HAL
open science

La réinjection optique dans un laser VCSEL en tant que la détection et l'asservissement de distance en microscopie à sonde locale

Romain Barret

To cite this version:

Romain Barret. La réinjection optique dans un laser VCSEL en tant que la détection et l'asservissement de distance en microscopie à sonde locale. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2008. Français. NNT : . tel-00373576

HAL Id: tel-00373576

https://theses.hal.science/tel-00373576v1

Submitted on 6 Apr 2009

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.

Université de Franche-Comté

École Doctorale SPIM

Thèse de Doctorat

Spécialité Sciences pour l'Ingénieur

présentée par

Romain BARRET

La réinjection optique dans un laser VCSEL en tant que la détection et l'asservissement de distance en microscopie à sonde locale

Thèse dirigée par Christophe GORECKI et Bernard CRETIN

soutenue le 31 mars 2008

Jury :

Président :	M. Laurent LARGER, Professeur des Universités, Université de Besançon
Rapporteurs :	M. Patrick MEYRUEIS, Professeur des Universités, Université de Strasbourg 1
	M. Pierre AMBS, Professeur des Universités, Université de Mulhouse
Examinateurs :	Mme Pascale GALL-BORRUT, Professeur des Universités, Université de Montpellier 2
	M. Christophe GORECKI, Directeur de recherche CNRS, Université de Besançon
	M. Bernard CRETIN, Professeur des Universités, E.N.S.M.M. Besançon

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier mon directeur de thèse Christophe Gorecki grâce auquel j'ai pu effectuer ma thèse au Laboratoire d'Optique P. M. Duffieux (LOPMD) de l'institut FEMTO-ST.

Mes remerciements vont également à mon co-directeur de thèse, Bernard Cretin. Son aide en électronique m'a été précieuse.

Je remercie également, Hervé Maillotte, le directeur du laboratoire d'Optique P. M. Duffieux de l'institut FEMTO-ST, Eric Lantz le directeur de l'Ecole Doctorale SPIM, et Aderrazzak Kadmiri, le directeur de l'UFR Sciences et Techniques de l'Université de Franche-Comté pour m'avoir permis de poursuivre et d'achever ma thèse.

Je remercie notamment Patrick Meyrueis et Pierre Ambs qui ont accepté de juger ce mémoire.

J'adresse mes remerciements à Laurent Larger, président du jury de thèse et à Pascale Gall-Borrut qui a consenti à participer au jury de thèse.

Je voudrais aussi remercier toutes les personnes du laboratoire qui m'ont aidé au cours de ma thèse. En particulier, Dominique Heinis m'a expliqué comment utiliser son microscope SNOM, Michal Jozwik, Katarzyna Krupa et Pawl Marc m'ont permis de caractériser mes échantillons à l'interféromètre, Valérie Petrini m'a fourni des échantillons utiles pour mon travail de thèse, Thierry Grosjean m'a prêté à plusieurs reprises une détection synchrone de qualité.

Enfin, je tiens à remercier l'ensemble du personnel du laboratoire. J'ai beaucoup apprécié ces quelques années passées à l'institut FEMTO-ST.

Résumé

Cette thèse se situe dans le contexte d'un projet d'intégration sur puce de microscopes à sonde locale : systèmes parallèles de nano-lecture-écriture optique comprenant des micro-leviers équipés de diodes laser, et montés sur des systèmes MEMS assurant les fonctions de balayage spatial.
On utilisera des diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL). En quelques mots, un VCSEL est un laser à semi-conducteur, pompé électriquement, formé de miroirs de Bragg délimitant une cavité optique dans laquelle se trouvent des puits quantiques. Les VCSEL ont l'avantage d'avoir un faible courant seuil, une faible divergence et une grande capacité d'intégration surfacique.
On exploitera la sensibilité des VCSEL à la réinjection optique.

Le travail de thèse proprement dit porte sur l'étude de la réinjection optique dans un VCSEL sur le plan expérimental et théorique.
La réinjection optique dans un VCSEL correspond à réintroduire une partie ou la totalité de la lumière émise par le VCSEL à l'intérieur de la cavité du VCSEL. Pour ce faire, on ajoute un miroir externe de façon à rétroréfléchir l'émission vers la face émettrice. On forme, entre la face émettrice du laser et le miroir externe, une cavité externe.
La réinjection optique a été étudiée pour la première fois par R. Lang et K. Kobayashi dans des lasers à émission par la tranche en 1980.
Depuis plusieurs travaux portant sur des VCSEL ont montré que la réinjection optique perturbe plusieurs caractéristiques de ces lasers : caractéristiques spectrales, courant seuil, efficacité quantique différentielle, puissance optique, tension, polarisation.
Les effets de la réinjection optique sont influencés par la longueur (distance entre la face émettrice et le miroir externe) de la cavité externe d'une manière périodique, la période est la demi-longueur de l'onde laser du VCSEL. Ces effets sont également modifiés par la réflectivité du miroir externe.

Ce travail de thèse se situe dans le prolongement d'une première thèse faite par D. Heinis et soutenue en octobre 2005. Il a notamment réalisé un microscope SNOM semi-massif fibré utilisant un asservissement à force de cisaillement, la sonde est une fibre optique étirée. L'information optique est obtenue à partir de la variation de la puissance optique induite par la réinjection optique dans un VCSEL émettant dans le proche IR.

A partir de ce microscope SNOM, un montage de microscope à sonde optique et à asservissement optique est proposé. On utilise l'effet de la réinjection optique sur la puissance optique et la dépendance de cet effet avec la longueur de la cavité externe.

Le miroir externe étant formé par un échantillon relativement plan, topographie de l'échantillon et longueur de cavité externe sont liées. La mesure de la puissance optique permet d'obtenir la topographique de l'échantillon.
Le microscope fournit de bons résultats, cependant la sonde est faite d'une pointe clivée et on ne peut pas atteindre la résolution d'un microscope SNOM. De plus on doit utiliser un échantillon sans variation de réflectivité.
Un modèle théorique est proposé : on utilise le concept de "réflectivité équivalente" de la cavité externe. A partir du système d'équations d'évolution du laser et de l'expression du gain au seuil, on obtient une relation entre la puissance optique du VCSEL et la longueur de la cavité externe. Le modèle est validé.

Ensuite, un montage expérimental a permis de mettre en évidence la variation de tension induite par une modification de la longueur de cavité externe. Le miroir externe est formé par une poutre oscillante.
On propose un modèle théorique à partir d'une relation liant la densité de porteurs de charge dans la zone active et la tension du VCSEL, et des expressions du gain et du gain au seuil. On aboutit à une relation entre tension du VCSEL et longueur de cavité externe. Ce modèle est exploité pour l'expérimentation.
La perspective immédiate de cette mise en évidence expérimentale est la réalisation d'un microscope AFM non-contact pour lequel la distance pointe AFM–échantillon sera contrôlée en utilisant l'effet de la réinjection optique sur la tension du VCSEL. La poutre oscillante utilisée dans l'expérimentation sera remplacée par un levier AFM commercial.

Enfin on propose un autre modèle de la réinjection optique avec validation expérimentale. On assimile l'effet de la réinjection optique dans un VCSEL à celui d'un faisceau incident sur une photodiode. On détermine une expression théorique du photocourant dans le VCSEL.
Une expérimentation est faite avec deux VCSEL quasi-identiques : un VCSEL "émetteur" illuminant un VCSEL "récepteur". On montre qu'un courant photonique est créé dans le "récepteur" et on obtient un bon accord entre les courants photoniques mesurés et calculés.

Abstract

The context of this thesis is a project of integration on chip of local probe microscopes : parallel systems of optical nano-reading-writing including microbeams equipped with laser diodes, and mounted on MEMS systems providing a spatial scanning.
We will use vertical-cavity surface-emitting laser diodes (VCSEL). In a few words, a VCSEL is a semi-conductor laser, electrically pumped, composed of Bragg mirrors delineating an optical cavity in which are quantum wells. The advantages of VCSEL are a low threshold current, a low divergence beam and a high surfacic integration capacity.
We will make use of the sensibility of VCSEL to optical feedback.

The thesis work is on the experimental and theoretical study of optical feedback in a VCSEL.
Optical feedback in a VCSEL means reintroducing partially or totally the emitted light by the VCSEL into the VCSEL cavity. We achieve that by positioning an external mirror to reflect back the emitted light to the emitting facet. We delimit an external cavity between the emitting facet and the external mirror.
The optical feedback has been studied for the first time by R. Lang and K. Kobayashi in edge-emitting lasers in 1980.
From that time, many works on VCSEL have pointed out that optical feedback modify several characteristics of these lasers : spectral characteristics, threshold current, differential quantum efficiency, optical power, voltage, polarisation.
The effects of optical feedback are influenced by the length (distance between the emitting facet and the external mirror) of external cavity in a periodic manner, the period is half of the wavelength of the VCSEL. These effects are modified by the reflectivity of the external mirror too.

This work thesis is following a previous thesis achieved by D. Heinis, he defended his thesis on October 2005. He notably realised a SNOM microscope in a semi-massive configuration with optical fiber and using a shear-force detection, the probe is composed of a tapered optical fiber. The optical information is obtained from the variation of optical power induced by optical feedback in a VCSEL emitting in the near-infrared region.

From this SNOM microscope, a montage of a microscope with optical probe and an optical control is proposed. We use the effect of optical feedback on optical power and the reliance of this effect on the length of the external cavity.
The external mirror is formed by a rather planar sample, so that the topography of the sample is connected to the length of the external cavity. The topography of the sample

can be obtained from the measurement of the optical power.
The microscope gives good results, however it uses a cleaved optical fiber probe and the SNOM resolution can't be reached. Moreover, we must use a sample with a constant reflectivity.
A theoretical model is proposed : we use the concept of "equivalent reflectivity" of the external cavity. With the system of rate equations of a the laser and with the threshold gain expression, we obtain a relationship between the optical power of the VCSEL and the length of the external cavity. The model is validated.

Then, an experimental mounting let us give rise to the voltage variation induced by a change in the length of the external cavity. The external mirror is made with an oscillating beam.
We propose a theoretical model using a relationship between the carrier density in the active region and the VCSEL voltage, the expressions of the gain and of the threshold gain. We obtain a relationship between the voltage of the VCSEL and the length of the external cavity.
This model is used for the experimentation.

Lastly we propose another model for optical feedback with experimental validation. We consider that a VCSEL under optical feedback is behaving like an illuminated photodiode. We determine a theoretical relationship of the photocurrent in the VCSEL.
Experimentations are done with two quite identical VCSEL : an "emitting" VCSEL illuminating a "receptor" VCSEL. We prove that a photonic current is generated in the "receptor" and we find a good agreement between measured and calculated photonic currents.

The immediate outlook of this experimental illustration is the realisation of a non-contact AFM microscope in which the distance between the AFM tip and the sample is controlled by using the effect of optical feedback on the VCSEL voltage. The oscillating beam used firstly will be replaced by a commercial AFM beam.

Table des matières

Remerciements **iii**

Résumé **v**

Abstract **vii**

Table des matières **xi**

Table des figures **xv**

Liste des tableaux **xvii**

Liste des abréviations **xix**

Liste des notations **xxi**

Introduction **1**

1 Rappel sur les cavités VCSEL **5**
1.1 Principe 5
1.1.1 Fonctionnement du laser 5
1.1.2 La zone active 7
1.1.3 Les miroirs dopés N et P 8
1.1.4 Aspects optiques 11
1.1.5 Aspects électriques 13
1.2 Matériaux utilisés dans les VCSEL 15
1.2.1 Matériaux pour les miroirs de Bragg 15
1.2.2 Zone active 16
1.3 Structures des VCSEL 17
1.4 Technologies de fabrication 19
1.4.1 Épitaxie 19
1.4.2 Implantation ionique 20
1.4.3 Gravure 20
1.4.4 Oxydation sélective 21
1.4.5 Dépôt 21

2 Utilisation de la réinjection optique en microscopie intégrée 23
2.1 Réinjection optique . . . 23
2.1.1 Introduction . . . 23
2.1.2 La réinjection optique dans les VCSEL . . . 24
2.2 Utilisation de réinjection optique en microscopie et stockage de données . . 29
2.2.1 Microscope SNOM avec laser à fibre dopée au néodyme . . . 29
2.2.2 Microscope SNOM avec laser He-Ne/diode laser . . . 30
2.2.3 Stockage de données par l'utilisation de la réinjection optique dans un VCSEL nanostructuré . . . 31
2.3 Vers la microscopie intégrée sur puce . . . 32
2.3.1 Stockage de données . . . 32
2.3.2 Microscope intégré . . . 35
2.4 Vers la microscopie à sonde locale intégrée sur puce . . . 36
2.4.1 Microscope confocal sur puce . . . 37
2.4.2 Microscope SNOM sur puce . . . 39
2.4.3 Intégration d'un VCSEL avec un photodétecteur . . . 44

3 De l'asservissement à force de cisaillement à un asservissement optique 49
3.1 Présentation des microscopes SNOM et AFM contact basés sur la réinjection optique dans un VCSEL . . . 49
3.1.1 Microscope SNOM . . . 49
3.1.2 Microscope AFM en mode contact . . . 52
3.2 Prise en main du microscope SNOM semi-massif . . . 53
3.3 Asservissement optique . . . 58
3.3.1 Montage expérimental . . . 58
3.3.2 Principes de l'asservissement . . . 60
3.3.3 Détection d'une variation de puissance optique sous l'effet d'une variation de la longueur de cavité externe et calibration . . . 61
3.3.4 Exploitation pour la microscopie . . . 63
3.3.5 Gestion de la mesure par le programme informatique . . . 66
3.4 Aspects théoriques . . . 69
3.4.1 Modèle simplifié de la réinjection . . . 69
3.4.2 Simulation numérique . . . 74
3.5 Quelques résultats expérimentaux . . . 76
3.5.1 Avec le microscope à asservissement optique . . . 76
3.5.2 Comparaison des microscopes . . . 79
3.6 Comparaison du modèle théorique avec les résultats expérimentaux . . . 82
3.6.1 Pente théorique . . . 82
3.6.2 Evaluation de la pente expérimentale . . . 84
3.6.3 Discussions des résultats . . . 86

4 Utilisation de la modification de tension résultant de la réinjection 89
4.1 Principe de mise en évidence . . . 90
4.2 Considérations théoriques . . . 91
4.2.1 Modèle . . . 91

4.2.2 Simulation 94
4.3 La poutre oscillante 97
4.3.1 Présentation de l'échantillon 97
4.3.2 Mise en mouvement de la poutre 98
4.4 Expérimentation 100
4.4.1 Premiers essais expérimentaux 100
4.4.2 Changement de VCSEL 100
4.4.3 Résultats expérimentaux 101
4.5 Perspectives de l'utilisation de l'effet de la réinéjction sur la tension du VCSEL 102
4.6 Compréhension de la réinjection : modèle photodiode 104
4.6.1 Mise en œuvre 104
4.6.2 Modèle 105
4.6.3 Paramètres du VCSEL 106
4.6.4 Expérimentation 109
4.6.5 Résultats expérimentaux 111

Conclusions et perspectives **115**

Annexe A Calcul de la réflectivé équivalente **117**

Bibliographie **120**

Table des figures

1.1 Schéma du principe d'un VCSEL. 6
1.2 Diagramme de bandes d'une structure à double hétérostructure. E_C : énergie de conduction, E_V : énergie de valence. 7
1.3 Puits quantiques : niveaux d'énergies discrets. E_C : énergie de conduction, E_V : énergie de valence, E_g : gap d'énergie, E_1, E_2,..., E_n : niveaux d'énergie des électrons, $E_{h\,1}$, $E_{h\,2}$,..., $E_{h\,n}$: niveaux d'énergie des trous. 8
1.4 Schéma d'un miroir de Bragg : le rayon incident à chaque interface donne un rayon réfléchi et un rayon transmis. 9
1.5 Courbe typique puissance optique - intensité électrique d'un VCSEL. 13
1.6 Courbe typique intensité - tension d'un VCSEL. 14
1.7 Longueurs d'onde disponibles pour les VCSEL. 16
1.8 Schéma de structures courantes de VCSEL. 18

2.1 Principe général de la cavité externe. 24
2.2 Réflexions multiples dans la cavité externe 25
2.3 Schéma de l'expérimentation du microscope SNOM. 29
2.4 Schéma de l'expérimentation du microscope SNOM avec une diode laser fibrée. 31
2.5 Schéma du dispositif de VCSEL à nano-ouverture. 31
2.6 Schéma de principe du Millipede. 33
2.7 Stockage de données proposé par P. N. Minh. 34
2.8 Schéma de la poutre SNOM-AFM. 35
2.9 Dispositif expérimental d'un microscope SNOM-AFM combiné. 36
2.10 Dispositif complet : plusieurs microscopes intégrés en barrette. 37
2.11 Schéma de l'architecture du microscope confocal intégré. 38
2.12 SNOM à sonde à ouverture. A gauche : mode nano-illumination, à droite : mode nano-collection. 41
2.13 Schéma de l'architecture du microscope SNOM intégré. 42
2.14 Architecture SNOM idéale. Photodétecteur (PD) intégré à l'arrière de la structure VCSEL-pointe SNOM. 43
2.15 Images de micro-leviers fabriqués. a) levier triangulaire en silicium, b) et c) zoom de l'extrémité avant le dépôt de la couche opaque finale en chrome, l'orifice est de l'ordre du micron. 44
2.16 Assemblage par "flip-chip" : vue de face. 45
2.17 Schéma de l'intégration du VCSEL et d'un photodétecteur. QW : Quantum Well désigne les puits quantiques. 45

2.18 Schéma du dispositif VCSEL émetteur–VCSEL récepteur. 46
2.19 Résultats expérimentaux avec une matrice de VCSEL. Concernant le VCSEL émetteur, "Output power" désigne la puissance optique mesurée et "Applied current I_A" est le courant d'alimentation. 47
2.20 Schéma de l'architecture VCSEL-photodiode Schottky : à gauche vue du dessus ; à droite coupe suivant la droite (AB). 47

3.1 Schéma du microscope semi-massif SNOM. 50
3.2 Montage AFM expérimental. 52
3.3 Réseau de pointes servant d'étalon. 53
3.4 Image des variations topographiques d'une surface carrée de 6 μm de côté. 54
3.5 Image optique : variation de puissance optique mesurée par le photomultiplicateur sur une surface carrée de 6 μm de côté. 55
3.6 Effets dispersifs des pointes Si. 58
3.7 Montage du microscope à asservissement optique. 59
3.8 Variation de la longueur de la cavité externe induite par la topographie de l'objet. L_1 et L_2 : distances fibre-échantillon. 60
3.9 Variation de la tension du photomultiplicateur (signal optique) avec l'approche de la sonde. 62
3.10 Tension du photomultiplicateur (signal optique) en fonction de la longueur de la cavité externe. 64
3.11 Diagramme résumant les principales étapes du programme. 67
3.12 Schéma du chemin optique VCSEL–échantillon. 69
3.13 Courbe théorique de p_{opt} en fonction de $L3_{ext}$. 76
3.14 Courbe théorique de p_{opt} pour $L3_{ext}$ variant de 3λ. 77
3.15 Schéma de l'expérimentation avec le plan en silicium. 78
3.16 Image topographique du plan incliné en silicium avec le microscope à asservissement optique. Balayage : 3,8 μm $\times$ 3,8 μm. 78
3.17 Image topographique avec le plan moyen soustrait obtenue avec le microscope à asservissement optique. Balayage : 3,8 μm $\times$ 3,8 μm. 79
3.18 Image topographique avec le plan moyen soustrait obtenue avec le microscope SNOM. Balayage : 3,8 μm $\times$ 3,8 μm. 80
3.19 Courbe théorique de la pente $pente_{theo}$ en fonction de $L3_{ext}$. 84

4.1 Schéma du montage expérimental pour la mesure d'une variation de tension du VCSEL en modifiant la longueur de la cavité externe. 90
4.2 Divergence du VCSEL. 93
4.3 Schéma de principe pour la détermination de κ. 94
4.4 Simulation de la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$ en fonction de L_{ext}. 95
4.5 Simulation de la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$ pour L_{ext} variant de 0 à 4 μm. 96
4.6 Image d'un échantillon de poutres en silicium. Taille totale : 1 $\times$ 1 cm. La flèche indique la poutre utilisée dans l'expérience. 97
4.7 Images de la poutre obtenues à l'interféromètre. 98
4.8 Image de la déformée d'une poutre. 99
4.9 Image du VCSEL avec une lentille boule. 100

4.10 Amplitude de la variation de tension du VCSEL : (a) à la fréquence de résonance : 2 357 Hz, (b) loin de la fréquence de résonance : 2 157 Hz. 101
4.11 Principe de mise en œuvre. La distance d'environ 4 mm entre les VCSEL est choisie en rapport avec les plans focaux (cf §4.4.2). 105
4.12 Coupe du VCSEL utilisé : "HFE3085-321" d'Advanced Optical Components. 107
4.13 Schéma de l'expérimentation. R : résistance série, P : potentiomètre, C : condensateur (10 μF), A : préamplifieur à très faible bruit, SC : source de courant : une composante continue ajoutée à une composante alternative, ST : source de tension, Ge : générateur basse fréquence GBF. 109
4.14 Courant mesuré en fonction de la tension du VCSEL "récepteur" : $\star$ mesures avec $\Delta I =$ 1 mA, + mesures sans modulation optique. 111
4.15 Courant en fonction de la tension du VCSEL "récepteur" pour $\Delta I = 1$ mA : courbe calculée avec $\eta = 0{,}61$, $\star$ mesures. 112
4.16 Courant en fonction de la tension du VCSEL "récepteur" pour $\Delta I = 0{,}5$ mA : courbe calculée avec $\eta = 0{,}67$, $\star$ mesures. 112
17 Schéma de la cavité externe avec les ondes incidente, transmise et réfléchie dans le cas de l'expérimentation. 118

Liste des tableaux

1.1 Matériaux pour les miroirs de Bragg des VCSEL. 15

Liste des abréviations

Pour des raisons de lisibilité, la signification d'une abréviation ou d'un acronyme n'est souvent rappelée qu'à sa première apparition dans le texte d'un chapitre. Par ailleurs, puisque nous utilisons toujours l'abréviation la plus usuelle, il est fréquent que ce soit le terme anglais qui soit employé, auquel cas nous présentons une traduction.

AFM	Atomic Force Microscopy	Microscopies à forces atomiques
DBR	Distributed Bragg Reflector	Réflecteur Bragg répartie
DRIE	Deep Reactive Ion Etching	Gravure ionique réactive profonde
EEL	Edge-Emitting Laser	Laser à émission latérale
EJM	Epitaxie par Jets Moléculaires	
EJM-SG	Epitaxie par Jets Moléculaires à Sources Gazeuses	
EPVOM	Epitaxie en Phase Vapeur aux OrganoMétalliques	
GBF	Générateur Basse Fréquence	
GSMBE	Gas Source Molecular Beam Epitaxy	Epitaxie par Jets Moléculaires à Sources Gazeuses
MEMS	Micro-Electro-Mechanical-System	Microsystème électromécanique
MBE	Molecular Beam Epitaxy	Epitaxie par jets moléculaires
MOEMS	Micro-Opto-Electro-Mechanical-System	Micro-système électro-opto-mécanique

PI	Proportionnel Intégrateur	
PMMA	Polymethylmethacrylate	Polyméthacrylate de méthyle
RIE	Reactive Ion Etching	Gravure ionique réactive
SEM	Scanning Electron Microscope	Microscope électronique à balayage
SNOM	Scanning Near-field Optical Microscopy	Microscopie optique en champ proche à balayage
SPM	Scanning Probe Microscope	Microscope à sonde de balayage
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser	Laser à cavité verticale émettant par la surface

Liste des notations

Nous avons regroupé ci-dessous les principales notations employées dans les différents chapitres du document. Dans la mesure du possible, nous avons tenté de conserver les mêmes notations d'un chapitre à l'autre. Nous présentons tout d'abord une liste générale puis des listes relatives aux différents chapitres. On notera que seules les notations qui diffèrent de celles précédemment définies seront données dans ces listes. Enfin, certaines notations, apparaissant uniquement de manière ponctuelle, ont été omises.

Notations générales

C_{eff}	rapport, en dB, de la puissance envoyée à la pointe (ou l'extrémité clivée) sur la puissance émise par le VCSEL
C_{mult}	coefficient multiplicateur du photomultiplicateur (W/V)
d_0	diamètre de la section du faisceau laser du VCSEL dans le plan de la face émettrice
E	champ électrique entre les électrodes du VCSEL
f_{mod}	fréquence de modulation
g	gain du laser
g_{th}	gain du laser au seuil
h	épaisseur de la zone active
h_P	constante de Planck
I	courant d'alimentation du VCSEL
I_{PH}	courant photonique
I_S	courant inverse de saturation
I_{th}	intensité seuil
k_B	constante de Boltzmann
L	longueur de la cavité laser
L_e	distance entre les électrodes du VCSEL
L_{ext}	longueur de la cavité externe
n_{cav}	indice optique de la cavité laser
N	densité en porteurs de charge dans la zone active
N_{th}	densité en porteurs de charge dans la zone active au seuil
N_{tr}	densité en porteurs de charge de transparence
P_{opt}	puissance optique du VCSEL
p_{opt}	variation relative de puissance optique du VCSEL avec cavité externe par rapport à P_{ref}

P_{ref}	puissance optique du VCSEL sans réinjection optique
q	charge élémentaire
r, r_{12}	coefficient de réflexion du miroir de sortie pour une onde provenant de la cavité laser du VCSEL
r_{ext}, r_{23}	coefficient de réflexion du miroir externe pour une onde provenant de la cavité externe
R, R_2	réflectivité du miroir de la face émettrice du VCSEL
R_1	réflectivité du miroir de la face opposée à la face émettrice du VCSEL
R_d	résistance dynamique du VCSEL
R_{ext}	réflectivité du miroir externe
R_{equiv}	réfectivité équivalente de la cavité externe
R_N	réflectivité du miroir dopé N du VCSEL
R_P	réflectivité du miroir dopé P du VCSEL
S_0	section du faisceau laser du VCSEL dans le plan de la face émettrice
T	température absolue
U	tension aux bornes du VCSEL
U_S	tension seuil du VCSEL

α	pertes de cavité
ΔL_{ext}	variation de la longueur de cavité externe
ΔI	variation d'intensité électrique
ζ	fraction de puissance lumineuse sortant de la fibre clivée et réinjectée dans la fibre
η	efficacité quantique (fraction des photons incidents donnant une paire électron-trou)
η_{th}	pente d'efficacité (W/A)
θ	angle de divergence du VCSEL
κ	fraction de puissance lumineuse du VCSEL injectée dans la fibre
λ	longueur d'onde laser dans l'air
μ	mobilité électronique
ν	fréquence du VCSEL
τ	temps de vie moyen des porteurs de charge
ϕ	déphasage de l'onde laser après un aller-retour dans la cavité externe
ψ	demi-angle du cône d'émission en sortie de fibre clivée

Chapitre 4

κ	fraction de puissance optique du VCSEL rétroréfléchie sur la face émettrice sans prendre en compte les pertes par réflexion sur le miroir externe
R	résistance en série

Introduction

Les micro et nanotechnologies sont une discipline transverse. La diversité, le potentiel et la complexité des problèmes rencontrés font que la miniaturisation est actuellement un domaine d'avenir de la recherche théorique et expérimentale ainsi que de l'industrie.

Il y a cinq mille ans, en Mésopotamie, des hommes gravèrent les premiers écrits dans de l'argile. Pendant cinquante siècles, les outils et supports d'écriture ont certes évolué mais sans pour autant permettre d'écrire plus finement.
En quelques décennies de nouvelles techniques ont radicalement modifiés nos possibilités de lire et d'écrire l'information. La miniaturisation a permis de stocker toujours plus d'informations sur moins d'espace.

La copie sur microfiche, par réduction photographique, permet de réduire d'un facteur 10^4, par rapport au papier, la surface occupée par l'information.

Le développement de l'ordinateur amène à de nouveaux moyens de stockage de données : mémoire vive, disque dur. Le stockage de l'information devient binaire. Le disque dur, mémoire de masse magnétique inventé par IBM en 1956 est passé de 5 Mo à 1 To tout en occupant une place incomparablement moindre.
Les microprocesseurs évoluent selon la célèbre loi de Moore : le nombre de transistors incorporés sur une puce électronique est multiplié par 4 tous les trois ans. Du premier modèle d'Intel en 1971 à aujourd'hui, le nombre de transistors a été multiplié par environ 10^5 alors que la surface des puces n'a augmenté que d'un ordre de grandeur. Dans le même temps, la technologie de fabrication est passée de 10 μm à 45 nm en finesse : une diminution de l'ordre de 1 000 !
Les progrès en microélectronique ont permis la miniaturisation et ainsi augmenter considérablement les puissances des microprocesseurs et la densité de stockage de données.

Les passages du disque vinyle au CD audio, de la cassette VHS au DVD ont marqué une étape dans la miniaturisation de l'information enregistrée.
Dans un CD ou un DVD, l'information est numérisée sur un disque de 12 cm de diamètre. La longueur d'onde utilisée (780 nm pour un CD, 650 nm pour un DVD) limite la taille des bits. Un DVD simple face simple couche permet de stocker 4,7 Go (650 Mo pour un CD).
Apparu récemment, le HD DVD (High Density Digital Versatile Disc) permet une capa-

cité par couche de 15 Go à 20 Go. Son concurrent le Blu-ray Disc accroît cette capacité à 25 Go. Les deux technologies utilisent une diode laser émettant dans le bleu-violet à 405 nm.

La miniaturisation concerne aussi les télécommunications avec le développement des téléphones portables, des satellites, des câbles et des relais.

Les microtechnologies ont aussi leurs applications en médecine : la "machine humaine" est un trésor de miniaturisation et nécessite donc des outils miniaturisés et précis (pacemaker, endoscopie, pompe à insuline...).

Réaliser sur puce l'intégration de microscopes à lecture optique (SNOM : Scanning Near-Field Optical Microscope, AFM : Atomic Force Microscope, confocal) s'inscrit dans ce contexte. De tels dispositifs ouvriront de nouvelles applications en stockage de données, microscopie ou biologie.
Les microscopes utiliseront des diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL). L'avantage, entre autres est que l'on peut fabriquer des matrices bidimensionnelles de VCSEL avec une forte densité d'intégration. Ils sont donc adaptés à la réalisation du dispositif de microscopes intégrés.
Les VCSEL sont en outre sensibles à la réinjection optique et cet effet sera mis à contribution. En effet l'intégration de microscopes induit la recherche de miniaturisation.
Dans une détection optique utilisée pour les microscopes, la réinjection optique peut permettre d'utiliser le VCSEL comme source laser et détecteur optique (cf 4 et [1]) ou être mis à profit pour un système de détection intégré monolithiquement sur le chip du VCSEL (cf §2.4).
C'est pourquoi, ce travail de thèse porte sur l'étude de la réinjection optique dans un VCSEL. Il s'agit d'étudier théoriquement et expérimentalement l'effet de la réinjection et de proposer une utilisation dans un microscope AFM.

La thèse se situe également dans la continuation d'une première thèse effectuée par D. Heinis intitulée : "Vers l'intégration d'un système SNOM basé sur l'effet de la réinjection optique dans un VCSEL" soutenue en octobre 2005 [2].
Au cours de sa thèse, il a étudié la réinjection optique dans un VCSEL sur le plan théorique et expérimental. Il a notamment réalisé un microscope SNOM fibré semi-massif, basé sur la réinjection optique, dans lequel la distance sonde locale–échantillon est contrôlée par une détection à forces de cisaillement.
Ma thèse a portée sur l'étude de la réinjection optique dans un VCSEL en poursuivant les travaux de D. Heinis. L'un des but suivi en particulier a été de s'intéresser aux aspects applicatifs de la réinjection optique, utiles au projet de microscopes intégrés.
Le travail thèse s'oriente principalement vers la réalisation d'un asservissement de distance sonde–échantillon en microscopie à sonde locale, basé sur la réinjection optique dans un VCSEL. Il s'agit de proposer un asservissement compatible avec les problématiques de miniaturisation et de fabrication collective liées au projet d'intégration de microscopes.

Le microscope SNOM fibré semi-massif, basé sur la réinjection optique, a été modifié pour

utiliser un asservissement optique de la distance sonde locale–échantillon. Mon travail a également porté sur l'étude de la réinjection optique dans des dispositifs expérimentaux non fibrés, de façon à se rapprocher de l'objectif final de microscope intégré.
Ma thèse s'achève avec une suite possible intéressante : réaliser un microscope AFM basé sur la réinjection optique, une version massive qui pourrait ensuite être proposée dans une version intégrée.

Dans un premier chapitre, on décrira les lasers VCSEL : le fonctionnement, les caractéristiques optiques et électriques, les structures et les principales technologies de fabrication utilisées.
Dans un second chapitre, on s'intéressera à la réinjection optique et à ses effets sur les VCSEL. On mettra en valeur ensuite l'utilisation de la réinjection optique en microscopie. Enfin on s'intéressera au domaine des microscopes intégrés pour introduire le contexte de mon projet de recherche.
Dans un troisième chapitre, on présentera le microscope SNOM semi-massif existant et des résultats obtenus ce microscope. Il sera ensuite modifié pour obtenir un microscope à sonde optique à asservissement optique qui aura l'avantage d'une conception simplifée.
Dans un quatrième chapitre, on s'intéressera à la détection de l'effet de la réinjection optique sur la tension aux bornes du VCSEL. On présentera la perspective d'utilisation de cet effet pour réaliser un dispositif de microscope AFM.
Enfin, on proposera un modèle de la réinjection optique : on considérera l'effet équivalent à une photodiode éclairée.

Chapitre 1

Rappel sur les cavités VCSEL

Les lasers VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) sont des lasers à semi-conducteur. Les VCSEL ont été proposés pour la première fois en 1977 par K. Iga pour répondre aux limitations [3] des lasers à émissions par la tranche (Edge-Emitting Lasers). Le premier VCSEL est apparu en 1979 [4] dans le contexte d'une importance croissante des lasers à semi-conducteur accompagnant les progrès en optoélectronique tels que la communication par fibre optique et les mémoires pour disque optique.

La structure diffère fondamentalement des conventionnels lasers à émission par la tranche. Dans un VCSEL le faisceau laser est émis perpendiculairement à la surface des couches constituant la structure alors que dans un laser à émission par la tranche, l'émission a lieu dans le plan des couches de la structure.

1.1 Principe

Les VCSEL ont une structure présentée sur la figure 1.1.
La zone active est ténue et placée au centre d'une cavité optique formée par deux miroirs de Bragg dopés P et N.

1.1.1 Fonctionnement du laser

Dans la zone active (matériau à gain amplificateur), les niveaux d'énergie [5] mis en jeu pour obtenir l'émission stimulée sont dans la bande de valence (état stable) et dans la bande de conduction (état excité, instable) des électrons des atomes. Un pompage électrique assure l'inversion de population entre ces deux niveaux d'énergie et la désexcitation radiative des électrons de conduction produit l'émission de photons.

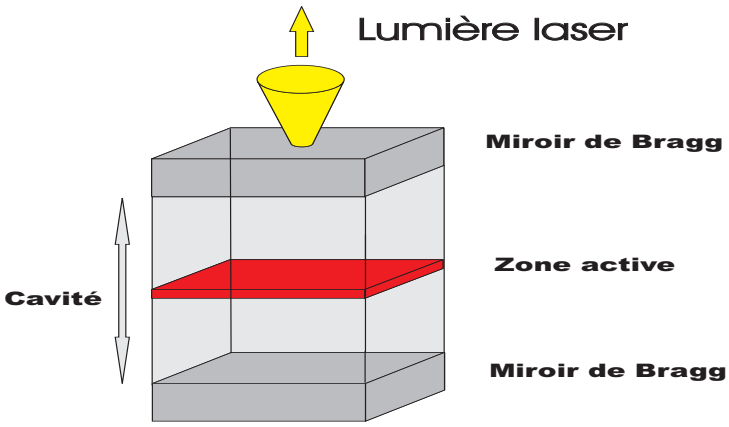


Fig. 1.1 – Schéma du principe d'un VCSEL.

Lorsque le gain est supérieur aux pertes optiques (pertes de cavité, pertes dans les miroirs), le milieu devient amplificateur. Par des allers-retours successifs dans la cavité laser, il y a amplification d'un rayonnement cohérent produit par émission stimulée et formation d'une onde laser.
La condition du seuil s'exprime par l'égalité entre le gain et les pertes optiques [6] pour un aller retour dans la cavité de l'onde laser :

$$R_P R_N \exp\left(2g_{th}h - 2\alpha L\right) = 1 \tag{1.1}$$

où R_P, respectivement R_N représente la réflectivité du miroir dopé P, respectivement N, α désigne les pertes de cavité (en cm^{-1}), g_{th} est le gain au seuil (en cm^{-1}), h est l'épaisseur de la zone active et L est la longueur de la cavité.
On en déduit le gain au seuil g_{th} :

$$g_{th} = \frac{1}{h}(\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_P R_N}}\right) + \alpha L) \tag{1.2}$$

En outre, les deux miroirs dopés N et P forment une jonction P-N [7] et l'application d'une tension permet de moduler la conductivité de la jonction P-N, donc du courant électrique la traversant ; le courant électrique augmente avec la tension appliquée à la jonction polarisée en direct.

Un paramètre important d'un VCSEL est l'intensité seuil I_{th}, sa valeur indique l'intensité minimale nécessaire à l'établissement du régime laser. Dans un VCSEL [6], g_{th} et I_{th} sont linéairement reliés et une augmentation de g_{th} provoque une hausse de I_{th}.

L'émission laser à l'extérieur de la cavité, constituant la partie utilise du rayonnement, est réalisée au niveau de l'un des miroirs qui a une réflectivité légèrement abaissée volontairement par rapport à l'autre miroir. Cette émission provient d'une transmission optique, à travers de ce miroir, d'une partie de l'énergie stockée dans la cavité.

Voyons plus en détails, les différents éléments constitutifs d'un VCSEL.

1.1.2 La zone active

Les premiers lasers à semi-conducteur avaient la forme d'une simple jonction P-N. La zone active était alors la zone de charge d'espace. Mais, dans ce cas, l'importance des courants nécessaires provoque une dissipation thermique telle que le laser ne peut fonctionner qu'à basse température et en régime pulsé.
Deux apports ont permis d'avoir des lasers fonctionnant en régime continu à température ambiante et avec une longue durée de vie : le laser à double hétérostructure et le laser à puits quantiques.

Laser à double hétérostructure

Confinement électrique Afin de pallier aux limitations susmentionnées des lasers à semi-conducteur [5], il faut diminuer le courant de seuil pour prévenir la dégradation thermique. Pour un même courant, le gain doit être plus élevé de façon à obtenir le démarrage de l'émission laser à un courant plus faible. D'après la relation 1.2, on voit que l'épaisseur de la zone active peut être modifiée pour abaisser le courant seuil.

On forme une structure (cf figure 1.2) à trois couches : deux couches de grand gap de

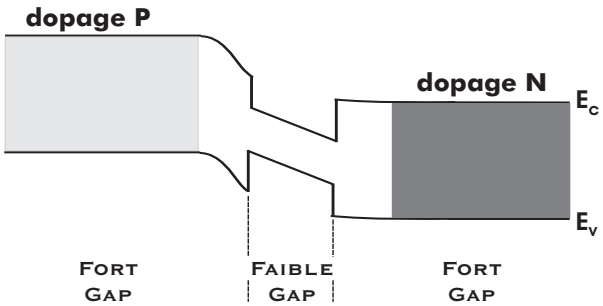


Fig. 1.2 – Diagramme de bandes d'une structure à double hétérostructure. E_C : énergie de conduction, E_V : énergie de valence.

chaque côté d'une couche de bande interdite plus faible. Les couches de grand gap sont appelées couches de confinement et sont dopées l'une P et l'autre N tandis que la couche centrale n'est pas dopée.
La différence de bande interdite entre la couche centrale et les couches de confinement crée un puits de potentiel dans lequel se rassemblent trous et électrons. Le gain peut être multiplié d'un ordre de grandeur pour un même courant par rapport à une jonction P-N classique.

Confinement optique Un autre avantage de la double hétéostructure est que la différence entre les indices optiques de la couche centrale et des couches de confinement crée

un guide d'onde qui confine la lumière dans la zone active.

Les puits quantiques

Comparé à la double hétérostructure, il s'agit obtenir une épaisseur optimale de la bande centrale.
La couche centrale a pour but pour but de confiner les électrons. Elle est très mince : son épaisseur est de l'ordre de 10 nm.
Dans cette configuration, on a un effet de confinement quantique : le mouvement de l'électron dans la direction perpendiculaire à la hauteur de la couche centrale devient quantifié et l'électron évolue comme dans un puits de potentiel monodirectionnel à l'intérieur duquel il occupe des états d'énergie discrets [7] (cf figure 1.3).

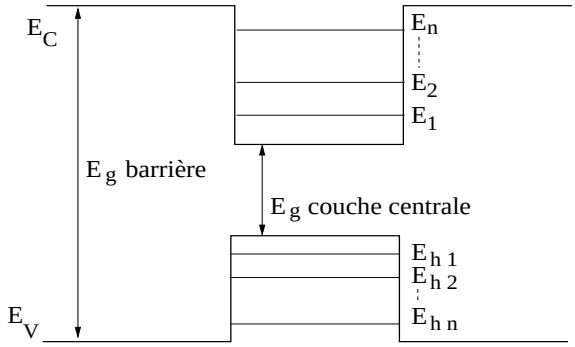


Fig. 1.3 – Puits quantiques : niveaux d'énergies discrets. E_C : énergie de conduction, E_V : énergie de valence, E_g : gap d'énergie, E_1, E_2,..., E_n : niveaux d'énergie des électrons, $E_{h\,1}$, $E_{h\,2}$,..., $E_{h\,n}$: niveaux d'énergie des trous.

Dans un laser à puits quantiques, le seuil laser est diminué sensiblement par rapport à un laser à double hétérostructure.

Les VCSEL ont typiquement des structures à multiples puits quantiques dans lesquelles les puits quantiques sont contigus et placés au centre de la cavité optique.

1.1.3 Les miroirs dopés N et P

Les miroirs ont pour but de réfléchir au mieux l'onde laser produite dans la zone active et l'un d'eux doit laisser passer une partie du rayonnement à l'extérieur de la cavité laser.
Les miroirs sont dopés N et P afin de former une jonction P-N.
Ce sont des miroirs de Bragg ou DBR (Distributed Bragg Reflector) dont la réflectivité est très élevée.
On recherche une haute réflectivité car la zone active est ténue (cf relation 1.2) : l'amplification par émission stimulée, peu élevée sur un aller-retour de cavité, est compensée

par des pertes faibles par réflectivité sur les miroirs. La réflectivité doit être meilleure que 99,9% [8] pour permettre d'atteindre le seuil laser. De plus le gain au seuil et aussi le courant seuil seront d'autant plus bas que la réflectivité des miroirs sera élevée.
On veut également que le déphasage en réflexion soit de 0 ou Π ceci afin d'obtenir des interférences constructives lors des allers-retours de l'onde laser dans la cavité laser.

Miroirs multicouches à grands sauts d'indice

Dans ce cas, les miroirs sont constitués d'un assemblage répété de paires de couche d'indice optique haut n_H et bas n_B [8]. Chaque couche a une épaisseur d d'un quart de longueur d'onde :

$$d = \frac{\lambda}{4n} \tag{1.3}$$

où λ la longueur d'onde considérée et n représente l'indice optique à la longueur d'onde λ. Un miroir de Bragg est schématisé sur la figure 1.4.

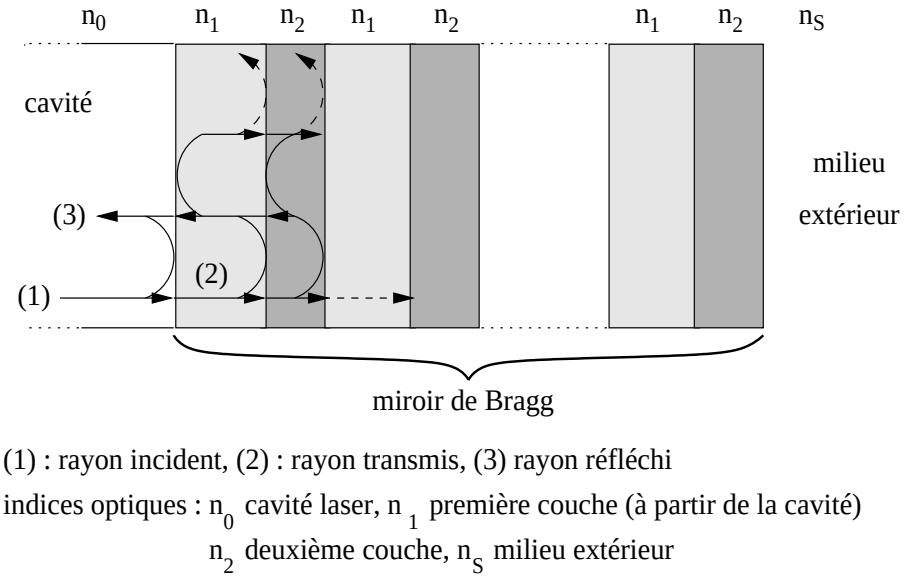


Fig. 1.4 – Schéma d'un miroir de Bragg : le rayon incident à chaque interface donne un rayon réfléchi et un rayon transmis.

Pour une onde laser se propageant dans la cavité et atteignant le miroir avec une incidence nulle, on obtient la réflectivité R_{2N} pour un nombre pair $2N$ de couches [8] :

$$R_{2N} \approx \begin{cases} 1 - 4\dfrac{n_S}{n_0}\left(\dfrac{n_B}{n_H}\right)^{2N} & \text{pour } n_1 = n_B \\[2ex] 1 - 4\dfrac{n_0}{n_S}\left(\dfrac{n_B}{n_H}\right)^{2N} & \text{pour } n_1 = n_H \end{cases} \tag{1.4}$$

Souvent, une couche supplémentaire, identique à la première couche, est ajoutée au miroir donnant ainsi un nombre impair de couches. La réflectivité R_{2N+1} en fonction du nombre impair $2N+1$ de couches s'écrit dans ce cas [8] :

$$R_{2N+1} \approx \begin{cases} 1 - 4\dfrac{n_B^2}{n_0 n_S}\left(\dfrac{n_B}{n_H}\right)^{2N} & \text{pour } n_1 = n_B \\ \\ 1 - 4\dfrac{n_0 n_S}{n_H^2}\left(\dfrac{n_B}{n_H}\right)^{2N} & \text{pour } n_1 = n_H \end{cases} \tag{1.5}$$

Dans les deux cas (assemblage pair ou impair), l'indice de la première couche détermine le déphasage en réflexion : 0 pour $n_1 = n_B$ et Π pour $n_1 = n_H$.

A partir des équations 1.4 et 1.5, on trouve que :

$$\left.\begin{array}{c} n_B < n_0 \text{ et } n_1 = n_B \\ \text{ou} \\ n_S < n_H \text{ et } n_1 = n_H \end{array}\right\} \Rightarrow R_{2N+1} > R_{2N} \tag{1.6}$$

Donc dans certaines conditions, un empilement impair donnera une meilleure réflectivité avec une seule couche de plus que l'empilement pair ayant la même valeur de N.

Prenons un exemple pour exprimer quantitativement la différence possible entre empilement pair et impair. Dans la référence [9], les auteurs fabriquent des VCSEL émettant à 980 nm dont les miroirs de Bragg sont en GaAs/AlAs. Les indices optiques sont environ 3,52 pour GaAs et 2,94 pour AlAs.
Le miroir dopé N est composé de 20,5 paires, le milieu de sortie est en GaAs. La cavité est en $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$ dont l'indice optique vaut environ 3,20.

Avec les relation 1.5 et 1.4 pour $N = 20$, on trouve la réflectivité de ce miroir $R_{2N+1} \approx 0,9977$ pour $n_1 = n_B$ et $R_{2N+1} \approx 0,9973$ pour $n_1 = n_H$.
On calcule également que $R_{2N} = R_{2N+1}$ pour $n_1 = n_H$.
Pour $n_1 = n_B$, $R_{2N} \approx 0,9967 < R_{2N+1} = R_{2N+2}$. Dans ce cas, R_{2N+1} est plus grand que R_{2N} de 0,1%.
L'empilement impair à $2N+1$ couches permet d'utiliser une couche de moins que l'empilement ayant un nombre pair de couches et la même réflectivité.

Pour améliorer la réflectivité, on utilise des matériaux à fort contraste d'indice (cf relations 1.4 et 1.5).
La réflectivité augmente avec le nombre de couches et celui-ci doit être suffisant pour limiter les pertes et les rendre inférieures au gain, ceci afin d'obtenir une onde laser (cf équation 1.1). Typiquement, il faut plus d'une vingtaine de paires par miroir pour obtenir ce résultat.

Enfin au sommet d'un miroir DBR, on ajoute communément une couche métallique : cette couche permet d'augmenter la réflectivité du miroir et sert en même temps de contact ohmique.

Miroirs multicouches à gradient d'indice

On remplace des couches dont la composition varie par sauts par des couches dont la composition varie graduellement. On peut utiliser des profils de variation linéaire ou parabolique.
Les miroirs dopés P à sauts d'indice ont une forte résistance électrique qui conduit à un échauffement important en fonctionnement et à une détérioration des performances du laser. Un miroir à gradient d'indice est une solution pour abaisser la résistance électrique [8, 10].

Dopage des miroirs

Les dopants conventionnels [11] sont le béryllium (Be) pour le dopage P et le silicium (Si) pour le dopage N. Le carbone (C) est aussi employé pour le dopage P, le tellure (Te) pour le miroir dopé N [12].
Pour diminuer la résistance électrique du miroir dopé P (cf paragraphe "Miroirs multicouches à gradient d'indice"), une autre solution est d'adapter le profil du dopage [13].

1.1.4 Aspects optiques

Un VCSEL produit un faisceau de forme circulaire avec une faible divergence comparé aux lasers à émission par la tranche (EEL : Edge-Emitting Laser) dont l'émission est latérale.

Modes longitudinaux

L'onde laser établie est une onde stationnaire dans la cavité : l'onde parcourt des allers-retours dans la cavité de longueur L.
La condition d'oscillation est qu'il n'y ait pas de déphasage après un aller-retour dans la cavité. Cette condition s'écrit pour k entier [8] :

$$nL = \frac{k\lambda}{2} \tag{1.7}$$

avec n l'indice optique de la cavité, λ la longueur de l'onde laser dans le vide.
La longueur de la cavité vaut un multiple de la demi-longueur de l'onde laser dans la cavité.
La cavité doit avoir au moins [3] une longueur de λ/n et typiquement [3] la cavité a une longueur de λ/n.

Par ailleurs, le VCSEL est, à cause de la petite longueur de cavité, monomode longitudinal.

Par exemple, dans le cas décrit dans la référence [14] : un VCSEL émettant à 850 nm basé sur AsGa avec des puits quantiques en AsGa/AlGaAs, l'espacement des modes de cavité permis est trop important comparé à la largeur spectrale du gain. Aussi le VCSEL ne peut émettre que sur un mode longitudinal.

Modes transverses

La structure des modes transverses est plus complexe. Plusieurs paramètres tels que la diffraction, la réflexion, l'absorption, la structure du VCSEL, la température et la distribution de la concentration en porteurs de charge influencent la structure modale transverse.
W. Nakwaski [15] a montré que dans un VCSEL InGaAs/AlGaAs à guidage par le gain la variation croissante du courant électrique modifie la structure transverse : le laser démarre en émettant sur le mode fondamental TEM_{00}, puis pour un courant plus élevé apparaissent les modes TEM_{01} et TEM_{10} (en forme de "doghnut"). Si on élève encore le courant, le mode TEM_{11} s'ajoute.
C. J. Chang-Hasnain [9] a montré dans un VCSEL à guidage par le gain que la largeur radiale intervient : des lasers plus grands peuvent avoir des modes d'ordre plus élevés. Par exemple, l'auteur considère un laser carré de 20 μm de côté qui peut émettre jusqu'au mode TEM_{22} et un laser rectangulaire de 10 sur 5 μm qui ne peut émettre que les modes TEM_{00} et TEM_{10}.

Polarisation

Les VCSEL ont généralement une polarisation linéaire. Cela est dû aux faibles pertes asymétriques provenant de la forme du VCSEL ou des matériaux composant le VCSEL. La direction ne peut être identifiée définitivement et peut varier d'une réalisation à l'autre. Le courant d'injection a un effet sur la polarisation [9, 16] : elle n'est pas fixe quand le courant varie. Le VCSEL peut avoir deux états de polarisation linéaires orthogonaux, ces deux états peuvent être présents simultanément ou séparément et la répartition de ces états varie en fonction du courant d'injection.
On observe également un phénomène d'hystérésis de la polarisation avec le courant [16,17].

Puissance optique

La figure 1.5 [18, 19] représente la courbe typique de la puissance optique en fonction de l'intensité électrique d'un VCSEL.
Quand le courant traversant le VCSEL varie, trois phases successives peuvent être définies :

- $0 \leq I \leq I_{th}$: pour un courant I en dessous du courant seuil I_{th}, l'amplification est insuffisante pour équilibrer les pertes, il n'y a pas d'émission laser.

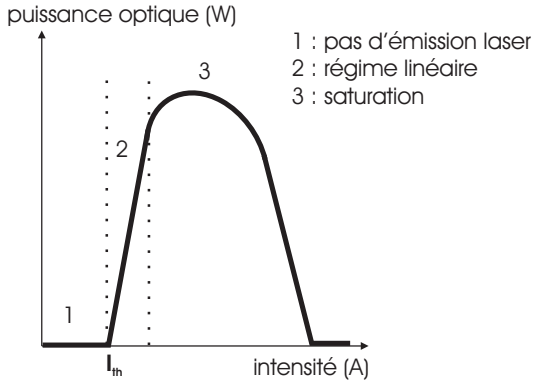


Fig. 1.5 – Courbe typique puissance optique - intensité électrique d'un VCSEL.

- $I_{th} \leq I \leq I_{sat}$: le seuil est atteint , les conditions d'émission laser sont réunies. La puissance optique P_{opt} augmente avec le courant d'alimentation au-dessus du courant seuil selon une relation linéaire [20] : $P_{opt} = \eta_{th}(I - I_{th})$ avec η_{th} la pente d'efficacité (en W/A).
- $I_{th} \geq I_{sat}$: à forte intensité lumineuse il y a saturation [21] du laser. En augmentant encore le courant, la puissance optique diminue jusqu'à s'annuler.

La température extérieure intervient [18] : la puissance optique maximale et l'intensité de saturation diminuent en augmentant la température.

Le courant seuil qui est souvent de quelques milliampères peut être abaissé en dessous de 100 μA à température ambiante [22]. La puissance optique est souvent de un à quelques milliwatts. Avec de larges VCSEL (quelques dizaines de microns de section) le courant seuil est de plusieurs dizaines de milliampères et la puissance optique de quelques dizaines de milliwatts.

1.1.5 Aspects électriques

La figure 1.6 représente la courbe tension-intensité typique d'un VCSEL. C'est la forme générale d'une diode semi-conductrice à jonction P-N polarisée en directe. Les miroirs dopés N et P forment en effet une jonction N-P.
La tension et l'intensité peuvent être reliées par la relation exponentielle suivante :

$$I = I_S(\exp qU/n_m k_B T - 1) \tag{1.8}$$

où I_S est le courant inverse de saturation, q est la charge élémentaire, U représente la tension appliquée au VCSEL, k_B est la constante de Boltzmann, T désigne la température absolue et n_m est une constante.
On distingue deux zones selon la tension appliquée :

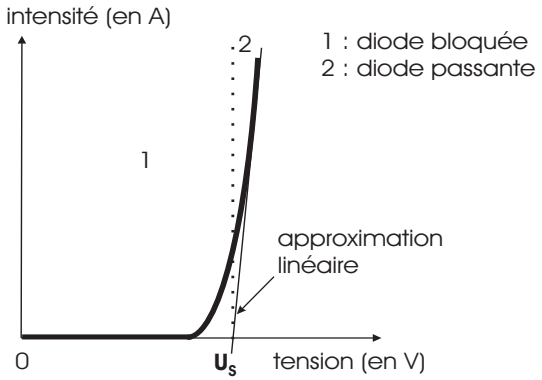


Fig. 1.6 – Courbe typique intensité - tension d'un VCSEL.

- une zone où la diode est considérée comme bloquée : le courant ne franchit pas la diode pour une tension U inférieure à la tension seuil U_S.
- une zone où la diode est considérée comme passante : le courant franchit la diode pour $U > U_S$

La relation 1.8 peut être linéarisée : on considère que le VCSEL est équivalent à une source de tension avec une résistance en série.
La tension seuil correspond à la source de tension : c'est la tension qu'il faut fournir à la diode pour annuler le champ électrique interne régnant dans le VCSEL non polarisé et rendre le VCSEL électriquement passant. La résistance est la résistance dynamique $R_d = dI/dU$ du VCSEL.
On obtient :

$$U = U_S + R_d I \tag{1.9}$$

R_d peut être exprimée à partir de la relation 1.8 :

$$R_d = \frac{q}{n_m k_B T} I_S \exp\left(\frac{qU}{n_m k_B T}\right) \tag{1.10}$$

Dans le modèle linéaire (relation 1.9), la résistance dynamique est considérée comme constante.

En général, la tension seuil est de 1 à 2 volts, la résistance dynamique est de quelques dizaines d'ohms.

1.2 Matériaux utilisés dans les VCSEL

1.2.1 Matériaux pour les miroirs de Bragg

Les matériaux peuvent être : semi-conducteur, oxyde/semi-conducteur ou diélectrique [8]. Ils doivent permettre d'obtenir, pour la longueur d'onde laser considérée, une grande réflectivité et un déphasage en réflexion de 0 ou Π.
On cherche également des matériaux ayant une bonne conductivité thermique pour éviter une trop forte hausse de température de la zone active.
Les matériaux choisis définissent la longueur d'onde d'émission du laser. Le tableau 1.1 résume les couples de matériaux utilisés en fonction de la longueur d'onde et du type de matériau.

Domaine spectral	λ (nm)	semi-conducteur	diélectrique ou oxyde/semi-conducteur
UV	363	AlGaN [23]	
Vert-bleu	496 520		$Si0_2/HfO_2$ $Si0_2/TiO_2$
Rouge	650-690	AlGaAs/AlAs InAlP/In(AlGa)P	SiO_2/NbO_2O_5 InAlP/Al_xO_y (oxyde)
Rouge profond	760-780	AlGaAs/AlAs	
IR proche	840-850 980 1300,1550	AlGaAs/AlAs GaAs/AlAs GaAs/AlGaAs GaAs/AlGaAs In(GaAs)P/InP [26] AlGaAsSb/AlAsSb [12, 26, 27] AlGaInAs/AlInAs [26]	SiO_2/Si_3N_4 $Si0_2/TiO_2$ SiO_2/Si_3N_4 $ZnSe/CaF_2$ Si/SiO_2 $Si0_2/TiO_2$ $Si0_2/ZrO_2$ MgF/ZnSe GaAs/Al_xO_y [22] Si/SiO_2 [24, 25] Si/CaF_2 ZnSe/MgF GaAs/Al_xO_y (oxyde) Si/Mg0 [25] Si/Al_2O_3
IR moyen	2900	GaSb/AlAsSb	

Tab. 1.1 – Matériaux pour les miroirs de Bragg des VCSEL.

1.2.2 Zone active

La longueur d'onde du laser dépend du matériau utilisé dans la zone active : le gap d'énergie entre les bandes de conduction et de valence détermine l'énergie et donc la longueur d'onde des photons produits par émission stimulée. Il s'agit essentiellement de semi-conducteurs de type III-V [7].
La figure 1.7 est un diagramme montrant les matériaux utilisés et les bandes de longueurs d'onde associées.

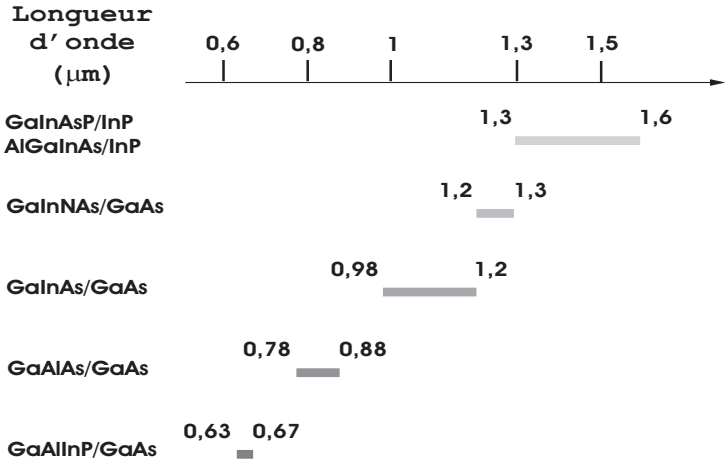


Fig. 1.7 – Longueurs d'onde disponibles pour les VCSEL.

En faisant varier la proportion des composants des éléments ternaires, on modifie le gap d'énergie du constituant. On obtient ainsi pour chaque couple de matériaux, une bande de longueurs d'onde possibles.

Longueur d'onde d'émission : du bleu à l'ultra-violet

Le système ZnSe convient pour des VCSEL émettant dans le vert-bleu. Les VCSEL basés sur du GaN doivent permettre d'aller du vert à l'UV.
Parmi les réalisations, on trouve un VCSEL basé sur du GaN émettant dans le bleu [28] (448 nm) avec un pompage optique à température ambiante. Un VCSEL a aussi été réalisé avec une zone active en GaN émettant dans le proche UV [23] (363 nm) pompé optiquement en régime pulsé à température ambiante. On trouve également un VCSEL en CdZnSe/ZnSe pompé électriquement à 77 K émettant dans le bleu-vert [29].
Des VCSEL basés sur GaN pompé électriquement n'ont pas encore été réalisés.

1.3 Structures des VCSEL

Il est important de rappeler comment obtenir des VCSEL monomodes que nous avons utilisé en s'appuyant sur une étude bibliographique. Les VCSEL, dont la cavité est d'épaisseur λ sont des lasers monomodes longitudinaux par construction mais possèdent de nombreux modes transverses.
L'effort dans le développement des VCSEL a surtout porté sur la modification de la structure transverse, de manière à retarder voire carrément supprimer l'apparition d'émission de modes transverses d'ordre plus élevés. Les deux techniques mises en oeuvre pour privilégier le mode fondamental sont soit affecter le guidage transverse, soit introduire des pertes modales.

D'autre part, le fonctionnement du VCSEL repose sur l'injection d'électrons et de trous dans la zone active en quantité suffisament importante pour permettre l'émission laser. L'abaissement du courant seuil est obtenu avec un volume actif petit et un confinement efficace du champ optique dans la cavité. Il s'agit d'obtenir une bonne superposition du champ optique et de la zone de gain optique.

Les solutions technologiques sont les suivantes :

- mesa gravé ("air post") : la largeur du miroir de Bragg supérieur et éventuellement de la cavité sont réduites par la gravure du mesa [30].
  On s'en sert pour obtenir un confinement du courant : le courant est confiné aux dimensions latérales du mesa. On obtient aussi un guidage optique par indice.

- implantation protonique : une couche (cf figure 1.8) isolante est réalisée par implantation de protons (H^+, O^+, N^+, F^+) [31] produisant un confinement du courant.
  Le guidage optique est réalisé par le gain (gain-guided) et par le profil thermique ("lentille thermique").

- ouverture diélectrique : le but de l'ouverture diélectrique est d'empêcher le courant de shunt entre la partie dopée P et la partie dopée N. On peut trouver une structure avec deux contacts électriques internes [32] à la cavité optique.
  C'est une structure à guidage par l'indice (index-guided), l'ouverture diélectrique a des propriétés de guide optique. Les confinements optique et électrique peuvent être réalisés.

- hétérostructure enterrée : un mesa incluant la zone active est inclus dans un autre matériau (voir figure 1.8), l'indice optique de ce matériau entourant étant plus faible si bien qu'il en résulte une structure guidant par l'indice (index-guided).
  Cette structure a un confinement latéral des porteurs de charge. On a un confinement électrique et optique [33].
  Les VCSEL obtenus par implantation protonique peuvent, das une certaine mesure maintenir un régime monomode transverse : un VCSEL [34] émettant à 850 nm, de

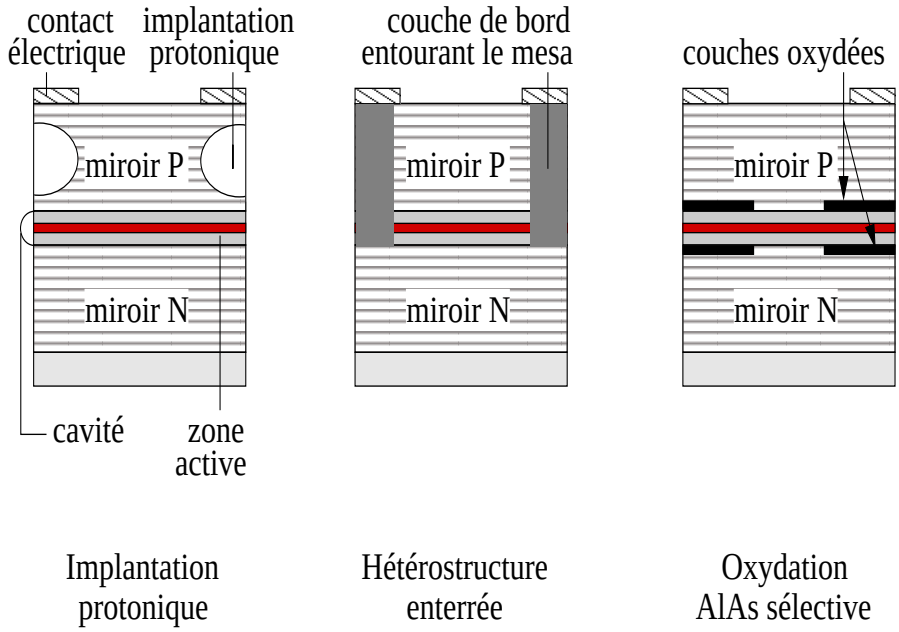


Fig. 1.8 – Schéma de structures courantes de VCSEL.

8 μm de diamètre fournit jusqu'à 4,4 mW de puissance optique pour un courant de 12 mA en restant monomode transverse, le courant seuil est de 7,5 mA environ et le courant de saturation est d'environ 17 mA.

- électrode en anneau [35] : le flux de courant à proximité de l'électrode en anneau est limité. La lumière peut être extraite du centre de l'ouverture centrale.

- oxydation AlAs sélective : on dispose une couche d'AlAs [36] près de la zone active (ou deux couches de part et d'autre de la zone active) que l'on oxyde pour obtenir un isolant (cf figure 1.8). On peut aussi réaliser l'oxydation d'AlGaAs [37].
  Cette structure est efficace pour le confinement électrique et optique. La différence d'indice entre l'AlAs et la zone oxydée permet un confinement optique.
  Une telle structuration favorise une émission monomode transverse : [38] un VCSEL à couche d'oxyde, de 3 μm de diamètre et émettant à 850 nm est monomode transverse, du courant seuil jusqu'à pratiquement le courant où la puissance optique diminue (après la saturation).

- miroir de Bragg oxydé : comme pour l'oxydation d'AlAs ou d'AlGaAs, on oxyde le miroir de Bragg composé d'AlAs (ou AlGaAs) et de GaAs. On peut ainsi obtenir des miroirs en Al_xO_y/GaAs à plus haut contraste d'indice que des miroirs en AlGaAs/GaAs [39]. C'est une méthode de confinement en volume qui peut réduire les recombinaisons non radiatives.

- type anti-guidant : l'indice optique du matériau entourant la cavité est plus élevé générant un anti-guidage et donc un confinement optique [40]. Le seuil est plus haut mais la structure permet un fonctionnement monomode transverse stable à courant

élevé.

1.4 Technologies de fabrication

Plusieurs technologies de fabrication sont utilisées pour le VCSEL. Le but de cette partie est de présenter les techniques les plus couramment utilisées, leur avantages et limites et aussi d'indiquer leur utilisation dans la fabrication des VCSEL.

1.4.1 Épitaxie

L'épitaxie consiste à faire croître une couche mince cristalline sur un substrat cristallin.

EJM : Épitaxie par Jets Moléculaires (= MBE : Molecular Beam Epitaxy).
C'est une technique [41] dans un environnement ultravide, basée sur l'évaporation séquentielle de constituants élémentaires. Les constituants peuvent être des éléments III, V ou dopants.

Les avantages sont que l'on peut obtenir une très grande précision de croissance des couches, réaliser des structures très complexes (exemple : diodes laser) et avoir des jonctions à grand saut d'indice.

EJM-SG : Épitaxie par Jets Moléculaires à Sources Gazeuses (= GSMBE : Gas Source Molecular Beam Epitaxy).
Comparé à la technique précédente on peut utiliser les gaz tels que l'arsine (AsH3), la phosphine (PH3) (par exemple : croissance de films polycristallins de GaAs et GaP) [41].

EPVOM : Épitaxie en Phase Vapeur aux OrganoMétalliques (= MOVPE : Metal Organic Vapor Phase Epitaxy).
Cette technique est basée sur la réaction de flux gazeux organiques (exemple : Triméthylgallium et Diéthylarsenic) à la surface d'un substrat chauffé à haute température. Cette méthode utilise des sources des groupes III et V.
Elle permet la croissance des matériaux semi-conducteurs phosphorés tels que InP [42].

Les trois techniques d'épitaxie présentées sont particulièrement [11] adaptées à la croissance des VCSEL.

Les méthodes d'épitaxie, permettent la croissance des miroirs de Bragg avec la plus faible résistance au déplacement du courant, un profil de dopage produisant une diffusion optimale du courant dans les VCSEL émettant par le haut et une réalisation de miroirs compatibles avec l'oxydation sélective (cf §1.3).
On a pu réaliser entièrement des VCSEL par épitaxie par jets moléculaires [43]. Cependant cette technique permet de réaliser seulement des profils de variation de composition à sauts d'indice (échelon ou chirp) tandis que l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques peut réaliser des profils à gradient d'indice (variation linéaire, parabolique).
L'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques est plus flexible, et donne des meilleurs performances avec les VCSEL. L'épitaxie par jets moléculaires et l'épitaxie par jets moléculaires à sources gazeuseses sont adaptés à certaines situations particulières.

Les techniques d'épitaxies sont également utilisées dans une étape de "recroissance" ("regrowth") que l'on effectue pour réaliser des VCSEL à hétérostructure enterrée : une étape de gravure (voir §1.4.3) est suivie d'une étape de "recroissance" [44,45].

1.4.2 Implantation ionique

Cette technique consiste à introduire, sous vide, des atomes ionisés projetés avec suffisamment d'énergie pour pénétrer dans l'échantillon cible. On utilise le plus souvent des protons (H^+, O^+, N^+, F^+).
On utilise un masque d'implantation [46] pour définir la cavité laser.

Cette technique permet un contrôle précis de la quantité totale d'atomes implantés (dose d'implantation). En revanche l'implantation dans un monocristal crée des dommages dans la structure cristalline et peut détériorer la zone active [47].

Cette technique est utilisée pour réaliser les VCSEL à implantation protonique [46] (cf §1.3).

1.4.3 Gravure

On distingue deux voies courantes de gravure : la gravure par voie humide et la gravure sèche.
La gravure par voie humide se fait par attaque chimique en solution aqueuse, en général elle est isotrope.
La gravure sèche est une technique de gravure plasma dans laquelle interviennent à la fois les effets d'un bombardement ionique et une réaction chimique. On trouve notamment la technique RIE (gravure ionique réactive).

On utilise un masque de gravure pour définir la cavité laser.

La gravure par voie humide permet d'obtenir des profils isotropes mais crée des attaques latérales indésirables. Le contrôle est insuffisant pour la gravure d'éléments de petite taille.
La gravure sèche permet de réaliser des VCSEL avec un mesa de petit diamètre. Ses inconvénients sont le manque d'uniformité et de reproductibilité.

La gravure est utilisée dans les structures : mesa gravé [48] ("air-post") et hétérostructure enterrée pour retirer du matériau aux extrémités latérales et dégager ainsi un mesa.

1.4.4 Oxydation sélective

L'exposition d'alliage AlGaAs à des températures de 350 à 500 °C en un environnement de vapeur d'eau, transforme le semi-conducteur en un oxyde d'indice optique faible, isolant, chimiquement inerte et robuste mécaniquement. Il s'agit d'une oxydation humide.

Cette technique permet d'obtenir une oxydation sélective dans des VCSEL monolithiques. On a pu oxyder des couches d'AlAs [36] ou d'AlGaAs [37] dans des VCSEL.

1.4.5 Dépôt

Le dépôt permet de réaliser des couches d'isolant, d'oxyde, de métal, de masquage voire de semi-conducteur.
On peut citer plusieurs techniques telles que : l'évaporation thermique, la pulvérisation cathodique, le canon à électrons, le dépôt chimique en phase vapeur (CVD : Chemical Vapor Deposition), le dépôt à basse pression (LPCVD : Low Pressure Chemical Vapor Deposition) et le dépôt assisté plasma (PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition).

Le dépôt est utilisé pour fabriquer les miroirs de Bragg diélectriques [49, 50].

Chapitre 2

Utilisation de la réinjection optique en microscopie intégrée

2.1 Réinjection optique

Le travail de thèse consiste en l'étude de la réinjection optique dans les VCSEL et de son utilisation pour une détection et un asservissement de la distance sonde–échantillon en microscopie à sonde locale.
Aussi, il est nécessaire, à ce stade, de définir la réinjection optique et de préciser les effets qu'elle induit sur le fonctionnement du VCSEL.

La réinjection optique signifie qu'une source laser émet de la lumière et que l'on réintroduit tout ou partie de la lumière émise à l'intérieur de la cavité laser.
Ce phénomène, redouté par les expérimentateurs, peut être exploité pour la mesure dans certains cas mais il faut pouvoir contrôler précisément la réinjection.

2.1.1 Introduction

R. Lang et K. Kobayashi [51] ont introduit la réinjection optique dans des diodes lasers (type EEL) en 1980, utilisant le concept de cavité externe. Une cavité externe est formée (cf figure 2.1.1) par l'ajout d'un miroir externe en face de la face émettrice de la diode laser.
(Dans l'expérience, R. Lang et K. Kobayashi utilisent aussi un système de couplage (lentille) placée entre la face émettrice de la diode laser et le miroir externe, similaire à un système de couplage entre une diode laser et une fibre optique).
La longueur de la cavité externe mesure 1 à 2 cm.

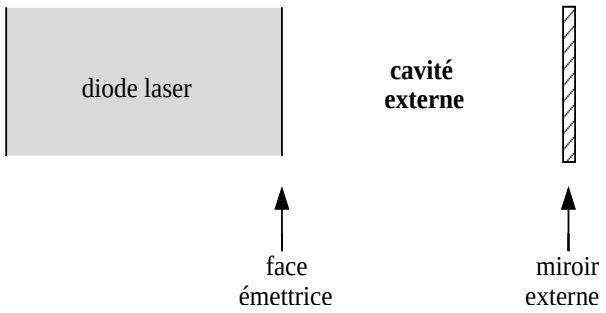


Fig. 2.1 – Principe général de la cavité externe.

Ils ont montré que la réinjection optique à partir d'un certain niveau d'énergie, influence plusieurs paramètres des diodes lasers :

1. La puissance optique est modifiée. Sans réinjection optique, la puissance optique augmente linéairement avec le courant d'alimentation au-delà du courant seuil.
   Avec réinjection optique, la puissance optique augmente en ondulant avec le courant d'alimentation au-delà du courant seuil, la puissance optique est aussi plus élevée et il y a de l'hystérésis.

2. R. Lang et K. Kobayashi ont aussi déterminé l'influence de la longueur de la cavité externe : la puissance optique varie périodiquement avec cette longueur, la période étant la demi-longueur de l'onde laser.

3. La longueur d'onde est également changée : d'environ 2 nm pour une diode émettant à 830 nm obtenu en faisant varier le courant d'alimentation. Cette variation dépend de la longueur de la cavité externe.

2.1.2 La réinjection optique dans les VCSEL

Plusieurs travaux ont montré la sensibilité des VCSEL à la réinjection optique. Un concept utilisé régulièrement [52–54] est de définir une réflectivité équivalente à la cavité externe (réflectivité équivalente à l'ensemble face émettrice du VCSEL et miroir externe). L'intérêt est de se ramener à une situation analogue à celle du VCSEL sans cavité externe pour le calcul du gain au seuil (cf §1.2) : la réflectivité du miroir de Bragg de la face émettrice est remplacée par cette réflectivité équivalente.
On va voir comment l'utilisation de la réflectivité équivalente et la détermination de son expression en fonction des paramètres du système permettent de comprendre plusieurs effets de la réinjection optique.

Expression de la réflectivité équivalente à la cavité externe

Pour une onde incidente Φ_i monochromatique (cf figure 2.2) provenant de la cavité laser et atteignant le miroir de sortie : on obtient une onde transmise Φ_t dans la cavité externe et une onde réfléchie Φ_r dans la cavité laser.

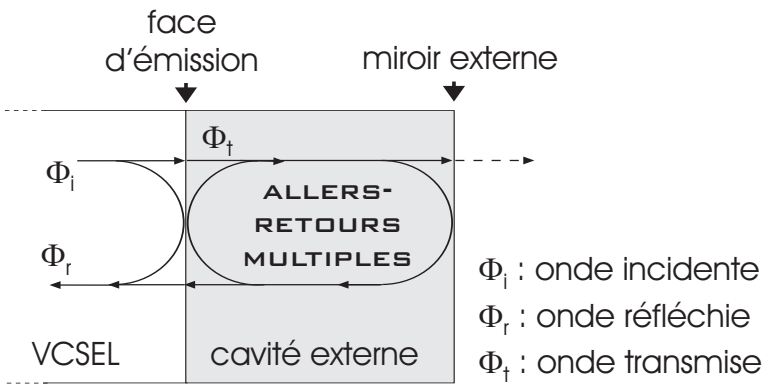


Fig. 2.2 – Réflexions multiples dans la cavité externe

Φ_t réalise des aller-retours dans la cavité externe et à chaque aller-retour une fraction est transmise dans la cavité laser, contribuant donc à l'onde réfléchie. Φ_r est donc composée de la réflexion de Φ_i sur le miroir de sortie du VCSEL et de la somme des ondes transmises successivement à chaque aller-retour effectué par l'onde dans la cavité externe Φ_t.

En incidence nulle, la réflectivité équivalente R_{equiv} vaut [55] :

$$R_{equiv} = \left|\frac{\Phi_r}{\Phi_i}\right|^2 = \frac{R + R_{ext} + 2rr_{ext}\cos\phi}{1 + RR_{ext} + 2rr_{ext}\cos\phi} \tag{2.1}$$

avec R la réflectivité du miroir de sortie du VCSEL, R_{ext} la réflectivité du miroir externe. r correspond au coefficient de réflexion du miroir de sortie pour une onde provenant de la cavité laser tandis que r_{ext} correspond au coefficient de réflexion du miroir externe pour une onde provenant de la cavité externe. ϕ est le déphasage de l'onde après un aller-retour dans la cavité externe.

ϕ dépend de la longueur de la cavité externe L_{ext} et de la longueur de l'onde laser λ et peut s'exprimer par :

$$\phi = 4\Pi\frac{L_{ext}}{\lambda} \tag{2.2}$$

On remarque que, pour un VCSEL donné, R_{equiv} dépend de la réflectivité du miroir externe et de la longueur de la cavité externe. R_{equiv} varie périodiquement avec L_{ext} et la période est $\lambda/2$.

Effets sur les caractéristiques spectrales

Y. C. Chung et Y. H. Lee [56] ont étudié les caractéristiques spectrales d'un VCSEL soumis à la réinjection otique. En fonction de l'intensité de la réinjection, différents régimes bien identifiés apparaissent :

- une largeur spectrale modifiée pour une faible réinjection (inférieure à -65 dB), élargissement ou amincissement de la raie d'émission en fonction de la phase de la réinjection,
- apparition d'un deuxième mode provoquée par un saut de mode dans les modes de cavités externes (-65 à -40 dB),
- retour à un seul mode et rétrécissement spectral (-40 à -35 dB),
- au-delà de -35 dB apparition de modes satellites latéraux longitudinalement, de part et d'autre du mode principal et enfin pour une intensité de réinjection plus élevée, élargissement spectral important.

Pour des réinjections de plus forte amplitude [52] que dans [56], de -25 à 0 dB, l'enveloppe spectrale est de plus en plus large en augmentant l'intensité de la réinjection ; pour une forte réinjection le VCSEL ne peut rester monomode longitudinal.

L'intensité de réinjection varie en fonction de la réflexion sur la miroir externe de la cavité externe, c'est à dire de la réflectivité de ce miroir. L'effet de la réinjection optique dépend donc aussi de la réflectivité [52] du miroir externe.
Enfin la longueur de l'onde varie [54] : de l'ordre du dixième de nanomètre pour une longueur d'onde initiale de 850 nm. Cette variation est périodique avec la longueur de la cavité externe, la période étant la demi-longueur de l'onde laser.

Effets sur le courant seuil

La réinjection affecte aussi l'intensité seuil [52–54]. La relation 1.2 devient :

$$g_{th} = \frac{1}{h}(\ln \frac{1}{\sqrt{R_{P/N} R_{equiv}}} + \alpha L) \tag{2.3}$$

où $R_{P/N}$ est la réflectivité du miroir de Bragg opposé à la face d'émission. On rappelle que α représente les pertes de cavité (en cm^{-1}), g_{th} est le gain au seuil (en cm^{-1}) h est l'épaisseur de la zone active et L est la longueur de la cavité.

A partir des relations 2.1 et 2.3 on voit que le gain au seuil donc l'intensité au seuil est influencée par la réinjection. L'effet de la réinjection sur le courant seuil dépend de la réflectivité équivalente : le courant seuil diminue [52] en augmentant la réflectivité équivalente (donc en augmentant l'intensité de la réinjection).
L'effet de la réinjection sur le courant seuil dépend aussi de la longueur de la cavité externe par la valeur de la phase ϕ.

D'après 2.2, l'égalité de phase s'obtient pour deux longueurs de cavité externe différant

d'une longueur de $k\lambda/2$ (k entier relatif). L'effet de la réinjection sur le courant seuil a un comportement périodique par rapport à la longueur de la cavité externe, la période est la demi-longueur de l'onde laser [54].

D'après le §1.1.1, on sait que l'intensité seuil I_{th} et le gain au seuil g_{th} sont linéairement reliés et une augmentation de g_{th} provoque une hausse de I_{th}, donc on peut faire les mêmes conclusions à propos de l'intensité seuil qu'à propos du gain au seuil : la réinjection optique modifie I_{th}, I_{th} diminue en augmentant la réflectivité équivalente donc en amplifiant l'intensité de la réinjection. L'effet de la réinjection sur I_{th} est périodique avec L_{ext} et la période vaut $\lambda/2$.

Effets sur l'efficacité quantique différentielle

La réinjection affecte aussi l'efficacité quantique différentielle η_d. Dans la référence [54], un VCSEL est utilisé pour injecter le faisceau de sortie dans une fibre optique clivée, l'autre extrémité de la fibre est connectée à un appareil mesurant la puissance optique. η_d est définie au-dessus du courant seuil par :

$$\eta_d = \frac{q}{h_P \nu C} \eta_{th} \tag{2.4}$$

où q est la charge élémentaire, ν désigne la fréquence de l'onde laser, h_P est la constante de Planck, C est l'efficacité expérimentale de couplage en puissance et η_{th} représente la pente d'efficacité mesurée (W/A).
La mesure de η_{th} s'obtient à partir de la mesure de la puissance optique émise P_{opt} par le VCSEL en fonction de l'intensité I du courant traversant le VCSEL et de la mesure de I_{th}. On a (cf §1.1.4) : $\eta_{th} = \dfrac{P_{opt}}{I - I_{th}}$ pour $I > I_{th}$. On détermine η_{th} dans la zone d'intensité où puissance optique et intensité sont linéairement reliées, cette zone correspond à un courant compris entre le courant seuil et le courant de saturation.

Le miroir externe est formé par la face clivée de la fibre optique de réflectivité de 4%. $C\eta_d$ varie de près de 40% en faisant varier la longueur de la cavité externe. La pente d'efficacité η_{th} est donc aussi modifiée dans les mêmes proportions.

Effets sur la tension

La réinjection optique modifie aussi la tension du VCSEL [57] : l'effet varie avec la réflectivité du miroir externe et la longueur de la cavité externe.

Effets sur la puissance optique

On obtient également une variation de la puissance optique [54] sous l'effet de la réinjection : la variation est périodique avec la longueur de la cavité externe.
Théoriquement, la puissance optique P_{opt} peut-être exprimée d'après 2.4 et §1.1.4 :

$$P_{opt} = \eta_d \frac{h_P \nu}{q}(I - I_{th}) \tag{2.5}$$

La dépendance périodique avec la longueur de la la cavité externe de η_d et de I_{th} aboutissent à une variation périodique de P_{opt} de même période.

La réflectivité du miroir externe intervient également [52] : la puissance optique augmente en élevant la réflectivité équivalente (en amplifiant donc l'intensité de réinjection) car I_{th} diminue tandis que η_{th} augmente.

Effets sur la polarisation

Un VCSEL peut changer de polarisation en fonction du courant injecté (cf §1.1.4 et les références [16, 17]) : avec l'hystérésis, pour deux valeurs de courants I_{P1} et I_{P2} avec $I_{P1} < I_{P2}$, on passe d'un état de polarisation linéaire à un état de polarisation linéaire orthogonal au premier.
La réinjection peut provoquer ce même changement de polarisation [16] pour un courant proche de I_{P1} en modifiant la longueur de la cavité externe. On obtient une variation périodique avec la longueur de la cavité externe L_{ext}, la période est à nouveau la demi-longueur de l'onde laser.
Pour K. Panajotov [16] cet effet provient de la légère différence de longueur d'onde entre les deux états de polarisation ; le déphasage entre onde émise et onde réinjectée est alors différent pour les deux polarisations aussi l'effet de la réinjection n'est pas identique pour chaque polarisation.

La réflectivité du miroir externe intervient aussi : sa valeur intervient dans l'écart de fréquence minimum entre les deux états de polarisation pour que le changement de polarisation soit possible [16].

Un changement de polarisation peut aussi être obtenu avec un courant d'alimentation proche de I_{P2} [17]. Pour avoir un changement total de polarisation, on doit avoir une réinjection d'intensité suffisante [58].

Enfin, le changement d'intensité électrique dans une zone où un VCSEL n'a qu'un état de polarisation sans réinjection peut amener à des changements de polarisation successifs [58] avec une réinjection optique. Il y a commutation (switch) des états de polarisation.

Pour résumer, les VCSEL sont sensibles à la réinjection optique : les caractéristiques spectrales, le courant seuil, l'efficacité quantique différentielle, la puissance optique, la polarisation peuvent être modifiées par la réinjection. La réflectivité du miroir externe et la longueur de la cavité externe influent sur l'effet de la réinjection.

2.2 Utilisation de réinjection optique en microscopie et stockage de données

La réinjection optique a été exploitée dans un nombre important d'applications. On s'intéresse ici à deux applications de la réinjection optique : l'imagerie et le stockage de données.

2.2.1 Microscope SNOM avec laser à fibre dopée au néodyme

E. Betzig [59] a démontré la possibilité de réaliser un microscope à balayage en champ proche optique (SNOM, cf §2.4.2) en réflexion basé sur la réinjection optique dans un laser à fibre dopée Nd^{3+} émettant à 1 060 nm (cf figure 2.3 [59]).

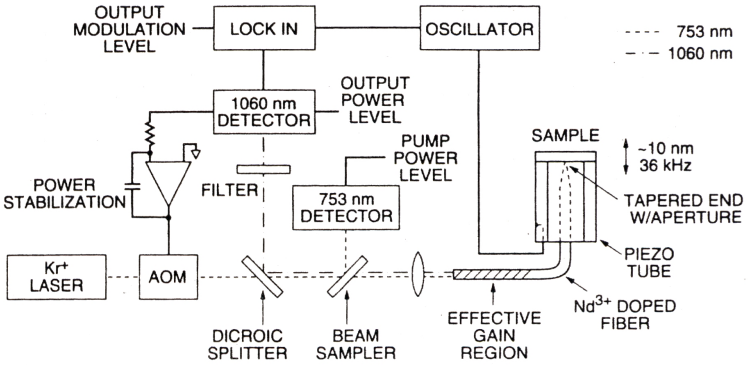


Fig. 2.3 – Schéma de l'expérimentation du microscope SNOM.

Ce laser est pompé optiquement par un laser Kr^+ et stabilisé par l'emploi d'un modulateur acousto-optique (AOM dans la figure 2.3). L'une des extrémités de ce laser est la sonde SNOM obtenue par étirage de la fibre optique puis métallisation avec de l'aluminium.

Une tête SNOM incorporant un asservissement à force de cisaillement permet de maintenir l'extrémité de la sonde dans le champ proche d'un échantillon. La sonde a un rôle d'illumination et de collection (cf §2.4.2 sur les modes du SNOM). Il y a donc, dans le laser à fibre dopé Nd^{3+}, une réinjection optique qui dépend de l'interaction pointe–échantillon dans le champ proche de l'échantillon.

On obtient simultanément une image optique constituée de la variation de la puissance optique du laser à fibre dopé Nd^{3+} induite par la réinjection optique et une image topographique obtenue de la détection à force de cisaillement. Cette détection permet d'obtenir un microscope topographique.

Ces travaux s'orientent vers l'utilisation de ce microscope pour un stockage de données optique en champ proche.
Des mesures avec un échantillon test permettent d'envisager une densité de stockage d'environ 29 Gbit/pouce^2. La vitesse de lecture est limitée par la fréquence de modulation maximale du laser qui correspond à sa fréquence d'oscillation de relaxation f_{os}.
Cette fréquence f_{os} est fonction du laser et elle peut être augmentée avec un laser à fibre fortement dopée et un cavité laser suffisament courte. On a pu obtenir une fréquence de modulation de 2,5 MHz pour un laser à fibre dopée Nd^{3+} d'1 cm de long [60]. L'utilisation d'une diode laser à semi-conducteur permet de repousser cette limite : dans ce cas, f_{os} est de l'ordre du GHz.

2.2.2 Microscope SNOM avec laser He-Ne/diode laser

U. Schwarz [61] a aussi proposé un microscope SNOM en réflexion avec le même principe : une sonde en illumination-collection et un microscope basé sur la réinjection optique dans un laser. Deux cas ont été étudiés : un montage avec un laser He-Ne et un autre avec une diode laser fibrée.

Dans le premier montage (semblable au second), un photomultiplicateur placé en face du miroir du laser He-Ne enregistre les variations de puissance optique. Cependant ce laser est trop instable, on ne peut pas obtenir des images exploitables.

Le montage avec une laser diode fibrée, indiqué dans la figure 2.4 [61], a donné de meilleurs résultats.
La diode est encapsulée avec une photodiode qui mesure les variations de puissance optique de la diode induite par la réinjection optique.
Il n'y a pas d'instabilités d'origine mécanique ou thermique perturbant l'expérimentation, contrairement au cas précédent. U. Schwarz a expliqué ceci par la longueur de cohérence plus courte et l'intensité de réinjection est plus élevée dans le cas de la diode.

Avec une fibre optique étirée, non métallisée, on obtient une résolution optique de 100 nm, les auteurs estiment que elle peut être améliorée avec une pointe métallisée.

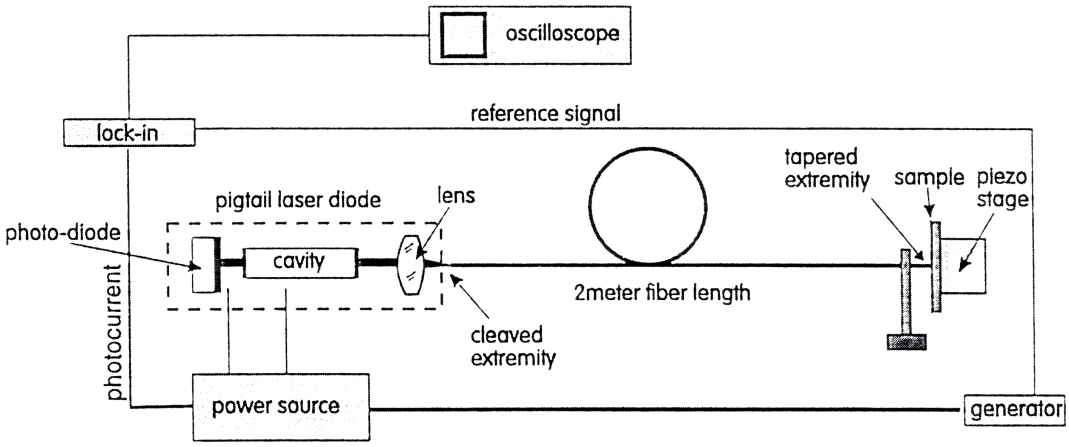


Fig. 2.4 – Schéma de l'expérimentation du microscope SNOM avec une diode laser fibrée.

2.2.3 Stockage de données par l'utilisation de la réinjection optique dans un VCSEL nanostructuré

J. Hashizume [57] a proposé un dispositif pour le stockage de données exploitant le phénomène de réinjection optique dans un VCSEL émettant à 850 nm.
Une couche métallique est déposée sur le miroir de Bragg de la face émettrice. Une ouverture de 170 nm de diamètre est réalisée dans cette couche pour permettre l'émission laser à l'extérieur de la cavité (cf figure 2.5 [57]).

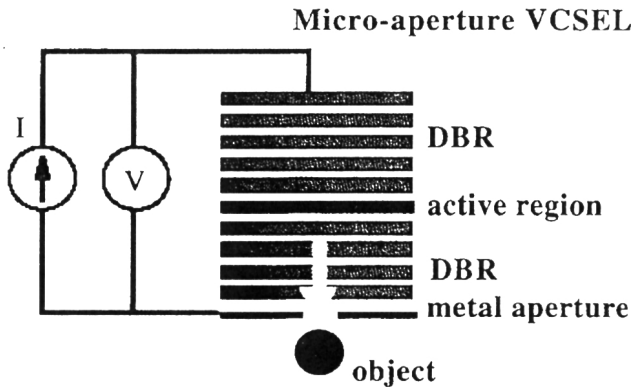


Fig. 2.5 – Schéma du dispositif de VCSEL à nano-ouverture.

On forme une cavité externe avec un miroir externe constitué d'une grille d'or formée sur du verre.
On mesure les variations de tension du VCSEL induites par la réinjection optique.
Le balayage du réseau à une distance entre la grille d'or et la face émettrice du VCSEL d'environ 350 nm a permis de détecter des variations de tension selon que le faisceau se réfléchit sur l'or ou le verre.

La résolution atteinte est inférieure à 200 nm, elle est limitée par la taille du faisceau du VCSEL. La résolution peut-être améliorée avec une ouverture du VCSEL plus petite. Pour les auteurs de la référence [57], ce dispositif avec une micro-ouverture donnant une faisceau plus petit que 100 nm, permet d'envisager un stockage optique de haute densité.

2.3 Vers la microscopie intégrée sur puce

Comme nous l'avons indiqué en introduction, la miniaturisation est un domaine d'avenir et de nombreux secteurs technologiques profitent de ces avancées.
L'intégration en microtechnologie permet la réalisation de dispositifs ayant une longueur caractéristique comprise entre 1 μm et 1 mm et combinant plusieurs fonctions : électronique, mécanique, optique, etc.
La technologie MEMS [62] (Micro Electro-Mechanical-System, système micro-électro-mécanique) utilisent les techniques de micro-usinage issues de la microélectronique, elle permet d'associer des circuits électroniques à des micro-structures mécaniques.
Cette technologie accepte aussi les composants micro-optiques. On dénomme les micro-systèmes pourvus de tels composants MOEMS (Micro Opto-Electro-Mechanical-System, système micro-opto-électro-mécanique).
La technologie MEMS est un excellent outil pour l'intégration, on peut effectuer une micro-fabrication fiable et à faible coût.
Aujourd'hui la technologie MEMS est largement répandue : industrie automobile (airbags MEMS, gyroscope), cartouches d'imprimantes à jet d'encre, secteur biomédical. Les MOEMS sont constitués d'une large de gamme de micro-systèmes comprenant commutateur optique, matrice de micro-miroirs, micro-capteur optique, etc.

Il s'agit dans cette partie de présenter les travaux de microscopes intégrés ou de stockage de données qui, comme pour la partie précédente (cf §2.2) sont des travaux en lien avec notre projet.

2.3.1 Stockage de données

"The Millipede" d'IBM

Concept Le Millipede est une invention des chercheurs d'IBM du laboratoire de Zurich faisant appel à la fois aux technologies MEMS sur silicium et à la technologie des microscopes AFM (à force atomique) et STM (à effet tunnel). Ce dispositif (cf figure 2.6 [63]) permet le stockage de données sur une surface carrée de 41 mm^2 avec une densité de l'ordre du Tbit/pouce^2.
Le débit de transfert atteint quelques Mbit/s en lecture et quelques centaines de kbit/s en écriture.

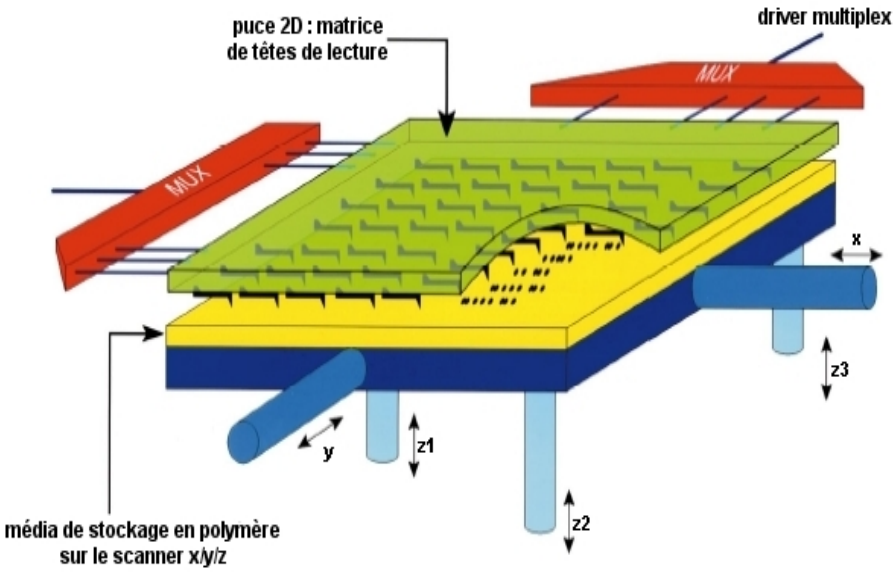


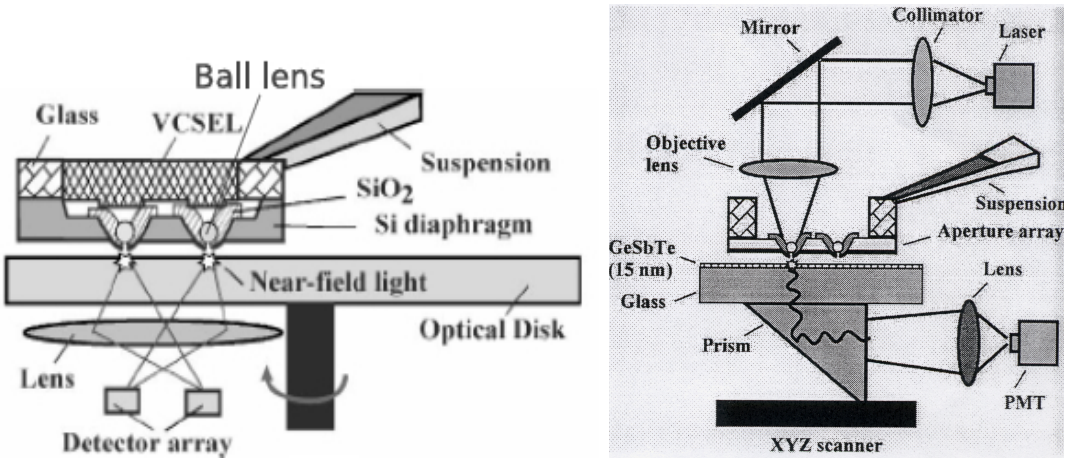
Fig. 2.6 – Schéma de principe du Millipede.

Le principe de fonctionnement s'apparente à celui des anciennes cartes perforées : à la place des aiguilles qui passaient à travers des trous, il y a des nanopointes qui écrivent sur un film polymère. Le fonctionnement repose sur l'échauffement de l'échantillon, plus exactement sur deux seuils de température élevée selon que le périphérique se trouve en lecture ou en écriture. Dans le cas de l'écriture, la température est de 400 ° C, ceci permettant "d'identer" ou "d'imprimer" le film polymère. La température de lecture est de 300 ° C, ce qui permet aux nanopointes de lire les informations contenues sur le film sans altérer son contenu.
Le dispositif contient 4096 nanopointes (matrice carrée de 64 nanopointes) permettant la lecture et l'écriture simultanées d'autant de bits d'information.

Performances et applications La nouvelle technologie de stockage de données Millipede permet de proposer une capacité de stockage largement supérieure à celle de technologies mémoire Flash classiques à un prix au gigaoctet bien inférieur.
La densité de stockage atteinte avec le Millipede est de l'ordre du Tbit/pouce^2. Des applications commerciales sont envisagées sous la forme de cartes de type Flash de nouvelles génération incorporées dans des systèmes mobiles : téléphone portable, PDA (Personal Digital Assitant), appareil photo numérique. Des applications autres que le stockage de données peuvent être envisagées : biotechnologie et science de la vie, nano-impression et lithographie, détection chimique, etc.

Tête de lecture matricielle intégrée basée sur des VCSEL

P. N. Minh [64] propose une technique de stockage de données utilisant le champ proche optique.
On a une tête de mémoire à champ proche optique (cf figure 2.7(a) [64]) : une structure hybride VCSEL/NSOM (NSOM : Near-field Scanning Optical Microscopy). Le dispositif est constitué d'une matrice de nano-sources de lumière. Chacune de ces nano-sources est composée d'un VCSEL qui émet de la lumière en direction d'une lentille boule puis d'une nano-ouverture.
La lentille boule permet de concentrer davantage la lumière émise en champ lointain par les VCSEL. Les nano-ouvertures sont formées par les apex de pointes de SiO_2 métallisées, elles ont un diamètre de moins de 50 nm.



(a) Tête de lecture intégrée (b) Dispositif d'enregistrement test

Fig. 2.7 – Stockage de données proposé par P. N. Minh.

On obtient ainsi une matrice de sources de lumière de taille nanométrique pouvant servir à écrire les informations sur un média de stockage.
Pour la lecture de l'information, on peut utiliser une matrice de photodétecteurs, utilisés comme récepteurs et alignés avec la matrices de nano-ouvertures.

La structure finale n'a pas été réalisée par manque de VCSEL adapté. Mais des essais ont été réalisés avec un laser He-Cd (situé hors de la tête de lecture) émettant à 442nm et remplaçant le VCSEL (cf figure 2.7(b)).
On réalise une matrice de nano-ouvertures de 350 nm. On utilise une puissance laser de 10 mW pour écrire sur un média contenant les informations constitué d'une couche de 15 nm de GeSbTe (germanium, antimoine, tellure) reposant sur un substrat de verre.
Pour la lecture, la puissance du laser est inférieure. Les ondes évanescentes (cf §2.4.2) issues des nano-ouvertures interagissent avec le média de stockage. Les ondes propagatives produites se transmettent dans le média, sont collectées en sortie par une lentille et détectées par un photomultiplicateur.

Une démonstration réussie de lecture et d'écriture a été réussie avec une taille de bit de 200 nm.

Ce concept, étant abouti, permettrait de réaliser un stockage de données optique de haute densité en Tbits/pouce^2 avec une taille d'un bit d'information de 20 nm. La lecture/écriture simultanée de plusieurs bits d'information est possible.

2.3.2 Microscope intégré

S. Akamine [65] propose un microscope couplé AFM-SNOM basé sur l'intégration de deux types de microscopes en un seul dispositif.
Il s'agit d'un levier utilisable en microscopie AFM et SNOM : un photodétecteur est intégré à un levier AFM (voir figure 2.8 [65]). Le photodétecteur est une jonction PN située à l'apex du levier.

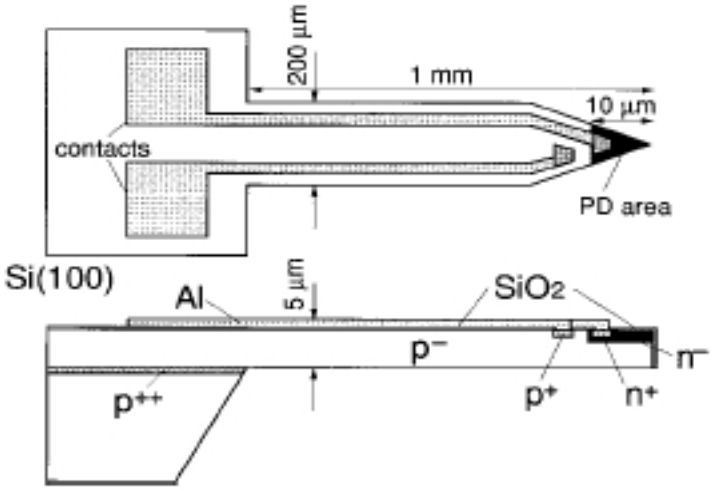


Fig. 2.8 – Schéma de la poutre SNOM-AFM.

La figure 2.9 [65] montre un dispositif expérimental où un prisme est éclairé en réflexion totale interne par un laser He-Ne. La pointe est en contact avec l'échantillon, elle décèle dans le champ proche de l'échantillon les ondes évanescentes et les converties en ondes propagatives. Ces ondes propagatives sont ensuite détectées par le photodétecteur. Pour l'AFM (en mode contact), on a un dispositif classique : une source laser éclaire la face arrière du levier et un détecteur optique capte la lumière réfléchie par le levier.

Les deux microscopes fonctionnent séparément. En effet, la source laser de l'AFM illumine le photodétecteur du SNOM et le fait saturer. Pour empêcher l'illumination du photodétecteur SNOM, on pourra déposer une couche métallique sur la face arrière du levier

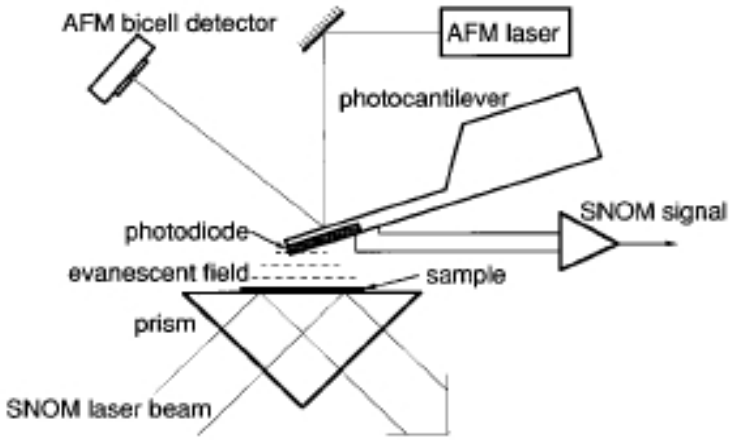


Fig. 2.9 – Dispositif expérimental d'un microscope SNOM-AFM combiné.

AFM-SNOM et constituer une protection optique. Puis en réduisant la puissance de la source laser de l'AFM, on pourra utiliser simultanément les deux microscopes.

En outre, le procédé de fabrication de la poutre photosensible, partant d'un substrat de Si, peut être complété pour ajouter des capteurs piézorésistifs. On pourrait ainsi fabriquer un microscope AFM-SNOM combiné ne nécessitant aucun détecteur optique externe.

Plusieurs exemples de microscope intégré ont été présentés. Expliquons maintenant notre projet.

2.4 Vers la microscopie à sonde locale intégrée sur puce

Comme nous l'avons indiqué, ces travaux font partie d'un projet de recherche plus vaste, visant l'intégration sur puce de microscopes à lecture optique. On vise l'intégration sur puce de microscopes à sonde locale : exemple, étude de systèmes parallèles de nano-lecture-écriture optique comprenant des micro-leviers équipés de diodes laser VCSEL, et montés sur des systèmes MEMS assurant les fonctions de balayage spatial (version optique du Millipede d'IBM).

On réalisera des microsystèmes basés sur l'intégration d'un réseau de nanosondes qui sont des microscopes intégrés à lecture optique (SNOM, microscope confocal, AFM) apportant une réponse ultrarapide, une résolution de mesure pouvant atteindre 50 nm, une haute densité de lecture grâce à la parallélisation de la mesure, un coût de fabrication faible lié à la fabrication collective, et une miniaturisation grâce à l'intégration complète de la tête de mesure.

Ces dispositifs ouvrent des nouvelles applications en lecture/écriture de disques optiques (CD, DVD), microscopie IR (Infra-Rouge) proche et visible, microscopie acoustique, nanocaractérisation "in situ" et nanolithographie. La lecture de biopuces est également envisagée.

La figure 2.10 représente le dispositif dans son ensemble : une barrette contenant plusieurs microscopes intégrés de type SNOM ou AFM.

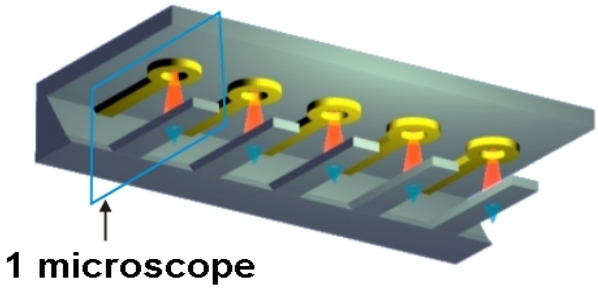


Fig. 2.10 – Dispositif complet : plusieurs microscopes intégrés en barrette.

La réinjection optique dans un VCSEL permet de développer une détection optique et un asservissement optique dans lesquels le VCSEL peut être utilisé comme source laser et détecteur optique. Utilisé avec un microscope AFM, un tel asservissement permettra la miniaturisation ultime.

Voyons plus en détails l'architecture du microscope confocal intégré et du microscope à champ proche optique intégré.

2.4.1 Microscope confocal sur puce

Le microscope confocal a été mis au point en 1957 par Marvin Minsky [66].
Son principe consiste à focaliser, par l'intermédiaire d'un objectif, un faisceau laser en un point de l'échantillon, puis à récupérer, sur un photomultiplicateur, via un diaphragme circulaire, le signal lumineux rétroréfléchi par ce point.

La particularité de ce microscope est de d'effectuer un balayage horizontal en XY des échantillons transparents pour un plan de focalisation unique. En déplaçant verticalement en Z le plan de focalisation et en superposant les images obtenues, on peut reconstituer la topographie 3D de l'échantillon.
Le microscope confocal permet d'atteindre une résolution latérale d'environ 0,5 μm et une résolution axiale (verticale) de 0,4 à 0,6 μm.

La microscopie confocale est largement utilisée pour l'étude d'échantillons biologiques.

Architecture envisagée

L'un des principaux projets de l'équipe de C. Gorecki (FEMTO-ST) est de développer un microscope confoncal intégré, sur puce, basé sur les technologies MEMS et micro-optique. La source laser est un VCSEL. Le dispositif contient en plus un diaphragme, et deux scanners MOEMS.

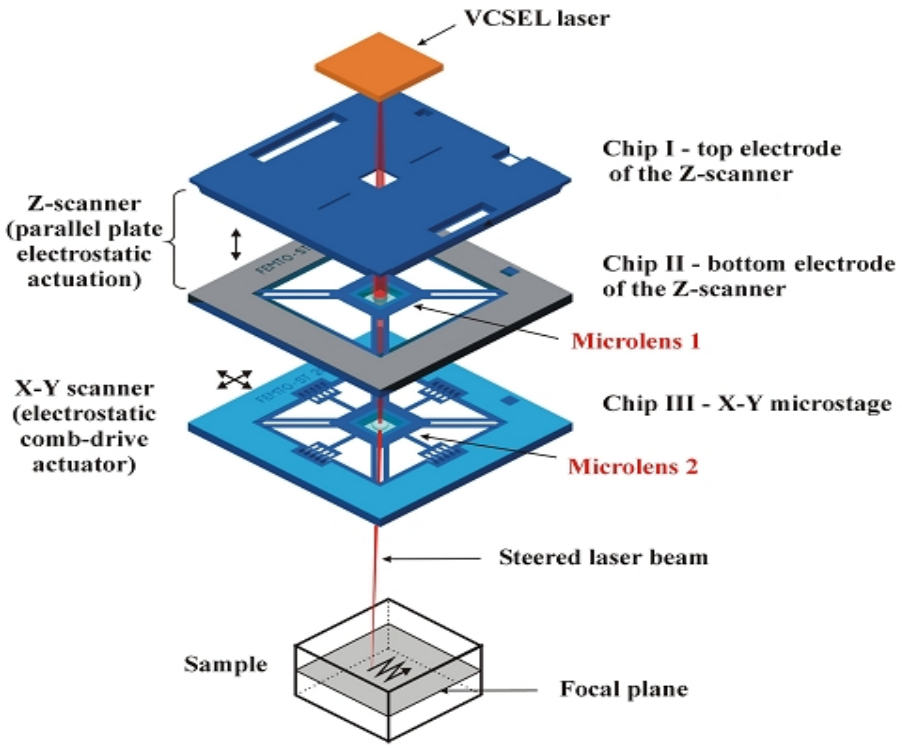


Fig. 2.11 – Schéma de l'architecture du microscope confocal intégré.

Le microscope est basé sur la réinjection optique dans le VCSEL. Les microlentilles des puces ("chips") I et II (cf figure 2.11 [67]) permettent de focaliser le faisceau laser émis par le VCSEL en un point de l'échantillon. La lumière réfléchie/diffusée par l'échantillon revient en suivant le même chemin optique vers la source, cette lumière est injectée dans la cavité du VCSEL et induit des modifications de puissance optique mesurées par le photodétecteur intégré au VCSEL ou des modifications de tension mesurées directement sur les électrodes du VCSEL.
On souhaite obtenir un débattement, horizontalement et verticalement, suffisant pour réaliser un balayage 3D de 100 μm $\times$ 100 μm $\times$ 100 μm.

L'ensemble est basé sur la technologie silicium. La réalisation technologique des puces I

et II est décrite dans la référence [68], celle des microlentilles dans les références [67–69]. A ce stade, le "chip" I a été fabriqué, la réalisation du "chip" II est en cours.
Les puces ("chips") sont de dimensions horizontales 4 mm × 4 mm ou 2,5 mm × 2,5 mm. L'ensemble des trois puces aura une taille verticale inférieure à 3 mm.

La source laser (VCSEL) et le photodétecteur seront intégrés monolithiquement (cf §2.4.3). Le wafer optique (VCSEL-photodétecteur) sera assemblé avec les autres wafers micromécaniques par flip-chip (cf §2.4.2 sur le flip-chip).

2.4.2 Microscope SNOM sur puce

La réalisation du microscope SNOM est en étroite liaison avec le travail de thèse. En effet, il a été déjà été présenté précédemment au cours de ce chapitre comme application de la réinjection optique. Il s'agit à ce niveau de parler de l'architecture envisagée pour le microscope intégrée dans sa version SNOM. Enfin dans le chapitre 3, nous utiliserons un microscope SNOM semi-massif pour ensuite le modifier.
Il nous paraît utile de commencer cette section par rappeler les bases de la microscopie SNOM en général : le concept de champ proche, les modes SNOM, la sonde locale et l'asservissement utilisé.

Rappel du principe de microscopie SNOM

L'acronyme SNOM (Scanning Near-Field Optical Microscopy) signifie "microscope optique à balayage en champ proche".

Concept de la microscopie en champ proche Pour un objet étudié diffusant de la lumière, la propagation des ondes émises dépend de leur fréquence spatiale [70]. On a les ondes propagatives, de faibles fréquences spatiales et les ondes de grandes fréquences spatiales dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance à la surface de l'objet diffusant et qui ne se propagent pas. On appelle ces dernières "évanescentes".
On distinguera la notion du champ proche et du champ lointain. Le champ proche (champ évanescent) est défini comme la zone à proximité de l'objet (distance inférieure à la longueur de l'onde) où l'amplitude des ondes évanescentes est significatives par rapport à l'amplitude des ondes propagatives. Au-delà du champ proche se trouve le champ lointain.
Les ondes évanescentes rendent comptes des variations du champ électromagnétique sur une distance très courte, elles contiennent donc les détails les plus fins dans la lumière diffusée par un objet d'étude.

La microscopie optique dite en "champ lointain" ne détecte que les ondes ayant pu se

propager, donc les ondes de faibles fréquences spatiales ne contenant pas les détails les plus fins. Le critère de Rayleigh [71] définit la limite de résolution latérale d pour un microscope classique :

$$d = \frac{0,611\lambda}{n \sin \alpha} \tag{2.6}$$

avec λ la longueur de l'onde de la source utilisée, n est l'indice optique du milieu dans lequel l'objet immerge, α est le demi-angle maximal sous lequel l'objet immergé dans le milieu considéré peut-être observé par l'objectif. ($n \sin \alpha$ est l'ouverture numérique).

La résolution peut donc être améliorée en augmentant l'indice optique n du milieu baignant l'échantillon (microscopie à immersion) ou en réduisant la longueur d'onde λ de la source (microscopie X, électronique).
Une autre possibilité pour dépasser la limite de Rayleigh consiste à récupérer l'information sur les hautes fréquences spatiales du champ contenues dans les ondes évanescentes. Ces dernières restent sur la surface de l'objet, il faut pour cela approcher un détecteur très près, dans le champ proche de la surface pour détecter les ondes progressives et les ondes évanescentes. C'est le principe de la microscopie en champ proche optique.

Techniques de la microscopie en champ proche La microscopie en champ proche repose sur l'utilisation d'une sonde locale. Elle fait partie des microscopies à sonde locale (SPM : Scanning Probe Microscopy signifiant microscopie à sonde de balayage).

La sonde locale

Le principe de détection de tels microscopes est basé sur une sonde locale venant perturber le champ évanescent à proximité de la surface de l'échantillon.
On distingue plusieurs types de microscopes SNOM selon la nature de la sonde utilisée [70] : sonde à ouverture, sonde sans ouverture et sonde diffusante semi-conductrice ou métallique. Dans notre cas nous intéressons au microscope SNOM à sonde à ouverture aussi nous restreignons la description à cette seule catégorie.

Dans les microscopes SNOM à sonde à ouverture, on dispose de plusieurs modes de fonctionnement (voir figure 2.12) [70] :

- mode nano-illumination : la sonde est utilisée pour illuminer localement la surface de l'échantillon, la diffraction de la lumière par l'ouverture de la sonde produit des ondes évanescentes. En plaçant l'échantillon dans le champ proche de la pointe, les ondes évanescentes sont présentes à la surface de l'échantillon et les hautes fréquences spatiales de la surface de l'échantillon transforment les ondes évanescentes en ondes propagatives. La détection des ondes propagatives obtenues se fait en champ lointain en réflexion ou en transmission avec un système classique de collection.
- mode nano-collecteur : la surface de l'échantillon est éclairée en champ lointain. La diffraction des ondes propagatives par la surface de l'échantillon produit des ondes évanescentes. La sonde locale est approchée dans le champ proche de l'échantillon, il y a conversion des ondes évanescentes en ondes propapagatives qui se propagent dans

la sonde. On connecte la sonde à un photomultiplicateur pour mesurer la puissance optique du champ collecté par la sonde.

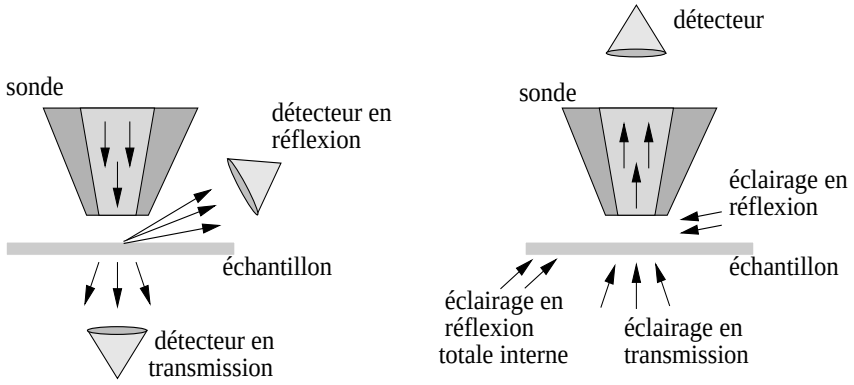


Fig. 2.12 – SNOM à sonde à ouverture. A gauche : mode nano-illumination, à droite : mode nano-collection.

Les microscopes SNOM présentés dans ce manuscrit de thèse sont basés sur la réinjection optique et ils opèrent en mode illumination-collection. Ce mode est identique au mode illumination à la différence près que les ondes propagatives issues de l'interaction sonde–échantillon sont collectées par la même sonde illuminant l'échantillon.
Donc la micro-sonde illumine l'échantillon et se comporte comme un détecteur champ proche.

Avec un microscope SNOM, on obtient des informations sur les détails sub-longueur d'onde de la surface de l'échantillon avec une résolution définie par le diamètre de la sonde qui est typiquement de l'ordre de 50 à 100 nm dans notre cas. La résolution sera d'autant meilleure que la sonde s'approche près de la surface pour capter les hautes fréquences spatiales et obtenir les détails fins. La distance pointe-échantillon est de quelques nanomètres. En balayant la surface de l'échantillon et en détectant la lumière émise on peut enregistrer une image de l'échantillon avec une résolution sub-longueur d'onde.

La méthode la plus classique de réalisation des sondes à ouverture est l'étirage d'une fibre optique [72]. On peut aussi utiliser une attaque chimique de la fibre optique. La sonde est généralement métallisée de telle sorte à avoir à son extrémité une ouverture optique (en diélectrique) entourée d'un écran métallique.

Asservissement de position de la sonde

La distance pointe-échantillon doit être contrôlée : pendant le balayage la sonde doit rester à distance constante de quelques nanomètres de la surface de l'échantillon.
Cette régulation est basée généralement sur un détecteur de forces de cisaillement (shear-force). La fibre optique est collée sur un bimorphe piézoélectrique ou un diapason. L'ensemble oscille à une fréquence proche de sa fréquence de résonance, le mouvement d'oscillation est parallèle à la surface de l'échantillon.

Lorsque la pointe est approchée à quelques nanomètres de la surface de l'échantillon, les forces de cisaillement agissent sur celle-ci : il y a baisse de l'amplitude d'oscillation et décalage de la fréquence de résonance. Un système d'asservissement utilise cette baisse d'amplitude pour réguler la distance sonde–échantillon. (cf §3.1.1).
En fonctionnant en un mode "distance constante", l'enregistrement des déplacements induits par l'asservissement à forces de cisaillement permet d'obtenir la topographie de l'échantillon.

Le mode de fonctionnement du SNOM peut donc coupler les données topographiques et optiques.

Architecture du microscope SNOM sur puce

Le microscope est constitué d'un micro-levier SNOM comprenant un transducteur piézoélectrique en couche mince AlN (cf figure 2.13).
Le micro-levier comporte une pointe SNOM creuse : un nano-trou a le rôle de sonde locale en champ proche. La nano-ouverture sert à éclairer localement l'échantillon et à collecter

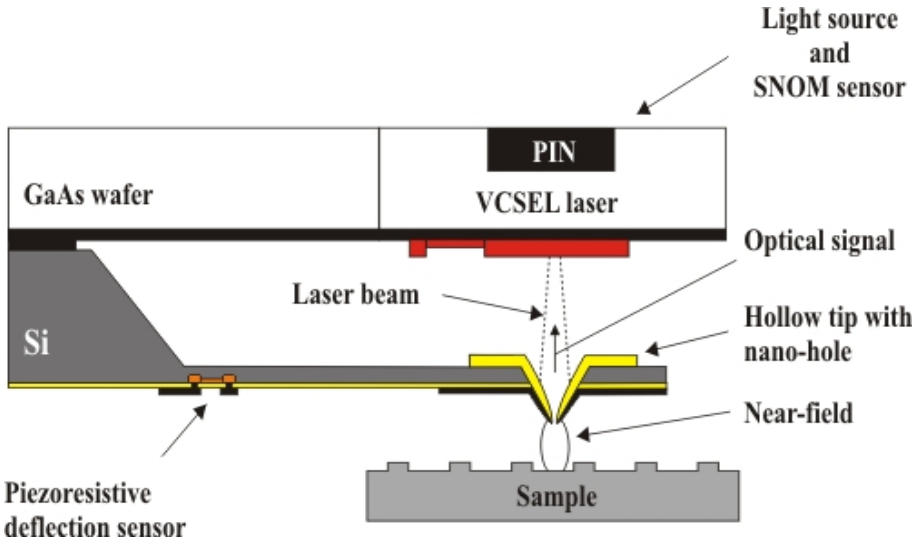


Fig. 2.13 – Schéma de l'architecture du microscope SNOM intégré.

les ondes dans le champ proche optique de l'échantillon : c'est un SNOM à ouverture optique en mode illumination-collection. Le principe de la détection, optique, est basé sur la modulation de puissance optique d'un laser VCSEL induite par la lumière collectée par la sonde dans le champ proche de l'échantillon et réinjectée dans la cavité laser (cf §2.1.2).

On peut imaginer une architecture idéale avec un photodétecteur intégré au VCSEL et une pointe SNOM placée sur la face émettrice du VCSEL [53, 73]. On forme alors une cavité externe avec l'échantillon (par rapport à l'ensemble VCSEL-pointe) qui a une réflectivité

R_3 (cf figure 2.14 [73]). L'interaction de la pointe SNOM avec le champ évanescent de

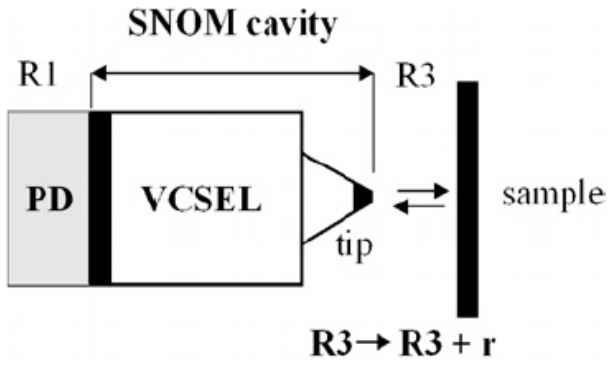


Fig. 2.14 – Architecture SNOM idéale. Photodétecteur (PD) intégré à l'arrière de la structure VCSEL-pointe SNOM.

l'échantillon aboutit à une variation r de la réflectivité R_3. La longueur de la cavité externe étant petite devant la longueur d'onde du laser, on peut écrire le courant seuil I_{th} du VCSEL [53, 73] :

$$I_{th} = C\eta(2\alpha L - \frac{1}{2}\ln R_1 R_2 - \gamma(\sqrt{R_3} + r)) \tag{2.7}$$

avec C l'efficacité de couplage de la lumière réinjecté dans le VCSEL dépendant du couplage géométrique, η l'efficacité quantique (ratio du temps de vie effectif des photons sur le temps de vie en émission spontanée) dépendant de la structure de la zone active, R_1 et R_2 les réflectivités des miroirs de Bragg du VCSEL (R_2 miroir de la face émettrice), L la longueur de la cavité laser. γ vaut : $\frac{1-R_2}{\sqrt{R_2}}$.

I_{th} varie donc avec R_3 et la variation de I_{th} donne une bonne évaluation de l'importance de la variation de puissance optique (cf relation 1.1.4), permettant une détection SNOM basée sur la modulation de puissance optique mesurée par un photodétecteur.
Le photodétecteur est intégré monolithiquement au VCSEL : cf §2.4.3.

Réalisation du micro-levier

Il y a trois étapes importantes pour la réalisation d'un microscope SNOM intégré présenté sur la figure 2.13 :
- réalisation du micro-levier avec une pointe , un nano-trou et un capteur de déflexion,
- réalisation d'un VCSEL et d'un photodétecteur intégré (cf §2.4.3),
- assemblage du micro-levier et de l'ensemble VCSEL-photodétecteur.

La fabrication du micro-levier (incluant la pointe) part d'un substrat de silicium. Brièvement, on réalise [73] d'abord une membrane à partir du substrat par gravure anisotrope

KOH. On forme une cavité pyramidale dans la membrane par gravure anisotrope KOH. On dépose une couche de chrome sur les parois internes de la cavité. La forme triangulaire de la pointe est obtenue par gravure sèche RIE. Enfin le nano-trou est obtenu au sommet de la cavité par une gravure sélective BHF (solution tampon d'acide fluorhydrique).

La figure 2.15 [73] présente des images de micro-leviers réalisés obtenues avec un microscope électronique SEM (Scanning Electron Microscope : Microscope Electronique à Balayage, MEB).

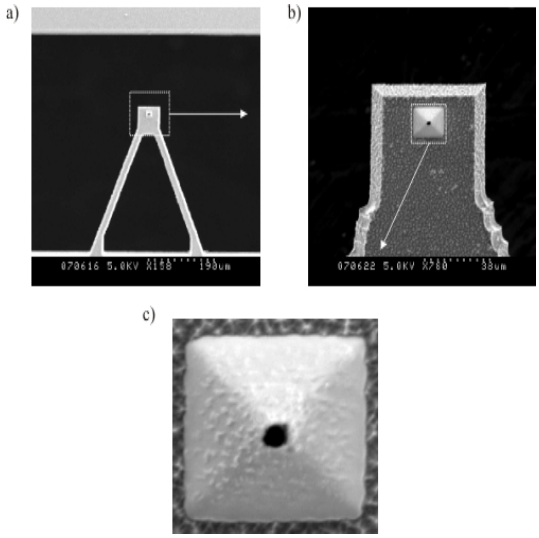


Fig. 2.15 – Images de micro-leviers fabriqués. a) levier triangulaire en silicium, b) et c) zoom de l'extrémité avant le dépôt de la couche opaque finale en chrome, l'orifice est de l'ordre du micron.

Cette technique permet de réaliser des micro-leviers mais l'inconvénient est la taille de la nano-ouverture formée par le BHF : elle est de l'ordre du micron soit un ordre de grandeur de trop. Une autre méthode de contrôle de la taille du nano-trou permet [73] d'obtenir des nano-ouvertures de 100 nm.

L'assemblage [74] du micro-levier et de l'ensemble VCSEL–photodétecteur se fait par soudure "flip-chip" : un matériau conducteur électriquement "bump" assure la liaison entre les deux éléments à assembler (cf figure 2.16 [74]).

2.4.3 Intégration d'un VCSEL avec un photodétecteur

S.F. Lim [75] a réalisé avec succès l'intégration d'un photodétecteur à puit quantique avec un VCSEL. Il s'agit d'inclure une structure de détection dans la structure verticale du VCSEL, la détection est située au-dessus du VCSEL (cf figure 2.17 [75]).
Les mesures comparatives avec un photodétecteur externe montrent des réponses très similaires des détecteurs externe et interne. Le détecteur interne montre moins de sensibilité

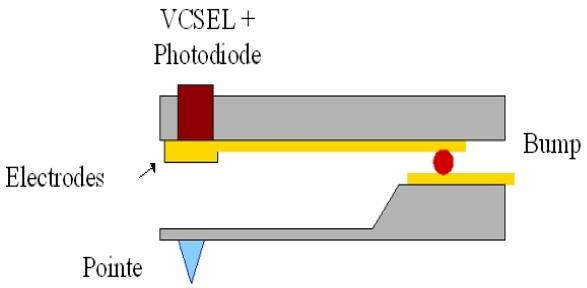


Fig. 2.16 – Assemblage par "flip-chip" : vue de face.

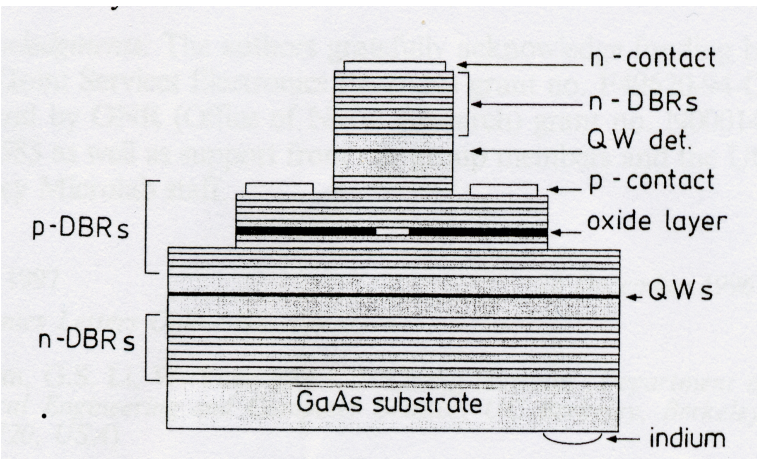


Fig. 2.17 – Schéma de l'intégration du VCSEL et d'un photodétecteur. QW : Quantum Well désigne les puits quantiques.

à l'émission spontanée en dessous du courant seuil, c'est une caractéristique importante pour une détermination précise du seuil ou une modulation près du seuil.

Cependant ce genre de structure a un inconvénient : la détection influence la puissance émise par le laser [76] : il y a un couplage électrique et optique entre le laser et le détecteur.

Notre partenaire qui est le Groupe Photonique du LAAS-CNRS (Toulouse) a développé des structures intégrant un photodétecteur et un VCSEL.

Ainsi, C. Bringer [77] a proposé une méthode qui consiste à mesurer la puissance émise par un VCSEL à l'aide d'un VCSEL adjacent qui détecte la partie de la lumière guidée dans le plan de la cavité. La figure 2.18 [77] schématise le dispositif : on a une matrice de VCSEL à diaphragme d'oxyde et une structure de mesa.

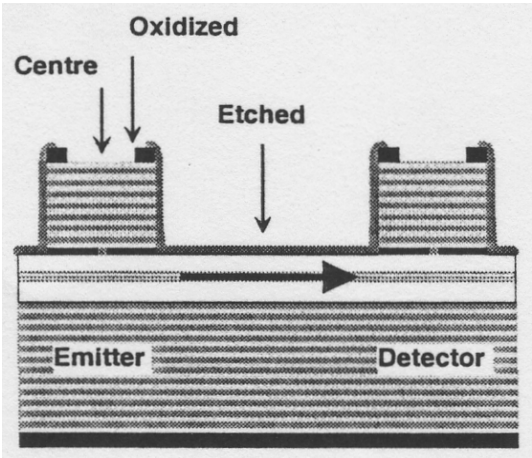


Fig. 2.18 – Schéma du dispositif VCSEL émetteur–VCSEL récepteur.

Le signal reçu (somme d'un courant photonique et d'un courant parasite) dans le détecteur provient principalement de l'émission spontanée sortant latéralement du VCSEL émetteur.

On utilise une matrice de VCSEL : un VCSEL émet et on détermine les courants photoniques I_{PH2}, I_{PH3}, et I_{PH4} respectivement aux bornes d'un VCSEL situé à 250, 500 et 750 μm du VCSEL émetteur. Les résultats obtenus en faisant varier le courant d'alimentation du VCSEL émetteur sont montrés sur la figure 2.19 [77].

De ces résultats, on voit qu'entre le courant seuil du VCSEL émetteur et le courant d'extinction du même VCSEL, il y a une variation monotone (croissante) du courant photonique I_{PH} avec le courant d'alimentation du VCSEL émetteur pour des récepteurs situés suffisamment loin (500 et 750 μm) de l'émetteur.
Le courant photonique mesuré est de quelques microampères, cela est suffisant pour un

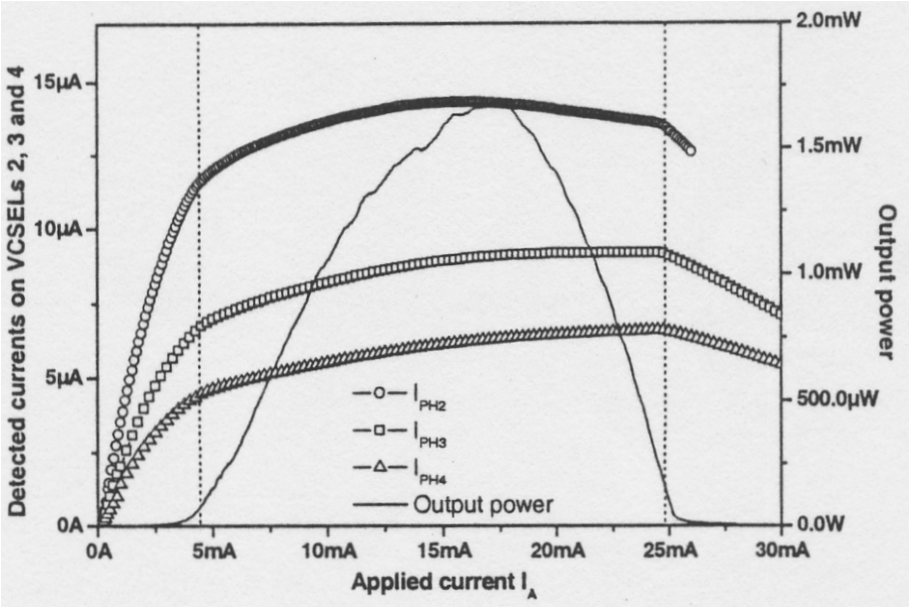


Fig. 2.19 – Résultats expérimentaux avec une matrice de VCSEL. Concernant le VCSEL émetteur, "Output power" désigne la puissance optique mesurée et "Applied current I_A" est le courant d'alimentation.

monitoring intégré du VCSEL.

Une autre structure a été proposée ensuite par le LAAS [78] : une photodiode Schottky annulaire est utilisée pour optimiser la détection de lumière autour du VCSEL (voir figure 2.20 [78]).

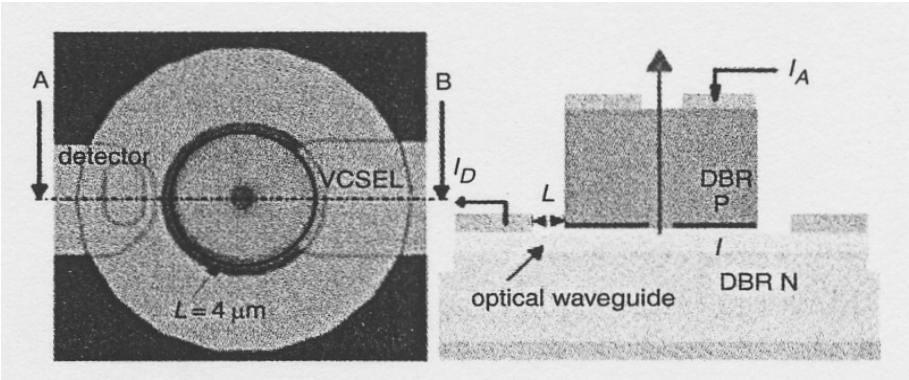


Fig. 2.20 – Schéma de l'architecture VCSEL-photodiode Schottky : à gauche vue du dessus ; à droite coupe suivant la droite (AB).

On désigne par L_S la distance entre le VCSEL et le contact Schottky.
Il s'agit comme dans [77] de mesurer un courant photonique provenant d'une détection latérale de l'émission spontanée en exploitant le guidage optique dans le plan de la cavité

laser.
Des mesures similaires à [77] sont effectuées en faisant varier le courant d'alimentation du VCSEL et en mesurant la puissance optique émise par le VCSEL, la tension aux bornes du VCSEL et le courant détecté aux bornes du photodétecteur.
Le courant photonique I_{PH} dans le photodétecteur est déduit du courant mesuré dans le photodétecteur (comme dans la référence [77], le courant mesuré est la somme de I_{PH} et d'un courant parasite).

On obtient résultat suivant : entre le courant seuil du VCSEL et le courant d'extinction du VCSEL, il y a une relation monotone (croissante) entre I_{PH} et le courant d'alimentation du VCSEL.
Ce résultat est déjà obtenu dans la référence [77] mais ici le courant photonique mesuré est plus élevé de deux ordres de grandeurs : de 170 à 960 μA pour L_S variant de 15 à 4 μm.

Ce courant est assez élevé pour permettre un monitoring intégré du VCSEL. Cette seconde possibilité comparée à celle de la référence [77] a l'avantage de multiplier le courant photonique détecté d'un facteur 100 environ.

Chapitre 3

De l'asservissement à force de cisaillement à un asservissement optique

Dans l'introduction, il a été écrit que cette thèse poursuit celle de D. Heinis qui a réalisé un microscope SNOM semi-massif basé sur la réinjection optique dans un VCSEL. Il a aussi proposé un dispositif de microscope AFM contact utilisant également la réinjection optique dans un VCSEL. Ce chapitre porte sur les transformations du microscope SNOM pour le doter d'un asservissement de distance optique basé sur la réinjection optique dans un VCSEL.

3.1 Présentation des microscopes SNOM et AFM contact basés sur la réinjection optique dans un VCSEL

3.1.1 Microscope SNOM

D. Henis a réalisé un microscope SNOM en réflexion [2]. C'est un montage fibré semi-massif dans lequel la sonde SNOM a un rôle d'illumination et de collection (cf §2.4.2). Le microscope est basé sur la réinjection optique dans un VCSEL.

Rappelons (cf Introduction) que ce travail de thèse poursuit et complète les travaux de D. Henis. Ce microscope sera utilisé par la suite (cf §3.2). Aussi, il est utile de décrire plus en détail ce microscope.

La source lumineuse (voir figure 3.1 [74]) est un VCSEL commercial (Thorlabs) émettant à 850 nm. La lumière émise par le VCSEL est injectée dans une fibre optique monomode clivée.
A l'autre extrémité de la fibre se trouve une jonction Y permettant de diviser l'intensité lumineuse en deux selon le rapport 95/5 : 95% de l'intensité vers une fibre étirée et les 5% restant dans un photomultiplicateur.

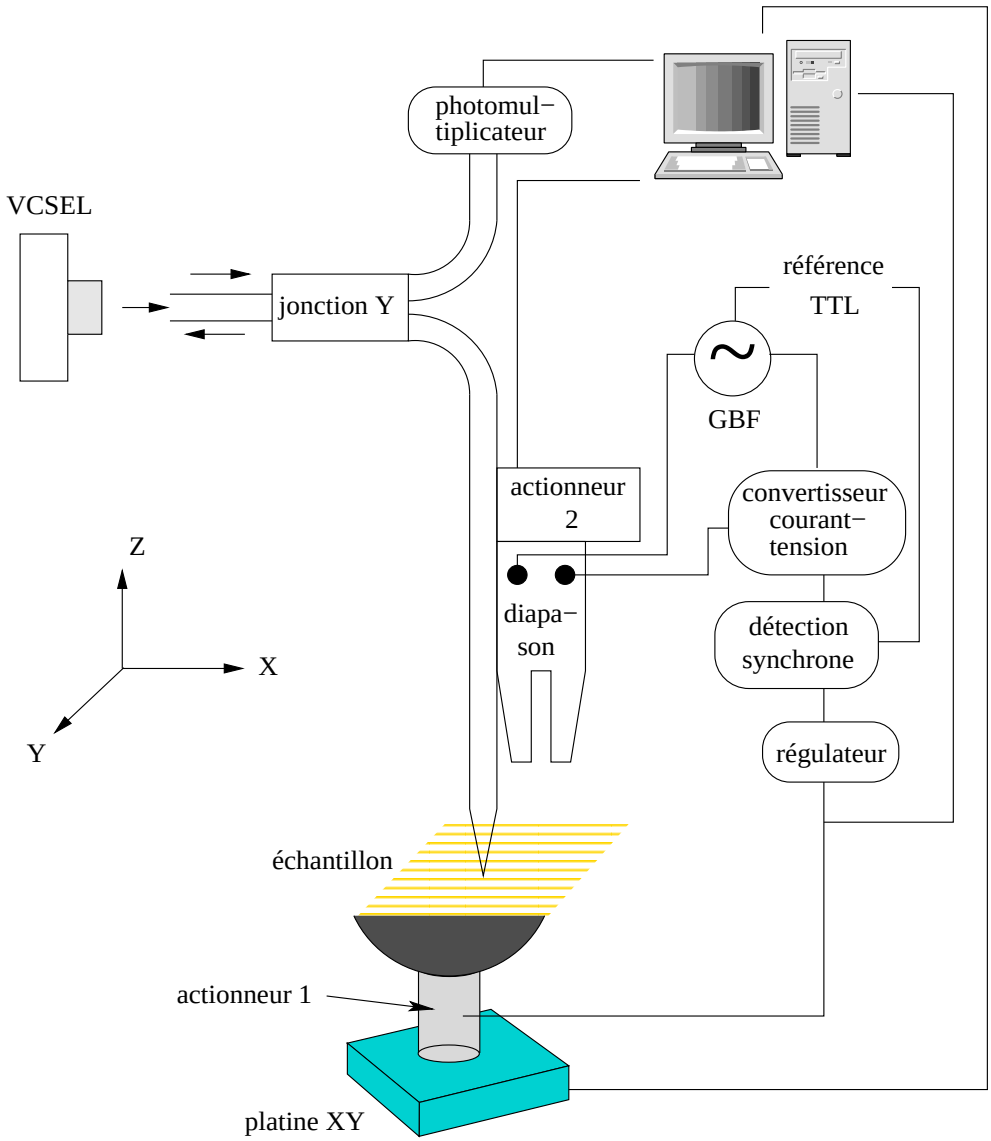


Fig. 3.1 – Schéma du microscope semi-massif SNOM.

L'extrémité étirée de la fibre constitue la sonde locale que l'on place dans le champ proche de la surface de l'échantillon étudié.

Le photomultiplicateur mesurant une fraction de l'intensité lumineuse émise par le laser, permet de mesurer la modification de la puissance optique délivrée par le VCSEL induite

par la réinjection optique.

L'asservissement de la position de la pointe dans le champ proche de l'objet se fait à l'aide d'une détection à forces de cisaillement, réalisée avec un diapason en quartz sur lequel on colle la pointe.
L'ensemble fibre–diapason est mis en mouvement à une fréquence proche de sa fréquence de résonance (≈32 kHz). En oscillant, le diapason [70] engendre entre ses électrodes un courant dont l'intensité, idéalement, est proportionnelle à l'amplitude de la courbure mécanique des bras du diapason.
Ce courant est converti en une tension qui est démodulée dans une détection synchrone.

Lorsque la pointe s'approche à quelques nanomètres de l'échantillon, les forces de cisaillement induisent un amortissement de l'amplitude mécanique du diapason (cf §2.4.2). Cela se traduit par une baisse de l'amplitude du courant induit donc une diminution de l'amplitude du signal démodulé.
Aussi un régulateur PI (Proportionnel et Intégral) peut maintenir la distance pointe-échantillon constante en utilisant l'amplitude du signal démodulé. Le régulateur ajuste la tension de l'actionneur piézoélectrique "actionneur 1"(cf figure 3.1) qui agit suivant l'axe Z et modifie la distance pointe–échantillon.

Le balayage horizontal est assuré par une platine de translation XY à actionnement piézoélectrique.

Le microscope permet la réalisation simultanée d'une image optique et d'une image topographique.
L'image optique est obtenue à partir des mesures du photomultiplicateur.
L'asservissement à forces de cisaillement en mode "distance constante" permet d'obtenir les relevés topographiques : la tension appliquée par le régulateur à "actionneur 1" est convertie, suivant un modèle linéaire, en déplacement (correspondant à la variation topographique).

Il s'agit d'une instrumentation pilotée par ordinateur. Un programme informatique en Labview sur un ordinateur PC pilote le microscope. On peut distinguer deux grandes étapes.
Dans une première étape, l'utilisateur assisté du programme positionne la pointe SNOM dans le champ proche de l'échantillon. On agit sur "actionneur 2" (cf figure 3.1) qui agit dans l'axe Z et qui approche la pointe de l'échantillon. (Précisons qu'"actionneur 1" a une faible élongation, connue avec précision, et qu'il ne sert que pour l'asservissement de la distance pointe-échantillon.)
Dans une seconde étape, le programme réalise seul : le balayage de l'objet, l'asservissement de la distance pointe–échantillon et l'acquisition des mesures.

D. Henis a obtenu des images topographiques et optiques d'un réseau périodique de motifs sub-microniques de silice déposés sur du silicium [74] avec une résolution optique de 200 nm.

A partir de ce montage, et en remplaçant l'extrémité étirée et le diapason par une fibre clivée, il a utilisé l'effet de la réinjection optique sur la tension aux bornes du VCSEL (cf §2.1.2). Cet effet est faible [1].
Aussi il module la distance fibre échantillon donc la longueur de la cavité externe. De cette manière, il obtient d'un échantillon constitué de bandes d'or déposées sur du verre, une image à partir du signal de tension comparable à celle obtenue avec le photomultiplicateur.

3.1.2 Microscope AFM en mode contact

D. Henis a aussi proposé un dispositif de microscope AFM en mode contact basé sur la réinjection optique. La tête AFM est fabriquée par l'association d'un VCSEL et d'une

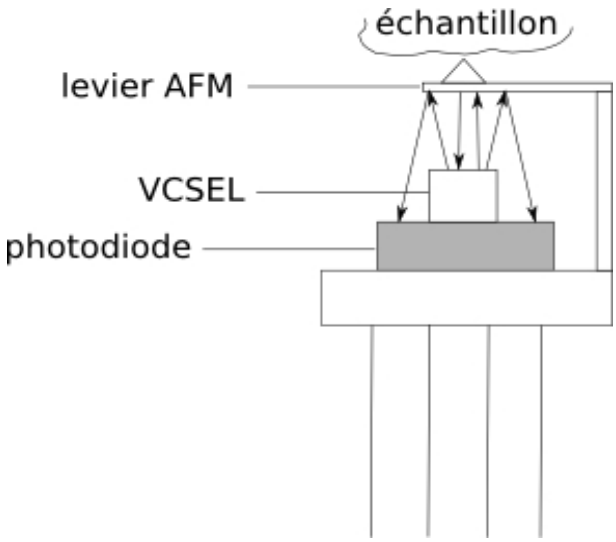


Fig. 3.2 – Montage AFM expérimental.

poutre AFM commerciaux. Le VCSEL utilisé, un Thorlabs "V3-780-TO-DA" est équipé d'une photodiode.
Dans le dispositif (cf figure 3.2), la poutre réfléchit la lumière émise par le VCSEL, une partie est réinjectée dans le VCSEL, une autre partie est envoyée sur la photodiode.

La cavité externe est formée par la poutre AFM et la face émettrice du VCSEL. La déviation de la pointe par le contact avec l'échantillon modifie les conditions de réinjection ce qui entraîne une modification de la puissance optique (cf §2.1.2). La photodiode recevant une partie du rayonnement lumineux du VCSEL permet la détection de la modification de puissance optique.

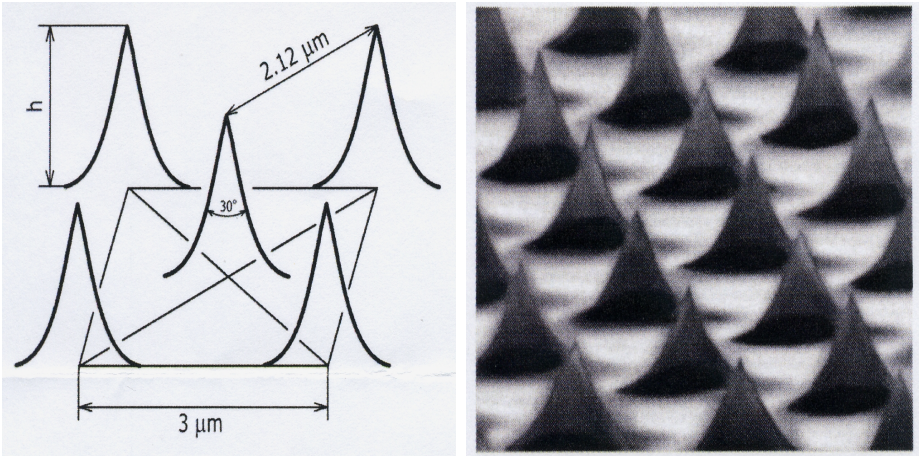
Le montage du microscope SNOM (cf figure 3.1) est réutilisé pour obtenir un balayage horizontal de l'échantillon par la pointe AFM [2].
Pour l'asservissement, le signal provenant du diapason est remplacé par le signal électrique

produit par la photodiode.
Les mesures effectués avec des échantillons aux motifs submicroniques sont toutefois assez médiocres.

3.2 Prise en main du microscope SNOM semi-massif

Les résultats suivants ont été obtenus avec le microscope SNOM en balayant un réseau périodique 2D de pointes de Si sur un substrat de Si. Le schéma de la figure 3.3(a) fourni par le fabricant représente les pointes. La hauteur h est de 0,3 à 0,5 μm, la période est de 3 μm, la période en diagonale est de 2,12 μm, l'angle des pointes est de 30 $^\circ$, enfin le rayon de courbure des pointes est inférieur à 10 nm.

L'image de la figure 3.3(b) est également fournie par le fabricant. Il s'agit de l'image des pointes obtenue par microscopie électronique (SEM).



(a) Schéma du réseau périodique de pointes.

(b) Image MEB des pointes.

Fig. 3.3 – Réseau de pointes servant d'étalon.

On obtient le relevé 3D de l'échantillon par traitement de l'image brute de la topographie fournie par le microscope SNOM.
En effet, l'échantillon et la platine de translation en XY ne sont pas parfaitement parallèles, il s'en suit une dérive verticale de l'image brute produite par l'inclinaison du plan de l'échantillon par rapport à celui de la platine XY.
Par soustraction du plan moyen à l'image brute, on corrige l'effet induit par cette inclinaison.
Pour simplifier l'appréciation des variations topographiques, on retranche à chaque valeur, la valeur minimale. On obtient ainsi une valeur minimale à zéro.

Après ces deux traitements, on obtient l'image de la figure 3.4 qui représente les variations topographiques de la surface étudiée.

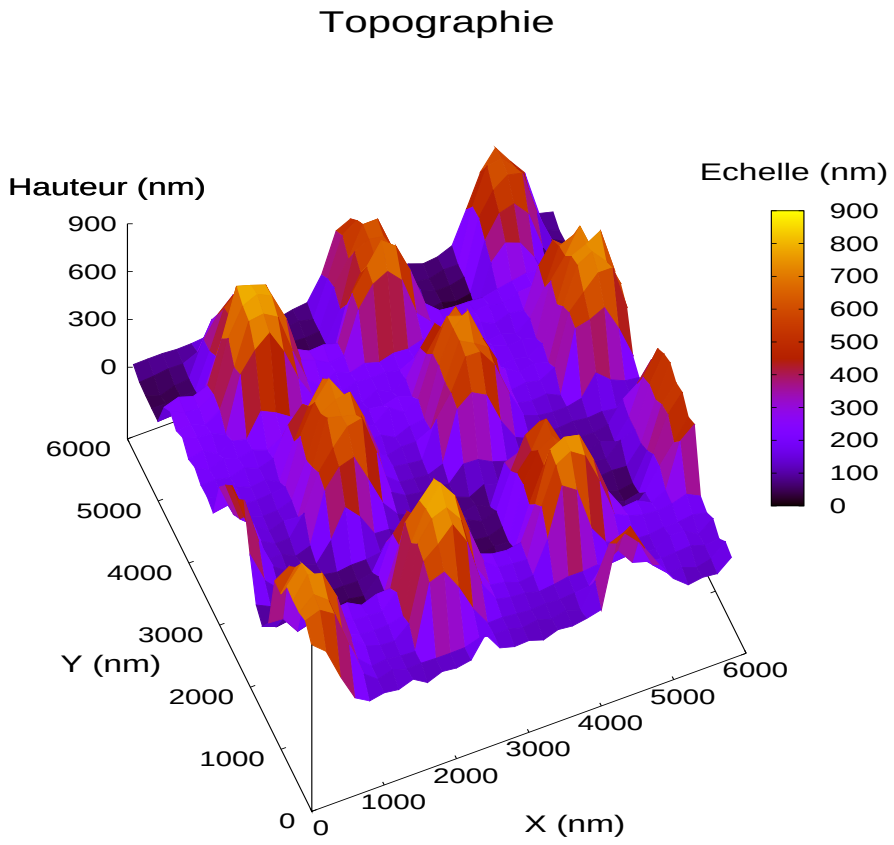


Fig. 3.4 – Image des variations topographiques d'une surface carrée de 6 μm de côté.

La surface balayée est un carré de 6 μm de côté, le pas d'échantillonnage est de 200 nm. L'image topographique fait apparaître des "pics" espacés régulièrement et de hauteur semblable : le plus grand écart entre les maxima est d'environ 100 nm, la hauteur moyenne des maxima est d'environ 800 nm. Ces pics sont espacés, selon la direction, en moyenne de 2,95 μm et de 1,95 μm.
Ces résultats démontrent que les pics observés correspondent aux pointes. On obtient alors une très bonne mesure dans le plan horizontal et on peut estimer que la précision est inférieure à 200 nm.
En revanche dans la direction verticale, on n'obtient qu'un bon ordre de grandeur. En prenant comme référence l'estimation donnée par le fabricant de l'échantillon : 300-500 nm, notre microscope donne une estimation trop grande de la hauteur.
Donc le modèle linéaire reliant élongation de l'actionneur et la tension appliquée à celui-ci (cf §3.1.1) doit être corrigé.

L'hystérésis de l'actionneur piézoélectrique et la plage de tension utilisée pour faire varier

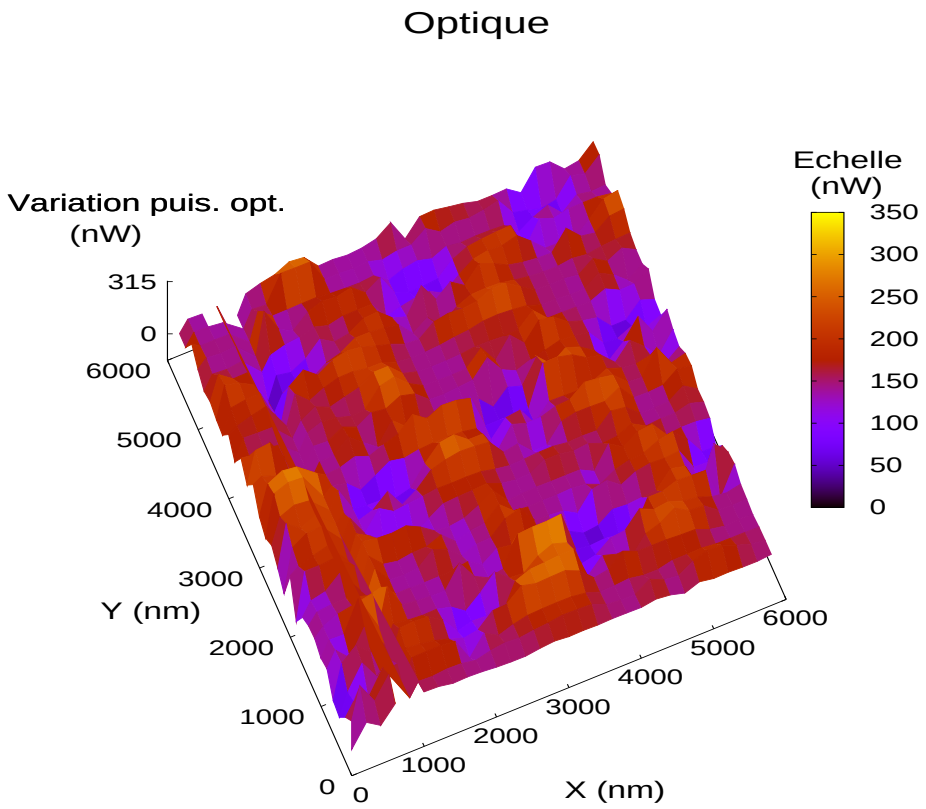


Fig. 3.5 – Image optique : variation de puissance optique mesurée par le photomultiplicateur sur une surface carrée de 6 μm de côté.

son élongation influent sur la linéarisation.
On peut supposer aussi que le temps a altéré les propriétés de l'actionneur piézoélectrique. Précisons que l'actionneur utilisé pour déterminer la variation topographique est un actionneur Piezojena de référence "N 2/5". Il s'agit d'une céramique piézoélectrique multicouche. Les céramiques piézoélectriques [70] doivent subir une polarisation pour obtenir le caractère ferroélectrique nécessaire à l'exploitation de leurs propriétés piézoélectriques. Avec le temps, il se produit une dépolarisation.
De plus, comme il s'agit d'un micro-actionneur, il s'agit probablement d'un piézoélectrique "doux" qui tend à se dépolariser plus facilement qu'un piézoélectrique "dur". On peut donc considérer cet échantillon comme un échantillon étalon qui nous permet d'ajuster la correspondance entre la tension appliquée à l'actionneur piézoélectrique (cf §3.1.1 : l'"actionneur 1") et son élongation.

L'intérêt d'une image optique est de donner les variations de puissance optique enregistrée par le photomultiplicateur.
D'abord on retranche à toutes les mesures optiques enregistrées la valeur minimale afin de ne conserver que les variations de tension délivrée par le photomultiplicateur. Ensuite on applique un coefficient multiplicateur C_{mult} à toutes les mesures pour convertir la tension délivrée par le photomultiplicateur en puissance optique mesurée par celui-ci. C_{mult} vaut (notice du constructeur : Hamamatsu, Photodiode à avalanche de référence "C5460") :

$$C_{mult} = \frac{1}{sGA_G} \approx 7,1.10^{-7} \text{ W/V à 850 nm} \tag{3.1}$$

avec les paramètres de la photodiode à avalanche : s la sensibilité radiante 0,47 A/W à 850 nm, G le gain : 30 et A_G le gain en amplification : 10^5 (V/A).

On obtient ainsi (cf figure 3.5) la variation de puissance optique mesurée par le photomultiplicateur, produite par la réinjection optique dans le VCSEL.

La variation mesurée ne correspond qu'à une fraction de la variation de la puissance optique émise par le VCSEL. Il y a une efficacité de couplage C_{eff} entre le VCSEL et la fibre dans laquelle la lumière est injectée. On définit C_{eff} comme le rapport, en dB, de la puissance envoyée à la pointe P_i sur la puissance émise par le VCSEL P_{opt}.

Il est difficile de connaître C_{eff} avec précision. Il faudrait pour cela connaître exactement la puissance émise par le VCSEL.
On choisit une méthode simple consistant à estimer C_{eff}. On ne connaît pas précisément la puissance optique du VCSEL (modèle Thorlabs de référence "VCSEL-850"), le fabricant indique que la puissance optique est typiquement de 1,85 mW à 8 mA. L'intensité de travail est proche du courant seuil qui est typiquement de 2,2 mA. Aussi on choisit la valeur de 1mW pour P_{opt}.
P_i peut s'exprimer à partir la puissance mesurée $P_{opt\ PM}$ par le photomultiplicateur de l'ordre de 2,7 μW et des rapports caractérisant la jonction Y. On en déduit C_{eff} :

$$C_{eff} = 10\log\left(\frac{P_i}{P_{opt}}\right) = 10\log\left(\frac{P_{opt\ PM}}{0,05}\frac{0,95}{P_{opt}}\right) \approx -13 \text{ dB} \tag{3.2}$$

La variation optique mesurée est au maximum d'environ 315 nW. On peut estimer la variation de la puissance émise par le laser : $\Delta P_{opt} = \frac{315.10^{-9}}{10^{(C_{eff}/10)}} \approx 6\ \mu$W.
On en déduit une approximation de la variation relative de puissance émise :

$$\frac{\Delta P_{opt}}{P_{opt}} \approx 0,6\% \tag{3.3}$$

L'image optique fait apparaître des minima spatialement périodiques. Si on compare avec l'image topographique, on voit que la distribution spatiale des minima de puissance optique correspond aux maxima topographiques.
L'asservissement à forces de cisaillement maintient la distance pointe-échantillon constante, la cavité externe ne voit pas sa longueur varier, de plus, les pointes sont en Si sur un substrat de Si donc il n'y a pas de variation de l'indice optique du miroir externe de la cavité externe.

En revanche, comme illustrée par l'image de la figure 3.6, les pointes dispersent beaucoup plus la lumière que les parties horizontales situées entre les pointes.
Dans la figure 3.6, on utilise l'optique géométrique : on représente les ondes propapagatives issues de la sonde SNOM par des rayons lumineux. On s'intéresse à la réflexion de ces rayons par la surface pour en voir la différence selon que cette réflexion a lieu sur une surface horizontale ou la surface inclinée des rugosités de surfaces.

L'approche géométrique est valide : [71] aux longueurs d'onde optiques le modèle géométrique est valable en général. On trouve néanmoins plusieurs limites : une situation où les champs électriques et magnétiques varient fortement sur une longueur de l'ordre de la longueur d'onde (exemple les franges d'interférences, foyer d'une lentille). Une autre situation limite correspond à faire passer le faisceau lumineux à travers une ouverture de diamètre proche de la longueur d'onde où des phénomènes de diffration apparaissent.
Pour des petites longueurs d'onde (optiques), l'onde a le caractère général d'une onde plane. De plus, dans l'approximation de l'optique géométrique les lois de la réflexion et de la réfraction établies pour une onde plane incidente sur une frontière plane restent valables dans des conditions plus générales.

La réflectivité du miroir externe varie donc au cours du balayage.

Rappelons que le microscope est basé sur la réinjection optique et que la surface de l'échantillon constitue le miroir externe. La modification de la réfléctivité du miroir externe amène (cf §2.1.2) à une modification de la puissance optique du VCSEL, ce qui est mesuré par le photomultuiplicateur.

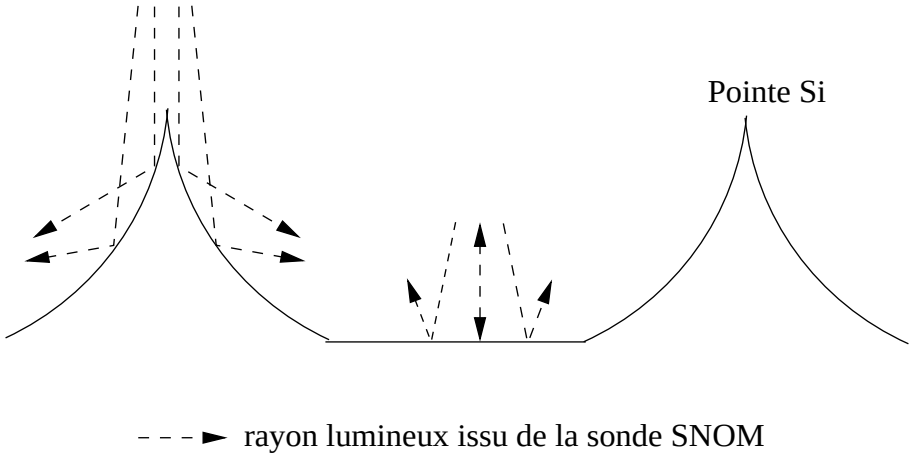


Fig. 3.6 – Effets dispersifs des pointes Si.

3.3 Asservissement optique

Notre objectif est la réalisation de microscopes intégrés miniaturisés.
Il s'agit de concevoir et réaliser un asservissement optique basé sur la réinjection optique dans un VCSEL.
Cet asservissement sera utilisé dans le microscope SNOM utilisé au §3.1.1 en remplacement de l'asservissemet à force de cisaillement. Le but est de simplifier le montage du microscope SNOM et obtenir un gain de miniaturisation potentiel important.

3.3.1 Montage expérimental

On enlève du montage schématisé sur la figure 3.1 l'ensemble des éléments relatifs à l'asservissement à forces de cisaillement : le générateur pour l'excitation du diapason, le circuit convertisseur courant-tension pour convertir en tension le courant généré par l'oscillation du diapason, la détection synchrone utilisée pour démoduler le signal en sortie du circuit convertisseur, et le régulateur PI pour agir sur l'"actionneur 1". La figure 3.7 représente la nouvelle configuration du microscope avec asservissement optique.

Le faisceau émis par le VCSEL est injecté dans une fibre monomode clivée. Cette fibre optique est connectée à une jonction Y qui divise l'intensité lumineuse en deux : 5% dans le bras de la jonction connecté au photomultiplicateur et 95% dans une fibre optique monomode clivée qui constitue la sonde optique.
On conserve le diapason uniquement pour servir de support de la sonde. La fibre étirée située dans le champ proche de l'échantillon est donc ici remplacée par une fibre clivée (voir §3.3.3).
A quelques microns sous l'extrémité de la sonde se trouve l'échantillon. Le faisceau lumi-

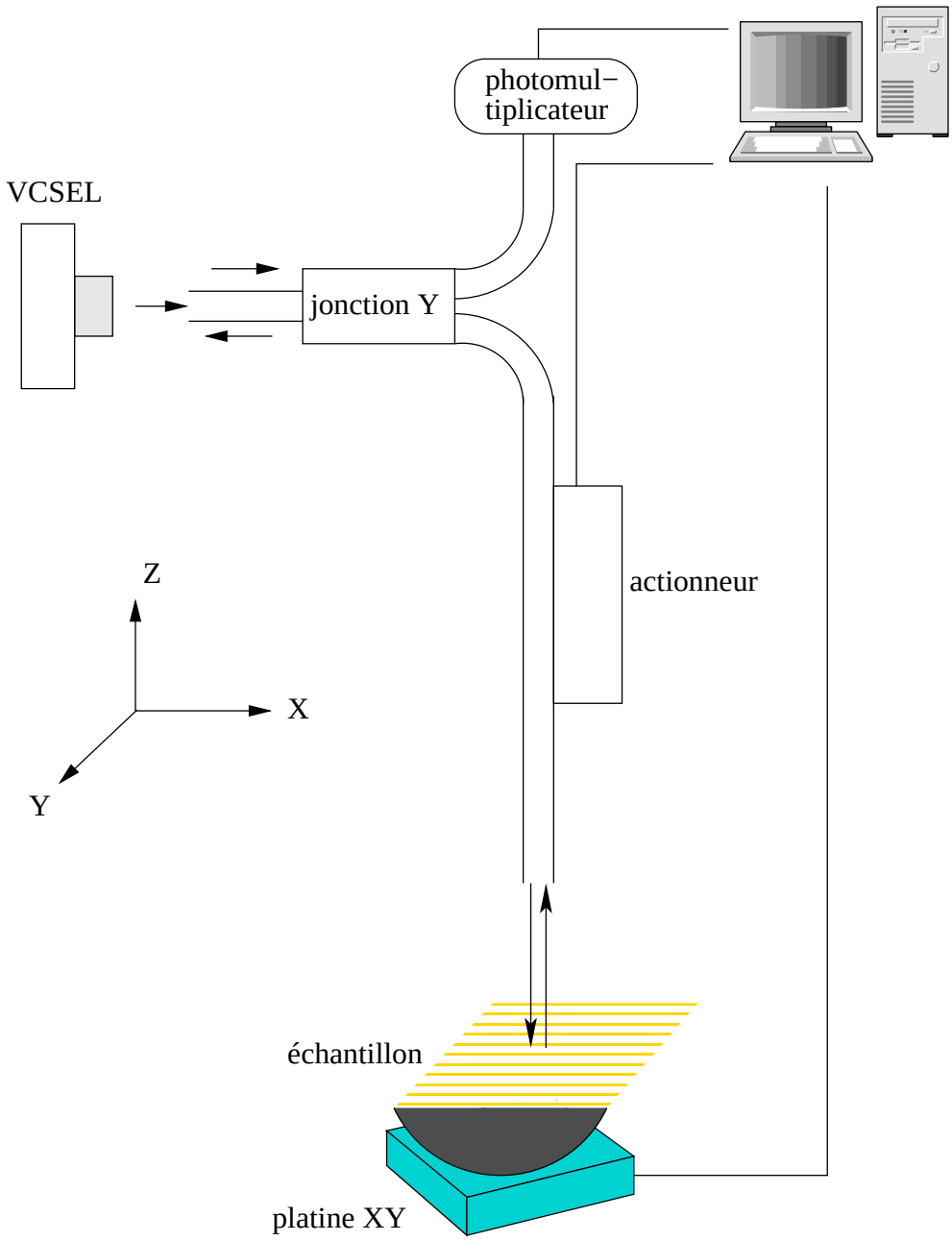


Fig. 3.7 – Montage du microscope à asservissement optique.

neux émis par la sonde se réfléchit sur la surface de l'échantillon. Il est ensuite réinjecté en partie dans la fibre optique puis dans le VCSEL.
L'"actionneur 1", toujours présent sous le porte échantillon, n'est plus utilisé. Pour plus de simplicité, actionneur désigne l'"actionneur 2".

Un programme informatique (cf §3.3.5) réalise l'asservissement de la distance sonde–échantillon. La variation topographique de la surface de l'échantillon est déduite de l'action de l'asservissement (cf §3.3.2 à 3.3.4).
L'échantillon est mû dans le plan horizontal XY par une platine XY : le programme informatique (cf §3.3.5) commande cette platine pour effectuer le balayage de l'échantillon par la sonde.

3.3.2 Principes de l'asservissement

L'asservissement est basé sur la variation de puissance lumineuse émise par le VCSEL sous l'effet de la réinjection optique.

La cavité externe est comprise entre la face émettrice du VCSEL et la surface de l'échantillon.
En déplaçant horizontalement la fibre au dessus de l'échantillon (voir figure 3.8), la variation de topographie de l'échantillon induit une variation de la distance fibre–échantillon donc une variation, identique au signe près, de la longueur de la cavité externe. Ceci induit (cf §2.1.2) une variation de la puissance optique émise par le VCSEL.

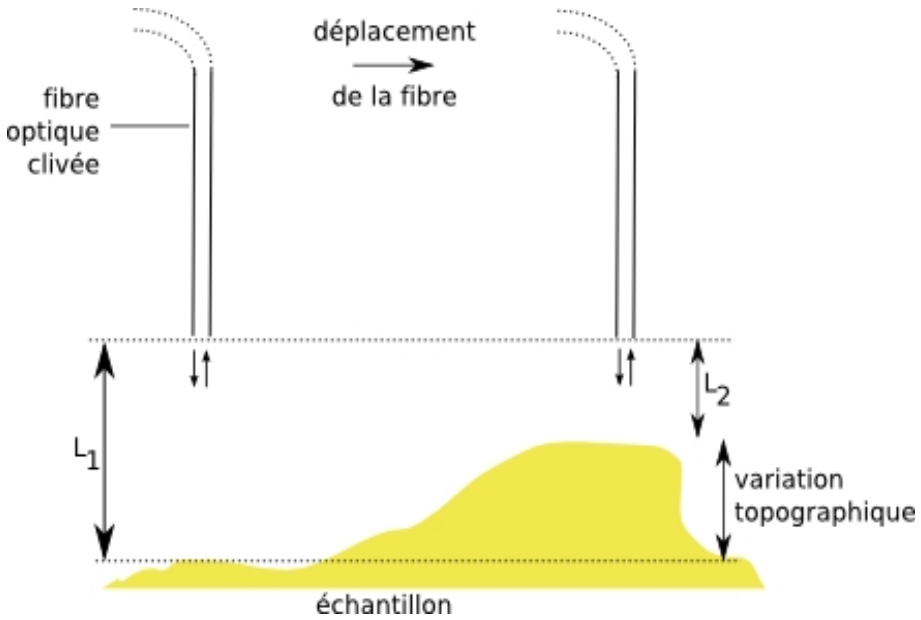


Fig. 3.8 – Variation de la longueur de la cavité externe induite par la topographie de l'objet. L_1 et L_2 : distances fibre-échantillon.

L'utilisation d'une jonction fibrée permet en utilisant le photomultiplicateur de mesurer une fraction de l'énergie lumineuse émise par le VCSEL et donc de mesurer la variation de puissance optique.

L'asservissement utilise la mesure du photomultiplicateur pour agir sur l'actionneur par l'intermédiaire d'un programme informatique. Le déplacement vertical (suivant l'axe Z dans la figure 3.7) de l'actionneur modifie de façon contrôlée la longueur de la cavité externe.
Lorsqu'une variation du signal optique est détectée, l'asservissement a pour tâche d'annuler cette variation.
En mesurant le déplacement de l'actionneur produisant l'annulation de la variation du signal optique, on peut obtenir la variation topographique correspondante (plus d'explications sont donnés au §3.3.4).

Rappelons (cf §2.1.2) que la réflectivité du miroir externe (ici l'échantillon) change aussi l'effet de la réinjection optique. En effet, notre détection est incapable de différencier la variation de distance sonde–échantillon de la variation locale de réflectivité. Il faut donc travailler, soit à topographie constante et à réflectivité variable, soit à réflectivité constante et topographie variable.
Donc pour mesurer l'effet d'un changement de topographie seul, la surface de l'échantillon doit avoir une réflectivité constante.

3.3.3 Détection d'une variation de puissance optique sous l'effet d'une variation de la longueur de cavité externe et calibration

Pour utiliser le montage présenté par la figure 3.7, on doit pouvoir mesurer une variation de puissance optique du VCSEL en modifiant la longueur de la cavité externe.
Il faut également calibrer le microscope en connaissant précisément, pour l'actionneur, la correspondance entre élongation et tension appliquée.

On réalise une expérimentation avec le montage schématisé par la figure 3.7 consistant à approcher l'extrémité de la fibre d'une surface réfléchissante, en aluminium et disposée perpendiculairement à l'extrémité de la fibre. Cette surface constitue dans ce cas le miroir externe de la cavité externe.
Il s'agit de visualiser la tension délivrée par le photomultiplicateur au cours de l'approche. En faisant varier ainsi la longueur de la cavité externe, on doit pouvoir mesurer des variations de la tension délivrée par le photomultiplicateur. On doit trouver une périodicité (cf §2.1.2) du signal de tension obtenu avec la longueur de la cavité externe et obtenir une période de $\lambda/2 = 425$ nm pour le VCSEL utilisé émettant à 850 nm.

Les essais avec une pointe SNOM formée par une fibre optique étirée se sont révélés décevants : le signal est bruité, il n'y a pas de variation significative ni périodique dans le

signal de tension enregistré.
Sans asservissement à forces de cisaillement il n'est pas possible de positionner la sonde SNOM dans le champ proche du miroir externe à quelques nanomètres de celui-ci. La sonde est d'abord positionnée visuellement à l'aide d'une loupe binoculaire à une distance que l'on peut estimer approximativement à 10 à 20 μm. Ensuite l'actionneur approche la fibre du miroir externe mais en restant "loin" du miroir externe.
Cela signifie que la pointe SNOM est à quelques microns du miroir externe.

La variation de puissance optique induite par la réinjection est d'autant plus élevée que la puissance optique réinjectée est élevée (cf §2.1.2). Le diamètre restreint (50 à 100 nm) de de la sonde SNOM fait que la puissance optique collectée par la sonde est probablement trop faible pour obtenir une variation de puissance optique détectable.
On choisit de remplacer la pointe SNOM par une fibre clivée : l'ouverture est plus grande, on doit récupérer plus de lumière qu'avec la pointe SNOM et donc mieux mesurer une variation de la puissance optique du VCSEL.

Les premiers résultats s'avèrent intéressants (voir figure 3.9).

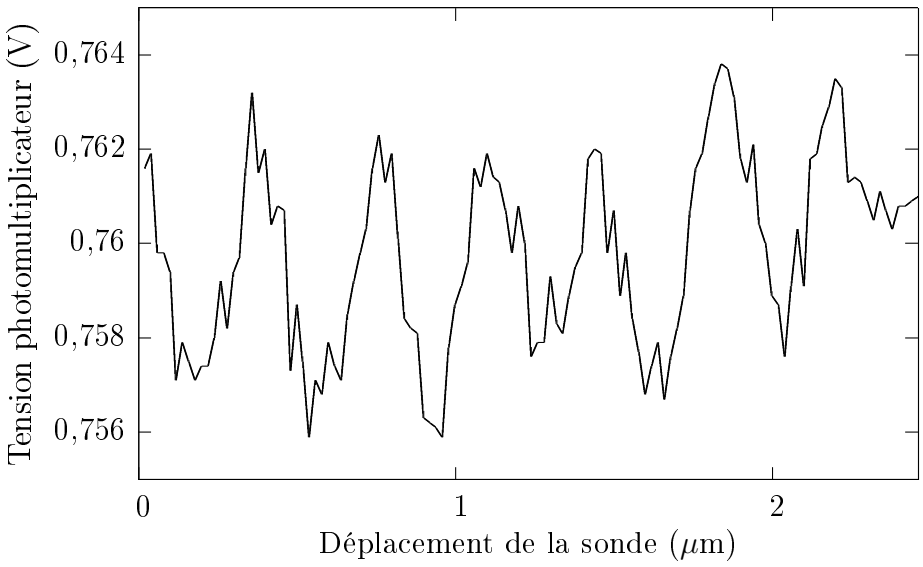


Fig. 3.9 – Variation de la tension du photomultiplicateur (signal optique) avec l'approche de la sonde.

On observe une variation quasiment périodique du signal optique avec le déplacement de la fibre (donc la variation de la longueur de la cavité externe), on peut estimer approximativement la période à environ 300 nm. Cette valeur est trop faible.
Le déplacement est estimé sans être connu précisément : on connaît la tension appliquée à l'actionneur piézoélectrique, on considère que l'élongation du piézoélectrique varie linéairement avec la tension appliquée. On néglige de plus l'hystérésis de l'élongation de l'actionneur piézoélectrique par rapport à la tension appliquée.

Précisons que l'actionneur utilisé est un actionneur PiezoJena de référence "PA 25/14 SG". Comme l'"actionneur 1" du microscope SNOM (cf §3.1.1), il s'agit d'une céramique piézoélectrique multicouche. On peut supposer comme précédemment au §3.2 que le vieillissement modifie les propriétés piézoélectriques de l'actionneur.
De plus, la plage de tension utilisée pour faire varier l'élongation de l'actionneur influe également sur la linéarisation de l'élongation de l'actionneur piézoélectrique avec la tension appliquée à celui-ci.
La courbe expérimentale 3.9 nous indique que le coefficient reliant l'élongation de l'actionneur et la tension qui lui est appliquée doit être corrigé car la période du signal obtenu est en réalité de $\lambda/2 = 425$ nm.
Cette expérience est donc un moyen d'étalonnage pour le transducteur.

On a pu ainsi mettre en évidence expérimentalement la variation de la puissance optique du VCSEL avec la variation de la longueur de la cavité externe et nous allons utiliser cette mise en évidence pour réaliser un microscope à asservissement optique.

3.3.4 Exploitation pour la microscopie

L'objectif est de concevoir un microscope à sonde locale avec un asservissement basé sur l'utilisation de la réinjection optique dans un VCSEL.

Reprenons une portion de la figure 3.9 et plaçons les points A et B entre lesquels le signal optique est une fonction monotone de la longueur de la cavité externe (voir figure 3.10). On désigne L_A, respectivement L_B, la longueur de cavité externe au point A, respectivement B. On désigne la valeur du signal optique au point A par Opt_A et au point B par Opt_B. La distance $L_A L_B$ vaut environ $\lambda/4 = 212,5$ nm.

On utilise uniquement la portion de la courbe comprise entre les points A et B pour l'asservissement.
Le signal optique doit rester dans l'intervalle défini par les valeurs Opt_A et Opt_B tout au long du balayage. En effet, la forme de la courbe permet de faire correspondre une seule valeur de longueur de cavité externe (donc de topographie) à une seule valeur du signal optique. Une portion de courbe plus importante ne serait plus une fonction bijective.

On fixe initialement la longueur de cavité externe à mi-distance de L_A et L_B. Cela signifie que la topographie peut varier de $\pm\lambda/8 = \pm 106{,}25$ nm par rapport à ce point en conservant le signal optique entre les extrémités Opt_A et Opt_B. Donc la variation maximale de topographie de l'échantillon d'un point de mesure au point de mesure suivant pour conserver la bijectivité avec le signal optique est de $\pm$ 106,25 nm.

L'asservissement optique doit maintenir tout au long du balayage un signal optique constant et donc une distance fibre–échantillon constante. La consigne est la valeur du signal optique en début du balayage : Vi_{opt}.

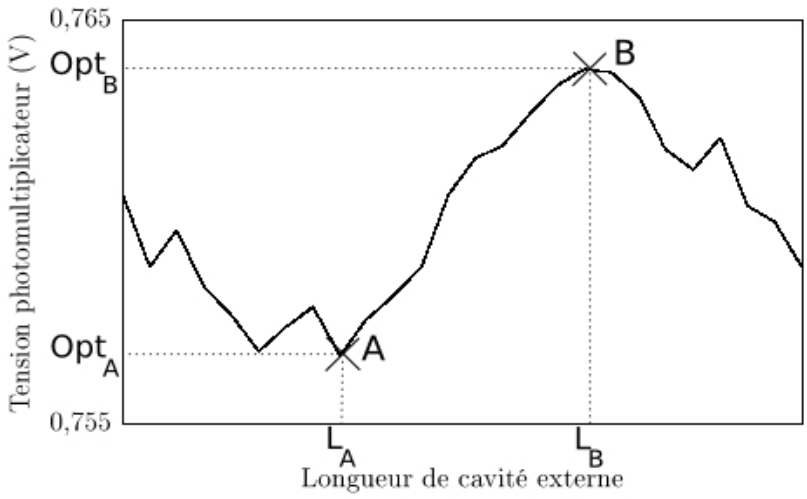


Fig. 3.10 – Tension du photomultiplicateur (signal optique) en fonction de la longueur de la cavité externe.

On nomme V_{opt} la valeur du signal optique, ΔV_{opt} la quantité $V_{opt} - Vi_{opt}$. On désigne par Δz la variation de topographie par rapport à la topographie au début du balayage.

La quasi-linéarité de la portion de courbe choisie permet de considérer qu'il y a une relation linéaire entre ΔV_{Opt} et Δz. On désigne par ρ le coefficient de proportionnalité reliant ces deux grandeurs : $\Delta V_{Opt} = \rho \Delta z$.

On considère que l'élongation de l'actionneur piézoélectrique l est linéaire avec la tension $V_{piézo}$ qui lui est appliquée. Nommons γ le coefficient de proportionnalité : $l = \gamma V_{piézo}$. On nomme $Vi_{piézo}$ la tension appliquée à l'actionneur au début du balayage.

Si $\Delta V_{opt} \neq 0$, l'asservissement agit sur l'actionneur piézoélectrique pour modifier la distance pointe-échantillon.
L'asservissement applique une tension supplémentaire à l'actionneur $\Delta V_{piézo} = V_{piézo} - Vi_{piézo}$ telle que la variation de l'élongation du transducteur piézoélectrique Δl annule la variation du signal optique et donc aussi la variation de la longueur de la cavité externe. On peut écrire que :

$$\Delta V_{piézo} = \frac{\Delta l}{\gamma} = \frac{-\Delta z}{\gamma} = \frac{-\Delta V_{opt}}{\rho\gamma} \tag{3.4}$$

Ensuite il faut effectuer une vérification de l'écart entre la consigne Vi_{opt} et la mesure du signal optique V_{opt} et correction de l si besoin.
On fixe un écart ϵ acceptable entre V_{opt} et Vi_{opt}. Cela signifie que la variation de tension du photomultiplicateur induite par la variation de la topographique ne sera pas rigoureusement annulée par l'asservissement, il subsistera un écart qui générera une erreur dans la mesure de la topographie de l'échantillon. Cette erreur sera par la suite estimée.

L'asservissement ajuste l jusqu'à obtenir : $|\Delta V_{opt}| < \epsilon$.
Cette correction est nécessaire car la relation entre Δz et ΔV_{Opt} s'écarte de la loi linéaire tout comme celle reliant l et $V_{piézo}$. Il y a de plus de l'hystérésis dans l'élongation du piézoélectrique par rapport à la tension qui lui est appliquée.

La mesure de $\Delta V_{piézo}$ en fin d'asservissement nous permet de connaître la variation topographique par rapport au début du balayage : $\Delta z = -\gamma \Delta V_{piézo}$.

L'asservissement nécessite donc de connaître les valeurs de ρ et γ. γ est obtenu à partir de la calibration faite au §3.3.3, on trouve γ =0,283 μm/V. ρ est déterminé préalablement à la mesure de chaque échantillon (cf §3.3.5).

La détermination de l'incertitude ϵ_z sur Δz repose sur les incertitudes instrumentales en volts : ϵ_{PH} sur la mesure du photomultiplicateur, ϵ_{AC} sur l'acquisition de la tension du photomultiplicateur par la carte d'acquisition, ϵ_{Pz} sur l'obtention par la carte d'acquisition de la tension appliquée à l'actionneur. Il faut ajouter l'erreur ϵ (en V) sur la tension du photomultiplicateur dans l'asservissement.
Notons également que l'approximation linéaire reliant l'élongation de l'actionneur et la tension qui lui est appliquée est plus juste lorsque l'on reste à proximité de la tension initiale $Vi_{piézo}$. Une bonne précision de la mesure topographique sera donc obtenue avec de faibles variations topographiques reliant les points de mesures successifs.

On mesurera des échantillons avec des variations topographiques limitées, on restera donc à proximité de $Vi_{piézo}$ et on pourra donc considérer que les erreurs avec les modèles linéaires utilisant γ et ρ sont négligeables.

Vi_{opt} étant une valeur fixée avant le balayage de l'échantillon, l'incertitude sur ΔV_{opt} mesuré au cours du balayage ne dépend que de l'incertitude sur la mesure de V_{opt}.
L'incertitude sur la mesure de V_{opt} s'écrit $\epsilon_{PH} + \epsilon + \epsilon_{AC}$, ce qui génère une incertitude sur Δz de $\frac{1}{\rho}(\epsilon_{PH} + \epsilon + \epsilon_{AC})$.
ϵ_{Pz} génère une incertitude supplémentaire sur Δz égale à $\gamma \epsilon_{Pz}$.

On obtient l'évaluation complète de l'incertitude ϵ_z sur Δz :

$$\epsilon_z = \frac{\epsilon_{PH} + \epsilon + \epsilon_{AC}}{\rho} + \gamma \epsilon_{Pz} \tag{3.5}$$

ϵ est fixé à 10-3 V, empiriquement pour obtenir une bonne précision et permettre que la condition que $|\Delta V_{opt}| < \epsilon$ puisse être remplie.
ϵ_{AC} et ϵ_{Pz} sont obtenues des données du constructeur (carte de référence "PCI-DAS1200" de Measurement Computing) : ϵ_{AC}=1,22mV et ϵ_{Pz} =2,44 mV.
Pour ϵ_{PH}, le fabricant du photomultiplicateur indique que le gain varie de $\pm$ 2,5%, c'est une erreur relative. ϵ_{PH} vaut donc 0,025V_{opt}. V_{opt} mesuré est généralement de quelques volts, on considérera une valeur approximative de ϵ_{PH} de 0,1 V.

On peut donc réécrire 3.5 avec les valeurs trouvées pour exprimer ϵ_z en nanomètres :

$$\epsilon_z = \frac{0,10222}{\rho} + 0,7 \tag{3.6}$$

On constate que l'estimation de l'incertitude ϵ_z sur la topographie exige un paramètre recalculé pour chaque expérimentation et nécessite donc des résultats expérimentaux. Dans le §3.5.1, où des résultats expérimentaux sont présentés, on donnera une estimation de ϵ_z.

L'important pour cette expérimentation est de bien choisir la portion de la courbe que l'on obtient en approchant la fibre de l'échantillon. Le choix repose sur deux critères : une variation importante du signal optique ΔV_{Opt} afin de déceler des faibles variations de la topographie Δz et une variation quasi-linéaire entre le signal optique et la longueur de la cavité externe qui facilitera la mise en œuvre de l'asservissement.

Remarque : la périodicité de 425 nm génère l'inconvénient que l'extrémité de la fibre clivée peut être "loin" (quelques microns) de la surface, ce qui peut entraîner une résolution latérale dégradée.

3.3.5 Gestion de la mesure par le programme informatique

Le montage du microscope est piloté par un programme informatique réalisé sous Labview. La figure 3.11 schématise les principales étapes du programme.
Avant son exécution, l'utilisateur choisit les paramètres du balayage (point initial du balayage, dimensions du balayage, pas d'échantillonnage) et de la mesure optique (nombre de mesures et intervalles temporels entre chaque mesure cf §3.3.5, calibre de la carte d'acquisition pour l'enregistrement de la tension du photomultiplicateur).

Les quatre principales fonctions du programme sont le positionnement de la fibre à proximité de l'échantillon, le balayage horizontal, l'asservissement optique et l'enregistrement des données topographiques et optiques.

Positionnement de la fibre

C'est un processus commandé par l'utilisateur. L'utilisateur choisit l'approche (par pas séquentiel de 0,5 μm effectué par l'actionneur). L'affichage de la tension du photomultiplicateur en fonction de l'approche permet à l'utilisateur de déterminer une portion de courbe intéressante. Pour ce faire, l'utilisateur fixe les points extrêmes de la course A et B.
Le programme se charge de positionner l'approche au milieu de l'intervalle $[L_A L_B]$ et de déterminer le paramètre ρ.

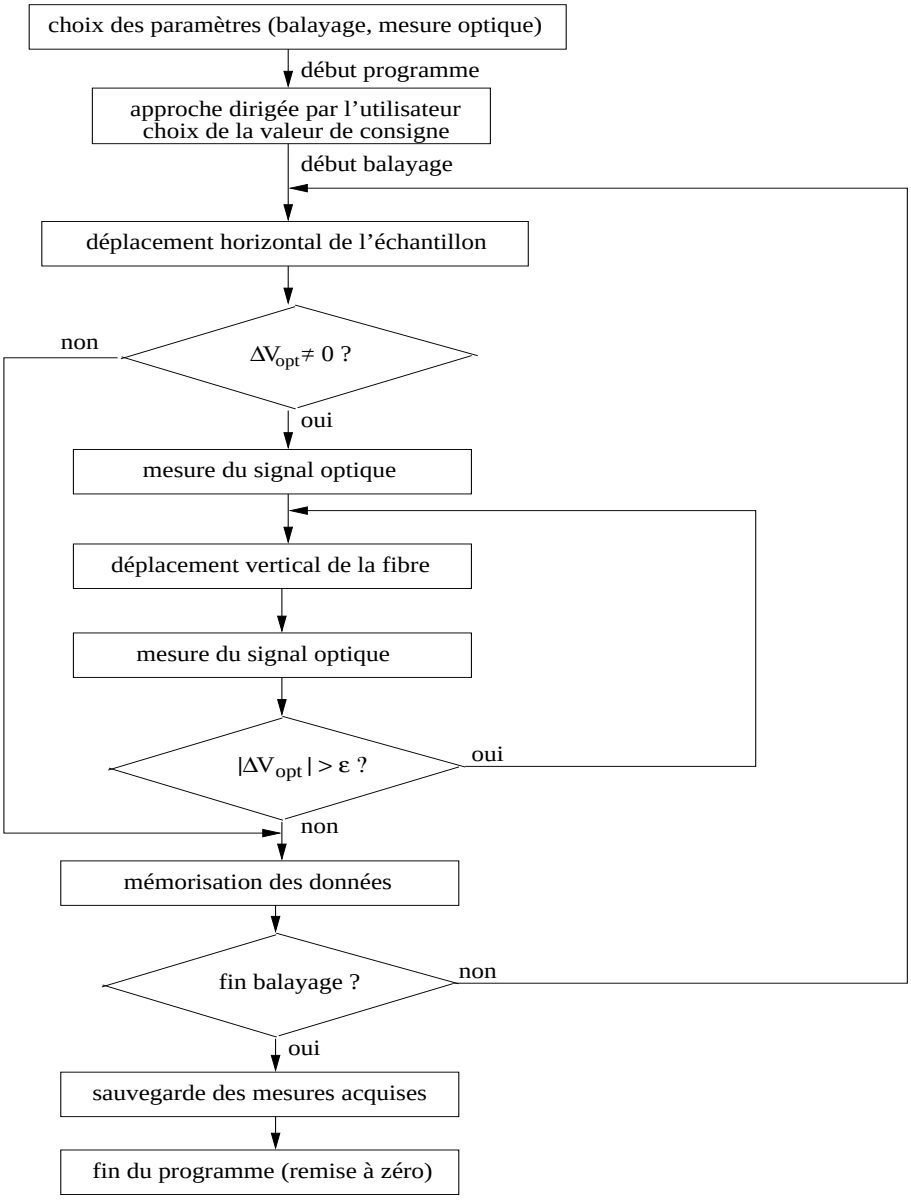


FIG. 3.11 – Diagramme résumant les principales étapes du programme.

Balayage horizontal

Comme pour le microscope décrit dans le paragraphe 3.1.1, la platine en XY assure le déplacement horizontal de l'échantillon par rapport à la fibre. Le pas de l'échantillonnage, le point initial du balayage et les dimensions du balayage sont définis initialement par l'utilisateur.

Asservissement

L'asservissement (cf §3.3.4) maintient la distance pointe–échantillon constante en utilisant la mesure signal optique et en agissant sur l'élongation de l'actionneur.

La mesure du signal optique via l'évaluation de tension délivrée par le photomultiplicateur permet d'extraire une valeur moyenne de mesures optiques. L'utilisateur fixe à l'avance le nombre d'itérations pour effectuer cette moyenne ainsi que l'intervalle temporel entre chaque mesure.
Même sans déplacer la sonde, le signal optique n'est pas parfaitement stable au cours du temps. Les nombreuses expérimentations menées permettent de penser qu'une instabilité importante peut-être est générée au niveau de l'injection du faisceau laser du VCSEL dans la fibre optique.
Pour annuler les fluctuations, on prend la valeur moyenne de plusieurs mesures sur un intervalle temporel.
Typiquement, on effectue 10 à 20 mesures à intervalles temporels de 50 à 100 ms.

La mesure optique est collectée par le programme par une carte d'acquisition. L'ordinateur communique avec l'actionneur via un port RS-232.

Enregistrement des données topographiques

A chaque point de mesure, on enregistre le déplacement de l'actionneur produit par l'asservissement, ce déplacement correspond au signe près à la variation topographique de l'échantillon par rapport au point initial du balayage (cf §3.3.4).
Lorsque le balayage est terminé on obtient un relevé 3D composé des variations topographiques de l'échantillon.

Enregistrement des données optiques

Pendant le balayage, la variation de la topographie de l'échantillon produit une variation du signal optique que l'on enregistre. La valeur du signal optique est obtenue par la

moyenne de mesures effectuées à intervalles temporels identiques (comme indiqué dans le paragraphe précédent "Asservissement").

3.4 Aspects théoriques

Il s'agit d'expliquer théoriquement l'effet de la réinjection optique que l'on utilise dans le microscope à asservissement optique. On emploie une modélisation pour calculer l'effet de la variation de la cavité externe (donc la topographie de l'échantillon) sur la puissance optique du VCSEL.

3.4.1 Modèle simplifié de la réinjection

En s'intéressant exclusivement à la lumière laser circulant du VCSEL à l'échantillon, on peut schématiser l'expérimentation par la figure 3.12.

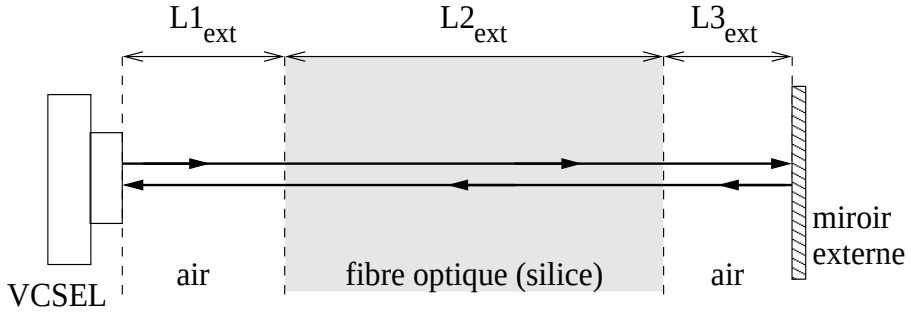


Fig. 3.12 – Schéma du chemin optique VCSEL–échantillon.

Dans cette étude, la réflectivité de la face clivée (4%) de la fibre optique est négligée.
Considérons un rayon lumineux allant du VCSEL à l'échantillon.
Le chemin optique est constitué d'une partie de longueur fixe $L1_{ext} + L2_{ext}$ et d'une partie de longueur mobile $L3_{ext}$. $L1_{ext}$ est la distance constante séparant le VCSEL de l'extrémité clivée de la fibre dans laquelle on injecte le faisceau laser, $L2_{ext}$ représente la longueur de la fibre optique allant du VCSEL à l'échantillon. $L3_{ext}$ est la distance fibre–échantillon. Du fait de la topographie variable de l'échantillon, $L3_{ext}$ n'est pas constant.

La distance de l'extrémité de la fibre à l'échantillon, $L3_{ext}$ vaut 10-20 μm (cf §3.3.3). Comme cette distance est plus grande que la longueur d'onde, on peut [79] considérer le champ lointain (ondes propagatives) émis par la fibre pour décrire la réflexion sur le miroir externe et la réinjection dans la fibre. Le faisceau émis constitue un cône solide dont nous notons ψ le demi-angle.

On utilise la méthode décrite dans [80], pour déterminer ψ. L'avantage de cette méthode est de ne nécessiter que le rayon du coeur de la fibre a_c, l'ouverture numérique ON de la fibre et la longueur d'onde λ du VCSEL.
On détermine en premier le diamètre de champ mode d_G (en anglais MFD : Mode Field Diameter) qui permet de rendre compte que le champ modal s'étend au-delà du cœur dans une fibre monomode. La relation empirique suivante est utilisée :

$$\frac{d_G}{2a_c} \approx 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \tag{3.7}$$

Cette relation donne une précision meilleure que 1% pour des fibres optiques à saut d'indice pour lesquelles 0,8<V<2,5. V est défini par : $V = \frac{2\Pi}{\lambda} a_c ON$.

ψ s'obtient alors par

$$\psi = \arcsin \frac{2\lambda}{\Pi d_G} \tag{3.8}$$

On peut alors utiliser l'optique géométrique (cf §3.2 sur la validité de l'approche géométrique) pour représenter la réflexion sur le miroir externe et calculer la puissance réinjectée dans la fibre après réflexion sur le miroir externe.

On se rapportera au §4.2.1 où un cas similaire de réinjection avec un cône de dispersion est traité par l'optique géométrique.
On obtient la fraction de puissance lumineuse réinjectée dans la fibre ζ, indépendamment des pertes par réflexion sur le miroir externe (l'échantillon) :

$$\zeta = \begin{cases} \dfrac{(a_c - L3_{ext} \tan\psi)^2}{a_c^2} & \text{pour } L3_{ext} \leq a_c/tan(\psi) \\ 0 & \text{pour } L3_{ext} > a_c/tan(\psi) \end{cases} \tag{3.9}$$

On prendra en compte ces pertes de dispersion et les pertes par réflexion sur le miroir externe.

Le déphasage ϕ de l'onde laser après un aller-retour de la face émettrice du VCSEL jusqu'à l'échantillon peut s'écrire :

$$\phi = 4\Pi(\frac{L1_{ext}}{\lambda} + \frac{L2_{ext}}{n_c\lambda} + \frac{L3_{ext}}{\lambda}) = \phi_0 + 4\Pi\frac{L3_{ext}}{\lambda} \tag{3.10}$$

où n_c est l'indice optique du cœur de la fibre optique (silice), λ est la longueur d'onde du laser, ϕ_0 est la valeur de déphasage constant induit par les portions de longueur fixe $L1_{ext}$ et $L2_{ext}$.

La situation expérimentale peut donc se ramener approximativement au schéma de la

figure 2.2 : un VCSEL avec une cavité externe, le déphasage après un aller-retour est ϕ, le miroir de la cavité externe est la surface de l'échantillon constitué de silicium.

On détermine la réflectivité équivalente. Les détails du calculs sont donnés en annexe 4.6.5("Annexe A Calcul de la réflectivité équivalente").
On obtient l'expression de la réflectivité équivalente :

$$R_{equiv} = \frac{R_2 + (\sqrt{\kappa}(1-R_2)+R_2)^2\zeta R_{ext} + 2r_{12}\sqrt{\zeta}r_{23}(\sqrt{\kappa}(1-R_2)+R_2)cos\phi}{1+R_2\zeta R_{ext} + 2r_{12}\sqrt{\zeta}r_{23}cos\phi} \tag{3.11}$$

où R_2 est la réflectivité du miroir de Bragg de la face émettrice du VCSEL, R_{ext} est la réflectivité du miroir externe, r_{23} représente le coefficent de réflexion d'une onde venant de la cavité externe et se réfléchissant sur le miroir externe. On rappelle que κ est la fraction de puissance lumineuse du VCSEL injectée dans le bras de la jonction Y à l'extrémité duquel se trouve la sonde optique.

Influence de la cavité externe sur la puissance optique

Considérons les équations d'évolution des populations de photons et de porteurs de charge (électrons et trous) dans la zone active du laser. Ces équations sont données par [81] :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV} - \frac{N}{\tau} - v_g g N_p \tag{3.12}$$

$$\frac{dN_p}{dt} = \Gamma v_g g N_p + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_p}{\tau_p} \tag{3.13}$$

N est la densité d'électrons (égale à celle des trous) dans la zone active, N_p est la densité de photons dans la zone active, η_i est l'efficacité quantique interne (fraction du courant d'alimentation participant à la création de porteurs de charge), q est la charge élémentaire, V est le volume de la zone active, v_g est la vitesse des photons dans la cavité, g est le gain, Γ est le rapport du volume de la zone active sur le volume de la cavité laser, β_{sp} est le facteur d'émission spontanée, R_{sp} est le taux de recombinaison spontanée et τ_p est le temps de vie des photons.

On se propose d'utiliser une méthode simple [82] pour obtenir à partir de ce système une relation reliant la variation de puissance optique et la longueur de la cavité externe.

Plaçons nous au courant seuil : $I = I_{th}$ et $N = N_{th}$. I_{th} est le courant au seuil et N_{th} est la densité de porteurs de charges dans la zone active au seuil.
La puissance optique P_{opt} est négligeable donc N_p aussi.
Considérons l'équation 3.12 en régime constant : $\frac{dN}{dt} = 0$. On trouve :

$$\frac{\eta_i I_{th}}{qV} = \frac{N_{th}}{\tau} \tag{3.14}$$

Prenons maintenant un courant $I \geq I_{th}$. On a N=N_{th}. Le gain g peut s'exprimer [81] par la relation $g = \frac{\partial g}{\partial N}(N - N_{tr})$ où N_{tr} est la densité de porteurs de charge de transparence et g_{th} est le gain au seuil. On a donc $g = g_{th} = \frac{\partial g}{\partial N}(N_{th} - N_{tr})$.

On se place en régime constant : $\frac{dN}{dt} = 0$.
De l'équation 3.12, on peut écrire que :

$$v_g g_{th} N_p = \frac{\eta_i I}{qV} - \frac{N_{th}}{\tau} \tag{3.15}$$

En combinant les relations 3.15 et 3.14, on obtient :

$$N_p = \frac{\eta_i}{qV}(I - I_{th}) \times \frac{1}{v_g g_{th}} \tag{3.16}$$

La puissance optique du VCSEL P_{opt} est proportionnelle à N_p. En effet, la puissance est un taux d'énergie (en J.s^{-}1). Elle correspond au taux d'énergie du flux de photons provenant de la face émettrice du VCSEL. On peut l'exprimer par :

$$P_{opt} = h_p \nu \times N_p v_g S_0 (1 - R_2) \tag{3.17}$$

où S_0 est la section traversée par les photons pour rejoindre le milieu extérieur, h_p est la constante de Planck et ν est la fréquence de l'onde laser.

On peut récrire P_{opt} avec les équations 3.17 et 3.16 :

$$P_{opt} = h_p \nu \times \frac{\eta_i}{qV}(I - I_{th}) \times \frac{1}{g_{th}} \times S_0 (1 - R_2) \tag{3.18}$$

Considérons maintenant P_{ref} la puissance optique du VCSEL sans cavité externe alimenté par un courant I. On choisit cette puissance optique comme puissance optique de référence. On norme la valeur de P_{opt} à la valeur de P_{ref} en posant $p_{opt} = \frac{P_{opt}}{P_{ref}}$.

Intéressons-nous à p_{opt}.
Avec les équations 3.17 et 3.16, on peut écrire que :

$$p_{opt} = \frac{N_p}{Np_{ref}} = \frac{I - I_{th}}{I - Ith_{ref}} \times \frac{gth_{ref}}{g_{th}} = \frac{I/Ith_{ref} - I_{th}/Ith_{ref}}{I/Ith_{ref} - 1} \times \frac{gth_{ref}}{g_{th}} \tag{3.19}$$

où pour le VCSEL sans cavité externe et un courant d'alimentation I, Ith_{ref} est le courant au seuil, gth_{ref} est le gain au seuil et Np_{ref} est la densité photonique dans la zone active.

De la référence [53], on peut écrire que :

$$\frac{I_{th}}{Ith_{ref}} = \frac{g_{th}}{gth_{ref}} \tag{3.20}$$

De l'équation 1.2, on sait que gth_{ref} s'exprime par :

$$gth_{ref} = \frac{1}{h}(\ln(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}) + \alpha L) \tag{3.21}$$

où h est l'épaisseur de la zone active, L est la longueur de la cavité, α représente les pertes de cavité et R_1 et R_2 sont les réflectivités des miroirs de Bragg (R_2 est la réflectivité du miroir de la face émettrice).

La valeur du gain au seuil g_{th} avec une cavité externe est donnée par l'équation 2.3 :

$$g_{th} = \frac{1}{h}(\ln(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_{equiv}}}) + \alpha L) \tag{3.22}$$

En combinant les équations 3.19 à 3.22, on peut exprimer p_{opt} comme suit :

$$p_{opt} = \frac{\frac{I}{Ith_{ref}} \times \frac{gth_{ref}}{g_{th}} - 1}{\frac{I}{Ith_{ref}} - 1} \tag{3.23}$$

avec :

$$\frac{gth_{ref}}{g_{th}} = \frac{\alpha L + ln\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}}{\alpha L + ln\frac{1}{\sqrt{R_1 R_{equiv}}}} \tag{3.24}$$

en rappelant que :

$$R_{equiv} = \frac{R_2 + (\sqrt{\kappa}(1-R_2) + R_2)^2 \zeta R_{ext} + 2r_{12}\sqrt{\zeta} r_{23}(\sqrt{\kappa}(1-R_2) + R_2) cos\phi}{1 + R_2 \zeta R_{ext} + 2r_{12}\sqrt{\zeta} r_{23} cos\phi}$$

avec

$$\phi = \phi_0 + 4\Pi\frac{L3_{ext}}{\lambda} \quad \text{et} \quad \zeta = \frac{(a_c - L3_{ext}\tan\psi)^2}{a_c^2} \text{ si } L3_{ext} \leq a_c/tan(\psi), \text{ 0 sinon.}$$

Des relations 3.23 et 3.24, on voit que, pour un VCSEL donné, on a une relation reliant la puissance optique et la longueur de cavité externe dans laquelle seule la distance fibre-échantillon $L3_{ext}$ (donc la topographie de l'échantillon) peut faire varier p_{opt}.

3.4.2 Simulation numérique

Nous allons simuler la variation relative p_{opt} de puissance optique du VCSEL en faisant varier la longueur de la cavité externe, plus précisément on fait varier la distance fibre–échantillon $L3_{ext}$. On simule de cette manière, au signe près, l'effet d'une variation de la topographie de l'échantillon sur la puissance optique du VCSEL.

Le nombre de paramètres nécessaires est restreint : les pertes de cavité, les réflectivités des miroirs de Bragg et du miroir externe, la longueur d'onde du laser, la valeur du paramètre κ, la valeur du courant seuil et les paramètres de la fibre optique (rayon du cœur, ouverture numérique).

Le VCSEL utilisé est un VCSEL Thorlabs de référence "VCSEL 850 nm". On prend pour la longueur d'onde d'émission $\lambda = 850$ nm. D'après les données du fabricant, nous savons que le courant seuil I_{th} a typiquement une valeur de 2,2 mA.

I est un paramètre expérimental pris non loin du seuil ($I = 5$ mA).

La puissance optique du VCSEL n'est pas connue précisément mais on sait d'après les données du fabricant que la puissance optique typique est de 1,85 mW pour un courant de 8 mA. Le courant I est pris non loin du courant seuil. On prend pour P_{ref} la valeur approximative de 1 mW.

Dans le §1.2.1, on a vu que les matériaux pour les miroirs de Bragg avec des interfaces à saut d'indice, dépend de la longueur d'onde du laser. Dans le proche infra-rouge (contenant la longueur d'onde 850 nm), on a souvent des miroirs de Bragg en $Al_xGa_{1-x}As$ avec $0 \leq x \leq 1$. De plus, l'utilisation de ces matériaux [8] a conduit a un succès commercial de VCSEL émettant à 850 nm. On suppose donc que les miroirs de Bragg sont en $Al_xGa_{1-x}As$ avec $0 \leq x \leq 1$.

Du §1.2.2, on sait que les matériaux pour la zone active dépendent aussi de la longueur d'onde du laser. Dans le proche infrarouge, on utilise les matériaux : $Al_xGa_{1-x}As$ avec $0 \leq x \leq 1$.

On peut donc supposer que les VCSEL émettant à une longueur d'onde très voisine de 850 nm sont constitués de matériaux très semblables au VCSEL que nous utilisons. On peut considérer que les valeurs des paramètres recherchées dépendant des matériaux utilisés sont approximativement les mêmes que pour les autres VCSEL émettant à une longueur d'onde proche de 850 nm.

On obtient les pertes de cavité de la référence [53] : les auteurs utilisent un VCSEL émettant à 845 nm et considèrent que les pertes de cavité valent 20 cm^{-1}.

Les réflectivités des miroirs de Bragg et l'indice optique de la cavité n_{cav} sont pris du

§4.6.3 : ces valeurs sont calculées dans un VCSEL de référence "HFE4085-321" d'Advanced Optics Components à puits quantiques émettant à 850 nm.
On obtient $R_1 = 0{,}9953$, $R_2 = 0{,}9976$ et $n_{cav} = 3{,}2$.

La cavité d'un VCSEL ayant une longueur typiquement de 1λ [8] a une longueur $L = \lambda/n_{cav} \approx 265{,}6$ nm.

Le miroir externe est en silicium de réflectivité [83] $R_{ext} \approx 0{,}37$ pour une longueur d'onde d'environ 850 nm.

Le coefficient de réflection r_{ij} [55] à l'interface de deux milieux sous une incidence normale en négligeant l'absorption s'écrit :

$$r_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j} \tag{3.25}$$

où l'onde incidente vient du milieu i d'indice optique n_i en direction du milieu j d'indice optique n_j.
Pour r_{12} et r_{23} :
- le milieu 1 est la dernière couche du miroir de Bragg de la face émettrice. En début de ce paragraphe, on a supposé que le VCSEL a des miroirs de Bragg en $Al_xGa_{1-x}As$ avec $0 \leq x \leq 1$ donc $n_1 > 1$,
- le milieu 2 est de l'air : $n_2 = 1$,
- le milieu 3 est du silicium : [83] $n_3 > 1$.

On en déduit que $r_{12} > 0$ et $r_{23} < 0$.
Connaissant les réflectivités R_2 et R_{ext}, on détermine [55] que $r_{12} = \sqrt{R_2} \approx 0{,}9976$ et $r_{23} = -\sqrt{R_{ext}} \approx -0{,}6083$.

Le paramètre κ est évalué à partir de la valeur calculée de C_{eff} au §3.2. C_{eff} est défini comme le rapport, en dB, de la puissance envoyée à la pointe (ou l'extrémité clivée) sur la puissance émise par le VCSEL. On a donc $\kappa = 10^{(C_{eff}/10)} \approx 0{,}05$.

Pour le paramètre ζ, on a besoin des paramètres de la fibre optique utilisée : une fibre monomode Fibercore de référence "SM800-5.6-1.25". Le fabricant de la fibre indique que le cœur a un diamètre de 5,6 μm et que $0{,}10 < ON < 0{,}14$. On prendra le milieu de l'intervalle de variation pour l'ouverture numérique : $ON = 0,12$.
On obtient $V = 2{,}48$. On vérifie les conditions sur V pour utiliser 3.7 et on trouve que $\psi \approx 5{,}15\,^\circ$.

En faisant varier la longueur de la cavité externe L_{ext} (c'est à dire $L3_{ext}$), on modifie la valeur du déphasage $\phi = \phi_0 + 4\Pi\frac{L3_{ext}}{\lambda}$. ϕ_0 est constant, sa valeur n'est pas indispensable car nous voulons déterminer l'effet d'une variation de la longueur de la cavité externe donc d'une modification de ϕ sur la puissance optique. On fixe arbitrairement ϕ_0 à 0 pour plus de simplicité.

On peux maintenant calculer p_{opt} en faisant varier $L3_{ext}$ avec l'équation 3.23. On obtient

les figures 3.13 et 3.14. (Le point A dans la figure 3.14 est utilisé au §3.6.)

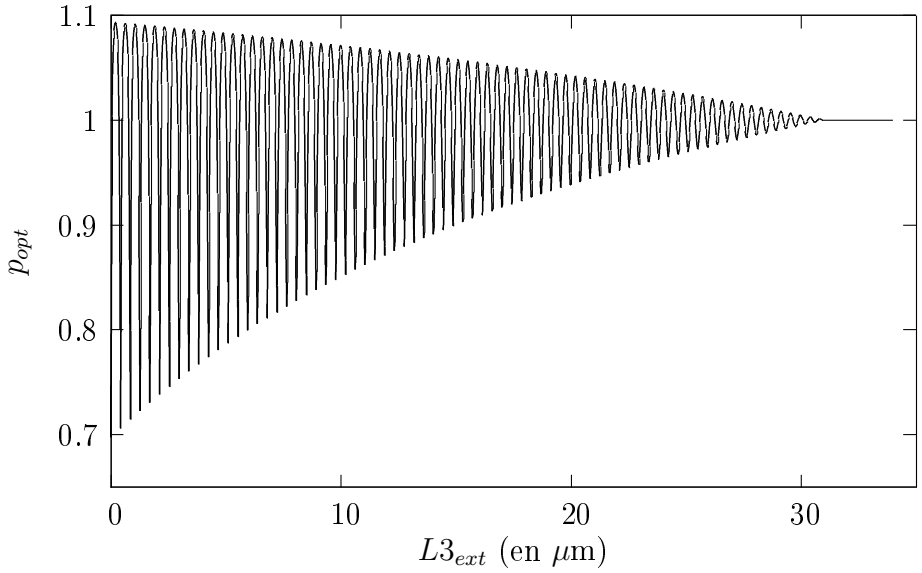


Fig. 3.13 – Courbe théorique de p_{opt} en fonction de $L3_{ext}$.

On obtient une courbe qui varie pseudo-périodiquement, la pseudo-période est $\lambda/2$: la présence de la fonction cosinus dans l'équation de R_{equiv} confère à la courbe un comportement périodique. Le paramètre ζ provoque l'effet d'amortissement de l'amplitude des oscillations.
Pour $L3_{ext} > 32$ μm il n'y a plus d'oscillation. $\zeta = 0$ et $R_{equiv} = R_2$: on est dans une situation équivalente à celle sans cavité externe car la puissance réinjectée est nulle. Donc le miroir externe n'amène plus de perturbation au VCSEL et sa puissance optique reste stable.
On constate que p_{opt} peut varier de 0,7 à 1,09, soit une variation maximale de 39%, lorsque la longueur de la cavité externe est modifiée.

3.5 Quelques résultats expérimentaux

3.5.1 Avec le microscope à asservissement optique

On veut mesurer la topographie d'un échantillon à partir des variations de la puissance optique du VCSEL induites par la réinjection optique. On a besoin d'un échantillon présentant des variations topographiques mais avec un indice optique homogène (cf §3.3.2).

L'échantillon doit avoir une surface relativement plane sur toute la région du balayage.

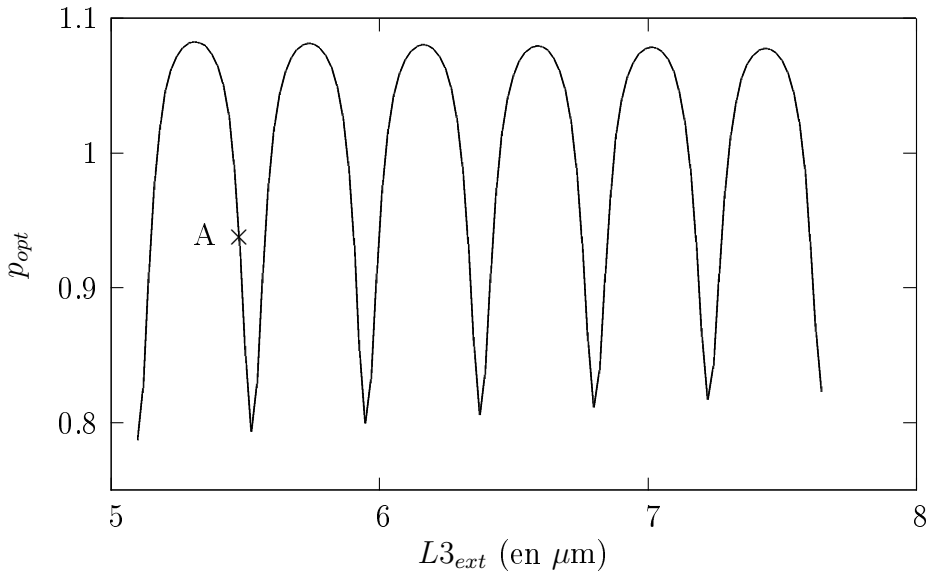


Fig. 3.14 – Courbe théorique de p_{opt} pour $L3_{ext}$ variant de 3λ.

On suppose en effet que la lumière sort de la fibre clivée, se rétroréfléchit sur l'échantillon de réflectivité constante puis est réinjectée dans la fibre. Dans ce cas là, topographie et longueur de cavité externe sont liées.
On choisit un échantillon plan en silicium que l'on incline volontairement par rapport au plan du balayage horizontal (cf figure 3.15).
On fabrique une cale en papier que l'on dispose sous l'échantillon (voir figure 3.15) pour obtenir une pente d'environ 1%.

On effectue la mesure avec le microscope à l'asservissement optique. L'image brute obtenue représente la variation topographique par rapport au point initial. Pour plus de lisibilité, on retranche à la valeur de tous les points de mesure la valeur minimale pour obtenir un minimum à zéro. On obtient ainsi l'image de la figure 3.16.

Globalement, l'image obtenue est un plan incliné. La pente est orientée pratiquement suivant l'axe Y. Le dénivelé maximal est de 62 nm.
Il nous faut maintenant mesurer la pente expérimentale pour la comparer à la pente induite par la cale. Nous considérons que l'inclinaison ne vient que de la cale (on néglige la dérive voir §3.2).
Nous utilisons l'ensemble des valeurs expérimentales pour calculer une pente moyenne.
On recherche le plan moyen : le plan contenant au mieux l'ensemble des points expérimentaux puis on détermine la droite du plan de pente maximale $pente_{max}$. La pente de cette droite est la pente recherchée.
On l'obtient par :

$$pente_{max} = \frac{h_{max} - h_{min}}{d} \tag{3.26}$$

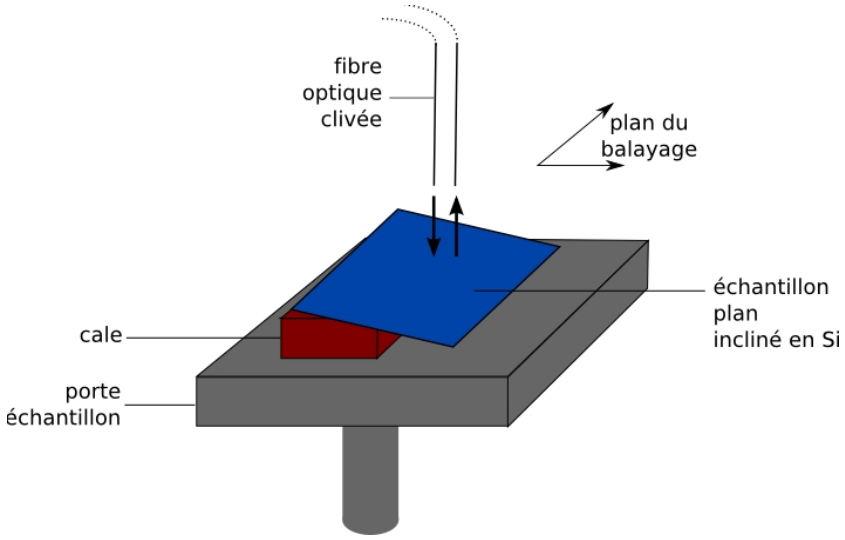


Fig. 3.15 – Schéma de l'expérimentation avec le plan en silicium.

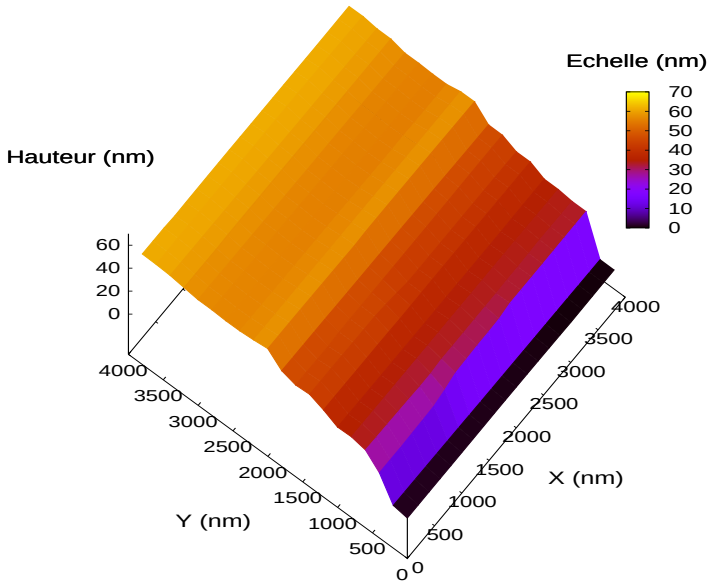


Fig. 3.16 – Image topographique du plan incliné en silicium avec le microscope à asservissement optique. Balayage : 3,8 μm $\times$ 3,8 μm.

où h_{max} et h_{min} sont les hauteurs maximale et minimale du plan moyen, et d est la distance reliant les points de hauteur maximale et minimale dans le plan moyen.

La pente calculée est $\approx$ 1,37%. On est donc proche du résultat attendu.

Cependant, en regardant plus en détails l'image, on voit qu'elle est constituée de lignes pratiquement parallèles à l'axe X et de hauteur différente, chaque ligne à la largeur du pas d'échantillonnage (200 nm). Cette structure en "marches d'escalier" n'est pas conforme avec le résultat attendu proche d'un plan parfait.
On tentera au paragraphe suivant §3.5.2 d'apporter une explication de cette image.

3.5.2 Comparaison des microscopes

Pour mieux apprécier la qualité de l'asservissement, on enlève le plan moyen à l'image brute : on supprime l'effet de dérive (cf §3.2) et de la cale. On obtient l'image de la figure 3.17.

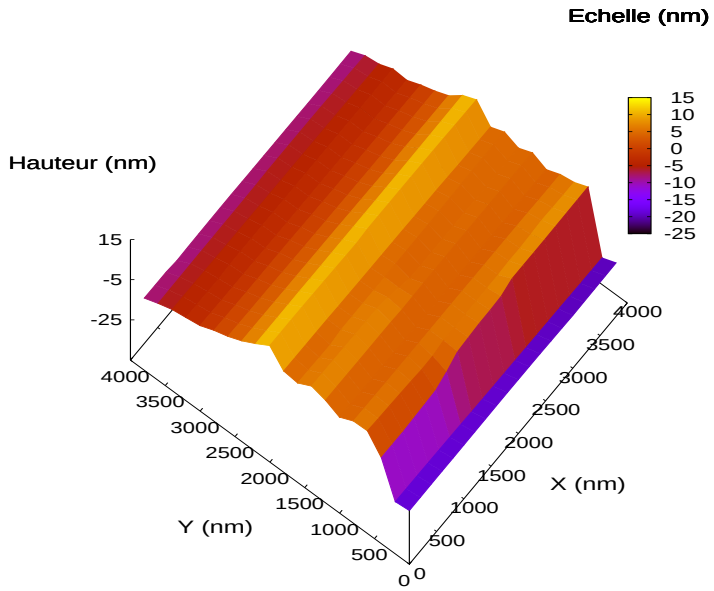


Fig. 3.17 – Image topographique avec le plan moyen soustrait obtenue avec le microscope à asservissement optique. Balayage : 3,8 μm $\times$ 3,8 μm.

Avec une surface parfaitement plane et un asservissement idéal, l'image de la figure 3.17 doit être un plan horizontal.

On effectue une mesure semblable du même échantillon avec le microscope SNOM avec

asservissement à forces de cisaillement décrit au §3.1.1. L'asservissement à forces de cisaillement est largement utilisé et le microscope dont nous disposons a montré des bons résultats, c'est donc une bonne référence. On va pouvoir comparer les résultats obtenus avec les deux microscopes.

Il faut apporter à ce niveau là quelques précisions par rapport au mode opératoire.
Lors du changement de l'asservissement optique à l'asservissement à forces de cisaillement, il faut remplacer la fibre clivée par une fibre dont l'extrémité est étirée. Le positionnement de l'échantillon ne peut être exactement le même et donc les zones balayées et les axes X et Y ne sont pas rigoureusement identiques.
Cependant, l'échantillon étant un plan incliné, les mesures doivent être semblables quelque soit la portion de l'échantillon balayée. Il est donc valable de faire une image avec le microscope SNOM pour la comparer avec celle obtenue avec le microscope à asservissement optique.

La figure 3.18 représente l'image topographique obtenue avec le microscope SNOM et le même traitement des données brutes que pour l'image de la figure 3.17 : soustraction du plan moyen.

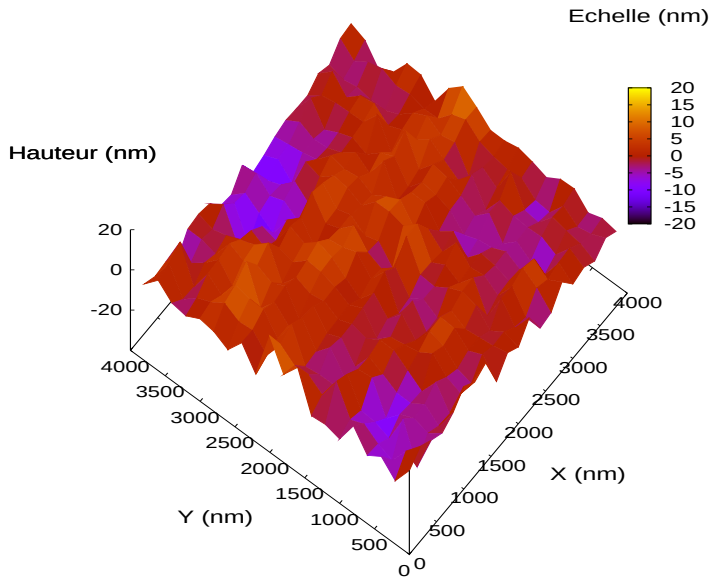


Fig. 3.18 – Image topographique avec le plan moyen soustrait obtenue avec le microscope SNOM. Balayage : 3,8 μm × 3,8 μm.

Dans l'image obtenue avec le microscope à asservissement optique (figure 3.17), le dénivelé maximal est inférieur à 34 nm. Le dénivelé est comme l'image 3.16, pratiquement suivant l'axe Y uniquement, l'image conserve la structure en "marches d'escalier" de l'image 3.16.

L'image de la figure 3.16 est obtenue à partir de l'image topographique brute dans laquelle on a soustrait la valeur minimale à toutes les valeurs expérimentales. L'image de la figure 3.16 est donc à une constante additionnelle près l'image brute. L'image brute a donc aussi une structure en "marches d'escalier", incliné suivant l'axe Y : l'image est constituée de lignes parallèles à l'axe X et chaque ligne a une hauteur quasiment constante. Le plan moyen est un plan incliné également pratiquement suivant l'axe Y.
Donc le fait de redresser l'image brute (en retranchant le plan moyen) réduit certes la différence de hauteur entre ces lignes parallèles à l'axe X mais l'imperfection de l'image fait que la structure en "marches d'escalier" inclinée suivant l'axe Y se retrouve dans l'image 3.17.

On peut faire l'hypothèse que cette structure s'explique par la résolution trop faible du microscope, c'est à dire sa capacité à détecter une faible variation de topographie. En effet, les images topographiques obtenues nous montrent que le microscope ne détecte que la variation topographique induite volontairement par la cale.
Dans ces conditions, avec un plan incliné suivant l'axe Y, les variations suivant l'axe X ne sont pas détectables. On obtient alors cette structure de lignes parallèles à l'axe des X et de hauteurs différentes.

Dans l'image obtenue avec le microscope SNOM, le dénivelé maximal est d'environ 36 nm.
Les variations topographiques sont aléatoires par rapport au plan horizontal XY. Les imperfections de l'asservissement et de la planéité de l'échantillon aboutissement à ce résultat.

La moyenne topographique est quasiment nulle pour les deux images. L'écart type de la topographie est de 8 nm avec l'asservissement optique et de 5 nm avec le microscope SNOM. Les mesures faites avec le microscope SNOM sont donc statistiquement meilleures : la mesure d'un plan (supposé parfait) fournit une image plus proche d'un plan parfait qu'avec le microscope à asservissement optique.

En conclusion, l'image d'un plan de silicium incliné par le microscope avec une fibre clivée et un asservissement optique fournit l'image topographique d'un plan incliné de pente très voisine de celle attendue.
Cependant, il apparaît dans l'image topographique une structure en "marches d'escalier" qui laisse supposer que la capacité du microscope à détecter de faibles variations topographiques est limitée.

3.6 Comparaison du modèle théorique avec les résultats expérimentaux

L'objectif de ce cette partie est d'utiliser les résultats expérimentaux obtenus au §3.5.1 pour obtenir une validation du modèle théorique présenté au §3.4.
Nous disposons de l'image expérimentale d'un plan incliné en silicium et une étude théorique donnant p_{opt} (la puissance optique normée à la puissance de référence de 1 mW) en fonction de la longueur de la cavité externe.
Il nous faut un paramètre dont on peut obtenir une valeur expérimentale et théorique. On choisit la pente de p_{opt} par rapport à $L3_{ext}$ soit : $\frac{\partial p_{opt}}{\partial L3_{ext}}$.
Commençons par la valeur théorique de cette pente.

3.6.1 Pente théorique

Rappelons que dans l'expérience on cherche (cf §3.3.4) une zone de variation linéaire du signal optique avec la longueur de la cavité externe. Lorsque l'on a trouvé un intervalle de longueur de la cavité externe approprié, on fixe initialement la longueur de cavité externe au milieu de cet intervalle.

Quand on réalise l'approche de la sonde vers l'échantillon, on diminue $L3_{ext}$ (la distance sonde–échantillon) et on cherche un intervalle dans lequel le signal optique est croissant avec l'approche de la sonde. On prend donc un intervalle pour lequel V_{opt} croit quand $L3_{ext}$ diminue.

Le point "A" sur la figure 3.14 peut être choisi comme le point théorique correspondant au point initial de l'expérience. Il est en effet placé au milieu d'un intervalle dans lequel V_{opt} augmente en diminuant $L3_{ext}$.

Le caractère pseudo-périodique de p_{opt} en fonction de $L3_{ext}$ (cf §3.4.2) fait que le choix de A est arbitraire : son abscisse aurait pu être décalée de $k\lambda/2$, k étant un entier relatif.

Considérons la pente théorique $pente_{theo}$ de p_{opt} par rapport à $L3_{ext}$:

$$pente_{theo} = \frac{\partial p_{opt}}{\partial L3_{ext}} \tag{3.27}$$

La courbe étant quasi-linéaire autour du point A (cf figure 3.14), on peut donc considérer que la pente moyenne autour ce point correspond à $pente_{theo}$. On peut donc déterminer $pente_{theo}$ à l'aide du taux de variation suivant :

$$pente_{theo} = \frac{\Delta p_{opt}}{\Delta L3_{ext}} \tag{3.28}$$

où Δp_{opt} est la variation de p_{opt} produite par $\Delta L3_{ext}$. $\Delta L3_{ext}$ est la variation de $L3_{ext}$ par rapport à la valeur initiale au point A de $L3_{ext}$. $\Delta L3_{ext}$ doit être suffisament petit par rapport à la longueur de l'intervalle ($\lambda/4$) de variation de $L3_{ext}$ pour que l'approximation linéaire reste valable.

L'asservissement sert à maintenir le signal optique près du point initial (le point A). On peut considérer que dans l'expérimentation, le signal optique reste très proche de sa valeur initiale, donc dans une zone considérée comme quasi-linéaire (cf §3.3.4).

On détermine la pente moyenne théorique $pente_{theo}$ autour de chaque point A possible de la courbe de la figure 3.13.
$L3_{ext}$ varie entre deux valeurs limites : $L3_{ext} = 0$ qui correspond au cas où fibre et échantillon sont en contact et $L3_{ext} \approx 32$ μm au delà de laquelle il n'y a plus de réinjection optique.
Si l'on découpe l'intervalle de variation de $L3_{ext}$ en sous-intervalles disjoints de longueur $\lambda/2$: $[0, \lambda/2[$, $[\lambda/2, \lambda[$..., il existe un point A dans chaque sous-intervalle.
Pour chaque sous-intervalle, on calcule la valeur de $L3_{ext}$ au point A.

On prend $\Delta L3_{ext} = 6$ nm, c'est à dire une variation de ± 3 nm par rapport à cette valeur de $L3_{ext}$.
Dans l'image expérimentale (cf §3.5.1 et figure 3.16), le plan est incliné pratiquement suivant l'axe Y et on a mesuré une pente moyenne de 1,37%. Suivant l'axe X, le déplacement vertical est faible. Suivant l'axe Y, comme le pas d'échantillonnage est de 200 nm, la variation moyenne entre deux points de mesures vaut : $200.10^{-9} \times 0{,}0013 < 3$ nm.
En choisissant pour le calcul théorique une variation de $L3_{ext}$ de $\pm$3nm, on couvre complètement le domaine de variation expérimentale.

La longueur de l'intervalle de variation de $L3_{ext}$ vaut $\lambda/4 = 212{,}5$ nm. En comparaison, la valeur de $\Delta L3_{ext}$ choisie est petite donc l'approximation linéaire faite pour obtenir la relation 3.28 est valable.
On peut obtenir les valeurs Δp_{opt} avec l'image optique fournie du plan incliné par le microscope à asservissement optique. Suivant l'axe Y, cette valeur est de l'ordre 5.10^{-4}.

La courbe de la figure 3.19 indique les résultats théoriques obtenus pour l'ensemble des points A.

Cette courbe montre une croissance de $pente_{theo}$ quand on augmente $L3_{ext}$. Ceci vient de la diminution du paramètre ζ pour des valeurs de $L3_{ext}$ croissantes, ce qui réduit l'amplitude des pseudo-périodes de p_{opt} (cf figure 3.13) et donc augmente la pente $pente_{theo}$.

L'intérêt de ces calculs théoriques est de les confronter aux résultats expérimentaux du plan incliné. Déterminons la valeur expérimentale de $pente_{theo}$.

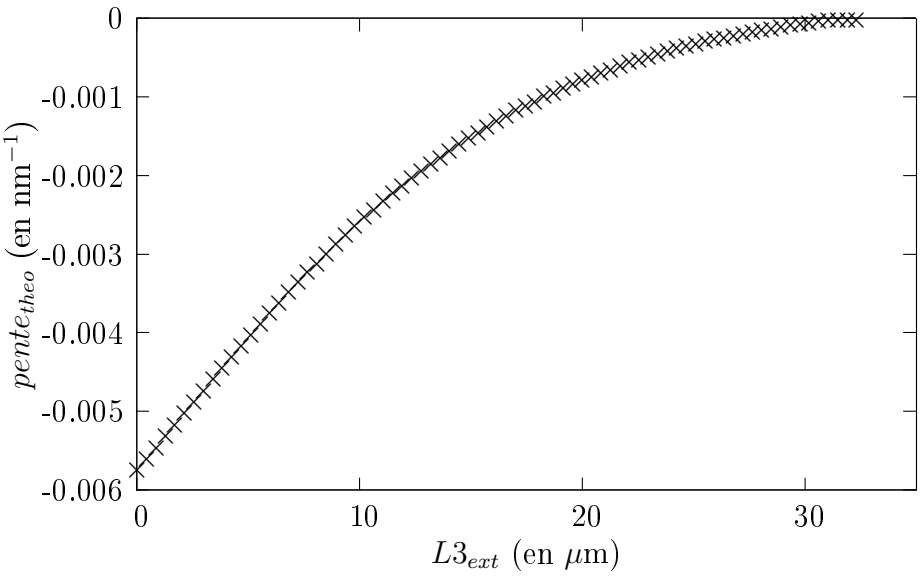


Fig. 3.19 – Courbe théorique de la pente $pente_{theo}$ en fonction de $L3_{ext}$.

3.6.2 Evaluation de la pente expérimentale

Le but est de détermine $pente_{exp}$, la valeur expérimentale de la pente de p_{opt} par rapport à la variation de $L3_{ext}$. Nous avons besoin des images expérimentales optique et topographique.
L'image topographique obtenue montre une variation de la topographie qui est pratiquement suivant l'axe Y. On considérera le déplacement horizontal suivant l'axe Y. Dans le plan horizontal, on a le repère défini par l'origine (0,0) et les axes X et Y. On nomme y la coordonnée suivant l'axe Y.
On définit $pente_{opt\ PM}$: la pente de variation de la puissance optique enregistrée par le photomultiplicateur $P_{opt\ PM}$ par rapport au déplacement horizontal. On a :

$$pente_{opt\ PM} = \frac{\partial P_{opt\ PM}}{\partial y} \tag{3.29}$$

On exprimera $pente_{opt\ PM}$ en W.nm^{-1}.

En utilisant κ et P_{ref}, la quantité $pente_{opt}$:

$$pente_{opt} = \frac{1}{\kappa P_{ref}} pente_{opt\ PM} = \frac{\partial p_{opt}}{\partial y} \tag{3.30}$$

exprime la pente de variation de p_{opt} par rapport au déplacement horizontal suivant l'axe Y.

Avec la figure 3.16, on peut obtenir la pente $pente_{topo}$: la pente de variation de $L3_{ext}$ par rapport au déplacement horizontal. Comme $L3_{ext} = -\Delta z$ (cf §3.3.2) cette pente est

l'opposée de la pente du relevé topographique de l'image 3.16.
On prendra en compte, comme précédemment, le déplacement horizontal suivant la direction Y. On a :

$$pente_{topo} = \frac{\partial L3_{ext}}{\partial y} \tag{3.31}$$

On obtient finalement $pente_{exp}$ par :

$$pente_{exp} = \frac{\partial p_{opt}}{\partial L3_{ext}} = \frac{\partial p_{opt}}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial L3_{ext}} = \frac{pente_{opt}}{pente_{topo}} \tag{3.32}$$

Il reste à déterminer $pente_{opto\ PM}$ et $pente_{topo}$.
On obtient $pente_{topo}$ en prenant l'opposée de la pente du plan moyen de l'image topographique 3.16. La pente du plan moyen a été calculée au 3.5.1. On trouve $pente_{topo} = -0{,}0137$.

$pente_{opto\ PM}$ est obtenue à partir de l'image optique du plan incliné fournie par le microscope à asservissement optique. On considère l'ensemble des variations ΔV_{opt} de tension du photomultiplicateur mesurées après un déplacement horizontal Δy de la sonde de 200 nm suivant l'axe Y. On en prend la valeur moyenne $\Delta Vopt_{moy}$.
ΔY est de plus d'un ordre de grandeur inférieur à la longueur de 3,8 μm du balayage suivant Y. On peut estimer que : $\frac{\partial V_{opt}}{\partial y} \approx \frac{\Delta V_{opt}}{\Delta y}$.

On calcule une valeur moyenne de $\frac{\Delta V_{opt}}{\Delta y}$ par $\frac{\Delta Vopt_{moy}}{\Delta y}$ de façon à prendre en compte l'ensemble des valeurs de ΔV_{opt} mesurées après un déplacement horizontal Δy de 200 nm suivant l'axe Y.
On utilise le paramètre C_{mult} qui convertit la tension délivrée par le photomultiplicateur en puissance mesuré par celui-ci. On détermine la valeur de $pente_{opto\ PM}$:

$$pente_{opto\ PM} = C_{mult}\frac{\Delta Vopt_{moy}}{\Delta y} \tag{3.33}$$

On obtient $pente_{opto\ PM} \approx 1,14.10^{-10}$ W/nm.

En utilisant 3.32, on trouve $pente_{exp} \approx$-1,75.10^{-4} nm^{-1}.

On peut utiliser ces calculs pour estimer l'incertitude ϵ_z sur les valeurs de variation de topographie Δz mesurées. Pour utiliser la relation 3.6, on a besoin de la pente ρ de V_{opt} par rapport à $L3_{ext}$ (on considère que la relation entre V_{opt} et $L3_{ext}$ est linéaire cf §3.3.4). ρ peut s'exprimer à partir de $pente_{opto\ PM}$ et $pente_{topo}$:

$$\rho = \frac{\partial V_{opt}}{\partial L3_{ext}} \approx \frac{\Delta V_{opt}}{\Delta L3_{ext}} = \frac{pente_{opto\ PM}}{C_{mult}pente_{topo}} \tag{3.34}$$

On obtient $\rho \approx 1{,}23.10^{-2}$ V/nm et $\epsilon_z \approx 9$ nm. L'incertitude sur Δz trouvée à partir des erreurs instrumentales (carte d'acquisition, photomultplicateur) et de l'erreur de l'asservissement est donc d'environ 9 nm.

3.6.3 Discussions des résultats

La valeur théorique de $L3_{ext}$ permettant d'avoir : $pente_{theo} = pente_{exp}$ s'obtient, à partir de la courbe de la figure 3.19 pour $L3_{ext}$ environ égal à 27 μm. C'est une valeur compatible avec les résultats théoriques car les simulations ont montré que $L3_{ext}$ doit être compris ente 0 et 32 μm.

On peut donc considérer que le modèle est valide tout en rappelant qu'il s'agit d'un modèle simplifié.
Plusieurs approximations ont été faites :

- les réflexions aux interfaces clivées de la fibre optique sont négligées,
- plusieurs valeurs de paramètres ne sont pas connues précisément. Pour les résultats théoriques, les pertes de cavité et les rélfectivités des miroirs de Bragg sont estimées avec un VCSEL similaire. Pour la cavité optique on a pris la longueur typique de 1λ. Le paramètre ζ est obtenu par un calcul simplifié. $L3_{ext}$ est estimée très approximativement (10-20 microns),
- la puissance optique du VCSEL est estimée, c'est une valeur approximative,
- la topographie est déterminée par la lecture de la tension appliquée à l'actionneur piézoélectrique dont l'élongation est considérée comme linéaire avec la tension appliquée et sans hystérésis,
- la relation entre la variation du signal optique et la variation de la longueur de la cavité externe est linéarisée,
- l'asservissement est considéré comme idéal car on néglige l'écart ϵ entre consigne et mesure du signal optique. Cet écart génère une erreur sur l'estimation de la topographie,
- les erreurs instrumentales de la carte d'acquisition et du photomultiplicateur ont été négligées,
- la pente théorique est obtenue par la linéarisation de p_{opt} par rapport à $L3_{ext}$. La pente expérimentale est obtenue par la linéarisation de V_{opt} et de la topographie par rapport à Δy.

En conclusion, le microscope à asservissement optique donne des résultats expérimentaux satisfaisants. Un modèle a été proposé pour rendre compte des résultats expérimentaux et on obtient un résultat cohérent avec les résultats expérimentaux observés.
L'objectif ici était de réaliser un asservissement optique basé sur la réinjection optique dans un VCSEL et grâce à cet asservissement on a pu imager un plan en silicium incliné. A terme le projet de l'équipe de C. Gorecki vise l'intégration de microscopes miniaturisés en un microsystème.
Cette étude est intéressante pour la miniaturisation car elle propose de simplifier le montage du microscope SNOM utilisé au §3.2 : d'un montage contenant un asservissement à force de cisaillement et une détection optique, on obtient un montage avec un asservissement basé sur la détection optique.
Le domaine du microscope à asservissement optique est cependant limité : échantillon ho-

mogène relativement plan, pente de topographie limitée. En particulier la taille de la sonde (plusieurs microns) et la distance sonde–échantillon (plusieurs microns) font qu'on ne peut obtenir la haute résolution accessible avec une pointe SNOM de taille sub-micronique placée dans le champ proche d'un échantillon d'étude.

Chapitre 4

Utilisation de la modification de tension résultant de la réinjection

Dans le chapitre précédent, nous avons travaillé sur la modification de la puissance optique induite par la réinjection optique. Cela a nécessité l'emploi, entre autres, d'un photomultiplicateur.
On se propose dans cette partie d'utiliser l'effet de la réinjection optique sur la tension aux bornes du VCSEL.

Dans le chapitre précédent (chapitre 3), nous avons utilisé un montage fibré avec une cavité externe de plusieurs mètres de long.
Rappelons que ce travail de thèse est dans le contexte d'un projet d'intégration de microscopes miniaturisés en un microsystème. Nous avons donc l'objectif d'évoluer d'un montage fibré semi-massif vers un dispositif plus proche de la version finale du microscope intégré. On choisit donc de s'affranchir de la fibre optique.

L'utilisation de l'effet de la réinjection optique sur la tension du VCSEL peut être intéressante pour la miniaturisation car dans ce cas le VCSEL est à la fois source laser et détecteur optique. Une détection basée sur cet effet peut simplifier l'intégration des microscopes car il n'est plus nécessaire de réaliser l'intégration d'un VCSEL avec un photodétecteur (comme expliqué au §2.4).

On mettra d'abord en évidence la variation du tension aux bornes du VCSEL sous l'effet de la réinjection optique en faisant varier la longueur de cavité externe. On expliquera ensuite les applications possibles résultant de cette mise en évidence.
Dans une seconde partie, nous proposerons un autre modèle pour la réinjection optique : on assimilera un VCSEL avec réinjection optique à une photodiode éclairée.

4.1 Principe de mise en évidence

Nous savons du §3.1.1 que la variation du signal de tension sous l'effet de la réinjection est faible. On utilise donc un montage avec une détection synchrone.

On doit choisir un paramètre qui, modulé périodiquement, modifie l'effet de la réinjection optique.
Nous savons du §2.1.2 que l'effet de la réinjection optique est modifié par la longueur de la cavité externe L_{ext} et la réflectivité du miroir externe R_{ext} ; il est beaucoup plus aisé de modifier L_{ext} que R_{ext}. On choisit donc de faire varier périodiquement la longueur de la cavité externe.

Le miroir externe sera constitué d'une poutre oscillante en silicium (voir §4.3) dont l'oscillation fera varier L_{ext} avec une amplitude ΔL_{ext} (voir figure 4.1).

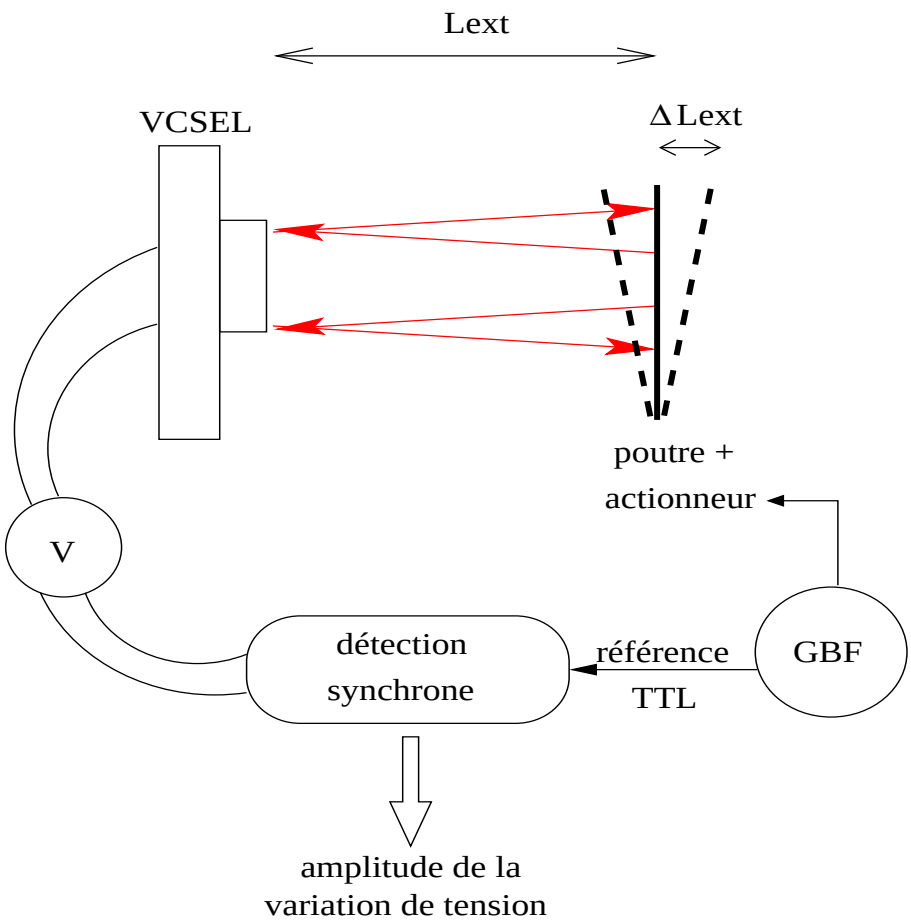


Fig. 4.1 – Schéma du montage expérimental pour la mesure d'une variation de tension du VCSEL en modifiant la longueur de la cavité externe.

Un actionneur piézoélectrique alimenté par un générateur GBF met en mouvement la

poutre (voir §4.3.2), le GBF fournit la référence TTL pour la détection synchrone.
Le signal de tension du VCSEL est démodulé à la fréquence d'oscillation de la poutre.
On s'intéressera à l'amplitude de la variation de la tension du VCSEL.

4.2 Considérations théoriques

Le VCSEL et le miroir externe étant déterminés, il reste deux paramètres à fixer : ΔL_{ext} et la valeur de L_{ext} indépendamment de ΔL_{ext}. Le but de cette partie est de déterminer théoriquement les valeurs de ces deux paramètres pour obtenir la plus grande valeur de l'amplitude de variation de tension aux bornes du VCSEL.

4.2.1 Modèle

S.-Y. Ye [84] a donné une relation exprimant la variation de tension ΔV d'un VCSEL sous l'effet de la réinjection optique :

$$\Delta V = \frac{2k_B T}{q}\frac{\Delta N}{N_0} \tag{4.1}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température absolue, q est la charge élémentaire, N_0 est la densité de porteurs de charge au point de fonctionnement du VCSEL. ΔN représente la variation de la densité de porteurs de charge induite par la réinjection optique.

On a vu, au §3.4.1, que pour un courant d'alimentation supérieur au courant seuil, la densité de porteurs de charge est égale à la densité N_{th} de porteurs de charge au seuil. Donc $N_0 = N_{th}$ et la quantité ΔN correspond à une variation de N_{th}.

Notre situation expérimentale consiste à faire varier L_{ext}, on a donc besoin d'une relation reliant N_{th} et L_{ext} pour déterminer ΔV.

Expression de N_{th} en fonction de L_{ext}

De l'équation 2.3, on peut écrire que le gain au seuil pour un laser avec une cavité externe s'exprime par :

$$g_{th} = \frac{1}{h}(\ln(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_{equiv}}}) + \alpha L) \tag{4.2}$$

où h est l'épaisseur de la zone active, L est la longueur de la cavité, α représente les pertes de cavité, R_1 est la réflectivité du miroir de Bragg qui n'est pas du côté de la face

émettrice. R_{equiv} est la réflectivité équivalente.

On a vu au §3.4.1 que le gain g peut s'exprimer par $g = \frac{\partial g}{\partial N}(N - N_{tr})$ où N_{tr} est la densité de porteurs de charge de transparence et que, au-delà du seuil, $g = g_{th} = \frac{\partial g}{\partial N}(N_{th} - N_{tr})$.

On peut en déduire une expression de N_{th} :

$$N_{th} = \frac{g_{th}}{\frac{\partial g}{\partial N}} + N_{tr} = \frac{\frac{1}{h}(\ln(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_{equiv}}}) + \alpha L)}{\frac{\partial g}{\partial N}} + N_{tr} \tag{4.3}$$

On en déduit R_{equiv} vaut d'après la relation 3.11 trouvée §3.4 :

$$\begin{aligned} R_{equiv} &= \frac{R_2 + (\sqrt{\kappa}(1 - R_2) + R_2)^2 R_{ext} + 2r_{12}r_{23}(\sqrt{\kappa}(1 - R_2) + R_2)cos\phi}{1 + R_2 R_{ext} + 2r_{12}r_{23}cos\phi} \\ \text{avec } \phi &= 4\Pi L_{ext}/\lambda \end{aligned}$$

On rappelle que R_2 est la réflectivité du miroir de Bragg de la face émettrice, r_{12} est le coefficient de réflexion d'une onde venant de la cavité VCSEL et se réfléchissant sur le miroir de Bragg de la face émettrice, r_{23} est le coefficient de réflexion d'une onde venant de la cavité externe et se réfléchissant sur le miroir externe.
Comparé au §3.4, il n'y a plus de fibre optique donc le paramètre ζ n'est plus nécessaire (sa valeur est prise égale à 1 dans la relation 3.11) et on doit redéfinir ce que représente ici κ. κ est la fraction de puissance optique du VCSEL rétroréfléchie sur la face émettrice sans prendre en compte les pertes par réflexion sur le miroir externe.

Pour un VCSEL et un miroir externe donnés, R_{equiv} est fonction de deux variables : κ et L_{ext}. Il en va de même pour N_{th}.

Relation entre κ et L_{ext} D'après 20, on sait que la puissance optique du VCSEL dans le plan de la face émettrice s'exprime par :

$$P_{opt} = S_0 \frac{E^2}{2\mu_0 c} \tag{4.4}$$

On rappelle que S_0 est la section d'émission dans le plan de la face émettrice, c est la vitesse de la lumière dans le vide, μ_0 est la perméabilité magnétique du vide (égale à celle de l'air) et E est le module du champ électrique.

Le faisceau du VCSEL possède une divergence.

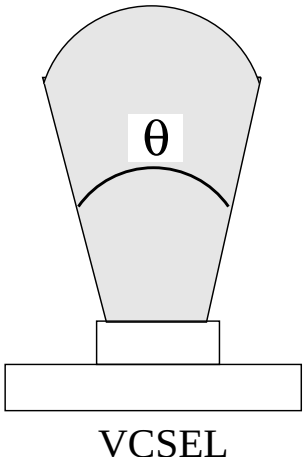


Fig. 4.2 – Divergence du VCSEL.

Cette divergence est définie comme l'angle du cône du faisceau d'émission du VCSEL, nommons θ cet angle (voir figure 4.2).

On peut utiliser l'optique géométrique (cf §3.2 sur la validité de l'approche géométrique) pour représenter le cône du faisceau, la réflexion sur le miroir externe et estimer la puissance réinjectée dans le VCSEL.

On assimile la surface réfléchissante de la poutre oscillante à un plan (voir figure 4.3) que l'on considère comme perpendiculaire au faisceau laser.
Précisons que l'oscillation de la poutre modifie l'inclinaison de la poutre par rapport au faisceau laser. Nous considérons que la poutre reste approximativement perpendiculaire au faisceau laser pendant toute l'oscillation de la poutre.

On suppose donc que l'amplitude d'oscillation ΔL_{ext} est faible comparée à la longueur de la poutre. Dans ce cas, la variation de l'inclinaison de la poutre par rapport au faisceau laser peut être négligée et on peut considérer que la poutre, pendant son oscillation, reste approximativement perpendiculaire au faisceau laser.
La poutre utilisée a une longueur d'environ 2,5 mm. On vérifiera que la valeur de ΔL_{ext} calculée permet cette approximation.

Dans le plan de la face émettrice, le faisceau a une section S_0 de diamètre d_0. Après un parcours d'une longueur égale à L_{ext}, le faisceau a une section S_{Lext} plus grande que S_0 à cause de la dispersion. S_{Lext} a pour diamètre $d_{Lext} = d_0 + 2L_{ext}\tan(\theta/2)$.

Pour être réinjectée, la lumière laser doit être réfléchie par le miroir externe sur la face émettrice. Le faisceau réfléchi sur la totalité de la face émettrice uniquement a une section nommée S_1 sur le miroir externe. Le diamètre d_1 de S_1 vérifie l'égalité : $d_1 + 2L_{ext}tan(\theta/2) = d_0$.

Donc on peut estimer que :

$$\kappa = \begin{cases} \dfrac{S_1}{S_0}\dfrac{(d_0 - 2L_{ext}tan(\theta/2))^2}{d_0^2} & \text{pour } L_{ext} \leq d_0/2tan(\theta/2) \\ 0 & \text{pour } L_{ext} > d_0/2tan(\theta/2) \end{cases} \tag{4.5}$$

On a donc une relation reliant κ et L_{ext}.

On est donc en mesure d'exprimer, pour un VCSEL et un miroir externe donnés, R_{equiv}

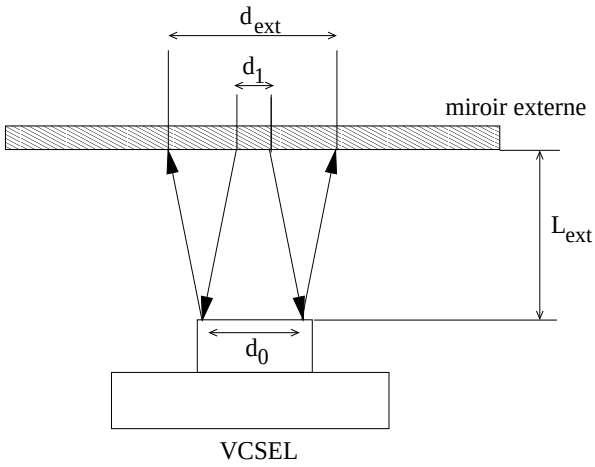


Fig. 4.3 – Schéma de principe pour la détermination de κ.

et aussi N_{th} en fonction de la seule variable L_{ext}.
On peut synthétiser comme suit :

$$\begin{aligned}
N_{th} &= \frac{\frac{1}{h}(\ln(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_{equiv}}}) + \alpha L)}{\frac{\partial g}{\partial N}} + N_{tr} \text{ avec} \\
R_{equiv} &= \frac{R_2 + (\sqrt{\kappa}(1-R_2)+R_2)^2 R_{ext} + 2r_{12}r_{23}(\sqrt{\kappa}(1-R_2)+R_2)cos\phi}{1 + R_2 R_{ext} + 2r_{12}r_{23}cos\phi}, \\
\phi &= 4\Pi L_{ext}/\lambda \text{ et} \\
\kappa &= \frac{(d_0 - 2L_{ext}tan(\theta/2))^2}{d_0^2} \text{ si } L_{ext} \leq d_0/2tan(\theta/2), \text{ 0 sinon.}
\end{aligned} \tag{4.6}$$

4.2.2 Simulation

Nous voulons connaître la variation de N_{th} en fonction de L_{ext} pour déterminer ΔN et donc ΔV.
Pour utiliser l'équation 4.6, on a besoin de nombreux paramètres : h, R_1, α, L, $\frac{\partial g}{\partial N}$, N_{tr}, R_2, R_{ext}, r_{12}, r_{23}, λ, d_0 et θ.

Nous allons simplifier la tâche en remarquant que N_{th} peut se réécrire :

$$N_{th} = A \ln \frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}} + B \tag{4.7}$$

où $A = \frac{1}{h\frac{\partial g}{\partial N}}$ et $B = \frac{1}{h\frac{\partial g}{\partial N}}(\ln(\frac{1}{\sqrt{R_1}}) + \alpha L) + N_{tr}$. A et B sont des constantes par rapport à L_{ext} et $A > 0$.

N_{th} a donc le même signe de variation que la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$.

On va simuler la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$ en fonction de L_{ext} et obtenir, à une constante multiplicative près, les variations de N_{th} induites par une variation de L_{ext}.

Comme au §3.4.2, le VCSEL utilisé est un VCSEL Thorlabs de référence "VCSEL-850", le miroir externe de la cavité externe est en silicium. On reprend les mêmes valeurs qu'au §3.4.2 pour les paramètres suivants : R_1 =0,9953, R_2 = 0,9976, R_{ext} = 0,37, α = 20cm^{-1}, L = 265,6 μm, r_{12} = 0,9976 et r_{23} = −0,6083.
Le fabricant du VCSEL indique que $\theta = 25\,^{\circ}$.

d_0 n'est pas connu, on prend la valeur du VCSEL de référence "HFE4085-321" d'Advanced Optics Components utilisé par la suite : $d_0 = 15\mu$m.
Les deux VCSEL (celui utilisé de Thorlabs et celui d'Advanced Optics Components) sont semblables : ils émettent à 850 nm. Donc (cf §3.4.2), les valeurs des paramètres dépendant des matériaux sont proches et la longueur de cavité est probablement la même. De plus, ils ont une puissance optique et un courant seuil approximativement identiques donc (cf 3.18), on peut estimer d_0 en prenant la valeur du VCSEL Advanced Optics Components.

Avec ces valeurs de paramètres, on simule la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$ en faisant varier L_{ext} et on obtient les figures 4.4 et 4.5.

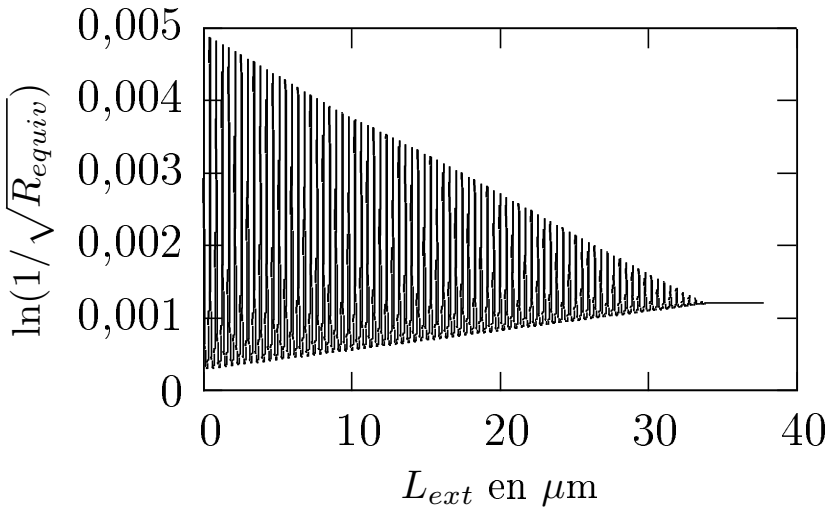


Fig. 4.4 – Simulation de la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$ en fonction de L_{ext}.

Les figures 4.4 et 4.5 montrent que la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$ (donc N_{th}) est pseudo-périodique avec L_{ext}. La pseudo-période vaut $\lambda/2$.
L'amplitude des pseudo-périodes est d'autant plus grande que L_{ext} est petit.

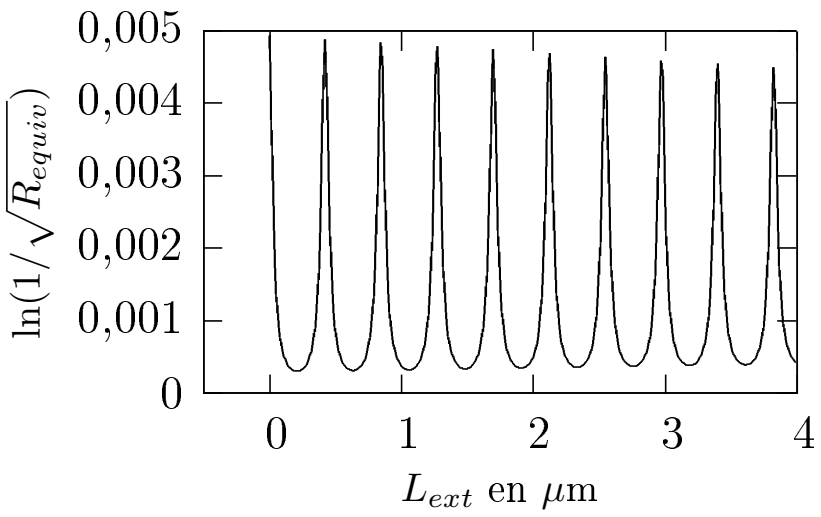


Fig. 4.5 – Simulation de la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$ pour L_{ext} variant de 0 à 4 μm.

On aura donc (cf début du §4.2.1) ΔN et aussi ΔV maximaux pour une variation de L_{ext} égale à la moitié d'une pseudo-péridode soit $\lambda/4$ et pour L_{ext} variant de 0 à $\lambda/4$.

On remarque que pour $L_{ext} > 34$ μm, la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$ (donc N_{th}) ne varie plus. D'où (cf début du §4.2.1) $\Delta N = \Delta V = 0$. On doit donc, théoriquement, approcher la poutre à moins 34 μm de la face émettrice du VCSEL pour produire une variation de tension.

Dans notre expérience, le mouvement de la poutre, de crête à crête, doit donc faire varier L_{ext} de $\lambda/4$ soit $\Delta L_{ext} = \lambda/8 \approx 100$ nm.
La longueur de L_{ext} hors modulation doit être de $\lambda/8 \approx 100$ nm. (Elle doit être en fait légèrement supérieure afin que la poutre et le VCSEL ne rentrent pas en contact).

Comparée à la longueur de la poutre d'environ 2,5 mm, la valeur de ΔL_{ext} est très faible. On est dans le cas de petites oscillations par rapport à la longueur de la poutre. On valide donc l'hypothèse faite au §4.2.1 permettant de considérer que la poutre, pendant son oscillation, reste approximativement perpendiculaire au faisceau laser.

Exploitons davantage les figures 4.4 et 4.5 en nous intéressant à l'effet de la valeur de κ. Ce sera utilisé au §4.4.2.
Si κ est constant, la seule variable dans R_{equiv} est $\cos\phi = \cos(4\Pi L_{ext}/\lambda)$; dans ce cas la fonction $\ln(\frac{1}{\sqrt{R_{equiv}}})$ varie périodiquement avec L_{ext}. La diminution de l'amplitude des pseudo-périodes est donc due à κ.
On voit de la relation 4.5 que κ diminue en augmentant L_{ext} pour $L_{ext} \leq d_0/2tan(\theta/2)$.

Donc dans l'expérience, κ évolue entre sa valeur maximale : 1 et une valeur légèrement inférieure : $(1 - R_2)\frac{(d_0 - 4\Delta L_{ext} tan(\theta/2))^2}{d_0^2} \approx 0{,}988$.

4.3 La poutre oscillante

4.3.1 Présentation de l'échantillon

Nous utilisons un échantillon constitué d'une matrice de leviers en silicium. L'échantillon est fabriqué en salle blanche à l'institut FEMTO-ST à partir de silicium poli double face oxydé. Il est utilisé initialement afin d'évaluer de manière rapide les contraintes dans les couches minces déposées sur les leviers par pulvérisation cathodique ou par évaporation.

La figure 4.6 est une image de l'échantillon.

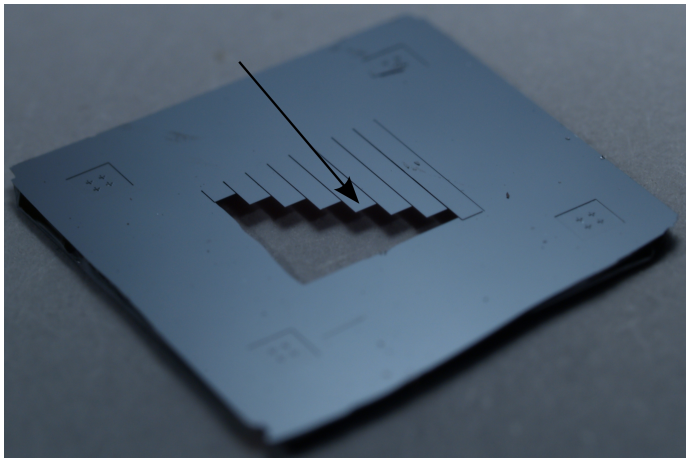


Fig. 4.6 – Image d'un échantillon de poutres en silicium. Taille totale : 1 × 1 cm. La flèche indique la poutre utilisée dans l'expérience.

Les dimensions des leviers sont :
- longueur variable de 500 μm à 4 mm (8 leviers de longueur différente),
- largeur : 500 μm,
- épaisseur : 5 à 20 μm.

On utilise une poutre de la matrice pour notre expérimentation (voir figure 4.6).

4.3.2 Mise en mouvement de la poutre

Nous allons mettre en mouvement un des leviers. On utilise un actionneur piézoélectrique Piezojena de référence "P-211-00". L'élongation maximale est de 2 μm, la tension appliquée va de -10 à 120 V.
L'actionneur est collé sur le bord de l'échantillon. La colle utilisée est du salol (salicylate de phényle).

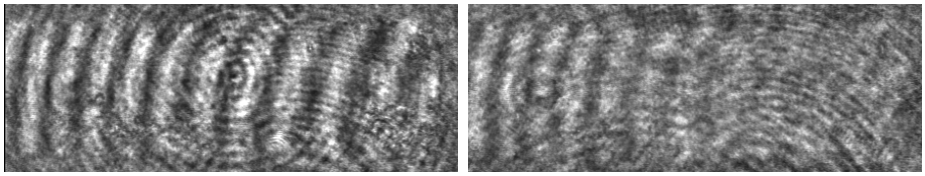
Caractérisation de la poutre

Nous cherchons à obtenir une amplitude d'oscillation de la poutre de 100 nm.
Il nous faut tout d'abord connaître la première fréquence de résonance (fréquence fondamentale) de la poutre choisie.
On doit ensuite déterminer à cette fréquence l'amplitude du signal électrique appliqué à l'actionneur piézoélectrique qui produit une amplitude d'oscillation mécanique de la poutre de 100 nm.

Nous allons caractériser la poutre à l'aide d'un interféromètre. On utilise un interféromètre de Twyman-Green réalisé au laboratoire par M. Jozwik [85].

Détermination de la première fréquence de résonance d'un levier On place notre dispositif (matrice de poutres avec l'actionneur piézoélectrique collé) sur le porte échantillon de l'interféromètre. L'actionneur piézoélectrique est alimenté par un générateur basse fréquence GBF. On fixe l'amplitude du GBF arbitrairement à quelques volts.

L'expérience consiste à faire varier la fréquence du signal du GBF et utiliser la technique de "moyenne temporelle". Hors résonance, la poutre n'oscille pratiquement pas. Les franges d'interférence (ou franges de Bessel) sont donc statiques. On obtient la figure 4.7(a) où les franges d'interférence sont bien visibles.



(a) Loin de la fréquence de résonance de la poutre (b) A la fréquence de résonance de la poutre

Fig. 4.7 – Images de la poutre obtenues à l'interféromètre.

A la résonance, l'amplitude de la poutre augmente brutalement en faisant chuter le

contraste des franges tel illustré par la figure 4.7(b).
Cette chute de contraste permet de repérer la première fréquence de résonance. Celle-ci est de 2 357 Hz pour la poutre choisie (cf figure 4.6).

Détermination de l'amplitude d'oscillation de la poutre On utilise l'interféromètre en mode stroboscopie en utilisant la technique à décalage de phase. Ceci permet de mesurer le déplacement hors-plan de la poutre.
Le logiciel informatique "Fringe Applications" traite les images fournie par l'interféromètre pour obtenir la déformée de la poutre [86, 87].

Nous voulons connaître l'amplitude d'oscillation de la poutre. On va déterminer la déformée aux deux extremums du mouvement.
Des deux images de déformées aux extremums, on obtient une image comme celle de la figure 4.8 correspondant à l'amplitude du mouvement de levier de crête à crête.

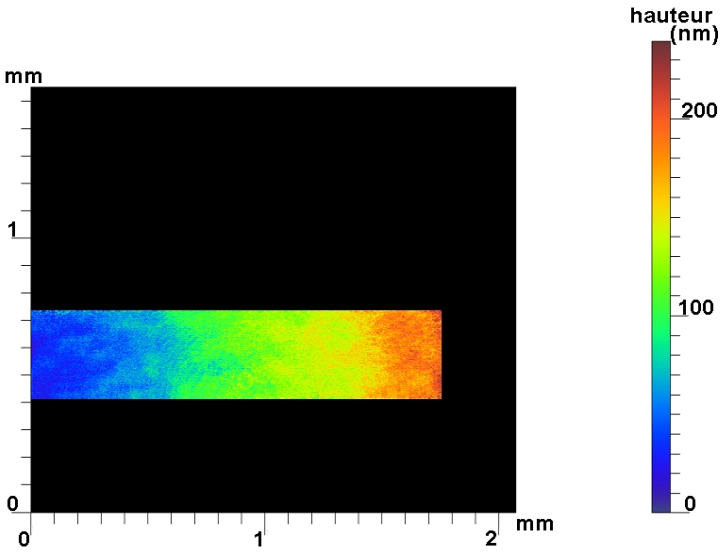


Fig. 4.8 – Image de la déformée d'une poutre.

L'amplitude du signal électrique donnant $\Delta L_{ext} = 100$ nm est de 150 mV.

4.4 Expérimentation

4.4.1 Premiers essais expérimentaux

Nous avons dans un premier temps utilisé un VCSEL Thorlabs de référence "VCSEL 850". On doit approcher la poutre à environ 100 nm de la face émettrice du VCSEL. Plusieurs tentatives ont été entreprises pour mesurer une variation de tension avec le montage expérimental. Mais la présence d'électrodes nous empêche d'approcher la poutre aussi près de la face émettrice qu'on le souhaiterait.

Même en approchant autant que possible la poutre du VCSEL aucune variation de tension n'a pu être enregistrée.

4.4.2 Changement de VCSEL

Nous choisissons d'utiliser un autre VCSEL : un VCSEL d'Advanced Optical Components de référence "HFE4085-321". C'est un VCSEL émettant à 850 nm. Par rapport au VCSEL utilisé précédemment, il a la particularité d'être muni d'une lentille boule : voir l'image de la figure 4.9.

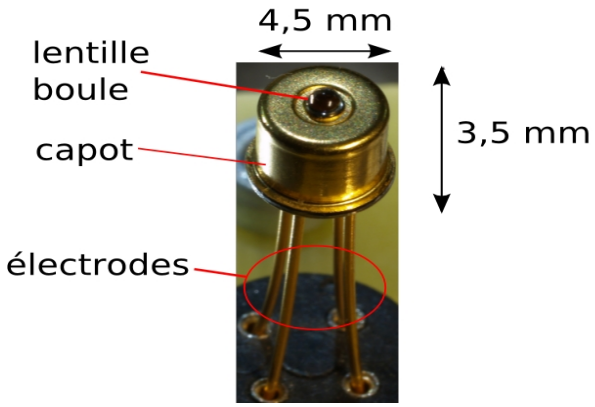


Fig. 4.9 – Image du VCSEL avec une lentille boule.

La lentille réduit la divergence du faisceau. Le fabricant indique que le plan focal est situé à environ 2 mm du capot du VCSEL, distance pour laquelle le faisceau a approximativement un diamètre de 127 μm.

La lentille permet d'obtenir un flux d'énergie maximal à 2 mm du VCSEL.

La puissance réinjectée et κ sont maximaux quand le miroir externe est placé à 2 mm du capot du VCSEL.
La simulation du §4.2.2 a montré qu'une variation de tension maximale correspond aussi à une valeur de κ atteignant son maximum au cours de l'oscillation du levier.
C'est donc en plaçant la poutre à environ 2 mm du VCSEL que l'on pourra mesurer la variation de tension aux bornes du VCSEL la plus importante.

On peut placer la poutre oscillante à environ 2 mm du VCSEL sans être gêné par des électrodes ou un autre matériau. L'avantage de ce VCSEL par rapport au modèle Thorlabs est de pouvoir placer la poutre à une distance optimale du VCSEL.

4.4.3 Résultats expérimentaux

Les résultats sont obtenus avec le VCSEL d'Avanced Optical Components.

On choisit de comparer deux situations :
- la fréquence du GBF est la fréquence de résonance de la poutre : 2357 Hz. L'oscillation de la poutre produit une variation de la longueur de la cavité externe $\Delta L_{ext} =$ 100 nm et engendre une variation de tension,
- la fréquence du GBF est loin de la fréquence de résonance de la poutre : 2157 Hz. L'oscillation de la poutre est négligeable. Il n'y a pas de variation de la longueur de la cavité externe ni variation de tension induite.

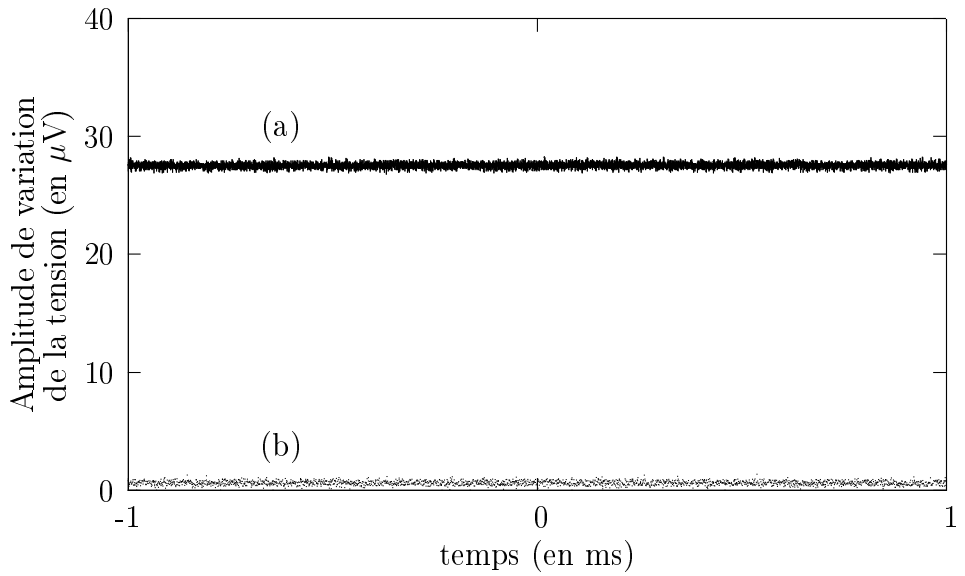


Fig. 4.10 – Amplitude de la variation de tension du VCSEL : (a) à la fréquence de résonance : 2 357 Hz, (b) loin de la fréquence de résonance : 2 157 Hz.

Les résultats expérimentaux sont indiqués dans la figure 4.10. La constante de temps pour la détection synchrone est de 200 ms.
L'expérience confirme ce qu'on a prévu. A la résonance, l'amplitude de la variation de tension mesurée est de 28 μV en moyenne, hors résonance cette amplitude est de 0,6 μV en moyenne. La moyenne est faite à partir de 10 000 mesures effectuées à intervalles temporels réguliers de 0,2 μs.

A la résonance l'amplitude est donc de plus d'un ordre de grandeur (environ 50 fois) plus grande.
Ceci prouve que l'on peut mesurer une variation de tension du VCSEL induite par la réinjection optique en modifiant la longueur de la cavité externe.

4.5 Perspectives de l'utilisation de l'effet de la réinéjction sur la tension du VCSEL

La perspective immédiate de la mise en évidence expérimentale de l'effet de la réinjection optique sur la tension est de réaliser un dispositif de microscope AFM non contact basé sur la réinjection optique. La réinjection optique serait utilisée pour réaliser un asservissement de la distance pointe AFM–échantillon.

On peut assimiler le levier AFM à un ressort de raideur k et de masse effective m^* tels que la fréquence de résonance du levier soit $f_0 = \frac{1}{2\Pi}\sqrt{\frac{k}{m^*}}$ [88].
Lorsque la pointe s'approche de la surface, l'intéraction pointe–surface peut être décrit par les forces de Van der Waals F_{VdW}. On assimile la pointe à une sphère et l'échantillon localement à un plan. Dans une géométrie sphére-plan l'expression de F_{VdW} est :

$$F_{VDW} = \frac{-HR}{6d^2} \tag{4.8}$$

où d est la distance pointe–échantillon, R est le rayon de la sphère et H est la constante de Hamaker.

Le gradient de force $\nabla F_{VdW} = \frac{\partial F_{VdW}}{\partial d}$ modifie la raideur du ressort. La fréquence de résonance est déplacée, sa nouvelle valeur, dépendant de la distance pointe–échantillon vaut :

$$f_0 = \frac{1}{2\Pi}\sqrt{\frac{k - \nabla F_{VdW}}{m^*}} \tag{4.9}$$

Il existe plusieurs types d'asservissement pour contrôler la disante pointe–échantillon : [89] on trouve notamment l'asservissement en fréquence et l'asservissement en amplitude.

L'asservissement en fréquence utilise la variation de la fréquence d'oscillation d'un levier

AFM lorsque la pointe se trouve à proximité de la surface de l'échantillon.
La poutre est mise en vibration à sa fréquence de résonance par une boucle de réaction électronique. Une boucle à verrouillage de phase inclue dans la boucle de réaction mesure la fréquence des oscillations.
Le décalage en fréquence constitue une mesure de la distance pointe–échantillon. En comparant cette mesure à une consigne de distance, on obtient un signal d'erreur qui pilote le déplacement vertical de la pointe par rapport à l'échantillon.
Un tel système est plus rapide que l'asservissement par amplitude mais il faut qu'aucune variation d'amplitude n'affecte la fréquence. La réalisation d'un asservissement stable impose la monotonie du signal mesuré avec la distance d, or ce n'est pas toujours réalisé. R. Patois [89] évoque en particulier des problèmes d'instabilité pour un microlevier de raideur importante (42 N.m-1) et des amplitudes de vibrations supérieures à 100 nm.

L'asservissement en amplitude consiste à faire osciller le levier à une fréquence proche de sa fréquence de résonance. L'approche de la pointe vers la surface diminue l'amplitude d'oscillation de façon monotone.
L'asservissement en amplitude est plus simple à mettre en oeuvre : l'amplitude de vibration mesurée est comparée à une consigne. Un régulateur de type PID commande alors le déplacement de la pointe par rapport à l'échantillon en fonction de l'écart entre la mesure et la consigne.

L'asservissement par mesure d'amplitude fonctionne avec tout type de microleviers mais peut s'avérer lent avec les leviers de faibles fréquences de résonance. L'asservissement par mesure de la fréquence est bien adapté aux leviers souples (faibles fréquences de résonance) et permet une résolution plus importante.

Reprenons l'expérience décrite par la figure 4.1, on peut remplacer la poutre oscillante par une pointe AFM non-contact commerciale.

Il s'agit ensuite d'approcher une surface de la pointe. Considérons la méthode de l'asservissement à amplitude (car plus simple).
En approchant une surface de la pointe, l'amplitude de vibration diminue et donc la variation ΔL_{ext} de la longueur de la cavité externe en sera réduite. Il doit s'en suivre (cf §4.2.2) une atténuation de la variation du signal de tension ΔV que l'on mesure en sortie de la détection synchrone (ceci à condition qu'on soit dans une section où L_{ext} et la tension du VCSEL varient monotonement).
Dans ces conditions, on obtient une relation monotone entre ΔV et d.
Un régulateur de type PID en comparant la valeur mesurée ΔV à une valeur de consigne peut alors agir sur un actionneur pour asservir la distance pointe–échantillon à une valeur constante.
On a donc ici l'ébauche d'un asservissement pour microscope AFM non-contact basé sur la réinjection optique dans un VCSEL.

On ajoutera au dispositif une lentille, intercalée entre le VCSEL et la poutre AFM, pour focaliser davantage le faisceau laser. En effet, un levier AFM a, pour donner un exemple,

une dimension de 225 μm de largeur pour 30 μm de largeur. Le VCSEL utilisé au 4.4.2 fournit au minimum un faisceau de 127 μm de diamètre.
L'ajout d'une lentille permettra d'adapter la section du faisceau laser aux dimensions de la poutre AFM.

Un tel dispositif pourrait amener la possibilité de réaliser un microscope AFM basé sur la réinjection optique sans besoin de photodétecteur. Dans le projet final d'intégration, la technologie pourrait en être simplifiée puisqu'on n'aurait plus besoin de réaliser l'intégration d'un VCSEL et d'un photodétecteur.

4.6 Compréhension de la réinjection : modèle photodiode

Nous nous proposons dans cette partie d'expliquer théoriquement avec validation expérimentale la réinjection optique dans un VCSEL en utilisant deux VCSEL identiques. Un VCSEL "récepteur", éclairé par un VCSEL "émetteur", est considéré comme une photodiode qui détecte les effets de la réinjection. L'effet de le la lumière rétrodiffusée par le miroir de la cavité externe est équivalent à l'effet de l'injection optique d'une lumière identique provenant de la face émettrice d'un VCSEL "émetteur".

4.6.1 Mise en œuvre

L'expérimentation est réalisée avec deux VCSEL commerciaux de même référence "HFE3085-321" d'Advanced Optical Components (cf §4.4.2). La figure 4.11 représente le schéma de principe.

Même si les VCSEL utilisés comme "émetteur" et "récepteur" sont presque identiques, il y a une légère différence dans les paramètres d'émission comme la longueur d'onde de la lumière émise. Ceci conduit à l'absence de relation de phase et d'interférences entre les ondes électromagnétiques émises par chaque VCSEL. L'effet de coupler la lumière de l'"émetteur" dans la cavité du "récepteur" est bien un phénomène de réinjection optique mais accompagné d'un déplacement de fréquence.
L'avantage principal d'une configuration à deux VCSEL est le contrôle aisé et précis de l'énergie réintroduite par le simple réglage du courant d'alimentation du VCSEL "émetteur".

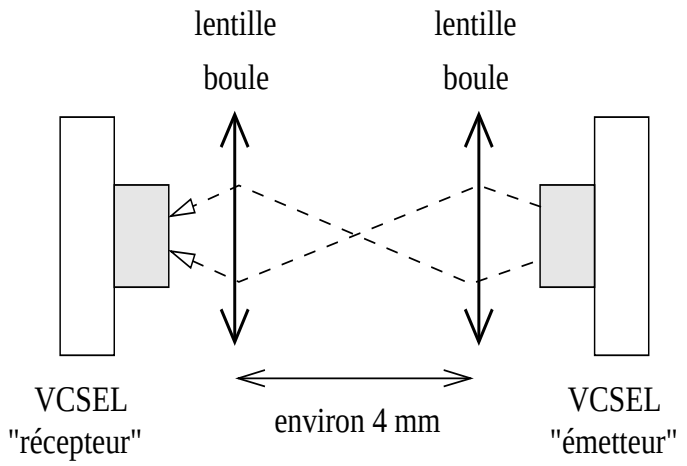


Fig. 4.11 – Principe de mise en œuvre. La distance d'environ 4 mm entre les VCSEL est choisie en rapport avec les plans focaux (cf §4.4.2).

4.6.2 Modèle

L'expression du courant photonique I_{PH} généré dans un photoconducteur sous l'effet d'un éclairement est de [90] :

$$I_{PH} = q\eta \frac{P_{inc}}{h_P \nu} \tau \mu \frac{E}{L_e} \tag{4.10}$$

où η est l'efficacité quantique (fraction des photons incidents donnant une paire électron-trou), P_{inc} est la puissance lumineuse incidente sur le photoconducteur, h_P représente la constante de Planck, ν est la fréquence de l'onde lumineuse incidente, τ est le temps de vie moyen des porteurs de charge, μ est la mobilité électronique. E est le champ électrique entre les électrodes du photoconducteur et L_e est la distance entre ces deux électrodes.

Dans notre cas, le photocourant est généré dans la cavité laser du VCSEL "récepteur". On considère que l'ensemble de la puissance optique P_{emet} émise par le VCSEL "émetteur" est collectée sur la surface photosensible du VCSEL "récepteur".
La lumière pénètre dans la cavité du VCSEL "récepteur" en traversant le miroir de Bragg de sa face émettrice de réflectivité R_2. Seule une fraction de P_{emet} égale à $1 - R_2$ (en négligeant l'absorption du miroir de Bragg) est injectée dans la cavité.

On sait du §1.1.4 que : $P_{emet} = \eta_{th}(I - I_{th})$ pour $I > I_{th}$ et I proche de I_{th}. Relativement au VCSEL "émetteur", I est le courant d'alimentation, η_{th} est la pente d'efficacité (en W/A), I_{th} est le courant seuil.
On en déduit P_{inc} dans notre configuration :

$$P_{inc} = (1 - R_2) \times \eta_{th}(I - I_{th}) \tag{4.11}$$

Cette relation donne une valeur approchée de P_{inc} : les allers-retours des ondes lumineuses entre les deux VCSEL ne sont pas pris en compte.

On sait du §1.1.5 que pour un VCSEL, la relation, reliant la tension électrique à ses bornes U et l'intensité électrique I le traversant, peut être approximée par la relation linéaire suivante :

$$U = U_S + R_d I \tag{4.12}$$

où U_S est la tension seuil et R_d est la résistance dynamique.
La symétrie cylindrique du VCSEL conduit à un vecteur densité de courant $\overrightarrow{j}$ constant dans chaque section perpendiculaire au flux de courant. De la loi d'Ohm, on peut écrire que

$$I = \int\int_S \overrightarrow{j}.d\overrightarrow{S} = ||\overrightarrow{j}||S = \sigma E S \tag{4.13}$$

où S la section occupée par le courant alimentant le VCSEL, $d\overrightarrow{S}$ est le vecteur surface et σ est la conductivité du VCSEL.

La résistance R_d peut s'exprimer par :

$$R_d = \frac{L_e}{S\sigma} \tag{4.14}$$

Des relations 4.12-4.14 on obtient :

$$E = \frac{U - U_S}{L_e} \tag{4.15}$$

Finalement, en combinant 4.10, 4.11 et 4.15 on obtient :

$$I_{PH} = q\eta \frac{(1 - R_2)\eta_{th}(I - I_{th})}{h\nu} \tau\mu \frac{U - U_S}{L_e^2} \tag{4.16}$$

Nous avons donc une relation exprimant le courant photonique adaptée au VCSEL.

4.6.3 Paramètres du VCSEL

Pour utiliser la relation 4.16 donnant une expression de I_{PH}, on doit connaître la valeur des paramètres intervenant dans cette relation.

Le fabricant donne directement certains paramètres :
- ν : la valeur typique de la longueur de l'onde laser λ est 850 nm. On obtient $\nu = \frac{c}{\lambda} \approx 3{,}53.10^{14}$ Hz où c est la vitesse de la lumière dans l'air ($c \approx 3.10^8$ m.s^{-1}),
- η_{th} a une valeur typique de 0,25 W/A,
- I_{th} vaut typiquement 3,5 mA.

D'autres valeurs doivent être déduites.

La figure 4.12 représente une coupe du VCSEL utilisé, établie à l'aide des données du fabricant.

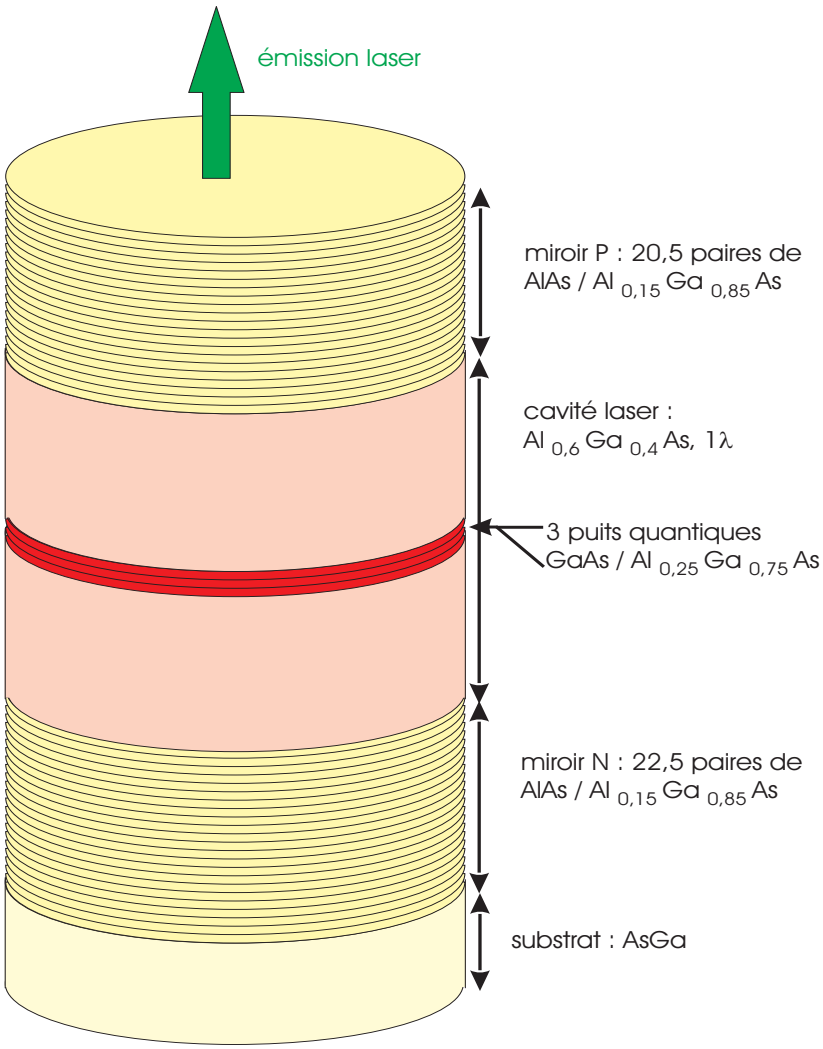


Fig. 4.12 – Coupe du VCSEL utilisé : "HFE3085-321" d'Advanced Optical Components.

On estime que la distance entre les électrodes est constituée de l'épaisseur de la cavité optique, celle des miroirs de Bragg et celle du substrat d'AsGa.
La cavité optique a une longueur de 1 λ soit : $n_{cav}L = \lambda$ où n_{cav} est l'indice optique de la cavité et L la longueur de la cavité.
La cavité optique, exceptés les puits quantiques, est constituée d'$Al_{0,6}Ga_{0,4}As$. Pour déterminer n_{cav}, on néglige l'épaisseur des puits quantiques (cf §
1.1.2). On considère que la cavité optique est constituée uniquement d'$Al_{0,6}Ga_{0,4}As$ dont l'indice optique vaut 3,2. On en déduit $L \approx 265{,}6$ nm.

Les miroirs de Bragg sont constitués de couches d'AlAs alternant avec des couches d' $Al_{0,15}Ga_{0,85}As$. L'épaisseur de chaque couche constituant les miroirs a une épaisseur d [8] :

$$d = \frac{\lambda}{4n} \tag{4.17}$$

où λ est la longueur de l'onde laser et n représente l'indice optique du matériau de la couche considérée.
Les couches en AlAs d'indice optique de 2,982 à 850 nm, ont une épaisseur d'environ 71,3 nm. Les couches en $Al_{0,15}Ga_{0,85}As$ d'indice optique de 3,474 à 850 nm ont une épaisseur d'environ 61,2 nm.

Le miroir de la face émettrice, dopé P, contient 20,5 paires de couches d'$Al_{0,15}Ga_{0,85}As$, l'autre miroir, dopé N, en a 22,5 paires. Les deux miroirs ont un nombre impair de couches. Il y a donc un empilement périodique (nombre paire de couches) plus une couche additionnelle.
La couche additionnelle est constituée du matériau de la première couche du miroir (celle en contact avec la cavité optique) mais on ne sait pas quel est le matériau de cette première couche.

On peut cependant calculer la réflectivité correspondante des miroirs à partir du §1.1.3.
Si la première couche est en AlAs on obtient $R_1 = 0{,}9963$ et $R_2 = 0{,}9753$ où R_2 est la réflectvité de miroir dopé P et R_1 celle du miroir dopé N.
Ces valeurs sont trop faibles pour être crédibles : dans les VCSEL, ces valeurs [8] sont de 0,99 à 0,999.
Si la première couche est en $Al_{0,15}Ga_{0,85}As$, on obtient R_1=0,9953 et R_2=0,9976. Ces valeurs sont crédibles. La première couche et la couche additionnelle sont donc probablement en $Al_{0,15}Ga_{0,85}As$.

On en déduit que le miroir dopé P a une épaisseur totale d'environ 2,71 μm, l'épaisseur totale du miroir dopé N est d'environ 2,975 μm.

Pour le substrat d'AsGa, le fabricant du VCSEL indique que la cavité optique et les miroirs de Bragg ne représentent en épaisseur que 4% du total. On en déduit l'épaisseur du substrat d'AsGa est environ 143 μm.

On trouve finalement que $L_e \approx 149$ μm.

On détermine la mobilité électronique μ par une moyenne des mobilités électroniques de chaque couche pondérée par l'épaisseur. Comme pour le calcul de n_{cav}, on néglige l'épaisseur des puits quantiques et on considère que la cavité optique est constituée uniquement en $Al_{0,6}Ga_{0,4}As$. On obtient $\mu = 0{,}825\ m^2.V^{-1}.s^{-1}$.

τ : les auteurs de la référence [16] utilisent un VCSEL à puits quantiques en GaAs/AlGaAs émettant à 845 nm. Pour les mêmes raisons que celles évoquées au §3.4.2, on peut estimer que τ a une valeur semblable à celle de la référence [16] : $\tau = 1$ ns.

$U_S \approx 1{,}5$ V est déduit de l'expérience. On trouve sa valeur avec la courbe expérimentale du courant d'alimentation du VCSEL en fonction de la tension aux bornes du VCSEL.

Le rendement quantique η est déduit de l'expérience et de la théorie. Ce sera la valeur qui minimisera les écarts absolus entre les courants photoniques calculés et mesurés.

4.6.4 Expérimentation

Le but est d'obtenir des courbes du courant photonique en fonction de la tension du VCSEL "récepteur" pour plusieurs valeurs de puissance optique réinjectée. Le schéma de l'expérimentation est indiqué dans la figure 4.13.

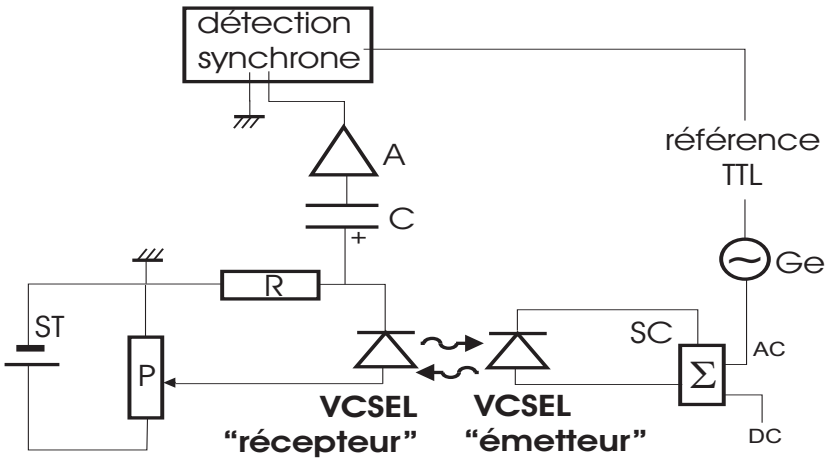


Fig. 4.13 – Schéma de l'expérimentation. R : résistance série, P : potentiomètre, C : condensateur (10 μF), A : préamplifieur à très faible bruit, SC : source de courant : une composante continue ajoutée à une composante alternative, ST : source de tension, Ge : générateur basse fréquence GBF.

Afin de détecter des variations d'intensité par l'apparition d'un courant photonique, le VCSEL "récepteur" est alimenté par une source de tension (habituellement on l'alimente avec une source de courant). On ajoute une résistance série R de protection contre la surintensité.

La source de tension est réglable de 0 à 30 V par pas de 0,2 V. Pour faire varier plus lentement la tension dans le circuit, on ajoute un potentiomètre de 10 kΩ fixé à 7,8 kΩ du côté de l'ensemble VCSEL "récepteur"-résistance série. On nomme $R1_{pot}$ la résistance de 7,8 kΩ.
On choisit R de façon à faire varier le courant du VCSEL "récepteur" sur une large plage de fonctionnement : $R \approx 1$ kΩ.

Pour détecter l'intensité photonique, on utilise un montage avec une détection synchrone. On module le courant d'alimentation du VCSEL "émetteur" à une fréquence de modulation f_{mod}.
On mesure le courant photonique à l'aide de la tension aux bornes de R. La composante continue de ce signal de tension est éliminée par un condensateur, puis le signal variable restant est amplifié dans un préamplifieur à très faible bruit de gain $G = 95{,}7$ et d'impédance $R_A = 50\ \Omega$.
Ensuite le signal est démodulé dans une détection synchrone (de référence "Model 5210" de EG&G) à la même fréquence que f_{mod}.

On s'intéresse à l'amplitude du signal démodulé A_{mes}. On obtient l'amplitude A_{IPH} du courant photonique correspondant par la relation :

$$A_{IPH} = \frac{A_{mes}}{GImp} \tag{4.18}$$

où Imp est l'impédance équivalente du circuit connecté à l'entrée de la détectionsynchrone.

Imp est déterminé à partir de l'équivalent dynamique du circuit. On obtient :

$$\frac{1}{Imp} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_d + Rpot_{dyn}} + \frac{1}{R_A} + \frac{1}{R_{det}} \tag{4.19}$$

$Rpot_{dyn} = 1{,}7$ kΩ est l'impédance équivalente en dynamique de l'ensemble potentiomètre-source de tension.
$R_{det} = 100$ MΩ est la résistance d'entrée de la détection synchrone. (La contribution de R_{det} à Imp est donc négligeable.)
Rd la résistance dynamique du VCSEL s'obtient à partir de la relation 1.10 : $R_d = \frac{nU_T}{I_S} \exp\left(-U/nU_T\right)$ où I_S est le courant inverse de saturation, U_T est la tension thermique et n une constante.

Choix de la fréquence de modulation f_{mod}

La diode VCSEL est constituée de matériaux semi-conducteur, elle génère donc [90] un bruit en 1/f (bruit de scintillation) décroissant avec la fréquence.
On effectue une mesure du bruit avec la détection synchrone et le circuit expérimental en faisant varier la fréquence de modulation. On prend $f_{mod} \approx 20$kHz, fréquence pour laquelle le bruit est minimal.

4.6.5 Résultats expérimentaux

On mesure A_{IPH} pour trois différentes amplitudes de modulation ΔI du courant d'alimentation du VCSEL "émetteur" : $\Delta I = 0$; 0,5 et 1 mA.
La composante continue du courant d'alimentation du "VCSEL émetteur" est fixée à 5,1 mA. Pour $\Delta I = 1$ mA, on obtient la plus grande variation linéaire de puissance optique émise par le VCSEL "émetteur".

On peut voir de la figure 4.14 que le courant mesuré est beaucoup plus élevé avec une modulation que sans modulation. En l'absence de modulation, on ne mesure que le bruit

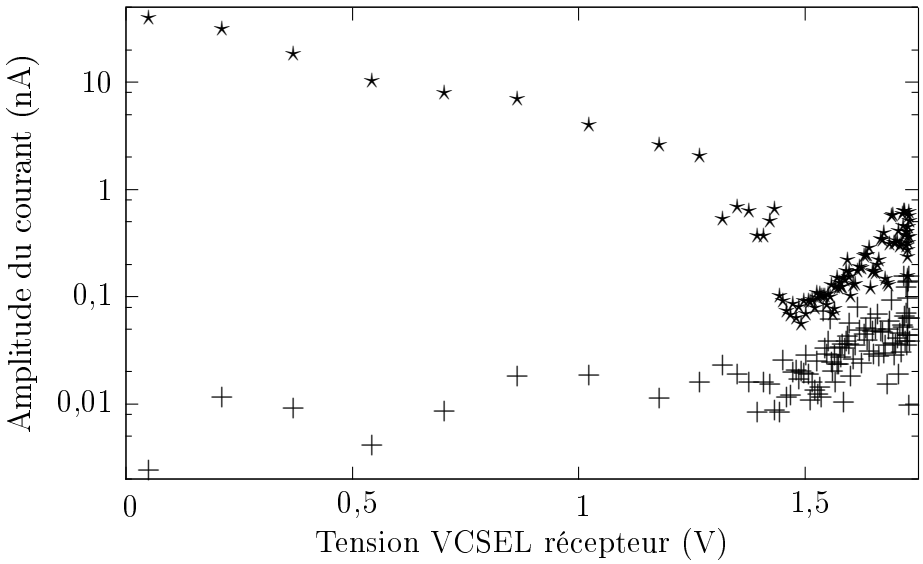


Fig. 4.14 – Courant mesuré en fonction de la tension du VCSEL "récepteur" : $\star$ mesures avec $\Delta I = 1$ mA, + mesures sans modulation optique.

en courant.
Le courant moyen est de plus d'un ordre de grandeur (environ 40 fois) plus grand avec une modulation. Ceci prouve que la réinjection optique crée un courant photonique.

Les courbes des courants photoniques calculées des images 4.15 et 4.16 sont obtenus à partir de l'équation 4.16 avec $\eta = 0{,}61$ pour $\Delta I = 1$ mA et $\eta = 0{,}67$ pour $\Delta I = 0{,}5$ mA. Les valeurs obtenues sont très proches de celles des photodiodes usuelles (0,7 à 1). La convergence entre les données calculées et les résultats expérimentaux démontre un bon accord entre la théorie et l'expérimentation.

En conclusion, des travaux théoriques et expérimentaux ont été réalisés pour comparer le comportement d'un VCSEL sous l'effet d'une réinjection optique (avec décalage en fréquence) avec une photodiode éclairée. Nous avons montré qu'un courant photonique

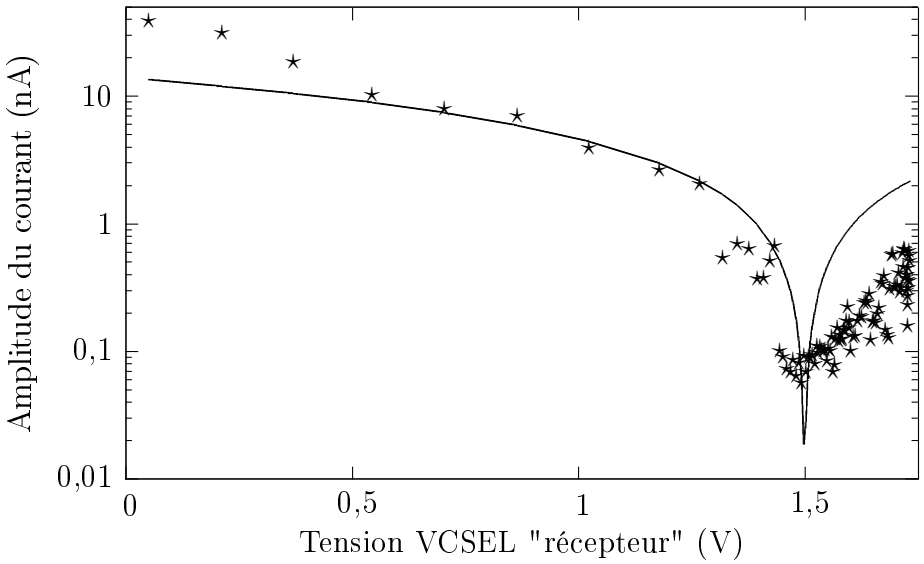


Fig. 4.15 – Courant en fonction de la tension du VCSEL "récepteur" pour $\Delta I = 1$ mA : courbe calculée avec $\eta = 0{,}61$, $\star$ mesures.

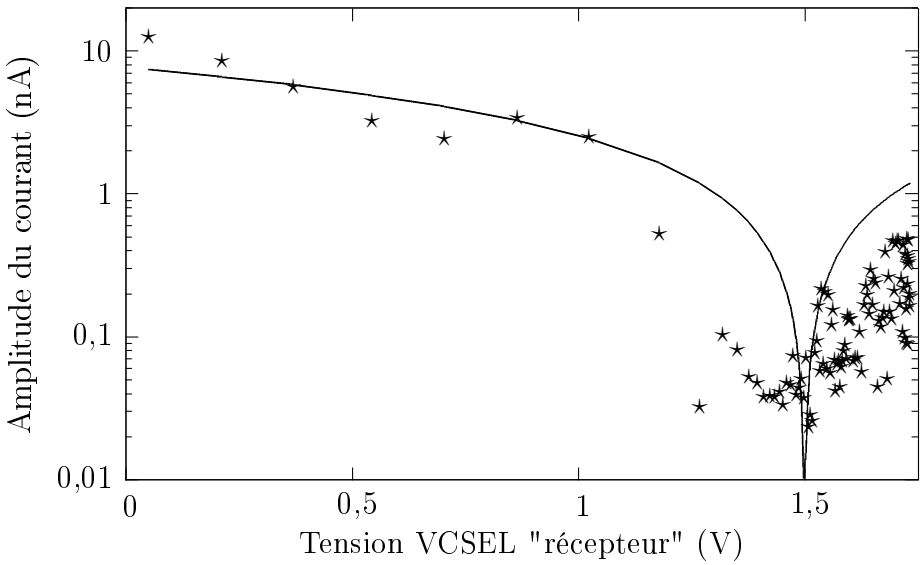


Fig. 4.16 – Courant en fonction de la tension du VCSEL "récepteur" pour $\Delta I = 0{,}5$ mA : courbe calculée avec $\eta = 0{,}67$, $\star$ mesures.

est créé par une injection optique et nous avons obtenu un bon accord entre les courants photoniques mesurés et calculés.

Conclusions et perspectives

Le travail de thèse portait sur l'étude de la réinjection optique dans un laser de type VCSEL. Ce travail est motivé par la réalisation de microscopes intégrés (confocal, AFM, SNOM) utilisant des VCSEL et basés sur la réinjection optique.

Le phénomène de réinjection peut être ici utilisé en tant que système de détection ou bien en système d'asservissement de la position de la sonde locale par rapport à l'échantillon. Une telle configuration nous permettra de miniaturiser davantage le microscope intégré que nous visons à réaliser, la cavité laser jouant un rôle multiple de source d'illumination, de détecteur et de contrôleur de position.
Dans le chapitre 3, avec un microscope fibré, on a pu utiliser la réinjection optique et l'effet qu'elle produit sur la puissance optique du VCSEL pour réaliser un asservissement de la distance entre la sonde du microscope et la surface de l'échantillon. On a pu réaliser le balayage d'un plan incliné de silicium pour vérifier ce fonctionnement inédit.
L'intérêt d'un tel dispositif, comparé au microscope SNOM à asservissement à force de cisaillement décrit au chapitre 3 réside dans la simplification de son architecture. En revanche, l'utilisation nécessaire d'une fibre clivée ne permet pas d'atteindre une résolution submicronique.
Une explication théorique de l'effet de la réinjection optique sur la puissance optique est proposée et un modèle approché démontre la convergence avec les résultats expérimentaux.

Ensuite, on s'est éloigné des systèmes fibrés, faciles à manipuler, pour se rapprocher de la version finale intégrée où le faisceau laser du VCSEL se propage en espace libre.
On a mis en évidence l'effet de la réinjection optique sur la tension du VCSEL obtenu en faisant varier périodiquement la longueur de la cavité externe. Une approche théorique est proposée pour valider l'étude expérimentale. On a utilisé un VCSEL muni d'une lentille boule qui permet de réduire la divergence du laser.
Cette étude ouvre la perspective de réaliser un microscope AFM non contact dans lequel la distance sonde–échantillon serait contôlée par un asservissement basé sur la réinjection optique dans un VCSEL.

Enfin, un modèle de la réinjection optique a été proposé : on a assimilé l'effet de la réinjection optique sur un VCSEL à l'effet d'un rayonnement incident sur une photodiode ; ce qui a été validé expérimentalement.

Annexe A Calcul de la réflectivé équivalente

Reprenons le concept de réflectivité équivalente développé au §2.1.2.
Ici la situation est légèrement différente car le couplage VCSEL–fibre est imparfait : seule une fraction de la puissance lumineuse du VCSEL est injectée dans la fibre. Aussi le calcul de la réflectivité équivalente doit être repris en ajoutant le paramètre κ, κ étant la fraction de puissance lumineuse du VCSEL injectée dans le bras de la jonction Y à l'extrémité duquel se trouve la sonde optique.
Une autre différence provient de la dispersion en sortie de fibre. On en tiendra compte avec le paramètre ζ.

Pour exprimer la puissance lumineuse du VCSEL, on considère que [91] le faisceau de lumière issu du laser est légèrement divergent et donc on peut assimiler l'onde du laser à une onde plane (voir aussi §3.2).
Dans ces conditions, la puissance lumineuse P_{opt} du VCSEL dans le plan de la face émettrice peut s'écrire par :

$$P_{opt} = S_0 \frac{E^2}{2\mu_0 c} \tag{20}$$

où S_0 est la section d'émission dans le plan de la face émettrice, c est la vitesse de la lumière dans le vide, μ_0 est la perméabilité magnétique du vide (égale à celle de l'air) et E est le module du champ électrique.

Donc si on nomme Φ_e l'onde incidente monochromatique provenant du VCSEL, l'onde Φ_t transmise dans la fibre optique a une amplitude égale à $\sqrt{\kappa}|\Phi_e|$.
Avec le même raisonnement, l'onde Φ_t dans la cavité externe après réflexion sur l'échantillon a une amplitude égale à $\sqrt{\zeta}|\Phi_t|$.

En adpatant le schéma de la figure 2.2 au cas traité ici, on obtient la figure 17.
Considérons les coefficients de réflexion intervenant dans le calcul de la réflectivité équivalente R_{equiv} :

- r_{12} : le coefficient de réflexion d'une onde venant de la cavité VCSEL et se réfléchissant sur le miroir de Bragg de la face émettrice,
- r_{21} : le coefficient de réflexion d'une onde venant de la cavité externe et se réfléchissant sur le miroir de Bragg de la face émettrice,

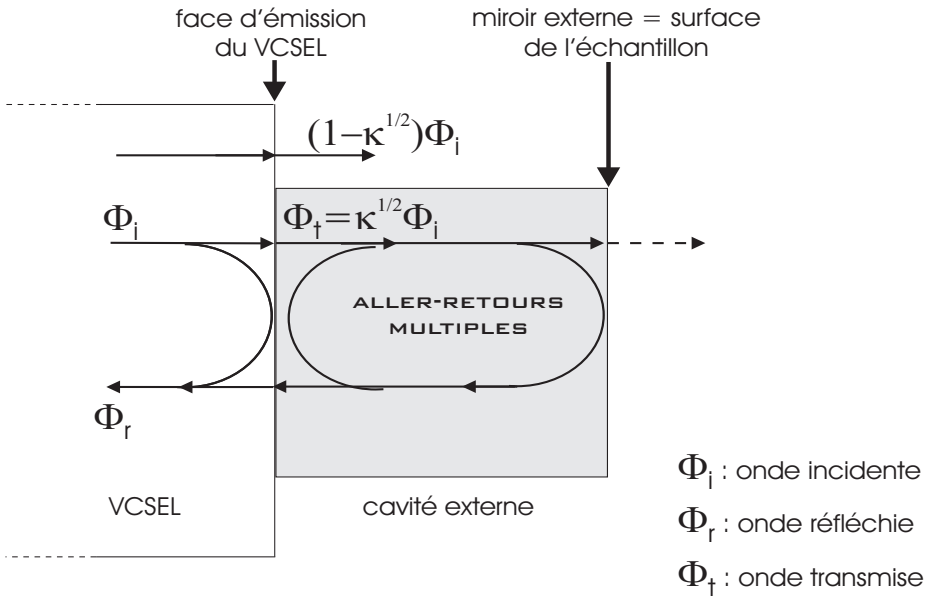


FIG. 17 – Schéma de la cavité externe avec les ondes incidente, transmise et réfléchie dans le cas de l'expérimentation.

- r_{23} : le coefficient de réflexion d'une onde venant de la cavité externe et se réfléchissant sur le miroir externe,

et les coeffcients de transmission nécessaires à ce calcul :

- t_{12} : le coefficient de transmission d'une onde venant de la cavité VCSEL et traversant le miroir de Bragg de la face émettrice,
- t_{21} : le coefficient de transmission d'une onde venant de la cavité externe et traversant le miroir de Bragg de la face émettrice.

Entre ces coefficients, on a les relations suivantes [55] :

$$r_{12} = -r_{21} \tag{21}$$

et

$$t_{12}t_{21} = 1 - r_{12}^2 \tag{22}$$

L'onde incidente Φ_i provenant de la cavité VCSEL subit une réflexion au niveau du miroir de Bragg de la face émettrice, on a $\Phi_e = t_{12}\Phi_i$ et une onde $\Phi_t = t_{12}\sqrt{\kappa}\Phi_i$ est transmise dans la cavité externe.

L'onde réfléchie dans la cavité laser Φ_r issue de Φ_i est composée :

- d'une onde $r_{12}\Phi_i$ provenant de la réflexion de l'onde incidente Φ_i au niveau du miroir de Bragg de la face émettrice,
- et de la somme des ondes transmises $(\Phi ext_i)_{i\in N}$ de la cavité externe vers la cavité laser après des allers-retours successifs de l'onde Φ_t dans la cavité externe.

L'onde transmise après un aller-retour vaut :

$$\Phi ext_1 = \sqrt{\zeta} r_{23} t_{21} exp(j\phi)\Phi_t = \sqrt{\zeta} r_{23} t_{21} exp(j\phi) t_{12}\sqrt{\kappa}\Phi_i \tag{23}$$

et pour un nombre $n > 1$ d'allers-retours :

$$\Phi ext_n = t_{21}\sqrt{\zeta} r_{23} exp(j\phi)\left[r_{21}\sqrt{\zeta} r_{23} exp(j\phi)\right]^{n-1} t_{12}\sqrt{\kappa}\Phi_i \tag{24}$$

On peut donc en déduire l'onde réfléchie Φ_r :

$$\Phi_r = \left(r_{12} + \sqrt{\kappa} t_{12} t_{21}\sqrt{\zeta} r_{23} exp(j\phi)\left[\sum_{n=1}^{\infty}(r_{21}\sqrt{\zeta} r_{23} exp(j\phi))^{n-1}\right]\right)\Phi_i \tag{25}$$

En remarquant que l'expression dans le signe "Σ" est la somme des termes d'une suite géométrique de raison $r_{21}\sqrt{\zeta} r_{23} exp(j\phi)$ et de premier terme 1 et en utilisant les équations 21 et 22, on aboutit à la relation suivante de Φ_r :

$$\Phi_r = \left(r_{12} + \frac{\sqrt{\kappa}(1 - r_{12}^2)\sqrt{\zeta} r_{23} exp(j\phi)}{1 + r_{12}\sqrt{\zeta} r_{23} exp(j\phi)}\right)\Phi_i \tag{26}$$

On peut donc écrire la réflectivité équivalente :

$$\begin{aligned} R_{equiv} &= \left|\frac{\Phi_r}{\Phi_i}\right|^2 \\ &= \frac{R_2 + (\sqrt{\kappa}(1 - R_2) + R_2)^2 \zeta R_{ext} + 2 r_{12}\sqrt{\zeta} r_{23}(\sqrt{\kappa}(1 - R_2) + R_2) cos\phi}{1 + R_2 \zeta R_{ext} + 2 r_{12}\sqrt{\zeta} r_{23} cos\phi} \end{aligned} \tag{27}$$

où $R_2 = r_{12}^2 = r_{21}^2$ [55] est la réflectivité du miroir de Bragg de la face émettrice du VCSEL et $R_{ext} = r_{23}^2$ est la réflectivité du miroir externe.

Bibliographie

[1] Heinis (D.), Gorecki (C.), Bargiel (S.) et Cretin (B.), « Feedback-induced voltage change of Vertical Cavity Surface Emitting Laser as an active detection system for miniature optical scanning probe microscopes », *Opt. Express*, vol. 14, n° 8, 2006, p. 3396–3405.

[2] Heinis (D.), *Vers l'intégration d'un système SNOM basé sur l'effet de la réinjection optique dans un VCSEL.* Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2005.

[3] Iga (K.), Koyama (F.) et Kinoshita (S.), « Surface Emitting Semiconductor Lasers », *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. 24, n° 9, 1988, p. 1845–1855.

[4] Soda (H.), Iga (K.), Kitahara (C.) et Suematsu (Y.), « GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 18, n° 12, 1979, p. 2329–2330.

[5] Berger (V.), *Les lasers : applications aux technologies de l'information et au traitement des matériaux*, chap. Principes physiques des lasers à semiconducteurs. EDP Sciences, 2004.

[6] Chang-Hasnain (C. J.). « Short Course - Vertical Cavity Surface Emmiting Lasers », 1997. CLEO Pacific Rim.

[7] B. Mroziewicz (W. N. M. Bugajski), *Physics of Semiconductor Lasers.* North-Holland, 1991.

[8] Li (H.) et Iga (K.), *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices.* Springer, 2002.

[9] Chang-Hasnain (C. J.), Harbison (P.), Hasnain (G.), Lehmen (A. C. V.), Florez (L. T.) et Stoffel (N. G.), « Dynamic, Polarization, and Transverse Mode Characteristics of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers », *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. 27, n° 6, 1991, p. 1402–1409.

[10] Tai (K.), Yang (L.), Wang (Y. H.), Wynn (J. D.) et Cho (A. Y.), « Drastic reduction of series resistance in doped semiconductor distributed Bragg reflectors for surface-emitting lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, n° 25, 1990, p. 2496–2498.

[11] Wilmsen (C.), Temkin (H.) et Coldren (L. A.), *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Design, Fabrication, Characterization and Applications.* Cambridge University Press, 1999.

[12] Dias (I. F. L.), Nabet (B.), Kohl (A.) et Harmand (J. C.), « High reflectivity, low resistance Te doped AlGaAsSb/AlAsSb Bragg mirror », *Electron. Lett.*, vol. 33, n° 8, 1997, p. 716–717.

[13] Reiner (G.), Zeeb (E.), Möller (B.), Ries (M.) et Ebeling (K. J.), « Optimization of Planar Be-Doped InGaAs VCSEL's with Two-Sided Output », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 7, n° 7, 1995, p. 730–732.

[14] Witzigmann (B.), Aschwanden (M.), Laino (V.), Luisier (M.), Odermatt (S.), Streiff (M.), Witzig (A.), Royo (P.) et Vez (D.), « Comprehensive Simulation of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers : Inclusion of a Many-Body Gain Model », *Journal of Computational Electronics*, vol. 4, n° 1-2, 2005, p. 7–10.

[15] Nakwaski (W.), « Thermal aspects of efficient operation of vertical-cavity surface-emitting lasers », *Opt. Quant. Electron.*, vol. 28, n° 4, 1996, p. 335–352.

[16] Panajotov (K.), Arizaleta (M.), Camarena (M.), Thienpont (H.), Unold (H.), Ostermann (J.) et Michalzik (R.), « Polarization switching induced by phase change in extremely short external cavity vertical-cavity surface-emitting lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, n° 15, 2004, p. 2763–2765.

[17] Houlihan (J.), Lewis (L.) et Huyet (G.), « Feedback induced polarisation switching in vertical cavity surface emitting lasers », *Opt. Commun.*, vol. 232, n° 1-6, 2004, p. 391–397.

[18] Mena (P. V.), Morikuni (J. J.), Kang (S.-M.), Harton (A. V.) et Wyatt (K. W.), « A Simple Rate-Equation-Based Thermal VCSEL Model », *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 17, n° 5, 1999, p. 865–872.

[19] Giudici (M.), *Non linear dynamics of a semiconductor laser with optical feedback.* Thèse de doctorat, Université de Nice–Sophia Antipolis, 1999.

[20] Chow (W. W.), Koch (S. W.) et III (M. S.), *Semiconductor-Laser Physics.* Springer-Verlag, 1994.

[21] Cagnac (B.) et Faroux (J.-P.), *Lasers Intéraction lumière-atomes.* EDP Sciences/CNRS Éditions, 2002.

[22] Huffakera (D. L.) et Deppe (D. G.), « Low threshold vertical-cavity surface-emitting lasers based on high contrast distributed Bragg reflectors », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, n° 14, 1997, p. 1781–1783.

[23] Redwing (J. M.), Loeber (D. A. S.), Anderson (N. G.), Tischler (M. A.) et Flynn (J. S.), « An optically pumped GaNŰ-AlGaN vertical cavity surface emitting laser », *Appl.Phys. Lett.*, vol. 69, n° 1, 1996, p. 1–3.

[24] Oshikiri (M.), Koyama (F.) et Iga (K.), « Flat surface circular buried heterostructure surface emitting laser with highly reflective Si/SiO_2 mirrors », *Electron. Lett.*, vol. 27, n° 22, 1991, p. 2038–2039.

[25] Baba (T.), Yogo (Y.), Suzuki (K.), Koyama (F.) et Iga (K.), « Near room temperature continous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser », *Electron. Lett.*, vol. 29, n° 10, 1993, p. 913–914.

[26] Dias (I. F. L.), Nabet (B.), Kohl (A.), Benchimol (J. L.) et Harmand (J. C.), « Electrical and Optical Characteristics of n-Type-Doped Distributed Bragg Mirrors on InP », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 10, n° 6, 1998, p. 763–765.

[27] Ungaro (G.), Harmand (J. C.), Sermage (B.), Debray (J. P.), Meriadec (C.), Rivera (T.), Oudar (J. L.) et Raj (R.), « Room-temperature continous-wave operation VCSEL at 1.48 μm with Sb-based Bragg reflector », *Electron. Lett.*, vol. 34, n° 14, 1998, p. 1402–1404.

[28] Kao (C.-C.), Lu (T.), Huang (H.), Chu (J.), Peng (Y.), Yao (H.), Tsai (J.), Kao (T.), Kuo (H.), Wang (S.) et Lin (C.), « The lasing characteristics of GaN-based vertical-cavity surface-emitting laser with AlN-GaN and Ta_2O_5-SiO_2 distributed Bragg reflectors », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 18, n° 7, 2006, p. 877–879.

[29] Yokogawa (T.), Yoshii (S.), Tsujimura (A.), Sasai (Y.) et Merz1 (J.), « Electrically Pumped CdZnSe/ZnSe Blue-Green Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », *Jpn. J. Appl. Phys. 2*, vol. 34, n° 6B, 1995, p. L751–L753.

[30] Peters (M. G.), Young (D. B.), Peters (F. H.), Scott (J. W.), Thiebault (B. J.) et Coldren (L. A.), « 17.3% Peak Wall Plug Efficiency Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Using Lower Barrier Mirrors », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 6, n° 1, 1994, p. 31–33.

[31] Tell (B.), Lee (Y. H.), Brown-Goebeler (K. F.), Jewell (J. L.), Leibenguth (R. E.), Asom (M. T.), Livescu (G.), Luther (L.) et Mattera (V. D.), « High-power cw vertical-cavity top surface-emitting GaAs quantum well lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, n° 18, 1990, p. 1855–1857.

[32] Scott (J. W.), Thiebault (B.), Young (D.), Coldren (L.) et Peters (F.), « High Efficiency Sub-Milliamp Vertical Cavity Lasers with Intra-Cavity Contacts », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 6, n° 6, 1994, p. 678–680.

[33] Ohiso (Y.), Okamoto (H.), Iga (R.), Kishi (K.) et Amano (C.), « Single Transverse Mode Operation of 1.55 μm Buried Heterostructure Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 14, n° 6, 2002, p. 738–740.

[34] Lear (K. L.), Schneider (R. P.), Choquette (K. D.), Kilcoyne (S. P.), Figiel (J. J.) et Zolper (J. C.), « Vertical Cavity Surface Emitting Lasers with 21% Efficiency by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 6, n° 9, 1994, p. 1053–1055.

[35] Lear (K. L.), Kilcoyne (S. P.) et Chalmers (S. A.), « High power conversion efficiencies and scaling issues for multimodevertical-cavity top-surface-emitting lasers », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 6, n° 7, 1994, p. 778–781.

[36] Huffaker (D. L.), Deppe (D. G.), Kumar (K.) et Rogers (T. J.), « Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, n° 1, 1994, p. 97–99.

[37] Choquette (K. D.), Schneider (R. P.), Jr., Lear (K. L.) et Geib (K. M.), « Low threshold voltage vertical-cavity lasers fabricated by selective oxydation », *Electron. Lett.*, vol. 30, n° 24, 1994, p. 2043–2044.

[38] Weigl (B.), Grabherr (M.), Jung (C.), Jager (R.), Reiner (G.), Michalzik (R.), Sowada (D.) et Ebeling (K.), « High-performance oxide-confined GaAs VCSEL's », *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, vol. 3, n° 2, 1997, p. 409–415.

[39] Wierer (J. J.), Evans (P. W.), Jr. (N. H.) et Kellogg (D. A.), « Vertical cavity surface emitting lasers utilizing native oxide mirrors and buried tunnel contact junctions », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, n° 21, 1998, p. 2742–2744.

[40] Yu (S. F.) et Chui (P. C.), « Proposed enhancement of single mode operation in VCSELs using diffused quantum well structure », *Opt. Quant. Electron.*, vol. 30, n° 1, 1998, p. 71–77.

[41] Herman (M. A.), Richter (W.) et Sitter (H.), *Epitaxy Physical Principles and Technical Implementation.* Springer, 2004.

[42] Ludowise (M. J.), « Metalorganic chemical vapor deposition of III-V semiconductors », *J. Appl. Phys.*, vol. 58, n° 8, 1985, p. R31–R55.

[43] Lee (Y. H.), Jewell (J. L.), Scherer (A.), McCall (S. L.), Harbinson (J. P.) et Florez (L. T.), « Room-temperature continous-wave vertical-cavity single-quantum-well microlaser diodes », *Electron. Lett.*, vol. 25, n° 20, 1989, p. 1377–1378.

[44] Kaneko (Y.), Yamada (N.), Takeuchu (T.), Yamaoka (Y.), Amano (H.) et Akasaki (I.), « Melt-back etching of GaN », *Solid State Electron.*, vol. 41, n° 2, 1997, p. 295–298.

[45] Chang-Hasnain (C. J.), Wu (Y. A.), Li (G. S.), Hasnain (G.), Choquette (K. D.), Caneau (C.) et Florez (L. T.), « Low threshold buried heterostructure vertical cavity surface-emitting laser », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, n° 10, 1993, p. 1307–1309.

[46] Lee (Y. H.), Tell (B.), Brown-Goebeler (K.), Jewell (J. L.) et Hove (J. V.), « Top-surface emitting GaAs four-quantum-well lasers emitting at 0.85 μm », *Electron. Lett.*, vol. 26, n° 11, 1990, p. 710–711.

[47] Jiang (W.), Gaw (C.), Kiely (P.), Lawrence (B.), Lebby (M.) et Claisse (P. R.), « Effect of proton implantation on the degradation of GaAs/AlGaAs vertical cavity surface emitting lasers », *Electron. Lett.*, vol. 33, n° 2, 1997, p. 137–139.

[48] Choquette (K.), Hasnain (G.), Wang (Y.), Wynn (J.), Freund (R.), Cho (A.) et Leibenguth (R.), « GaAs vertical-cavity surface emitting lasers fabricated by reactive ion etching », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 3, n° 10, 1991, p. 859–862.

[49] Lei (C.), Rogers (T. J.), Deppe (D. G.) et Streetman (B. G.), « InGaAs-GaAs quantum well vertical-cavity surface-emitting laser using molecular beam epitaxial regrowth », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, n° 11, 1122-1124, p. 1991.

[50] Botez (D.), Zinkiewicz (L. M.), Roth (T. J.), Mawst (L. J.) et Peterson (G.), « Low-Threshold-Current-Density Vertical-Cavity Surface-Emitting AlGaAs/GaAs Diode Lasers », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 1, n° 8, 1989, p. 205–208.

[51] Lang (R.) et Kobayashi (K.), « External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties », *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. 16, n° 3, 1980, p. 347–355.

[52] Jiang (S.), Pan (Z.), Dagenais (M.), Morgan (R. A.) et Kojima (K.), « Influence of External Optical Feedback on Threshold and Spectral Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 6, n° 1, 1994, p. 34–36.

[53] Gorecki (C.), Khalfallah (S.), Kawakatsu (H.) et Arakawa (Y.), « New SNOM sensor using optical feedback in a VCSEL-based compound-cavity », *Sensor Actuat. A-Phys.*, vol. 87, n° 3, 2001, p. 113–123.

[54] Hsu (A.), Seurin (J.-F. P.), Chuang (S. L.) et Choquette (K. D.), « Optical Feedback in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. 37, n° 12, 2001, p. 1643–1649.

[55] Mathieu (J. P.), *Optique Tome 1 Optique électromagnétique*. S.E.D.E.S, 1965.

[56] Chung (Y. C.) et Lee (Y. H.), « Spectral Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with External Optical Feedback », *IEEE Photonic. Tech. L.*, vol. 3, n° 7, 1991, p. 597–599.

[57] Hashizume (J.), Shinada (S.), Koyama (F.) et Iga (K.), « Reflection Induced Voltage Change of Surface Emitting Laser for Optical Probing », *Opt. Rev.*, vol. 9, n° 5, 2002, p. 186–188.

[58] Besnard (P.), Charès (M. L.), Stéphan (G.) et Robert (F.), « Switching between polarized modes of a vertical-cavity surface-emitting laser by isotropic optical feedback », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, n° 7, 1999, p. 1059–1063.

[59] Betzig (E.), Grubb (S. G.), Chichester (R. J.), DiGiovanni (D. J.) et Weiner (J. S.), « Fiber laser probe for near-field scanning optical microscopy », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, n° 26, 1993, p. 3550–3552.

[60] Zenteno (L. A.), Snitzer (E.), Po (H.), Tumminelli (R.) et Hakimi (F.), « Gain switching of a Nd^{+3}-doped fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 14, n° 13, 1989, p. 671–673.

[61] Schwarz (U.), Berthié (M. L.), Courjon (D.) et Bielefeldt (H.), « Simple reflection Scanning Near-field Optical Microscope using the back reflected light inside the laser cavity as detection mode », *Opt. Commun.*, vol. 134, n° 1-6, 1997, p. 301–309.

[62] Gad-el-Hak (M.), *The MEMS Handbook*. CRC Press, 2002.

[63] Vettiger (P.), Despont (M.), Drechsler (U.), Dürig (U.), Häberle (W.), Lutwyche (M. I.), Rothuizen (H. E.), Stutz (R.), Widmer (R.) et Binnig (G. K.), « The "Millipede" - More than one thousand tips for future AFM data storage », *IBM J. Res. Develop.*, vol. 44, n° 3, 2000, p. 323–340.

[64] Minh (P. N.), Ono (T.), Tanaka (S.), Goto (K.) et Esashi (M.), « Near-field recording with high optical throughput aperture array », *Sensor Actuat. A-Phys.*, vol. 95, n° 2-3, 2002, p. 168–174.

[65] Akamine (S.), Kuwano (H.) et Yamada (H.), « Scanning near-field optical microscope using an atomic force microscope cantilever with integrated photodiode », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, n° 5, 1996, p. 579–581.

[66] Minsky (M.). « Confocal Scanning Microscope ». U.S. Patent 3013467, 1957.

[67] Bargiel (S.), Nieradko (L.), Józwik (M.), Gorecki (C.) et Dziuban (J.), « New generation of fully integrated optical microscopes on-chip : application to confocal microscope », dans *MEMS, MOEMS, and Micromachining II*, vol. 6186, p. 13–21. Proc. SPIE, avr. 2006.

[68] Bargiel (S.), Nieradko (L.), Józwik (M.), Gorecki (C.) et Dziuban (J.), « Electrostatically driven vertical scanner with glass microlens for miniaturized scanning optical confocal microscope », dans *Proc. of Scientific Conference Optoelectronic and Electronic Sensors COE Cracow-Zakopane*, p. 399–402, 19-22 juin 2006.

[69] Bargiel (S.), Walczak (R.), Silvestre (J. A.), Dziuban (J.), Alkowska (K.), Nieradko (L.), Józwik (M.) et Gorecki (C.). « Towards the miniaturisation of optical microscopes : integration of glass microlenses into silicon actuators ». XX Eurosensors, Göteborg, Sweden, sept. 2006.

[70] Courjon (D.) et Bainier (C.), *Le champ proche optique Théorie et applications*. Springer, 2001.

[71] Born (M.) et Wolf (E.), *Principles of Optics*. Pergamon Press, 1959.

[72] Valaskovic (G. A.), Holton (M.) et Morrison (G. H.), « Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication of optical fiber near-field probes », *Appl. Optics*, vol. 34, n° 7, 1995, p. 1215–1228.

[73] Bargiel (S.), Heinis (D.), Gorecki (C.), Górecka-Drzazga (A.), Dziuban (J. A.) et Józwik (M.), « A micromachined silicon-based probe for a scanning near-field optical microscope on-chip », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, n° 1, 2006, p. 32–37.

[74] Heinis (D.), Gorecki (C.), C.Bringer, Bardinal (V.), Camps (T.), Doucet (J.), Dubreuil (P.) et Fontaine (C.), « Miniaturized scanning near-field microscope sensor based on optical feedback inside a single-mode oxide-confined vertical-cavity surface-emitting laser », *Jpn. J. Appl. Phys. 2*, vol. 42, n° 12A, 2003, p. L1469–L1471.

[75] Lim (S. F.), Li (G. S.), Yuen (W.) et Chang-Hasnain (C. J.), « Intracavity resonant quantum-well photodetection of a vertical-cavity surface-emitting laser », *Electron. Lett.*, vol. 33, n° 7, 1997, p. 597–598.

[76] Fischer (A. J.), Choquette (K. D.), Chow (W. W.), Hou (H. Q.) et Geib (K. M.), « Coupled resonator vertical-cavity laser diode », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, n° 19, 1999, p. 3020–3022.

[77] Bringer (C.), Bardinal (V.), Daran (E.), Camps (T.), Boucher (Y.), Almuneau (G.), Gauthier-Lafaye (O.), Dubreuil (P.), Doucet (J. B.) et Fontaine (C.), « Detection of lateral spontaneous emission for VCSEL monitoring », dans *Photonics Europe (Strasbourg). Proceedings of SPIE. Vol. 5453. Micro-Optics, VCSELs, and Photonic Interconnects*, p. 209–216, avr. 2004.

[78] Camps (T.), Bringer (C.), Bardinal (V.), Almuneau (G.), Amat (C.), Daran (E.), Doucet (J. B.), Dubreuil (P.) et Fontaine (C.), « High sensitivity integrated lateral detection in VCSELs », *Electron. Lett.*, vol. 41, n° 3, 2005, p. 129–131.

[79] Cerre (N.), Fornel (F. D.) et Goudonnet (J. P.), « Reflection scanning microscopy », *Appl. Optics*, vol. 31, n° 7, 1992, p. 903–908.

[80] Ghatak (A.) et Thyagarajan (K.), *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1998.

[81] Coldren (L. A.) et Corzine (S. W.), *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Wiley, 1995.

[82] Toffano (Z.), Pez (M.), Desgreys (P.), Hervé (Y.), brun (C. L.), Mollier (J.-C.), Barbary (G.), Charlot (J.-J.), Constant (S.), Destrez (A.), Karray (M.), Marec (M.), Rissons (A.) et Snaidero (S.), « Multilevel Behavioral Simulation of VCSEL based Optoelectronic Modules », *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, vol. 9, n° 3, 2003, p. 949–960.

[83] American Institute of Physics, *American Institute of Physics Handbook.* Mcgraw-Hill (Tx), édition 3e, 1972.

[84] Ye (S.-Y.), Mitsugi (S.), Kim (Y.-J.) et Goto (K.), « Numerical Simulation of Readout Using Optical Feedback in the Integrated Vertical Cavity Surface Emitting Laser Microprobe Head », *Jpn. J. Appl. Phys. 1*, vol. 41, n° 3B, 2002, p. 1636–1637.

[85] Jozwik (M.), *Etude et mise au point de techniques opto-numériques pour la caractérisation des paramètres mécaniques de composants MEMS/MOEMS.* Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté - Université Technologique de Varsovie, 2004.

[86] Jozwik (M.), Gorecki (C.), Sabac (A.), Delobellec (P.) et Kujawinska (M.), « Evaluation of micromechanical properties of buckled SiO_xN_y-loaded membranes by combining the Twyman-Green interferometry with nanoindentation and point-wise deflection technique », *Opt. Laser Eng.*, vol. 41, n° 5, 2004, p. 703–716.

[87] Jozwik (M.), Delobellec (P.), Gorecki (C.), Sabac (A.), Nieradko (L.), Meunier (C.) et Munnike (F.), « Optomechanical characterisation of compressively prestressed silicon oxynitride films deposited by plasma-enhanced chemical vapour deposition on silicon membranes », *Thin Solid Films*, vol. 468, n° 1-2, 2004, p. 84–92.

[88] Aimé (J.), Boisgard (R.) et Couturier (G.). « Microscopie de force dynamique : Partie A, Nanopointe oscillante à proximité d'une surface », 2003. Cours de l'école Nanosciences.

[89] Patois (R.), *Méthodes optiques et acoustiques pour les microscopies thermiques et thermo-élastiques aux échelles micro- et nanométriques.* Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2003.

[90] Sze (S. M.), *Physics of Semiconductor Devices.* Wiley, édition 2nd, 1981.

[91] Léna (P.) et Blanchard (A.), *Lumières : une introduction aux phénomènes optiques.* InterEditions, 1990.