 &= (a_p/a_0) \mathcal{G}(\Omega) \delta p_p^{(i)} + \delta p_0^{(i)} \\ \delta p_1^0 &= t \left[(a_p/a_0) \mathcal{G}(\Omega) \delta p_p^{(i)} + \delta p_0^{(i)} \right] + r \delta p_v \\ \delta p_2^0 &= -r \left[(a_p/a_0) \mathcal{G}(\Omega) \delta p_p^{(i)} + \delta p_0^{(i)} \right] + t \delta p_v\end{aligned}\tag{1.147}$$

Après simplifications et en notant que $a_2/a_0 = -r$, le système (1.146) s'écrit:

$$\begin{aligned}\delta p_1 &= \delta p_1^0 + tr \mathcal{G}(\Omega) g(\Omega) \delta p_2 \\ \delta p_2 &= \delta p_2^0 - r^2 \mathcal{G}(\Omega) g(\Omega) \delta p_2\end{aligned}\tag{1.148}$$

C'est à dire:

$$\delta p_2 = \frac{\delta p_2^0}{1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega) g(\Omega)}\tag{1.149}$$

$$\delta p_1 = \delta p_1^0 + \frac{tr \mathcal{G}(\Omega) g(\Omega)}{1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega) g(\Omega)} \delta p_2^0\tag{1.150}$$

Ainsi δp_2 peut être réduit à volonté, mais n'est pas accessible, puisqu'il s'agit du faisceau restant dans la boucle de rétroaction. Au contraire, δp_1 ne peut être réduit en dessous du bruit quantique standard parce que l'introduction du séparateur optique limite la corrélation entre δp_1^0 et δp_2^0 .

On voit apparaître au dénominateur le gain en boucle ouverte de la rétroaction G_{BO} :

$$G_{BO} = r^2 \mathcal{G}(\Omega) g(\Omega)\tag{1.151}$$

Connaissant le spectre de bruit d'intensité $S_0^0(\Omega)$ de l'YVO₄ sans rétroaction, il nous est possible de calculer le spectre de bruit obtenu avec la rétroaction pour chacun des deux faisceaux obtenus à partir du faisceau de l'YVO₄. Il faut remplacer δp_1^0 et δp_2^0 par

leur expression en fonction de δp_0^0 et de δp_v . Nous obtenons:

$$\delta p_1(\Omega) = \frac{t}{1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega)} \delta p_0^0(\Omega) + \frac{r(1 + \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega))}{1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega)} \delta p_v(\Omega) \quad (1.152)$$

$$\delta p_2(\Omega) = \frac{-r}{1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega)} \delta p_0^0(\Omega) + \frac{t}{1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega)} \delta p_v(\Omega) \quad (1.153)$$

Les expressions de $\delta p_1(-\Omega)$ et $\delta p_2(-\Omega)$ sont obtenues à partir des complexes conjugués des expressions précédentes. On peut alors exprimer les densités spectrales de bruit avec rétroaction $S_1(\Omega)$ et $S_2(\Omega)$ des faisceaux transmis et réfléchi à partir de $S_0^0(\Omega)$ et de la densité spectrale de bruit C_{ω_0} associée aux fluctuations du vide δp_v . Pour cela on écrit les produits $\langle \delta p_1(\Omega) \delta p_1(-\Omega) \rangle$ et $\langle \delta p_2(\Omega) \delta p_2(-\Omega) \rangle$, et on identifie les coefficients associés aux diverses densités spectrales, sachant que $\langle \delta p_0^0(\Omega) \delta p_0^0(-\Omega) \rangle$ donne un terme proportionnel à $S_0^0(\Omega)$, $\langle \delta p_v(\Omega) \delta p_v(-\Omega) \rangle$ donne un terme proportionnel à C_{ω_0} , et $\langle \delta p_v(\Omega) \delta p_0^0(\Omega) \rangle$ donne une contribution nulle puisque les fluctuations de l'YVO₄ ne sont pas corrélées avec celles du vide entrant par la lame semi-transparente.

$$S_1(\Omega) = \frac{t^2}{|1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega)|^2} S_0^0(\Omega) + \frac{r^2 |1 + \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega)|^2}{|1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega)|^2} C_{\omega_0} \quad (1.154)$$

$$S_2(\Omega) = \frac{r^2}{|1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega)|^2} S_0^0(\Omega) + \frac{t^2}{|1 + r^2 \mathcal{G}(\Omega)g(\Omega)|^2} C_{\omega_0} \quad (1.155)$$

Le niveau du bruit quantique standard est donné par C_{ω_0} , et le calcul du spectre d'excès de bruit est donc immédiat. On constate à partir de 1.154 et 1.155 que le bruit d'intensité du faisceau sortant de la boucle, (faisceau 1), et donc le seul qui soit disponible pour la mesure ou l'expérimentation, présente, pour un gain de la rétroaction infini, un excès de bruit égal à $1/r^2$. Nous retrouvons ainsi le fait qu'à partir d'un faisceau séparé en deux parties on peut amener l'excès de bruit à $1/r^2$ fois le bruit quantique standard. De plus, en annulant le gain de la rétroaction à basse fréquence, le bruit est simplement le bruit du faisceau, contaminé, avec un facteur r^2 , par le bruit du vide. Il est ainsi possible, avec un profil de gain judicieusement choisi, de ne rétroagir qu'à haute fréquence afin d'y

supprimer le bruit classique, en n'engendrant qu'un minimum de perturbations à basse fréquence et en évitant de masquer une éventuelle compression du bruit d'intensité.

A.3 Combinaison du modèle quantique de laser à trois niveaux et du modèle semi classique de rétroaction Connaissant le spectre de bruit d'intensité du laser sans rétroaction, donné par le modèle théorique du laser à trois niveaux, il est possible, en utilisant les fonctions de transfert $\mathcal{G}(\Omega)$ et $g(\Omega)$, d'en déduire le spectre du laser avec rétroaction à partir de la formule 1.155. Or, le traitement semi classique, bien que ne s'appliquant pas à des opérateurs quantiques, est aussi valable quand on introduit les fluctuations quantiques, mais à condition de les calculer dans l'ordre symétrique, ce qui n'est pas le cas du modèle présenté en 1.2, qui recourt à l'ordre normal. Aussi l'articulation entre les résultats donnés par ces deux modèles est *a priori* loin d'être immédiate.

En réalité, pour les besoins de la modélisation, nous n'avons besoin d'exploiter que deux résultats donnés par le modèle de laser à trois niveaux : le spectre de bruit d'intensité et la fonction de transfert $\mathcal{G}(\Omega)$ décrivant comment une modulation de la pompe se transmet au bruit d'intensité du laser. Or, ces résultats sont aisément transposables dans la représentation semi classique. En effet le spectre de bruit d'intensité $S(\Omega)$ donné par l'ordre symétrique ne diffère de celui donné par l'ordre normal $S^{norm}(\Omega)$ que d'une constante, le commutateur du boson, qui vaut 1 (comme précisé par l'équation 1.88). Quant à la fonction de transfert de la modulation de la pompe, il s'agit d'une grandeur classique, dont le calcul ne fait intervenir que des équations linéaires. Son expression est donc identique quelque soit l'ordre retenu.

B. Application au cas des minicristaux

A partir du modèle présenté en 1.3.3.A.2, nous avons réalisé une modélisation détaillée du dispositif de rétroaction mis en place autour d'un minicristal d' YVO_4 , sélectionné dans les expériences pour mettre en oeuvre la boucle de rétroaction électrooptique. Cette modélisation consiste à simuler le comportement de l'ensemble de la boucle, décomposée

en modules optiques et électroniques dont nous avons calculé les fonctions de transfert, et à prévoir ainsi le spectre de bruit observé en fonction de la composition de la boucle et des paramètres de pompage. Nous présenterons dans le chapitre III les étapes et les résultats de la modélisation. Nous expliquons dans les paragraphes qui suivent comment définir et calculer la fonction de transfert de l'YVO₄.

B.1. Enrichissement du modèle semi classique La boucle de rétroaction de la fig.1-25 se décompose en deux parties: dans l'une, le support du signal est optique, ce sont les fluctuations d'amplitude des deux lasers; dans l'autre, il est électronique, c'est le bruit du courant débité par les photodiodes et traité par les amplificateurs et les différents circuits. Chaque part de trajet est décrite par une fonction de transfert, dont le produit donne le gain en boucle ouverte G_{BO} (cf.1.151). Avec des notations inspirées de celles utilisées en 1.3.3.A.2, on note \mathcal{G}_o la fonction de transfert de la partie optique et g_e celle de la partie électronique.

$$G_{BO} = \mathcal{G}_o g_e \quad (1.156)$$

\mathcal{G}_o et g_e se décomposent à leur tour en un produit de fonctions de transfert.

\mathcal{G}_o rend notamment compte des transformations subies par la modulation du faisceau lumineux à la traversée de l'YVO₄, décrites par \mathcal{G} , et à la traversée de la lame séparatrice, ainsi que des pertes optiques et de l'ensemble du déphasage accumulé le long du parcours optique, entre la sortie de la diode et l'arrivée sur la photodiode de rétroaction.

g_e reprend l'ensemble des fonctions de transfert correspondant aux divers étages du dispositif électronique: amplificateur de la photodiode de rétroaction, amplificateurs sur la boucle de rétroaction, dispositifs d'atténuation et de sécurité, entrée modulation de la diode.

L'ensemble du dispositif peut être représenté à partir du modèle semi-classique très simple que nous avons présenté en 1.3.3.A.2. Ce modèle se prête aisément à la démarche suivie: il suffit pour cela de remplacer les fonctions de transfert \mathcal{G}_o et g_e par les fonctions

mathématiques retraçant au mieux les valeurs expérimentales prises par les fonctions de transfert réelles. Pour obtenir ces fonctions, nous avons suivi deux méthodes différentes, adaptées à chaque partie du trajet. Pour la partie optique, il est très facile de modéliser le déphasage et les pertes. Ces dernières entraînent une réduction proportionnelle de la modulation d'intensité. Un seul coefficient de perte rendra compte de toutes les pertes optiques, y compris celles dues au défaut d'efficacité quantique de la photodiode. En revanche les effets du défaut d'efficacité différentielle de conversion en puissance de l'YVO₄ sont prises en compte dans la fonction de transfert $\mathcal{G}(\Omega)$ (cf 1.3.3.A.2), fonction de transfert de l'YVO₄. Celle-ci est plus délicate à obtenir.

B.2. Calcul de la fonction de transfert de l'YVO₄ Nous cherchons à calculer $\mathcal{G}(\Omega)$, fonction de transfert de la modulation de la puissance de pompe à la modulation de la puissance de sortie de l'YVO₄. Rappelons la définition de $\mathcal{G}(\Omega)$ (cf. 1.141) :

$$\delta I_Y = \mathcal{G}(\Omega) \delta I_p$$

A cette fin, nous avons exploité les résultats du modèle présenté en 1.2.1. Ce modèle décrit le comportement dynamique du laser en utilisant un système d'équations linéarisées. Nous avons introduit dans le système d'équations original la modulation de la puissance de pompe. Cette dernière apparaît dans les équations à travers le taux de pompage R . Il est clair que moduler la puissance de pompe revient à moduler le taux de pompage R . On écrit alors le taux de pompage $R + \delta R$ au lieu de R .

Cependant, il convient d'établir le lien entre la modulation de la puissance de pompe δI_p , et le terme de modulation du taux de pompage δR . R représente le nombre d'atomes de Néodyme qui sont portés par seconde, grâce à la pompe, dans l'état supérieur de la transition laser. Compte tenu des caractéristiques du mécanisme de pompage, δR est proportionnel à δI_p .

$$\delta R = \alpha \delta I_p \tag{1.157}$$

Il suffit désormais d'étudier l'effet théorique de la modulation δR sur l'intensité du champ émis par l'YVO₄ pour en déduire l'effet de la modulation de la pompe, qui, elle, est mesurable expérimentalement.

Nous exprimons la modulation du taux de pompage en modifiant ainsi la première équation du système établi en 1.2:

$$\dot{\mathcal{N}}_a(t) = R + \delta R(t) - (\gamma_a + \gamma'_a)\mathcal{N}_a(t) + ig[\mathcal{A}^*(t)\mathcal{M}(t) + \mathcal{M}^*(t)\mathcal{A}(t)] + \mathcal{F}_a(t) \quad (1.158)$$

Lorsque le système est linéarisé pour des petites fluctuations autour de la solution stationnaire, l'équation décrivant la variation de la population du niveau supérieur de la transition s'écrit:

$$\delta \dot{\mathcal{N}}_a(t) = -(\gamma_a + \gamma'_a)\delta \mathcal{N}_a(t) + ig[\mathcal{A}^*(t)\mathcal{M}(t) + \mathcal{M}^*(t)\mathcal{A}(t)] + \mathcal{F}_a(t) + \delta R(t) \quad (1.159)$$

Le terme de modulation s'apparente ainsi au terme de bruit $\mathcal{F}_a(t)$; de fait, le traitement mathématique qu'il subit conduit à l'ajouter à $\mathcal{F}_a(t)$. Il en est de même, une fois la transformation de Fourier effectuée, pour $\delta R(\Omega)$ et $\mathcal{F}_a(\Omega)$. Nous obtenons ainsi l'expression de $\delta X(\Omega)$: δX représente les fluctuations d'amplitude en phase avec le champ intra-cavité moyen \mathcal{A}_0 (supposé réel). Les fluctuations d'intensité du champ intra-cavité sont calculées à partir de $\delta X(\Omega)$:

$$\delta I_0(\Omega) = 2 \mathcal{A}_0 \delta X(\Omega) \quad (1.160)$$

$$\begin{aligned} \delta X(\Omega) = & \frac{\gamma_a + \gamma'_a - i\Omega}{g(\gamma_a + \gamma_b - 2i\Omega)(\kappa - i\Omega)[C(\Omega) + 2\mathcal{A}_0^2]} \\ & \times \left\{ \frac{1}{2} [\mathcal{F}_M(\Omega) + \mathcal{F}_M^*(-\Omega)] (\gamma_b - i\Omega) \right. \\ & \left. + g\mathcal{A}_0 \frac{\gamma_b - \gamma'_a - i\Omega}{\gamma_a + \gamma'_a - i\Omega} [\mathcal{F}_a(\Omega) + \delta R(\Omega)] - g\mathcal{A}_0 \mathcal{F}_b(\Omega) \right\} \end{aligned} \quad (1.161)$$

avec:

$$C(\Omega) = \frac{-i\Omega (\gamma_a + \gamma'_a - i\Omega) (\gamma_b - i\Omega) (\kappa/2 + \gamma_{ab} - i\Omega)}{g^2 (\gamma_a + \gamma_b - 2i\Omega) (\kappa - i\Omega)} \quad (1.162)$$

En ne conservant que le terme dépendant de la modulation, nous obtenons $\delta X^R(\Omega)$, qui décrit la modulation d'amplitude en phase avec le champ intra-cavité, induite par la modulation de la pompe:

$$\delta X^R(\Omega) = \frac{\gamma_b - \gamma'_a - i\Omega}{(\gamma_a + \gamma_b - 2i\Omega) (\kappa - i\Omega) [C(\Omega) + 2\mathcal{A}_0^2]} \times \mathcal{A}_0 \times \delta R(\Omega) \quad (1.163a)$$

Appelons $G_X(\Omega)$ la fonction de transfert de la modulation de la pompe à la modulation de l'amplitude du champ interne:

$$G_X(\Omega) = \frac{\gamma_b - \gamma'_a - i\Omega}{(\gamma_a + \gamma_b - 2i\Omega) (\kappa - i\Omega) [C(\Omega) + 2\mathcal{A}_0^2]} \quad (1.164a)$$

Parce que \mathcal{A}_0 est normalisé de manière à ce que $I_0 = \mathcal{A}_0^2$ soit égal au nombre de photons présents dans la cavité, δI_Y , modulation de l'intensité du champ sortant de la cavité est donnée par:

$$\delta I_Y = \kappa \delta I_0 \hbar \omega_c \quad (1.165)$$

où ω_c est la pulsation du faisceau émis par l'YVO₄.

$$\begin{aligned} \delta I_Y(\Omega) &= 2 \mathcal{A}_0^2 \kappa G_X(\Omega) \delta R(\Omega) \hbar \omega_c \\ &= 2 G_X(\Omega) \kappa I_0 \alpha \delta I_p(\Omega) \hbar \omega_c \end{aligned} \quad (1.166)$$

A fréquence nulle, cette formule permet d'obtenir l'efficacité quantique différentielle de conversion η_Q de l'YVO₄. Soit δN_Y les fluctuations du flux de photons émis par l'YVO₄ et δN_p les fluctuations du flux de photons de la pompe. On a:

$$\delta N_Y(0) = \eta_Q \delta N_p(0) \text{ avec } \delta N_Y(0) = \frac{\delta I_Y}{\hbar \omega_c} \text{ et } \delta N_p(0) = \frac{\delta I_p}{\hbar \omega_p} \quad (1.167)$$

Pour $\Omega = 0$, $C(\Omega) = 0$, donc:

$$G_X(0) = \frac{\gamma_b - \gamma'_a}{2 \kappa I_0 (\gamma_a + \gamma_b)} \quad (1.168)$$

et donc:

$$\eta_Q = \frac{\delta N_Y}{\delta N_p} = 2 G_X(0) \kappa I_0 \alpha \hbar \omega_p \quad (1.169)$$

En assignant à cette expression la valeur de l'efficacité quantique différentielle mesurée expérimentalement, on obtient la normalisation, à fréquence nulle, de la fonction de transfert. De cette manière, nous obtenons la fonction de transfert normalisée du cristal d'YVO₄, valable sur l'ensemble du domaine spectral étudié:

$$\mathcal{G}(\Omega) = \frac{\delta I_Y}{\delta I_p} = 2 G_X(\Omega) \kappa I_0 \alpha \hbar \omega_c = \eta_Q \frac{\omega_c G_X(\Omega)}{\omega_p G_X(0)} \quad (1.170)$$

$$\mathcal{G}(\Omega) = \eta_Q \frac{\omega_c}{\omega_p} \frac{(1 - i\Omega/(\gamma_b - \gamma'_a))}{(1 - 2i\Omega/(\gamma_a + \gamma_b))(1 - i\Omega)[1 + C(\Omega)/(2A_0^2)]} \quad (1.171)$$

C'est à dire, en utilisant les variables réduites introduites en 1.2.2.C et en remplaçant $C(\Omega)$ par son expression en fonction de ces variables:

$$\mathcal{G}(\Omega) = \eta_Q \frac{\omega_c}{\omega_p} \frac{2(b - a' - i\bar{\Omega}) w^2}{2w^2(a + b - 2i\bar{\Omega})(1 - i\bar{\Omega}) - i\bar{\Omega}(\frac{1}{2} + c - i\bar{\Omega})(b - i\bar{\Omega})(a + a' - i\bar{\Omega})} \frac{a + b}{b - a'} \quad (1.172)$$

On reconnaît au dénominateur le terme dont le module $D(\bar{\Omega})$ élevé au carré figure au dénominateur de la formule du spectre de bruit. Le diagramme de Bode de cette fonction de transfert est donné en fig.1-26 et 1-27, pour les valeurs des paramètres figurant dans le tableau de 1.2.3.B. Ce diagramme est marqué, comme le spectre de bruit de l'YVO₄: Nd, par un pic très fort à la fréquence de l'oscillation de relaxation pour le diagramme

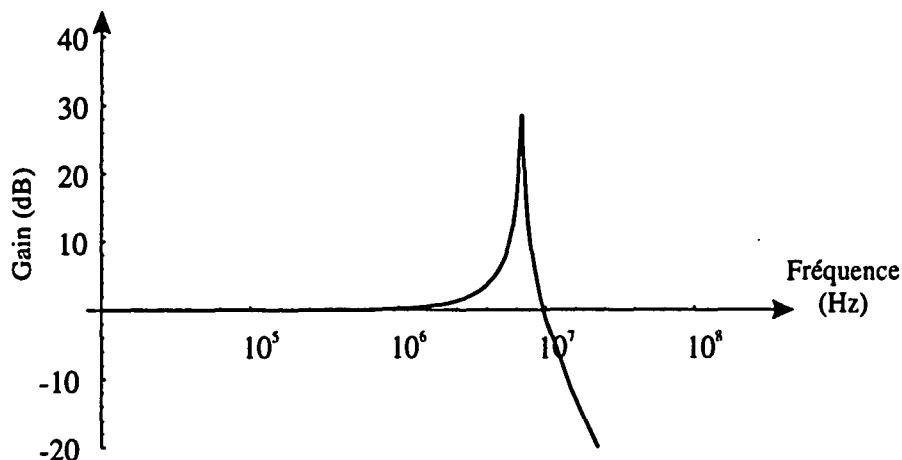


Figure 1-26: Diagramme de Bode de la fonction de transfert de l'YVO₄:Nd : amplitude. ($a = 7.10^{-6}$, $a' = 6,3.10^{-7}$, $b = 10^{-1}$, $\kappa = 1,41.10^{10}s^{-1}$, $r = 2,3$)

d'amplitude, et par un brusque déphasage de 180° à la même fréquence pour le diagramme de phase. Cette fonction de transfert correspond donc à un filtre passe bas d'ordre 3 présentant une très forte résonance.

Nous calculerons au ch. III les fonctions de transfert des divers modules électroniques composant la chaîne de rétroaction. En composant l'ensemble de ces fonctions de transfert, nous pouvons calculer \mathcal{G}_o et g_e et accéder ainsi au gain en boucle ouverte G_{BO} de la rétroaction. En utilisant les résultats établis en 1.3.3.A.2, nous obtiendrons une modélisation de la boucle de rétroaction complète et pourrons ainsi vérifier et prévoir l'effet des différents modules électroniques susceptibles d'y être intégrés. Cette simulation permettra d'optimiser la boucle dans le respect des contraintes que nous nous sommes fixés en 1.3.3.A.1.

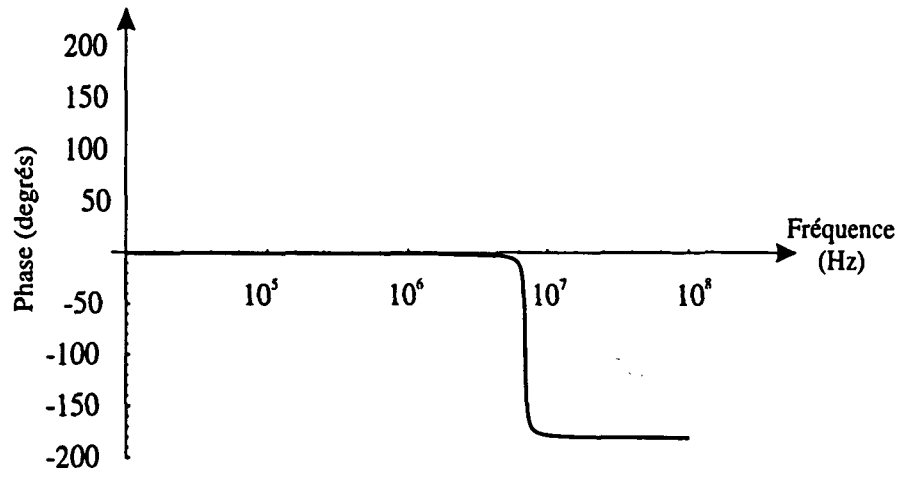


Figure 1-27: Diagramme de Bode de la fonction de transfert de l'YVO₄:Nd : phase.
 ($a = 7.10^{-6}$, $a' = 6,3.10^{-7}$, $b = 10^{-1}$, $\kappa = 1,41.10^{10}s^{-1}$, $r = 2,3$)

Chapitre 2

Production d'états comprimés du rayonnement à l'aide de diodes laser

Le principe de la pompe régulière allait à l'encontre de ce qui était communément admis, à savoir qu'un laser délivre typiquement un état lumineux cohérent. Ce principe avait pourtant été démontré non sur des lasers mais sur des diodes électroluminescentes (LED) ou des cellules à vapeur de mercure [62], [61], [58]. Tapster put ainsi obtenir environ 6 % de compression. Mais les diodes laser sont en principe mieux adaptées que les LED à la vérification du principe de pompe régulière car leur efficacité quantique est plus élevée que celles des LED.

Amorcée en 1986 par les travaux de Yamamoto [73], la compression du bruit d'intensité au moyen des diodes laser a rapidement progressé pour améliorer les performances obtenues jusque là [42], [18]. Les expérimentations qui ont commencé au Laboratoire Kastler-Brossel en 1992, se sont inscrites dans le processus de mise au point et de perfectionnement des dispositifs de compression de bruit par diodes laser [53], [66], [67], [68] consécutif aux premières mises en évidences expérimentales et aux premières justifications théoriques. Plusieurs années de progrès ont fait de tels dispositifs des systèmes éprouvés et fiables dont les performances sont significatives: en 1995, à température ambiante, notre groupe a obtenu une compression de 28 % (41 % corrigé des pertes) sur un

laser injecté [74]. Récemment, Steel et Kilper ont obtenu 5,9 dB de compression (corrigée des pertes) sur un laser injecté et refroidi [33]. C'est principalement à l'injection et au montage des diodes sur réseau que nous devons ces progrès.

Parallèlement à d'autres groupes oeuvrant dans le domaine de la compression du bruit lumineux par semi-conducteur, nous nous sommes également attachés à comprendre ce qui justifiait les écarts au principe de la pompe régulière [55]. Nous avons comparé le modèle présenté dans les sections 1.2 et 1.3.2 avec le comportement expérimental des diodes dans diverses configurations: libre, refroidie, multimode ou montée sur réseau, etc. Le travail que nous avons mené s'est donc inscrit dans cette double démarche d'amélioration et de compréhension de la mise en oeuvre du principe de la pompe régulière. L'ensemble de ces travaux a conduit à une meilleure compréhension du principe de la pompe régulière [20] et s'est appuyé étroitement sur des expérimentations nombreuses qui ont confirmé les espoirs placés dans ce nouveau mode de production d'états comprimés.

La production d'états comprimés au moyen de diodes laser ne constitue pas seulement une belle expérience de physique où l'application d'un principe très simple permet de mettre en évidence des phénomènes remarquables. Elle est en réalité apparue dès ses débuts comme un enjeu considérable [42] en raison des taux de compression qu'on pouvait en attendre (qui ne dépendent *a priori* que de l'efficacité quantique du semi-conducteur), de sa capacité à non seulement couvrir un large domaine spectral (en fait, celui couvert par les lasers à semi-conducteurs: de 0,7 à 10 μm) mais également à dispenser une lumière comprimée sur une très large bande de fréquence, et enfin de la place bien particulière qu'occupent les lasers à semi conducteur sur le marché des lasers. C'est en effet parmi ceux ci que l'on trouve les lasers les moins chers, les plus maniables et de ce fait les plus répandus. Ceci ouvre donc des perspectives considérables de diffusion aux états non classiques de la lumière jusqu'alors trop délicats à réaliser et trop fragiles à manipuler pour sortir du cadre du laboratoire.

2.1 Dispositif de mesure

La presque totalité de nos mesures de bruit sur les diodes laser s'est faite par détection équilibrée. Cependant, nous avons recouru dans certains cas à la détection directe du faisceau avec calibration indépendante.

Nous réserverons donc quelques lignes de la présente section à la détection directe calibrée. Pour le reste l'essentiel de notre propos concernera la détection équilibrée. Pour cela, on partage à l'aide d'un séparateur optique le faisceau initial en deux parties égales que l'on détecte avec deux chaînes de mesure identiques. Comme nous l'avons indiqué en 1.1.4 la somme des deux signaux permet de reconstituer les propriétés du faisceau initial, en particulier son spectre de bruit, tandis que la différence donne le bruit quantique standard d'un faisceau d'intensité égale à celle du faisceau incident. Comme la réponse de la chaîne de détection dépend de la fréquence, le bruit quantique standard mesuré n'est pas un bruit blanc. La détection équilibrée permet de comparer presque instantanément le bruit de la source étudiée au bruit quantique standard, pour chaque fréquence de bruit et en réduisant considérablement les sources d'erreurs par rapport à la détection calibrée (qualité de la référence de bruit quantique standard, identité des conditions expérimentales entre la mesure de la référence et celle de la source étudiée). Ces avantages sont d'autant plus appréciables que, pour les phénomènes que nous cherchons à observer, le dispositif de mesure doit non seulement être très précis (la compression de bruit de certains dispositifs peut être très faible), mais également répondre à une grande diversité de situations. L'amplitude du bruit d'intensité comme la puissance lumineuse incidente sur les photodiodes peuvent en effet varier dans de grandes proportions. Le bruit d'un faisceau très atténué (quelques centaines de μW) et peu bruyant, estimé à partir du bruit du courant débité par la photodiode est de l'ordre de $10^{-22} A^2/Hz$ alors que celui d'un faisceau plus puissant (une vingtaine de mW) et très bruyant (plusieurs dizaines de dB au dessus du bruit quantique standard) est de l'ordre de $10^{-19} A^2/Hz$. Les puissances de bruit dissipées par de tels courants dans une bande de fréquence de 100 kHz et sur une résistance de 50Ω , comme celle de l'analyseur de spectre, sont respectivement de 0,5 fW

et de $500 fW$. Or, la détection doit être capable de mesurer le bruit du faisceau sous des conditions aussi extrêmes. C'est pourquoi la mise au point des dispositifs de détection que nous avons utilisés pour nos expérimentations a toujours requis un traitement particulièrement soigné dont nous présentons ici les principales étapes.

Ainsi qu'il a été montré en 1.1.4, le point critique dans la mise au point d'une détection équilibrée consiste, une fois le faisceau initial correctement partagé en deux faisceaux de puissance égale, à détecter ces deux faisceaux au moyen d'une chaîne de mesure parfaitement symétrique qui permette d'additionner ou de soustraire l'un de l'autre le bruit d'intensité des deux faisceaux. Les éléments de la chaîne sont les suivants:

- séparation du faisceau : lame demi onde et cube polariseur
- détection des photons : photodiode
- amplificateurs de photodiodes : sortie continue et haute fréquence
- sommateur soustracteur
- amplificateur (éventuellement)

2.1.1 Photodiodes et amplificateurs

A. Photodiodes

Les photodiodes doivent présenter deux qualités principales:

Tout d'abord une excellente efficacité quantique, car tout défaut d'efficacité quantique produit sur le bruit du faisceau mesuré les mêmes conséquences que des pertes optiques quelconques: il ramène le bruit vers le bruit quantique standard et réduit de ce fait l'importance de la compression mesurée. Il est possible d'améliorer l'efficacité quantique en retirant la fenêtre qui protège généralement la surface photosensible et en plaçant des miroirs qui renvoient la lumière réfléchiée par le détecteur sur lui même.

De plus les photodiodes doivent présenter une bonne réponse en fréquence (faible capacité interne). Des photodiodes de très grande surface seront donc moins bien adaptées que des photodiodes de faible surface sensible, puisque la capacité augmente avec la surface. Il est possible d'augmenter la bande passante d'une photodiode en la refroidissant,

ce qui accélère le temps de transit des électrons. Nous n'avons pas eu besoin de recourir à ces techniques car la bande passante des photodiodes utilisées était compatible avec celle du reste du dispositif de détection.

Il importe enfin qu'elles conservent ces qualités pour les plus fortes puissances possibles, ce que l'on vérifie en mesurant la réponse en continu et à diverses fréquences du signal qu'elles délivrent pour plusieurs intensités incidentes.

Les photodiodes que nous avons utilisées sont des FND-100 de EG&G. (Nous avons également eu recours, pour des mesures à 1064 nm, à des photodiodes ETX 300-T d'Epitaxx¹, que nous n'avons cependant pas montées en détection équilibrée.) Les FND-100 sont des photodiodes de très large bande (350 MHz), de faible capacité interne (8 à 10 pF), et dont la surface photosensible est un disque de diamètre 1 mm. Nous les avons polarisées en 75V. Elles se sont montrées très bien adaptées aux mesures que nous avons faites sur le domaine spectral 800-850 nm. Une fois retirée la fenêtre protectrice leur efficacité quantique est au moins de 84%. Un miroir de renvoi permet d'obtenir jusqu'à 88%. Le faisceau des diodes laser est un faisceau dont la section, circulaire après que le faisceau a traversé deux prismes anamorphoseurs destinés à le concentrer, est légèrement plus grande que la surface photosensible. Deux inconvénients peuvent en résulter: d'une part une diminution d'efficacité quantique peut être observée; mais cette diminution est strictement inférieure à 10%. D'autre part les réflexions parasites de l'aile du faisceau sur les bords des photodiodes peuvent engendrer un excès du bruit d'intensité mesuré. Par exemple, les photodiodes de type ETX-300 utilisées pour les mesures sur l'YVO₄ présentent une géométrie très différente de celle des FND-100, qui favorise les réflexions parasites et impose une collimation soignée du faisceau sur la surface collectrice. Sur les FND-100, un tel phénomène n'a jamais été observé lorsque les diodes fonctionnaient avec un bruit proche du bruit quantique standard, et nous avons recouru à la focalisation uniquement lorsque le régime de fonctionnement était particulièrement bruyant (diode en

¹Capacité de l'ordre de 6 pF, efficacité quantique supérieure à 90 % à 1064 nm, avec une polarisation en 15V ou 5V.

cryostat notamment). Un fort excès de bruit de la source étudiée peut en effet perturber sensiblement la mesure s'il s'accompagne de réflexions ou de diffraction au niveau des photodétecteurs.

Cependant, focaliser le faisceau accélère la saturation des détecteurs et gêne l'observation du bruit de la diode laser très au dessus du seuil. Telles que nous les avons utilisées, et en comptant 15 à 30% de pertes optiques entre la sortie du laser et les photodétecteurs, nous pouvons observer sans avoir à filtrer la lumière, le bruit d'intensité de faisceaux dont la puissance en sortie de la diode laser était de l'ordre de 70mW. C'est d'ailleurs un avantage de la détection équilibrée sur la détection directe calibrée, que de diviser le faisceau en deux et d'étendre ainsi le régime de détection non saturée sur une plage de puissance deux fois plus étendue que celle de la détection directe calibrée. A cet égard, sauf pour de très faibles puissances (inférieures à 1 mW) il faut se prémunir contre le chauffage des photodiodes sous l'effet du faisceau incident, qui modifie la réponse de celles-ci. A cette fin, il faut laisser les photodiodes refroidir entre chaque mesure.

Enfin, les deux photodiodes utilisées pour la détection équilibrée doivent présenter une réponse aussi similaire que possible. Parmi les photodiodes disponibles sont donc sélectionnées les deux qui présentent les efficacités quantiques les plus proches. Cette étape est facilitée du fait que, l'efficacité quantique de ces photodiodes étant naturellement très élevée, la dispersion est assez faible. La réponse en continu des photodiodes que nous avons utilisées pour les deux détections que nous avons réalisées était identique à 3% près pour la première et à 1% pour la seconde. En revanche, la réponse en fréquence peut n'être pas aussi bien équilibrée. Ce déséquilibre se corrige au niveau des amplificateurs des photodiodes.

B. Système amplificateur

Les photodiodes se comportent comme des générateurs de courant dont le spectre s'étend sur un certain domaine de fréquences. Le rôle des amplificateurs consiste à transformer ce courant en une tension mesurable sur le domaine de fréquence le plus étendu possible,

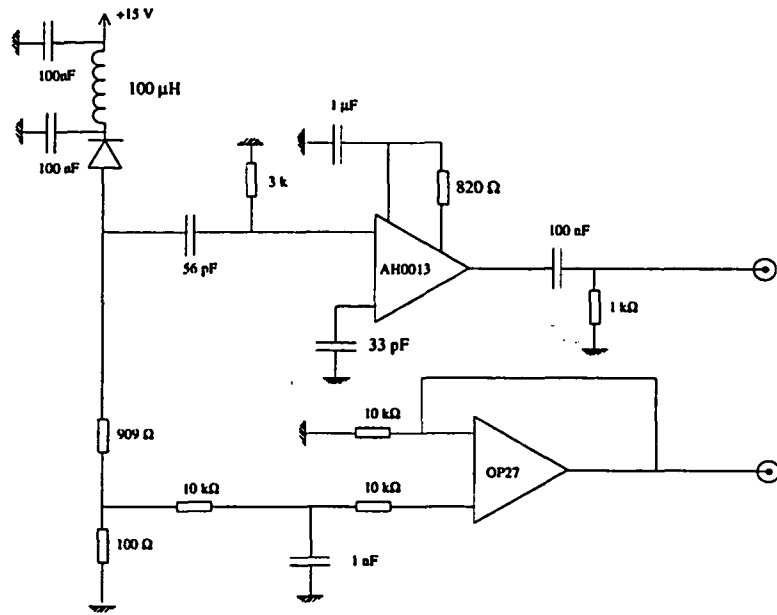
incluant évidemment le continu. Les qualités requises pour les amplificateurs sont donc une large bande et un faible bruit, puisque le courant à analyser est en fait constitué par des fluctuations très faibles dans le domaine des fréquences non nulles.

La puissance lumineuse incidente pour laquelle le bruit mesuré est égal au bruit électronique (c'est à dire le bruit observé sans lumière incidente) est donc une grandeur significative pour décrire les performances de ce type de détection. Sur les montages décrits en fig.2-1 et 2-2, la capacité du photodétecteur à mesurer les faibles bruits est principalement limitée par le bruit thermique de la résistance de charge, qui évolue en $4 k_B T/R \Delta\nu$, où k_B est la constante de Boltzman, T la température, $\Delta\nu$ l'intervalle de fréquence considéré et R la résistance de charge. Ce bruit est à comparer avec le bruit d'un courant poissonien dans les mêmes conditions : $2 e i \Delta\nu$. Sur les diverses détections que nous avons utilisées, cette puissance était de l'ordre de quelques centaines de μW compte tenu des résistances présentes sur le montage et des diverses pertes affectant la mesure (cf. fig.2-1 et 2-2).

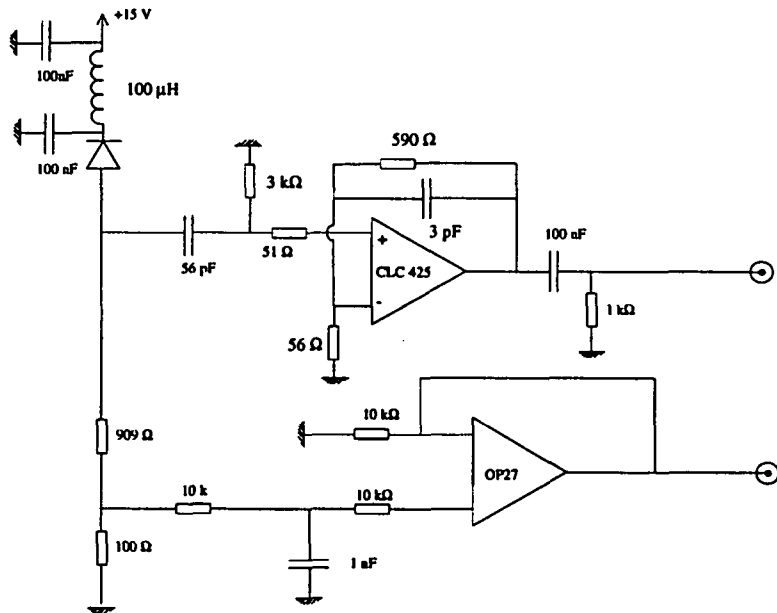
Sur certaines régions du spectre, et notamment à basse fréquence, d'importants excès de bruit peuvent être observés. Il importe d'éviter qu'ils ne saturerent les amplificateurs ni ne perturbent leur réponse, ce qui impose l'usage de filtres adaptés. Par ailleurs, les amplificateurs utilisés pour chaque voie doivent présenter des réponses identiques sur l'ensemble du domaine de fréquence considéré.

Pour mesurer le bruit des diodes laser nous avons utilisé des systèmes de détection répondant aux schémas des figures 2-1 et 2-2. Dans les deux cas, la partie continue du courant est séparée de la partie haute fréquence au moyen de filtres passifs (capacités et éventuellement inductance). Le continu est envoyé sur une résistance de charge de précision (1%) qui convertit le courant en une tension restituée par un OP27 monté en suiveur, avec un gain global de 100mV par mA. Le montage en suiveur facilite l'équilibrage des deux voies en continu, puisqu'en supprimant les résistances de gain, il réduit les sources d'éventuel déséquilibre.

La partie haute fréquence, filtrée par un passe-haut est également envoyée sur une



Figure~2-1: Montage amplificateur à photodiodes avec AH0014 en voie HF



Figure~2-2: Montage amplificateur à photodiodes avec CLC 425 en voie HF

résistance de charge, de $3\text{ k}\Omega$, et la tension en résultant amplifiée par un amplificateur de type AH0013 (fig.2-1) ou CLC425 (fig.2-2). Tous deux sont des amplificateurs à faible bruit. Le CLC, de conception beaucoup plus récente que l'AH0013, lui a été préféré en raison de sa bande beaucoup plus large. La tension délivrée par l'amplificateur est finalement filtrée par un passe-haut afin de supprimer toute composante continue résiduelle (dommageable pour l'analyseur de spectre) et la sortie de l'amplificateur est adaptée 50 ohms. A cet égard, l'impédance de sortie à haute fréquence de l'AH0013 est très faible, et l'adaptation se fait en plaçant simplement 50 ohms en série à la sortie de l'amplificateur. Le rapport signal sur bruit de la détection peut être amélioré en augmentant la résistance de charge, mais c'est au prix d'un rétrécissement de la bande passante dû au filtre R-C constitué par la capacité interne de la photodiode et la résistance de charge. Typiquement les ordres de grandeur des fréquences de coupure des filtres présents sur la partie haute fréquence sont les suivants:

- Filtre passe-haut d'entrée: moins de 1 MHz
- Filtre passe-haut de sortie: 50 kHz
- Filtre passe-bas dû à la capacité interne de la photodiode: plus de 30 MHz

C. Equilibrage des amplificateurs

Le principe que nous avons dégagé de la pratique consiste à réaliser l'équilibrage en deux temps. La chaîne de détection est un ensemble qui atteint une certaine complexité. C'est pourquoi il importe dans un premier temps de vérifier indépendamment pour chaque élément de la chaîne étudié séparément la conformité du fonctionnement observé avec celui attendu. Dans un deuxième temps on s'attachera à vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble de la chaîne. Pour optimiser celui-ci, il faudra retoucher à certains éléments, soit pour en améliorer l'équilibrage, soit au contraire pour introduire de légers déséquilibres locaux qui compensent globalement les déséquilibres existants.

Dans un premier stade de la mise au point de la détection équilibrée, l'équilibrage ne porte donc que sur certains aspects partiels: il est acquis en continu par le recours

à des résistances de précision. Pour les hautes fréquences on se contente de vérifier, en envoyant une sinusoïde de très faible amplitude sur les résistances de charge de chaque amplificateur et en enregistrant les courbes de réponse obtenues à l'analyseur de spectre en faisant varier la fréquence de la sinusoïde, que chaque amplificateur avec ses filtres donne la même réponse. La résolution de l'analyseur de spectre permet de le vérifier à environ 1%. Malgré la qualité des composants utilisés, on peut observer un léger écart de gain d'un amplificateur à l'autre (notamment avec les AH0013). Il convient donc de sélectionner, parmi les amplificateurs disponibles, deux éléments correctement appariés, de manière à ce que cet écart reste le même sur toute la bande d'observation. Il peut alors être corrigé en ajustant sur l'un des deux circuits la résistance fixant le gain de l'amplificateur.

2.1.2 Système soustracteur et additionneur

C'est le coeur de la détection équilibrée. Il dispose de deux entrées pour recevoir les signaux envoyés par les deux photodiodes et d'une sortie qui donne soit la somme soit la différence des signaux d'entrée. Il doit être possible de basculer très rapidement de la somme à la différence et réciproquement: par exemple avec un interrupteur (sommateur-soustracteur actif, cf.2.1.2.C.1), ou encore en échangeant une prise BNC (sommateur-soustracteur passif, cf.2.1.2.C.2). Le sommateur soustracteur doit être construit très soigneusement et conditionne l'ensemble de la chaîne de détection. Les qualités que nous attendons de lui sont d'abord celles attendues des amplificateurs de photodiode: faible bruit, large bande, et pas de saturation. Il doit permettre d'observer dans les délais les plus brefs, et sans perturber la mesure, la somme et la différence des signaux qui lui sont envoyés. De plus, il doit être conçu de manière à présenter le meilleur équilibrage possible. Pour caractériser cet équilibrage, nous définissons quatre coefficients: $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$.

En position sommateur, les signaux V_1 et V_2 donnent en sortie le signal V_P , et, en

position soustracteur, le signal V_M :

$$V_P = \alpha_1 V_1 - \alpha_2 V_2 \text{ (signal différence)} \quad (2.1)$$

$$V_M = \beta_1 V_1 + \beta_2 V_2 \text{ (signal somme)}$$

L'équilibrage est parfait si $\alpha_1 = \alpha_2 = \beta_1 = \beta_2$.

A. Test des performances du sommateur-soustracteur

Le test consiste à déterminer la réponse du système au bruit qu'on lui envoie et à voir s'il est correctement équilibré. C'est à dire qu'il faut comparer les coefficients $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$. Cela revient à déterminer la réponse de chaque voie d'entrée, en configuration soustractrice ou sommatrice, à un signal dont la fréquence balaye le domaine spectral d'observation. Pour cela, on dispose d'un générateur de fonctions de 0 à 20MHz, que l'on envoie successivement sur chaque voie, pour chaque configuration \oplus et \ominus .

Or, pour tester les performances du sommateur soustracteur il faut le faire fonctionner dans les conditions qu'il connaîtra lorsqu'il sera intégré à la chaîne de mesure. Il faut notamment respecter l'adaptation 50 ohms, puisque les amplificateurs des photodiodes se comportent comme des générateurs de tension ayant une résistance de sortie de 50 ohms. C'est pourquoi, lors de la mesure de chaque coefficient, sur la voie d'entrée restée libre, on place un bouchon 50 ohms qui simule l'impédance de sortie du photodétecteur qui s'y raccorderait en fonctionnement normal. De même les signaux envoyés par le générateur de fonction doivent rester assez faibles, dans la gamme des signaux mesurés (en général moins de 100 mV). Les mesures des coefficients se présentent sous la forme de spectres de 0 à 20 MHz, que l'on compare les uns aux autres. On peut ainsi détecter des déséquilibres de l'ordre de 1 à 2% et, dans le cas du sommateur-soustracteur actif, les corriger en conséquence en agissant sur les résistances du circuit.

Pour compléter l'équilibrage, il faut mesurer le taux de réjection η du soustracteur, qui est la caractéristique essentielle de cet appareil. Il est défini ainsi:

$$\eta = \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \right)^2 \quad (2.2)$$

Il mesure donc la capacité du soustracteur à éliminer le bruit en excès par soustraction des bruits des deux photodétecteurs et donc à donner une référence de bruit quantique standard correcte. Il complète la mesure individuelle des coefficients de chaque voie d'une part en donnant une précision bien meilleure pour la comparaison de β_1 et β_2 car c'est une mesure par différence, d'autre part en donnant des renseignements sur la phase relative de ces deux coefficients. Cette connaissance de la phase est moins nécessaire pour les coefficients α_1 et α_2 parce que la configuration sommatrice est symétrique par construction, et l'équilibrage, sans être acquis d'avance, est moins critique que pour la voie soustractrice.

Pour mesurer η , il faut envoyer sur chaque voie exactement le même signal. Pour cela, nous séparons le signal du générateur de fonctions en deux signaux identiques à l'aide d'un sommateur Mini Circuit, ce qui est beaucoup plus satisfaisant que de prendre un simple " T " BNC, puisque le sommateur Mini Circuit assure l'adaptation 50 ohms requise (cf.2.1.2.C.2) .

Il y a lieu d'être très exigeant sur le taux de réjection mesuré et d'apporter dès ce stade les correctifs nécessaires aux anomalies détectées. Des résultats satisfaisants sur la mesure des coefficients individuels garantissent généralement un taux de réjection d'au moins 25 dB sur le sommateur-soustracteur isolé. Il faut s'efforcer en affinant le réglage d'obtenir un taux d'au moins 40 dB. Ceci permet de repérer la source d'éventuels dysfonctionnements avant de réunir tous les éléments de la chaîne. Les défauts les plus difficiles à corriger sont les déphasages qui entraînent la recherche de capacités adaptées.

B. Equilibrage de la chaîne complète

B.1 Amplificateurs à photodiodes et sommateur soustracteur Une fois que le soustracteur sommateur a été optimisé, nous construisons progressivement la chaîne de mesure autour de lui, en raccordant aux voies d'entrée les amplificateurs de photodiodes

sans les photodiodes. Le courant débité par celles-ci est remplacé par le signal délivré par le générateur de fonctions.

Il suffit alors de répéter la même démarche que pour le sommateur-soustracteur isolé. Grâce aux précédents réglages, l'identité des courbes de réponse pour chaque voie dans chaque configuration est aisément réalisée. En revanche, la réjection peut être moins bonne qu'espéré. Il convient d'abord de tester l'ensemble des dispositions possibles de la chaîne de mesure: premier amplificateur sur la voie 1 et second sur la 2, ou l'inverse. Ensuite, une fois trouvée la disposition la plus favorable, il faut tenter de corriger le défaut en ajustant le gain d'une des deux voies. Si cela ne suffit pas, il faut soupçonner un problème de déphasage. Il convient notamment de veiller à prendre des cables BNC de longueur identique pour les raccordements de chaque voie afin d'éliminer cette source de déphasage.

B.2 Chaîne complète La dernière étape consiste à monter les photodiodes. Ceci peut occasionner de nouvelles perturbations, en général sans gravité, parce que les déséquilibres introduits par les photodiodes se réduisent généralement, dans la bande d'observation considérée, à un léger écart de gain (parfois négligeable) sans déphasage notable. Il s'agit donc du défaut le plus facile à corriger.

La vérification ultime du montage complet (cube polariseur, amplificateur à photodiodes, sommateur soustracteur) peut se faire de deux manières: si on ne dispose pas de la possibilité de moduler la lumière envoyée sur les photodiodes, il est possible de comparer les coefficients de chaque voie en masquant successivement chaque photodiode dans chaque configuration \oplus et \ominus , et de comparer sur l'analyseur de spectre dans de bonnes conditions de résolution ("zero span") les quatre réponses obtenues pour le bruit. Pour connaître les capacités de réjection de la détection, on peut envoyer une lumière très bruyante (40 ou 60 dB d'excès de bruit) et déterminer ainsi la proportion d'excès de bruit que la détection en configuration \ominus est capable d'éliminer. Toutefois certains phénomènes peuvent perturber la chaîne de mesure pour de trop forts excès de bruit. Il est

donc préférable, lorsque cela est possible, de mesurer le taux de réjection en modulant l'intensité du faisceau émis par la source lumineuse (par exemple en modulant le courant d'alimentation de la diode) et en observant l'atténuation du pic de modulation sur le signal \ominus .

Il peut alors s'avérer nécessaire de procéder à un nouveau rééquilibrage de la chaîne pour une optimisation définitive. Les diverses procédures à suivre pour corriger les déséquilibres introduits par les photodiodes sont décrits et justifiés en (2.1.4.B).

C. Sommateur-soustracteur actif et sommateur-soustracteur passif

Nous avons utilisé deux types de sommateur-soustracteur: le premier fut un système actif fabriqué au laboratoire, le second un système passif monté à partir de composants du commerce.

C.1 Sommateur soustracteur actif Pour la première chaîne de détection que nous avons construite nous avons repris les plans d'un montage existant au laboratoire dont nous avons recalculé les paramètres en veillant particulièrement aux adaptations d'impédance et à la qualité du circuit de masse. L'amplificateur utilisé était un AH0014, de faible bruit mais de bande passante médiocre². Le gain du sommateur-soustracteur tel que nous l'avons réalisé avec l'AH0014 était de l'ordre de 5 dB sur une dizaine de MHz.

Les conditions imposées pour le choix des paramètres sont résumées dans le tableau 2-4. L'ensemble des résistances présentes dans le circuit permet de vérifier toutes ces conditions. En mettant à profit les symétries il est possible de trouver une solution analytique simple à l'ensemble du système. Ainsi, pour réaliser l'égalité des gains et celle des impédances d'entrée en configuration sommatrice, il suffit de prendre des composants identiques pour les voies 1 et 2 dans la configuration \oplus . En effet, dans cette configuration, les deux voies sont interchangeables par rapport à l'AH0014, de sorte que leur

²Moyennant quelques aménagements, il est possible d'utiliser le montage de la fig. 2-3 en recourant à des amplificateurs CLC425, dont la bande est bien plus large.

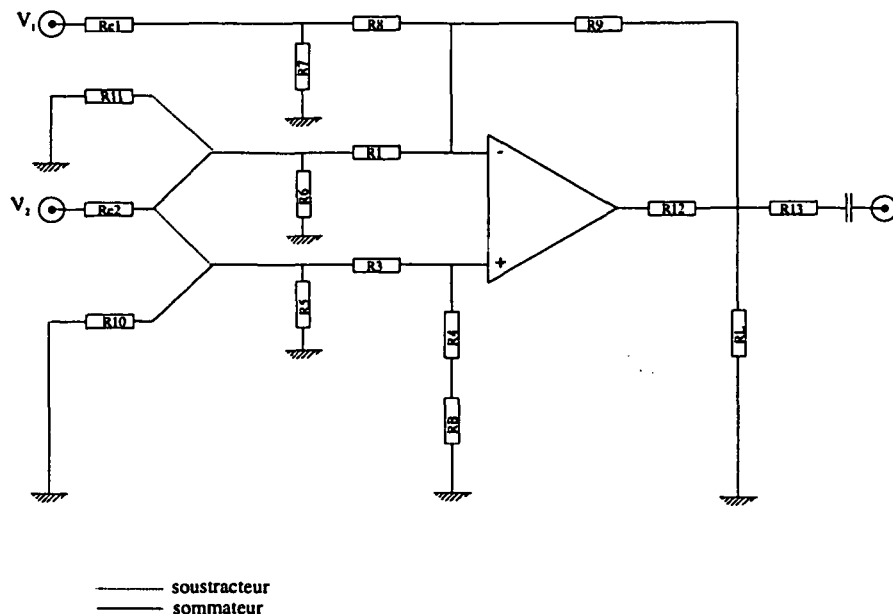


Figure 2-3: Sommateur-soustracteur actif

équilibrage n'est limité que par la précision et la fiabilité des résistances, qui est excellente. De plus la voie 1 n'est pas affectée par le changement de configuration \oplus/\ominus . On a donc par construction $\beta_1 = \alpha_1$, et l'égalité $\beta_1 = \beta_2$ est très facile à réaliser. Une des conditions les plus délicates à réaliser expérimentalement est celle portant sur la qualité de la soustraction, dont dépend le taux de réjection. C'est pourquoi nous nous réservons la possibilité d'un réglage fin en plaçant un potentiomètre en R_B .

Nous avons testé l'ensemble amplificateurs à photodiodes-sommeur soustracteur en retirant les photodiodes et en injectant une sinusoïde de fréquence variable à la place du photocourant. Nous avons ainsi obtenu un taux de réjection de 54 dB entre 0 et 20 MHz. Une fois les photodiodes mises en place, le même système présentait un taux de réjection de l'ordre de 40 dB. Notons que l'on ne parvient pas aux mêmes performances selon la combinaison que l'on retient pour relier les amplificateurs à photodiodes au sommeur soustracteur (amplificateur 1 sur voie 1, etc...).

(i). Conditions de soustraction et de sommation: elles assurent l'égalité des coefficients $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$.	<p>(i.a) $\alpha_1 = \alpha_2$</p> $\frac{R_9}{R_8} \frac{R_7 \parallel R_8}{R_7 \parallel R_8 + R_{e1}} = \left(1 + \frac{R_9}{(R_8 + (R_7 \parallel R_{e1})) \parallel (R_1 + (R_6 \parallel R_{11}))} \right) \times \frac{R_4 + R_B}{R_4 + R_B + R_3} \frac{R_5 \parallel (R_3 + R_4 + R_B)}{R_5 \parallel (R_3 + R_4 + R_B) + R_{e2}}$ <p>(i.b) $\alpha_1 = \beta_2$</p> $\frac{R_9}{R_8} \frac{R_7 \parallel R_8}{R_7 \parallel R_8 + R_{e1}} = \frac{R_9}{R_1} \frac{R_1 \parallel R_6}{R_1 \parallel R_6 + R_{e2}}$ <p>(i.c) $\beta_1 = \beta_2$</p> <p>par construction</p>
(ii). Condition d'impédance: elle assure que l'impédance d'entrée de chaque voie vaut 50 ohms dans chaque configuration.	$R_5 \parallel (R_3 + R_4 + R_B) = (R_1 \parallel R_6) = (R_7 \parallel R_8)$
(iii). Conditions d'annulation des courants d'entrée: elles assurent qu'il n'y a pas de tension de décalage en sortie.	<p>(iii.a)</p> $R_9 \parallel (R_8 + (R_7 \parallel R_{e1})) \parallel (R_1 + (R_6 \parallel R_{11})) = (R_4 + R_B) \parallel (R_3 + (R_5 \parallel R_{e2}))$ <p>(iii.b)</p> $R_9 \parallel (R_8 + (R_7 \parallel R_{e2})) \parallel (R_1 + (R_6 \parallel R_{e2})) = (R_4 + R_B) \parallel (R_3 + (R_5 \parallel R_{10}))$

Figure 2-4: Conditions à vérifier pour le sommateur-soustracteur actif.

C.2 Sommateur soustracteur passif Par la suite nous avons dû fabriquer une nouvelle détection équilibrée, exigée par les besoins d'une nouvelle expérience. A cette occasion, nous avons tenté de nous affranchir d'une large partie des difficultés d'équilibrage électronique, en recourant à des composants commerciaux de haute fiabilité, et susceptibles de nous procurer une bien plus large bande que celle obtenue avec un AH0014. (Si notre choix s'était porté sur un système actif identique à celui de la section précédente, l'AH0014 aurait évidemment été remplacé par un CLC425, ce qui aurait élargi la bande mais posé éventuellement d'autres difficultés d'adaptation).

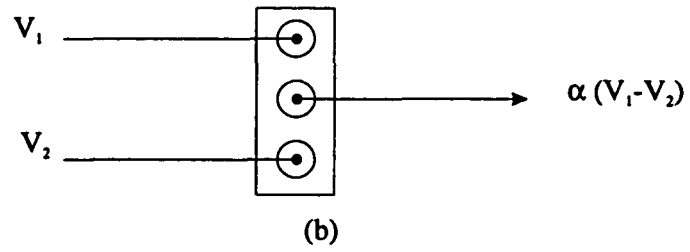
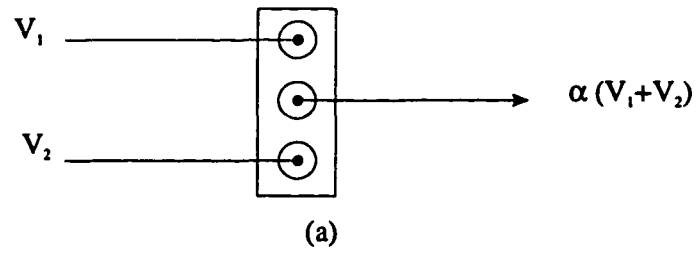
Nous avons utilisé des modules soustracteurs de marque MiniCircuit. Il s'agit de modules à trois bornes. Deux bornes permettent d'entrer les deux signaux à additionner ou à soustraire. Par la troisième on recueille un signal proportionnel à la somme des signaux d'entrée s'il s'agit d'un circuit sommateur (fig. 2-5), ou à leur différence s'il s'agit d'un différenciateur (fig. 2-6). En outre, ces modules sont réversibles, de sorte qu'en injectant un signal sur la troisième borne, on recueille sur les deux autres bornes deux signaux égaux dans le cas sommateur, et opposés dans le cas différenciateur.

Les pertes d'insertion sont de l'ordre de 3,6 dB pour une utilisation en sens inverse. Ces modules ont une très grande bande passante (de 1 à 200 MHz) et exigent une adaptation d'impédance à 50 ohms.

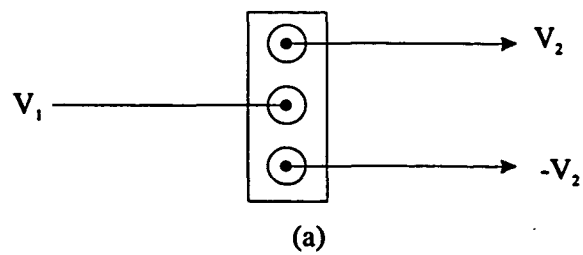
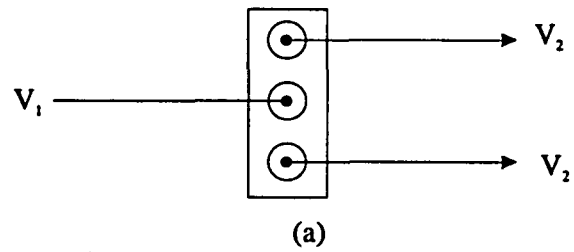
Nous nous sommes servis d'un module sommateur pour tester dans de bonnes conditions la chaîne de détection (cf.2.1.2.A) et de trois modules soustracteurs pour réaliser la chaîne de détection dans les conditions de symétrie les plus intéressantes.

Le principe du montage est présenté en fig.2-7 . Le signal de chaque amplificateur à photodiodes est envoyé sur une des bornes d'entrée de deux soustracteurs; un bouchon 50 ohms est placé sur l'autre borne. Les deux signaux de sortie sont envoyés chacun sur les bornes d'entrée du troisième soustracteur. Selon que les signaux des photodétecteurs sont reliés à la même borne des soustracteurs ou non, on obtient finalement un signal proportionnel à la différence ou à la somme de ces signaux.

Nous avons commencé par vérifier les performances des soustracteurs pris isolément



Figure~2-5: Sommateur (a) et soustracteur (b) MiniCircuit en sens normal



Figure~2-6: Sommateur (a) et soustracteur (b) MiniCircuit en sens inverse

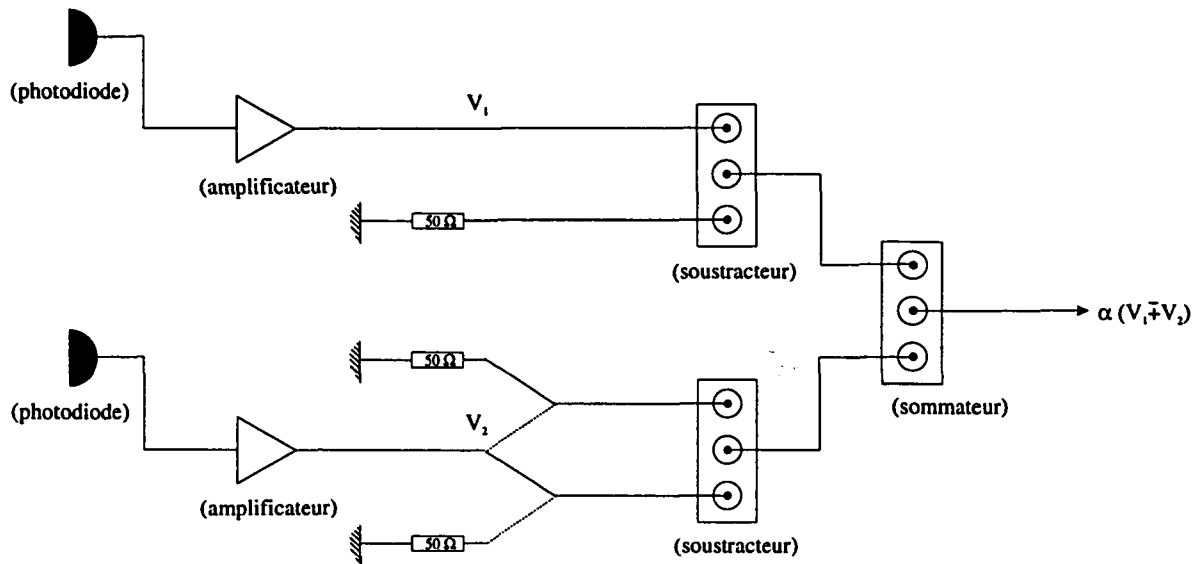


Figure 2-7: Sommateur soustracteur passif

(notamment leur taux de réjection), puis celles du montage sommateur soustracteur composé des trois soustracteurs MiniCircuit. Ces vérifications ont été très rapides car les performances des MiniCircuit sont excellentes; nous avons toutefois constaté que certaines combinaisons étaient meilleures que d'autres. Enfin, nous avons testé le sommateur soustracteur avec les amplificateurs sans les photodiodes. Une des huit combinaisons possibles s'est révélée nettement meilleure que les autres et a été retenue lorsque nous avons installé les photodiodes.

Le taux de réjection de la détection équilibrée complète a été mesuré à partir de la modulation du faisceau émis par la diode et était nettement moins bon que celui que laissaient présager les tests effectués sans photodiodes. Il était néanmoins possible de l'améliorer en déséquilibrant le partage optique du faisceau au niveau du cube polariseur. Il s'agissait donc d'une légère différence entre les courbes de réponse des deux photodiodes, qu'il a été possible de corriger convenablement en modifiant les résistances de gain sur les amplificateurs de photodiode. Nous sommes ainsi parvenus à un taux de réjection de -38dB sur la bande 2-20 MHz.

Remarquons qu'un tel montage présente l'inconvénient d'introduire un peu plus de 6 dB de pertes sur le signal issu des photodétecteurs, ce qui impose le recours à deux amplificateurs de type ZHL de 9 dB de gain en sortie du sommateur soustracteur.

2.1.3 Détection directe calibrée

Quoique la détection équilibrée soit retenue comme le système de mesure le plus fiable, nous avons été amenés à recourir à d'autres systèmes reposant sur la détection directe de l'ensemble du faisceau lumineux par une seule photodiode. Ceci a été rendu nécessaire lorsque nous avons voulu mesurer le bruit de certaines diodes en cryostat. En effet, l'insertion sur le trajet du faisceau d'une simple lame de verre ou d'une lame demi-onde pouvait modifier de façon considérable le bruit d'intensité de la diode, en provoquant généralement un important excès de bruit. Dans ces conditions, la mise en oeuvre de la détection équilibrée se révélait impossible puisque celle-ci exigeait au moins une lame demi-onde pour séparer le faisceau en deux.

Nous avons également recouru à la détection directe calibrée lorsque nous avons envoyé le faisceau émis par la diode laser dans un monochromateur. Une partie du faisceau était envoyée sur un photodétecteur, une autre partie était détectée par le second photodétecteur à la sortie du monochromateur. Ce dispositif permettait non seulement de contrôler que le niveau de bruit du faisceau ne changeait pas, mais fournissait également une référence pour évaluer le niveau de bruit en sortie du monochromateur.

En effet, le signal obtenu par détection directe donne le bruit d'intensité du faisceau. Il faut le mettre en relation avec le bruit quantique standard correspondant. Pour chaque spectre de bruit de la source, il faut être en mesure d'obtenir le spectre de bruit quantique standard pour la même intensité lumineuse et les mêmes fréquences, tout en gardant des conditions de mesures aussi proches que possible. Pour cela deux méthodes ont été essayées. L'une utilise une référence fixe, l'autre une référence simultanée.

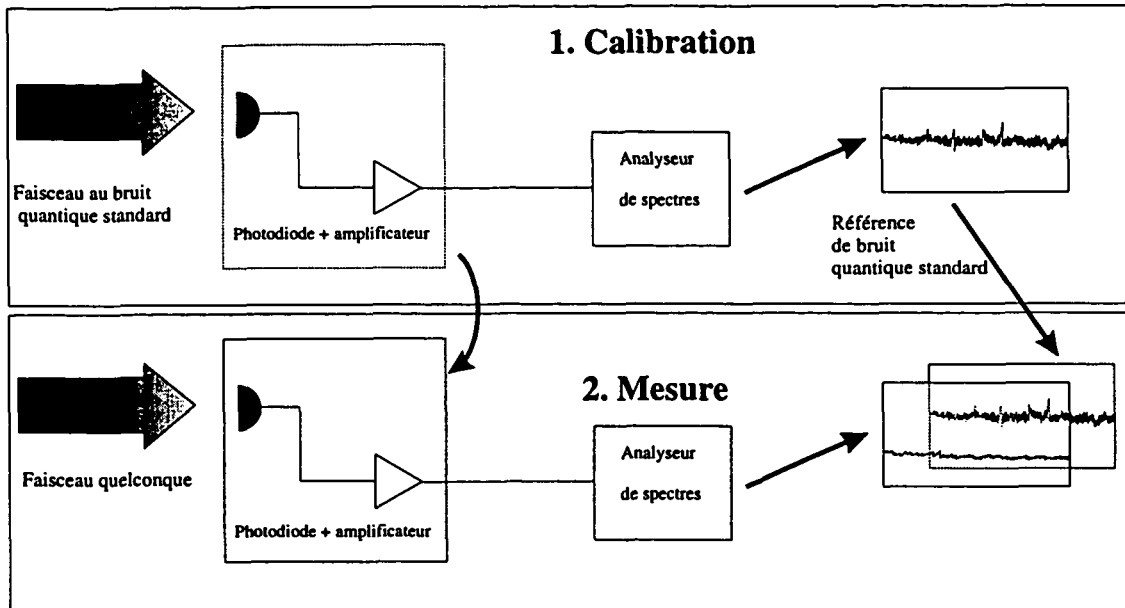


Figure 2-8: Principe de la détection calibrée à référence fixe

A. Référence fixe

Cette méthode consiste à recueillir sur l'analyseur de spectre le spectre correspondant à une source lumineuse au bruit quantique standard (fig. 2-8). Connaissant le courant continu débité par la photodiode pour cette source, et sachant que le bruit quantique standard évolue linéairement avec l'intensité de la source, on déduit du spectre précédent le spectre correspondant à une intensité quelconque de la source. On dispose ainsi d'une référence de bruit quantique standard enregistrée sur fichier, et à laquelle on rapportera les spectres obtenus dans les mêmes conditions, par la même photodiode et le même amplificateur, placés cette fois devant le faisceau à étudier. Cette méthode a été utilisée pour mesurer le bruit de la lumière émise par les mini cristaux de YAG et YVO₄.

Une telle méthode pose évidemment des questions quant à sa fiabilité. Elle est tributaire de l'ensemble des conditions dans lesquelles les mesures sont faites: pour les détecteurs, il s'agit notamment du chauffage des photodiodes et des amplificateurs et de la saturation éventuelle des détecteurs à forte puissance; pour l'analyseur de spectre, des

distortions introduites par le changement de calibre et de la non-linéarité des amplitudes mesurées.

Nous avons donc effectué de très nombreuses mesures à fréquence fixe, de manière à disposer de la meilleure résolution possible, afin d'étudier la linéarité du bruit quantique standard mesuré en fonction de l'intensité lumineuse reçue par les photodiodes. Les meilleurs résultats ont été obtenus en utilisant l'analyseur de spectre HP8560E qui s'est montré peu sensible aux changements de calibre. Il est cependant préférable d'adapter le calibre de manière à ce que le signal mesuré reste dans la moitié basse de l'écran de l'analyseur. Le bruit mesuré reste bien linéaire en fonction de l'intensité des faisceaux au bruit quantique standard jusqu'à des puissances incidentes de l'ordre de 20 mW pour de nombreuses séries de mesures. Les pentes mesurées d'une droite à l'autre présentent néanmoins une dispersion de l'ordre de 10% provenant du chauffage des photodiodes comme de celui de l'électronique. Ceci illustre l'incidence des conditions de mesure. Il est en fait possible mais difficile de maîtriser suffisamment ces conditions pour obtenir des résultats reproductibles dans un intervalle de confiance de l'ordre de 3%.

Nous nous sommes notamment efforcés de comparer de façon presque simultanée, et en faisant varier l'excès de bruit de la lumière de 0 à 3 dB, la mesure du bruit normalisé donnée par une détection équilibrée et celle donnée par la détection directe, en utilisant comme référence de bruit quantique standard celle donnée par la détection équilibrée. Ces essais ont montré que le dispositif à référence fixe est efficace à condition de mesurer des excès ou des réductions de bruit pas trop faibles devant le bruit quantique standard; il est donc peu adapté à la mesure des compressions de bruit que nous attendons des diodes laser.

B. Référence simultanée

Parce que nous disposons de deux photodétecteurs identiques dans la limite de résolution des moyens de mesure mis en oeuvre, nous avons réalisé le schéma de mesure suivant (2-9): nous avons conservé son intégrité à la partie électronique de la chaîne de détection

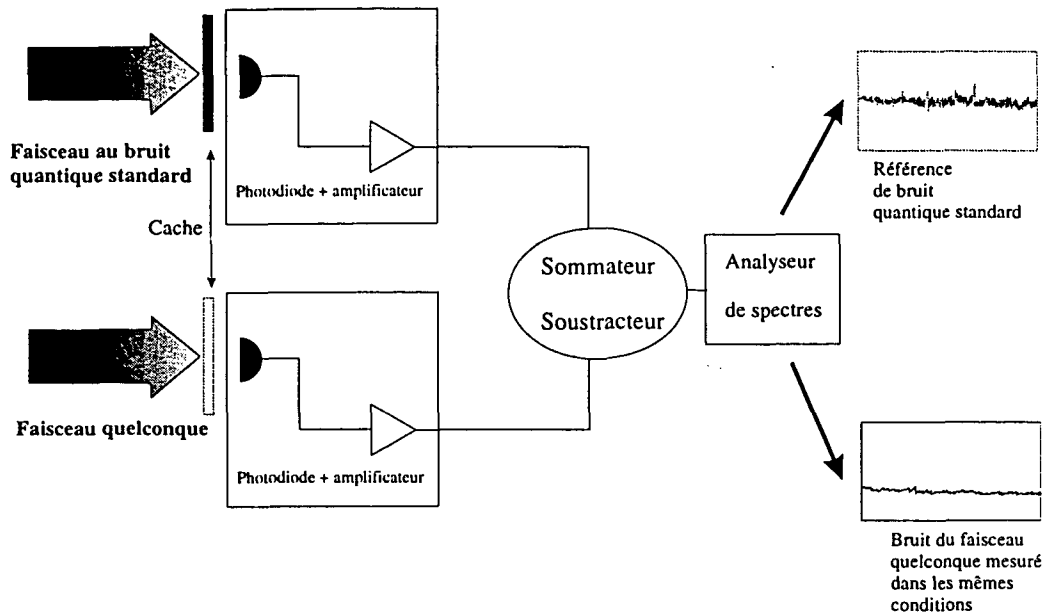


Figure 2-9: Principe de la détection calibrée à référence simultanée

équilibrée³, et placé une des photodiodes devant le faisceau, au bruit quantique standard, d'une diode sur réseau, tandis que l'autre était placée devant le faisceau à mesurer. Chaque photodiode reçoit ainsi la même intensité lumineuse. Il suffit donc de masquer le premier faisceau pour avoir le bruit d'intensité de la source étudiée, et de masquer le second pour avoir la référence de bruit quantique standard correspondant au même photocourant. Nous avons contrôlé avant chaque série de mesures, en mettant les photodiodes dans la configuration de la détection équilibrée, que le faisceau de référence était effectivement au bruit quantique standard.

Nous nous sommes donc affranchis, dans la mesure où les bruits que nous avons mesurés étaient très voisins, de l'ensemble des non-linéarités qui pouvaient affecter la qualité de la mesure par référence fixe (cf.2.1.3.A): la puissance lumineuse est la même sur chaque photodiode, la puissance de bruit est très semblable, l'analyseur de spectre est utilisé dans des conditions identiques, sur le même calibre, les mesures sont faites

³en configuration sommatrice.

de manière quasi simultanée, toute la chaîne en aval des photodétecteurs travaille dans des conditions semblables. Seul le chauffage des photodiodes peut légèrement différer du fait de temps d'exposition légèrement variables. Nous pensons être ainsi parvenus à une précision relative de l'ordre de 2% sur l'écart mesuré par rapport bruit quantique standard.

2.1.4 Fiabilité des mesures

A. Conséquence d'un déséquilibre

Un déséquilibre de la chaîne de détection équilibrée peut avoir trois origines (cf fig.2-10): une perte optique entre le séparateur optique et l'une des photodiodes (a); un défaut de gain sur l'un des photodétecteurs (b); un défaut de gain sur l'un, ou plusieurs, des quatre coefficients du soustracteur sommateur (c). Nous entreprenons d'une part de décrire l'incidence de ces trois déséquilibres sur la fiabilité de la mesure, d'autre part nous examinons comment les compenser.

A.1 Traitement semi-classique de la détection homodyne Nous adoptons à cet effet le traitement semi-classique bien connu de la détection homodyne [14], où le séparateur optique mélange les fluctuations du faisceau à mesurer entrant par A avec celles du vide entrant par B (cf fig.2-10). Ce traitement est en effet plus maniable et mieux adapté à la démarche suivie ici que le traitement quantique présenté au chapitre I en 1.1.4. Nous ferons la liaison entre ce traitement et le traitement quantique du chapitre I.

Nous supposerons que le bruit d'intensité de A n'est jamais beaucoup plus faible que le bruit quantique standard. Ceci reflète les situations observées expérimentalement, où le bruit mesuré était soit de l'ordre du bruit quantique standard, éventuellement légèrement comprimé sous ce dernier (40% tout au plus), soit présentait un excès de bruit quelconque (de quelques dB à plusieurs dizaines). Considérons un champ d'amplitude:

$$E(t) = E + \delta E(t)$$

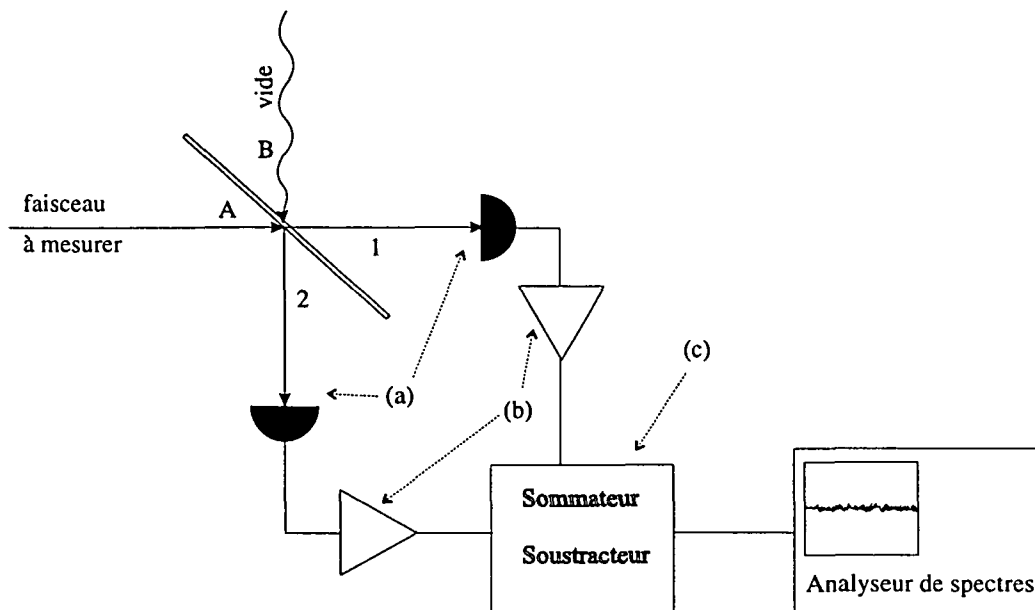


Figure 2-10: Localisation des défauts sur une chaîne de détection équilibrée

Ses fluctuations d'amplitude $\delta E(t)$ sont supposées très faibles devant sa valeur moyenne E , et obéissent à une statistique stationnaire. En linéarisant, les fluctuations d'intensité δI sont données par:

$$\delta I(t) = E\delta E^*(t) + E^*\delta E(t)$$

Si E est réel, alors

$$\delta I(t) = E(\delta E^*(t) + \delta E(t))$$

La fonction d'autocorrélation du bruit d'intensité s'écrit:

$$C_I(t, t + \tau) = I \langle (\delta E^*(t) + \delta E(t))(\delta E^*(t + \tau) + \delta E(t + \tau)) \rangle \text{ où } I = E^2$$

Si de plus $E(t)$ est dans un état cohérent, nous avons montré au chapitre I (cf. 1.27 et 1.44) que sa densité spectrale de bruit d'intensité s'écrit:

$$S_I(\Omega) = I C_{\omega_0} \tag{2.3}$$

c'est à dire que la densité spectrale de bruit associée aux fluctuations d'amplitude $\delta E^*(t) + \delta E(t)$ (pour E réel), est égale, dans le cas d'un état cohérent à : C_{ω_0} .

Nous écrivons les relations d'entrée sortie pour le séparateur optique:

$$E_1 = \frac{E_A + E_B}{\sqrt{2}} \text{ et } E_2 = \frac{E_A - E_B}{\sqrt{2}} \text{ avec } I_B = 0 \quad (2.4)$$

Nous trouvons:

$$\begin{aligned} \delta I_1 &= \frac{1}{2} (E_A (\delta E_A + \delta E_A^*) + E_A (\delta E_B + \delta E_B^*)) \\ \delta I_2 &= \frac{1}{2} (E_A (\delta E_A + \delta E_A^*) - E_A (\delta E_B + \delta E_B^*)) \end{aligned} \quad (2.5)$$

d'où:

$$\begin{aligned} \delta I_1 + \delta I_2 &= E_A (\delta E_A + \delta E_A^*) = \delta I_A \\ \delta I_1 - \delta I_2 &= E_A (\delta E_B + \delta E_B^*) \end{aligned} \quad (2.6)$$

En comparant les équations 2.6 avec les équations 1.46 et 1.52a du chapitre I, on voit que les densités spectrales de bruit associées à la somme et à la différence des fluctuations d'intensité sont:

- pour la somme: $S_{\delta I+} = S_{I_A}$, densité spectrale de bruit associée aux fluctuations de I_A
- pour la différence: $S_{\delta I-} = I_A C_{\omega_0}$ car le vide est un état cohérent

On note $\rho(I_A)$ le bruit d'intensité normalisé, défini comme le rapport du bruit d'intensité au bruit quantique standard, mesuré par une détection parfaitement équilibrée; il est donné par le rapport de la densité spectrale du bruit d'intensité à la densité spectrale du bruit de Poisson correspondant à l'intensité I_A :

$$\rho(I_A) = \frac{S_{I_A}}{I_A C_{\omega_0}} \quad (2.7)$$

A.2 Défaut de gain sur l'un des photodétecteurs Nous supposons que la séparation optique des faisceaux est correcte, que le gain en continu des amplificateurs est identique, mais que le gain de la voie haute fréquence amplifiant le bruit d'intensité du faisceau 2 connaît un défaut de gain, de sorte que le sommateur soustracteur traite en réalité non plus δI_2 , mais $\delta \tilde{I}_2 = (1 - R_{el}) \delta I_2$. Le taux de réjection est donné par $R_{el}^2/4$.

Nous trouvons:

$$S_{\delta I^+} = \left(1 - \frac{R_{el}}{2}\right)^2 S_{I_A} + \frac{R_{el}^2}{4} I_A C_{\omega_0} \quad (2.8)$$

$$S_{\delta I^-} = \left(1 - \frac{R_{el}}{2}\right)^2 I_A C_{\omega_0} + \frac{R_{el}^2}{4} S_{I_A} \quad (2.9)$$

Nous constatons que deux sources d'erreur entachent la mesure: d'une part le défaut de gain mélange le bruit quantique standard et le bruit d'intensité; d'autre part, il fausse d'un coefficient $(1 - R_{el}/2)^2$ le bruit quantique standard, c'est à dire qu'il introduit une erreur relative R_{el} . La première source d'erreur l'emporte néanmoins sur la seconde dès que le bruit du faisceau à mesurer est très élevé ou que la réjection n'est pas très bonne. Ainsi un faisceau présentant 30 dB d'excès de bruit envoyé sur une détection homodyne avec $R_{el} = 0,01$ (taux de réjection de 40 dB) permet encore une estimation correcte du bruit quantique standard, puisque l'erreur n'est que de 10%. En revanche, si le taux de réjection n'est que de 25 dB, le bruit mesuré par différence est de 6 dB supérieur au bruit quantique standard et la mesure perd donc toute signification. Le taux de réjection indique donc l'ordre de grandeur de l'excès de bruit d'intensité maximal susceptible d'être mesuré par la détection équilibrée.

A.3 Défaut de gain sur l'un des coefficients du sommateur soustracteur Ce cas est en fait très proche du précédent. Nous supposons trois des quatre coefficients du sommateur soustracteur égaux et affectons un léger déséquilibre au quatrième que nous décrivons comme précédemment par le facteur $1 - R_{el}$.

Comme un seul des coefficients est concerné, le déséquilibre ne se retrouve que sur

l'une des voies. S'il s'agit d'un coefficient $\alpha_{i(i=1,2)}$, $S_{\delta I^+}$ reste correct, et l'on trouve

$$S_{\delta I^-} = \left(1 - \frac{R_{el}}{2}\right)^2 I_A C_{\omega_0} + \frac{R_{el}^2}{4} S_{I_A} \quad (2.10)$$

$$S_{\delta I^+} = S_{I_A} \quad (2.11)$$

En revanche, s'il s'agit d'un coefficient $\beta_{i(i=1,2)}$, on obtient:

$$S_{\delta I^-} = I_A C_{\omega_0} \quad (2.12)$$

$$S_{\delta I^+} = \left(1 - \frac{R_{el}}{2}\right)^2 S_{I_A} + \frac{R_{el}^2}{4} I_A C_{\omega_0} \quad (2.13)$$

Ainsi, tout déséquilibre, même très faible, entre les deux coefficients de la voie soustractrice peut fausser considérablement la mesure du bruit normalisé ρ si le bruit d'intensité de A est assez fort. En revanche, un déséquilibre entre les deux coefficients de la voie sommatrice n'entraîne sur la mesure de ρ qu'une erreur relative de l'ordre de R_{el} . Ce résultat est satisfaisant dans la mesure où le déséquilibre entre les voies sommatrices ne peut être aussi bien connu, et donc aussi bien minimisé, que celui entre les voies soustractrices, mesuré par le taux de réjection. Ainsi, la connaissance du déséquilibre éventuel qui nous est donnée par le rapport des courbes de gain β_1 et β_2 et l'assurance que le déphasage entre β_1 et β_2 est, par construction, inférieur à celui entre α_1 et α_2 , permet d'estimer avec une précision raisonnable l'erreur relative sur la mesure de ρ imputable au sommateur. Ceci confirme le rôle critique du taux de réjection, dont dépend l'essentiel des capacités de la chaîne de détection équilibrée.

A.4 Pertes optiques entre le séparateur et une photodiode Cette situation rend notamment compte d'un défaut d'efficacité quantique d'une photodiode par rapport à l'autre. Il s'agit en fait de la seule perte optique possible sur cette partie du trajet du faisceau, puisque les photodiodes sont directement placées après le séparateur. Ce cas est donc très important à envisager, d'abord parce qu'il est presque inévitable, ensuite parce qu'il affecte systématiquement le taux de réjection, enfin parce que les déséquilibres

qu'il engendre peuvent être significativement plus élevés que ceux imputables à la partie électronique de la chaîne de détection.

L'efficacité quantique des photodiodes que nous utilisons présente une dispersion faible mais aisément détectable, et l'on ne dispose pas toujours d'un lot de photodétecteurs suffisamment fourni pour pouvoir y sélectionner deux éléments appariés de façon satisfaisante. Sur la première chaîne de mesure que nous avons réalisée, l'écart d'efficacité quantique entre les quelques photodiodes disponibles était au mieux de 5%. Pour la seconde, sur une vingtaine de photodiodes, nous avons pu en sélectionner deux dont l'écart était inférieur à 1%.

Le défaut d'efficacité quantique peut être dû soit aux qualités intrinsèques de la photodiode, soit à une légère différence d'alignement ou de focalisation du faisceau d'un détecteur à l'autre. Nous supposons que le défaut d'efficacité quantique affecte dans la même proportion le signal délivré en continu et à haute fréquence par les photodiodes. Nous le modélisons, comme toute perte optique, par une lame séparatrice de transmission t et de réflexion r , ($r^2 + t^2 = 1, r^2 = R_0, t^2 = T_0$), placée sur le trajet du faisceau 2.

Après la lame, le champ E_2 s'écrit \tilde{E}_2 ; il réunit les contributions de la partie de E_2 transmise par la lame, et de celle du mode E_c du vide introduite par réflexion:

$$\tilde{E}_2 = tE_2 + rE_c \quad (2.14)$$

$$\delta\tilde{I}_2 = t^2 E_2 (\delta E_2 + \delta E_2^*) + rtE_2 (\delta E_c + \delta E_c^*) = (1 - R_0)\delta I_2 + \frac{rt}{\sqrt{2}} E_A (\delta E_c + \delta E_c^*) \quad (2.15)$$

Nous obtenons donc:

$$S_{\delta I^+} = \left(1 - \frac{R_0}{2}\right)^2 S_{I_A} + \frac{R_0^2}{4} I_A C_{\omega_0} + \frac{R_0(1 - R_0)}{2} I_A C_{\omega_0} \quad (2.16)$$

$$S_{\delta I^-} = \left(1 - \frac{R_0}{2}\right)^2 I_A C_{\omega_0} + \frac{R_0^2}{4} S_{I_A} + \frac{R_0(1 - R_0)}{2} I_A C_{\omega_0} \quad (2.17)$$

On constate que l'écart à la valeur normale prend une expression légèrement différente de celle valable dans le cas du défaut de gain électronique. Le mélange du bruit d'inten-

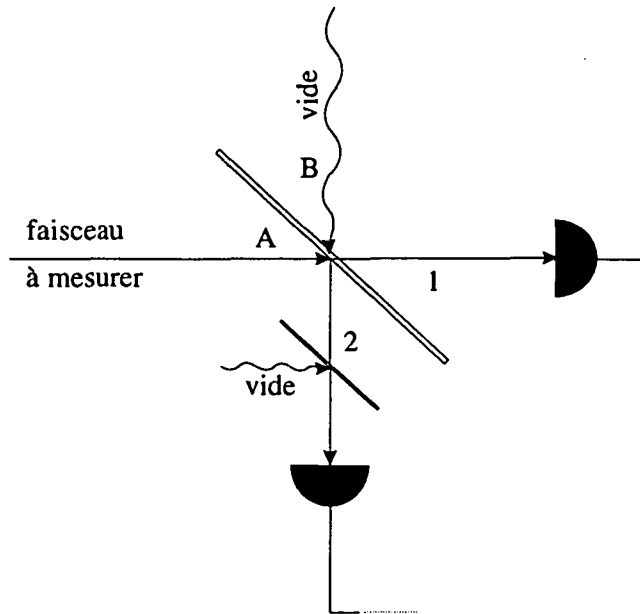


Figure 2-11: Défaut d'efficacité quantique d'une photodiode

sité du faisceau et du bruit quantique standard implique les mêmes exigences quant à la qualité de la réjection. En revanche, un terme supplémentaire, dû au bruit du vide introduit par les pertes optiques, distingue l'effet des pertes optiques de celui des pertes électroniques. Ce terme explique pourquoi il est impossible de compenser parfaitement des pertes optiques par des pertes électroniques.

B. Correction des déséquilibres dûs à l'écart d'efficacité quantique

Nous allons examiner trois façons de compenser le déséquilibre dû à l'écart d'efficacité quantique décrit en 2.1.4.A.4 par R_0 , de manière à le ramener au niveau des déséquilibres dûs à l'électronique, puisque c'est elle qui détermine pour l'ensemble de la chaîne de détection la meilleure performance susceptible d'être obtenue.

B.1 Correction par pertes optiques Cette correction repose sur un principe très simple de symétrie: pour rééquilibrer les deux voies, on crée, artificiellement, sur la voie de plus forte efficacité quantique des pertes optiques équivalentes au défaut d'efficacité

quantique de l'autre voie. Chaque voie se trouve donc affectée du coefficient $1 - R_o$. De cette façon nous obtenons:

$$S_{\delta I^+} = (1 - R_o)^2 S_{I_A} + R_o (1 - R_o) I_A C_{\omega_0} \quad (2.18)$$

$$S_{\delta I^-} = (1 - R_o) I_A C_{\omega_0} \quad (2.19)$$

et le courant reçu par les photodiodes correspond à un faisceau d'intensité $(1 - R_o) I_A$. Le bruit quantique standard mesuré correspond donc exactement à l'intensité lumineuse détectée, et le bruit d'intensité au bruit d'intensité du faisceau A atténué du facteur $(1 - R_o)$. La détection est donc parfaitement équilibrée, et en tenant compte de l'efficacité quantique globale de la détection, il est immédiat de remonter à $\rho(I_A)$.

La façon la plus rigoureuse de compenser un défaut d'efficacité quantique de l'une des voies consiste donc à introduire des pertes optiques sur l'autre voie. Mais cette solution est peu praticable, puisqu'elle complique considérablement la procédure de séparation optique. En effet, la séparation des deux faisceaux est faite en contrôlant directement le courant émis par les photodiodes et non la puissance qui leur est envoyée; la correction par pertes optiques exige donc d'équilibrer préalablement la séparation optique en mesurant la puissance dans chaque voie successivement. De plus alors qu'on s'efforce de focaliser chaque faisceau de la même manière sur le détecteur concerné, il faudrait, pour créer des pertes optiques défocaliser ou désaligner, ce qui doit être fait soigneusement et comporte toujours le risque d'introduire un excès de bruit peu contrôlable et susceptible de fausser gravement les mesures. Ceci est donc peu compatible avec l'usage habituel de la détection équilibrée, qui implique de fréquents rééquilibrages de la séparation optique dûs aux légers désalignements ou rotations de polarisation, intervenant en amont du séparateur.

B.2 Correction par pertes électroniques Par ailleurs comme l'indique l'équation 2.17, la principale source d'erreur que l'on cherche généralement à corriger est celle représentée par l'intrusion du bruit d'intensité S_{I_A} du faisceau sur la voie soustractrice où se mesure le bruit quantique standard $I_A C_{\omega_0}$. Or, cette erreur, qui reflète directement

l'imperfection de la réjection, se corrige aussi bien par compensation électronique que par compensation optique. La compensation électronique consiste à diminuer le gain en continu et à haute fréquence de la voie de plus haute efficacité quantique d'un facteur $(1 - R_{el}) = (1 - R_o)$ où $(1 - R_o)$ exprime le défaut d'efficacité quantique de l'autre voie par rapport à cette dernière. On obtient ainsi:

$$S_{\delta I^+} = (1 - R_o)^2 S_{I_A} + \frac{R_o(1 - R_o)}{2} I_A C_{\omega_0} \quad (2.20)$$

$$S_{\delta I^-} = (1 - R_o)^2 I_A C_{\omega_0} + \frac{R_o(1 - R_o)}{2} I_A C_{\omega_0} \quad (2.21)$$

Le courant total apparemment mesuré par les deux photodétecteurs vaut: $I_A (1 - R_o)$. C'est cette valeur qu'il faut prendre en compte pour définir l'erreur commise sur la mesure du bruit d'intensité relativement au bruit quantique standard. Pour l'intensité $I_A (1 - R_o)$ et pour une détection parfaitement équilibrée le rapport ρ du bruit d'intensité au bruit quantique standard vaut:

$$\rho^{eq}(I_A (1 - R_o)) = (1 - R_o) \frac{S_{I_A}}{I_A C_{\omega_0}} + R_o \quad (2.22)$$

En réalité, on mesure:

$$\rho(I_A (1 - R_o)) = \left[(1 - R_o) \frac{S_{I_A}}{I_A C_{\omega_0}} + R_o/2 \right] / (1 - R_o/2) \quad (2.23)$$

L'erreur relative commise sur la mesure de ρ s'écrit donc:

$$\rho/\rho^{eq} - 1 = \left(1 - \frac{1}{\rho^{eq}} \right) \frac{R_o}{2 - R_o} \quad (2.24)$$

Si l'excès de bruit est très fort, nous avons ainsi limité l'erreur relative à $R_o/2$. Ainsi, pour un défaut d'efficacité quantique de 5%, celle-ci n'est plus que de 2,5%. De plus, lorsque le bruit mesuré est près du bruit quantique standard, l'erreur relative se réduit considérablement. Ainsi, pour un faisceau A comprimé de 20% sous le bruit quantique

standard, avec un défaut d'efficacité quantique de 5% sur l'une des photodiodes, l'erreur relative n'est plus que de 0,6%. La compensation électronique donne donc d'excellents résultats pour le domaine de mesure des champs légèrement comprimés en intensité. Elle exige quelques manipulations électroniques relativement simples, puisqu'il s'agit seulement d'ajuster des gains sans problème de déphasage. L'avantage particulier à ce type de compensation réside dans le fait qu'il fournit une paire de photodétecteurs dont les réponses sont identiques en continu et différent à haute fréquence dans des proportions semblables à celles définies par l'erreur relative évoquée en (2.24).

Pour des taux de réjection convenables (inférieurs à 3%) les imperfections dues à la correction électronique se réduisent donc à quelques termes dont l'incidence est d'autant plus faible sur la mesure de l'excès de bruit que ce dernier est faible. En outre, ajuster les gains relatifs de chaque voie, optiquement ou électroniquement est une solution qui rencontre ses limites lorsque, comme c'est le cas lorsque les taux de réjection sont faibles, le déphasage d'origine électronique entre les voies devient sensible. Pour de tels taux de réjection, la compensation électronique est donc en pratique largement préférable à la compensation par pertes optiques.

B.3 Correction par déséquilibre optique Ce troisième type de correction est le plus simple à réaliser. Il consiste simplement à égaliser les courants débités par chaque photodiode en déséquilibrant le partage optique. Les coefficients r et t de la lame séparatrice sont modifiés afin de compenser exactement le défaut d'efficacité quantique de la photodiode 2, caractérisé par le facteur $(1 - R_0)$. On augmente la transmission et on réduit la réflexion de sorte que: $t^2 (1 - R_0) = r^2$.

$$t^2 = \frac{1}{2 - R_0} \quad (2.25)$$

$$r^2 = \frac{1 - R_0}{2 - R_0} \quad (2.26)$$

On trouve:

$$S_{\delta I^+} = \frac{1 - R_o}{(1 - R_o/2)^2} [(1 - R_o) S_{I_A} + R_o/2 I_A C_{\omega_0}] \quad (2.27)$$

$$S_{\delta I^-} = \frac{1 - R_o}{1 - R_o/2} I_A C_{\omega_0} \quad (2.28)$$

L'efficacité quantique globale des deux photodiodes est $(1 - R_o/2)$. Il nous faut donc comparer le rapport $\rho(I_A(1 - R_o/2))$ du bruit d'intensité au bruit quantique standard mesuré dans ces conditions avec le rapport $\rho^{eq}(I_A(1 - R_o/2))$ que donnerait une détection parfaitement équilibrée détectant l'intensité $I_A(1 - R_o/2)$.

$$\rho^{eq}(I_A(1 - R_o/2)) = (1 - R_o/2) \frac{S_{I_A}}{I_A C_{\omega_0}} + R_o/2 \quad (2.29)$$

$$\rho(I_A(1 - R_o/2)) = \left[(1 - R_o) \frac{S_{I_A}}{I_A C_{\omega_0}} + R_o/2 \right] / (1 - R_o/2) \quad (2.30)$$

L'erreur relative sur ρ s'écrit:

$$\rho/\rho^{eq} - 1 = \left(\frac{1}{\rho^{eq}} - 1 \right) \left(\frac{R_o}{2 - R_o} \right)^2 \quad (2.31)$$

Cette formule, dont la comparaison avec (2.24) est immédiate, montre que ce type de correction est encore plus efficace que la compensation électronique, puisque l'erreur relative évolue désormais comme R^2 et non plus comme R , tout en diminuant dans les mêmes proportions qu'en (2.24) lorsqu'on se rapproche du bruit quantique standard.

Ainsi, un défaut d'efficacité quantique de 5% se traduit, pour un faisceau dont le bruit d'intensité est comprimé de 20% sous le bruit quantique standard, par une erreur relative sur ρ de 0,016%. Le déséquilibre optique est donc une méthode de compensation plus efficace et plus pratique que la méthode des pertes électroniques. En revanche, elle est intrinsèque à la détection équilibrée et la correction qu'elle apporte n'est possible que lorsque les deux photodétecteurs sont insérés dans la chaîne de détection équilibrée. Retirés de cette dernière, ils demeurent dissemblables puisque dans le cas d'une compen-

sation par déséquilibre optique la chaîne est équilibrée globalement. Au contraire, dans le cas de la correction par pertes électroniques, on s'attache à rendre les réponses des deux détecteurs aussi semblables que possible, de sorte que l'on pourra notamment les utiliser pour une détection directe calibrée à référence simultanée.

C. Phénomènes perturbant la détection équilibrée

Ainsi que nous l'avons évoqué en (2.1.3), il n'est pas toujours possible d'utiliser une détection équilibrée. Nous l'avons constaté dans deux situations. L'une d'elles est évoquée en introduction (2.1.3). Il ne semble pas que l'excès de bruit rajouté par une lame doive être attribué à une réflexion qui perturberait la diode, dans la mesure où ce phénomène se produit même loin de l'incidence normale du faisceau sur la lame, et ne se produit pas lorsque le faisceau traverse un cube polariseur tout aussi réfléchissant. Une autre hypothèse consiste à attribuer l'excès de bruit au bruit de phase du faisceau, transformé en bruit d'amplitude par l'effet Fabry-Pérot de la lame.

C.1 Modes de polarisation orthogonale au mode principal émis par une diode laser L'autre phénomène susceptible de fausser les mesures réalisées par une détection équilibrée est mieux compris. Il apparaît lorsque l'on mesure le bruit en sortie de la diode laser sans placer d'élément polariseur avant la détection équilibrée. Or la séparation du faisceau est réalisée au moyen d'éléments polarisants. Dans ce schéma de détection homodyne, on peut considérer que le vide entre par la lame demi-onde, porté par la polarisation orthogonale à celle du faisceau à mesurer. Ce sont donc les fluctuations d'amplitude de la lumière qui entrent par cette voie du séparateur, que nous homodynons avec le champ moyen qui entre par l'autre voie. Aussi, il est important d'éliminer toute lumière sur la voie définie par la polarisation orthogonale à la polarisation du faisceau principal. C'est d'autant plus nécessaire que la diode laser possède des petits modes bruyants, de très faible intensité et dont la polarisation présente des composantes orthogonales à celle du mode principal. Au lieu du bruit quantique standard, c'est le bruit de ces composantes

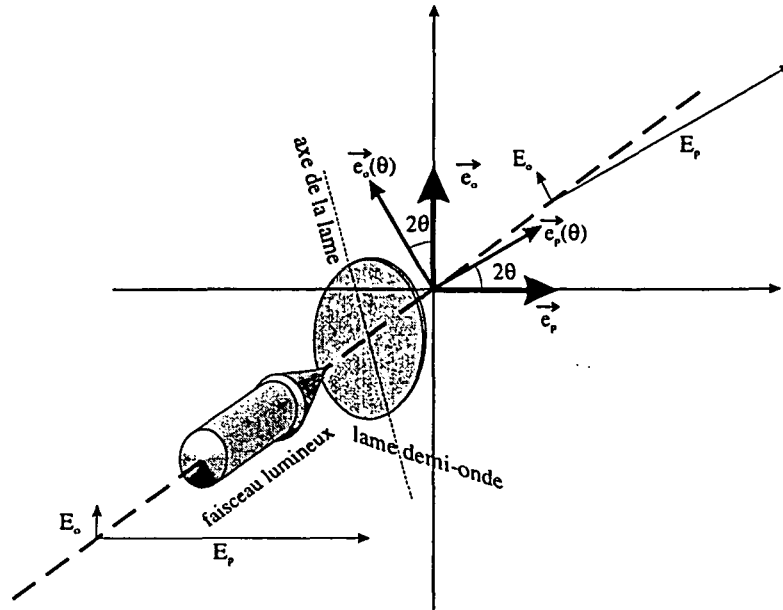


Figure 2-12: Rotation de la polarisation par une lame $\lambda/2$

que nous mesurerons si nous ne prenons pas de précautions. Nous pouvons décomposer le champ \vec{E} émis par la diode en un champ $E_p \vec{e}_p$ selon la direction de polarisation principale \vec{e}_p et un autre $E_o \vec{e}_o$ selon la direction de polarisation \vec{e}_o orthogonale à cette dernière .

La lame demi-onde tourne les polarisations de sorte que, pour un angle θ de la lame (cf.fig.2-12), le champ \vec{E}_θ après celle-ci s'écrit:

$$\vec{E}_\theta = E_p \vec{e}_p(\theta) + E_o \vec{e}_o(\theta) = \vec{e}_p (E_p \cos(2\theta) + E_o \sin(2\theta)) + \vec{e}_o (E_p \sin(2\theta) - E_o \cos(2\theta)) \quad (2.32)$$

avec

$$\begin{aligned} \vec{e}_p(\theta) &= \cos(2\theta) \vec{e}_p + \sin(2\theta) \vec{e}_o \\ \vec{e}_o(\theta) &= \sin(2\theta) \vec{e}_p - \cos(2\theta) \vec{e}_o \end{aligned} \quad (2.33)$$

Lorsque la lame demi-onde est utilisée devant un cube polariseur pour réaliser la séparation optique de la détection équilibrée, θ vaut $\pi/4$, et le champ $\vec{E}_{\pi/4}$ est divisé en

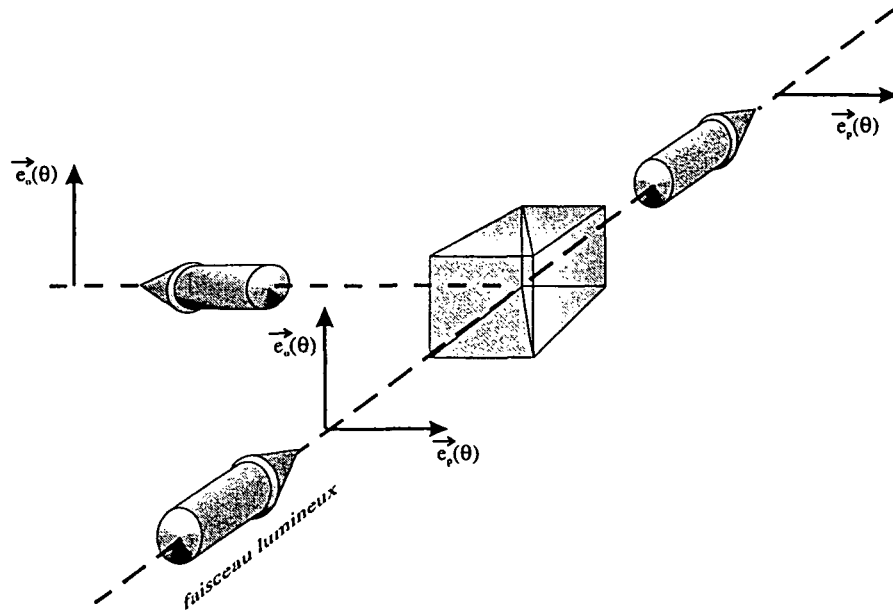


Figure 2-13: Séparation des polarisations par un cube polariseur

deux champs $E_1\vec{e}_p$ et $E_2\vec{e}_o$ de puissance égale, selon les directions \vec{e}_p et \vec{e}_o . (fig.2-13)

$$E_1 = E_p/\sqrt{2} + E_o/\sqrt{2} \quad (2.34)$$

$$E_2 = E_p/\sqrt{2} - E_o/\sqrt{2} \quad (2.35)$$

Si la diode laser émettait un champ parfaitement polarisé selon la direction principale \vec{e}_p il suffirait de remplacer E_o par le vide pour retrouver la description semi-classique de la détection homodyne présentée en (2.1.4.A.1). Or, si de petits modes oscillent sur la polarisation orthogonale, ce sont les fluctuations δE_o de ces modes qui sont homodynées avec la composante de polarisation principale. Le traitement semi-classique montre alors que:

$$\delta I_1 + \delta I_2 = E_p (\delta E_p + \delta E_p^*) = \delta I_p \quad (2.36)$$

$$\delta I_1 - \delta I_2 = E_p (\delta E_o + \delta E_o^*) \quad (2.37)$$

La densité spectrale de bruit $S_{I_1+I_2}(\Omega)$ mesurée par la somme des photocourants est donc celle, S_{I_p} , du bruit d'intensité de la composante E_p du champ émis par la diode. Nous pouvons l'écrire en fonction de la densité spectrale de bruit relative aux fluctuations d'amplitude de E_p : $S_{I_p}(\Omega) = IS_{E_p}(\Omega)$, où $I = E_p^2$ est l'intensité du faisceau émis par la diode laser (l'intensité de la composante orthogonale est supposée négligeable devant celle de la principale).

En revanche, la densité spectrale de bruit $S_{I_1-I_2}(\Omega)$ mesurée par la différence des photocourants s'écrit: $IS_{E_o}(\Omega)$, où $S_{E_o}(\Omega)$ est la densité spectrale de bruit relative au bruit d'amplitude de E_o . Cette densité spectrale vaut C_{ω_0} dans le cas du vide ou de tout autre état cohérent. En fait ces petits modes de polarisation orthogonale ont des fluctuations d'amplitude plus élevées que celles du vide, qui expliquent la surestimation importante du bruit quantique standard donné par la détection homodyne fonctionnant sous ces conditions. Il est donc indispensable de placer un polariseur avant la détection équilibrée afin de les éliminer.

C.2 Mesure du bruit des modes de polarisation orthogonale Nous avons pu également obtenir par détection calibrée une estimation de l'excès de bruit présent dans ces modes. Pour cela, nous avons placé une lame demi-onde à la sortie de la diode laser, devant un élément polarisant qui ne laisse passer que la composante selon \vec{e}_p (fig.2-14).

Pour un angle θ de la lame, le champ après l'élément polarisant s'écrit:

$$E_1 = E_p \cos(2\theta) + E_o \sin(2\theta) \quad (2.38)$$

L'intensité I_1 du champ s'écrit $I \cos^2(2\theta)$, puisque l'on néglige l'intensité de la composante de polarisation orthogonale. Les fluctuations d'intensité mesurées par détection directe s'écrivent, dans cette approximation, et en supposant E_p réel:

$$\delta I_1 = E_p \cos^2(2\theta) (\delta E_p + \delta E_p^*) + E_p \cos(2\theta) \sin(2\theta) (\delta E_o + \delta E_o^*) \quad (2.39)$$

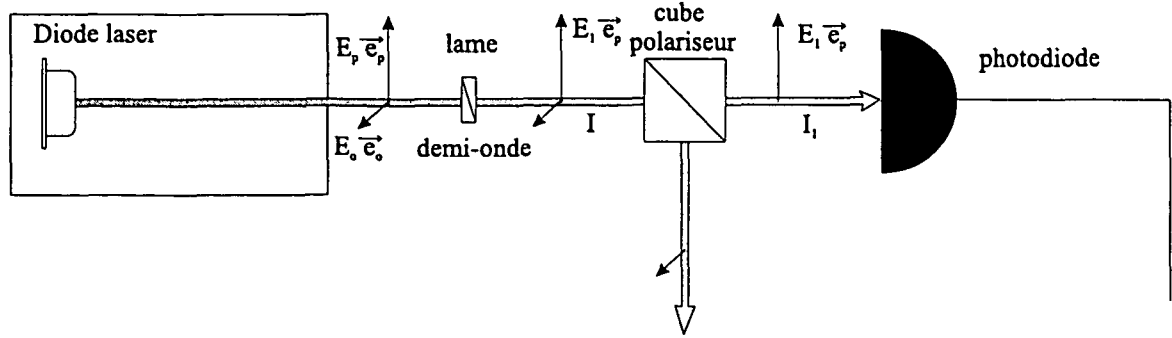


Figure 2-14: Mesure du bruit des modes de polarisation orthogonale

La densité spectrale de bruit est donc:

$$S_{\delta I_1} = I_1 \left[\frac{I_1}{I} S_{E_p} + \left(1 - \frac{I_1}{I}\right) S_{E_o} + \left[\frac{I_1}{I} \left(1 - \frac{I_1}{I}\right) \right]^{1/2} S_{E_o E_p} \right] \quad (2.40)$$

où $S_{E_o E_p}$ est la densité spectrale de bruit définie à partir de la fonction de corrélation croisée des fluctuations d'amplitude de E_p et E_o :

$$C_{E_o E_p}(t, t + \tau) = \langle (\delta E_p(t) + \delta E_p^*(t)) (\delta E_o(t + \tau) + \delta E_o^*(t + \tau)) \rangle \quad (2.41)$$

En reprenant les notations de (2.1.4.A.1), on obtient le rapport du bruit d'intensité au bruit quantique standard pour le faisceau issu de l'élément polarisant:

$$\rho(I_{pol}) = \left[\frac{I_{pol}}{I} \rho_{E_p} + \left(1 - \frac{I_{pol}}{I}\right) \rho_{E_o} + 2 \left[\frac{I_{pol}}{I} \left(1 - \frac{I_{pol}}{I}\right) \right]^{1/2} \frac{S_{E_o E_p}}{C_{\omega_0}} \right] \quad (2.42)$$

où $I = E_p^2$, et où $\rho_{E_p} = S_{E_p}/C_{\omega_0}$ et $\rho_{E_o} = S_{E_o}/C_{\omega_0}$ sont respectivement les bruits d'intensité normalisés de E_p et de E_o .

La figure 2-15 montre les valeurs de ρ obtenues par ce dispositif, en fonction de I_1/I , pour une diode sur réseau, à 808 nm. Le niveau de bruit d'intensité détecté par la photodiode à 8 Mhz pour diverses positions de la demi-onde est rapporté au bruit quantique standard calibré à cette même fréquence pour les mêmes puissances incidentes.

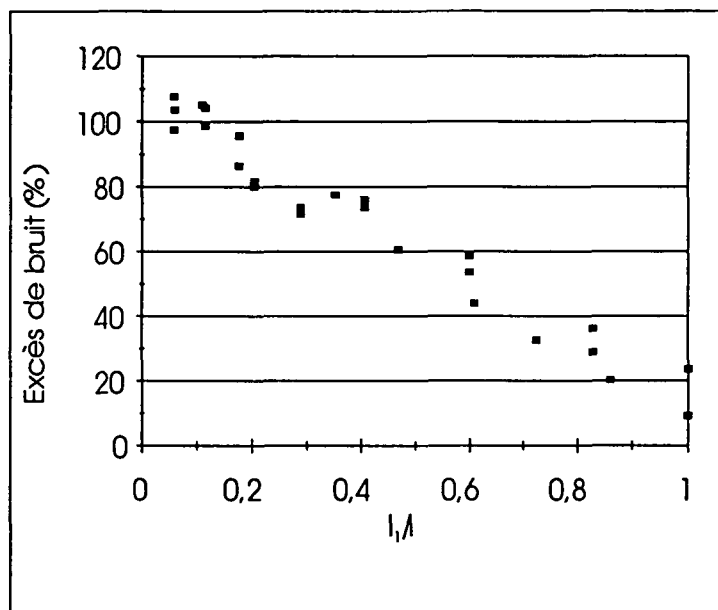


Figure 2-15: Evolution de l'excès de bruit mesuré après le polariseur en fonction du rapport I_1/I ; (I_1 : puissance en sortie du polariseur; I : puissance maximale en sortie du polariseur)

Lorsque l'intensité arrivant sur les photodiodes est maximale, on mesure l'excès de bruit de la composante de polarisation principale. Dans le cas présent, celui-ci est à peu près nul: le champ émis selon la direction principale de polarisation est proche du bruit quantique standard. L'excès de bruit de la composante orthogonale à ce champ est obtenu en extrapolant les mesures jusqu'à $I_1/I = 0$; il est donc de 110% environ par rapport au bruit quantique standard.

De plus, l'évolution de ρ en fonction de I_1/I est linéaire (cf. fig.2-15), ce qui exclut donc des corrélations significatives entre les bruits des deux polarisations orthogonales. Il n'est pas possible de distinguer sur cette figure l'effet du terme de corrélation en $S_{E_o E_p}/C_{\omega_0}$, qui est de toutes façons inférieur à la dispersion des mesures, de l'ordre de 8%. Conserver les modes de polarisation horizontales en éliminant les éléments polarisants afin de mesurer le bruit d'intensité total du faisceau et non plus seulement celui de sa composante selon \vec{e}_p ne peut donc que rajouter un léger bruit d'intensité, puisqu'aucune corrélation notable n'existe entre les bruits d'intensité des deux composantes de polarisation. Cependant l'excès de bruit sera négligeable, car le bruit d'intensité sur la composante de polarisation orthogonale au mode principal n'est que deux fois supérieur au bruit quantique standard, et son intensité est au moins 50 fois plus faible que celle du principal.

2.2 Dispositif à diode laser

Les premières observations d'émission stimulée par des lasers à semi-conducteur remontent à 1962 [24], [48], [50], confirmant les prédictions théoriques de Dumke et Basov [12]. Depuis ces premières expérimentations, des progrès technologiques considérables ont donné aux lasers à semi-conducteur une place tout à fait particulière. Ces progrès ont permis non seulement l'amélioration des performances des diodes (puissance, largeur spectrale, seuil, bruit, etc.), et la conquête de nouveaux domaines spectraux, mais également la production en masse de ce type de laser et son intégration aux circuits électroniques en particulier et aux technologies de l'information en général. Le domaine

des diodes laser couvre donc un ensemble technologique d'une extrême diversité et en constant renouvellement.

Nous n'avons utilisé qu'un seul type de diode laser. Il s'agit de diodes commerciales relevant d'une technologie très élaborée que nous présenterons succinctement. Nous avons étudié les propriétés de ces diodes en adoptant trois configurations principales de fonctionnement: diode libre, diode injectée et diode sur réseau. Ces configurations ont été étudiées pour des diodes à température ambiante, mais également pour des diodes refroidies en cryostat. Nous avons notamment montré comment les résultats obtenus sur la compression du bruit d'intensité pouvaient être interprétés par le comportement modal du laser et par la dynamique de son bruit de pompe.

2.2.1 Caractéristiques générales des diodes utilisées

A. Historique de la technologie des diodes laser

La transition laser est due à la recombinaison radiative d'un électron de la bande de conduction et d'un trou de la bande de valence, de sorte que la longueur d'onde de la lumière émise est définie par l'écart d'énergie entre ces deux bandes, c'est à dire par l'énergie de bande interdite. L'occupation des bandes de conduction et de valence par les électrons et les trous est décrite pour chacune de ces bandes par une loi de distribution du type Fermi-Dirac, où le quasi niveau de Fermi propre à chaque bande définit l'occupation de la bande (fig.2-16).

La valeur de ces quasi niveaux de Fermi est fonction de la densité de porteurs et donc du courant qui traverse la jonction. Si la densité de porteurs est assez importante, il est possible d'obtenir une inversion de population. Comme pour tout laser, celle-ci doit être assez significative pour compenser les pertes dues aux transitions non radiatives et au couplage externe. Dans les premières diodes laser, le courant de seuil était très élevé et une large part de celui-ci servait uniquement à atteindre la transparence du milieu.

Les principaux progrès qu'a connus la technologie des lasers à semi-conducteur ont donc consisté à augmenter le confinement des porteurs afin d'atteindre plus facilement

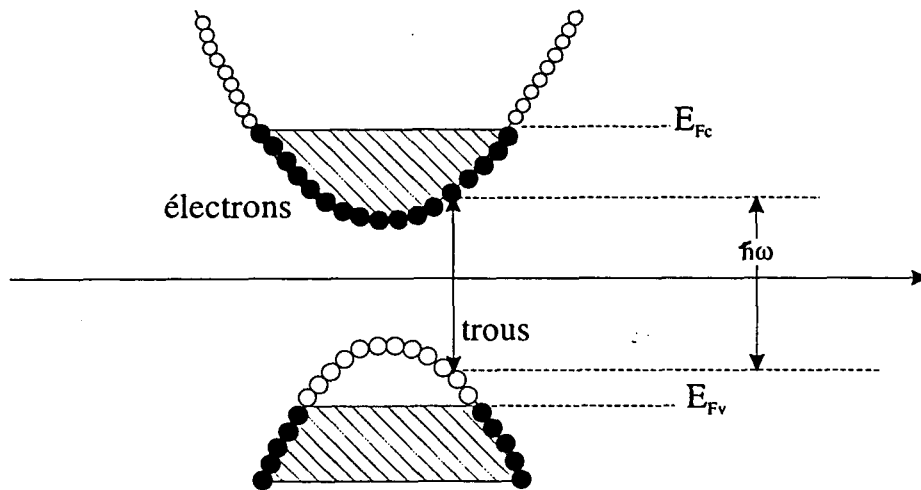


Figure 2-16: Niveaux de Fermi et structure de bande d'un semi-conducteur

la transparence du milieu et de réduire le courant de seuil des diodes. Un des progrès majeurs résulta de l'introduction de la double hétérojonction (fig.2-17).

Celle-ci crée un puits de potentiel où se piègent les électrons et les trous, permettant ainsi un confinement électronique efficace (fig.2-18). Les étapes technologiques ultérieures ont également porté sur un meilleur confinement du champ dans la zone active. Celui-ci a été réalisé successivement au moyen du guidage par le gain puis par l'indice. Le guidage par l'indice consiste, au moyen d'une variation de l'indice du matériau dans la direction latérale à la direction de propagation, à limiter l'extension champ à la zone active.

La dernière étape repose sur la mise au point de structures à puits quantiques. Dans celles-ci, la couche active est si fine que son épaisseur est de l'ordre de la longueur d'onde associée aux porteurs, ce qui entraîne une quantification des niveaux d'énergie dans la direction du puits. Le nombre total de porteurs nécessaire pour réaliser la transparence du milieu est donc réduit par rapport à une diode classique dans le même rapport que l'épaisseur de la couche active. Il est important de doter ces structures d'un guidage

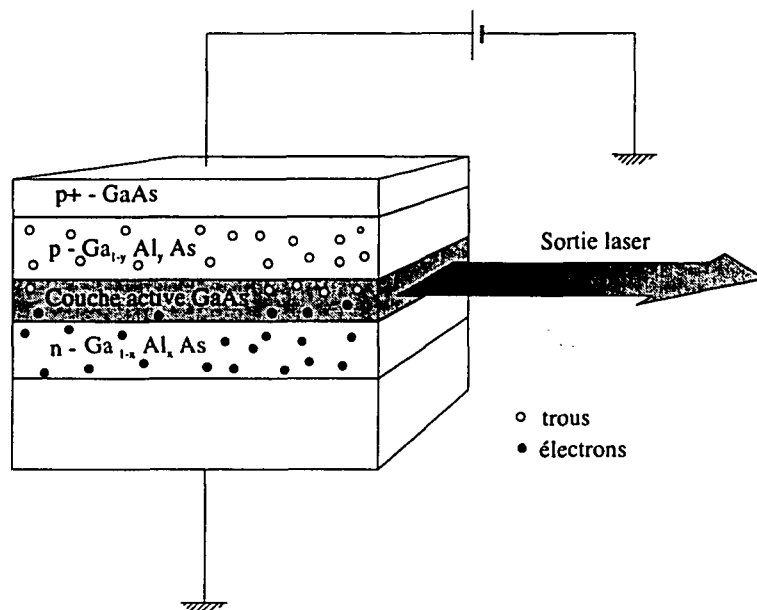


Figure 2-17: Diode à double hétéro-jonction

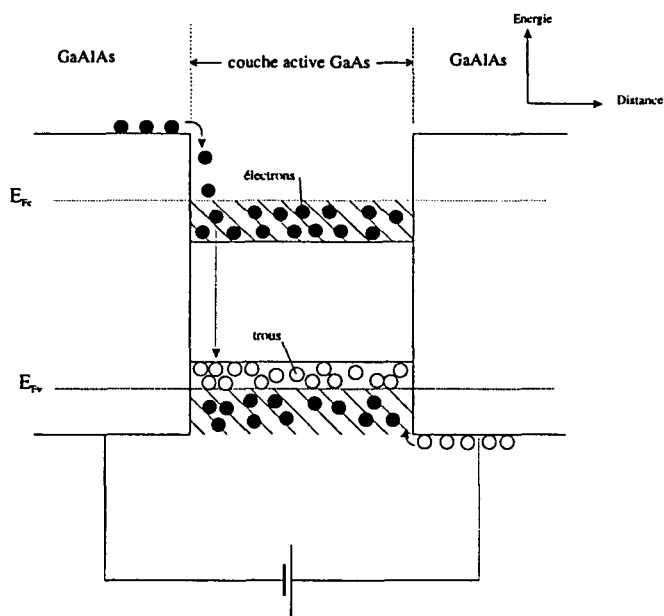


Figure 2-18: Puits de potentiel d'une diode à double hétéro-jonction

par l'indice afin d'augmenter le facteur de remplissage⁴, très faible dans les diodes à monopuits quantique.

B. Les diodes laser SDL-5400

Nous avons utilisé les diodes laser de la série 5400 produites par Spectra Diode Laboratories. Ces diodes sont fabriquées à partir de GaAlAs par croissance épitaxiale selon le procédé de déposition par vapeur chimique organométallique. Cette série couvre le domaine spectral de 810 à 860 nm. Les diodes sont dotées d'une structure à puits quantique avec un guide d'onde obtenu par variation de l'indice de réfraction. La face arrière est pourvue d'un traitement réfléchissant à 95% et d'une photodiode interne. La face avant est traitée antireflet à large bande au MgF₂ et ne réfléchit que 4% de la lumière émise.

La puissance maximale émise est de 100 mW (SDL-5410) à 150 mW (SDL-5420). Les qualités optiques du faisceau sont caractérisées par un faible astigmatisme, un profil gaussien en champ lointain et un comportement monomode transverse. Les dimensions de la surface émettrice sont de $1 \times 3 \mu\text{m}$. La divergence du faisceau est de 30° perpendiculairement à la direction de polarisation principale et de 10° parallèlement à cette direction.

Le courant de seuil de ces diodes est assez faible, de l'ordre de 20 à 30 mA à 25°C, et leur efficacité quantique différentielle est de 65% à 70%. Ceci permet d'atteindre pour des puissances modérées des régimes de fonctionnement dont l'efficacité quantique est satisfaisante.

Ces diodes ont un fonctionnement monomode longitudinal garanti jusqu'à 100 mW, avec une atténuation des modes latéraux de plus de 25 dB par rapport au mode principal. La largeur spectrale est d'environ 15 MHz à 100 mW. Le taux de polarisation⁵ augmente avec la puissance de sortie; il est à peu près de l'ordre de 100 pour un courant d'une

⁴Le facteur de remplissage est défini par le rapport de l'énergie du mode contenue dans la zone active à l'énergie totale du mode

⁵défini par le rapport de la puissance de la polarisation principale à la puissance de la polarisation orthogonale.

centaine de mA .

C. Montage de la diode et collimation

Les diodes se présentent dans des capsules de type TO-3, avec fenêtre en saphir. Pour un fonctionnement correct, il faut les alimenter, les réguler en température et les protéger des perturbations extérieures. A cet effet les diodes sont montées au laboratoire sur un support en laiton, dans une boîte parallépipédique en duralumin. Le faisceau lumineux divergent est collimaté par une optique de collimation Melles Griot 06GLC002/D, de focale 8 mm, choisie de manière à prendre en compte le chemin optique supplémentaire créé par la fenêtre de la capsule. La tache formée en sortie du collimateur est elliptique, le rapport du grand axe au petit axe est de 3.

L'objectif est inséré dans une bague filetée, vissée dans un excentrique. Le positionnement de l'objectif par rapport à la diode est donc obtenu en disposant face au support de la diode la monture de l'excentrique, en tournant ce dernier, et en réglant finement la position de la bague filetée. (Le pas de filetage est de 0,25 mm par tour.) Le montage permet donc à l'expérimentateur d'agir sur presque tous les degrés de libertés commandant le positionnement de l'objectif (fig. 2-19).

D. Alimentation

L'alimentation est un point essentiel du dispositif mis en place autour de la diode. Il importe qu'elle présente pour la diode les garanties de sécurité qu'exige ce type de composant optoélectronique; il faut également que le bruit du courant qu'elle délivre soit très au-dessous du bruit quantique standard. Ceci est non seulement important au regard de la théorie du bruit de pompe, mais participe également du bon fonctionnement de la diode, puisqu'un courant d'alimentation bruyant augmente notamment la largeur de raie. Nous avons utilisé des alimentations stabilisées fabriquées au laboratoire et disposant d'une entrée pour la modulation.

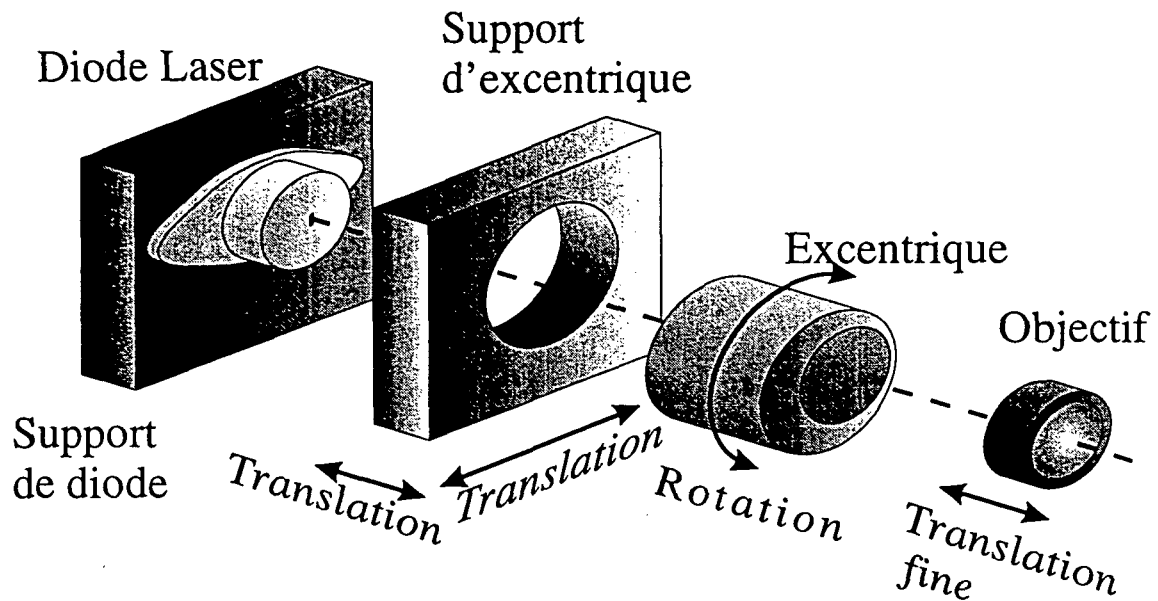


Figure 2-19: Montage de la diode et collimation.

D.1 Protection de la diode Les diodes laser sont des composants fragiles qui sont sensibles aux transitoires du courant d'alimentation, aux boucles de masse, et aux ondes électriques stationnaires lorsque la diode est modulée à haute fréquence. Les protections contre ces dernières seront évoquées dans le paragraphe consacré à la modulation.

La sécurité électrique des diodes laser est recherchée à trois niveaux.

Tout d'abord au niveau de l'alimentation, qui ne doit pas présenter de transitoire et dont le courant maximal doit être limité par un dispositif de bridage. Les boucles de masse apparaissent très facilement et se traduisent par une modulation 50 Hz parfois intense, visible sur le signal de la photodiode interne. Deux types d'alimentation ont été utilisés, l'un en masse flottante, l'autre non. Le premier est de loin préférable, car il n'est pas affecté par les boucles de masse ni par le très net excès de bruit basse fréquence qui caractérise le second.

Ensuite au niveau de l'opérateur, qui doit prendre certaines précautions élémentaires. Il convient notamment de se relier à la masse lorsque l'on manipule les diodes lors de leur montage en boîtier afin d'éviter les décharges électrostatiques, et de respecter la procédure

normale de mise sous tension de la diode (toujours partir d'un courant d'alimentation nul et augmenter progressivement).

Enfin, au niveau du boîtier contenant la diode elle-même, un certain nombre de dispositifs passifs complètent ces premières protections.

Une des causes les plus fréquentes de destruction accidentelle des diodes résulte de décharges électrostatiques qui peuvent entraîner le passage d'un courant excessif dans la jonction ou une tension de polarisation inverse supérieure à $3V$ et donc fatale à la diode. C'est pourquoi il faut toujours veiller à maintenir la diode en court-circuit lorsqu'elle est manipulée ou débranchée.

Pour limiter l'effet des transitoires, il est recommandé de placer, aux bornes de la diode, une capacité de $0,1 \mu F$ ainsi qu'une diode Schottky 1N5818 en opposition. Dans la plupart des circuits que nous avons utilisés, nous avons remplacé la capacité par une inductance en série avec la diode, car le fait de placer une capacité directement aux bornes de la diode n'est pas favorable à un faible bruit du courant d'alimentation.

D.2 Source de courant de haute impédance Les alimentations utilisées emploient des composants électroniques à faible bruit et le bruit du courant qu'elles délivrent est faible. Il est de plus atténué par un filtre placé en sortie de l'alimentation. Ce filtre est important car il forme avec le reste de l'alimentation une source de courant de haute impédance qui doit fournir une source de pompage sans bruit à la diode laser. Plusieurs versions de ce filtre ont été essayées. Il est important de le placer le plus près possible de la diode. C'est pourquoi les derniers montages l'ont inclus au sein du boîtier contenant la diode et l'optique de collimation, relié à la diode par un câble adapté 50 ohms de quelques *cm*. Parce qu'il s'agit de filtrer le bruit haute fréquence du courant, le filtre est composé d'une forte capacité en parallèle avec la sortie de l'alimentation, qui détourne les hautes fréquences vers la masse, suivie, en série avec la diode, d'une forte impédance. Celle-ci est constituée soit par une résistance de puissance, soit par une inductance.

Dans la mesure où la tension en sortie de l'alimentation ne peut dépasser les 15

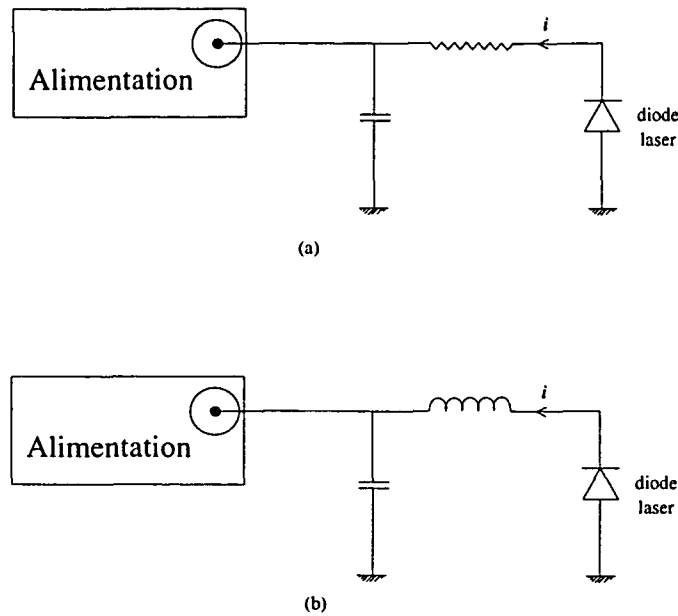


Figure 2-20: Filtre d'alimentation haute impédance: par résistance (a); par inductance (b)

V qui polarisent les circuits, nous ne pouvons choisir pour cette impédance une valeur arbitrairement élevée, afin de ne pas trop brider le courant. Pour des régimes de courant modéré -jusqu'à 80 mA- nous avons donc retenu un filtre RC avec $R = 100 \Omega$ et $C = 1 \mu F$, et pour les régimes de fort courant un filtre LC , avec $L = 1 mH$ et $C = 1 \mu F$ (fig.2-20). La résistance interne de la diode laser est de l'ordre de 3Ω .

D.3 Modulation La capacité de moduler la puissance de sortie d'une diode laser en modulant son courant d'alimentation est une caractéristique importante pour les diodes laser, utilisée dans beaucoup d'applications. Il s'est avéré utile de moduler l'intensité de la lumière émise par les diodes dans plusieurs circonstances. D'une part une modulation basse fréquence d'assez forte amplitude (quelques mA) est nécessaire pour l'optimisation du seuil de la diode sur réseau (cf.2.2.3), d'autre part, les diodes laser ont fourni de précieuses sources de lumière modulable et peu bruyante lorsque nous nous sommes attachés à optimiser le taux de réjection de la détection équilibrée (2.1.2.B.2) ou lorsque

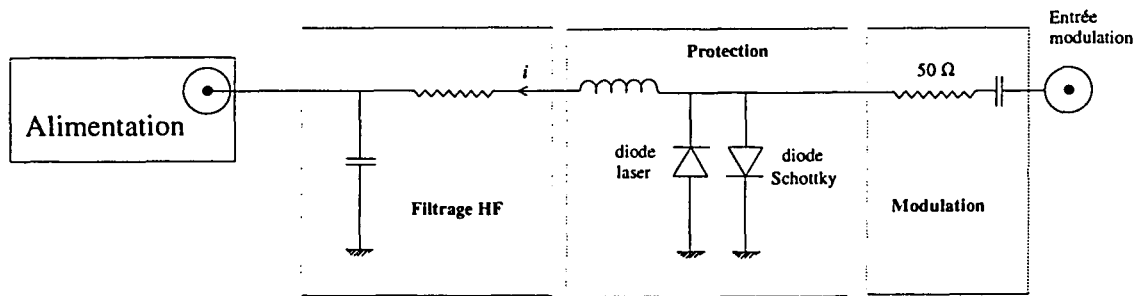


Figure 2-21: Dispositifs de modulation, filtrage et protection de la diode laser

nous avons mesuré la réponse en fréquence du cristal d'YVO₄: Nd (cf. ch.3).

La modulation basse fréquence peut être conduite à partir de l'entrée prévue à cet effet sur le circuit d'alimentation. Si cette solution est particulièrement sûre pour la diode (bridage du courant et filtrage des pics transients) son intérêt est limité par la présence des filtres internes au boîtier d'alimentation ainsi que du filtre *RC* ou *LC* intercalé entre la diode et l'alimentation, de sorte que la bande de modulation offerte est de quelques kHz tout au plus.

La modulation à plus haute fréquence exige une prise directe sur la diode avec un dispositif de protection adéquat. Celui ci a une double fonction. D'une part il protège la diode en filtrant le continu et en veillant à l'adaptation d'impédance 50 ohms sur le circuit de modulation. C'est pourquoi on place en série avec la diode une capacité et une résistance de 47 ohms, l'ensemble étant relié à la diode par un câble adapté 50 ohms. D'autre part le dispositif de protection isole au moyen d'une inductance le circuit de modulation du circuit d'alimentation en continu, afin d'éviter que le signal de modulation ne remonte vers la source continue et ne vienne y générer des phénomènes dommageables. Ce dispositif, comme le filtre haute fréquence, est placé le plus près possible de la diode, au sein du boîtier. L'ensemble des dispositifs de filtrage, de modulation et de protection est rassemblé sur la figure 2-21

E. Régulation de température

L'environnement thermique est également un élément important touchant à la durée de vie⁶ et au bruit d'intensité des diodes laser.

Le dispositif de régulation thermique comporte trois éléments principaux: l'élément Peltier et la thermistance intégrés à la diode; le radiateur support de la diode; la régulation de chauffage du boîtier.

- Un module électronique de régulation de température, accolé au module d'alimentation et alimenté par les mêmes sources⁷, permet d'exploiter l'élément Peltier afin de stabiliser la température de la diode entre -10°C et 40°C . Le courant traversant le Peltier ne doit pas dépasser 2A . Toutefois, pour plus de sécurité, il est recommandé de le brider jusqu'à $0,6\text{A}$ lorsque la régulation de la diode le permet.
- Le radiateur final chargé d'évacuer le flux thermique est constitué par le support en laiton de la diode.
- En outre, la température à l'intérieur du boîtier est maintenue à 30° au moyen de transistors régulés électroniquement.

Malgré l'ensemble de ce dispositif, nous avons constaté que les diodes restaient sensibles aux changements de température trop brusques de la pièce, ou encore aux courants d'air, et pouvaient présenter dans ces circonstances des sauts de modes incessants. Dans de telles conditions, il peut être efficace, afin de mieux isoler la diode des perturbations extérieures, thermiques et acoustiques, de placer le boîtier dans une boîte de bois recouverte intérieurement de mousse plombée.

F. Montage de la diode en cryostat

Les basses températures, en abaissant le seuil des diodes laser, favorisent en principe l'émission d'états comprimés puisqu'elles permettent de faire fonctionner le laser très au

⁶Les diodes SDL fonctionnent ainsi à peu près 20 fois plus longtemps à 30° qu'à 70° .

⁷et donc également en masse flottante si le module d'alimentation est en masse flottante

dessus du seuil pour des courants d'injection néanmoins compatibles avec ses tolérances. Pour tester cet effet, nous avons donc adapté à un cryostat à l'azote liquide, d'une contenance de plusieurs litres, un boîtier conçu au laboratoire, et renfermant la diode laser, les cablages élémentaires, et l'optique de collimation, ainsi qu'une thermistance insérée entre la diode et son support en cuivre.

F.1 Montage optique Le support de cuivre est composé d'une plaque, sur laquelle est fixée la diode et son optique de collimation, et d'un cylindre creux dans le prolongement de la plaque, destiné à enserrer le doigt froid du cryostat. Les contacts thermiques sont améliorés au moyen de graisse silicone éventuellement mélangée avec de la poudre de cuivre très fine.

Le réglage de la collimation est légèrement différent de celui de la diode en boîtier classique. Le support de l'optique se translate avec deux degrés de liberté parallèlement au support de diode et l'angle qu'il fait avec l'axe de cette dernière ne peut être modifié, ce qui impose de s'en remettre à l'alignement défini par les tolérances d'usinage, qui est de fait très satisfaisant. Le support peut être maintenu en place et sa position finement ajustée au moyen de trois vis excentriques. La distance entre l'objectif et la diode reste ajustable au moyen de la bague fileté qui enserre l'objectif. Parce que nous ne disposons d'aucun repère de direction ou de position, nous avons souvent utilisé un laser d'alignement pour collimater avec plus d'assurance le faisceau de la diode avant de la placer dans le cryostat. Puis la focalisation de l'objectif est légèrement déréglée pour compenser la contraction que le passage à basse température fait subir à la monture. Les performances de ce système de collimation sont équivalentes à celles du système implanté dans les boîtiers classiques. Le faisceau sort du boîtier par une fenêtre à l'angle de Brewster, en verre non traité.

F.2 Cryogénie Afin d'éviter toute condensation sur la fenêtre de la diode et pour obtenir durablement une basse température, il faut réaliser un vide de l'ordre de 10^{-5} torr, dans le cryostat. Malgré le volume important du cryostat, ce n'est pas une opération

très difficile. La température atteinte varie de -160° à -180° . Nous avons utilisé pour la mesurer une thermistance au Platine valable pour le domaine de température allant de -200° à $+290^{\circ}$. Par sa disposition, elle donne avant tout une indication sur la température du support de la diode et de la face arrière de la capsule TO-3, et donc seulement une estimation de la température de la diode elle-même. Nous n'avons pas essayé d'utiliser l'élément Peltier ou même la thermistance interne de la photodiode à ces températures. Il est donc probable que la diode fonctionnant sans sa régulation de température habituelle doit connaître des dérives thermiques plus importantes que lorsqu'elle fonctionne en boîtier classique. Cependant les faibles températures atteintes laissent penser que l'équilibre thermique s'établit rapidement et dans des conditions préservant la durée de vie de la diode.

2.2.2 Diode libre

L'ensemble du dispositif permettant de faire fonctionner les diodes a été décrit dans la section précédente. Ce dispositif, avec plusieurs variantes, a été appliqué à de nombreuses diodes. Deux facteurs discriminants significatifs méritent d'être retenus: il s'agit du régime de température -ambiante ou cryogénie-, et de la longueur d'onde nominale de la diode.

A. Manipulation de la diode libre

Comme pour tout laser, il est important de caractériser les diodes que nous avons utilisées par un faisceau de performances, qui, si elles n'intéressent pas directement les expériences que nous avons menées (puisque nous nous sommes essentiellement concentrés sur le bruit d'intensité des diodes), sont significatives dans la mesure où elles définissent le champ d'application du laser considéré. Ces performances concernent notamment la puissance susceptible d'être émise par le laser, sa largeur de raie, son accordabilité en fréquence, son bruit d'intensité et de phase, sa stabilité, etc.

Les diodes de la série que nous avons retenue forment un ensemble qui présente des

caractéristiques relativement homogènes, correctement caractérisées, pour les points que nous avons vérifiés, par les valeurs fournies par le fabricant. Toutefois, certaines disparités qui peuvent être significatives apparaissent d'une diode à l'autre. Nous n'avons pas mesuré la largeur de raie de ces diodes, qui, selon SDL, est de l'ordre de 15 MHz pour une diode libre autour de 100 mW. En revanche nous avons mesuré certaines caractéristiques plus facilement accessibles et d'un intérêt plus direct pour nos expériences; il s'agit notamment de la courbe de caractéristique courant-puissance lumineuse, et de la variation de longueur d'onde avec le courant et la température.

A.1 Caractéristiques courant-puissance La courbe de caractéristique courant puissance lumineuse est importante parce qu'elle indique le rendement de conversion du courant de pompe en flux de photons, et donc la capacité théorique de compression du bruit d'intensité de la diode (cf. ch.I). Ces diodes possèdent des courbes de caractéristique courant-puissance lumineuse d'une bonne régularité, linéaires, avec, à 25 °C, un seuil d'une vingtaine de mA et une pente définie par l'efficacité quantique différentielle de la diode, qui est d'environ 66% (fig.2-22). Nous avons observé des seuils de 17 à 23 mA selon les diodes, et des pentes de 62 à 72%.

Le courant de seuil I_{th} diminue fortement avec la température, selon une loi exponentielle:

$$I_{th1} = I_{th2} \exp\left(\frac{T_2 - T_1}{T_0}\right) \quad (2.43)$$

où T_0 est une constante propre au composant, qui vaut à peu près 110 °K. Les ordres de grandeur prévus par cette loi correspondent aux valeurs observées, puisque le seuil des lasers était de l'ordre de 3 mA une fois refroidis, et de 18 à 20 mA à température ambiante.

L'efficacité quantique différentielle est moins affectée, puisqu'elle augmente légèrement en régime de cryogénie, passant typiquement de 66 à 71 ou 72 %. Le régime cryogénique améliore donc les qualités de conversion du courant d'alimentation en puissance lumineuse pour lesquelles ces diodes ont été retenues. Bien qu'elles soient susceptibles d'émettre des

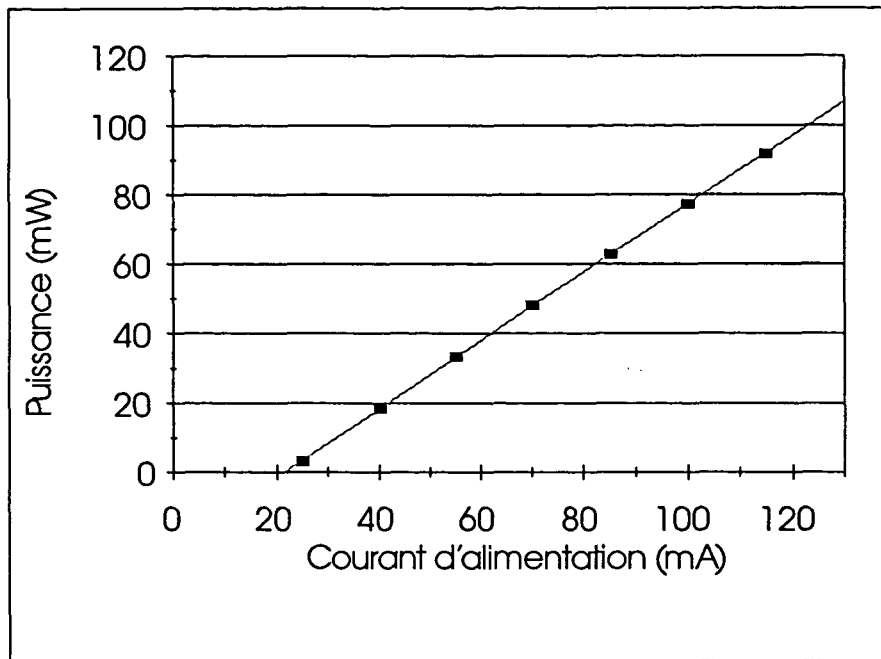


Figure 2-22: Caractéristique courant puissance d'une diode laser SDL 5422 H1

puissances de l'ordre de 170 mW, nous n'avons jamais dépassé 120 mW à température ambiante et 100 mW en régime cryogénique, les régimes de très forte puissance conduisant à une détérioration du bruit de la diode et à une réduction de sa durée de vie.

A.2 Accordabilité en fréquence La variation de longueur d'onde avec le courant et la température conditionne l'accordabilité en fréquence de la diode. Celle-ci est un élément important du comportement du laser, notamment lorsque celui-ci doit être injecté.

La longueur d'onde du laser libre varie faiblement avec le courant: de l'ordre de 0,3 à 0,8 Å/mA. Cette variation assez fine est utile pour optimiser l'injection d'une diode esclave par un laser maître.

En ce qui concerne la variation de la longueur d'onde avec la température l'ordre de grandeur de 0,3 nm/°C fourni par SDL donne une bonne indication du comportement de la diode. Nous avons mesuré sur certaines diodes 0,2 nm/°C. Ces valeurs sont typiques du fonctionnement de la diode autour de la température ambiante, et varient probablement

légèrement à plus basse température. Ainsi, une diode à 851 nm à température ambiante tombait à 817 nm en régime cryogénique, alors que deux diodes du même type, à 848 nm à température ambiante tombaient à 805 nm en régime cryogénique.

Le changement de température est donc un moyen efficace d'accordabilité en fréquence, qu'il faut combiner avec la variation du courant d'alimentation. Cependant, la variation de la température ne permet en général que de diminuer et non d'augmenter la longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde nominale indiquée en usine. En effet, cette dernière est généralement valable à 25°C et pour un courant très élevé (de l'ordre de 160 mA). On ne saurait donc de cette manière dépasser cette valeur nominale de plus de 3 nm sans compromettre la durée de vie de la diode par un régime de température trop éprouvant.

B. Bruit de la diode libre

B.1 Conditions de mesure Les expériences menées sur les diodes libres comportent certaines difficultés de mesure que cette configuration rend particulièrement sensibles. Il s'agit notamment de la sensibilité des diodes au retour de la lumière qu'elles émettent, lorsque celle-ci est réfléchiée par les éléments optiques placés sur son trajet. Pour les diodes en cryostat, à cette difficulté s'ajoute le problème de l'excès de bruit introduit par la traversée d'une lame (cf. 2.1.4.C).

Il est bien connu que les diodes laser sont généralement très sensibles au retour de lumière [54], qu'il s'agisse de celui dû à un élément optique, à un simple morceau de carton, ou à la main de l'expérimentateur. Le modèle SDL 5420 ou 5410 ne fait pas exception, même si cette sensibilité ne constitue pas un obstacle insurmontable. Nous intercalons pour cela un ou parfois deux isolateurs optiques, procurant chacun environ 38 dB d'atténuation. Cependant la diode tolère en général sans difficulté les éléments d'optique - tous anti-reflets et non diffractants - nécessaires à une bonne conformation du faisceau: le cube polariseur destiné à supprimer les petits modes de polarisation orthogonale, les prismes anamorphoseurs et la lame demi-onde qui optimise leur trans-

mission. Il suffit éventuellement de désaligner ces éléments afin d'écarter la tache réfléchie de l'ouverture de l'objectif. La capacité d'isolation à mettre en place dépend ensuite du dispositif optique en aval des isolateurs. Pour une simple mesure de bruit, il faut considérer les réflexions dues aux photodiodes; les plus déstabilisantes ne sont pas celles dues à la surface photosensible, que l'on peut aisément détourner, mais plutôt celles provenant de l'impact de la lumière sur le bord des photodiodes et qui partent dans des directions quelconques.

L'envoi du faisceau dans le monochromateur exige une bonne isolation. En effet, en raison de l'excellent alignement exigé par ce type d'instrument, la lumière réfléchie par les bords des fentes d'entrée et de sortie, revient efficacement sur la diode.

Remarquons les puissances de bruit élevé sont parfois difficiles à mesurer avec précision. Pour des excès de bruit d'intensité de l'ordre de 10 dB au dessus du bruit quantique standard, certains phénomènes parasites peuvent en effet entacher la mesure. Par exemple, sur les diodes à 830 nm, nous avons constaté que les réflexions parasites sur les bords des photodiodes pouvaient introduire, au niveau de chaque photodiode, un excès de bruit important (3, voire 10 dB). Pour que la détection fonctionne convenablement, il faut trouver un alignement du faisceau plus satisfaisant sur les photodiodes, éventuellement en le focalisant légèrement avec une lentille de 150 mm de distance focale.

Hormis ces cas particuliers et les difficultés propres au régime parfois très bruyant des diodes en cryostat, la mesure par détection équilibrée du bruit des diodes de la série SDL-5400 ne pose donc généralement pas de difficultés à partir du moment où l'isolation optique est convenablement faite.

B.2 Régimes de faible bruit Il est possible d'obtenir sur ce type de diode des régimes de bruit d'intensité assez faible, de l'ordre de 2 à 4 dB seulement au dessus du bruit quantique standard. Le bruit de la diode libre est fortement corrélé à son comportement modal et les régimes de faible bruit correspondent à un fonctionnement monomode longitudinal de la diode [45]. Or, celui-ci n'apparaît que sur certaines plages de courant plus

ou moins étendues selon la diode utilisée. Sur plusieurs diodes dont la longueur d'onde nominale était supérieure à 852 nm, il a été possible de trouver un point de fonctionnement monomode longitudinal avec un excès de bruit de l'ordre de 3 dB dans un intervalle de quelques mA autour de n'importe quel courant, de 30 à 120 mA. Les performances de diodes de la même série, mais de longueur d'onde nominale plus faible (848 nm, 832 nm ou 810 nm) sont apparues moins bonnes, ces diodes ne présentant que deux à trois plages étroites de fonctionnement monomode sur l'ensemble du domaine de variation du courant d'alimentation.

Afin d'étudier les modes longitudinaux des diodes, nous avons envoyé le faisceau dans un monochromateur Jobin-Yvon de haute résolution, capable de séparer distinctement des modes distants de quelques dixièmes d'Angströms. A température ambiante, ceux de la diode sont séparés de 1,2 Å. A la sortie de cet instrument, nous avons réalisé deux types de mesure. D'une part, nous avons pris des spectres sur table traçante montrant, sur plusieurs nanomètres, la répartition de la puissance entre les modes. D'autre part, nous avons mesuré le bruit du faisceau en sortie de monochromateur avec les amplificateurs à photodiodes utilisés pour la détection équilibrée.

Ces mesures ont été faites soit en installant la détection équilibrée à la sortie du monochromateur, soit en procédant à une détection calibrée à référence simultanée, où la référence est fournie par la diode laser elle même.

- Pour les mesures avec détection équilibrée, un montage avec miroir amovible permet de mesurer successivement, sur le plateau du monochromateur, le bruit du faisceau avant d'entrer dans le monochromateur, et après en être sorti. (fig.2-23)
- Pour les mesures à référence simultanée, on mesure avec la détection équilibrée le bruit normalisé du faisceau sur la table où se trouve la diode puis on retire une des deux photodiodes, que l'on place en sortie du monochromateur. Le faisceau est partagé de manière à obtenir la même puissance incidente sur chaque photodiode. La photodiode restée sur la table du montage fournit la

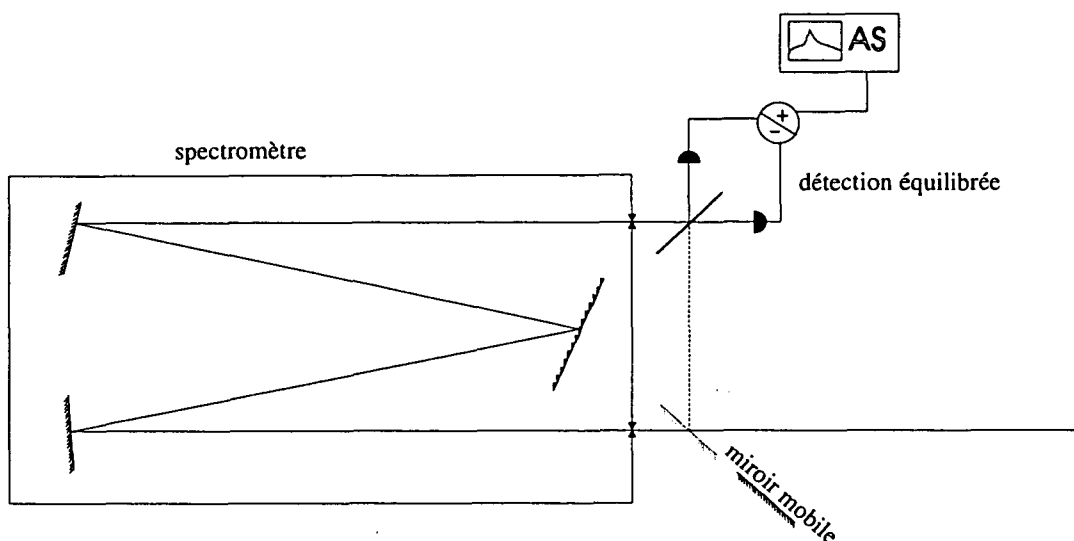


Figure 2-23: Mesure du bruit en sortie du monochromateur par détection équilibrée

référence de bruit quantique standard, à partir de la mesure du bruit normalisé réalisée précédemment. Ceci permet d'analyser les spectres fournis simultanément par la seconde photodiode, en sortie du monochromateur et de calculer ainsi le bruit normalisé du faisceau en ce point. (fig.2-24)

Le monochromateur introduit des pertes, de l'ordre de 70 à 85 % de la puissance lumineuse envoyée. La puissance restante permet néanmoins d'observer distinctement les variations affectant, à la traversée du monochromateur, le rapport du bruit d'intensité au bruit quantique standard, tant que ces variations sont au moins de 5 à 10%.

On constate qu'alors qu'il suffit d'ouvrir très peu (une centaine de μm) la fente de sortie du monochromateur pour laisser passer presque toute la puissance (contenue dans les premiers modes). Cependant l'excès de bruit persiste et ne devient minimal que pour des fentes bien plus larges. C'est parce qu'en ouvrant les fentes on laisse passer plus de modes que le bruit diminue (fig. 2-25).

Lorsque le fonctionnement du laser est monomode, la puissance relative des modes latéraux par rapport au mode principal est assez fluctuante d'un laser à l'autre et d'un point de fonctionnement à l'autre. Les premiers modes latéraux peuvent être nettement

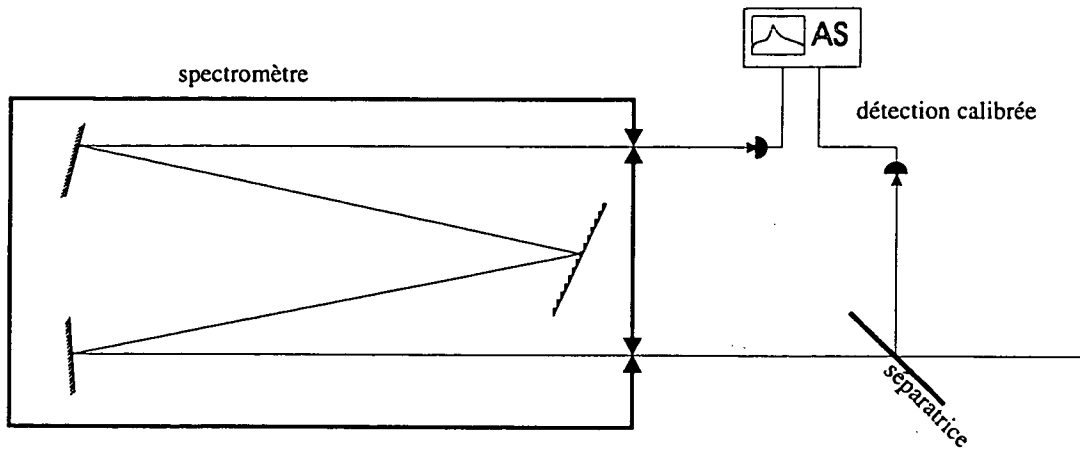


Figure 2-24: Mesure du bruit d'intensité en sortie du monochromateur par détection à référence simultanée.

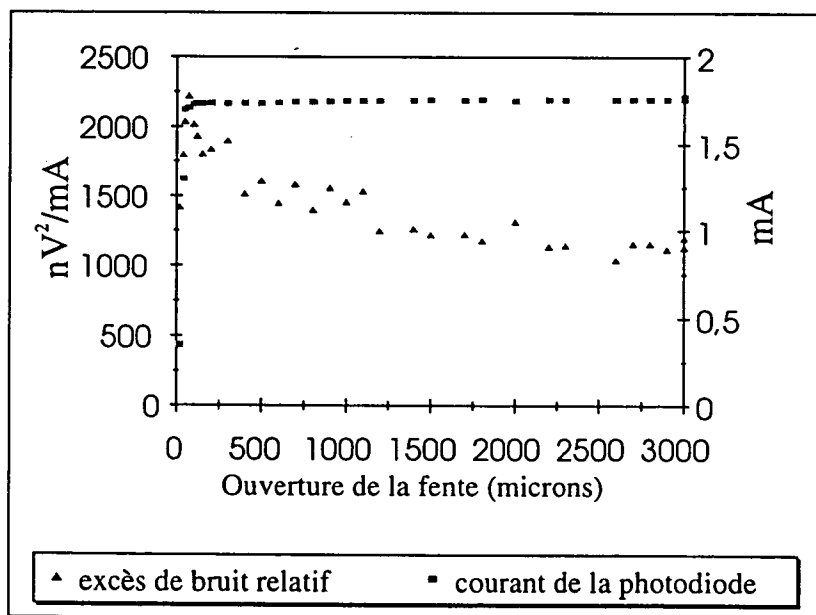


Figure 2-25: Evolution avec l'ouverture de la fente du monochromateur : de l'excès de bruit mesuré à la sortie du monochromateur et rapporté à la puissance incidente sur la photodiode (échelle de gauche); de la puissance incidente sur la photodiode (échelle de droite)

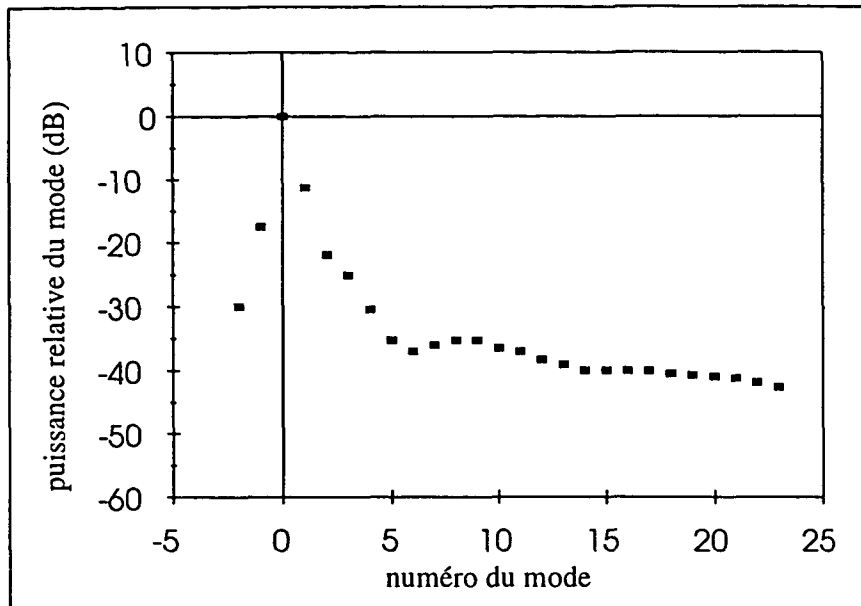


Figure 2-26: Puissance des modes latéraux d'une diode laser libre en régime de faible bruit. Cas de modes latéraux non négligeables.

plus puissants que ce qui est porté sur les spécifications, par exemple seulement 10 à 20 dB plus faibles que le principal, celui-ci concentrant 90 % de la puissance lumineuse totale, les dix premiers modes de part et d'autre du principal en rassemblant près de 10 % (fig.2-26). Pour d'autres points de fonctionnement, la puissance des premiers modes latéraux est inférieure de 25 dB à celle du principal, et la quasi totalité de la puissance lumineuse est contenue dans le principal (fig.2-27).

De plus, le bruit des premiers modes latéraux est du même ordre de grandeur que celui du principal. La figure 2-28 montre le bruit du mode principal et des quatre premiers modes pris isolément. Lorsque l'on isole, en sortie du monochromateur, le mode principal d'un faisceau dont l'excès de bruit d'intensité total n'est que de 2 dB au dessus du bruit quantique standard, le bruit du mode principal est bien supérieur, environ 40 dB au dessus du bruit quantique standard.

Si l'on ouvre progressivement la fente de sortie du monochromateur afin de faire sortir un mode de part et d'autre du principal, l'excès de bruit tombe à 32 dB, puis à 30 dB

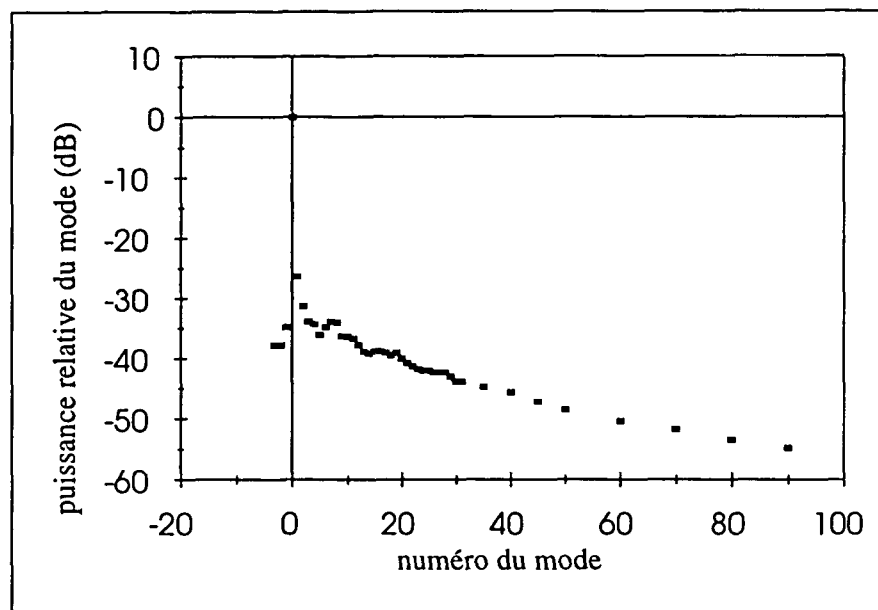


Figure 2-27: Puissance des modes latéraux d'une diode laser libre en régime de faible bruit. Cas de modes latéraux très faibles.

en laissant sortir les deux modes suivants (fig.2-29). Lorsque la fente du monochromateur est complètement ouverte, on peut estimer à une quinzaine le nombre de modes parvenant à la détection. Pourtant, le bruit reste encore bien plus élevé qu'à l'entrée du monochromateur, ce qui montre que l'anticorrélation qui permet aux modes latéraux de compenser le bruit du mode principal met en jeu l'ensemble des 160 modes détectables par le monochromateur.

B.3 Régime cryogénique Le régime des basses températures ne s'est pas généralement montré favorable au fonctionnement en régime de faible bruit. Sur la plupart des diodes que nous avons ainsi refroidies, nous avons constaté que les basses températures favorisaient un comportement fortement multimode et très bruyant. Comme à température ambiante, on observe certaines plages, entre 10 et 30 mA sur lesquels le bruit est moins fort que pour les autres courants, mais reste néanmoins élevé, de l'ordre de 16 dB, avec cinq à six modes longitudinaux d'amplitude comparable. En dehors de ces plages, le

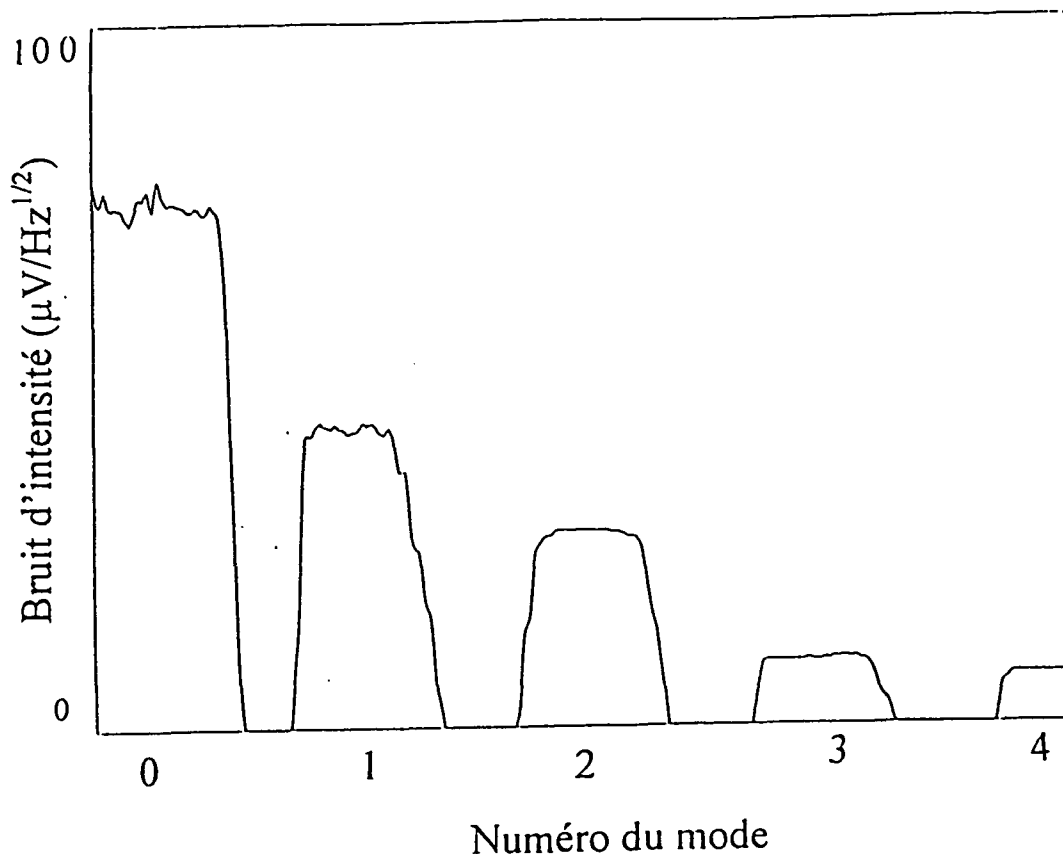


Figure 2-28: Bruit d'intensité du mode principal et des premiers modes latéraux de la diode, mesuré en sortie du monochromateur.

bruit augmente très rapidement avec le courant et le comportement de la diode devient très multimode avec un peigne d'une trentaine de modes s'étendant sur plusieurs *nm*.

Ces mesures ont été faites par détection directe à référence fixe, car la détection équilibrée est impraticable dans de tels régimes de fonctionnement de la diode en cryostat (cf.2.1.4.C).

Cependant, alors que ce comportement a été observé sur plusieurs diodes dont la longueur d'onde nominale était de 848 *nm*, une autre diode a présenté un comportement absolument différent : il s'agit d'une diode de longueur d'onde nominale 852 *nm* proba-

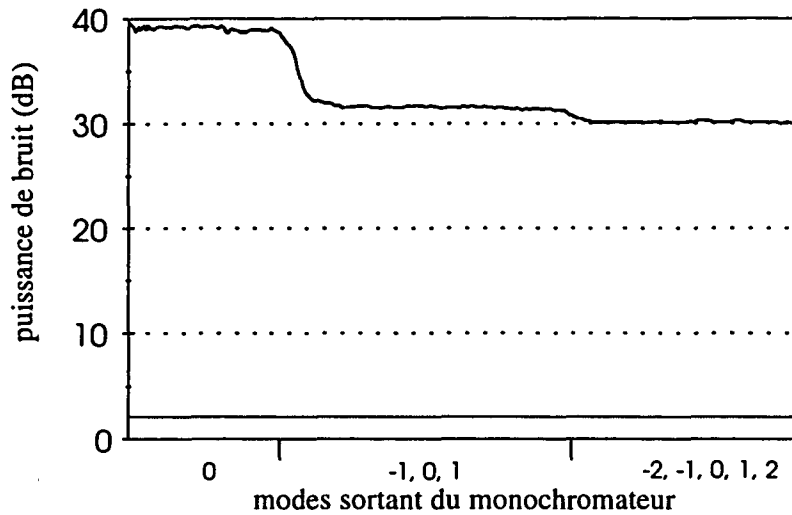


Figure 2-29: Evolution de la puissance de bruit de la lumière sortant du monochromateur avec l'ouverture de la fente de sortie.

blement endommagée, dont l'efficacité quantique différentielle à température ambiante n'était que de 44,3%, mais de 63% à basse température. Le bruit de cette diode a été mesuré par détection directe avec référence simultanée. Nous avons ainsi trouvé une plage de fonctionnement procurant plus de 9% de compression du bruit d'intensité en dessous du bruit quantique standard et un fonctionnement monomode longitudinal du laser.

Contrairement à ce qu'ont pu observer par exemple Steel et al. [67], la cryogénie à l'azote liquide n'a donc pas, excepté le cas d'un composant particulier, favorisé la réduction du bruit d'intensité des diodes, mais au contraire favorisé un comportement bruyant et multimode. Cela provient vraisemblablement du fait que ce groupe a pu avoir accès à des lasers sélectionnés par le fabricant.

2.2.3 Diode sur réseau

Le montage d'une diode laser sur réseau fait partie des techniques classiques de réduction de largeur de raie par implantation du laser en cavité étendue [11]. La diode et le réseau sont montés en configuration de Littrow, c'est à dire que l'ordre 1 du réseau est renvoyé sur la diode, et l'ordre 0 constitue le faisceau de sortie. La cavité est donc formée par la face arrière de la diode et par le réseau (fig.2-30). Or, les diodes que nous utilisons ont d'un traitement optique qui réduit le coefficient de réflexion de la face avant à 4 % (cf. 2.2.1) de manière à assurer un fonctionnement optimum à la diode libre. La cavité formée par la diode elle-même conserve une influence sur le comportement du laser sur réseau. Le montage sur réseau de ce type de diode ne constitue donc qu'une réalisation approchée du schéma de la diode laser en cavité étendue, puisque ce schéma consisterait à coupler à une cavité passive une diode ayant subi un traitement antireflet presque parfait. Le couplage que nous avons réalisé permet cependant d'abaisser le seuil de la diode et de réduire considérablement la largeur de raie. Le réseau de diffraction monté en configuration de Littrow remplit cette fonction; de plus il permet de balayer la longueur d'onde de la diode.

La largeur de raie peut se réduire dans les mêmes proportions que la cavité s'étend [26]. Ainsi, il est possible, au moyen d'une cavité de quelques centimètres de réduire la largeur de raie d'une diode commerciale de 40 MHz à moins de 10 kHz . Cependant, quelque soit le rapport des longueurs entre la cavité initiale et la cavité étendue, on ne peut guère descendre bien au-dessous d'une largeur de raie de 10 kHz. L'utilisation du réseau permet en outre de balayer un large domaine de longueurs d'onde avec des sauts d'un mode à l'autre, mais également de balayer continûment la fréquence de la diode sur plusieurs GHz [44]. Par ailleurs, la sensibilité des diodes sur réseau au retour de lumière diminue considérablement, ce qui stabilise remarquablement les diodes.

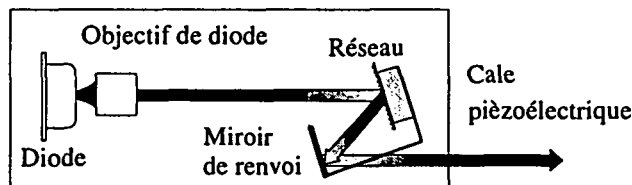
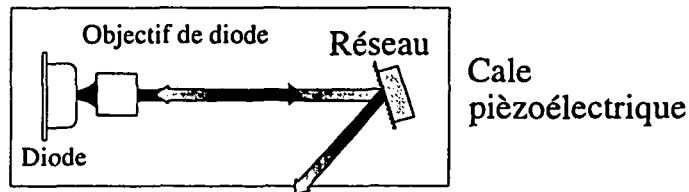


Figure 2-30: Montage de la diode sur réseau; variante avec miroir de renvoi solidaire du support de réseau.

A. Manipulation de la diode sur réseau

Les montages que nous avons employés ont été initialement mis au point au Laboratoire Primaire du Temps et des Fréquences (LPTF). Les éléments pratiques nécessaires à la réalisation d'une diode laser montée sur réseau sont décrits de façon très détaillée dans la littérature, notamment par MacAdam et al. [40]. Les techniques présentées dans cette référence sont très proches de celles que nous avons retenues.

Nous avons amélioré le montage initial en adaptant un miroir de renvoi, solidaire du support de réseau, qui évite de modifier la direction du faisceau lorsque l'on tourne le réseau (cf. fig. 2-30). Ce dispositif permet ainsi de conserver la qualité de l'alignement du faisceau même sur de longs parcours optiques tout en faisant varier la longueur d'onde de la diode grâce au réseau.

A.1 Stabilité mécanique Un point essentiel de la mise sur réseau réside dans la qualité et la stabilité des éléments mécaniques, qui doivent permettre un positionnement

précis et stable. Nous avons déjà décrit le dispositif de collimation de la diode (cf. 2.2.1.C). L'ensemble de ce dispositif est contenu, avec le réseau, dans une boîte en duralumin dont la température est régulée autour de 30°C ⁸, par chauffage uniquement, et donc légèrement au dessus de la température ambiante. Les supports de la diode, du collimateur et du réseau sont vissés sur le même socle. Le réseau est collé sur une cale piézo-électrique, elle même collée au sein d'un tambour en laiton et duralumin monté sur un support de miroir à butées différentielles.

Il importe d'isoler la diode le plus possible des perturbations extérieures : vibrations, changement de température, ou même courants d'air. Le dispositif que nous avons utilisé, indépendamment de la qualité du réglage du réseau, procure une stabilité satisfaisante, en général très suffisante pour les expériences que nous avons menées, c'est à dire de l'ordre de une à plusieurs heures sans saut de mode. Lorsqu'un point de fonctionnement très précis est recherché, par exemple l'absorption d'une raie du Césium, les conditions opératoires permettent, une fois le point trouvé et le réglage optimisé, une bonne reproductibilité du comportement de la diode, de sorte qu'il est possible, sans retoucher au réseau, de retrouver ce point de fonctionnement plusieurs jours durant, voire plusieurs semaines, même en éteignant la diode d'un jour à l'autre.

Cependant, épisodiquement, la diode peut connaître des périodes d'instabilité dues à des perturbations extérieures qu'il est difficile d'identifier ou de corriger, qui se traduisent par des sauts de mode très fréquents. En outre, pour des courants d'alimentation élevés (au delà d'une centaine de mA), il est plus délicat de trouver un point de fonctionnement stable de la diode. De tels régimes altèrent le comportement des diodes et conduisent à une détérioration prématurée.

Hormis ces situations particulières, le montage sur réseau constitue donc un moyen très efficace pour contrôler le fonctionnement des diodes laser et les stabiliser sur des périodes relativement longues.

⁸Alors que la diode elle-même est en général régulée à une température légèrement inférieure (10 à 25°C).

A.2 Réglage du seuil Le réglage du seuil constitue une étape essentielle du réglage d'un laser sur réseau. L'effet de la cavité étendue est de réduire le courant de seuil et de changer la forme de la courbe caractéristique courant-puissance au niveau du seuil. Aussi la cavité est elle correctement alignée lorsque le courant de seuil est le plus faible possible et lorsque la courbe caractéristique courant-puissance montre une rupture de pente bien nette au niveau du seuil. La façon la plus pratique de contrôler ces deux points consiste à moduler le courant de la diode à quelques centaines de Hz et d'observer à l'oscilloscope la variation de la puissance lumineuse que mesure la photodiode interne en fonction de la tension envoyée pour moduler. On obtient ainsi un extrait, sur quelques mA, de la courbe caractéristique courant-puissance. Lorsque la cavité n'est pas, ou mal, couplée avec la diode, la courbe observée ne présente pas de rupture de pente. Lorsque le couplage est effectif, la courbe se compose de deux segments dont l'intersection correspond précisément au courant de seuil.

Lorsque le seuil est convenablement réglé, le réseau est généralement très proche de son réglage définitif. Il suffit en effet de le retoucher très légèrement, une fois le courant d'alimentation fixé, pour minimiser le bruit d'intensité ou pour stabiliser le fonctionnement de la diode. En revanche, si l'on recherche une longueur d'onde précise (par exemple l'une des raies du Césium), il faut généralement passer plus de temps afin tout d'abord de trouver la fréquence de résonance, et ensuite de stabiliser le fonctionnement de la diode autour de celle-ci.

Le réseau possède trois degrés de liberté:

- un degré de translation horizontale assuré par la cale piézo-électrique
- un degré de rotation selon l'axe horizontal dans le plan du réseau: c'est lui qui détermine la qualité du retour du faisceau vers le milieu amplificateur, et donc l'efficacité de la rétroaction. Il s'agit d'un réglage très fin, assuré par une des deux butées micrométriques du support de réseau.

- un degré de rotation selon l'axe vertical dans le plan du réseau: c'est le réglage de longueur d'onde, car, en ajustant l'angle du faisceau incident avec le réseau, il détermine

la longueur d'onde dont l'ordre 1 est renvoyé dans le milieu amplificateur. Ce réglage est assuré par l'autre butée micrométrique du support de réseau.

A ces trois degrés, il faut joindre la rotation selon l'axe perpendiculaire au plan du réseau. Cette rotation détermine la verticalité des traits du réseau. Si ceux-ci ne sont pas parfaitement verticaux, l'ordre 1 n'est pas diffracté horizontalement; il faut alors incliner le réseau afin que l'ordre 1 puisse rejoindre le milieu amplificateur, de sorte qu'à son tour l'ordre 0 ne se propage plus horizontalement, et le faisceau qui sort du boîtier de la diode n'est plus adapté à la hauteur des éléments d'optique disposés sur son passage. On évite justement ces problèmes en agissant sur la rotation du réseau.

Pour coupler la cavité à la diode, il faut superposer le faisceau issu de la diode et le faisceau diffracté par le réseau. Selon la direction verticale, cette superposition est très délicate et exige un réglage fin de l'orientation du réseau. En revanche, selon l'horizontale, une certaine latitude est laissée à l'orientation du réseau dans la mesure où celle-ci permet de renvoyer vers la diode une longueur d'onde compatible avec la courbe de gain de cette dernière. Il est utile, mais délicat, de compléter ces réglages en tournant le réseau sur lui-même, afin de conjuguer une verticalité satisfaisante des traits du réseau à un couplage effectif de la diode.

Soulignons néanmoins que les dispositifs utilisés sont assez éloignés de la définition du modèle idéal de la cavité étendue, et que la cavité étendue n'efface pas la cavité originale, qui continue à fixer la distance entre modes longitudinaux. Nous avons donc plutôt affaire à deux, voire trois cavités couplées entre elles.

Nous avons également disposé un réseau devant une diode en cryostat. Le procédé de réglage est un peu plus délicat: d'une part, la photodiode interne ne fonctionne pas convenablement aux basses températures, d'autre part, le réseau étant trop près du boîtier de la diode, il est impossible d'observer directement la superposition des faisceaux incident et diffracté par le réseau. Il faut pour ceci observer, à l'extérieur de la cavité, les taches correspondant aux réflexions successives à l'intérieur de la cavité.

A température ambiante, le seuil ainsi obtenu est inférieur au seuil de la diode sans

cavité de plusieurs mA. Par exemple, nous avons obtenu pour une diode à 850 nm les résultats suivants:

diode	libre	sur réseau
seuil(mA)	25,4	18
eff.quantique différentielle(%)	61,6	46,0

Tableau 1

Le réseau affecte donc la réponse en puissance de la diode au courant qu'on lui envoie en réduisant le seuil, mais également l'efficacité quantique différentielle. Ceci permet, de préciser les ordres de grandeur relatifs à l'action du réseau, qui sont assez mal connus. Les données du constructeur indiquent un flux diffracté de l'ordre de 30%. Nos propres mesures laissent penser que seulement 24% de la lumière envoyée sur le réseau est diffractée sur l'ordre 1. Ceci constitue donc une augmentation considérable du coefficient de réflexion de la cavité, ce dernier valant seulement 4% sur la face de sortie de la diode libre. Toutefois, les pertes introduites par le réseau et celles déjà existantes dans le dispositif à diode libre limitent l'effet de l'augmentation du coefficient de réflexion, de sorte que le seuil n'est réduit que de 30%. La réflexion du réseau (ordre 0) est de 50% à 60%. Les pertes dues à l'ensemble du dispositif à réseau seraient de l'ordre de 30%, dont la moitié environ serait due, d'après les mesures faites sur le réseau, au réseau lui-même, et le reste aux pertes sur le trajet de retour vers la diode.

A.3 Accordabilité en fréquence Avec les diodes que nous avons utilisées, nous pouvons balayer un domaine de plus de dix nanomètres de part et d'autre de la fréquence du laser libre. La rotation du réseau modifie la longueur d'onde du laser par sauts de mode successifs, de 1,2 Å environ. Par ailleurs, la photodiode interne délivre parfois lorsque la diode est sur réseau, un signal extrêmement bruyant, qui indique que la rétroaction déstabilise le laser et provoque un important excès de bruit. De tels décrochages se distinguent des sauts de modes précédents (où la diode reste constamment couplée de manière stable

au réseau), en ce qu'ils peuvent ramener la diode sur un tout autre domaine de longueur d'onde que celui qui était parcouru. La fréquence de ces sauts augmente lorsque l'on se rapproche des extrémités du domaine spectral susceptible d'être couvert par le réseau. En outre, le courant de seuil augmente lorsque l'on éloigne la longueur d'onde du laser sur réseau de celle du laser libre.

Le réseau permet également de modifier la longueur d'onde de manière continue en se translatant grâce à la cale piézo-électrique sur laquelle il est collé. On ne modifie ainsi que la longueur de la cavité, et non la longueur d'onde renvoyée vers la diode par le réseau. Nous pouvons de la sorte balayer sans saut de mode une dizaine de GHz, ce qui couvre par exemple toute une raie d'absorption du Césium élargie par effet Doppler.

En revanche, les procédures d'ajustement par le courant et la température de la longueur d'onde d'une diode sur réseau sont très différentes de celles d'une diode libre. La variation de la fréquence avec le courant ou la température est en effet bien plus faible pour une diode sur réseau que pour une diode libre. Par exemple élever la température de la diode d'une quinzaine de degrés °C sans toucher le réseau ne permet pas de gagner plus de quelques dixièmes de nanomètres. En revanche, cela déplace vers de plus hautes longueurs d'onde le point de fonctionnement de la diode libre, et donc la plage de fréquence sur laquelle le réseau parvient à la stabiliser. Combiner ainsi l'action de la température, du courant et du réseau améliore significativement l'accordabilité des diodes laser: alors que la plage de balayage est de 18 à 20 nm avec le réseau seul, elle passe à 25 nm grâce une excursion en température de $\pm 15^\circ$ (compatible avec la régulation interne de la diode par effet Peltier).

Le montage de la diode sur réseau permet donc, en associant aux capacités d'ajustement de la longueur d'onde déjà disponibles sur les diodes libres, une exploration discontinue (par rotation du réseau) et un balayage continu (par translation du réseau), de couvrir un domaine de longueur d'onde important avec une grande souplesse.

B. Bruit de la diode sur réseau

Le montage sur réseau est le premier dispositif grâce auquel nous avons pu observer une compression du bruit d'intensité des diodes laser. Alors que les diodes libres avaient au mieux montré des régimes de faible bruit caractérisés par des excès de bruit de l'ordre de 2 dB au dessus du bruit quantique standard, nous montrerons que, montées sur réseau, une partie des diodes que nous avons utilisés ont présenté des résultats très proches de ceux que laissait espérer le modèle théorique présenté au chapitre I.

B.1 Performances des diodes et comportement modal Les performances des diodes SDL des séries 5410 et 5420 témoignent d'une dépendance encore inexpliquée en fonction de la longueur d'onde nominale du composant étudié. Ainsi la meilleure compression de bruit d'intensité a été obtenue pour des diodes à 852 nm⁹; celles à 848 ont montré des performances légèrement en retrait. Vers 828 nm, il n'a pas été possible de descendre sous le bruit quantique standard; enfin, vers 805 à 810 nm, la compression du bruit d'intensité était médiocre, de moitié plus faible que celle obtenue avec les diodes à 852 nm. Les meilleurs résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant :

Compression de bruit (%)	mesurée	corrigée des pertes
température ambiante	24	31
régime cryogénique	16	25

Tableau 2

Les résultats obtenus en régime cryogénique sont donc légèrement moins bons que ceux obtenus à l'ambiante. La pertinence de la comparaison est certes limitée par le fait que ces résultats ne proviennent pas de la même diode. Pour les meilleures mesures réalisées à température ambiante, la longueur d'onde nominale¹⁰ du composant retenu était 852 nm, alors qu'elle n'était que de 848 nm pour le composant ayant montré le meilleur

⁹longueur d'onde mesurée sur la diode libre, à 25°, et pour un courant spécifié par le fabricant (de l'ordre de 150 mA)

¹⁰longueur d'onde mesurée sur la diode libre, à 25°, et pour un courant spécifié par le fabricant (de l'ordre de 150 mA)

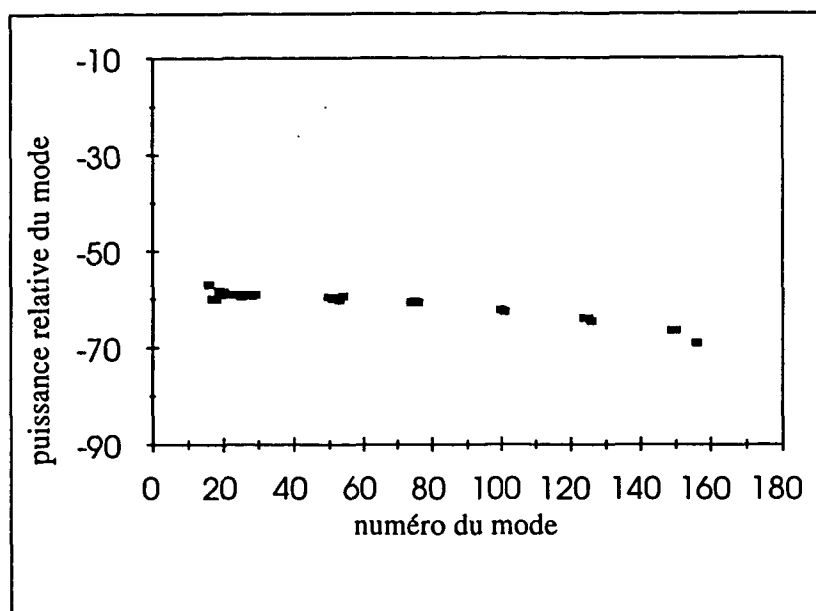


Figure 2-31: Puissance des modes latéraux d'une diode sur réseau à température ambiante

comportement en régime cryogénique. (Lors des expériences de cryogénie, aucune diode de longueur d'onde nominale 852 nm n'était disponible.) Or, on sait que les performances observées peuvent varier d'une diode à l'autre et *a fortiori*, d'un composant à l'autre.

L'analyse du comportement modal des diodes fournit un élément de comparaison plus pertinent. En effet, le comportement modal des diodes sur réseau est très différent de celui des diodes libres. Le réseau atténue considérablement les modes latéraux. A température ambiante, les premiers qu'il est possible de distinguer sont inférieurs au principal de plus de 50 dB et les suivants tombent rapidement à plus de 60 dB d'atténuation. Le laser sur réseau apparaît donc comme une excellente réalisation expérimentale d'un laser monomode à bruit d'intensité comprimé sous le bruit quantique standard.

Or, en régime cryogénique, le réseau connaît d'évidentes difficultés pour supprimer les modes latéraux. Sur certaines diodes, le meilleur compromis obtenu consiste en un comportement bimode, le second mode étant environ six fois plus faible que le premier. Ces difficultés ne sont pas surprenantes lorsque l'on connaît le comportement des diodes

libres refroidies, fortement multimodes dans la plupart des cas (cf.2.2.2.B.3). Aussi, parce qu'un comportement monomode, avec une atténuation des modes latéraux d'au moins 30 dB, apparait sur ce type de diode comme un préalable nécessaire à la compression du bruit d'intensité, il est beaucoup plus délicat d'obtenir cette compression en régime cryogénique. Nous avons néanmoins pu obtenir jusqu'à 16% de compression dans de telles conditions avec un réglage du réseau très critique. Ces résultats n'ont en outre été possibles que sur certaines plages de courant très étroites et pour des courants assez faibles, car un fort courant d'alimentation multiplie les modes oscillants et accroît le bruit de la diode dans des proportions énormes. De plus, alors qu'à température ambiante l'effet du réseau est défini de façon relativement précise et reproductible (cf. supra), cet effet est nettement plus faible et plus variable en régime cryogénique, puisque l'atténuation par rapport au principal mesurée sur les premiers modes observables varie entre 45 et 30 dB. L'écart entre modes, de 1,05 Å, est légèrement plus faible qu'à l'ambiante.

Il est important de comparer la compression du bruit d'intensité obtenue, avec l'efficacité quantique totale du dispositif [55], c'est à dire le rapport de conversion du courant d'alimentation de la diode en courant débité par les photodiodes. Ce rapport donne la valeur maximale de la compression que l'on peut espérer obtenir en appliquant le principe de la pompe régulière. En effet, en supposant le bruit du courant d'alimentation négligeable devant le bruit quantique standard correspondant à un flux d'électrons identique, on sait qu'une conversion imparfaite des électrons en photons ramène le bruit du flux de photons vers le bruit quantique standard correspondant, en proportion des pertes subies. Une fois la lumière sortie de la cavité, les pertes optiques ramènent le bruit du faisceau vers le bruit quantique standard selon le mécanisme bien connu. C'est donc l'efficacité de conversion de l'ensemble de la chaîne qu'il faut prendre en compte pour estimer les facteurs limitant la compression effectivement mesurée. Nous constatons, d'après le comportement des lasers que nous avons étudiés (cf. fig.2-32), qu'à température ambiante, l'efficacité quantique de conversion globale apparait comme une limite dont la compression de bruit d'intensité du laser se rapproche lorsque la puissance augmente. En revanche, en régime

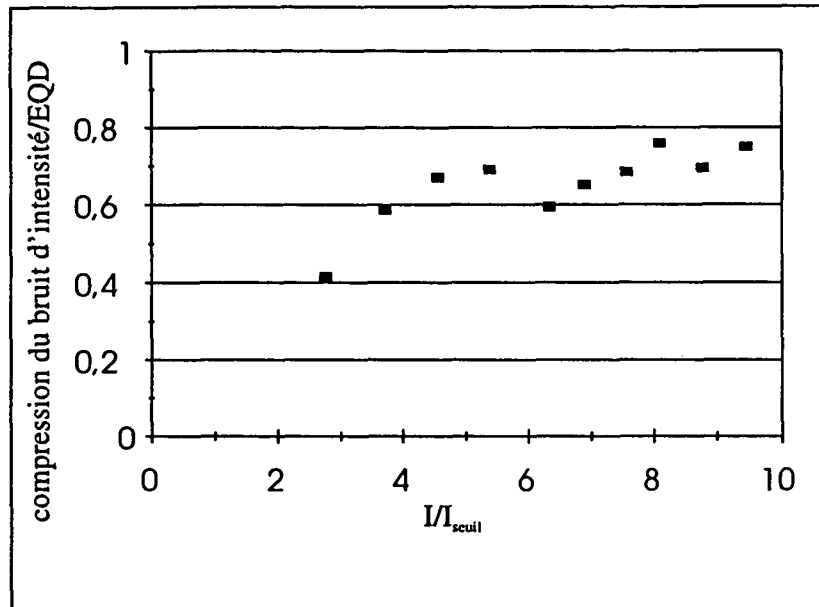


Figure 2-32: Compression du bruit d'intensité observé sur une diode sur réseau à température ambiante, rapportée à l'efficacité quantique de la diode.

cryogénique, ce rapport dépend peu du rapport au seuil, et tend même à se dégrader avec ce dernier. A température ambiante la compression du bruit d'intensité peut atteindre 75 % de l'efficacité quantique totale du dispositif. En régime cryogénique, elle peut atteindre 80 % de cette valeur peu après le seuil et se dégrader jusqu'à 60 % par la suite.

La température constitue donc un paramètre déterminant pour le bruit d'intensité des diodes. En effet, diminuer la température, même dans des proportions modestes, contribue à réduire significativement le seuil de la diode sur réseau. Ce dernier peut passer, par exemple, de 18 mA à 25 °C à 14 mA à 5°C. Cet abaissement du courant de seuil, en réduisant la valeur des courants d'alimentation nécessaires à l'obtention d'un même taux de pompage (le paramètre r utilisé dans la partie théorique), peut être suffisant pour augmenter la compression du bruit d'intensité. En revanche, lorsque la température diminue dans de trop grandes proportions, d'autres effets apparaissent, qui ne favorisent pas la compression du bruit d'intensité (cf. supra). C'est pourquoi le fonctionnement de la diode vers 5 à 10°C a été retenu et a permis d'obtenir les meilleurs résultats de

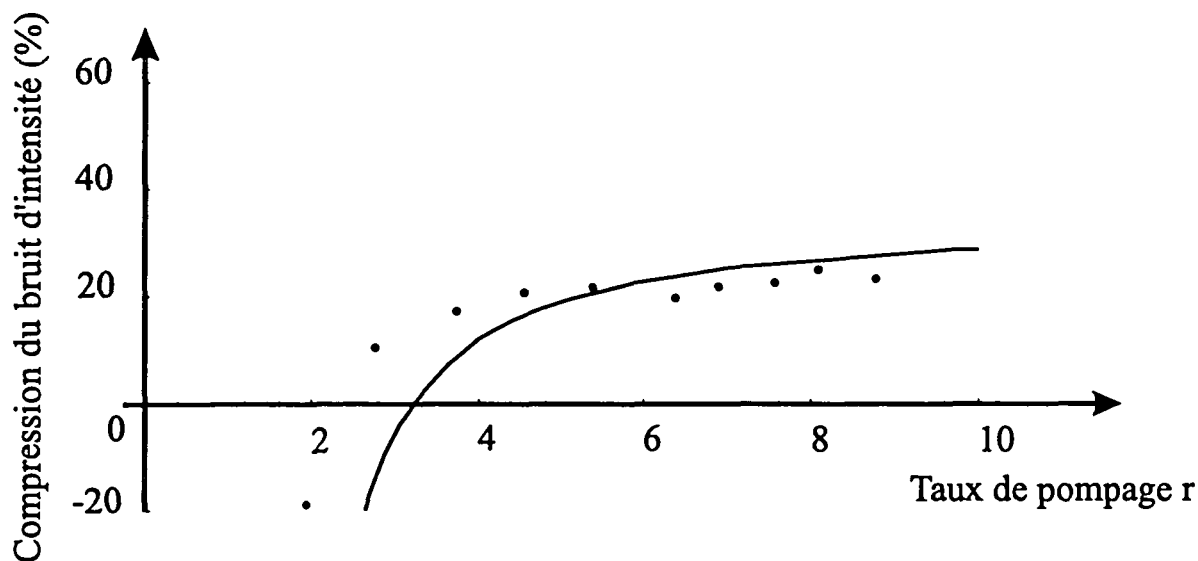


Figure 2-33: Evolution de la compression de bruit d'intensité d'une diode sur réseau en fonction du taux de pompage I/I_{th}

compression de bruit.

B.2 Comparaison avec les prévisions du modèle Si l'efficacité quantique totale apparaît comme la limite des performances du dispositif utilisé, il est important d'étudier plus finement l'évolution de la compression du bruit d'intensité avec le pompage, afin notamment de comparer les résultats expérimentaux aux prévisions théoriques.

Nous avons étudié la réduction du bruit en fonction du courant afin d'analyser l'application du principe de la pompe régulière (fig.2.31). On constate que la compression augmente avec le taux de pompage, et que le bruit d'intensité est supérieur au bruit quantique standard lorsque ce rapport est proche de 1, ce qui correspond qualitativement au comportement théorique, superposé, sur la figure 2-33, aux résultats expérimentaux de la figure 2.31.

Cependant, le modèle ne peut rendre compte du fait que la diode est capable d'émettre une lumière comprimée pour des taux de pompage inférieurs à 3; cela indique

que le domaine de validité de ce modèle concerne plutôt des taux de pompage un peu plus élevés, comme le montre la meilleure adéquation entre courbe théorique et données expérimentales pour des taux de pompage supérieurs à 5.

Les valeurs des constantes utilisées pour les prévisions théoriques correspondent à un laser avec une inversion de population presque parfaite et dont l'efficacité quantique intrinsèque (conversion des électrons en photons) vaut 1. Le coefficient η est alors ajusté à la valeur de l'efficacité quantique totale du dispositif. De plus, pour rendre compte des niveaux de bruit mesurés pour de forts taux de pompage, nous avons introduit un bruit sur la pompe en fixant le bruit de pompe réduit s (défini en 1.95), tel que $s = 0,1$ (cf. fig. 2-33).

Les données expérimentales confirment donc, à température ambiante les prévisions théoriques et notamment l'incidence du taux de pompage sur la compression attendue. En régime cryogénique, si le modèle rend convenablement compte de l'ordre de grandeur des meilleures compressions de bruit observées, la divergence entre l'évolution théorique et l'évolution expérimentale du bruit en fonction du taux de pompage montre que pour de tels régimes, des mécanismes nouveaux interviennent, que le modèle ne prévoit pas. Il en est de même, à température ambiante, lorsque le pompage devient trop intense. Le bruit d'intensité peut en effet de nouveau dépasser le bruit quantique standard pour de trop forts courants d'alimentation (fig.2-34). En régime de forte puissance (au delà de 120 mA), les diodes ne restent pas toujours monomodes et le réglage du réseau est plus délicat. Aussi, c'est à 110 mA que nous avons obtenu, à température ambiante, la plus forte compression du bruit d'intensité sur réseau: 31 % corrigé des pertes, en sortie de diode.

La validité du modèle apparaît donc liée au comportement modal du laser. Lorsque ce dernier s'écarte d'un fonctionnement monomode, le bruit d'intensité observé apparaît nettement en retrait des prévisions théoriques.

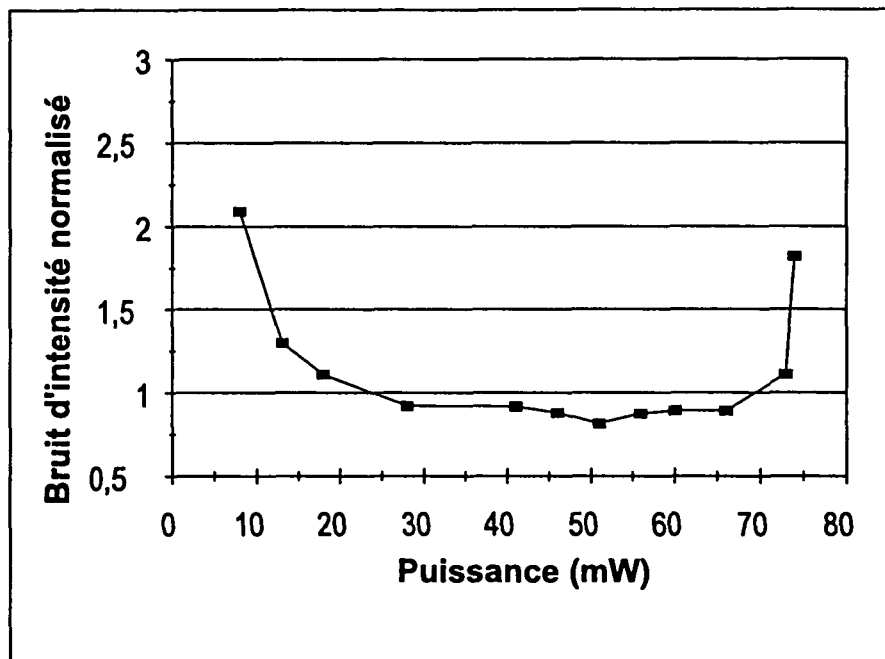


Figure 2-34: Evolution de la compression du bruit d'intensité d'une diode laser en fonction de la puissance.

2.2.4 Diode injectée

Nous avons présenté le principe de l'injection dans la partie théorique. Les expériences que nous avons menées ont concerné des lasers à température ambiante et des lasers refroidis en cryostat. A chaque fois la diode injectée l'était par une autre diode.

Comme le montage sur réseau, l'injection est une technique d'affinement de raie. Cependant, elle altère beaucoup moins que le réseau la courbe de caractéristique courant puissance de la diode, et permet une compression du bruit d'intensité supérieure à celle du réseau.

A. Manipulation des diodes injectées

A.1 Réalisation du montage à injection Le montage à injection doit respecter deux contraintes: d'une part il doit assurer un bon couplage entre le faisceau injecté et la cavité de la diode esclave, d'autre part il doit éviter tout retour de lumière de la cavité esclave vers la cavité maître. Ces impératifs sont contradictoires, puisque la face arrière des diodes étant hautement réfléchissante, le faisceau injecté est d'autant mieux réfléchi que le couplage, et donc l'alignement, est bon. De plus, il faut parvenir, au prix des plus faibles pertes possibles, à séparer le faisceau émis par la diode esclave du faisceau émis par le maître. C'est pourquoi les isolateurs optiques forment le coeur du montage. Nous avons adopté deux types de montage, obéissant tous deux aux mêmes principes (fig.2-35 et 2-36).

Le laser maître est constitué par une diode sur réseau, dont la longueur d'onde nominale est, à quelques nanomètres près, égale à celle de l'esclave. Le dispositif habituel aux diodes en général, tel qu'il a été présenté plus haut, permet d'obtenir le faisceau maître. Ce dispositif comprend une lame demi-onde, une paire de prismes anamorphoseurs et un isolateur optique pour protéger le laser du retour de lumière. Le faisceau maître est envoyé vers l'esclave à travers un second isolateur optique. Sa réflexion sur la face arrière de la diode esclave a exactement la même polarisation que le champ émis par cette diode. Ce champ émis par l'esclave est donc dévié, avec le reste du faisceau maître réfléchi par

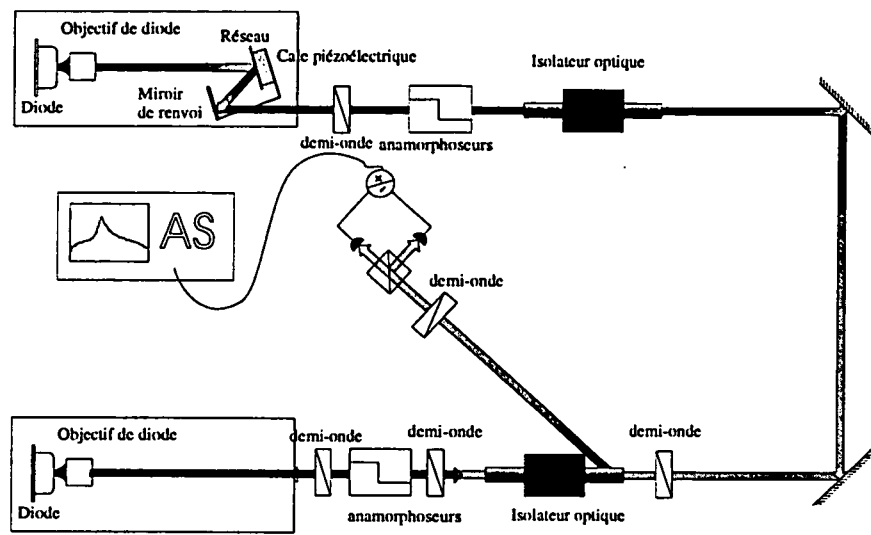


Figure 2-35: Montage à injection

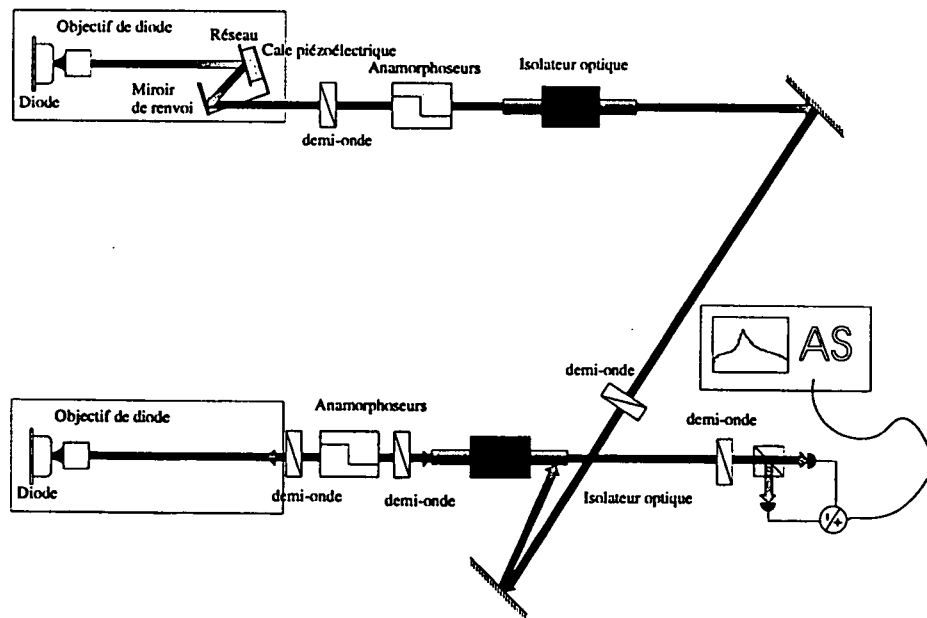


Figure 2-36: Montage à injection

l'esclave, par une des fenêtres de sortie latérales de l'isolateur (fig.2-35). Ce faisceau est alors disponible pour être envoyé sur la détection équilibrée ou le monochromateur. Une variante de ce montage, présentée en fig.2-36 consiste à introduire le faisceau maître par une fenêtre latérale de l'isolateur, et à utiliser la fenêtre d'entrée centrale de l'isolateur pour faire passer le faisceau de sortie du laser esclave. Cette variante a été retenue parce qu'elle réduit les pertes subies par l'esclave au passage de l'isolateur.

Ce type de montage exige un grand nombre de lames demi-onde, qui permettent d'adapter la direction de polarisation à chaque tronçon du trajet. Il faut une lame devant chaque anamorphoseur, dont l'orientation, intangible, est dictée par la position de la diode. Dans le cas du laser maître, on adapte l'isolateur à la direction de polarisation du faisceau maître en le tournant de l'angle nécessaire; en revanche, pour le laser esclave, l'utilisation d'une fenêtre latérale exige une certaine orientation de l'isolateur correspondant, et une lame demi-onde adapte à cette orientation la direction de polarisation du faisceau esclave sortant de l'anamorphoseur. Une dernière lame demi-onde, placée juste avant que le faisceau maître ne pénètre dans l'isolateur, permet d'ajuster la puissance injectée dans l'esclave en faisant varier la part du maître réfléchi par le polariseur à l'entrée de l'isolateur.

Dans la mesure où une diode sur réseau est largement plus immunisée qu'une diode libre contre les effets déstabilisants du retour de lumière, l'ensemble constitué de la diode sur réseau et du premier isolateur présente déjà un bon degré de protection, que le second isolateur contribue à renforcer. De plus, la puissance injectée dans l'esclave est assez faible, puisqu'elle ne représente pas plus de 5 mW. Les pertes optiques, qui se cumulent sur l'aller et le retour limitent également les risques de perturbation du maître.

Il est donc important d'avoir une bonne réjection sur chaque isolateur, et une excellente transmission sur celui par lequel sort le faisceau esclave. Nous avons utilisé soit deux isolateurs Isowave, soit un isolateur Isowave et un isolateur OFR, dont la transmission est meilleure. Les isolateurs Isowave sont conçus pour 810 nm, l'OFR est accordable sur plusieurs dizaines de nanomètres autour de cette longueur d'onde, ce qui permet d'obtenir

une excellente transmission sur l'ensemble du domaine spectral que nous avons exploité. Les performances moyennes que nous avons obtenues sur ces isolateurs sont les suivantes:

Isolateur	Transmission	Réjection
OFR	95%	39dB
Isowave	80-83%	37-38dB

Pour réaliser le montage, il faut aligner indépendamment chaque diode avec son dispositif optique propre. Ensuite, il faut soigneusement superposer les taches de chaque laser sur les miroirs permettant d'injecter le maître dans l'isolateur. La tache de l'esclave est évidemment très faible puisqu'elle prend l'isolateur à revers. Néanmoins, parfaire l'alignement dans cette direction comporte d'évidents risques de retours de lumière indésirables. Une fois les taches superposées sur les miroirs, il faut vérifier la superposition le plus près possible de l'objectif de la diode esclave. La superposition sur les miroirs doit conduire, sous réserve que les fréquences des deux lasers soient convenablement accordées, à observer les premiers effets de l'injection. Il reste alors à les optimiser par un réglage fin de l'alignement et en jouant sur l'accord des fréquences.

A.2 Conditions d'injection Le montage à injection est un montage dont les effets sont très sensibles à l'alignement, mais dont les conditions de mise en oeuvre sont assez faciles à respecter avec le dispositif que nous avons retenu. En effet, pour ce type de montage aux symétries évidentes, nous avons respecté ces symétries en utilisant deux lasers de même type de laser, munis de la même optique de collimation [18]. Malgré la qualité optique limitée du faisceau émis par les diodes, le fait d'utiliser deux diodes dont le faisceau a la même ouverture numérique et de collimater puis de focaliser le faisceau maître avec le même modèle d'objectif a probablement facilité le couplage entre le faisceau maître et la cavité esclave. Toutefois, le réglage de la collimation est difficile à obtenir lorsque le laser injecté est refroidi en cryostat. On ne peut en effet régler précisément la collimation dans ce cas en raison des effets thermiques qui modifient plus ou moins arbitrairement le réglage effectué à température ambiante. Pour autant, l'asservissement

du laser en cryostat par le maître était effectif.

L'injection exige également un bon accord en fréquence entre les deux lasers. Le laser esclave oscillera sur celui de ses modes longitudinaux le plus proche du mode du laser maître. Ce mode longitudinal n'est donc pas nécessairement le mode principal. Cependant, il ne doit pas se situer trop loin de celui-ci sur la courbe de gain de la diode. Plus précisément, si le laser libre est naturellement monomode, la plage de longueur d'onde sur laquelle l'asservissement est possible sera plus étroite que si le laser exhibe, comme en régime cryogénique, une trentaine de modes de même ordre de grandeur. Dans le cas du laser monomode, il est possible d'asservir sur une plage de l'ordre de 1 nm de part et d'autre de la longueur d'onde du laser libre. Dans le cas d'un laser multimode c'est possible sur plusieurs nanomètres. De plus, il est possible de modifier légèrement la fréquence du laser maître d'un GHz environ, sans détruire l'asservissement, de sorte que le laser injecté possède une réelle capacité de balayage en fréquence, suffisante notamment pour couvrir des raies d'absorption atomiques. Le principal défaut du montage à injection par rapport au montage à réseau réside probablement dans la moindre compacité et la plus grande fragilité du montage à injection vis à vis des perturbations extérieures.

A.3 Caractéristiques générales des diodes injectées L'injection est une technique qui améliore considérablement les performances des diodes, notamment par la réduction de la largeur de raie. Le laser injecté est balayable en fréquence (2.2.4.A.2); en fait ce dispositif permet d'obtenir un laser accordable, dont l'accordabilité correspond à celle autorisée à la fois par la diode maître, qui est une diode sur réseau, donc accordable sur une vingtaine de nanomètres (2.2.3.A.3), et par la diode libre (2.2.2.A.2). Une même diode a ainsi pu être injectée à 848 nm à température ambiante et à 805 nm en régime cryogénique. Le dispositif cryogénique ne permettant pas de faire évoluer la température, la longueur d'onde d'injection à basse température ne peut être modifiée que dans les limites définies par les conditions d'injection (2.2.4.A.2). En revanche, à température ambiante, on peut, à l'aide de la régulation de température par Peltier, choisir la longueur

d'onde sur une plage de plusieurs nanomètres.

Contrairement au montage sur réseau, l'injection ne modifie que marginalement la courbe de caractéristique courant-puissance. En principe, dans le cas d'un laser injecté, il n'y a pas de seuil (même si on ne pompe pas, il reste toujours en cavité le champ injecté), et les caractéristiques du laser (cf. chapitre I) dépendent de la puissance injectée. En réalité, la puissance injectée est faible et on peut aisément définir un seuil expérimental, le comportement en puissance de la diode n'étant que légèrement affecté par la puissance du champ injecté, et seulement très près du seuil. Ainsi, l'efficacité quantique de la diode injectée est pratiquement identique à celle de la diode libre, ce qui, d'après le modèle présenté au chapitre I, autorise une compression du bruit d'intensité bien supérieure à celle obtenue avec les diodes sur réseau. C'est d'ailleurs ce qu'ont montré nos résultats expérimentaux.

B. Bruit des diodes injectées

Le bruit est le critère que nous observons pour optimiser le réglage de l'injection. Il existe d'autres façons de contrôler le phénomène d'injection, notamment en observant le faisceau à l'aide d'un Fabry-Pérot. Or l'observation du bruit est notre principal centre d'intérêt et c'est aussi un témoin assez fidèle et explicite de ce phénomène.

Au sein du montage, de nombreux paramètres sont ajustables, que l'on peut rassembler en trois groupes:

- l'alignement, principalement assuré par les deux ou trois miroirs de couplage des deux cavités, mais également influencé par la collimation des diodes.

- l'accord en fréquence, obtenu préalablement à l'aide du réseau et par variation du courant ou de la température du maître

- la puissance injectée dans l'esclave, qu'il est préférable de faire varier en tournant la lame demi-onde qui introduit le faisceau maître dans l'isolateur optique de l'esclave.

La variation du courant du maître participe de ces deux derniers registres, ce qui rend son rôle assez ambigu. De manière générale c'est avant tout la variation de fréquence

plutôt que la variation de puissance qui est sensible et qui dicte le réglage du courant du maître. En effet, si les longueurs d'onde du maître et de l'esclave sont très éloignées, on s'efforce de superposer à l'aide du spectromètre le mode principal du maître et celui de l'esclave oscillant librement. Si les deux longueurs d'onde sont *a priori* peu éloignées, on fait varier directement le courant du maître sur plusieurs dizaines de mA afin de repérer les plages d'injection. Au sein de ces plages on optimise ensuite l'alignement et la puissance injectée. A température ambiante on observe alors généralement plusieurs plages assez larges présentant en leur milieu un bruit d'intensité comprimé. On se place alors au point de courant le plus favorable. En régime cryogénique, ces plages sont très étroites, réduites à quelques mA pour lesquels le bruit s'effondre brutalement.

B.1 Performances de l'injection et comportement modal Nous avons réalisé deux montages à injection. L'un autour de 850 nm et l'autre, avec cryogénie, autour de 810 nm. Dans le premier montage, les deux diodes étaient à température ambiante; dans le second, une des diodes, dont la longueur d'onde nominale était de 853 nm, était refroidie vers -160°C, et oscillait autour de 817 nm. Les meilleures performances obtenues sont résumées dans le tableau suivant:

Compression de bruit (%)	mesurée	corrigée des pertes
température ambiante	27	42
régime cryogénique	20	33

Tableau 3

Deux comparaisons peuvent être tirées des tableaux 2 et 3 (cf. 2.2.3.B.1): d'une part l'injection donne, pour chaque régime de température, des performances supérieures à celles obtenues avec le réseau; d'autre part, les résultats sont moins bons en régime cryogénique qu'à température ambiante.

Avec les mêmes réserves que pour la diode sur réseau (cf. 2.2.3.B.1), il est en effet possible de comparer les performances obtenues par l'injection à température ambiante avec celles obtenues en régime cryogénique. Les moins bonnes performances observées

à basse température peuvent se justifier pour les mêmes raisons que pour la diode sur réseau, par le comportement modal des diodes refroidies, aisément multimodes.

A température ambiante, le comportement modal des diodes injectées est remarquable en ce qu'il propose une transition entre celui de la diode sur réseau et celui de la diode libre. L'atténuation des modes latéraux est en effet intermédiaire entre ces deux configurations. La puissance des premiers modes n'est écrasée que de 15 à 20 dB par rapport aux modes du laser libre, mais les atténuations respectives des modes latéraux deviennent à peu près semblables à partir du cinquantième mode. Elles ne tendent à rejoindre celle du laser sur réseau que pour des modes bien plus lointains.

Le bruit des modes du laser injecté, mesuré en sortie du monochromateur, révèle systématiquement un excès de bruit du mode principal par rapport au bruit quantique standard, alors même que le bruit d'intensité du faisceau à l'entrée du monochromateur est comprimé en intensité. C'est donc l'anticorrélation du bruit des modes latéraux avec celui du principal qui compense l'excès de bruit de ce dernier et permet la compression. Le laser injecté constitue donc un cas remarquable de laser multimode comprimé sous le bruit quantique standard.

Selon la qualité de l'alignement, mais pour une même compression du bruit d'intensité, le comportement modal du laser injecté peut varier considérablement, puisque l'excès de bruit du mode principal par rapport au bruit quantique peut passer de 10 dB à 1 dB, et l'atténuation en puissance des premiers modes de -44 à -49 dB.

En régime cryogénique, en revanche, l'atténuation des modes latéraux par l'injection est au moins aussi bonne qu'avec le réseau, sinon supérieure: les premiers modes observés (autour du dixième) sont environ 45 dB plus faibles que le principal. L'anticorrélation entre les modes peut être mise en évidence de la même manière en sortie du spectromètre.

Le montage à injection est celui qui nous a permis d'aboutir à la réduction de bruit la plus importante (fig.2-37). La comparaison avec le montage sur réseau est d'autant plus significative que, pour un même régime de température, les mêmes diodes ont permis d'établir les compressions de bruit rapportées dans les tableaux 2 et 3. La supériorité

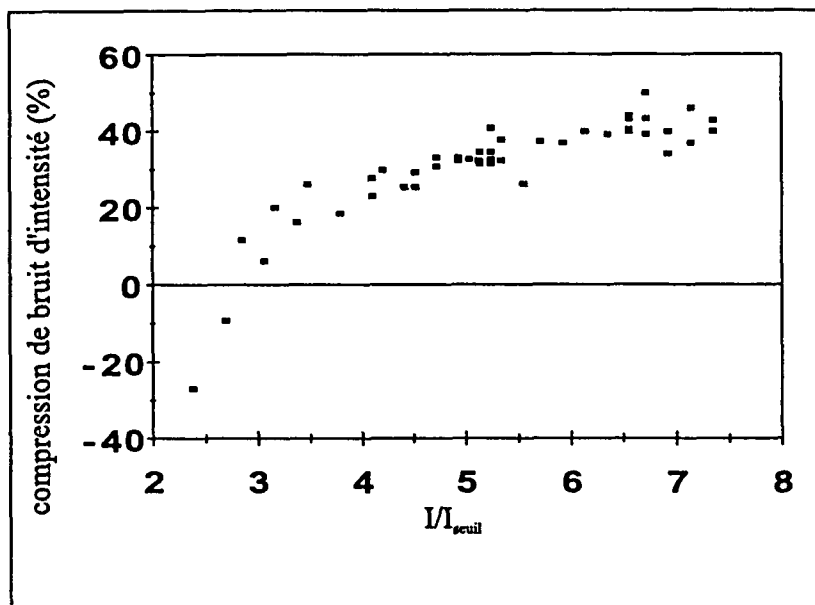


Figure 2-37: Compression du bruit d'intensité d'une diode injectée en fonction du taux de pompage.

du montage à injection provient de la meilleure efficacité quantique de ce dispositif, qui, contrairement au réseau, n'introduit pratiquement pas de pertes par rapport au fonctionnement de la diode libre (cf.2.2.4).

En effet, si l'on rapporte la compression de bruit obtenue à l'efficacité quantique globale du dispositif, le comportement des diodes injectées observé à température ambiante évolue avec le taux de pompage de la même manière que celui des diodes sur réseau (cf. fig. 2-32). Le rapport entre la compression atteinte et l'efficacité quantique globale culmine ainsi à 75 % pour les plus forts taux de pompage (fig. 2-38). En régime cryogénique, augmenter le taux de pompage au delà de 4 n'améliore pas le bruit d'intensité. La compression de bruit, rapportée à l'efficacité quantique globale, tend à se dégrader, et le rapport n'est que de 60 %, alors qu'il atteignait 80 % avec la diode sur réseau refroidie.

La mise en relation sommaire de la compression du bruit d'intensité avec l'efficacité quantique du laser confirme donc le principe de la pompe régulière tel que le décrit le

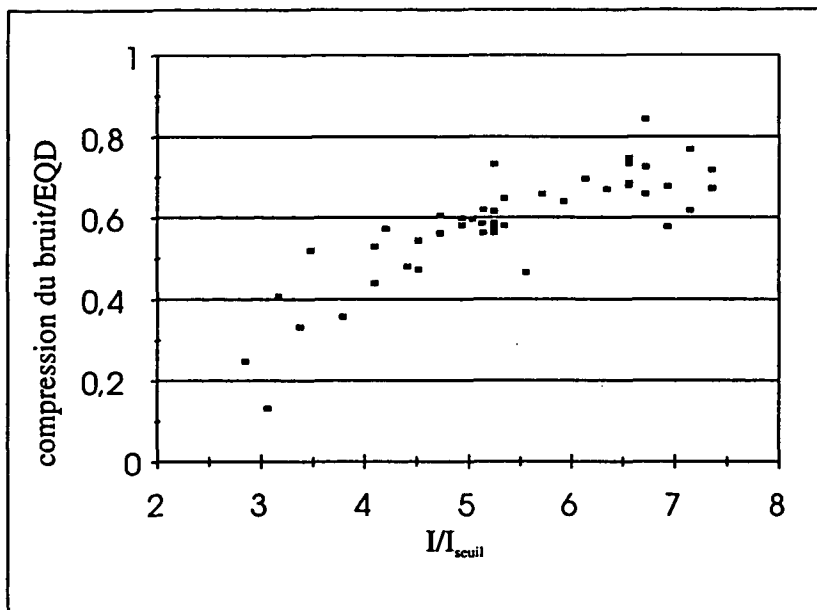


Figure 2-38: Compression du bruit d'intensité d'une diode injectée rapportée à l'efficacité quantique totale.

modèle présenté au chapitre I. Les excellentes performances des diodes injectées paraissent y trouver leur justification. Comme pour les diodes sur réseau, il convient de comparer prévisions théoriques et résultats expérimentaux.

B.2 Comparaison avec les prévisions du modèle Nous avons montré au ch. I que l'injection n'affecte le spectre basse fréquence d'une diode que pour de forts niveaux d'injection, largement supérieurs à ceux pratiqués dans nos expériences. Ainsi, l'injection ne modifie aucunement l'application du principe de la pompe régulière, et, les résultats proposés par le modèle du laser libre sont les mêmes que ceux obtenus en utilisant le modèle du laser injecté. Les valeurs entrées dans le modèle sont donc, à l'exception de l'efficacité quantique différentielle globale du dispositif, les mêmes que pour le laser sur réseau.

A température ambiante, parce que le taux de pompage requis pour observer la compression du bruit d'intensité (~ 3) de la diode injecté est supérieur à celui mesuré avec

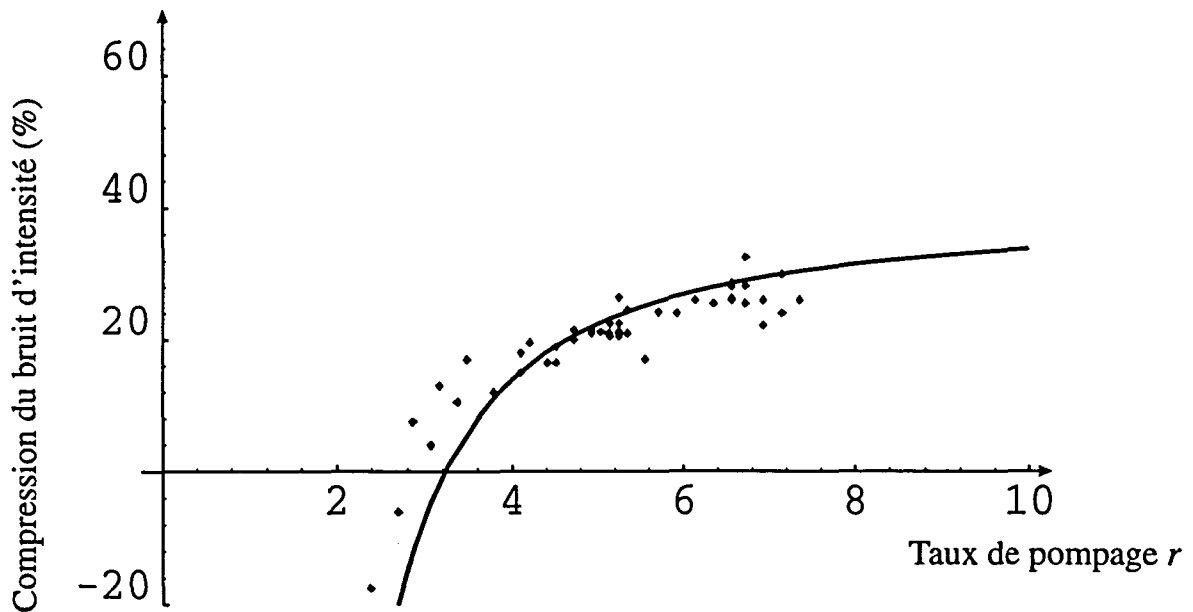


Figure 2-39: Evolution de la compression de bruit d'intensité d'une diode injectée en fonction du taux de pompage I/I_{th}

la diode sur réseau, le modèle présente une meilleure adéquation avec les mesures obtenues par injection (cf fig.2-39). Pour retrouver le niveau de compression obtenu aux forts taux de pompage, nous avons pris un bruit de pompe ($s = 0, 1$) identique à celui de la diode sur réseau. En régime cryogénique, les mêmes perturbations sont observées pour l'injection comme pour le réseau. L'augmentation du taux de pompage s'accompagne de phénomènes parasites réduisant la stabilité de la diode et favorisant un comportement multimode, de sorte que le modèle ne saurait rendre compte de la dégradation constatée. Il permet en revanche de la justifier qualitativement au moins en partie en attribuant l'excès de bruit à la dégradation de la corrélation du bruit entre modes.

Les diodes lasers nous ont donc servi à mettre au point des dispositifs très efficaces permettant l'émission d'états comprimés du rayonnement de manière reproductible et dans des proportions significatives. Si les conditions à réunir pour la réalisation de tels dispositifs sont relativement strictes et en rendent la mise au point délicate, elles sont en revanche relativement aisées à respecter pourvu qu'elles aient été convenablement

identifiées.

La comparaison des résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques du modèle présenté au ch. I permet justement d'expliquer les différences de comportement observées entre diode libre, diode sur réseau et diode injectée. L'évolution du bruit d'intensité avec le taux de pompage est ainsi mieux compris et correctement décrit.

Cette comparaison éclaire la mise en évidence expérimentale du principe de la pompe régulière en montrant comment le comportement modal du laser conditionne l'effet d'une pompe régulière. Le fonctionnement monomode du laser, ou, à défaut, un fonctionnement légèrement multimode préservant les corrélations entre modes, apparaît ainsi comme une condition essentielle à l'émission d'états comprimés du rayonnement au moyen d'une pompe à faible bruit. Ce résultat permet notamment de justifier l'effet et l'intérêt des techniques de réduction de largeur de raie employées, qui concourent précisément à l'établissement d'un tel fonctionnement. Il permet également, à partir des observations faites sur la diode libre, d'expliquer les moindres performances obtenues en régime cryogénique.

Chapitre 3

Minicristaux lasers

Les minicristaux que nous avons étudiés sont de petits cristaux de YAG ou d' YVO_4 dopés au Néodyme, de moins d'un millimètre d'épaisseur, fabriqués au LETI. Ces lasers, pompés par un rayonnement vers 810 nm, émettent de la lumière laser infrarouge à 1064 nm. Outre l'intérêt pratique que suscitent de tels éléments par leur compacité et leur qualités optiques, ils proposent un nouveau champ d'application original au principe de la pompe régulière. Ces cristaux présentent en effet un certain nombre de traits communs avec les diodes laser qui encouragent l'étude de l'influence du bruit de pompe et la recherche des états comprimés du rayonnement qu'ils sont susceptibles de produire. Ces traits communs concernent notamment le bruit de pompe, qui peut être modifié dans de grandes proportions, et notamment réduit au-dessous du bruit quantique standard, et l'efficacité de conversion de la pompe, qui se traduit, dans le cas des minicristaux, par un rendement de conversion important des photons de longueur d'onde 810 nm en photons de longueur d'onde 1064 nm [5], [34], [70].

Si les caractéristiques des minicristaux paraissent moins favorables à la production d'états comprimés que celles des diodes laser, la théorie montre néanmoins qu'il devrait être possible d'obtenir des états dont le spectre de bruit d'intensité témoigne à basse fréquence d'une réduction du niveau du bruit au-dessous du bruit quantique standard. Un tel résultat ne peut certes être obtenu que sous des conditions de pompage difficiles à

réaliser, mais les récentes performances obtenues au moyen de diodes laser [33], avec 65 % de compression mesurés sous le bruit quantique standard, sont très encourageantes. Un inconvénient des minicristaux réside dans la dynamique de ce type de lasers, marquée par une oscillation de relaxation qui affecte profondément l'ensemble du domaine spectral observable, et qui tend à masquer les effets favorables d'un faible bruit de pompe.

Pour nous rapprocher des conditions les plus favorables à l'obtention de tels états, nous avons utilisé une diode SDL 5422-H1 montée sur réseau afin de réaliser un pompage à faible bruit. Toutefois, les niveaux de bruit d'intensité des faisceaux émis par les minicristaux restaient trop élevés par rapport aux attentes du modèle théorique. Nous avons attribué cet écart à des phénomènes non linéaires dus à la présence de l'oscillation de relaxation. Ces phénomènes sont très visibles à haute fréquence et pourraient également être à l'origine des excès de bruit observés à basse fréquence. C'est en effet pour des fréquences faibles devant celle du pic de relaxation que le modèle théorique prévoit, pour une pompe régulière, la réduction du bruit d'intensité au-dessous du bruit quantique standard.

Nous avons donc tenté de parvenir à des niveaux de plus faible bruit à basse fréquence en mettant au point un dispositif de rétroaction électro-optique qui réduise l'amplitude de l'oscillation de relaxation. Il s'agit d'un dispositif de rétroaction particulier, puisque nous lui interdisons de rétroagir à basse fréquence, sans quoi l'excès de bruit introduit par la rétroaction viendrait détruire l'éventuelle compression du bruit d'intensité attendue du laser (cf 1.3.3). Cette contrainte supplémentaire rend donc la mise au point de la rétroaction très délicate.

-Les résultats que nous avons obtenus mettent clairement en évidence l'importance du bruit de pompe et confirment que des niveaux de bruit très proches du bruit quantique standard peuvent être produits par les minicristaux laser lorsque l'on parvient à réduire le bruit à basse fréquence dû à l'oscillation de relaxation.

3.1 Dynamique de bruit des minilasers libres

3.1.1 Caractéristiques des minicristaux étudiés

Malgré l'apparente simplicité de ce type de laser, de nombreux paramètres interviennent, qui caractérisent soit le laser lui-même soit le dispositif de pompage. Une partie des paramètres à prendre en compte concerne la géométrie du laser et du dispositif de montage: épaisseur, degrés de liberté de réglage, focalisation du faisceau. Nous avons étudié plusieurs types distincts de minicristaux, de géométrie différentes, fournis par le LETI. L'ensemble des échantillons dont nous avons disposé se composait comme suit:

- un cristal de YAG: Nd plan-plan
 - dopé à 1,1 %;
 - présentation: puce microlaser $1 \times 1 \text{ mm}^2$
 - épaisseur 0,53 mm
 - support: plaque aluminium $2,2 \times 2,2 \text{ mm}^2$ avec un trou de 0,5 mm de diamètre
 - traitement des faces:
 - miroir d'entrée: $R > 99,5 \%$ à 1064 nm et $T = 85 \%$ à 810 nm
 - miroir de sortie: $R = 95 \%$ à 1064 nm et $R = 88 \%$ à 810 nm

- deux cristaux d'YVO: Nd plan-plan dopés à 2%;
 - dopé à 2 %;
 - présentation: puce microlaser $1 \times 1 \text{ mm}^2$
 - épaisseur 0,30 mm
 - support: plaque aluminium de 3 mm de diamètre avec un trou de 0,5 mm de diamètre
 - traitement des faces:
 - miroir d'entrée: $R > 99,5 \%$ à 1064 nm et $T \simeq 75 \%$ à 810 nm
 - miroir de sortie: $R \simeq 95 \%$ à 1064 nm et $T \simeq 75 \%$ à 810 nm

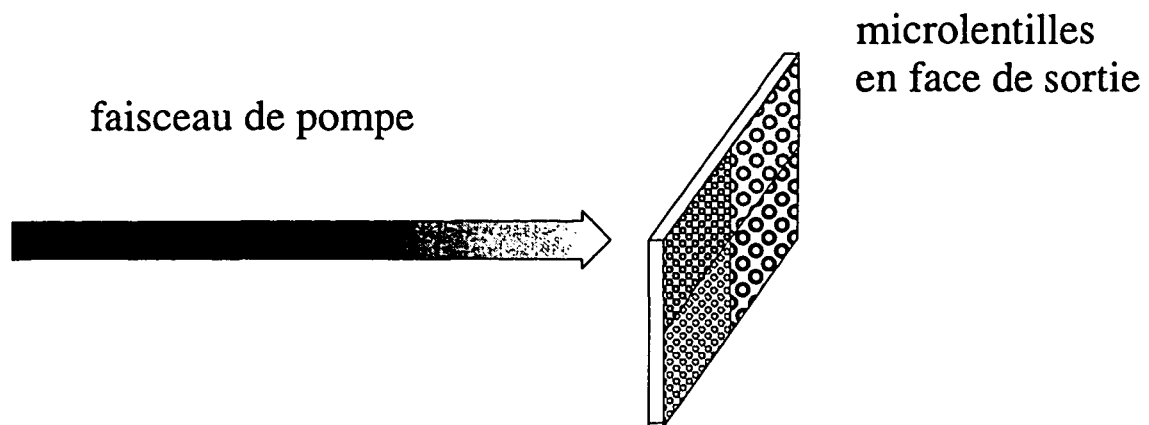


Figure 3-1: Substrat des microlentilles

- une plaque comportant quatre tableaux de minicristaux YAG: Nd plan-convexe, dénommés plus loin YAG-lentille

- dopés à 1 %;

- présentation: plaque de YAG: Nd dopé, comportant sur la face de sortie quatre zones de microlentilles de caractéristiques distinctes (fig. 3-1). L'effet lentille est produit par de petites calottes sphériques qui émergent du plan du substrat, et qui sont caractérisées par un diamètre à la base ϕ , un rayon de courbure r correspondant au rayon de la sphère, et un intervalle i entre calottes.

- Zone 1: $\phi = 150\mu m$, $r = 3mm$, $i = 50\mu m$

- Zone 2: $\phi = 150\mu m$, $r = 3mm$, $i = 10\mu m$

- Zone 3: $\phi = 200\mu m$, $r = 6mm$, $i = 10\mu m$

- Zone 4: $\phi = 200\mu m$, $r = 6mm$, $i = 50\mu m$

- épaisseur 0,79 mm

- traitement des faces:

- miroir d'entrée: $R > 99,5\%$ à 1064 nm et $T > 95\%$ à 810 nm

- miroir de sortie: $R = 95\%$ à 1064 nm et $T = 92\%$ à 810 nm

D'autres éléments sont plus difficiles à connaître avec précision. Il s'agit notamment

des caractéristiques propres au cristal dopé (section efficace d'absorption, constantes de relaxation, etc...) qui sont importantes car leur connaissance permet d'alimenter le modèle présenté en 1.2, et de comparer ainsi les mesures de bruit aux prévisions théoriques. Nous verrons dans la partie consacrée à la rétroaction que ce modèle joue un rôle important dans la conception d'un circuit de rétroaction adapté. Il est en fait possible de remonter à ces grandeurs, dont certaines, même pour le YAG, restent données avec une très mauvaise précision par la littérature, à partir d'observations expérimentales simples, données notamment par le spectre de bruit ou la courbe caractéristique puissance injectée-puissance émise. Cette dernière constitue un critère essentiel du fonctionnement du laser, et fait l'objet de mesures systématiques destinées à vérifier l'optimisation du réglage.

Parce que certaines imprécisions subsistaient sur certains des échantillons que nous avons utilisés, nous avons procédé également à des mesures permettant de déterminer les divers traitements optiques déposés les faces du laser ainsi que le dopage en Néodyme (cf.3.1.1.B). Ces incertitudes concernaient les cristaux d' YVO_4 : Nd, dont nous ignorions non seulement le dopage (cf. 3.1.1.B.5), mais également les caractéristiques à 810 nm des traitements optiques appliqués sur chaque face (cf.3.1.1.B.3).

A. Montage des minicristaux

Dans la mesure où certaines performances des lasers (notamment le seuil, l'efficacité quantique de conversion de la pompe et le comportement modal) sont étroitement liées au montage des minicristaux, nous commencerons par la description de ce dernier (cf. fig 3-2).

A.1 Diode de pompage La lumière de pompe est fournie par une diode laser du type de celles décrites au chapitre précédent. L'intérêt d'une telle source de pompage réside essentiellement dans le faible bruit d'intensité de ces diodes, dont les qualités optiques restent en revanche inférieures à celles d'un laser Titane-Saphire. Il est en effet important de disposer d'une source de faible étendue optique, ayant un profil gaussien

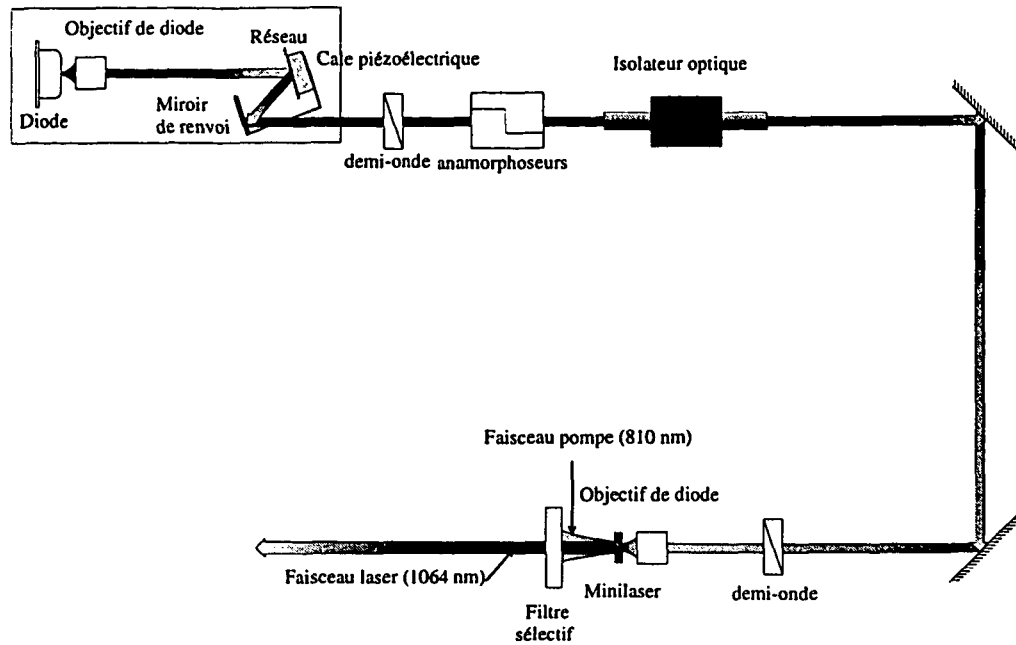


Figure 3-2: Dispositif de pompage des micristaux laser.

de qualité, susceptible d'être fortement concentrée au niveau du cristal, parce qu'une telle concentration de la puissance lumineuse permet de réduire la puissance de seuil d'oscillation.

Le faisceau émis par la diode est concentré sur le cristal par une lentille de très courte focale, du même type que celle qui sert d'objectif à la diode. Ce dispositif permet de focaliser le faisceau sur un diamètre de l'ordre de quelques micromètres, et s'est révélé satisfaisant pour le pompage des micristaux plan-plan. Il permet en particulier d'obtenir des valeurs pour le seuil d'oscillation comparables à celles obtenues au LETI avec un laser Titane-Saphir. En revanche, dans le cas des micristaux à lentilles, une trop grande section du faisceau de pompe au niveau du cristal suscite l'apparition de modes transverses. Nous avons effectivement observé un comportement très multimode des YAG-lentille, que nous avons attribué à la focalisation inadéquate du faisceau de pompe.

L'efficacité quantique de conversion de la puissance de pompe reste également comparable à celle obtenue au LETI. Le principal inconvénient du pompage par diode réside dans la faible puissance des diodes que nous avons utilisées (série SDL 5400), qui ne permet pas de pomper très au dessus du seuil. Nous sommes cependant parvenus à pomper l' $\text{YVO}_4:\text{Nd}$ jusqu'à neuf fois au dessus du seuil, ce qui, compte tenu des meilleures performances obtenues à ce jour avec les diodes laser [33], et d'après la discussion présentée en 1.2.3, représente le taux de pompage minimal pour observer la compression du bruit d'intensité à fréquence nulle.

A.2 Optimisation de la conversion de pompe Il s'agit d'un préalable à toute mesure sur les minicristaux. Pour chaque type de minicristal nous avons cherché à maximiser la puissance de sortie du minicristal pour une certaine intensité de la pompe, afin de minimiser la puissance de seuil et de maximiser l'efficacité différentielle de conversion de la puissance de pompe. Le résultat de ce réglage est décrit par une classique courbe caractéristique (puissance du minilaser en fonction de la puissance de pompe) définie par un seuil de pompe et une pente uniforme. Cette courbe optimale est caractéristique de chaque minilaser, et, une fois obtenue au terme des réglages initiaux menés sur le cristal considéré, elle constituait pour ce dernier la référence d'un alignement convenable, que tout nouveau réglage se devait de retrouver.

Les supports des minilasers utilisés sont de deux types: le YAG plan-plan et les deux cristaux d' YVO_4 plan-plan nous ont été fournis déjà collés sur une petite rondelle d'aluminium percée en son centre; le tableau de lentilles se présente sous forme d'une plaque carrée d'une vingtaine de mm de côté. Nous avons adapté chaque type de support à un dispositif comportant trois degrés de translation micrométriques, solidarisé à un bloc sur lequel est fixé l'optique de focalisation. Le faisceau de pompe est envoyé sur le minicristal au moyen de deux miroirs successifs. Une lame demi-onde destinée à tourner la polarisation de la pompe et placée juste avant la lentille de focalisation complète le dispositif de pompe (fig.3-2).

Afin de mesurer la puissance émise par le minicristal, nous avons séparé les faisceaux émis par le minilaser et par sa pompe au moyen d'un filtre sélectif. Le premier type de filtre utilisé était un dichroïque, que nous avons remplacé par un simple filtre en verre RG850 traité antireflet à 1064 nm, de 4 mm d'épaisseur, et présentant les caractéristiques suivantes:

	RG 850	Dichroïque
Transmission à 810 nm	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
Transmission à 1064 nm	0,95	0,97

Le processus de réglage comprend deux étapes. La première consiste à obtenir l'effet laser, la seconde à optimiser la puissance de sortie. Les deux principaux réglages nécessaires à l'obtention de l'oscillation laser concernent l'alignement du minicristal et la longueur d'onde de la pompe.

La première étape consiste tout d'abord, en l'absence d'oscillation laser du minicristal, à se mettre dans les conditions d'un alignement idéal: incidence normale et centrage correct du faisceau de pompe sur la face d'entrée du minicristal.

Le réglage le plus critique consiste ensuite à positionner convenablement le point focal du faisceau de pompe par rapport au minicristal. Afin de se rapprocher du positionnement optimal, nous faisons coïncider le point focal du faisceau de pompe avec la face d'entrée du minilaser. Un tel positionnement est proche à quelques dizaines de micromètres près du positionnement optimal; de plus il est facile à identifier, car le faisceau de pompe réfléchi par la face d'entrée du minicristal est alors collimaté.

La première étape se termine par le réglage de la diode de pompe. Nous faisons évidemment fonctionner cette dernière à forte puissance, et avec un miroir de renvoi solidaire du support de réseau, de manière à ce que la rotation du réseau perturbe le moins possible l'alignement obtenu (cf. 2.2.3.A). Le balayage de la longueur d'onde permet dans ces conditions d'obtenir l'oscillation laser.

La deuxième étape consiste alors, une fois le rayonnement à 1064 nm observé, à

optimiser la puissance de sortie en améliorant l'ensemble des réglages précédents.

A.3 YAG: Nd Le YAG plan-plan présente, une fois optimisé un seuil de 21 mW et une efficacité quantique différentielle de 32 % (cf. fig.3-3).

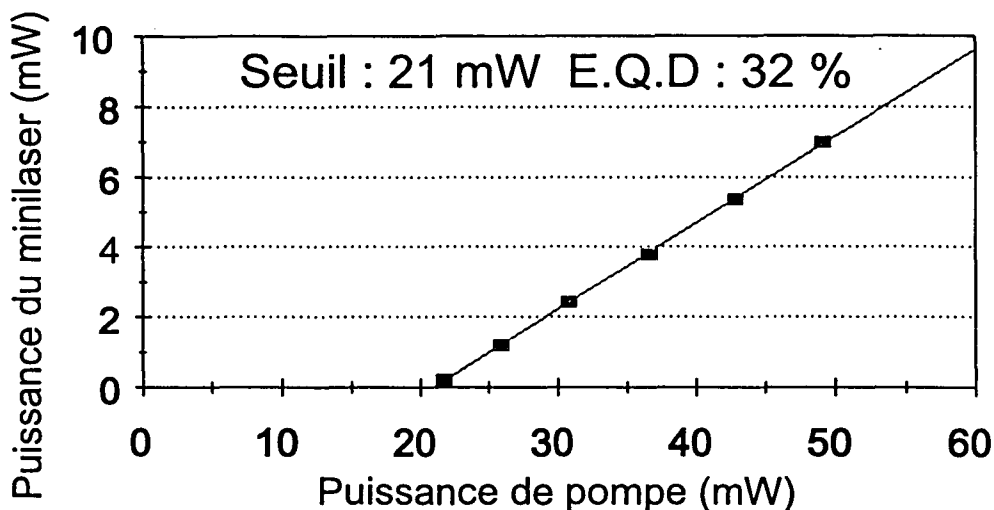


Figure 3-3: Caractéristique du Minicristal de YAG plan-plan

A.4 YAG-lentilles Les microlentilles permettent de stabiliser la cavité. Dans un minicristal plan-plan, cette stabilité est le fait de la focalisation thermique. De plus, en concentrant le faisceau de pompe et le faisceau laser, les microlentilles permettent de réduire considérablement le seuil du laser.

Les plus faibles seuils ont été observés sur les plus petites lentilles (zones 1 et 2, cf.3.1.1): de 2,1 à 4,4 mW (cf. fig.3-4). Les lentilles des deux autres zones ont montré des seuils de l'ordre 4,4 mW.

Toutes les lentilles essayées ont conduit à une efficacité quantique différentielle comprise entre 38 et 40 %. Ces valeurs sont très proches de celles obtenues au LETI avec un laser à Titane-Saphir.

Ces échantillons constituaient des prototypes issus d'un nouveau mode de fabrication des minilaser à cristaux [59]. D'une mini lentille à une autre, le comportement de ces

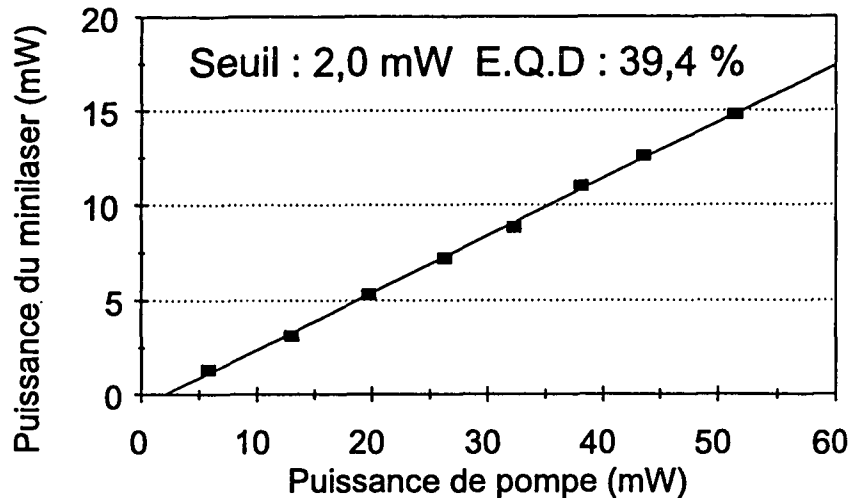


Figure 3-4: Caractéristique d'un minilaser YAG-lentille

lasers présente donc, au sein d'une même catégorie du tableau et sur les quelques tests que nous avons effectués, une bonne reproductibilité.

A.5 YVO₄: Nd Nous avons obtenu comme réglage optimal de l'échantillon n° 1 un seuil de 6 mW et une efficacité quantique différentielle de 35% (cf. fig.3-5). Le faisceau peut éventuellement présenter deux taches irrégulières, sans doute dues au mauvais état de surface d'une partie du cristal. L'échantillon n° 2 n'a jamais présenté d'aussi bons résultats, sans doute également à cause de son mauvais état de surface, plus sensible que sur le premier échantillon. L'efficacité quantique différentielle n'y est que de 19% et le seuil de 9 mW.

L'échantillon n°1 en polarisation la moins favorable présente un seuil de 8 mW mais une efficacité quantique différentielle de 15% seulement.

B. Traitement des faces des cristaux

Les informations dont nous disposons sur certains échantillons étaient incomplètes. Nous ignorons le dopage de l'YVO₄: Nd ainsi que le traitement de ses faces. C'est pourquoi

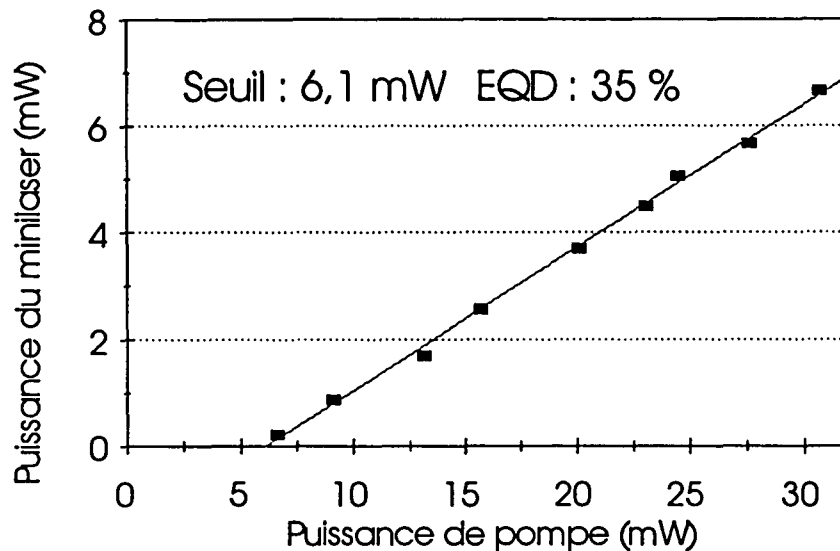


Figure 3-5: Caractéristique de l'YVO plan-plan

nous avons essayé d'obtenir ces valeurs en étudiant la réflexion et la transmission du faisceau de pompe par les minicristaux $\text{YVO}_4:\text{Nd}$ et YAG plan-plan.

B.1 Dispositif de mesure Le dispositif de mesure se greffe de la manière suivante sur le dispositif de pompage décrit en fig.3-2 : l'objectif de diode est remplacé par une lentille de focale 5 cm, solidaire comme ce dernier du bloc support. Cette lentille constitue un bon compromis dans la mesure où elle focalise suffisamment le faisceau de pompe pour qu'il traverse le support du minicristal en limitant les pertes par effet diaphragme à moins de 2% de la puissance incidente, et où le faisceau transmis est suffisamment peu divergent pour être convenablement mesuré en sortie du filtre sélectif grâce au microwattmètre. Devant la lentille, on dispose à 45° sur le trajet du faisceau une lame de verre non traitée.

On définit alors plusieurs points de mesure (cf. fig.3-6) qui permettront de remonter aux coefficients de réflexion R et de transmission T définis respectivement comme le rapport de la puissance de pompe réfléchiée par le minilaser sur la puissance de pompe incidente, et celui de la puissance transmise sur la puissance incidente. La transmission de

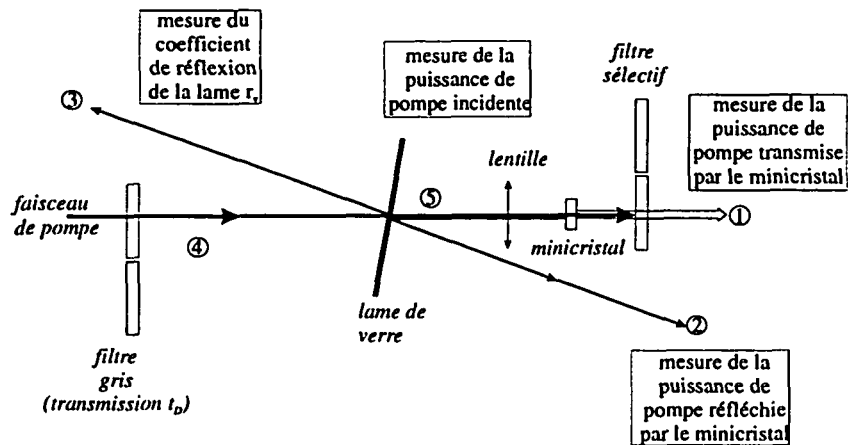


Figure 3-6: Dispositif de mesure de la puissance de pompe réfléchi et transmise par les minilasers.

la lentille est considérée comme parfaite (elle est au moins de 98%); on néglige également les pertes par effet de diaphragme à la traversée du cristal et le défaut de transmission du filtre sélectif (cf. 3.1.1.A.2). Nous avons besoin de connaître avec précision le coefficient de réflexion r_v de la lame de verre, ainsi que le coefficient de transmission t_D du filtre gris de densité $D \approx 1,3$, utilisé pour mesurer la puissance de la pompe, trop intense pour le microwattmètre.

Les mesures sont effectuées sous quatre conditions différentes ainsi combinées: avec et sans filtre sélectif, et avec et sans filtre gris. Le tableau suivant présente les conditions sous lesquelles sont effectuées les mesures en chaque point.

point de mesure	avec filtre gris		sans filtre gris	
	avec filtre sélectif	sans filtre sélectif	avec filtre sélectif	sans filtre sélectif
1	×	×	×	×
2			×	×
3			×	×
4			×	
5			×	

Lorsque le filtre gris est utilisé, le laser n'oscille pas, puisque la puissance injectée est trop faible, de sorte que l'on mesure une puissance nulle avec le filtre sélectif en sortie. En revanche, lorsque le laser oscille, il est important de faire la mesure avec et sans filtre sélectif afin de savoir quelle puissance sort à 810 nm et à 1064 nm. A cette fin, le microwattmètre est calibré à 1064 nm. La puissance mesurée avec le filtre sélectif est effectivement la puissance à 1064 nm. La valeur P_{lue} de la puissance lue sur le microwattmètre sans le filtre sélectif inclut également la puissance à 810 nm, avec la pondération suivante:

$$P_{lue} = P_{1064} + 2,3 \times P_{810} \quad (3.1)$$

Au moyen de cette pondération et à partir des mesures faites en (1) avec et sans filtre sélectif, on remonte aisément à la puissance de pompe réellement transmise par le minicristal. De même, la mesure de la puissance de pompe réfléchiée par la lame de verre en (3) avec et sans filtre gris nous donne la valeur de t_D pour la position occupée par ce filtre durant toute la série de mesure, ainsi qu'une valeur de r_v (en combinant (3) et (4)). Enfin, à partir de t_D , il est possible de remonter à la puissance de pompe réelle incidente en (4), et d'obtenir une seconde valeur du coefficient r_v de réflexion de la lame de verre. Il est important de mesurer ce coefficient systématiquement parce qu'il est sensible à la polarisation de la pompe et prend donc des valeurs différentes pour chaque cristal.

B.2 Analyse des mesures Afin d'interpréter les mesures des coefficients de réflexion R et de transmission T , nous utilisons un modèle très simple où la cavité laser est représenté par un Fabry-Pérot de longueur L connue dont la face d'entrée est définie, pour la longueur d'onde de la pompe, par les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude r_1 et t_1 , et la face de sortie par r_2 et t_2 . L'onde de pompe est assimilée à une onde plane dont la propagation dans le cristal est décrite par le vecteur d'onde k :

$$k = k' + ik'' \text{ où } k' = \frac{2\pi}{\lambda}n \text{ et où } k'' = \alpha/2 \quad (3.2)$$

$n = 1,958$ est l'indice du cristal à la longueur d'onde $\lambda = 810 \text{ nm}$ de la pompe, et α est le coefficient d'absorption du cristal à la longueur d'onde du laser de pompe (cette longueur d'onde étant déterminée en maximisant la puissance de sortie du minicristal).

On obtient:

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 e^{-2\alpha L} - 2r_1 r_2 e^{-\alpha L} \cos(2k'L)}{1 + r_1^2 r_2^2 e^{-2\alpha L} - 2r_1 r_2 e^{-\alpha L} \cos(2k'L)} \quad (3.3)$$

et

$$T = \frac{(1 - r_1^2)(1 - r_2^2) e^{-\alpha L}}{1 + r_1^2 r_2^2 e^{-2\alpha L} - 2r_1 r_2 e^{-\alpha L} \cos(2k'L)} \quad (3.4)$$

Les équations 3.3 et 3.4 fournissent donc deux relations entre trois couples de variables: (R, T) , (r_1, r_2) et $(e^{-\alpha L}, \cos(2k'L))$.

- R et T sont mesurés au moyen du dispositif décrit en 3.1.1.
- r_1 et r_2 nous étaient connus dans le cas du YAG; en revanche, dans le cas de l'YVO₄, leurs valeurs ne nous avaient pas été communiquées.
- $e^{-\alpha L}$ correspond à la proportion du faisceau de pompe absorbée lors d'un passage à travers la cavité: c'est à partir de ce terme que nous pourrions remonter au dopage des minicristaux. $\cos(2k'L)$ rend compte de l'accord entre la longueur d'onde de la pompe et la longueur de la cavité.

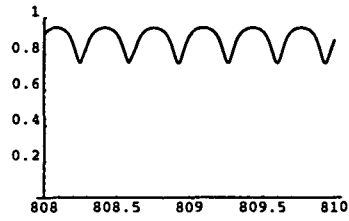
B.3 Détermination de $e^{-\alpha L}$ et $\cos(2k'L)$ à partir de (R, T) et (r_1, r_2) Dans le cas du YAG, nous connaissions r_1 et r_2 et avons mesuré $R \simeq 22 \%$, $T \simeq 7 \%$. Nous pouvons donc remonter à $e^{-\alpha L}$ et $\cos(2k'L)$. Connaissant la longueur du minicristal, il est aisé de déterminer le coefficient d'absorption α à partir de $e^{-\alpha L}$, qui obéit à l'équation du second degré:

$$(r_1^2 r_2^2 (T + R - RT) - r_2^2) e^{-2\alpha L} - (1 - r_1^2) (1 - r_2^2) (1 - R) e^{-\alpha L} + T (1 - R) + R - r_1^2 = 0 \quad (3.5)$$

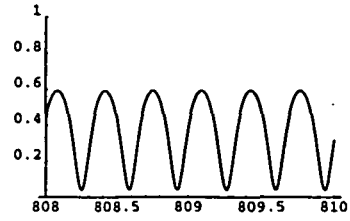
A partir de la valeur trouvée pour α , il est théoriquement possible de remonter à $\cos(2k'L)$ et d'estimer l'accord entre la longueur d'onde de pompe optimale et la résonance de la cavité, en achevant de résoudre le système d'équations 3.3 et 3.4. La valeur obtenue pour $\cos(2k'L)$ n'est significative que si la cavité présente un effet Fabry-Pérot suffisamment marqué, auquel cas les coefficients R et T varient significativement avec $\cos(2k'L)$. C'est le cas des cristaux de YAG plan-plan, qui ont fait l'objet d'un traitement optique spécifique pour la pompe, dont les coefficients nous ont été fournis par le LETI. Ce traitement est destiné à permettre un aller et retour de la pompe dans la cavité afin d'augmenter la conversion. A cet effet le coefficient de réflexion de la face d'entrée est de $r_1^2 = 15\%$ et celui de la face de sortie de $r_2^2 = 88\%$. C'est pourquoi, comme le montre la fig.3-7, l'effet de cavité est sensible -et même rendu encore plus net par les pertes- de sorte qu'il est possible de remonter avec une bonne fiabilité à $\cos(2k'L)$.

Pour le YAG plan-plan, $e^{-\alpha L}$ vaut environ 0,58 (soit $\alpha \simeq 10 \text{ cm}^{-1}$) et $\cos(2k'L)$ est compris pour l'ensemble de nos mesures entre 0,6 et 0,7. Ainsi, il apparaît que la longueur d'onde optimale ne correspond pas exactement à une résonance de la cavité, mais plutôt à un compromis entre la résonance de la cavité et le pic d'absorption du cristal, dont la largeur est de 1,5 nm [35], [34].

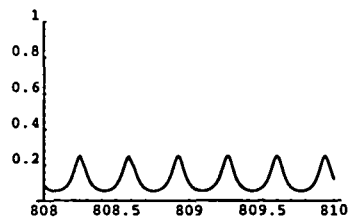
B.4 Cas où seuls R et T sont connus Les échantillons d' YVO_4 n'ont pas fait l'objet d'un traitement spécifique pour la longueur de la pompe et nous ignorons leurs coefficients r_1 et r_2 . Nous avons cependant pu déterminer α . En effet, l'absence de traitement optique spécifique pour la longueur d'onde de la pompe, combinée à l'absorption du faisceau de pompe dans le cristal, excluait *a priori* que la cavité présente dans ces conditions un effet Fabry-Pérot significatif. Aussi, la faible transmission T de la pompe (de l'ordre de 7 %) impliquait une forte absorption par le minicristal. C'est à dire que $e^{-\alpha L}$ est



R

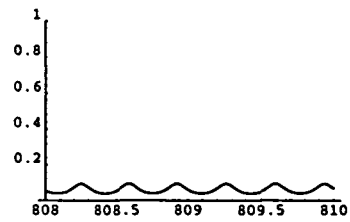


R



T

(a)



T

(b)

Figure 3-7: Variation des coefficients de réflexion R et de transmission T de la pompe par le minilaser YAG plan-plan. Courbes théoriques pour une cavité sans pertes : (a) et avec les pertes mesurées, $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$: (b)

petit devant 1 et que l'effet Fabry-Pérot peut être négligé en première approximation dans l'équation 3.3: $R \simeq r_1^2 \simeq 24\%$. On obtient ainsi une estimation de r_1 et r_2 , qui autorise, à partir de 3.4, à affiner l'estimation de $e^{-\alpha L}$. Nous obtenons que les coefficients de réflexion $r_1^2 = r_2^2$ de ces faces pour la pompe sont de l'ordre de 24% et $e^{-\alpha L}$ de l'ordre de 13 % (soit $\alpha \simeq 67 \text{ cm}^{-1}$).

En revanche, du fait de la forte absorption de la pompe par le cristal, la cavité a un très mauvais facteur de qualité. Nous avons représenté la variation, en fonction de la longueur d'onde, des coefficients R et T pour la cavité d'un des deux YVO_4 (3-8 a et b). La figure 3-8.a montre la variation théorique de R et T pour une cavité sans pertes ($\alpha = 0$); la figure 3-8.b montrent les mêmes coefficients lorsque les pertes -supposées indépendantes de la longueur d'onde- sont prises en compte. Cette dernière courbe montre clairement que la dépendance de R ou T en fonction de $\cos(2k'L)$ est faible et de l'ordre de l'incertitude affectant nos mesures. On ne peut donc, à partir de ces mesures estimer la qualité du couplage entre la pompe et la cavité, donnée par $\cos(2k'L)$.

B.5 Détermination du dopage des cristaux Le but initial de ces mesures était de connaître le dopage d des cristaux d' YVO_4 . Celui-ci est proportionnel au coefficient d'absorption α pour une polarisation donnée, ce qui apparait lorsque nous exprimons α à partir de la section efficace d'absorption σ_a de cette polarisation.

$$\alpha = \frac{dNn_0}{M}\sigma_a \quad (3.6)$$

$N = 6,02 \cdot 10^{23}$ est le nombre d'Avogadro, n_0 est la densité du cristal (4,55g/cm³ pour le YAG, 4,22g/cm³ pour l' YVO_4), M est la masse molaire du cristal (593g/mol. pour le YAG et 204 g/mol. pour l' YVO_4)

Le coefficient d'absorption dépend de la largeur spectrale de la source si celle-ci est plus large que la raie d'absorption. La finesse du spectre de notre diode (15 MHz pour une diode libre) nous assure donc d'une très bonne absorption. Nous avons mesuré pour le YAG environ 10 cm^{-1} , ce qui est cohérent avec les valeurs obtenues au LETI (7 à 10

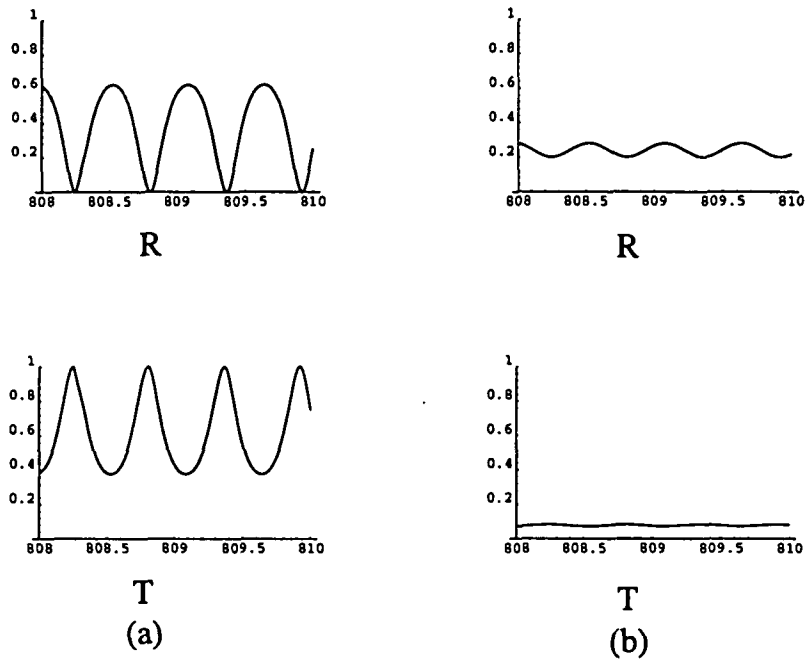


Figure 3-8: Variation des coefficients de réflexion R et de transmission T de la pompe par le minilaser YVO_4 . Courbes théoriques pour une cavité sans pertes : (a) et avec les pertes mesurées : (b)

cm^{-1} avec pompage par un Titane-Saphir), pour des cristaux dopés à 1,1 %.

Pour l' YVO_4 nous obtenons environ 67 cm^{-1} pour la polarisation optimale et 25 cm^{-1} pour la polarisation minimale. Les valeurs correspondantes pour un autre cristal d' YVO_4 non traité dont le dopage est de 1% sont $36,6 \text{ cm}^{-1}$ et $14,5 \text{ cm}^{-1}$, ce qui est cohérent avec les valeurs mesurées au LETI avec un laser Titane-Saphire (respectivement de l'ordre de 40 cm^{-1} et 10 cm^{-1}). Ces données nous permettent donc de conclure à un dopage de 2 % pour les cristaux d' YVO_4 .

3.1.2 Mesure du bruit des minilasers

Le spectre de bruit des minilasers que nous avons étudiés est largement dominé par le pic de l'oscillation de relaxation. Contrairement aux diodes laser où la fréquence de l'oscillation de relaxation est de l'ordre de 3 à 4 GHz, celle-ci est de quelques centaines de kHz dans le cas du YAG et de quelques MHz dans celui de l' YVO_4 . L'excès de bruit au niveau du pic peut atteindre 60 dB dans le cas de l' YVO_4 . Dans de telles conditions, on ne peut observer de régimes à faible bruit d'intensité que pour des fréquences très élevées, où le bruit d'intensité pour des fréquences supérieures à celle de l'oscillation de relaxation se rapproche progressivement du bruit quantique standard, ou bien pour des fréquences très inférieures à l'oscillation de relaxation, où, comme nous l'avons vu dans le cas des diodes, on peut obtenir une compression du bruit en présence de pompe régulière. Nous passerons sommairement en revue le comportement spectral des lasers étudiés et définirons à partir de là les critères à respecter afin de mettre en évidence le principe de la pompe régulière sur de tels lasers.

A. Bruit d'intensité des minicristaux laser

L'oscillation de relaxation rend malaisée la mesure du bruit d'intensité de ces minilasers car son pic est susceptible de saturer aisément la chaîne de mesure au niveau de l'amplificateur de la photodiode ou à celui de l'analyseur de spectre. De plus, l'observation au moyen de la même chaîne de mesure de niveaux de bruit beaucoup plus faibles, de

l'ordre du bruit quantique standard exige de l'électronique une dynamique de plus de 70 dB ainsi qu'une bande passante étendue aux basses fréquences, de manière à tester l'ensemble du domaine spectral observable.

A.1 Stratégie de mesure du bruit Ces exigences dépassaient les performances des amplificateurs dont nous disposions. C'est pourquoi, il nous a fallu dans un premier temps adapter les amplificateurs des photodiodes à ce nouveau domaine d'étude. Pour cela, nous avons conservé le schéma original en cherchant une combinaison des valeurs des composants assez favorable pour que le dispositif de détection (photodiode + amplificateur + analyseur de spectre) réponde à l'ensemble des objectifs suivants:

- être capable de mesurer entre 20 kHz et 20 MHz, puisque c'est uniquement dans la partie basse fréquence du spectre que le bruit d'intensité peut passer sous le bruit quantique standard, l'analyse des prévisions du modèle théorique invitant à observer le bruit aux plus faibles fréquences possibles (cf. 1.2.3); par ailleurs nous avons besoin de connaître le spectre sur un domaine incluant au moins l'oscillation de relaxation principale, et éventuellement ses premières harmoniques.
- éviter la saturation, soit de l'analyseur de spectre soit de l'amplificateur pour des niveaux de puissance lumineuse raisonnables (de l'ordre de quelques centaines de μW environ). L'oscillation de relaxation entraîne aisément un comportement non linéaire de la chaîne de détection, que l'on peut mettre en évidence en atténuant le faisceau et en observant l'évolution correspondante du bruit d'intensité. Les non-linéarités de la chaîne de détection se traduisent par un excès de bruit à basse fréquence. Pour les éviter, il faut réduire convenablement l'intensité lumineuse parvenant aux photodiodes, mais également parfois renforcer l'atténuation à l'étage d'entrée de l'analyseur de spectre. Nous avons choisi de définir des conditions de mesures simples et applicables uniformément : en l'occurrence, nous avons toujours utilisé 10 dB d'atténuation à l'entrée de l'analyseur de spectre, et limité la puissance détectée par la photodiode à 800 μW .

- exploiter au mieux la dynamique du système amplificateur, et donc être capable à la fois d'observer de très forts excès de bruits au delà de 300 kHz, mais également de détecter le bruit quantique standard sur l'ensemble du spectre considéré. Or, si l'on atténue trop fortement le bruit à mesurer afin d'éviter les non linéarités, il n'est plus possible de mesurer des bruits voisins du bruit quantique standard.

Cet ensemble de conditions contradictoires a conduit à la mise au point de deux systèmes de mesures successifs, tous deux fondés sur le principe de la détection calibrée à référence fixe (cf. 2.1.3). Le premier système de mesure repose sur un seul photodétecteur, dont le dispositif amplificateur, identique à celui présenté au ch.II, a été adapté afin de remplir au mieux l'ensemble des conditions énoncées ci-dessus. Quoiqu'assez rudimentaire, ce système nous a donné les ordres de grandeur du bruit d'intensité de chacun des échantillons dont nous disposons. Ces ordres de grandeur nous ont conduit à sélectionner l'un des deux échantillons d' YVO_4 : Nd comme le meilleur candidat à l'application du principe de la pompe régulière (cf.3.1.2.B).

Nous avons alors conçu un second système de mesure, spécifique aux expérimentations sur ce minicristal et plus précis que le précédent système. Ce dispositif sera décrit dans la partie consacrée à la rétroaction électrooptique mise en place autour du minicristal d' YVO_4 . Le principe de la mesure repose à nouveau sur la détection calibrée à référence fixe mais utilise deux photodétecteurs distincts. Afin de garantir une meilleure fiabilité des mesures, le domaine spectral est partagé entre les deux photodétecteurs. L'un voit sa bande passante limitée aux basses fréquences (moins de 1 MHz) au moyen d'un filtre électronique adéquat. Ce filtre, de type Butterworth, réduit de plus de 40dB le bruit de l'oscillation de relaxation, et évite ainsi la plupart des inconvénients et des risques de saturation qui lui sont associés. Il est alors possible de mesurer le bruit quantique standard avec un bon rapport signal sur bruit, et de faire des mesures sans saturation avec moins de contraintes que n'en imposait le précédent dispositif. L'autre détecteur couvre un spectre plus étendu (entre 1 et 20 MHz). Ce détecteur mesure le bruit de l'oscillation de relaxation et sert principalement à la rétroaction.

A.2 Adaptation des photodétecteurs Les mesures de bruit à 1064 nm exigent des photodiodes adaptées à cette longueur d'onde. Nous avons utilisé des photodiodes PIN In-GaAs ETX300T fabriquées par Epitaxx. Ces photodiodes présentent des caractéristiques très favorables à la mesure du bruit d'intensité. Leur efficacité quantique est excellente. Les mesures effectuées à l'aide du microwattmètre sur de telles photodiodes non protégées par une fenêtre indiquent un taux de conversion des photons en électrons de 97%. A 810 nm, l'efficacité quantique est de l'ordre de 27%. Le diamètre de la surface photosensible est de 300 μm . Elles permettent une détection large bande du fait de leur faible capacité: cette dernière, qui augmente rapidement avec la surface du composant, n'est que de 7 pF sur le modèle utilisé. Elles peuvent supporter jusqu'à 30 mW. Toutefois, nous ne les avons jamais utilisées à de telles puissances, d'une part à cause des faibles puissances lumineuses disponibles en sortie des minilasers (pas plus de 10 mW), d'autre part en raison des pertes que nous avons été amenés à introduire afin de pouvoir mesurer le bruit du faisceau sans saturation haute fréquence de la détection. Pour ces raisons, la puissance incidente à 1064 nm n'a jamais dépassé 3 mW sur le second système de mesure (avec filtre Butterworth), de sorte que la réponse en continu de la photodiode a toujours été linéaire. La petite taille de la surface photosensible exige de focaliser le faisceau à mesurer, d'une part afin de limiter les pertes, d'autre part afin d'éviter des réflexions parasites favorisée par la géométrie particulière à ce type de détecteur et susceptibles d'entraîner un fort excès de bruit, notamment à basse fréquence.

Nous avons en effet observé, en envoyant le faisceau issu de la diode laser sur une telle photodiode et en introduisant des pertes optiques identiques pour les deux configurations (avec et sans focalisation), qu'en l'absence d'une focalisation soignée, le bruit d'intensité mesuré peut être multiplié par deux aux basses fréquences (sur 50-150 kHz) et augmenter de 50% au-dessous de 1 MHz. Au delà de 1 MHz, nous n'avons pas constaté de différence entre les spectres avec et sans focalisation.

L'amplificateur utilisé pour la photodiode correspond au schéma de la fig.3-9, déjà utilisé avec les lasers à semi-conducteurs (cf. fig. 2-2). Toutefois, en ce qui concerne

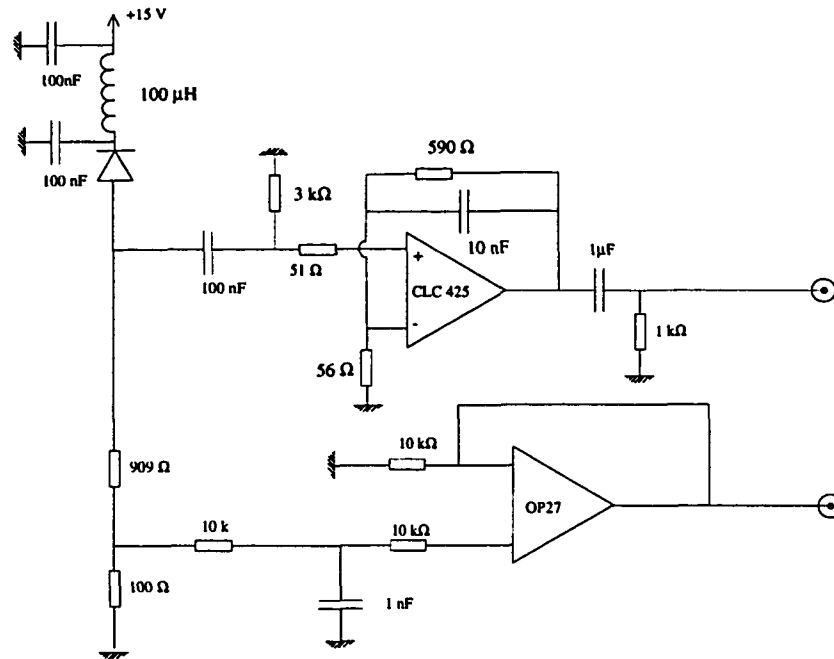


Figure 3-9: Amplificateur à photodiode large bande optimisé pour la mesure de bruit des minicristaux.

l'amplificateur opérationnel monté sur la voie haute fréquence, le CLC425 a été préféré à l'AH0013 , en raison de son faible bruit et de sa plus large bande. L'adaptation de cet amplificateur consiste à trouver une combinaison de valeurs des composants (résistances, capacités) qui répondent aux conditions énoncées plus haut.

Nous avons principalement agi sur trois capacités: en sortie et en entrée de l'amplificateur, nous avons ajusté les filtres passe-haut afin de réduire leur fréquence de coupure; sur la rétroaction, nous avons renforcé le filtre passe bas afin d'atténuer le gain au niveau de l'oscillation de relaxation. Il est important de maintenir les deux filtres passe-haut, pour protéger l'analyseur de spectre et éviter la saturation de l'amplificateur.

Le meilleur compromis obtenu correspond à la fig.3-9; la capacité d'entrée est de 100 nF, la capacité en parallèle avec la résistance de rétroaction est de 10 nF, et celle de sortie de 1 μF. Avec une telle combinaison, nous avons vérifié la linéarité de la détection vis à vis de l'analyseur de spectre pour une puissance incidente comprise entre 100 et

800 μ W, pour 30 dB, 20 dB et 10 dB d'atténuation à l'entrée de l'analyseur de spectre. Au-dessous de 50 kHz, et si la puissance incidente est trop forte, la mesure n'est plus fiable.

A.3 YAG: Nd Le spectre du YAG: Nd plan-plan présente généralement un pic d'oscillation de relaxation et ses premières harmoniques (cf.fig.3-10). Sous des conditions moyennes de pompage - deux à trois fois au dessus du seuil - la fréquence du pic est de 1 à 2 MHz, et l'excès de bruit au niveau du pic de 100 dB au dessus du bruit quantique standard. Lorsque le laser est fortement désaligné, on observe des battements très intenses entre modes, espacés de 75 MHz. On peut aisément observer sur ce type de laser des phénomènes d'anticorrélation entre les modes, telle que la compensation entre les bruits des différents modes masque l'oscillation de chacun d'eux et conduit à un spectre d'intensité où seule l'oscillation de relaxation associée au principal est visible [37]. L'anticorrélation peut également intervenir entre modes de polarisation orthogonale, ainsi que nous l'avons observé sur le YAG plan-plan et sur les YAG lentilles. Si la polarisation de la pompe n'est pas ajustée pour maximiser la puissance, le faisceau émis par le YAG n'est pas polarisé et des anticorrélations entre les deux polarisations sont observables. Toutefois ne conserver qu'une seule polarisation n'engendre pas une très forte augmentation du bruit (de 1 à 4 dB). Lorsque la polarisation de la pompe est optimale et que le faisceau émis par le YAG est polarisé, le bruit d'intensité est minimal. L'excès de bruit ainsi obtenu vers 100 kHz dans les meilleures conditions de pompage est de l'ordre de 25 dB.

A.4 YAG-lentilles Le spectre des YAG lentilles présente de nombreux pics espacés en fréquence de manière très irrégulière. Ceci est probablement dû au fait que le comportement de ces lasers est fortement multimode. Un comportement monomode exige en effet une focalisation très fine et bien centrée sur la lentille, ce que la qualité optique du faisceau issu de la diode ne permet pas. Le bruit est très sensible à l'alignement du minilaser par rapport à la pompe et notamment à la translation perpendiculairement au faisceau de pompe. La polarisation de la pompe a très peu d'effet sur la puissance émise

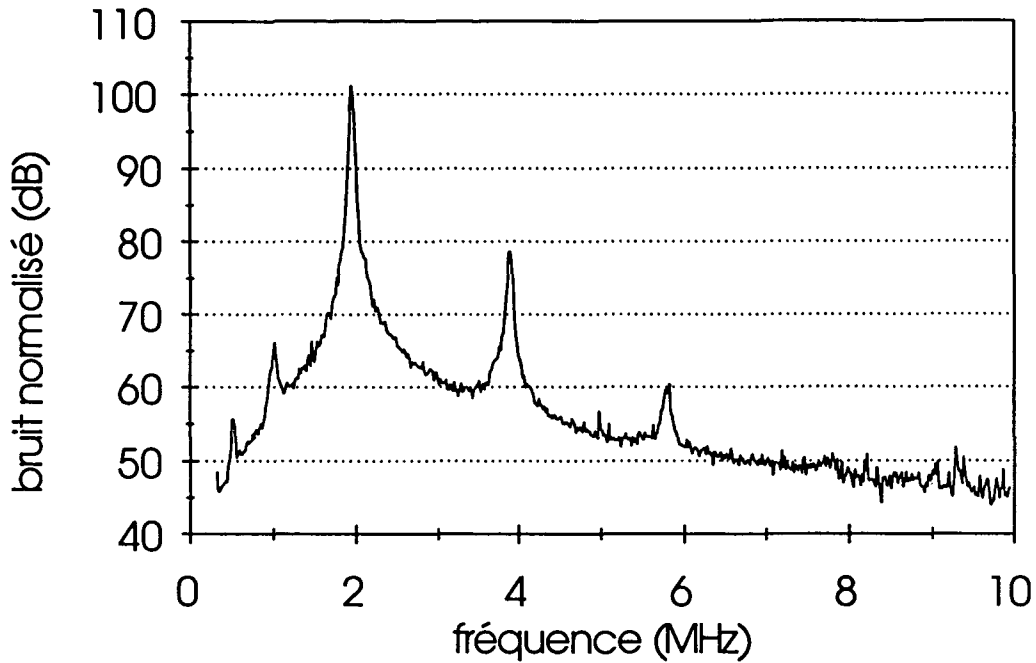


Figure 3-10: Spectre du bruit d'intensité normalisé du YAG plan-plan

et sur le bruit à basse fréquence, quoique des phénomènes d'anticorrélation entre modes de polarisations orthogonales aient été observés.

Malgré l'abondance des pics à relativement basse fréquence (en dessous de 200 kHz, pour une puissance de pompe moyenne), il est possible de distinguer assez nettement un niveau de bruit d'intensité fondamental, auquel les pics se surajoutent, qui augmente rapidement avec la fréquence, et dont le minimum se situe vers 27 dB d'excès de bruit autour de 50 kHz (fig.3-11). Le spectre à basse fréquence des lasers à microlentilles est donc bruyant et confus, du fait de la présence des pics de bruit, de surcroît peu reproductibles.

A.5 YVO₄: Nd L'YVO₄ se distingue des précédents par le fait qu'il est systématiquement polarisé, avec un excellent taux de polarisation (supérieur à 1000), et ce, quelque soit la direction de polarisation de la pompe. Nous avons vérifié avec le monochromateur et avec un Fabry-Pérot que le faisceau émis est monomode transverse et longitudinal, sauf lorsque le laser est, à dessein, fortement désaligné. Son spectre de bruit d'intensité

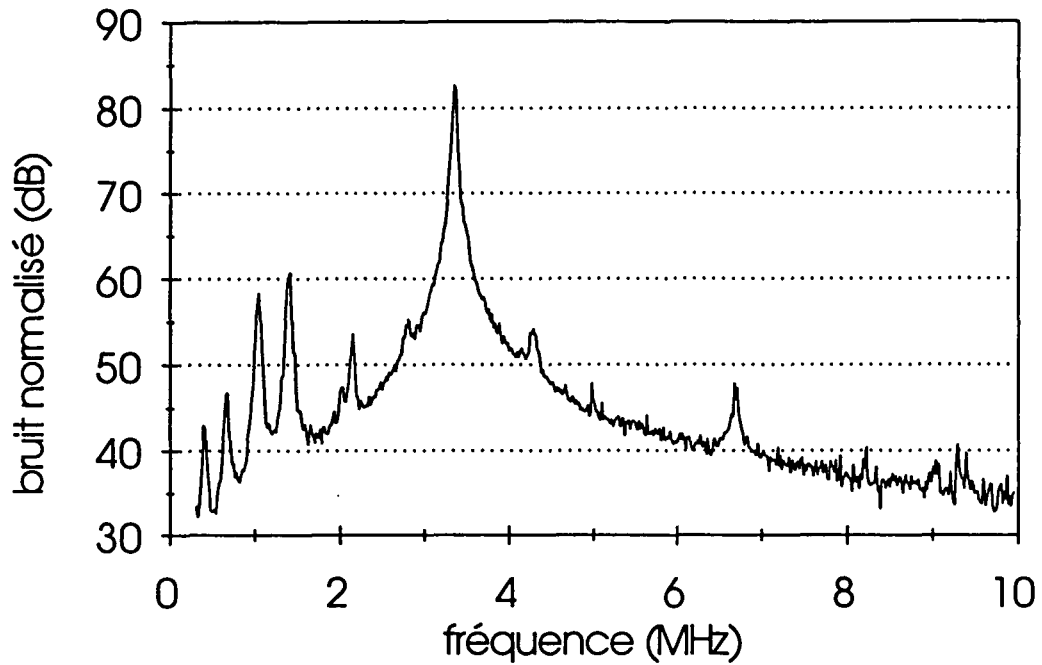


Figure 3-11: Spectre du bruit d'intensité normalisé d'un YAG lentille

présente alors des battements entre modes transverses espacés de 150 MHz.

C'est sur l'échantillon d' YVO_4 que les mesures de bruit se sont révélées les plus encourageantes (fig.3-12). Il ne présente qu'un seul pic d'oscillation de relaxation, vers 6 à 8 MHz, accompagné d'une ou deux harmoniques (fig.1-19). La fréquence de l'oscillation de relaxation est donc bien plus élevée que pour les cristaux de YAG: Nd. Un réglage très soigneux, pour un taux de pompage de $r \simeq 9$, a permis d'obtenir environ 12 dB d'excès de bruit vers 50 kHz, ce qui constitue la meilleure performance obtenue sur l'ensemble des échantillons testés en l'absence de rétroaction.

B. Critères à prendre en compte pour la réduction du bruit d'intensité

Les premières mesures effectuées sur les minicristaux et dont les paragraphes précédents ont rendu compte laissent entrevoir que de tels composants ne se prêteront pas aisément à la mise en évidence du principe de la pompe régulière. C'est pourquoi nous allons passer

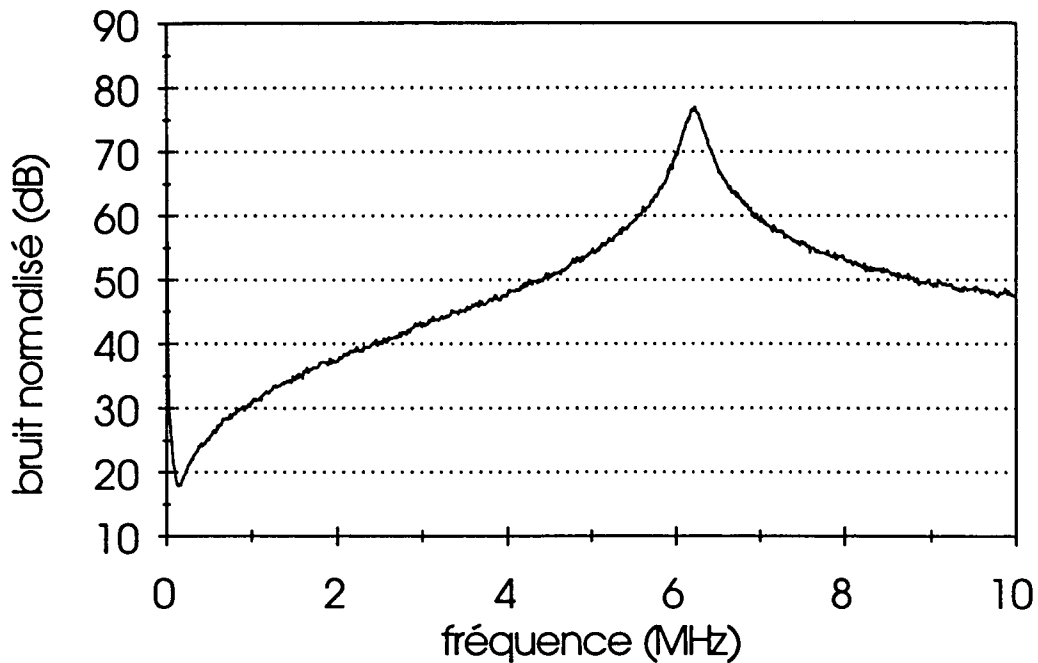


Figure 3-12: Spectre du bruit d'intensité normalisé de l'YVO₄

en revue les atouts et les défauts de ces minicristaux au regard des critères à prendre en compte pour l'application du principe de la pompe régulière. Cette étape nous conduira à retenir pour la poursuite des expérimentations l'échantillon d'YVO₄: Nd n°1 et à définir le principe d'une rétroaction électrooptique destinée à lever l'obstacle majeur que constitue l'intensité de l'oscillation de relaxation.

B.1 Bruit de pompe Le premier critère à observer concerne le bruit de pompe. Les lasers à YAG: Nd ou à YVO₄: Nd sont généralement pompés par des lasers à 810 nm, notamment par des diodes ou des réseaux de diodes. De tels dispositifs de pompage peuvent présenter une importante disparité concernant leur bruit d'intensité. En effet, un réseau de diodes est généralement très bruyant, environ 40 dB au dessus du bruit quantique standard, alors que le bruit d'une diode sur réseau est de l'ordre du bruit quantique standard.

Le spectre de bruit d'intensité de la diode constitue un élément essentiel de l'expé-

rience. Les résultats obtenus au laboratoire, décrits au chapitre précédent étaient très encourageants d'une part en raison des performances de compression de bruit obtenues sur une large bande, et d'autre part en raison de la facilité avec laquelle ces performances sont obtenues. Compte tenu de l'efficacité quantique de conversion des minicristaux, il résulte de la discussion menée en 1.2.1.1.D sur la façon dont les pertes affectent la transmission de la statistique de pompe à la lumière émise, qu'une compression du bruit d'intensité du faisceau de pompe de 30% sous le bruit quantique standard (valeur obtenue avec des diodes sur réseau à température ambiante au laboratoire), correspond, une fois le rendement de conversion de la puissance de pompe pris en compte, à un régime légèrement sub-poissonien (12 %) d'excitation du niveau supérieur de la transition laser. La compression du bruit de pompe de 65 % observée à basse température aux Etats-Unis permettrait d'atteindre une compression du bruit d'intensité de plus de 13 % pour des taux de pompage élevés ($r \sim 20$). Cependant, ainsi que nous l'avons montré au chapitre précédent, les performances des diodes en matière de compression du bruit d'intensité sont tributaires de la longueur d'onde nominale du composant. Or, nous n'avons jamais obtenu d'aussi bonnes performances avec les diodes à 810 nm qu'avec celles à 850. Sur quelques diodes à 810 nm nous avons pu obtenir, pour des fréquences assez élevées (plus de 10 MHz), une dizaine de pour-cent de compression du bruit d'intensité. L'observation de compression de bruit d'intensité notable à la sortie d'un minilaser nécessite donc une amélioration des caractéristiques des diodes lasers de pompe, amélioration qui ne semble pas hors de portée. De plus, comme nous l'avons indiqué au chapitre I, le spectre de réduction de bruit du laser de pompe doit s'étendre vers les basses fréquences (jusque vers 20 kHz), ce qui pour l'instant n'a pas pu être réalisé, les diodes lasers que nous utilisons tendant à montrer un excès de bruit au-dessous de 200 kHz. Typiquement, l'excès de bruit en sortie de diode était de l'ordre de 200% à 50 kHz et 60% à 150 kHz. De tels niveaux de bruit n'ont été permis qu'après que nous eumes amélioré le niveau de bruit basse fréquence en supprimant un pic parasite de près de 20 dB à 40kHz, généré par la boucle de masse qui s'établissait lorsque le boîtier de la diode était en contact direct avec

la table d'expérimentation. Compte tenu des pertes le long du trajet lumineux entre la sortie de la diode et la face d'entrée du minicristal, et des pertes qui affectent le processus de pompage lui-même, l'excès de bruit à considérer, à basse fréquence, au niveau de la statistique d'excitation du niveau supérieur de la transition laser est environ de 10 % à 40 % au dessus du bruit poissonien correspondant. Cette situation n'est donc pas satisfaisante car c'est précisément à basse fréquence que les effets du principe de la pompe régulière sont susceptibles d'être observés. L'amélioration de la source de courant actuellement utilisée, ou son remplacement par une source d'un type très différent (batterie d'automobile) pourrait constituer une voie de progrès intéressante.

Pour autant, s'il n'apparaît pas possible d'obtenir à court terme une pompe dont le bruit d'intensité soit comprimé sous le bruit quantique standard sur l'ensemble du domaine spectral requis, l'excès de bruit à prendre en compte et qui affecte certaines parties de ce domaine est très faible, et doit permettre de confronter la dynamique du laser observée expérimentalement au modèle théorique comportant une pompe poissonienne.

B.2 Efficacité quantique Afin que les pertes atténuent le moins possible la transmission de la statistique de pompe à la statistique du faisceau laser, il faut sélectionner les échantillons permettant la meilleure conversion possible de la pompe. Nous avons réuni les caractéristiques des divers échantillons étudiés dans le tableau 4, où nous avons indiqué l'efficacité quantique de conversion pour une puissance de pompe de 50 mW, qui correspond à l'ordre de grandeur de la puissance de pompe maximale disponible avec les diodes sur réseau, compte tenu des dispositifs intermédiaires (miroirs, isolateurs...).

	Seuil (mW)	Efficacité quantique différentielle (%)	Efficacité quantique à 50 mW de pompe (%)
YAG plan-plan	21	32	19
YAG lentille	2	39	37
YVO ₄	6	35	31

Tableau 4

Le YAG lentille présente à ce titre les caractéristiques les plus favorables. L'YVO₄ reste cependant un bon candidat, dans la mesure où son seuil est assez faible pour permettre d'atteindre, avec les diodes laser utilisées des taux de pompage de l'ordre de 7 à 10, et où son efficacité quantique différentielle garantit une bonne conversion de la pompe. D'après les prévisions (1.2.2.C et 1.2.3.B), une compression du bruit d'intensité de la pompe de l'ordre de 20 % sous le bruit quantique standard, permettrait de passer sous le bruit quantique standard vers 20 kHz et pour un taux de pompage de l'ordre de 25. Dans ces mêmes conditions, une pompe comprimée de 65 % sous le bruit quantique standard conduirait à réduire le bruit d'intensité du faisceau laser émis par l'YVO₄ d'environ 13,5 % sous le bruit quantique standard.

B.3 Oscillation de relaxation Le second critère à apprécier pour l'observation d'une réduction du bruit quantique concerne l'oscillation de relaxation propre à chaque échantillon. La partie théorique (1.2.3.A) a montré que la compression de bruit d'intensité ne pouvait être observée qu'au-dessous de l'oscillation de relaxation.

Aussi, du fait de la faible fréquence de l'oscillation de relaxation d'un laser de type YAG ou YVO₄, la bande du spectre sur laquelle un faible bruit de pompe peut avoir un effet favorable sur le bruit d'intensité de ces lasers est-elle étroite comparée à celle que l'on rencontre sur une diode laser, dont l'oscillation de relaxation n'intervient que vers 3 GHz (fig.3-13). C'est pourquoi le cristal d'YVO₄, dont la fréquence d'oscillation de relaxation est de près d'une décade supérieure à celle des YAG, possède sur ces derniers un avantage certain. De plus, il n'est pas envisageable, dans les conditions de pompage dont nous disposons, d'engager cette expérimentation avec les YAG lentilles qui sont multimodes et dont le spectre présente de nombreux pics d'oscillation de relaxation. Le cristal d'YVO₄ apparaît donc, en raison de son bon rendement quantique et de la position relativement éloignée de l'oscillation de relaxation comme le meilleur candidat à l'application du principe de la pompe régulière.

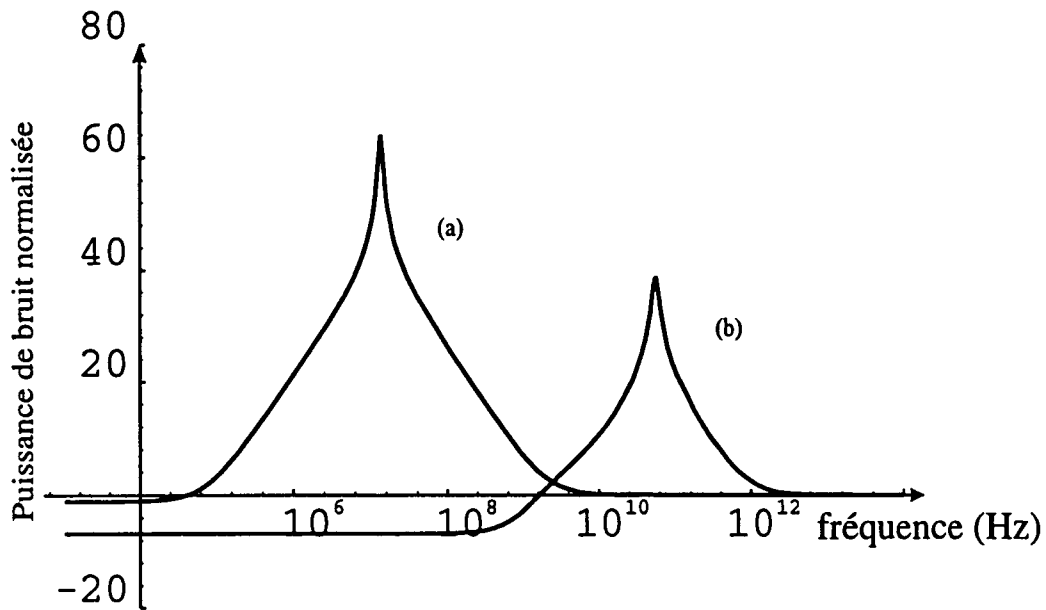


Figure 3-13: Comparaison des spectres de bruit d'intensité théoriques du minilaser à $\text{YVO}_4:\text{Nd}$ et d'une diode laser (pompe poissonnienne).

Cependant, les niveaux de bruit observés au terme d'une optimisation très soignée (cf. 3.1.2) restent largement au dessus de ce que laisse attendre le bruit de la pompe. En effet, alors que l'accord entre le le bruit mesuré à haute fréquence (entre 1 et 20 MHz) et le bruit théorique est excellent (de l'ordre de 2 dB d'écart seulement au niveau de l'oscillation de relaxation, cf. fig. 3-14), le bruit basse fréquence mesuré est supérieur de plusieurs dB au bruit basse fréquence théorique. Pourtant, avec un bruit de pompe 3 dB au dessus du bruit quantique standard, le bruit d'intensité prévu à 50 kHz n'est d'environ que 7 dB au dessus du bruit quantique standard, soit nettement moins que ce qui est mesuré (12 dB). Or, la présence des harmoniques de l'oscillation de relaxation témoigne de l'existence d'effets non linéaires au sein du cristal, du moins à haute fréquence, comme nous l'avons indiqué au 1.3.3. L'excès de bruit observé par rapport aux prévisions théoriques pourrait alors être interprété comme le fait de non-linéarités à basse fréquence.

Atténuer ou supprimer cette dernière devrait donc permettre, en faisant disparaître les effets non linéaires, d'atteindre des niveaux de bruit plus conformes aux prévisions

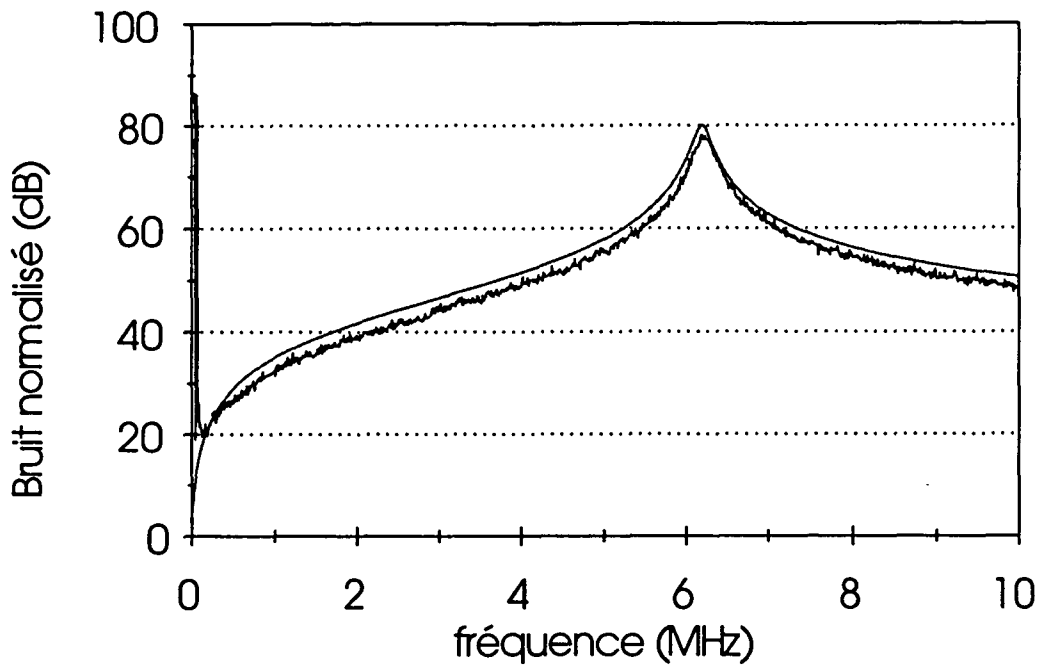


Figure 3-14: Spectres de bruit théorique et expérimental du minilaser à YVO_4 .

théoriques. Or, la suppression de l'oscillation de relaxation d'un laser à YAG: Nd est une opération couramment réalisée sur des lasers de série au moyen d'une boucle de rétroaction électroptique, qui, à partir de la mesure du bruit d'intensité du laser YAG: Nd , rétroagit sur la dynamique du laser de pompe. C'est cette solution que nous avons retenue et adaptée à la problématique du principe de la pompe régulière.

3.2 Réalisation d'une boucle de rétroaction sur un cristal d' $\text{YVO}_4: \text{Nd}$ pompé par diode

Le bruit d'intensité d'un laser à YAG est si élevé qu'il constitue un obstacle à la précision des mesures attendues de ce type de laser. Ce niveau de bruit trouve évidemment son origine dans la présence de l'oscillation de relaxation, mais également dans le bruit de pompe qui peut être très élevé lorsque le laser est par exemple pompé par un réseau

de diodes. C'est pourquoi l'implantation de dispositifs de rétroaction électrooptiques est une pratique courante sur ces lasers et consiste, dans sa version la moins élaborée, présente sur de nombreux modèles commerciaux, à réduire d'une vingtaine de dB le pic de relaxation au moyen d'un intégrateur. De nombreuses équipes se sont efforcées de mettre au point des dispositifs de rétroaction plus performants, ramenant le bruit d'intensité sur un large domaine spectral à des niveaux proches du bruit quantique standard [25], [7], [63], [6]. Cependant, ce procédé se heurte aux limites introduites par la nature quantique du champ, qui ne permet pas d'obtenir par cette technique un champ lumineux à la fois disponible pour des mesures et de bruit égal au bruit quantique standard. Un tel dispositif utilise en effet nécessairement un séparateur optique et conduit à introduire dans la boucle de rétroaction le bruit du vide, non corrélé avec celui du laser. Par exemple, prélever un quart du faisceau laser pour la rétroaction conduit au moins à 6 dB d'excès de bruit sur le faisceau sortant de la boucle. Cette problématique se retrouve de façon identique pour le cas du cristal d' YVO_4 (cf.1.3.3.A.1).

C'est pourquoi notre démarche se distingue des techniques de rétroaction classiques, puisque nous nous interdisons précisément de rétroagir sur le domaine de fréquence où nous comptons observer les effets quantiques attendus du principe de la pompe régulière, effets qui, sans cette précaution, se trouveraient détruits par la rétroaction.

Le traitement semi-classique présenté en 1.3.3.A.2 met en évidence les effets de la rétroaction sur le bruit quantique et justifie la démarche suivie. Nous nous sommes appuyés sur ce modèle pour élaborer une modélisation détaillée de l'ensemble constitué par l' YVO_4 , le dispositif de pompage et de détection, et la boucle de rétroaction. Cette modélisation est apparue comme un outil pertinent et efficace lors de la conception du dispositif expérimental.

Après avoir présenté quelques éléments de théorie de la rétroaction, nous décrirons la conception de la boucle de rétroaction et montrerons comment cette dernière a permis une réduction significative du bruit de l' YVO_4 .

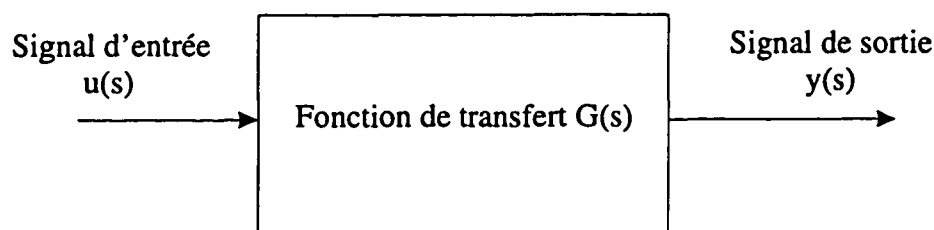


Figure 3-15: Diagramme par bloc d'un module quelconque, de fonction de transfert G .

3.2.1 Éléments de théorie des asservissements

A. Système linéaire. Fonction de transfert

Nous présentons ici quelques éléments de la théorie des asservissements appliqués aux systèmes linéaires. La dynamique de ces derniers peut être décrite par un système d'équations différentielles linéaires. Ils présentent donc l'avantage d'être aisément résolus dans le plan complexe en utilisant la transformée de Laplace. La transformée de Laplace d'une fonction $f(t)$ dépendant du temps t s'écrit :

$$L[f(t)] = \int_0^{\infty} f(t) e^{-st} dt = F(s) \quad (3.7)$$

où le paramètre complexe s est de la forme: $s = \sigma + j\omega$. La fonction de transfert G d'un système linéaire est définie par le rapport des transformées de Laplace du signal de sortie sur le signal d'entrée. La représentation en diagramme par blocs de cette opération est donnée par la fig.3-15.

$$G(s) = \frac{y(s)}{u(s)} \quad (3.8)$$

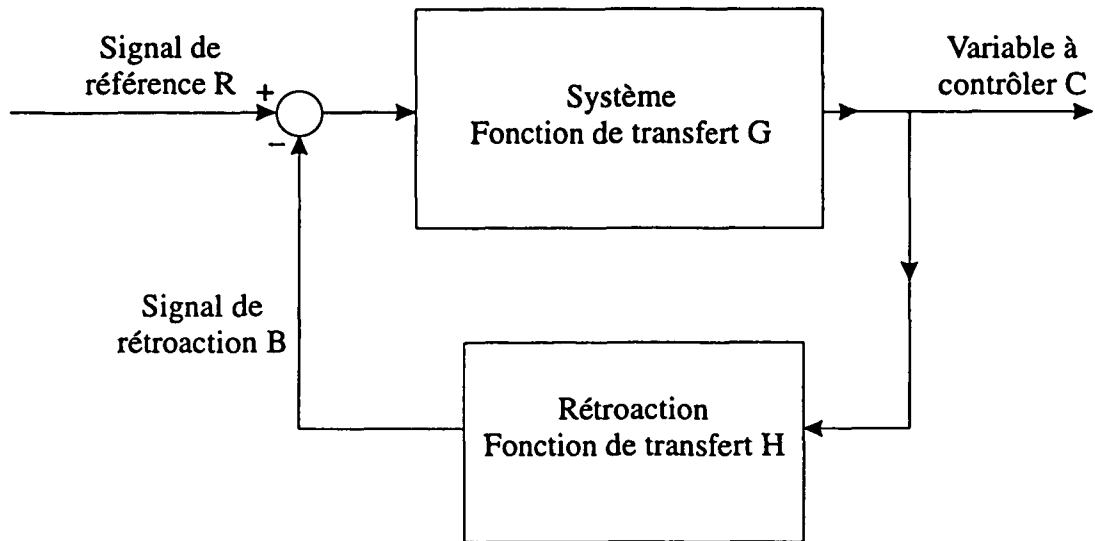


Figure 3-16: Diagramme par blocs d'une boucle de rétroaction

B. Analyse de la rétroaction

La fig.3-16 représente le diagramme par blocs fonctionnels d'un système de contrôle à rétroaction négative. Le signal d'entrée R est le signal de référence; le signal de sortie C , la variable à contrôler; B est le signal de rétroaction, qui est comparé au signal de référence R .

G est la fonction de transfert du système libre, H la fonction de transfert de la rétroaction.

$$C(s) = G(s)[R(s) - B(s)] \quad (3.9)$$

$$B(s) = H(s)C(s)$$

La fonction de transfert globale du système est définie par :

$$\frac{C(s)}{R(s)} = \frac{G(s)}{1 + G(s)H(s)} \quad (3.10)$$

L'équation caractéristique du système en boucle fermée est :

$$1 + G(s) H(s) = 0 \quad (3.11)$$

Les racines z_i de cette équation déterminent les arguments des termes exponentiels $e^{z_i t}$ décrivant l'évolution du système en fonction du temps. Pour qu'un système soit stable, les racines de l'équation caractéristique $1 + G(s) H(s) = 0$ ne doivent donc pas se trouver dans le demi-plan droit ni sur l'axe $j\omega$ du plan (σ, ω) (cf. fig.3-17), sans quoi, les solutions du système comporteraient des termes exponentiels divergents ($\sigma > 0$).

Le gain en boucle ouverte est donné par:

$$G_{BO}(s) = G(s) H(s) \quad (3.12)$$

B.1 Analyse en fréquence Notre approche a privilégié l'analyse de la réponse en fréquence pour apprécier l'effet et la stabilité de la rétroaction. Cette méthode est bien adaptée aux objectifs que nous poursuivons, qui impliquent une connaissance précise de la rétroaction en fonction de la fréquence afin d'en différencier les effets selon la région du spectre considérée.

Parmi les diverses courbes de réponse en fréquence, les diagrammes de Bode constituent la représentation la plus pratique et la plus opérationnelle. Nous y avons souvent recouru pour comparer les prédictions de notre modélisation à la mesure du gain en boucle ouverte ou des modules individuels participant à la rétroaction.

Une fonction de transfert peut également être décrite par sa représentation polaire directe, qui consiste à représenter la fonction de transfert en coordonnées polaires dans le plan complexe. Cette représentation est utile pour apprécier la stabilité de la rétroaction au regard du critère de Nyquist. Le diagramme de Nyquist est la représentation polaire du gain en boucle ouverte G_{BO}

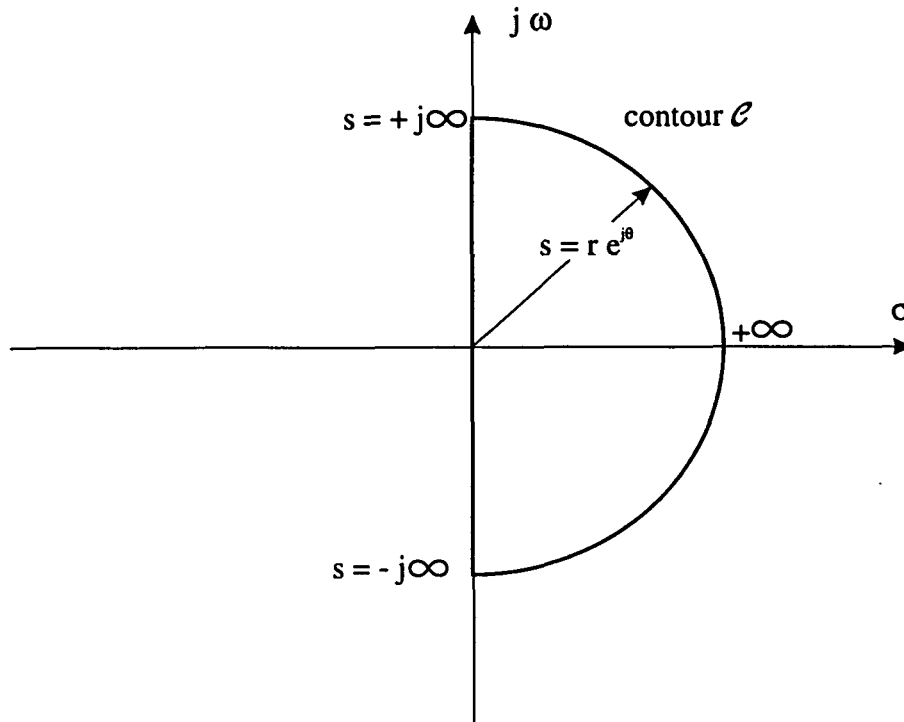


Figure 3-17: Contour \mathcal{C} entourant l'ensemble du demi-plan complexe des σ positifs

B.2 Conditions de stabilité: Critère de Nyquist Considérons un contour fermé \mathcal{C}' dans le plan (σ, ω) . Lorsque s parcourt ce contour, le vecteur représentant, dans le plan complexe image, $1 + G(s)H(s)$, décrit également un contour, image de \mathcal{C}' par la fonction $1 + G(s)H(s)$. On peut montrer que si le contour \mathcal{C}' entoure un zéro ou un pôle de $1 + G(s)H(s)$ dans le plan (σ, ω) , le contour décrit par le vecteur $1 + G(s)H(s)$ dans le plan complexe image entoure l'origine de ce plan.

Le critère de Nyquist permet de déterminer, à partir de la représentation polaire du gain en boucle ouverte $G_{BO}(s)$, le nombre de zéros de $1 + G(s)H(s)$ dans le demi-plan complexe droit. A cette fin, il exploite la relation 3.11 entre $1 + G(s)H(s)$ et $G_{BO}(s)$, et considère le contour \mathcal{C} qui entoure entièrement le demi-plan droit du plan (σ, ω) (cf. fig.3-17). Ce contour entoure donc toutes les éventuelles racines de l'équation caractéristique du système situées dans ce demi-plan.

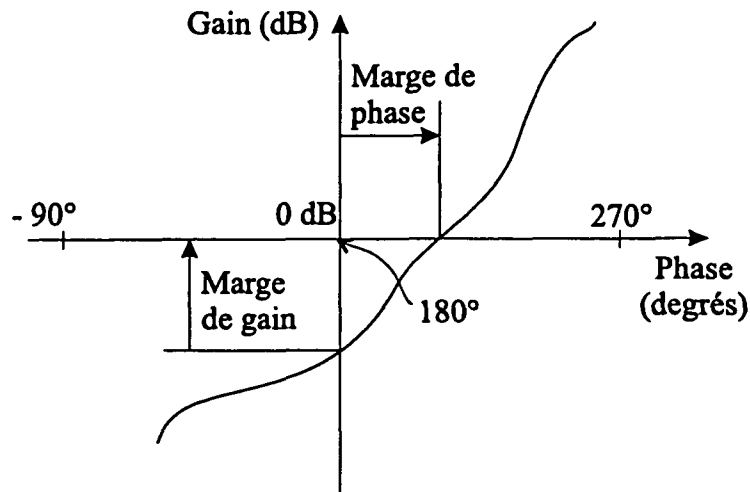


Figure 3-18: Marge de gain et marge de phase

Le critère de Nyquist s'exprime alors très simplement :

Pour un système stable, le nombre de rotations du tracé de G_{BO} autour du point $(-1, 0)$ du plan complexe doit être nul lorsque le gain en boucle ouverte G_{BO} ne contient pas de pôles dans le demi-plan droit du plan complexe.

C. Stabilité de la boucle et réponse en fréquence

Il est possible d'apprécier la stabilité de la boucle de rétroaction à partir des diagrammes de Bode du gain en boucle ouverte. Deux types de points sont particulièrement intéressants (cf. fig.3-18):

- le point où le module du gain devient unitaire : la marge de phase γ est définie par le déphasage qu'il faudrait rajouter au gain en boucle ouverte pour que celui-ci devienne égal à -1.

- le point où la phase du gain devient égale à 180° : la marge de gain a est définie par le facteur par lequel il faudrait multiplier le gain en boucle ouverte pour que celui-ci devienne égal à -1.

Pour tester les performances des systèmes que nous avons utilisés, le gain était pro-

gressivement augmenté jusqu'aux limites de stabilité de la boucle. Sur de tels systèmes, la stabilité passe donc par une condition sur la marge de phase: la phase doit rester comprise entre $+180^\circ$ et -180° sur tout le domaine où le gain est supérieur à 0 dB. Cette observation permet de définir un critère supplémentaire de stabilité à partir des diagrammes de Bode. Dans ceux-ci, la valeur de la phase de la fonction de transfert est étroitement liée à la valeur de la pente de cette dernière. Ainsi une pente de -20 dB par décade correspond à une variation de phase de -90° , une pente de -40 dB par décade à une variation de phase de -180° , etc. Aussi, la stabilité de la boucle requiert-elle que, sur le diagramme de Bode, le gain en boucle ouverte traverse l'axe des 0 dB avec une pente comprise strictement entre - 40 et + 40 dB/décade.

3.2.2 Réalisation de la rétroaction

A. Modélisation

La conception d'un système d'asservissement passe fréquemment par la simulation mathématique des lois qui régissent le système afin de mettre au point la rétroaction la mieux adaptée. Le dispositif de rétroaction que nous projetons pour le cristal d' YVO_4 est particulier de par les conditions très strictes qu'il doit respecter. C'est pourquoi non seulement on ne peut pas adapter de dispositifs classiques rétroagissant sur l'ensemble de la bande, mais la mise au point d'une rétroaction convenable implique de surcroît la conception d'un montage original, dont l'insertion au sein de la boucle de rétroaction est rendue problématique pour des raisons de stabilité. C'est pourquoi nous avons tenté de modéliser l'ensemble du dispositif de rétroaction en calculant la fonction de transfert de chaque élément du système afin de pouvoir simuler par le calcul l'effet des montages envisagés, avant d'en réaliser dans la pratique les versions les plus probantes.

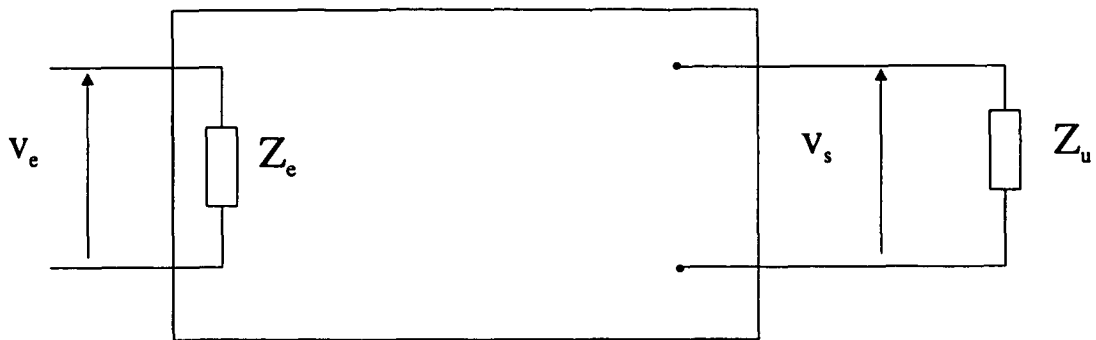
A.1 Calcul de la fonction de transfert des éléments optiques Le calcul de la fonction de transfert de l' YVO_4 a été présenté 1.3.3.B.2. Le reste des éléments optiques, est pris en compte par des coefficients de pertes optiques et des déphasages correspondant

aux distances parcourues par le faisceau lumineux.

A.2 Calcul des fonctions de transfert des éléments électroniques de la boucle de rétroaction Pour calculer les fonctions de transfert de la partie électronique de la boucle de rétroaction, nous avons décomposé l'ensemble du dispositif en modules distincts, passifs ou actifs. Nous avons obtenu dans un premier temps les fonctions de transfert de ces modules par simple application des lois générales de l'électronique dans le cas simplifié de l'amplificateur opérationnel idéal. Pour chaque module, nous avons calculé son impédance d'entrée Z_e , son impédance de sortie Z_s , et établi sa fonction de transfert pour une impédance de charge Z_u quelconque, appelée à prendre la valeur de l'impédance d'entrée du module branché immédiatement en sortie du module considéré (fig.3-19). Ceci nous permettait de reproduire dans les calculs de la simulation la structure modulaire du dispositif expérimental. La boucle de rétroaction apparaît comme un produit de fonctions de transfert. Pour modifier la composition ou l'ordonnement de la chaîne, il suffit d'ajouter ou de supprimer les termes correspondants dans le produit des fonctions de transfert, et de modifier en conséquence les valeurs prises par les impédances de charge de chaque module.

L'expérience a montré que ce niveau de modélisation, pourtant très idéalisé, n'exigeait, pour donner une image fidèle du comportement réel du circuit dans son ensemble et de chaque module en particulier, que des aménagements et des corrections mineurs aux formules ainsi obtenues. Ces corrections se réduisent en fait à l'introduction d'un temps de délai pour les amplificateurs. En effet, malgré la rapidité des amplificateurs que nous avons utilisés, les hautes fréquences auxquelles nous travaillons rendent sensibles même des temps de délai très faibles, de l'ordre de la nanoseconde. Après avoir mesuré ces temps de délai expérimentalement, nous les avons intégrés sous forme de déphasage aux fonctions de transfert calculées pour les circuits à amplificateurs.

Deux raisons principales expliquent la qualité de la modélisation ainsi établie, malgré la simplicité des hypothèses et du cadre de calcul retenus: d'une part, sur le domaine



$$G = \frac{v_s}{v_e}$$

Figure 3-19: Modélisation d'un module électronique quelconque.

spectral considéré, de 10 kHz à 20 MHz, l'électronique rapide que nous avons utilisée, (principalement des circuits passifs MiniCircuit, des amplificateurs CLC et MiniCircuit) s'est révélée d'une grande fiabilité; d'autre part, nous nous sommes systématiquement efforcés d'éliminer les défauts inhérents aux montages adoptés et de faire fonctionner chaque module en restant le plus possible au sein du domaine de fonctionnement idéal. Pour les circuits passifs, nous avons par exemple éliminé des capacités parasites; pour les circuits actifs, nous avons réduit le gain pour bénéficier d'une plus large bande.

B. Dispositif de mesure

La partie électronique de la boucle de rétroaction a conservé tout au long des expériences une structure modulaire correspondant aux différentes fonctionnalités que nous avons souhaité y intégrer. D'une part, c'est en agissant sur la fonction de transfert globale de l'ensemble du dispositif électronique que nous essayons d'obtenir la rétroaction la plus performante possible. D'autre part, le circuit électronique doit également comporter les fonctionnalités élémentaires indispensables à la mise en place de la rétroaction. Celles-ci recouvrent trois tâches principales:

- la détection de la grandeur à corriger et la création du signal d'erreur à injecter dans la boucle de rétroaction; dans notre expérience la grandeur à corriger est le bruit d'intensité de l'YVO₄. Puisque le but de la rétroaction est de le réduire au plus bas niveau possible, il est important dans ce type d'expérience de conserver tout le long de la chaîne et particulièrement au niveau de la détection, une électronique à faible bruit, afin de ne pas introduire de composante parasite qui fausserait le signal d'erreur.

- la modulation de la puissance lumineuse de la diode afin d'introduire le signal de correction; la modulation de la diode en puissance est obtenue au moyen du dispositif classique de modulation haute fréquence décrit en 2.2.1.D.3.

- la protection de la diode contre les éventuelles surtensions introduites par la modulation; il s'agit d'une précaution indispensable car la diode étant modulée par application d'une tension oscillante, celle-ci peut entraîner, notamment en cas d'instabilité de la rétroaction, des surtensions fatales à la diode. Le dispositif de protection retenu fonctionne sur le principe d'un écrêteur de tension, suivi d'un atténuateur qui permet d'ajuster le niveau maximal de tension aux bornes de la diode au niveau admissible reconnu.

Nous pouvons donc décomposer l'ensemble de la boucle de rétroaction en trois parties (cf.fig.3-20) :

- la première est constituée par l'ensemble des éléments optiques. Une fois le réglage de l'YVO₄ optimisé et la longueur du trajet optique réduite au plus court, cette partie de la boucle est peu susceptible de changement. Au contraire, c'est le reste de la boucle qui doit permettre d'en modifier le comportement.

- la seconde partie est constituée de l'ensemble des dispositifs électroniques qui viennent d'être évoqués. Ce sont les *modules de base*. Ils représentent une base indispensable à la réalisation de la rétroaction. Toutefois, ils sont susceptibles d'être assez largement modifiés pour répondre aux objectifs de la rétroaction et permettre une meilleure insertion au sein de l'ensemble du dispositif déterminé par la troisième partie de la boucle

- la troisième partie doit permettre, par une conception et une réalisation adéquate de sa fonction de transfert, de rendre la rétroaction la plus efficace possible. C'est entre

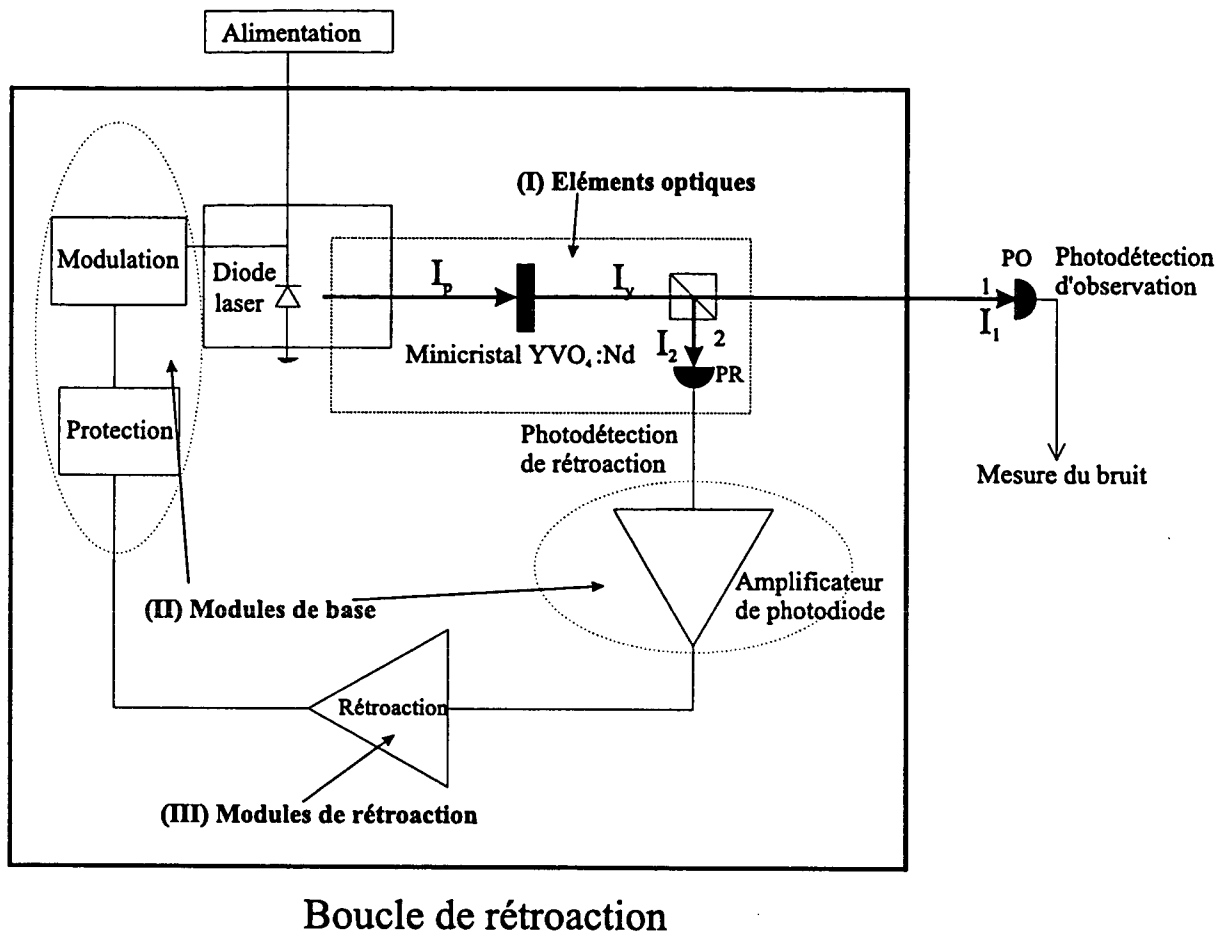


Figure 3-20: Décomposition de la boucle de rétroaction en trois parties : éléments optiques, modules de base et modules de rétroaction.

le dispositif de photodétection et celui de protection de la diode qu'elle trouve sa place. Nous la désignerons sous le nom de *module de rétroaction*. Les objectifs qu'il doit permettre d'atteindre sont très contraignants; en revanche la plus grande liberté préside à sa conception. La modélisation détaillée de la rétroaction participe précisément de cet effort de conception.

Les premiers essais de rétroaction que nous avons tentés l'ont été à partir d'un circuit très sommaire, puisque le module de rétroaction se réduisait à un seul amplificateur de type ZHL MiniCircuit. Nous verrons que malgré sa grande simplicité, un tel dispositif a permis d'obtenir une réduction effective du bruit d'intensité de l'YVO₄, tout en remplissant les contraintes de non rétroaction à basse fréquence que nous avons imposé. Nous disposions ainsi d'un dispositif de base qu'il fallait améliorer et transformer.

L'intérêt expérimental de modéliser le système est alors apparu parallèlement aux essais pratiques qui ont été réalisés. La qualité de la modélisation mise au point permet d'en faire un réel outil d'aide à la conception du circuit de rétroaction. Plutôt que de réaliser directement, à chaque version successive, le module de rétroaction, nous avons d'abord calculé la fonction de transfert du circuit envisagé, simulé le comportement de la boucle comportant un tel circuit et sélectionné les meilleurs circuits. Une fois ces derniers réalisés, nous avons comparé les résultats expérimentaux aux résultats théoriques. La simulation, en pointant les éventuelles discordances entre les deux, nous a alors permis à plusieurs reprises de repérer des défauts du montage expérimental ou l'inadaptation des valeurs de certains composants.

La validité de la simulation a ainsi été acquise en confrontant systématiquement prévisions théoriques et observations expérimentales, non seulement lorsque l'ensemble de la chaîne de rétroaction était actif, mais également au niveau élémentaire par la mesure de la fonction de transfert de chaque module pris isolément.

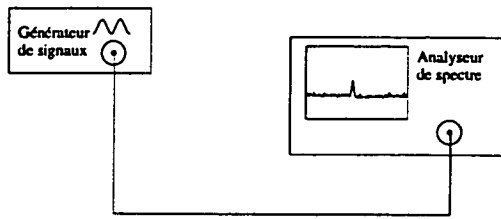
B.1 Mesure de la fonction de transfert d'un module électronique quelconque
- **Gain en boucle ouverte** La mesure des fonctions de transfert caractéristiques de

l'entrée modulation de la diode et de la photodétection pose des difficultés spécifiques que nous traiterons en conséquence. En revanche, le processus de mesure des fonctions de transfert des modules électroniques situés entre ces deux modules particuliers, et notamment les modules de rétroaction, est toujours le même et reste assez simple. Il nous faut mesurer en plusieurs points du domaine des fréquences le gain et la phase de la fonction de transfert considérée.

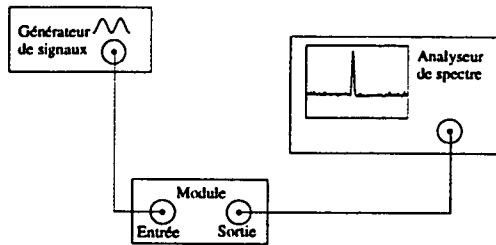
A cet effet, nous utilisons le signal délivré par un générateur de signaux basse fréquence ayant une impédance de sortie de 50 ohms et susceptible de fournir une tension alternative pour des fréquences allant jusqu'à 22 MHz. Le gain de chaque module est mesuré par le montage décrit en figure 3-21. On compare avec l'analyseur de spectre, sur un échantillon de fréquences comprises entre 10 kHz et 20 MHz, le signal fourni directement par le générateur et celui amplifié par le module étudié. L'ensemble du dispositif de mesure est adapté 50 ohms et assure donc des conditions de mesures proches des conditions de fonctionnement, puisque que nous nous sommes efforcés de respecter l'adaptation 50 ohms tout au long de la chaîne de rétroaction.

La mesure de la phase répond au schéma présenté en figure 3-22 : le signal du générateur est envoyé sur un module sommateur MiniCircuit passif, du type de ceux décrits en 2.1.2, utilisé en sens inverse (cf. fig.2-6). L'un des signaux sortant du sommateur est envoyé sur l'entrée du module étudié, et la sortie de ce module est à son tour envoyée sur un oscilloscope numérique large bande (120 MHz) en couplage 50 ohms. Le second signal issu du sommateur est directement envoyé sur une autre voie de l'oscilloscope. On mesure alors à l'écran la différence de phase entre les deux signaux. On élimine les déphasages parasites entre les deux voies soit en utilisant deux câbles de longueurs identiques soit en effectuant une correction tenant compte de la vitesse de propagation c_m de la modulation dans le câble BNC, qui est de l'ordre de 2.10^8 m.s^{-1} .

Nous avons appliqué cette démarche à de nombreuses reprises à la mesure de la fonction de transfert du gain en boucle ouverte de la rétroaction (cf. fig.3-23). Nous injectons le signal de modulation entre les modules de protection et l'entrée modulation



Réponse du générateur de signaux



Réponse du module à mesurer

Figure 3-21: Mesure du gain d'un module électronique.

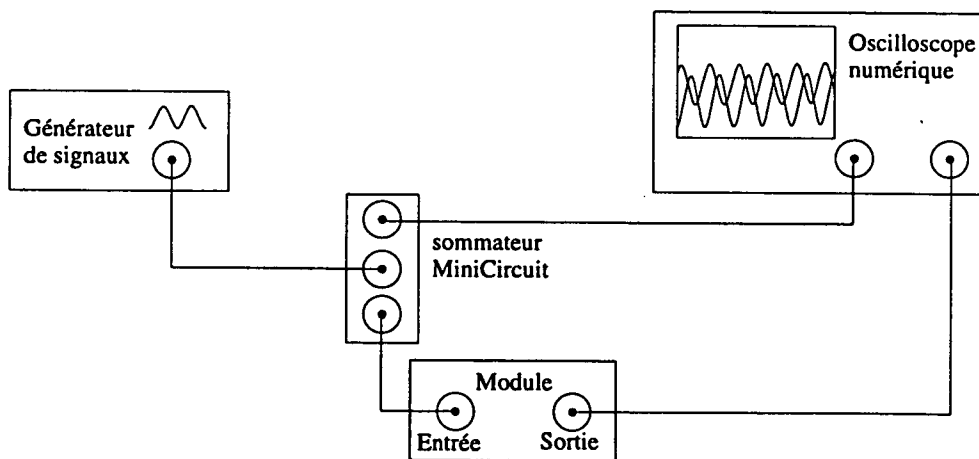


Figure 3-22: Mesure de la phase d'un module quelconque.

de la diode. Il ne se pose donc pas de problème d'adaptation d'impédance, et on y contrôle parfaitement l'amplitude de la modulation appliquée à la diode. Nous mesurons le signal transformé par la traversée de l'ensemble de la boucle à la sortie du module de protection. La mesure du gain en boucle ouverte est très importante car elle permet de valider un résultat essentiel de la simulation numérique.

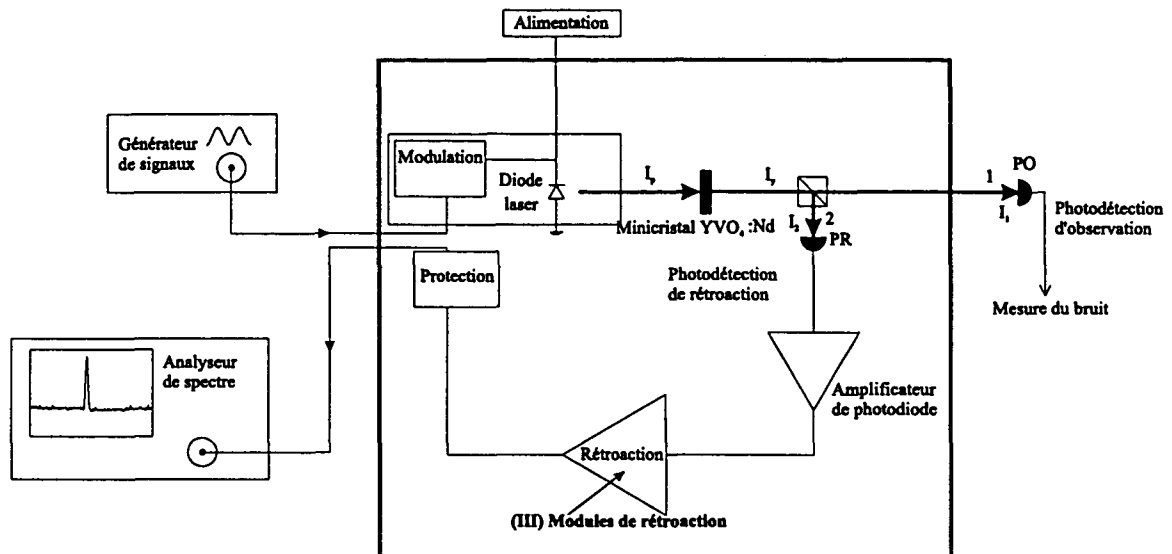


Figure 3-23: Mesure du gain en boucle ouverte

B.2 Détection du bruit d'intensité et modulation de la diode laser Nous avons rassemblé les modules correspondant à ces deux fonctionnalités de base du circuit électronique précisément parce qu'ils se situent à l'opposé l'un de l'autre, chacun à une extrémité de la partie électronique de la boucle. De la sorte, ils ont en commun d'assurer la transition électro-optique entre le circuit lumineux et le circuit optique de transport du signal. On peut définir M , fonction de transfert décrivant la conversion de la tension de modulation δV_d appliquée à la diode en modulation δI_d de la puissance lumineuse de la diode :

$$\delta I_d = M \times \delta V_d \quad (3.13)$$

De même on définit g_1 , fonction de transfert décrivant la conversion de la modulation de puissance lumineuse δI_Y de l'YVO₄ en modulation de la tension δV_{pr} en sortie des amplificateurs à photodiodes. Nous définissons g_1 pour une efficacité quantique parfaite de la photodiode, le facteur correctif des imperfections de la détection étant contenu dans un facteur l_Y décrivant les pertes optiques totales (y compris le défaut d'efficacité quantique de la photodiode) entre la sortie de l'YVO₄ et le courant débité par le photodétecteur:

$$\delta V_{pr} = l_Y \times g_1 \times \delta I_Y \quad (3.14)$$

Or, il nous est très difficile de mesurer expérimentalement de façon fiable la fonction de transfert de l'amplificateur de photodiode au moyen des méthodes habituelles de modulation. En effet, appliquer à la place du courant délivré par la photodiode une tension sinusoïdale balayant l'ensemble du spectre ne peut donner qu'un résultat imparfait car on remplace ainsi la modulation d'une source de courant presque parfaite par la modulation d'un générateur de tension d'impédance 50 ohms. En outre, un tel dispositif ne prend pas en compte la bande passante propre à la photodiode.

De même, il est très hasardeux, puisqu'on ne connaît pas précisément l'impédance de la diode laser ni l'ensemble de ses propriétés électrooptiques, de définir une fonction de transfert associant à la tension sinusoïdale appliquée à l'entrée modulation de la diode, la modulation correspondante de l'intensité lumineuse émise par cette dernière. De façon plus générale, ceci reviendrait à définir pour chacun de ces modules une fonction de transfert entre deux grandeurs non homogènes.

Or, les deux grandeurs g_1 et M représentent des modules de base indispensables à la rétroaction; de fait, leur produit intervient systématiquement dans la formule du gain en boucle ouverte. Aussi, la connaissance globale de $g_1 M$ présente presque autant d'intérêt que la description distincte de g_1 et de M et c'est ce produit que nous mesurons.

En disposant le photodétecteur juste en sortie de la diode laser et en modulant cette dernière, il est possible de mesurer dans d'excellentes conditions, très proches des conditions expérimentales, la fonction de transfert globale du système constitué par les modules

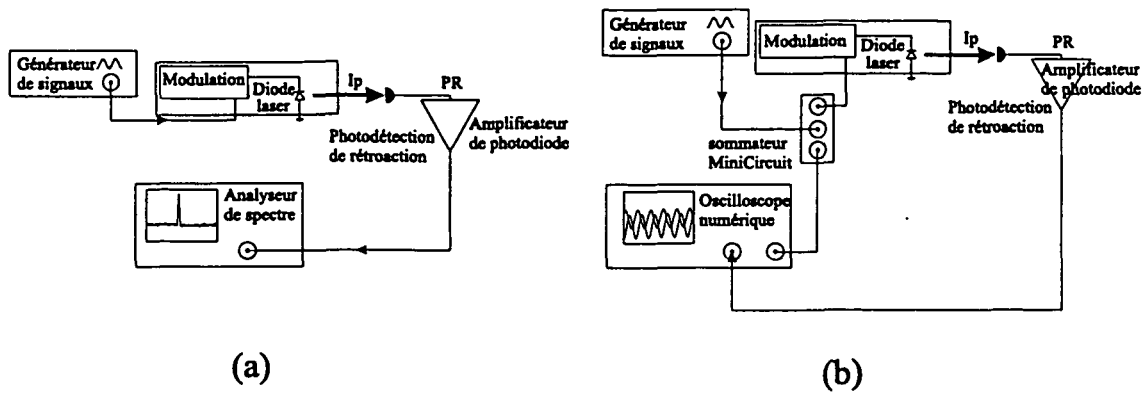


Figure 3-24: Mesure de la fonction de transfert globale $g_1 M$ de l'entrée modulation et du photodétecteur.

de photodétection et de modulation (fig. 3-24).

Ce système se prête en effet bien mieux que les précédents à la définition d'une fonction de transfert, puisqu'il est conçu de manière à recevoir une tension en entrée (il s'agit de l'entrée modulation de la diode), et à délivrer une tension en sortie (il s'agit de la sortie de l'amplificateur de photodiodes). La seule correction à apporter à cette fonction de transfert est celle justifiée par les pertes optiques qui ne sont pas les mêmes sur le montage de rétroaction incluant le cristal d' YVO_4 (où la photodiode reçoit un faisceau à 1064 nm), et sur le montage destiné à mesurer $g_1 M$, (où la photodiode reçoit le faisceau émis par la diode à 810 nm). En appliquant à l'entrée modulation de la diode une tension δV_d connue, en tenant compte des pertes optiques l_o propres au dispositif de mesure¹, on accède à la valeur de la modulation de tension δV_{pr} résultante en sortie de la photodétection:

$$\delta V_{pr} = g_1 \times M \times l_o \times \delta V_d \quad (3.15)$$

Par ailleurs, nous pouvons évaluer d'après l'allure de la fonction de transfert obtenue, l'influence respective de chaque module. A cette fin, nous pouvons nous appuyer sur

¹ l_o contient non seulement l'éventuel défaut d'efficacité quantique de la photodiode, mais également toutes les pertes dues à l'insertion d'éléments optiques sur le trajet du faisceau de pompe comme sur celui du minilaser.

les prédictions de la simulation et observer l'effet sur la fonction de transfert globale des modifications apportées aux modules pris isolément (par exemple réduction de la fréquence de coupure basse du filtre de l'entrée modulation, etc).

B.3 Mesure de la fonction de transfert de l'YVO₄ La mesure de la fonction de transfert $G(\Omega)$ de l'YVO₄ repose également sur une manipulation des fonctions de transfert des modules de la chaîne de rétroaction. $G(\Omega)$ est définie comme le rapport de la modulation d'intensité du faisceau émis par l'YVO₄ à la modulation d'intensité du faisceau de pompe.

$$\delta I_Y = \mathcal{G}(\Omega) \delta I_p \quad (3.16)$$

Notre dispositif de mesure nous permet essentiellement de mesurer des tensions, comme cela est apparu en 3.2.2. Nous déterminons δI_Y et δI_p au moyen de la photodétection. Pratiquement, nous appliquons une modulation de tension δV_d à l'entrée modulation de la diode. D'après les conclusions du paragraphe précédent, celle ci entraîne une modulation d'intensité δI_p du faisceau de pompe incident sur le cristal :

$$\delta I_p = l_p \times M \times \delta V_d$$

où l_p représentent les pertes sur le trajet entre la sortie de la diode et l'arrivée sur le cristal. La photodétection placée juste avant l'YVO₄ mesure une modulation de tension:

$$\delta V_{pr}^p = l'_p \times g_1 \times \delta I_p = l_p \times l'_p \times g_1 \times M \times \delta V_d \quad (3.17)$$

où l'_p représente les pertes optiques dues au défaut d'efficacité quantique de la photodiode à la longueur d'onde de la pompe. Le produit $l_p \times l'_p$ représente donc l'ensemble des pertes optiques entre la sortie de la diode et la détection du faisceau de pompe par la photodiode.

Le même photodétecteur, placé derrière l'YVO₄, pour une même modulation δV_d ,

mesure la modulation de tension δV_{pr}^Y :

$$\delta V_{pr}^Y = l_Y \times g_1 \times \delta I_Y = l_Y \times g_1 \times \mathcal{G}(\Omega) \times \delta I_p = l_Y \times g_1 \times \mathcal{G}(\Omega) \times M \times l_p \times \delta V_d \quad (3.18)$$

où l_Y représente les pertes optiques entre la sortie de l'YVO₄ et la photodétection. On obtient la fonction de transfert de l'YVO₄ $\mathcal{G}(\Omega)$ en faisant le rapport des deux fonctions de transfert $\delta V_{pr}^Y/\delta V_d$ et $\delta V_{pr}^p/\delta V_d$ ainsi obtenues.

$$\mathcal{G}(\Omega) = \frac{\delta V_{pr}^Y}{\delta V_d} \frac{1}{l_Y \times l_p} \times \frac{1}{g_1 M} = \frac{\delta V_{pr}^Y l_p}{\delta V_{pr}^p l_Y} \quad (3.19)$$

Le schéma de mesure est représenté en figure 3-25. La figure 3-26 témoigne du bon accord entre les observations expérimentales corrigées des pertes optiques constatées et les prévisions du modèle théorique calculées à partir de l'équation 1.172 et calées, à basse fréquence, sur l'efficacité quantique de conversion

.

C. Modules de base

Nous présentons dans cette section les différents *modules de base* ayant servi à la boucle de rétroaction, avec leur schéma électronique, et la détermination expérimentale de leur fonction de transfert montrant la correspondance entre les prévisions théoriques et les observations expérimentales. Les *modules de rétroaction* (cf 3.2.2.B), seront présentés en dernière partie de ce chapitre.

Les fonctionnalités proposées par les modules de base sont:

- la photodétection du bruit lumineux
- la protection de la diode laser et l'atténuation du signal de rétroaction
- l'injection de signal de rétroaction au niveau de l'entrée modulation de la diode laser

C.1 Limitation du déphasage des modules de base Les objectifs que nous avons assignés à la rétroaction sont très contraignants: nous souhaitons en effet ne rétroagir

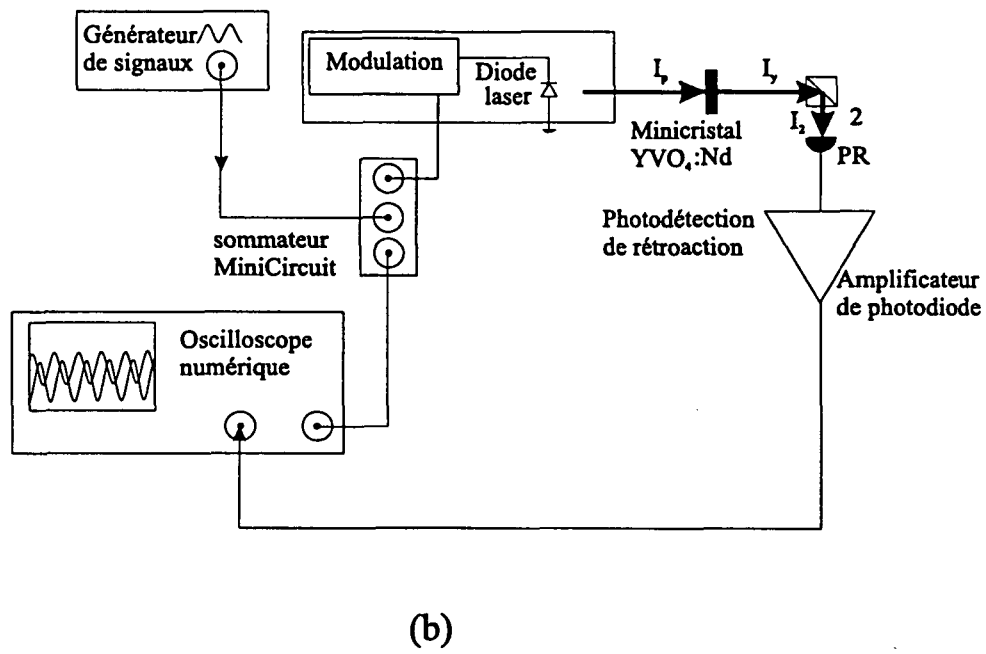
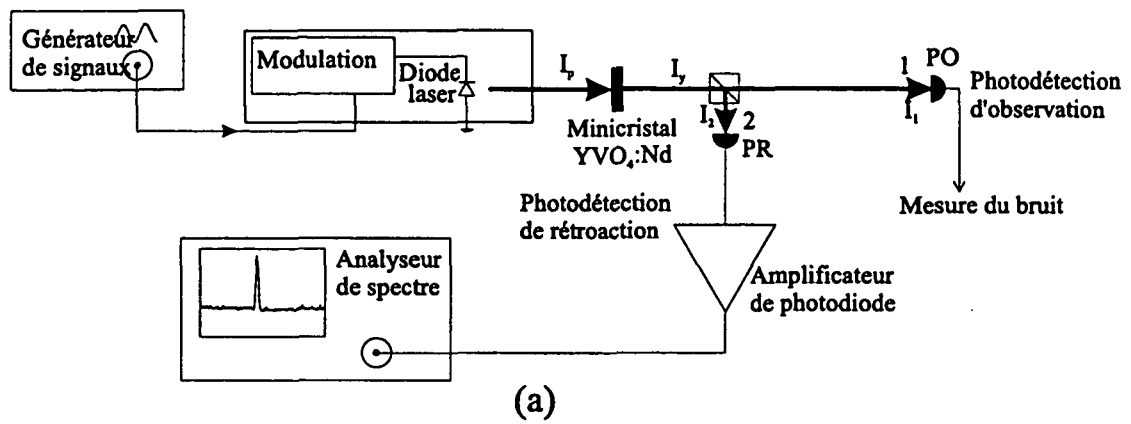


Figure 3-25: Mesure de la fonction de transfert de l'YVO₄

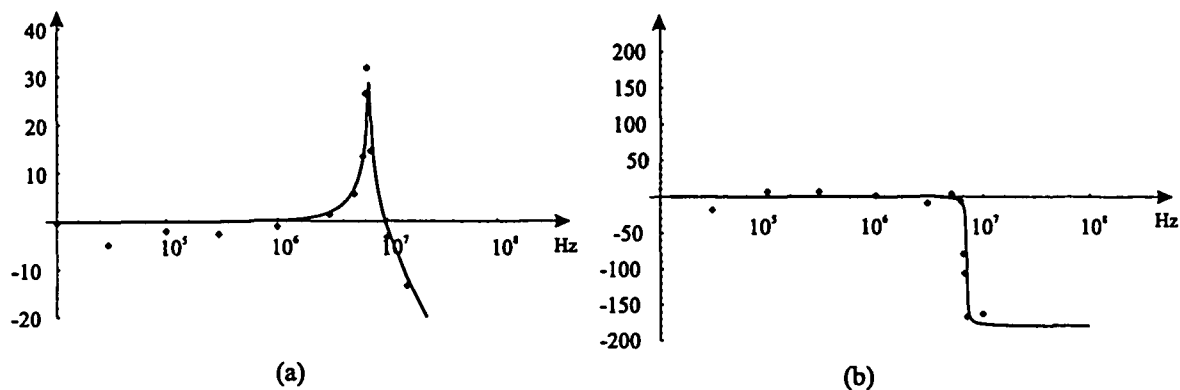


Figure 3-26: Observations expérimentales et prévisions théoriques de la fonction de transfert de l'YVO₄. (a) : Gain ; (b) : phase.

que sur la partie haute fréquence du spectre. Ceci impose de filtrer le signal de rétroaction à basse fréquence. Comme, de plus, ce signal est nécessairement filtré à plus haute fréquence, en raison de la bande passante limitée des composants, la boucle de rétroaction accumule les filtres. Les déphasages qu'ils entraînent, ajoutés au déphasage de 180° dû à l'YVO₄ (cf. 1.3.3.B.2), sont susceptibles de dégrader considérablement l'effet de la rétroaction à basse fréquence et sa stabilité. C'est pourquoi nous avons cherché à limiter au maximum le déphasage introduit par les modules de base sur l'ensemble du domaine de fréquences où la rétroaction est susceptible d'agir.

Ces déphasages peuvent avoir plusieurs sources: sur les composants passifs, ce sont les filtres *RC* dus à la présence de capacités, parasites ou non; sur les composants actifs, ce sont les temps de délais des amplificateurs, particulièrement sensibles à haute fréquence; la longueur du circuit électronique et celle du parcours optique introduisent également un temps de délai se traduisant par un déphasage non négligeable (environ 25° dès 10 MHz). Pour concevoir les *modules de base* insérés dans la boucle de rétroaction, nous nous sommes donc efforcés d'éliminer les capacités superflues, de réduire les temps de parcours, de limiter le nombre de circuits actifs et de déplacer les fréquences de coupure des filtres en dehors du domaine de rétroaction.

Une autre démarche est envisageable, qui consiste au contraire à intégrer aux modules de base d'autres fonctionnalités, relevant plutôt des modules de rétroaction proprement dits : par exemple le filtrage des basses fréquences. Cette démarche reste pertinente si elle permet de faire par la suite l'économie d'un étage filtrant avec amplificateur. Si l'on prend le parti de réaliser le filtrage en disposant des filtres *RC* classiques, il est alors judicieux d'en placer sur les *modules de base*. De fait, le premier montage de rétroaction que nous avons testé correspondait à une telle configuration, en raison des multiples filtres passe-haut, à fréquence de coupure assez élevée, disposés au sein de la boucle: en entrée et en sortie de photodétection, en entrée modulation, ainsi que sur le module amplificateur.

Par la suite, nous avons éliminé l'effet de tous ces filtres en leur donnant la plus large bande possible et réduit les photodétecteurs à leur fonction première. Nous disposions ainsi de plus de souplesse pour concevoir les *modules de rétroaction* et pour maximiser l'effet de la rétroaction au niveau du pic de relaxation.

C.2 Dispositif de photodétection Comme cela a été présenté en 1.3.3, la boucle de rétroaction implique le recours à deux dispositifs de photodétection, l'un, dénommé PR (photodétecteur de rétroaction) destiné à la mesure du signal d'erreur, qui reste interne à la boucle de rétroaction, l'autre dénommé PO (photodétecteur d'observation) destiné à l'observation du bruit d'intensité du faisceau sortant de la boucle de rétroaction (cf.fig. 3-27). Ces deux dispositifs n'ont ni les mêmes objectifs ni les mêmes contraintes. Leurs propriétés seront de ce fait très différentes: PO mesure le bruit à basse fréquence (au-dessous de 500 kHz) alors que PR détecte l'oscillation de relaxation en mesurant le spectre de l' YVO_4 à plus haute fréquence (entre 1 et 20 MHz).

C.2.1 Photodiode d'observation Ainsi que nous l'avons présenté en 3.1.2.A.1, nous nous intéressons à la mesure précise du bruit d'intensité du faisceau sortant de la boucle de rétroaction à basse fréquence. La mesure du bruit d'intensité du faisceau sortant de la boucle de rétroaction n'est pas indispensable sur le domaine de fréquences où la rétroaction est active. En effet, parce que la rétroaction contribue, là où elle agit, à

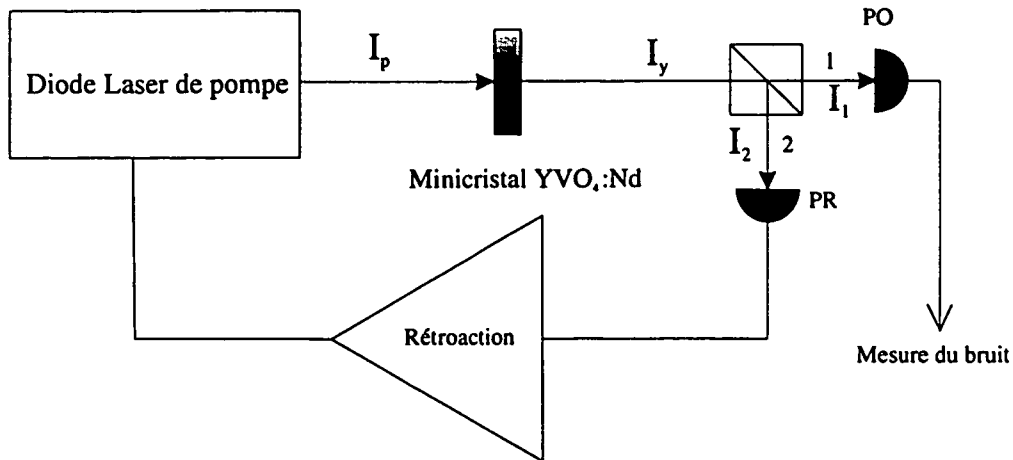


Figure 3-27: Schéma de la boucle de rétroaction et du dispositif de photodétection.

détruire d'éventuels effets quantiques (cf 1.3.3), et parce que nous espérons observer de tels effets à basse fréquence, nous nous sommes interdits de rétroagir à basse fréquence.

Cela simplifie considérablement la mise au point d'une photodétection adéquate. Nous avons en effet évoqué en 3.1.2 le difficile compromis à trouver afin de réaliser une détection adaptée à un large domaine de fréquence. Renoncer à la mesure du bruit à haute fréquence, et restreindre le domaine de mesure aux fréquences inférieures à 500 kHz permet de filtrer en sortie de la photodiode la partie haute fréquence du spectre de bruit, qui, par son intensité, est à l'origine de la plupart des difficultés de mesure rencontrées et notamment des saturations affectant la détection. Le dispositif amplificateur consiste donc en un filtre passe-bande centré à basse fréquence, autour de 200 kHz. Il est composé d'un filtre passe haut classique, destiné à limiter les risques de saturation à basse fréquence souvent observés sur les amplificateurs présentant un filtrage insuffisant des très basses fréquences. Il est complété par un filtre passe-bas de type Butterworth, dont la pente très abrupte réduit considérablement le bruit d'intensité détecté à l'analyseur de spectre pour les fréquences supérieures à 1 MHz (cf fig. 3-28). (L'emploi d'un Butterworth, à la fois pour le filtre passe-haut et pour le passe-bas ne s'étant pas révélé concluant, nous avons préféré employer un filtre du premier ordre pour le passe-haut).

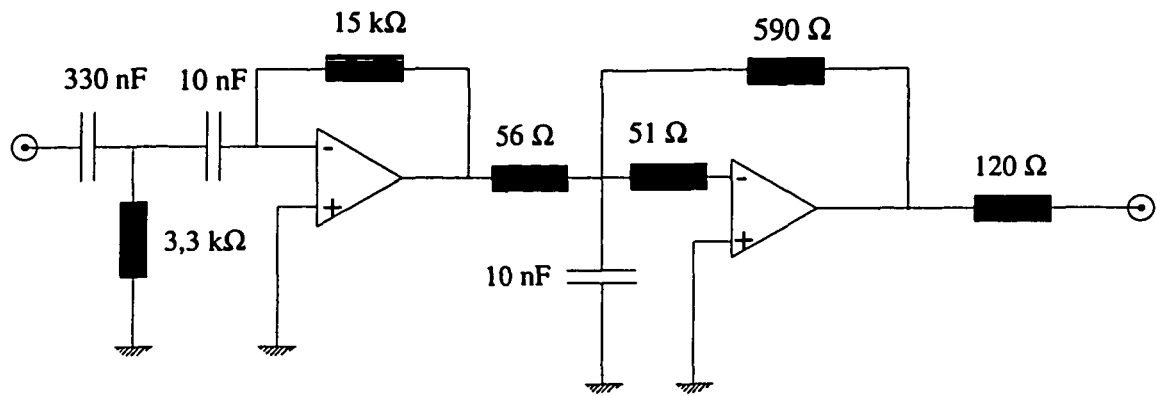


Figure 3-28: Amplificateur de la photodiode d'observation

La bande très réduite exploitée par l'amplificateur nous a permis de le faire fonctionner à très fort gain afin d'améliorer le rapport signal sur bruit de la détection vis à vis du bruit propre de l'analyseur de spectre. Nous avons vérifié la linéarité de ce photodétecteur en lui envoyant la lumière émise par l' YVO_4 pour différentes atténuations. Le bruit du faisceau non atténué étant très supérieur au bruit quantique standard (de l'ordre de 15 dB), le bruit d'intensité doit varier quadratiquement en fonction de la puissance lumineuse détectée. C'est ce que nous avons vérifié tant que la puissance détectée par la photodiode restait inférieure à $500 \mu W$ et la puissance de bruit à $30 fW/Hz$. Le détecteur ainsi obtenu donne un rapport signal/bruit très satisfaisant, permettant la mesure de très faibles bruits d'intensité. Cette propriété a été mise à profit pour calibrer le bruit quantique standard en utilisant comme référence le faisceau émis par la diode laser, considérablement atténué (d'un facteur environ 50 compte-tenu de toutes les pertes optiques).

C.2.2 Photodiode de rétroaction et entrée modulation de la diode laser

La photodiode de rétroaction recueille le bruit d'intensité du faisceau issu de la lame séparatrice et restant dans la boucle de rétroaction. Elle le convertit en un bruit électronique qui est par la suite traité par les modules de rétroaction et envoyé sur l'entrée modulation de la diode. L'ensemble constitué par la photodiode et l'amplificateur doit

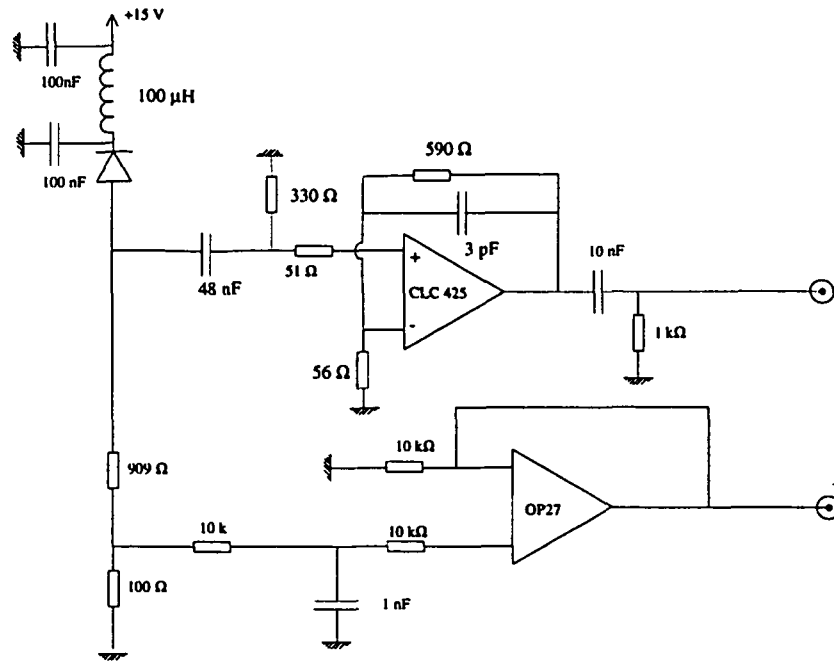


Figure 3-29: Amplificateur de la photodiode de rétroaction

donc présenter une excellente efficacité quantique, un faible bruit électronique et une large bande de passante. C'est pourquoi nous avons utilisé tout d'abord un montage de détection large bande - de 1 à 20 MHz - avec filtrage des basses fréquences en entrée et en sortie (cf. 3.1.2.A.2). Le montage initial est présenté en fig.3-29.

Par la suite nous avons encore élargi la bande de détection vers les basses fréquences en modifiant les constantes des filtres passe-haut. De plus, nous avons adopté un montage plus favorable à un faible bruit électronique en recourant à la configuration en transimpédance qui assure une large bande et un faible bruit, puisqu'il s'affranchit du bruit propre de la résistance de charge présente sur les montages classiques. La fréquence de coupure basse est de 500 Hz à l'entrée et de 16 kHz en sortie, et la fréquence de coupure haute est de 30 MHz. Elle est due à la capacité de 2 pF en parallèle avec la résistance de rétroaction, destinée à stabiliser l'amplificateur et à limiter la résonance qui s'amorcerait à haute fréquence (cf. fig.3-30).

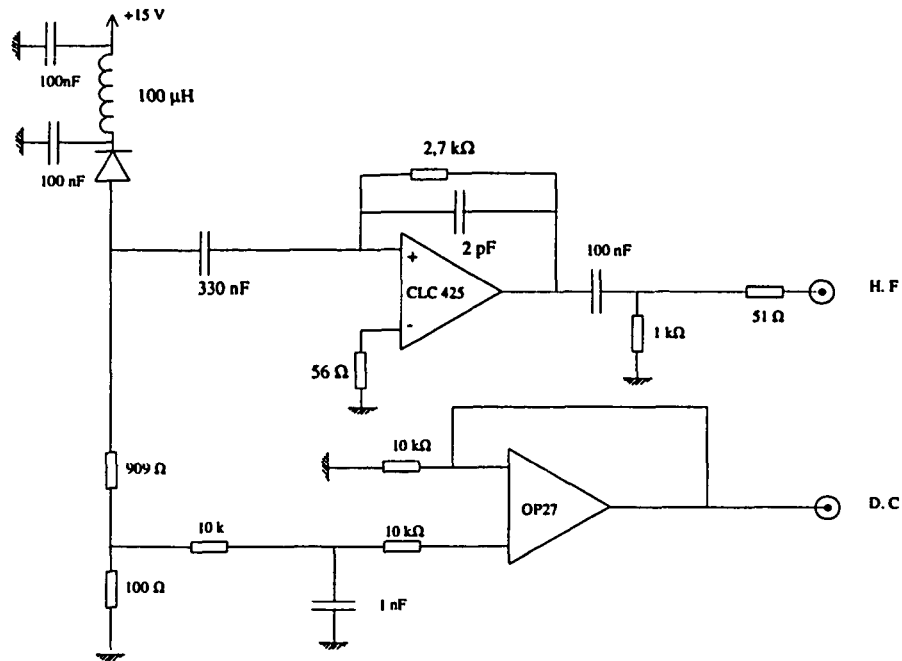


Figure 3-30: Amplificateur de la photodiode de rétroaction en version transimpédance.

Nous avons fait porter nos efforts également sur l'entrée modulation de la diode, qui répond au schéma de la figure 3-31, afin d'en réduire la fréquence de coupure basse. Il n'est pas possible de modifier la résistance de 50Ω , nécessaire à l'adaptation d'impédance. Nous avons donc mis une forte capacité: $3,3 \mu F$.

Nous avons ainsi cherché à obtenir une fonction de transfert correspondant à $g_1 M$ aussi plate que possible sur un large domaine spectral: par ce moyen, nous cherchons à limiter la perte d'information à travers le module de photodétection. En outre, en limitant le déphasage (cf. 3.2.2.C.1), nous préservons la stabilité de la boucle de rétroaction. En réservant aux modules de rétroaction le soin de filtrer les basses fréquences, à des fréquences de coupure plus hautes que celles des filtres de la photodétection, d'une part on élimine les sources d'instabilités créées par les filtres de photodétection, puisque le déphasage qui leur est attaché apparaît pour des domaines de fréquences où la rétroaction n'agit plus que de façon négligeable, d'autre part on circonscrit le travail d'optimisation

de la rétroaction aux modules de rétroaction uniquement.

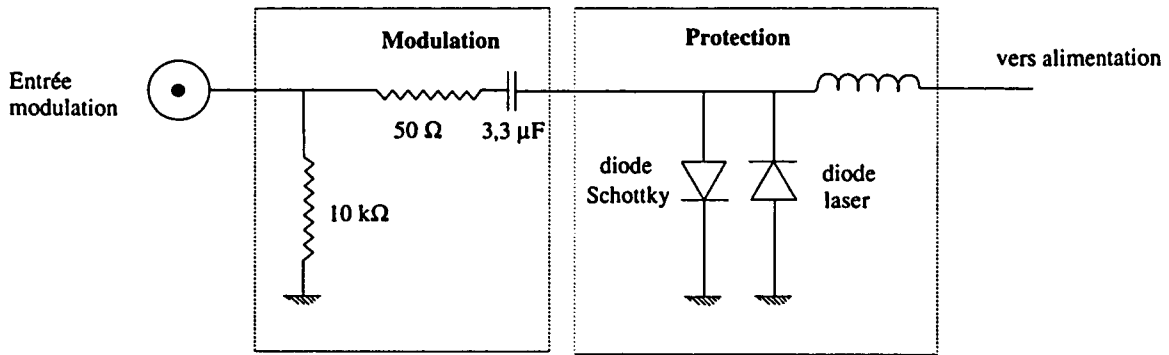


Figure 3-31: Entrée modulation de la diode laser.

Ces efforts ont permis une réduction considérable du déphasage dû aux modules de photodétection et de modulation : Sur le montage initial, ce déphasage, entre 100 kHz et 10 MHz, était de 252° ; sur le montage final, il n'était plus que de 107° entre 10 kHz et 10 MHz.

La figure 3-32 montre les diagrammes de Bode expérimentaux et théoriques obtenus pour la fonction de transfert globale $g_1 \times M$ dans sa configuration à plus large bande.

C.3 Ecrêteur et atténuateurs Nous avons inséré en plusieurs endroits de la boucle de rétroaction des dispositifs très simples constitués par des ponts de trois résistances, destinés à atténuer le signal de rétroaction sans introduire de déphasage et en préservant l'adaptation 50Ω . Trois montages ont été réalisés sur ce principe.

Le montage écrêteur (fig.3-33) est constitué de deux diodes Schottky placées tête bêche de manière se déclencher pour toute tension d'amplitude supérieure à 3V pp. L'intérêt de ce type de diodes réside dans leur rapidité, quoique leur constante de temps soit plus grande que celle de la diode laser elle-même. Il faut placer une résistance R_2 avant ces diodes, sans quoi, en cas d'écrêtage, ces dernières présenteraient une impédance dynamique nulle susceptible d'endommager les étages amplificateurs situés en amont de

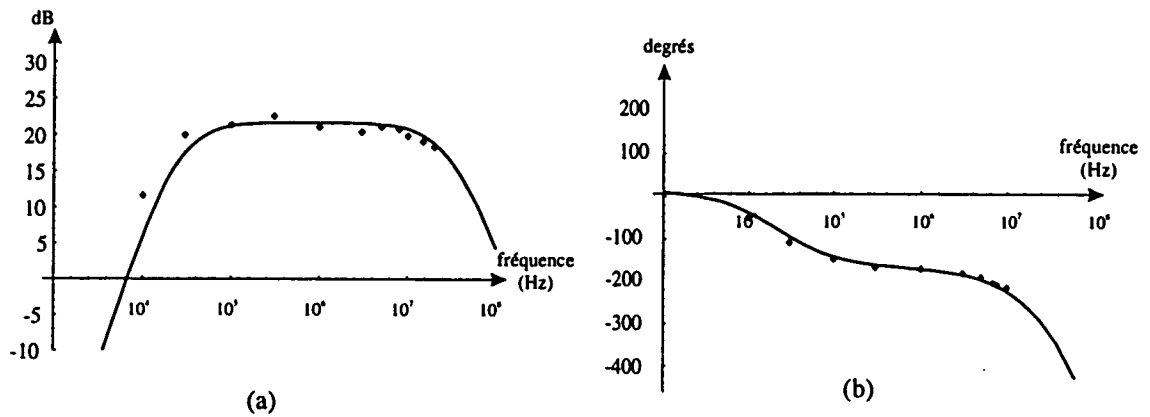


Figure 3-32: Observations expérimentales et prévisions théoriques de la fonction de transfert globale $g_1 \times M$. Gain : (a) ; phase : (b).

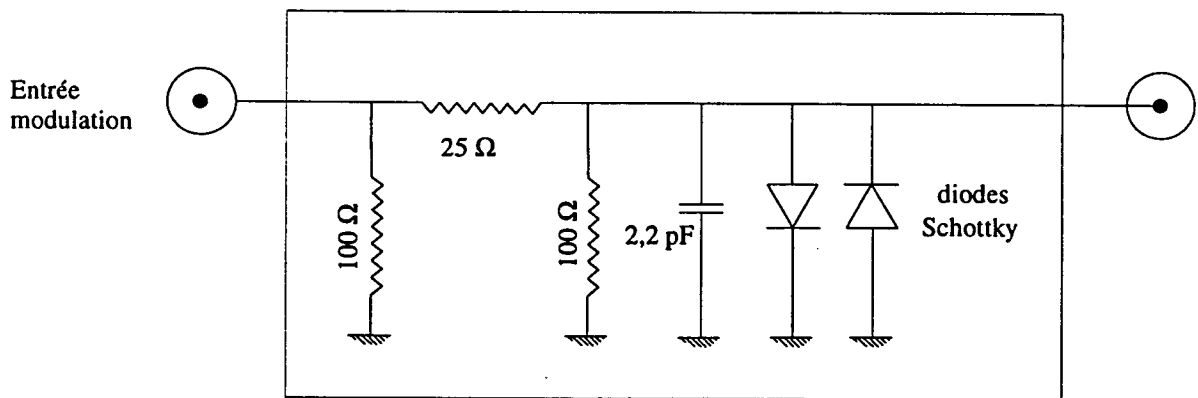


Figure 3-33: Ecrêteur

l'écrêteur. Afin de respecter les conditions d'adaptation 50Ω , deux résistances R_1 et R_3 sont disposées de part et d'autre de R_2 . Ainsi l'adaptation 50Ω est respectée tant que le pont est alimenté par une source d'impédance de sortie 50Ω et débite sur une résistance de charge de 50Ω . Nous avons ajouté une capacité très faible (22 pF) afin de protéger la diode contre de trop brusques variations de tension. Nous avons vérifié la qualité de l'écrêtage et l'absence de déphasage jusqu'à 20 MHz. Le principal inconvénient de ce montage réside dans les pertes qu'il introduit puisque son gain est de -6dB, pour les valeurs des résistances retenues: $R_1 = R_3 = 100 \Omega$ et $R_2 = 25 \Omega$.

En outre, puisqu'il n'écrête que des tensions supérieures à 3V, il doit être suivi d'un atténuateur fixe, de manière à ramener la tension d'écrêtage à un niveau compatible avec les tolérances de la diode laser. Cet atténuateur fixe est également constitué d'un pont de résistances, présente un gain de -10 dB et respecte l'adaptation 50Ω .

Par ailleurs, il est important de pouvoir ajuster le gain de la rétroaction. Il est possible de le faire, sans rajouter aucun déphasage, en faisant varier grâce au cube séparateur partageant le faisceau entre les deux photodiodes, l'intensité incidente sur la photodiode de rétroaction. Cette méthode présente deux inconvénients: la variation du bruit ainsi obtenue n'est pas linéaire, puisque la puissance de bruit varie proportionnellement aux pertes pour un bruit d'intensité proche du bruit quantique standard, et proportionnellement au carré de ces dernières pour un bruit très élevé devant le bruit quantique standard. De plus cette méthode d'ajustement du gain est peu praticable, sauf à disposer d'un second dispositif séparateur indépendant, puisqu'elle conduit à faire varier à la fois et en sens contraire les signaux détectés par la photodiode de rétroaction et celle d'observation. Or, il est utile de conserver une intensité lumineuse et un niveau de pertes constant au niveau de cette dernière afin de repérer et d'estimer instantanément le niveau de bruit du faisceau sortant de la boucle et l'effet de la rétroaction sur ce dernier. Nous avons donc disposé en sortie de la photodiode de rétroaction un atténuateur variable constitué d'un pont de trois résistances, dont un potentiomètre. Nous nous sommes efforcés de choisir les valeurs des résistances de manière à ce que l'impédance d'entrée et de sortie

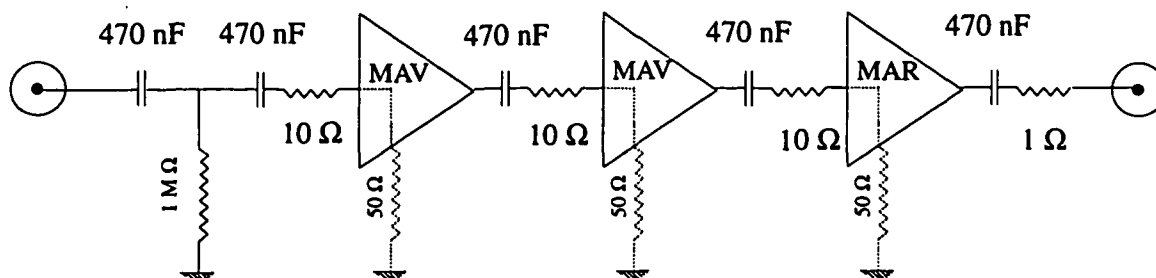


Figure 3-34: Amplificateur à MAV et MAR

de ce module reste de l'ordre de 50Ω . Le résultat est satisfaisant et n'engendre aucun déphasage sur l'ensemble du spectre observable.

C.4 Amplificateur La présence des dispositifs atténuateurs et la nécessité d'éviter d'envoyer de trop fortes puissances sur les photodiodes limite le gain disponible pour la rétroaction. Nous avons donc eu recours à des dispositifs d'amplification large bande présentant le plus faible déphasage possible, que nous avons disposé entre l'atténuateur variable et les modules de protection (écrêteur et atténuateur fixe). Nous avons tout d'abord utilisé un amplificateur ZHL MiniCircuit présentant un gain de 18 dB pour une bande passante de 1 à 100 MHz. Par la suite nous avons eu recours à des composants haute fréquence, de gain plus élevés et susceptibles d'être assemblés en cascade, sans que cela soit préjudiciable à leur stabilité, sur des montages compacts. Nous avons réuni deux amplificateurs de type MAV3 MiniCircuit et un MAR8 MiniCircuit (cf. fig.3-34).

Le gain résultant est de l'ordre de 50 dB et le temps de délai associé à l'ensemble n'est que de 5 ns. Le principal inconvénient de ce montage réside dans la nécessité de filtrer convenablement le continu afin de ne pas saturer les amplificateurs. Ceci impose de placer un filtre de type *RC* en sortie de chaque amplificateur. Nous avons limité les valeurs des capacités à celles présentées en fig.3-34. La fréquence de coupure basse d'un tel amplificateur est de l'ordre de 10 kHz et le déphasage attribuable aux filtres passe-haut est de 100° entre 10 kHz et 1 MHz. Pour des fréquences supérieures, le déphasage

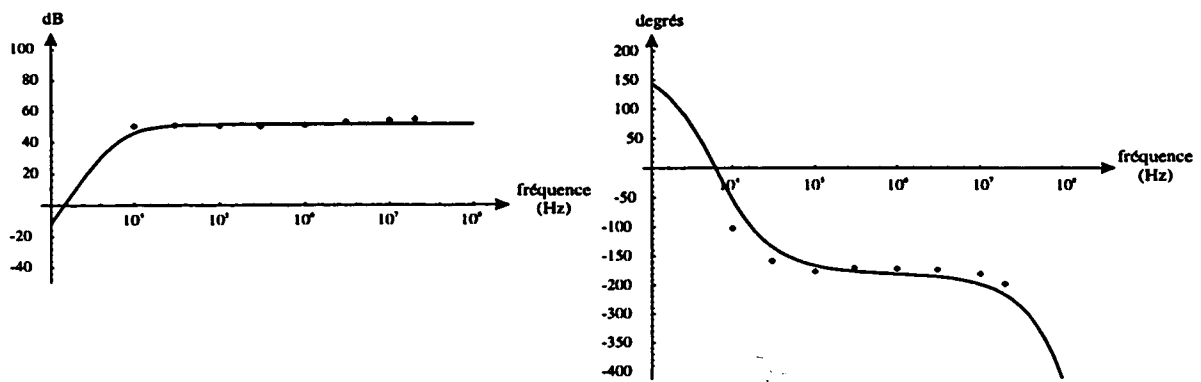


Figure 3-35: Observations expérimentales et prévisions théoriques de la fonction de transfert de l'amplificateur à MAV et MAR. Gain : (a) ; phase : (b).

est dû au temps de délai des composants actifs.

La figure 3-35 montre les diagrammes de Bode expérimentaux et théoriques obtenus pour la fonction de transfert de l'amplificateur correspondant à ce montage.

3.2.3 Mise en évidence de la réduction du bruit à basse fréquence

A. Résultats expérimentaux

La qualité de la rétroaction doit être estimée au regard de trois critères principaux:

- l'ampleur de la réduction du bruit d'intensité au niveau du pic de relaxation
- l'absence de rétroaction à basse fréquence
- l'éventuelle réduction du bruit d'intensité observé à basse fréquence

Nous décrivons par la suite les résultats obtenus avec deux types de montages. Le premier montage réduit la boucle de rétroaction aux modules de base, le second intègre à la boucle un double filtre de Butterworth. Le premier montage est donc très simple et consiste à renvoyer sur la diode laser le bruit mesuré par la photodiode de rétroaction pratiquement sans autre traitement qu'une simple amplification. Il a conduit à une réduction significative du bruit au niveau de l'oscillation de relaxation de l' YVO_4 par rapport au

montage sans rétroaction. Par la suite, les modules de base constituant ce premier montage ont été significativement remaniés afin d'en limiter les déphasages (cf. 3.2.2.C.1). Ceci a permis dans un premier temps d'obtenir une réduction encore plus importante de l'excès de bruit au niveau de l'oscillation de relaxation, et, dans un deuxième temps, d'implanter dans la boucle de rétroaction un double filtre de Butterworth. Ce deuxième montage ne fonctionnant que pour de faibles gains en raison de sa médiocre stabilité, a conduit à une atténuation limitée du pic de relaxation. En revanche, il respectait de façon très rigoureuse la contrainte de non rétroaction à basse fréquence. Il a ainsi confirmé la présence d'effets non linéaires et permis d'obtenir les plus fortes réductions du bruit à basse fréquence de l'YVO₄.

A.1 Boucle de rétroaction limitée aux modules de base Le premier essai de rétroaction a été tenté en réunissant uniquement les modules élémentaires indispensables à la réalisation de la boucle de rétroaction: photodétection, atténuation et modulation, comme l'indique la figure 3-36.

Ce montage ne contenait donc pas de module de rétroaction au sens où nous l'avons défini en 3.2.2.B. Il constituait ainsi une illustration de la démarche évoquée en 3.2.2.C.1 consistant à intégrer aux modules de base des fonctionnalités supplémentaires (en l'occurrence le filtrage des basses fréquences). En raison des nombreux filtres passe-hauts présents le long de la boucle, et dont la fréquence de coupure restait assez élevée, l'effet de la rétroaction était négligeable au-dessous de 100 kHz, comme l'ont montré les mesures de gain en boucle ouverte et le calcul théorique correspondant (cf. fig.3-37). En outre, si la fonction de transfert de l'YVO₄ présente l'inconvénient majeur d'imposer un déphasage très important au gain en boucle ouverte, elle participe d'elle même à la sélectivité en fréquence de la rétroaction, en raison du pic très prononcé au niveau de la relaxation. Ainsi, le montage initial présentait un compromis très favorable: d'une part les filtres présents permettaient une atténuation correcte des basses fréquences sans induire un déphasage trop contraignant, et d'autre part le signal de rétroaction, amplifié par l'YVO₄

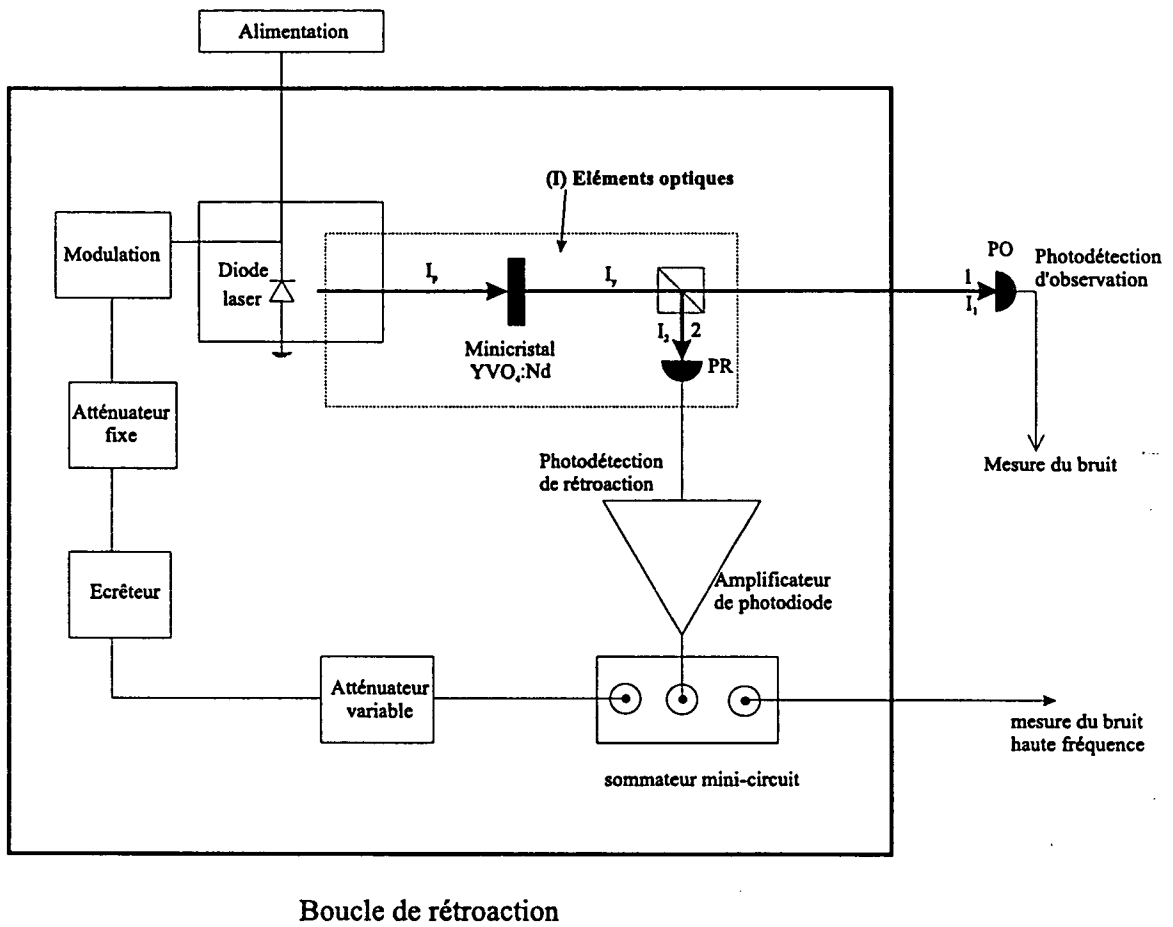


Figure 3-36: Composition de la boucle de rétroaction réduite aux modules de base.

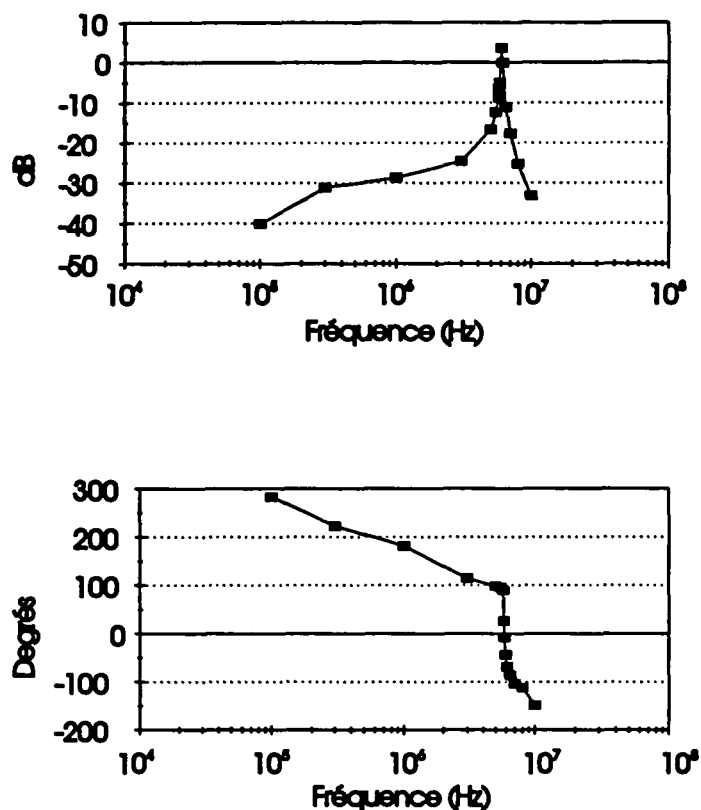


Figure 3-37: Gain en boucle ouverte mesuré, correspondant au schéma de la figure 3-36.

lui même au niveau du pic de relaxation, était suffisamment fort pour permettre une réduction significative du bruit dans cette région du spectre.

Nous avons alors inséré dans la boucle initiale un amplificateur de type ZHL qui, sans modifier significativement l'allure du gain en boucle ouverte (cf. fig.3-38), nous a permis de porter le gain de la rétroaction à la valeur maximale permise par la stabilité de la boucle. Le montage est présenté en figure 3-39.

Comme le nombre de modules était réduit au minimum, les sources de déphasage l'étaient également, de sorte que le système restait stable même pour des gains assez élevés, ainsi que l'indique le diagramme de Nyquist expérimental (fig.3-40). Nous avons pu obtenir environ 27 dB d'atténuation au niveau du pic (cf. fig.3-41). L'excès de bruit observé à basse fréquence correspond à la rotation de la phase du gain en boucle ouverte.

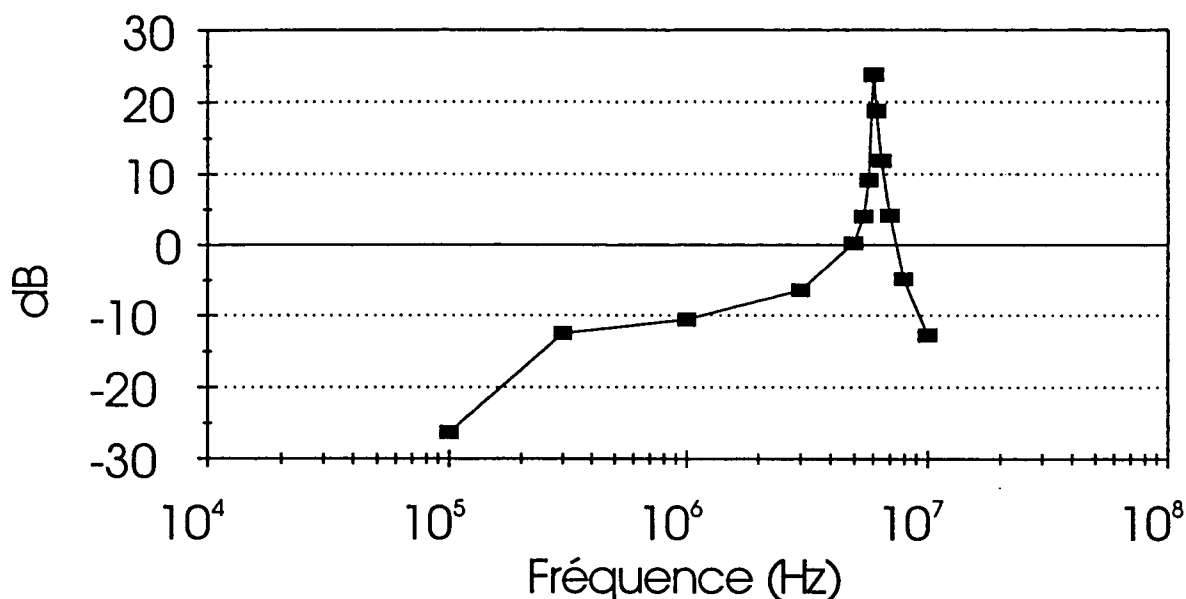


Figure 3-38: Mesure expérimentale du gain en boucle ouverte correspondant à la boucle de rétroaction décrite en figure 3-39.

Le module de ce dernier se réduit de sorte que le module de $1 + G_{BO}(\Omega)$ devient inférieur à 1 et que le terme en $1/|1 + G_{BO}(\Omega)|^2$ de l'équation 1.155 contribue désormais à amplifier le bruit.

Nous avons mesuré le gain en boucle ouverte dans les conditions de rétroaction assurant un bruit minimal à basse fréquence (cf. fig.3-37 et 3-36). L'influence de la rétroaction est négligeable au-dessous de 100 kHz, puisque le module de G_{BO} y est inférieur à 10^{-2} . Or, nous avons constaté pour des fréquences plus basses (20 kHz) une réduction de l'excès de bruit d'intensité, qui passait par exemple, de 14,4 à 5,3 dB au dessus du bruit quantique standard sous l'effet de la rétroaction. Ces premières observations confirmaient donc la possibilité de réduire le bruit à basse fréquence sur le spectre de l' YVO_4 en n'agissant que sur le pic de relaxation. Il convenait alors d'accroître la stabilité de la boucle pour augmenter le gain de la rétroaction et y implanter des modules spécifiques, encore plus sélectifs en fréquence.

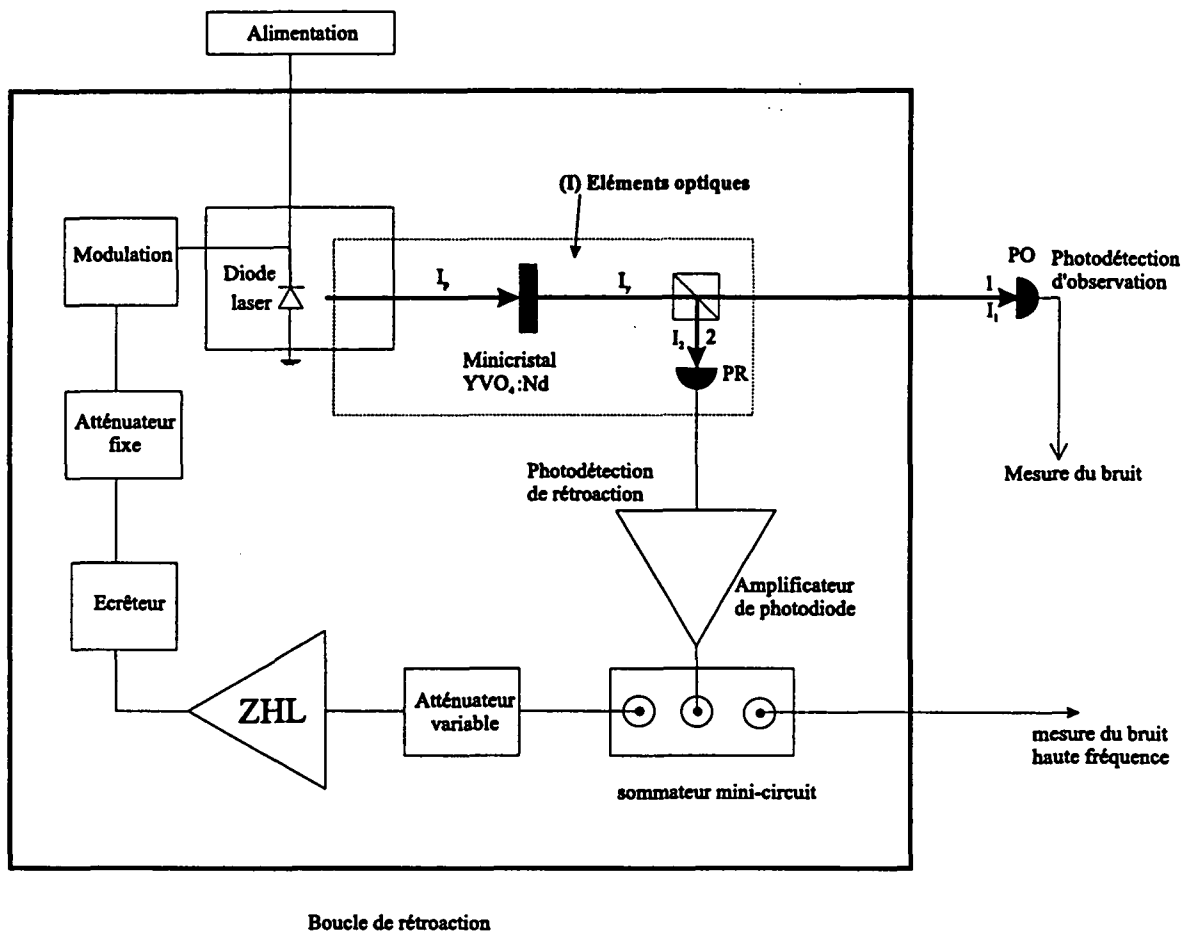


Figure 3-39: Composition de la boucle de rétroaction réduite aux modules de base avec seulement un amplificateur ZHL en rétroaction.

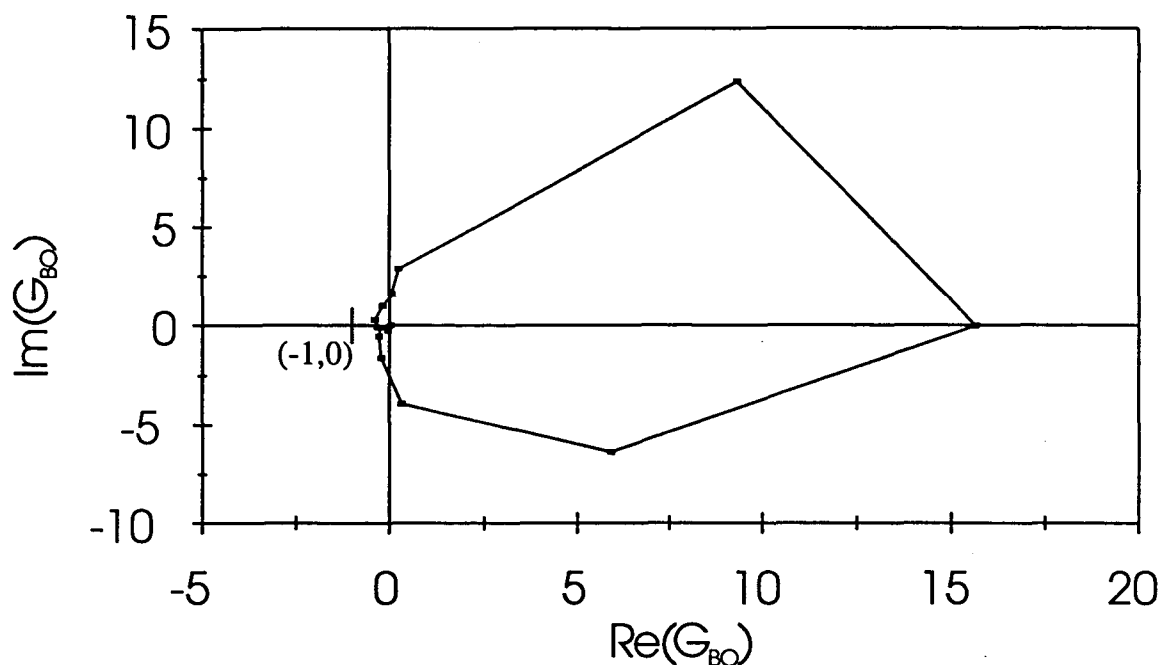


Figure 3-40: Diagramme de Nyquist correspondant au schéma de la figure 3-39.

A.2 Améliorations apportées aux modules de base A la suite des modifications que nous avons apportées aux différents modules de base et à la réduction importante des déphasages que nous avons obtenue, nous avons pu augmenter le gain de la boucle tout en préservant sa stabilité. Afin de monter le gain jusqu'aux limites de stabilité, nous avons dû remplacer l'amplificateur à ZHL par le triplet de MAV et de MAR en cascade décrit en 3.2.2.

Avec ce nouveau montage (cf. fig.3-42), nous sommes parvenus à 37,2 dB de réduction de bruit au niveau du pic (fig.3-43) en limite de stabilité de la boucle, en excellent accord avec les spectres de bruit théoriques correspondants (fig.3-44).

Le diagramme de Nyquist théorique et expérimental rend correctement compte des conditions de stabilité de la boucle (cf. fig. 3-45).

Cependant, la variation de phase du gain en boucle ouverte conduit la rétroaction à amplifier le bruit sur un large domaine de fréquences inférieures à celle de l'oscillation

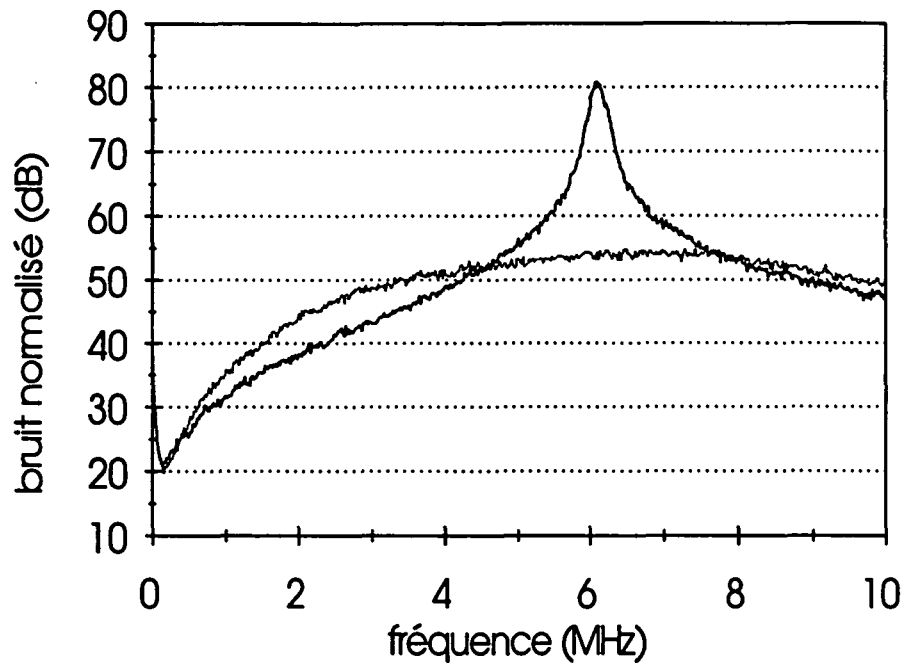


Figure 3-41: Spectre de bruit de l'YVO avec et sans rétroaction électronique. Montage correspondant à la boucle de rétroaction décrite en figure 3-39.

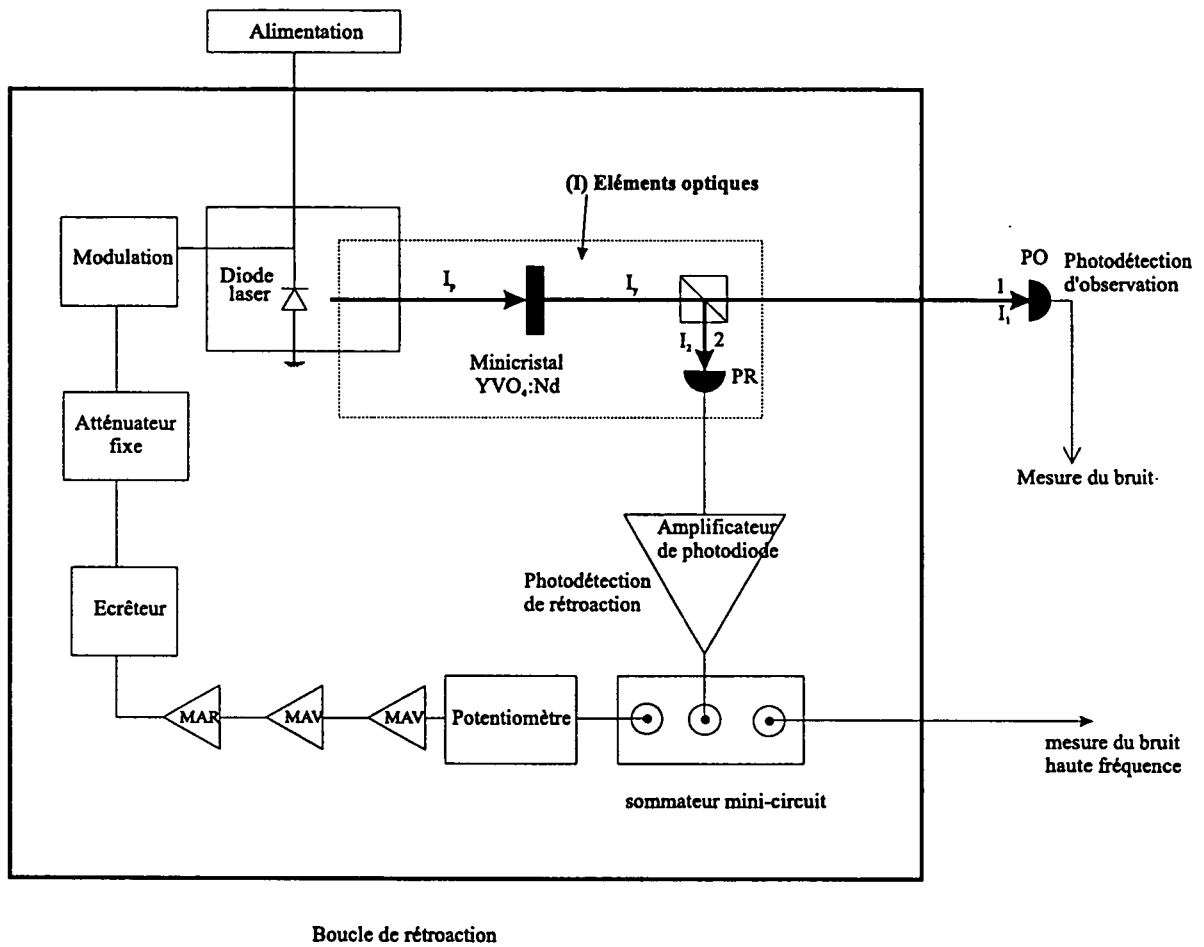


Figure 3-42: Composition de la boucle de rétroaction réduite aux modules de base avec un amplificateur à MAV et MAR en rétroaction.

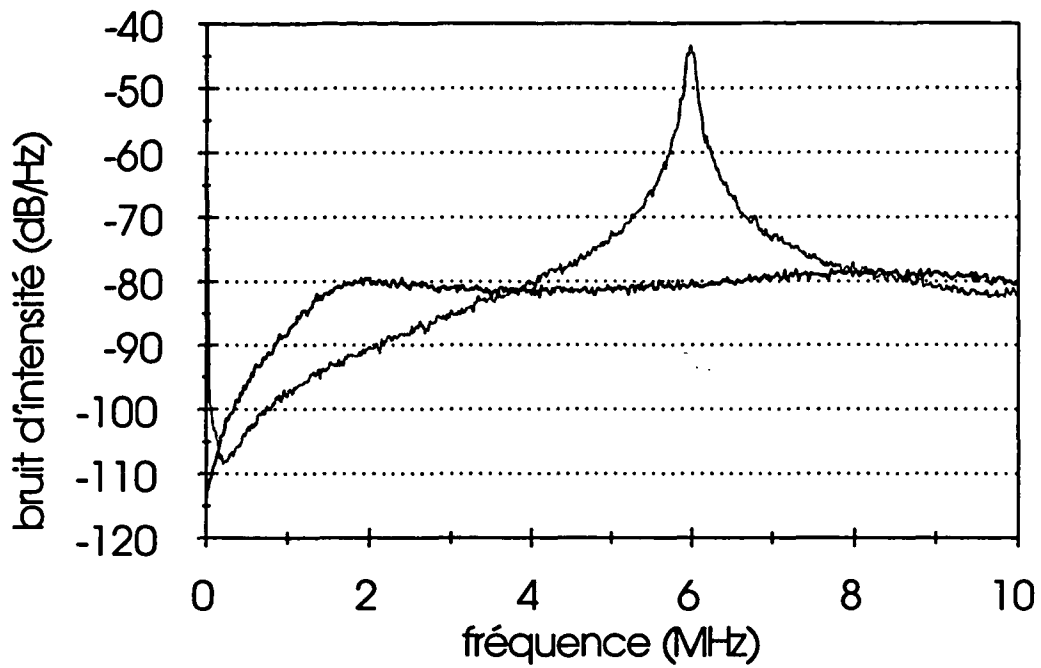


Figure 3-43: Spectres de bruit d'intensité de l'YVO₄ avec et sans rétroaction électronique.

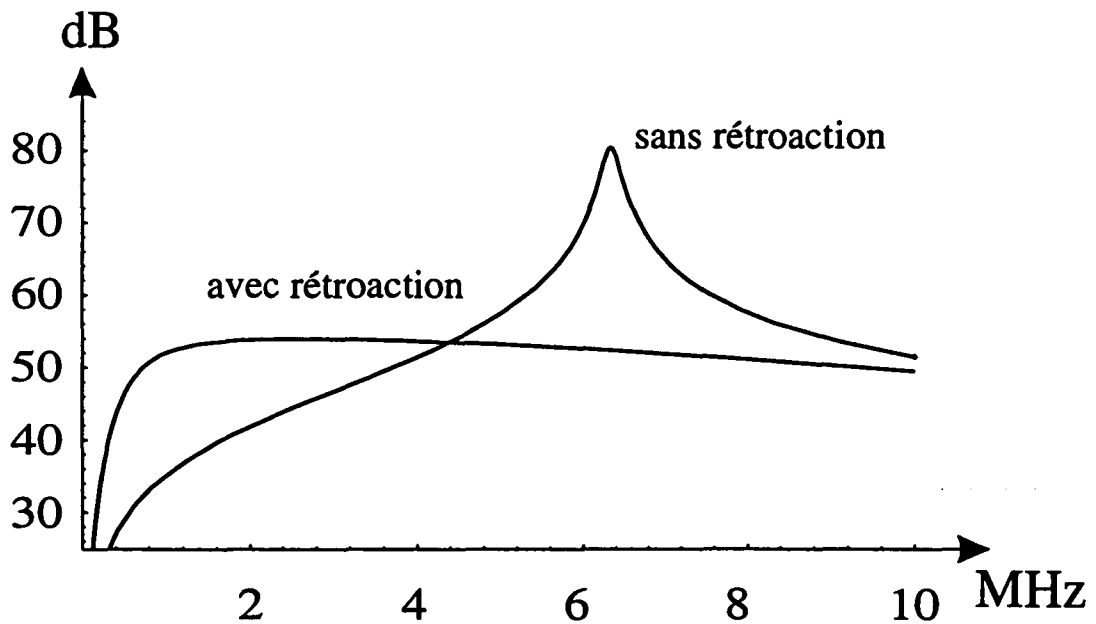


Figure 3-44: Spectres de bruit théoriques de l'YVO₄ avec et sans rétroaction électronique dans les conditions de la figure 3-43.

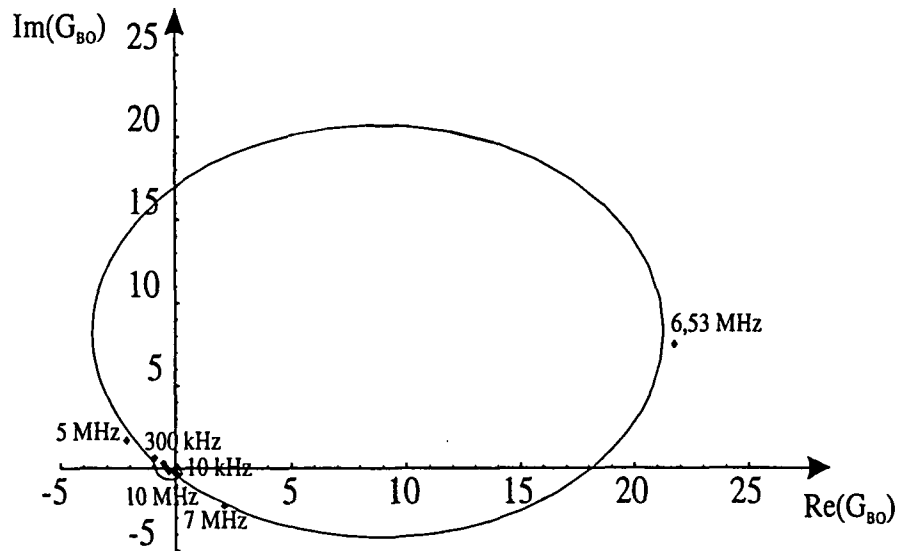


Figure 3-45: Diagramme de Nyquist théorique et expérimental dans les conditions de la figure 3-43.

de relaxation. Sur ce montage, les fréquences de coupures des filtres passe-haut ont été repoussées à des fréquences si basses que l'effet de la rétroaction ne peut être négligé, même pour des fréquences de l'ordre de 10 kHz. La rétroaction, qui, comme le montre le gain en boucle ouverte (fig. 3-46), n'est pas négligeable à basse fréquence entraîne donc un excès de bruit sur ce domaine du spectre (voir, en fig.3-43, l'excès de bruit notable au-dessous de 3 MHz).

C'est pourquoi les conditions optimales de réduction du bruit à basse fréquence ne coïncident pas sur ce type de montage avec les conditions de réduction maximale du bruit au niveau du pic de relaxation.

Une telle configuration de la rétroaction, ne correspond pas à nos objectifs, puisque d'une part, on ne peut négliger l'effet de la rétroaction sur le domaine d'observation, et, d'autre part, celle-ci a une action déstabilisatrice sur ce même domaine.

A.3 Filtre passe haut Aussi, la configuration ayant permis d'obtenir 37,2 dB de réduction du bruit au niveau du pic ne présentait elle plus des capacités de filtrage suffi-

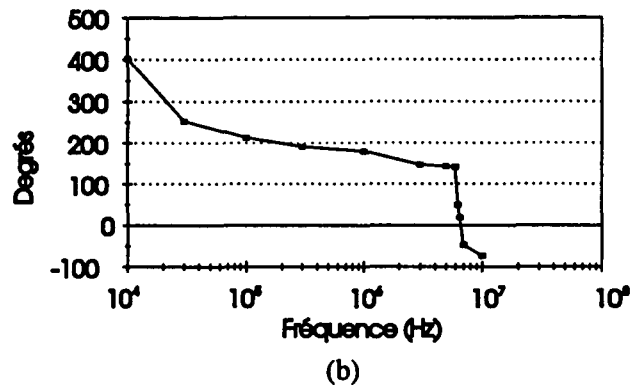
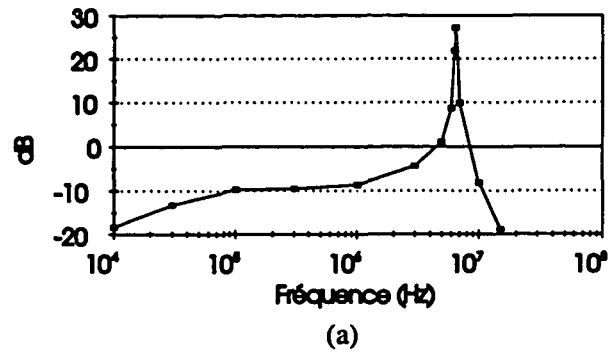


Figure 3-46: Gain en boucle ouverte mesuré, correspondant au schéma de la figure 3-42 : (a) amplitude; (b) phase.

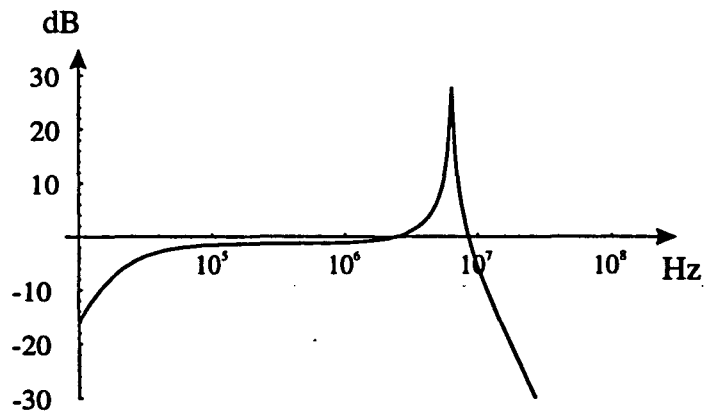


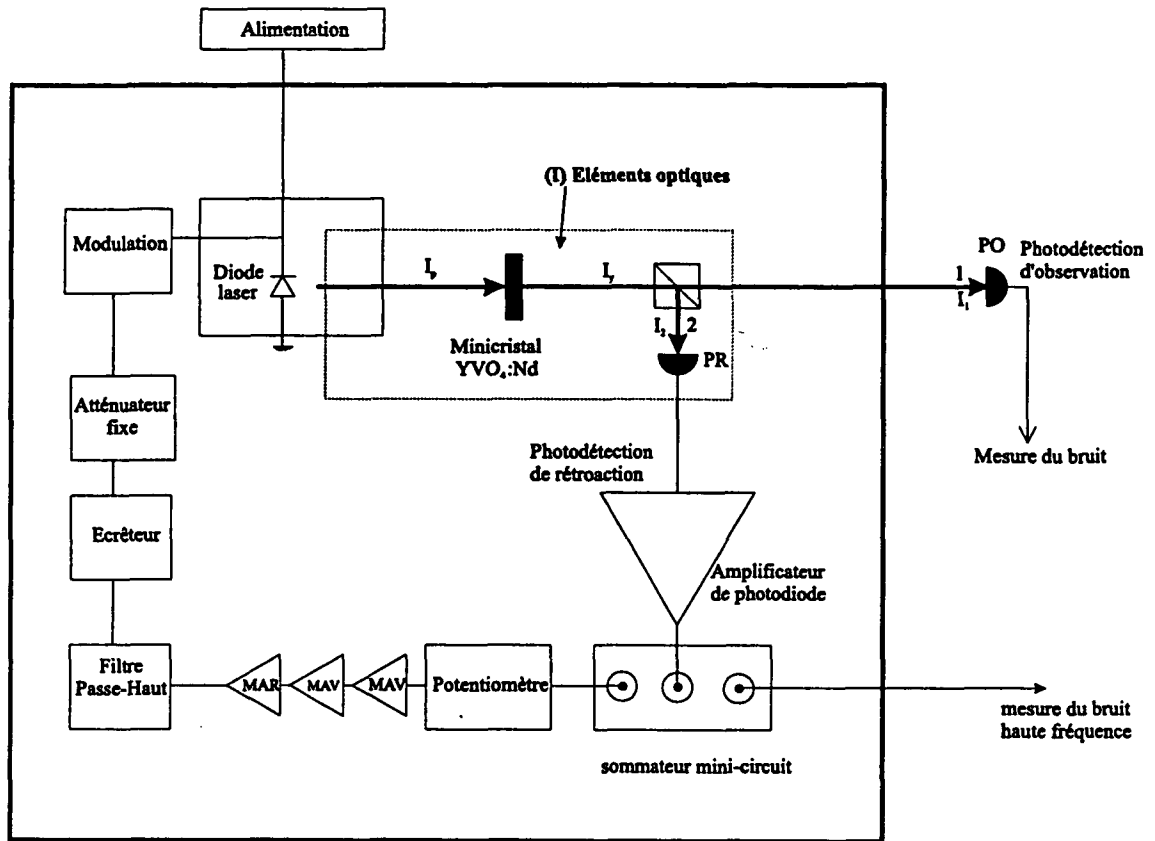
Figure 3-47: Gain en boucle ouverte théorique, correspondant au schéma de la figure 3-42.

samment fiables à basse fréquence. Comme le montrent les courbes présentant la variation du module et de la phase du gain en boucle ouverte en fonction de la fréquence (fig. 3-46 et 3-47), nous étions parvenus, au terme des modifications décrites en 3.2.2, à obtenir pour la partie de la rétroaction constituée par l'ensemble des modules de base (photodétecteur large bande, écrêteur, atténuateur passif, amplificateur à MAV et MAR, entrée modulation) une fonction de transfert globale très plate et présentant un faible déphasage (de l'ordre de 100°) entre 100 kHz et 10 MHz. Il convenait donc, par l'implantation d'un module adéquat, de rendre à la fonction de transfert du gain en boucle ouverte un profil mieux adapté. A cette fin nous avons inséré dans la boucle un filtre passe-haut d'ordre 4 constitué par deux filtres de Butterworth en cascade. Le montage de la boucle de rétroaction correspondant est présenté en fig.3-48.

Ce filtre atténue remarquablement les basses fréquences, puisqu'il présente une pente de 80 dB par décade (40 dB par filtre de Butterworth). En revanche, il présente un fort déphasage (360° , sans compter le déphasage dû au temps de délai des deux amplificateurs) qui limite considérablement le domaine de stabilité de la rétroaction et ne permet pas d'atteindre des gains aussi élevés, et donc une réduction du bruit au niveau du pic aussi remarquable, que ceux obtenus au moyen du montage de base à large bande sur lequel nous l'avons implanté. Le schéma du filtre est présenté en figure 3-49. Nous avons représenté en figures 3-50.a et b le diagramme de Bode théorique d'un tel filtre et les valeurs mesurées expérimentalement, qui sont en très bon accord.

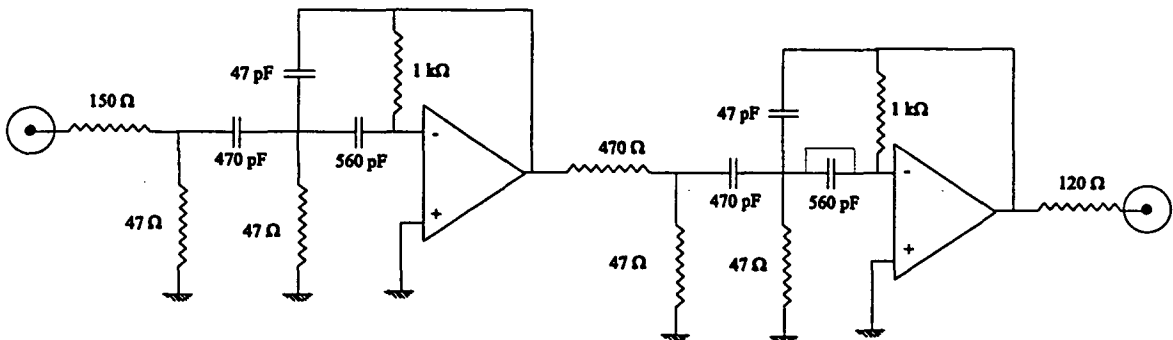
Les simulations de la rétroaction réalisées sur ordinateur ont également rendu compte de la faible réduction de bruit au niveau du pic de relaxation qu'autorisait ce type de circuit (fig. 3-52 et 3-51) du fait de la variation de phase très rapide du gain en boucle ouverte (fig.3-53).

Malgré le handicap imposé par le fort déphasage qu'il introduisait dans la boucle de rétroaction, le circuit à double Butterworth a très bien fonctionné. Afin d'optimiser, la rétroaction, nous avons fait de nombreuses tentatives, visant à déplacer, en l'absence de rétroaction et par réglage de l'alignement et de la puissance du faisceau de pompe, la



Boucle de rétroaction

Figure~3-48: Composition de la boucle de rétroaction avec filtre passe-haut.



Figure~3-49: Filtre passe-haut

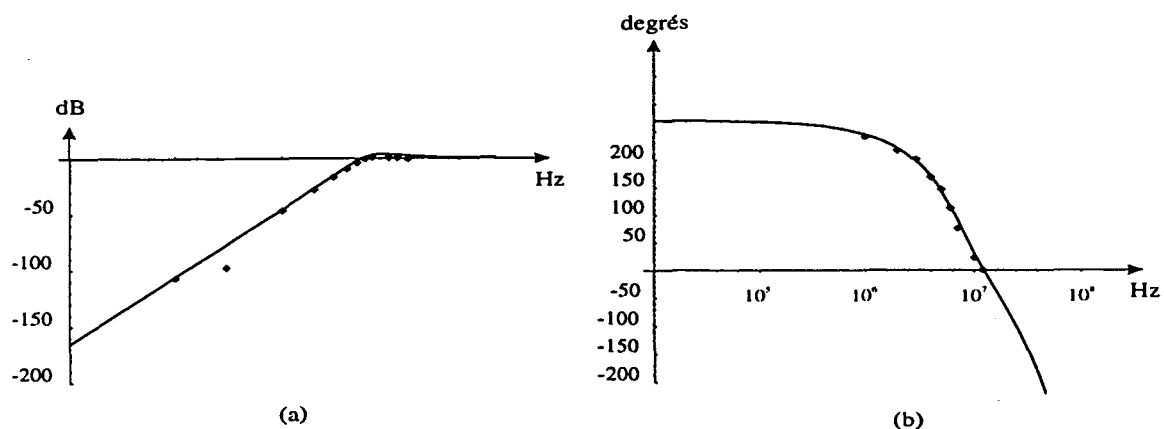


Figure 3-50: Observations expérimentales et prévisions théoriques de la fonction de transfert du filtre passe-haut.

fréquence du pic de relaxation de l' YVO_4 entre 6 et 9 MHz, afin de placer la rotation de phase de l' YVO_4 à l'endroit le plus favorable du spectre. Nous avons observé une réduction du bruit d'intensité à basse fréquence de l'ordre de 8 dB à 20 kHz. C'est avec ce montage que nous avons obtenu les plus faibles valeurs de bruit que nous avons jamais mesurées sur l' YVO_4 : par exemple, à 20 kHz, l'excès de bruit passait typiquement de 12 dB sans rétroaction à 5 dB avec rétroaction.

Il s'agit donc de réductions de bruit importantes et réalisées avec l'assurance d'un gain en boucle ouverte absolument négligeable aux fréquences observées. En effet, comme le montre la mesure du gain en boucle ouverte, ce dernier n'est pas même mesurable au-dessous de 1 MHz (fig.3-54).

B.-Analyse des résultats

Notre expérience ne se limite pas à la mise en évidence des effets non linéaires affectant le bruit basse fréquence de l' YVO_4 . Il nous faut éliminer ces effets le mieux possible et procéder alors à une mesure fiable du bruit ainsi obtenu afin de la mettre en relation avec les résultats issus du modèle théorique. Or, l' YVO_4 présente un comportement dont la reproductibilité est limitée par la sensibilité du laser à nombre de facteurs externes

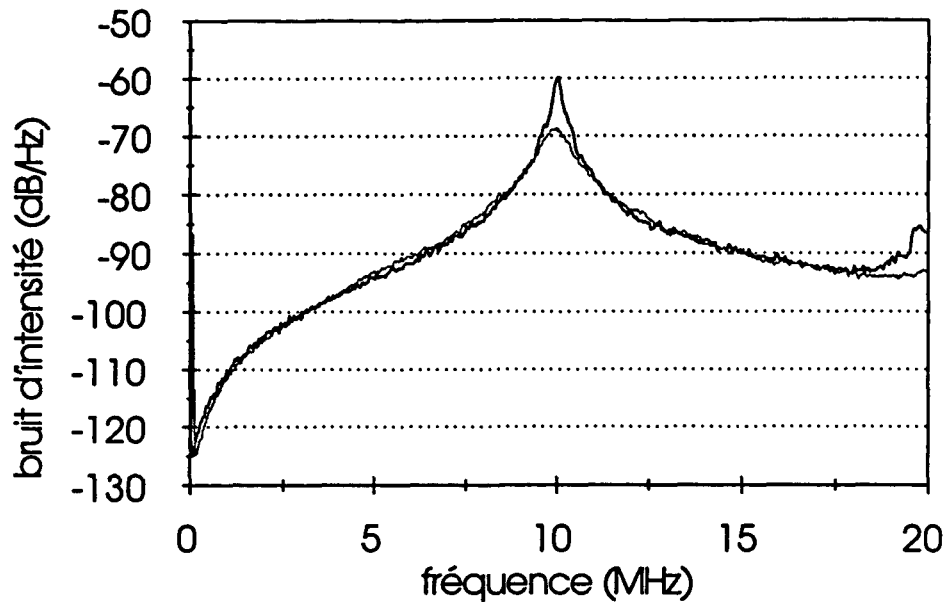


Figure 3-51: Spectre de bruit d'intensité de l'YVO₄ mesuré avec et sans rétroaction pour le montage de la figure 3-48

(cf. 3.1.1), particulièrement les conditions de pompage. De plus, malgré le soin apporté à la calibration du bruit quantique standard et à la qualité du dispositif de détection, les conditions dans lesquelles nous avons été conduits à faire fonctionner la rétroaction et à réaliser les mesures exigent d'examiner la validité de ces dernières plus attentivement.

B.1. Reproductibilité du comportement de l'YVO₄ Nous nous sommes efforcés de faire fonctionner l'YVO₄ dans des conditions identiques d'une mesure à l'autre. Nous avons à chaque fois maximisé la conversion en puissance de la pompe de sorte que le laser a, tout au long des mesures, conservé le même seuil et la même efficacité quantique de conversion, valeurs de référence dont l'obtention constitue la première étape du réglage du laser. Presque toutes les mesures avec rétroaction, et donc également la majeure partie des mesures sans rétroaction, ont été prises pour une puissance de pompe de l'ordre de 17 à 30 mW, ce qui, compte tenu des pertes affectant le faisceau de pompe, correspond à un régime de puissance modérée de la diode sur réseau, compatible avec un faible bruit

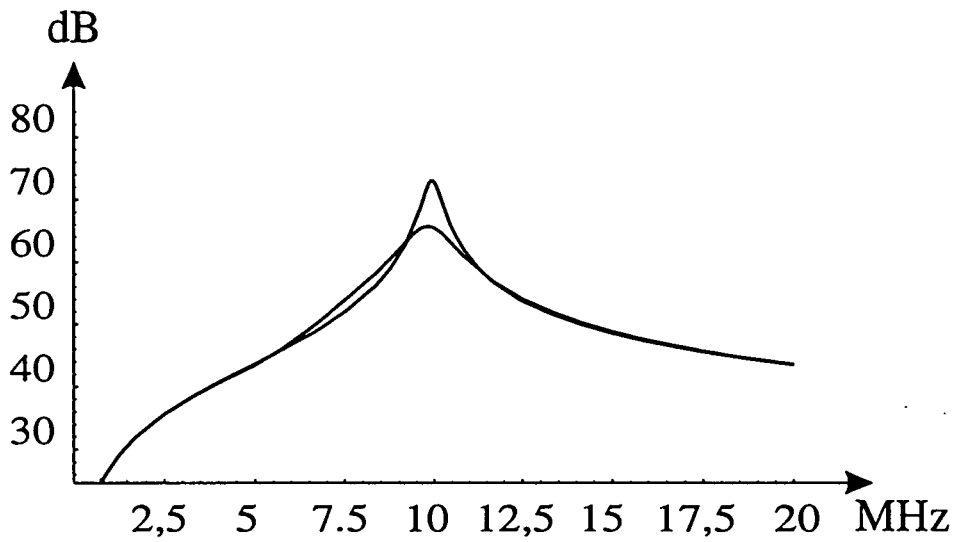


Figure 3-52: Spectre de bruit d'intensité de l'YVO₄ théorique avec et sans rétroaction pour le montage de la figure 3-48 (pompe poissonnienne).

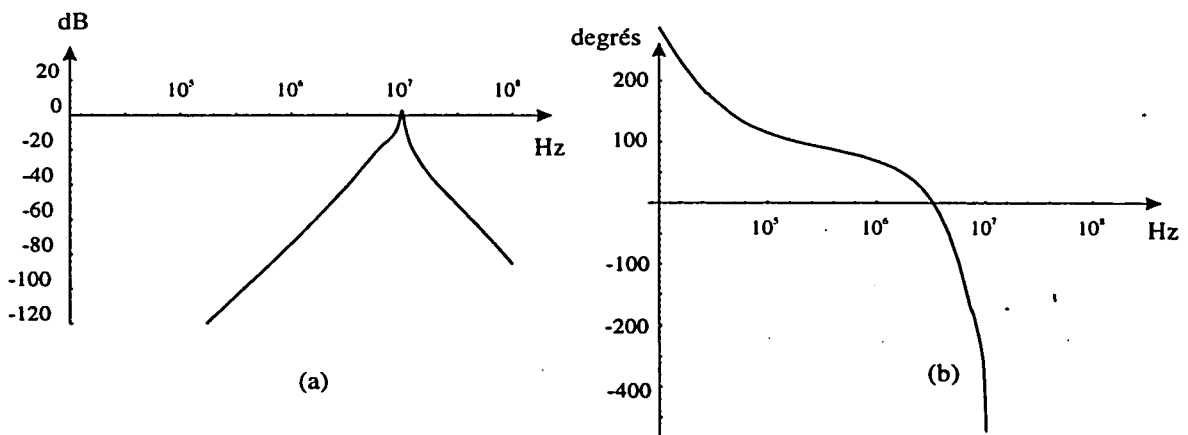


Figure 3-53: Gain en boucle ouverte théorique pour le montage présenté en figure 3-48

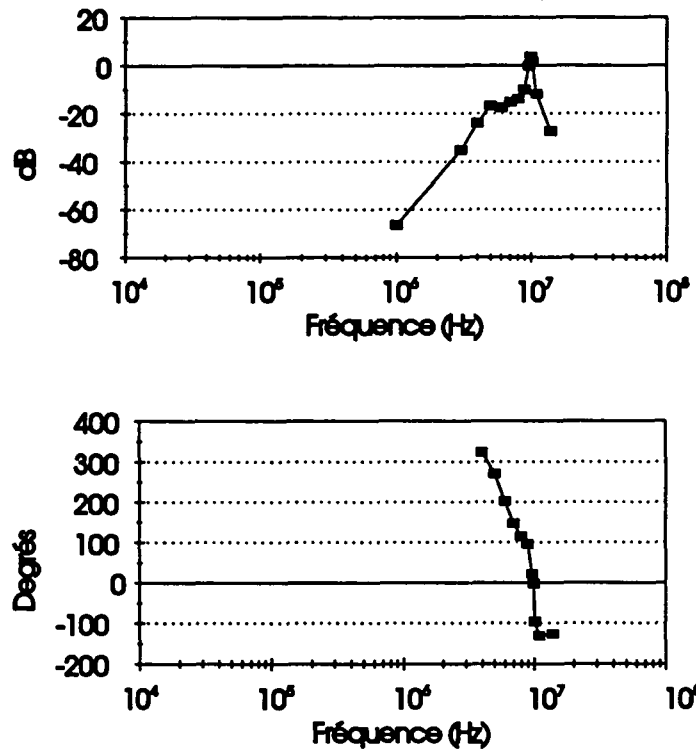


Figure 3-54: Gain en boucle ouverte expérimental pour le montage présenté en fig.3-48.

et une longue durée de vie (cf.2.2.3.A.1).

Pourtant, en dépit de ce faisceau de conditions, qui ont à chaque fois été observées, le bruit d'intensité mesuré peut connaître d'importantes variations d'une mesure à l'autre. En effet, le bruit de l' YVO_4 est très sensible à l'alignement de la pompe. Translater le cristal perpendiculairement à la direction du faisceau de pompe peut modifier significativement les caractéristiques du bruit d'intensité, et particulièrement, à puissance de pompe égale, et à puissance d' YVO_4 pratiquement inchangée, la fréquence de l'oscillation de relaxation (typiquement de 0,5 MHz d'un point à l'autre).

Une fois maximisée, pour une puissance de pompe donnée, la puissance de sortie de l' YVO_4 , la procédure généralement suivie consiste d'abord à réduire le bruit en agissant sur le réseau de la diode laser. Cette dernière étant généralement déjà dans un régime de faible bruit, cette étape n'améliore en général que marginalement le bruit. Il faut ensuite régler par améliorations itératives l'ensemble des dispositifs d'alignement de la pompe (miroirs et translations micrométriques). Ceci représente cinq degrés de liberté dont aucun n'est indépendant de l'autre, et tels que le minimum de bruit observé correspond pour chacun à une étroite plage de réglage, qu'on ne peut immédiatement identifier parmi les très nombreuses combinaisons possibles.

Il est cependant toujours possible sur le minicristal de retrouver d'un jour à l'autre, en agissant sur le réseau et l'alignement de la pompe, les performances données par un réglage quelconque. Le bruit de l' YVO_4 dépend donc d'un nombre de paramètres important, et qu'il n'est généralement pas possible d'isoler les uns des autres. La minimisation du bruit observé à basse fréquence passe donc par les essais répétitifs des multiples combinaisons possibles, en commençant par optimiser le comportement de la diode laser et en améliorant ensuite l'alignement de la pompe. On parvient ainsi à mettre en évidence les meilleures performances du minicristal avec une reproductibilité satisfaisante.

B.2. Domaine de validité des mesures La mesure réalisée par la photodiode d'observation (PO) est sujette aux imprécisions propres à toute mesure faite en référence fixe

(cf. 2.1.3.A). Dans le cas des mesures basses fréquences, la principale difficulté résulte de la médiocrité de la référence de bruit quantique standard, puisqu'il s'agit de la diode laser, dont nous savons que le bruit à basse fréquence peut être assez élevé. C'est pourquoi nous nous sommes attachés à mesurer ce bruit avec soin, soit par détection équilibrée, uniquement à partir de 140 kHz, et avec une précision médiocre, soit par observation de l'effet des pertes, pour des fréquences plus basses. Ces deux méthodes, lorsqu'elles ont été employées simultanément, ont donné les mêmes résultats. La méthode par observation de l'effet des pertes a conclu à un excès de bruit du faisceau de pompe d'au plus 4 à 5 dB en sortie de la diode vers 50 kHz (cf. 3.1.2.B.1).

A partir de cette mesure du bruit de la diode, nous avons obtenu une calibration de bruit quantique standard fiable en introduisant plus de 20 dB de pertes optiques sur le faisceau. Nous avons alors vérifié, par observation de l'effet des pertes, que le faisceau ainsi obtenu est très proche du bruit quantique standard. Dans ce cas, en effet, la puissance de bruit mesurée évolue linéairement avec l'atténuation que subit le faisceau. C'est ce que nous avons vérifié lors de chaque calibration. Nous avons pris des spectres de bruit pour différentes puissances détectées, en partant d'une puissance très faible (de l'ordre de $100 \mu W$) et en diminuant les pertes pour obtenir des puissances détectées plus élevées. Tant que la puissance détectée reste assez faible, le bruit d'intensité est très proche du bruit quantique standard, et chaque spectre de puissance de bruit se déduit du premier par une simple homothétie, dont le rapport est le rapport des puissances détectées. Nous avons cerné le domaine de puissance sur lequel cette relation se vérifiait, et sélectionné parmi les spectres correspondants, celui présentant à la fois un bon rapport signal/bruit et une forte atténuation. Ceci correspondait à une puissance détectée par les photodiodes de l'ordre de 400 à 500 μW et donc à plus de 20 dB de pertes sur la lumière émise par la diode.

Un tel taux de pertes conduit à un excès de bruit résiduel sur la référence de calibration négligeable, de quelques % tout au plus. Ceci est confirmé par le dispositif de mesure du bruit par variation des pertes, qui est capable de déceler des excès de bruit de l'ordre

de 10 % du bruit quantique standard. L'incidence des autres sources d'erreurs, dont ce type de mesure est habituellement tributaire (cf. 2.1.3), paraît très largement prise en compte par une marge d'erreur relative de + ou - 10 % sur la valeur de la référence de bruit quantique standard. Compte tenu du niveau de bruit assez élevé de l'YVO₄, une telle précision sur la référence de bruit quantique standard autorise donc des mesures fiables du bruit du minilaser, tant que les pertes affectant le dispositif de photodétection ne ramènent pas ce bruit trop près du bruit quantique standard.

Les mesures ont été réalisées en introduisant des pertes significatives entre le minicristal et la photodétection. Ces pertes ont deux origines : d'une part la mise en oeuvre de la rétroaction, qui impose de diviser le faisceau émis par l'YVO₄. Il peut être nécessaire, pour avoir un signal de rétroaction suffisamment puissant, d'envoyer les trois quarts du faisceau émis par l'YVO₄ vers la photodiode de rétroaction (PR). D'autre part la saturation, qui affecte le photodétecteur, en raison du pic de relaxation, pour des puissances de bruit trop importantes, impose de créer de nouvelles pertes pour atténuer la puissance incidente sur la photodiode d'observation. Cette puissance a généralement été comprise entre 200 et 700 μW , ce qui revient à n'envoyer que 5 à 16 % de la puissance de l'YVO₄ sur la photodiode d'observation (PO). Cette répartition du faisceau entre la photodiode d'observation et la photodiode de rétroaction devrait idéalement être inversée: il faudrait n'en prélever qu'une faible partie pour la rétroaction et pouvoir observer presque tout le faisceau émis par le minilaser.

Le bruit mesuré doit donc être corrigé de ces pertes. Pour chaque mesure de bruit, nous avons relevé la valeur du courant continu I_{PO} débité par la photodiode et celle de la puissance lumineuse P^Y émise en sortie du laser. Nous connaissons donc les pertes et sommes à même, à partir de la référence de bruit quantique standard, d'estimer convenablement le niveau de bruit d'intensité de l'YVO₄.

Soit T la proportion de la lumière transmise entre son émission par le minicristal et sa détection en PO (d'après ce qui précède T est généralement compris entre 5 et 17 %) :

$$T = \frac{I_{PO} h\nu}{P^Y e} \quad (3.20)$$

La puissance P détectée par le photodétecteur PO est:

$$P = P^Y T \quad (3.21)$$

Plus T est élevé, plus le bruit du faisceau détecté en PO se rapproche du bruit quantique standard. Le calcul semi-classique de l'effet des pertes optiques a été présenté en 2.1.4.B.1. Soit S^Y le bruit de l'YVO₄, P^Y la puissance en sortie de l'YVO₄ et SN^Y le bruit quantique standard correspondant. Soit S le bruit mesuré par le photodétecteur, $SN = P/P^Y \times SN^Y$ est le bruit quantique standard correspondant.

On trouve, à partir de la relation bien connue entre les bruits d'intensité d'un faisceau avec et sans atténuation (cf. par exemple 2.18 et 2.19 en remplaçant $1 - R_0$ par $1/T$):

$$S = T^2 \times S^Y + (T - T^2) \times SN^Y \quad (3.22)$$

$$SN^Y = SN / T \quad (3.23)$$

$$S^Y - SN^Y = (S - SN) / T^2 \quad (3.24)$$

On obtient finalement:

$$\frac{S^Y}{SN^Y} = \frac{S}{SN} \times \frac{1}{T} + 1 - \frac{1}{T} \quad (3.25)$$

Nous sommes ainsi parvenus à remonter au bruit lumineux en sortie du laser pour toutes les mesures effectuées. Cependant, la précision relative sur la mesure de l'excès de bruit devient insuffisante lorsque les pertes T sont si élevées, ou lorsque l'excès de bruit en sortie de l'YVO₄ est si faible, que le bruit mesuré S se rapproche de SN au point que, compte tenu de l'incertitude affectant la mesure de SN , il devient impossible de les

distinguer et donc de mesurer l'excès de bruit du faisceau au niveau de la photodiode.

Tant que l'écart relatif entre les deux reste supérieur à 30 %, nous considérons que la mesure conduit à un ordre de grandeur fiable. Plus précisément, sachant que l'erreur relative sur le bruit détecté est au plus de 10 % il suffit de tenir compte des pertes T propres à la mesure considérée pour obtenir une majoration de l'erreur commise sur la mesure du bruit en sortie du laser. Cet écart de 30 % indique les limites de notre dispositif de mesure. En effet, nous n'avons jamais détecté plus d'un sixième du faisceau émis par l'YVO₄ ($T = 17$ %). Dans ces conditions, il devient difficile de mesurer un excès de bruit inférieur à 5 dB en sortie du laser.

C. Résultats théoriques

Nous avons comparé les résultats obtenus avec ceux donnés par le modèle théorique. Les valeurs retenues pour renseigner le modèle sont celles qui ont été utilisées pour l'ensemble des simulations. Concernant les paramètres, comme le taux de relaxation γ_b du niveau inférieur de la transition laser, qu'il n'est pas possible de connaître avec une précision satisfaisante dans la littérature, nous avons privilégié le choix de valeurs permettant la meilleure adéquation, sur le spectre haute fréquence (entre 1 MHz et 20 MHz), de la courbe théorique et de la courbe expérimentale, et compatibles avec les ordres de grandeur disponibles. Ces valeurs ont également donné des résultats très satisfaisants pour la fonction de transfert de l'YVO₄, pour laquelle les prévisions théoriques sont en bonne adéquation avec les mesures expérimentales.

Les différents montages de rétroaction ont mis en évidence la qualité de la modélisation et montré que le modèle théorique donne du comportement dynamique du cristal d'YVO₄ une description très fidèle, tant à travers les spectres de bruit que les fonctions de transfert mesurés. Il est ainsi possible non seulement de prévoir le comportement de l'YVO₄ aussi bien que celui d'un circuit électronique idéal, mais également de maîtriser, grâce au modèle, la réalisation de chaînes complexes combinant modules électroniques et minilaser.

Les boucles de rétroaction utilisées ont permis une réduction importante du bruit

à basse fréquence, de près de 10 dB à 20 kHz. Nous avons représenté en figure 1-15 la variation du bruit d'intensité à 20 kHz en fonction de r . Nous constatons que les valeurs obtenues correspondent aux ordres de grandeur des régimes de plus faible bruit observés expérimentalement. C'est notamment le cas pour des taux de pompes assez faibles (compris entre 2 et 3), où le bruit mesuré, de l'ordre de 5 à 7 dB au dessus du bruit quantique standard, est très proche des prévisions théoriques.

Ce résultat est donc très encourageant car, d'une part, il établit théoriquement et expérimentalement la possibilité d'obtenir des régimes de bruit modéré sur les lasers à cristaux de type YVO_4 , et, d'autre part, il laisse penser que l' YVO_4 est à même de produire des états comprimés du rayonnement pourvu qu'une pompe de faible bruit le lui permette. La réduction de l'excès de bruit à basse fréquence imputable à l'oscillation de relaxation passe par la réalisation de schémas de rétroaction plus élaborés (par exemple avec un dérivateur pour filtrer les basses fréquences), ou, également, par l'injection du minicristal d' YVO_4 au moyen d'un laser à YAG à bruit d'intensité réduit. L'implantation de dispositifs de photodétection susceptibles de détecter de plus fortes puissances lumineuses, et surtout l'amélioration de la qualité du faisceau de pompe permettraient d'exploiter au mieux les avantages attendus de tels dispositifs et nous rapprocheraient ainsi des conditions nécessaires à l'émission d'états comprimés par ce type de minilaser.

Conclusion

Les travaux que nous avons menés sur les diodes et les minicristaux ont contribué à améliorer les performances de ces composants en terme de bruit d'intensité, et ont également confirmé la pertinence du principe de la pompe régulière.

Dans le domaine des diodes laser, nous avons obtenu des niveaux de bruit à température ambiante parmi les plus faibles jamais atteints dans ces conditions. L'évolution du bruit mesuré en fonction du taux de pompage s'est révélée en bon accord avec les prévisions du modèle théorique. A température ambiante, comme en régime cryogénique, nous sommes parvenus, pour les plus forts taux de pompage, très près de la limite théorique de compression du bruit, fixée par l'efficacité quantique globale du laser. L'exploitation, par un autre groupe, de températures encore plus basses, a confirmé la validité de cette limite et la possibilité de s'en approcher significativement. Il est ainsi possible d'atteindre des taux de pompe très élevés et de disposer de faisceaux dont le bruit d'intensité est trois fois plus faible que le bruit quantique standard. Nos propres expérimentations ont conduit à la mise au point de dispositifs simples à mettre en oeuvre et aisément reproductibles, permettant, à température ambiante, d'obtenir une compression du bruit proche de la limite fixée par le principe de la pompe régulière. Ces performances sont principalement dues à la mise en oeuvre de dispositifs de réduction de la largeur de raie des lasers (rétroaction optique et injection) rapprochant le comportement du laser de celui d'un laser monomode.

Dans le domaine des minicristaux de YAG ou d'YVO₄, la pertinence du modèle utilisé a été démontrée à haute fréquence par l'excellent accord entre les spectres de bruit théoriques et expérimentaux et par la qualité de la modélisation que ce modèle a permise. A basse fréquence, le dispositif de rétroaction électrooptique mis en oeuvre a permis d'atteindre des niveaux de bruit d'intensité compatibles avec ceux prévus par la théorie. A haute fréquence, nous avons réduit le pic de l'oscillation de relaxation dans des proportions importantes (près de 40 dB) et sous des contraintes fortes (non rétroaction dans le

domaine des basses fréquences).

Pour les diodes comme pour les micristaux, de nombreuses voies restent à explorer pour améliorer encore les performances obtenues. Concernant les diodes, les dispositifs mis au point au laboratoire comme dans d'autres équipes, ont permis d'exploiter au mieux les capacités des composants utilisés à produire une lumière comprimée. Dans ce domaine le progrès peut venir de la fabrication de nouveaux composants, montrant une efficacité quantique encore meilleure, et de la mise au point de sources de courant de très faible bruit même à basse fréquence. L'amélioration des montages cryogéniques, l'exploitation des anticorrélations entre modes (notamment entre polarisations orthogonales) constituent d'autres pistes possibles. Concernant les micristaux, la modélisation est opérationnelle et se prête à l'optimisation de la boucle de rétroaction (montages dérivateurs en cascade, par exemple). L'injection des micristaux par des lasers à YAG du commerce est également très prometteuse. Elle peut être entreprise sur les micristaux d' YVO_4 : Nd, mais également sur les YAG lentilles, à condition d'obtenir des conditions de pompage qui assurent un fonctionnement monomode de ces lasers, particulièrement intéressants pour leur excellente efficacité quantique. La fabrication de minilasers présentant une efficacité quantique encore plus importante, combinée à l'amélioration des sources de pompage, telle qu'elle peut découler des pistes proposées dans le domaine des diodes laser laisse donc envisager des progrès très significatifs sur les performances de bruit à basse fréquence des micristaux.

En quelques années, l'application du principe de la pompe régulière a donc permis de disposer de faisceaux lumineux comprimés dans des conditions de reproductibilité et dans des proportions remarquables. Les succès obtenus à ce jour devraient conduire à des performances encore meilleures et permettent de ne plus considérer ces sources de lumière comprimée comme des expériences en soi, mais déjà comme des outils, disponibles pour d'autres applications, comme la spectroscopie, où la mise au point d'autres lasers à faible bruit, comme nous l'avons montré dans le cas des micristaux.

Annexe A

Formalisme adapté aux processus ponctuels

Un phénomène tel que l'arrivée d'atomes dans une cavité, décrit en [36], se laisse représenter par un ensemble de points sur l'axe du temps. Il est possible de manipuler ce type d'objet statistique à l'aide des notions élémentaires de probabilité et de combinatoire, comme proposé en [4]. Cependant, le recours à un formalisme adapté, tel que présenté en [65], permet un traitement plus systématique et plus clair, que nous appliquons dans cette annexe aux cas du flux régulier et du flux poissonien envisagés en [36] et [17]. Les cas que nous traitons (flux d'électrons dans une diode laser et flux de photons incidents sur un mini cristal d'YVO) sont de même nature. On peut regrouper ce type de phénomènes sous le vocable de *processus ponctuel*. Un *processus ponctuel* est une variable stochastique ainsi définie :

a. L'espace d'échantillonnage consiste en états dont chacun est défini par:

- un entier $s \geq 0$

- à chaque entier s on associe une série d'instantanés τ_1, \dots, τ_n avec $-\infty < \tau_1 < \tau_2 < \dots <$

$\tau_s < +\infty$

b. une distribution de probabilité $Q_s(\tau_1, \dots, \tau_s)$ associée à chaque état $s \geq 1$ (Q_0 est la probabilité qu'il n'y ait aucun événement)

La normalisation s'écrit:

$$\mathcal{Q}_{0+} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_1(\tau_1) d\tau_1 + \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau_1 \int_{\tau_1}^{+\infty} d\tau_2 \mathcal{Q}_2(\tau_1, \tau_2) + \dots = 1 \quad (\text{A.1})$$

Afin de simplifier la manipulation des probabilités \mathcal{Q}_n , nous abandonnons la condition de stricte croissance des séries de τ_i , que nous prenons quelconques. Cela revient à effectuer toutes les permutations possibles sur les séries ordonnées initiales. La condition de normalisation s'écrit désormais

$$\mathcal{Q}_{0+} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{s!} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \prod_{i=1}^s d\tau_i = 1 \quad (\text{A.2})$$

où les \mathcal{Q}_s sont des fonctions symétriques des τ_i . On peut ainsi calculer la moyenne de fonctions \mathcal{U} agissant sur le même espace des états; ces fonctions consistent en une séquence de fonctions: $\{\mathcal{U}_0, \mathcal{U}_1(\tau_1), \mathcal{U}_2(\tau_1, \tau_2), \dots, \mathcal{U}_s(\tau_1, \dots, \tau_s), \dots\}$

$$\langle \mathcal{U} \rangle \equiv \langle \mathcal{U}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \rangle = \mathcal{Q}_{0+} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{s!} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \mathcal{U}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \prod_{i=1}^s d\tau_i \quad (\text{A.3})$$

Cette description est utile car elle permet, une fois que l'on s'est donné la distribution de probabilité $(\mathcal{Q}_s)_{s=0.. \infty}$, de calculer les grandeurs statistiques significatives du phénomène étudié. C'est notamment le cas pour un flux régulier d'évènements ou pour un flux poissonien.

Flux régulier: Dans le cas d'un flux régulier sans début ni fin, il n'est pas possible de définir $\mathcal{Q}_s(\tau_1, \dots, \tau_s)$ de façon satisfaisante, puisqu'il n'y a en fait qu'un seul état, dont le nombre d'évènements est infini.

On se ramène au formalisme qui vient d'être introduit en prenant se restreignant aux évènements qui arrivent entre les instants 0 et T . Ces deux instants délimitent la période durant laquelle le phénomène est observé. Pour simplifier l'écriture, nous choisissons, sans restreindre la généralité du traitement, $T = s\Delta t$ où Δt est la durée qui sépare chaque

évènement du suivant. La durée $T = s\Delta t$ correspond donc à l'occurrence de s évènements exactement (sauf si à l'instant 0 a lieu un évènement, cas marginal que nous pouvons écarter).

La probabilité d'avoir une série de $s' \neq s$ évènements est nulle, et celle d'avoir s évènements ayant lieu aux instants τ_1, \dots, τ_s est donnée par la distribution de probabilité symétrisée:

$$Q_s(\tau_1, \dots, \tau_s) = \sum_{\substack{\text{permutations} \\ \text{des } \tau_j}} \frac{1}{\Delta t} \delta(\tau_2 - \tau_1 - \Delta t) \delta(\tau_3 - \tau_2 - \Delta t) \dots \dots \delta(\tau_s - \tau_{s-1} - \Delta t) \Theta_T(\tau_1, \dots, \tau_s) \quad (\text{A.4})$$

dont on vérifie aisément la normalisation ($\Theta(\tau_1, \dots, \tau_s)$ vaut 0 si un des τ_j n'est pas compris entre 0 et T , et 1 si tous les τ_j sont compris entre 0 et T).

Flux poissonien: Les évènements sont indépendants les uns des autres et $Q_s(\tau_1, \dots, \tau_s)$ se factorise sous la forme:

$$Q_s(\tau_1, \dots, \tau_s) = e^{-\nu} q(\tau_1) \dots q(\tau_s) \quad (\text{A.5})$$

où q est une fonction à valeurs positives et dont l'intégrale de $-\infty$ à $+\infty$ vaut ν , ce qui assure la normalisation.

Ces probabilités vont nous permettre de décrire certaines propriétés statistiques liées à l'arrivée de photons sur un photodétecteur. Ce phénomène est un cas typique de processus ponctuel. La fonction décrivant le flux des photons en fonction du temps et sa fonction d'autocorrélation s'écrivent donc ainsi:

$$\phi(t) = \sum_j \delta(t - t_j) \quad (\text{A.6})$$

$$C_\phi(t, t') = \left[\left\langle \sum_j \sum_k \delta(t - t_j) \delta(t' - t_k) \right\rangle - \left(\left\langle \sum_j \delta(t - t_j) \right\rangle \right)^2 \right]$$

Considérons la séquence de fonctions $(\phi_s(t))_{s=1,2,\dots}$ où $\phi_s(t)$ est définie par $\sum_{j=1}^s \delta(t - t_j)$. Cette séquence de fonctions agit sur l'espace des états des processus ponctuels. Il en est de même pour $\phi_s(t)\phi_s(t')$. On peut donc calculer la valeur moyenne $\langle \phi(t) \rangle$ et la fonction d'autocorrélation $C_\phi(t, t')$ de l'intensité $\phi(t)$. Nous trouvons pour la moyenne:

$$\langle \phi(t) \rangle = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{s!} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \sum_{j=1}^s \delta(t - \tau_j) \prod_{i=1}^s d\tau_i \quad (\text{A.7})$$

$$= \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{(s-1)!} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \delta(t - \tau_1) \prod_{i=1}^s d\tau_i \quad (\text{A.8})$$

et pour la fonction d'autocorrélation:

$$\begin{aligned} C_\phi(t, t') &= \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{(s-1)!} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \delta(t - \tau_1) \sum_{j=1}^s \delta(t' - \tau_j) \prod_{i=1}^s d\tau_i - \langle \phi(t) \rangle \langle \phi(t') \rangle \quad (\text{A.9}) \\ &= \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{(s-1)!} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \delta(t - \tau_1) \delta(t' - \tau_1) \prod_{i=1}^s d\tau_i \\ &\quad + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{(s-1)!} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \delta(t - \tau_1) \sum_{j=2}^s \delta(t' - \tau_j) \prod_{i=1}^s d\tau_i - \langle \phi(t) \rangle \langle \phi(t') \rangle \\ &= \langle \phi(t) \rangle \delta(t - t') + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{(s-2)!} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_s(\tau_1, \dots, \tau_s) \delta(t - \tau_1) \delta(t' - \tau_2) \prod_{i=1}^s d\tau_i - \langle \phi(t) \rangle \langle \phi(t') \rangle \end{aligned}$$

Nous présentons l'application de ce formalisme à un flux régulier et à un flux poissonien.

Pour un flux régulier: La description de la statistique au moyen de la densité de probabilité (A.4) permet d'obtenir la valeur moyenne du courant à un instant t de la période d'observation et la fonction d'autocorrélation aux instants t et t' . Pour autant, ce traitement est un peu artificiel dans la mesure où l'intérêt des fonctions \mathcal{Q} est de

permettre des moyennages sur des densités de probabilité. Or, il n'y a pas à proprement parler de grandeur à moyenner dans la statistique régulière puisqu'il suffit de connaître la date d'un seul des évènements pour en déduire celles de tous les autres. Cette date de référence est en fait le seul élément auquel la distribution de probabilité \mathcal{Q} que nous avons définie ait laissé un degré de liberté. Cela se traduit par le fait que la date du premier évènement observé a une égale probabilité de se produire à un instant quelconque de l'intervalle $[0, \Delta t]$. C'est en fait sur cette probabilité que nous moyennerons pour calculer $\langle \phi(t) \rangle$.

Pour calculer l'intégrale de (A.7), nous décomposons l'intervalle $[0, T]$ en s intervalles de longueur Δt . Le choix d'une permutation sur les $s!$ possibles fixe complètement l'ordonnement et donc les valeurs de tous les τ_j relativement à un seul d'entre eux, et impose à celui-ci d'être dans un intervalle de longueur Δt . Par exemple si l'on considère l'ensemble des permutations où τ_1 est l'instant du troisième évènement observé pendant la durée T , alors τ_1 doit nécessairement être compris entre $2\Delta t$ et $3\Delta t$, et de ce fait toute intégration sur τ_1 se trouvera limitée à cet intervalle. En particulier l'intégration de la formule (A.7) ne sera non nulle que si t se trouve dans cet intervalle. Nous pouvons séparer l'ensemble des $s!$ permutations en s sous-ensembles définis de cette manière. Seul un de ces sous-ensembles est tel que l'intégrale du terme $\delta(\tau_1 - t)$ ne soit pas nulle: il n'y a donc que $(s - 1)!$ permutations qui y contribuent. On trouve finalement le résultat très simple:

$$\langle \phi(t) \rangle = 1/\Delta t \quad (\text{A.10})$$

En procédant de même pour $C_\phi(t, t')$: On isole parmi les $s!$ permutations les $(s - 2)!$ qui permettent un ordonnancement tel que τ_1 soit dans le même intervalle de longueur Δt que t , et τ_2 dans le même intervalle de longueur Δt que t' . On intègre alors sans souci de la fonction Θ et on somme les $(s - 2)!$ contributions toutes identiques. On obtient finalement:

$$C_{\phi}(t, t') = \frac{1}{\Delta t} \delta(t - t') + \frac{1}{\Delta t} \delta(t - t' - n(t, t') \Delta t) - (1/\Delta t)^2 \quad (\text{A.11})$$

$n(t, t')$ est l'entier compris entre 1 et s , et tel que $n(t, t') - 1$ indique combien d'intervalles de longueur Δt séparent les intervalles respectifs de t et t' ; si t et t' sont séparés de moins que Δt , le terme contenant $n(t, t')$ est nul; c'est notamment le cas lorsque $t = t'$. Au contraire, si t et t' sont séparés de plus que Δt , le terme en $\delta(t - t')$ est nul. Nous pouvons donc réécrire la formule (A.11) de la manière suivante:

$$C_{\phi}(t, t') = \frac{1}{\Delta t} \delta((t - t') \bmod[\Delta t]) - (1/\Delta t)^2 \quad (\text{A.12})$$

On retrouve dans ce résultat l'observation faite plus haut, à savoir que la statistique régulière ne laisse pas de place au hasard, et qu'en conséquence la fonction d'autocorrélation ainsi obtenue est moins le résultat d'une moyenne sur les probabilités d'évènements incertains que la valeur calculée aux instants t et t' d'une fonction qui n'a plus rien d'aléatoire.

En réalité un moyennage reste à faire, et il consiste à exprimer la formule (A.12) sous une forme qui corresponde à une fonction susceptible d'être mesurée. On obtient en effet en (A.12) une expression très éloignée de la réalité expérimentale, car Δt impose une échelle de temps extrêmement faible, sur laquelle les outils de détection moyennent largement. Pour obtenir une image plus réaliste de ce que peut observer un détecteur réel il nous faut moyenner cette expression comme le ferait un détecteur de bande passante limitée. Ainsi, en prenant un temps τ très grand devant Δt et très petit devant les constantes de temps de la détection, on a:

$$\left\langle \frac{1}{\Delta t} \delta((t - t') \bmod[\Delta t]) \right\rangle_{|\tau} = \frac{1}{2\tau} \frac{1}{\Delta t} \int_{-\tau}^{\tau} \delta((t - t') \bmod[\Delta t]) dt' = \left(\frac{1}{\Delta t} \right)^2 \quad (\text{A.13})$$

et donc:

$$C_\phi(t, t') = 0 \quad (\text{A.14})$$

On retrouve ainsi le fait que la densité spectrale de bruit d'un flux régulier est nulle sur tous le spectre d'observation. Cependant le calcul a mis en évidence le rôle de la bande passante de détection.

Pour un flux poissonien: le calcul est plus direct. L'intensité moyenne est donnée par:

$$\langle \phi(t) \rangle = \frac{1}{(s-1)!} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_s(t, \dots, \tau_s) \prod_{i=2}^s d\tau_i = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{e^{-\nu}}{(s-1)!} \int_{-\infty}^{+\infty} q(t) \prod_{i=2}^s q(\tau_i) d\tau_i = q(t) \quad (\text{A.15})$$

La fonction d'autocorrélation est donnée par:

$$\begin{aligned} C_\phi(t, t') &= \langle \phi(t) \rangle \delta(t-t') + \frac{e^{-\nu}}{(s-2)!} \int_{-\infty}^{+\infty} q(t)q(t') \prod_{i=3}^s q(\tau_i) d\tau_i - \langle \phi(t) \rangle \langle \phi(t') \rangle \\ &= \langle \phi(t) \rangle \delta(t-t') + q(t)q(t') - \langle \phi(t) \rangle \langle \phi(t') \rangle = \langle \phi(t) \rangle \delta(t-t') \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

On retrouve là une caractéristique bien connue du bruit poissonien: il n'y a aucune corrélation entre deux instants distincts.

La fonction d'autocorrélation d'un processus ponctuel dont le bruit, dans la limite de la bande de détection, est s fois au dessus du bruit de Poisson, c'est à dire dont la densité spectrale de bruit mesurée ne dépend pas de Ω (bruit blanc) et vaut s fois celle d'un flux poissonien de même flux moyen $\langle \phi(t) \rangle$ est donnée par:

$$C_\phi(t, t') = sq \langle \phi(t) \rangle \delta(t-t') \quad (\text{A.17})$$

Annexe B

Fonctions de corrélation

Nous rappelons ici les fonctions de corrélation principales des opérateurs de bruit de Langevin pour l'atome j :

$$\begin{aligned}\langle f_a^j(t) f_a^j(t') \rangle &= (\gamma_a + \gamma'_a) \langle \sigma_a^j(t) \rangle \delta(t - t') \\ \langle f_b^j(t) f_b^j(t') \rangle &= [\gamma_b \langle \sigma_b^j(t) \rangle + \gamma'_a \langle \sigma_a^j(t) \rangle] \delta(t - t') \\ \langle f_a^j(t) f_b^j(t') \rangle &= -\gamma'_a \langle \sigma_a^j(t) \rangle \delta(t - t') \\ \langle f_\sigma^j(t) f_\sigma^j(t') \rangle &= (2\gamma_{ab} - \gamma_a - \gamma'_a) \langle \sigma_a^j(t) \rangle \delta(t - t') \\ \langle f_\sigma^{\dagger j}(t) f_b^j(t') \rangle &= \gamma_b \langle \sigma_b^{\dagger j}(t) \rangle \delta(t - t') \\ \langle f_\sigma^j(t) f_a^j(t') \rangle &= (\gamma_a + \gamma'_a) \langle \sigma^j(t) \rangle \delta(t - t') \\ \langle f_\sigma^j(t) f_b^j(t') \rangle &= -\gamma'_a \langle \sigma^j(t) \rangle \delta(t - t') \\ \langle f_\sigma^j(t) f_\sigma^{\dagger j}(t') \rangle &= [(2\gamma_{ab} - \gamma_b) \langle \sigma_b^j(t) \rangle + \gamma'_a \langle \sigma_a^j(t) \rangle] \delta(t - t')\end{aligned}$$

Les fonctions de corrélation entre les forces de Langevin macroscopiques correspondantes sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\langle F_a(t) F_a(t') \rangle &= [(\gamma_a + \gamma'_a) \langle N_a(t) \rangle + R] \delta(t - t') \\ \langle F_M^\dagger(t) F_M(t') \rangle &= [(2\gamma_{ab} - \gamma_a - \gamma'_a) \langle N_a(t) \rangle + R] \delta(t - t') \\ \langle F_b(t) F_b(t') \rangle &= [\gamma_b \langle N_b(t) \rangle + \gamma'_a \langle N_a(t) \rangle] \delta(t - t') \\ \langle F_b(t) F_M(t') \rangle &= \gamma_b \langle M(t) \rangle \delta(t - t') \\ \langle F_a(t) F_b(t') \rangle &= -\gamma'_a \langle N_a(t) \rangle \delta(t - t') \\ \langle F_M(t) F_a(t') \rangle &= (\gamma_a + \gamma'_a) \langle M(t) \rangle \delta(t - t')\end{aligned}$$

$$\langle F_M(t) F_b(t') \rangle = -\gamma'_a \langle M(t) \rangle \delta(t - t')$$

$$\langle F_M(t) F_M(t') \rangle = \left[(2\gamma_{ab} - \gamma_b) \langle N_b(t) \rangle + \gamma'_a \langle N_a(t) \rangle \right] \delta(t - t')$$

Bibliographie

- [1] Abraham, Mandel, and Narducci. *Dynamic Instabilities and Pulsations in Lasers*. Progress in Optics. E. Wolf, Elsevier, Amsterdam, 1988.
- [2] F. T. Arecchi, G. L. Lippi, G. P. Puccioni, and J. R. Tredicce. *Coherence and Quantum Optics*. p. 1227. L. Mandel and E. Wolf, New-York, second edition, 1984.
- [3] H.-A. Bachor, T. C. Ralph, M. S. Taubman, A. G. White, C. C. Harb, and D. E. Mac Clelland. Progress in the search for the optimum light source: squeezing experiments with a frequency doubler. *Quantum Semiclass. Opt.*, 7: 715, 1995.
- [4] C. Benkert, M. O. Scully, J. Bergou, L. Davidovitch, M. Hillery, and M. Orszag. Quantum fluctuations in light beams. *Phys. Rev. A*, 41, 1990.
- [5] J. E. Bernard and A. J. Alcock. High-efficiency diode pumped Nd: YVO₄ slab laser. *Opt. Lett.*, 18(12): 968, 1993.
- [6] D. G. Blair. *The detection of gravitationnal waves*. Cambridge University Press, Cambridge, 1991.
- [7] A. M. Campbell, S. Rowan, and J. Hough. Apparent-relaxation oscillations in the frequency noise of a diode-pumped miniature Nd: Yag ring laser. *Physics Letters A*, 170(5): 363, 1992.
- [8] M. J. Collett and C. W. Gardiner. Squeezing of intracavity and traveling-wave fields produced in parametric amplification. *Phys. Rev. A*, 30(3): 1386, 1984.

- [9] M. J. Collett and C. W. Gardiner. Input and output in damped quantum systems: quantum stochastic differential equations and the master equation. *Phys. Rev. A*, 31(6): 3761, 1985.
- [10] M. J. Collett and D. F. Walls. Squeezing spectra for non linear optical systems. *Phys. Rev. A*, 32(5): 2887, 1985.
- [11] M. de Labachellerie, C. Latrasse, P. Kemssu, and P. Cerez. The frequency of laser diodes. *J. Phys. III France*, 2(9): 1557, 1992.
- [12] W. P. Dumke. Interband transitions and maser action. *Phys. Rev.*, (127): 1559, 1962.
- [13] Eda, Shimomura, Shimada, Yamada, and Muro. Microchips lasers fabricated by a novel photolithography technique. *CLEO 92*, CWG33, 1992.
- [14] Fabre and Reynaud. *Fundamental systems in quantum optics*. course 11 - Progress in Optics. J. Dalibard, J-M. Raymond and J. Zinn-Justin, Elsevier science Publisher, Amsterdam, 1988.
- [15] C. Fabre. Quantum fluctuations in light beams. *Cours des Houches*, LXIII, 1996.
- [16] Faure. Nouveaux matériaux lasers dopés Néodyme adaptés au pompage par diodes. Thèse, Université Joseph Fourier, 1995.
- [17] M. Fontenelle and L. Davidovitch. Sub-poissonian light from a laser with an injected signal. *Phys.Rev.A*, 51(3): 2560, 1995.
- [18] M. J. Freeman, D. G. Steel, D. C. Kilper, R. Craig, and D. R. Scifres. Room temperature amplitude squeezed light from an injection locked quantum-well laser with a time varying drive-current. *Opt. Lett.*, 20(2): 183, 1995.
- [19] C. Gardiner. *Quantum noise*. Springer, 1991.

- [20] E. Giacobino, F. Marin, A. Bramati, and V. Jost. Quantum noise reduction in lasers. *Journal of Nonlinear optical Physics and Materials*, 5(4): 863, 1996.
- [21] L. Gillner, G. Björk, and Y. Yamamoto. Quantum noise properties of an injection-locked laser oscillator with pump-noise suppression and squeezed injection. *Phys. Rev. A*, 41(9): 5053, 1990.
- [22] Y. M. Golubev and I. V. Sokolov. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 87: 408, 1984. [Sov. J.E.T.P 60, (234), 1984].
- [23] Y. M. Golubev and I. V. Sokolov. *Sov. Phys. JETP*, 60(234), 1984.
- [24] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent light emission from GaAs junctions. *Phys. Rev. Lett*, 9: 366, 1962.
- [25] C. C. Harb, M. B. Gray, H.-A. Bachor, R. Schilling, P. Rottengatter, I. Freitag, and H. Welling. Suppression of the intensity noise in a diode pumped Neodymium: Yag nonplanar ring laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(12): 2907, 1994.
- [26] K. C. Harvey and C. J. Myatt. External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating. *Opt. Lett.*, 16(12): 910, 1991.
- [27] H. A. Haus and Y. Yamamoto. Quantum noise of an injection locked laser oscillator. *Phys. Rev. A*, 29(3): 1261, 1984.
- [28] F. E. Hovis, M. Stuff, C. J. Kennedy, and B. Vivian. Lower level relaxation of Nd: Yag. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(1): 39, 1992.
- [29] S. Inoue, S. Machida, Y. Yamamoto, and H. Ohzu. Quantum correlation between longitudinal-mode intensities in a multimode squeezed semiconductor laser. *Phys. Rev. A*, 46, 1992.
- [30] S. Inoue, S. Machida, Y. Yamamoto, and H. Ohzu. Squeezing in an injection-locked semiconductor laser. *Phys. Rev. A*, 48(3): 2230, 1993.

- [31] Kaminskii. *Laser crystals*. Springer Verlag, Berlin, second edition, 1981.
- [32] P. Khandokhin, Y. Khanin, J.-C. Celet, D. Dangoisse, and P. Glorieux. Low frequency relaxation oscillations in class B lasers with feedback. *To be published*.
- [33] D. C. Kilper, D. G. Steel, R. Craig, and D. R. Scifres. Polarization-dependent noise in photon-number squeezed light generated by quantum-well lasers. *Opt. Lett.*, 21(16): 1283, 1996.
- [34] G. J. Kintz and T. Baer. Single-frequency operation in solid-state laser materials with short absorption depths. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(9): 1457, 1990.
- [35] Koechner. *Solid state laser engineering*. Springer Verlag, second edition, 1988.
- [36] M. Kolobov, L. Davidovitch, E. Giacobino, and C. Fabre. Role of pumping statistics and dynamics of atomic polarization in quantum fluctuations of laser sources. *Phys.Rev.A*, 47(2): 1431, 1993.
- [37] E. Lacot and F. Stoeckel. Nonlinear mode coupling in a microchip laser. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(9): 2034, 1996.
- [38] M. Lax. *Physics of Quantum Electronics*. Gordon and Breach, New-York.
- [39] W. H. Louisell. *Quantum Statistical Properties of Radiations*. Wiley, New-York, second edition, 1973.
- [40] K. B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman. A narrow-band tunable diode laser with grating feedback and a saturated absorption spectrometer for cs and rb. *Am. J. Phys.*, 60(12): 1098, 1992.
- [41] S. Machida and Y. Yamamoto. Observation of sub-poissonian photoelectron statistics in a negative feedback semiconductor laser. *Opt. Comm.*, 1986.

- [42] S. Machida and Y. Yamamoto. Ultrabroadband amplitude squeezing in a semiconductor laser. *Phys. Rev. Lett.*, 60(9): 792, 1988.
- [43] S. Machida, Y. Yamamoto, and Y. Itaya. Observation of amplitude squeezing in a constant-current driven semiconductor laser. *Phys. Rev. Lett.*, 58(10): 1000, 1987.
- [44] J. J. Maki, N. S. Campbell, C. M. Grande, R. P. Knorpp, and D. H. Mac Intyre. Stabilized diode-laser system with grating feedback and frequency offset locking. *Opt. Commun.*, 102(3,4): 251, 1993.
- [45] F. Marin, A. Bramati, E. Giacobino, T. C. Zhang, J.-P. Poizat, J. Roch, and P. Grangier. Squeezing and intermode correlations in laser diodes. *Phys. Rev. Lett.*, 75(25): 4606, 1995.
- [46] J. Mertz and A. Heidmann. Photon noise reduction by controlled deletion techniques. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10(4): 745, 1993.
- [47] J. Mertz, A. Heidmann, and C. Fabre. Generation of subpoissonian light using active control with twin beams. *Phys. Rev. A*, 44(5): 3229, 1991.
- [48] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dills, and G. Lasher. Stimulated emission of radiations from Ga-As p-n junctions. *Appl. Phys. Lett.*, 1: 62, 1962.
- [49] J. R. O'Connor. Unusual crystal-field energy levels and efficient laser properties of Nd: YVO₄. *Appl. Phys. Lett.*, 9(11): 407, 1966.
- [50] T. M. Quist, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. Mac Whorter, R. H. Rediker, and H. J. Zeiger. Semiconductor maser of gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 1962.
- [51] T. C. Ralph, C. C. Harb, and H.-A. Bachor. Intensity noise of injection locked lasers: quantum theory using a linearised input/output method. *Phys. Rev. A*, 54(5): 4359, 1996.

- [52] T. C. Ralph, C. C. Harb, and H.-A. Bachor. Intensity noise properties of injection locked lasers. *Phys. Rev. A*, 54(5): 4370, 1996.
- [53] W. H. Richardson, S. Machida, and Y. Yamamoto. Squeezed photon number noise and subpoissonian electrical partition noise in a semiconductor laser. *Phys. Rev. Lett.*, 66(22): 2867, 1991.
- [54] W. H. Richardson and R. M. Shelby. Non classical light from a semiconductor laser operating at 4 k. *Phys. Rev. Lett.*, 64: 400, 1990.
- [55] W. H. Richardson and Y. Yamamoto. Quantum correlation between the junction-voltage fluctuation in a semiconductor laser. *Phys. Rev. Lett.*, 66: 1963, 1991.
- [56] M. Sargent III, M. O. Scully, and W. E. Lamb Jr. *Laser Physics*. Addison Wesley, Reading, Mass., 1974.
- [57] R. M. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, and J. F. Valley. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 55(22): 2409, 1985.
- [58] P. R. Tapster, J. G. Rarity, and J. S. Satchell. Generation of subpoissonian light by high efficiency light emitting diodes. *Europhys. Lett.*, 4, 1987.
- [59] Tarazona. Etude et réalisation d'éléments de microoptique pour la stabilisation de microcavités laser. Thèse, Université Paris XI, UFR Scientifique d'Orsay, 1996.
- [60] M. S. Taubman, H. Wiseman, D. E. Mac Clelland, and H.-A. Bachor. Intensity feedback effects on quantum limited noise. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(10): 1792, 1995.
- [61] M. C. Teich and B. E. A. Saleh. Observation of sub-poisson Franck-Hertz light at 253.7 nm. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2(2): 275, 1985.
- [62] M. C. Teich, B. E. A. Saleh, and D. Stoler. Antibunching in the Franck-Hertz experiment. *Opt. Commun.*, 46(3): 244, 1983.

- [63] K. Tsubono and S. Moriwaki. Shot-noise limited low-frequency intensity noise of a Nd: Yag laser. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31(4): 1241, 1992.
- [64] A. W. Tucker, M. Birnbaum, C. L. Fincher, and J. W. Erler. Stimulated emission cross-section at 1064 and 1342 nm in Nd: YVO₄. *J. Appl. Phys.*, 48(12): 4907, 1977.
- [65] N. G. Van Kampen. *Stochastic Processes in Physics and Chemistry*. Elsevier, Amsterdam, 1981.
- [66] H. Wang, M. J. Freeman, and D. G. Steel. Squeezed light from injection-locked quantum-well lasers. *Phys. Rev. Lett.*, 71(24): 3951, 1993.
- [67] H. Wang, M. J. Freeman, D. G. Steel, R. Craig, and D. R. Scifres. Amplitude squeezed light from quantum-well lasers. *Opt. Lett.*, 18(5): 379, 1993.
- [68] H. Wang, M. J. Freeman, D. G. Steel, R. Craig, and D. R. Scifres. Wavelength tunable amplitude squeezed light from a room-temperature quantum-well laser. *Opt. Lett.*, 18(24): 2141, 1993.
- [69] J.-Y. Wang and P. Mandel. Antiphase dynamics in pump-modulated multimode intracavity second-harmonic generation. *Quantum Semiclass. Opt.*, 8: 15, 1996.
- [70] K. Washio, K. Iwamoto, K. Inoue, I. Hino, S. Matsumoto, and F. Saito. Room-temperature cw operation of an efficient miniaturized Nd: Yag laser end-pumped by a superluminescent diode. *Appl. Phys. Lett.*, 29(11): 720, 1976.
- [71] Y. Yamamoto and S. Machida. High-impedance suppression of pump fluctuations and amplitude squeezing in semiconductor lasers. *Phys. Rev. A*, 35(12): 5114, 1987.
- [72] Y. Yamamoto, S. Machida, N. Imoto, M. Kitagawa, and G. Björk. Generation of number-phase minimum-uncertainty states and number states. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(10): 1645, 1987.

- [73] Y. Yamamoto, S. Machida, and O. Nilsson. Amplitude squeezing in a pump-noise-suppressed laser oscillator. *Phys. Rev. A*, 34(5): 4025, 1986.
- [74] T. C. Zhang, J.-P. Poizat, P. Grelu, P. Grangier, F. Marin, A. Bramati, V. Jost, M. D. Levenson, and E. Giacobino. Quantum noise of free running and externally stabilized diode lasers. *Quantum Semiclass. Opt.*, (7): 601, 1995.