

Thèse

Présentée à
l'université Lille 1
Université des Sciences et Technologies de Lille

par
Patrick EMERY

pour l'obtention du titre de
Docteur de l'université

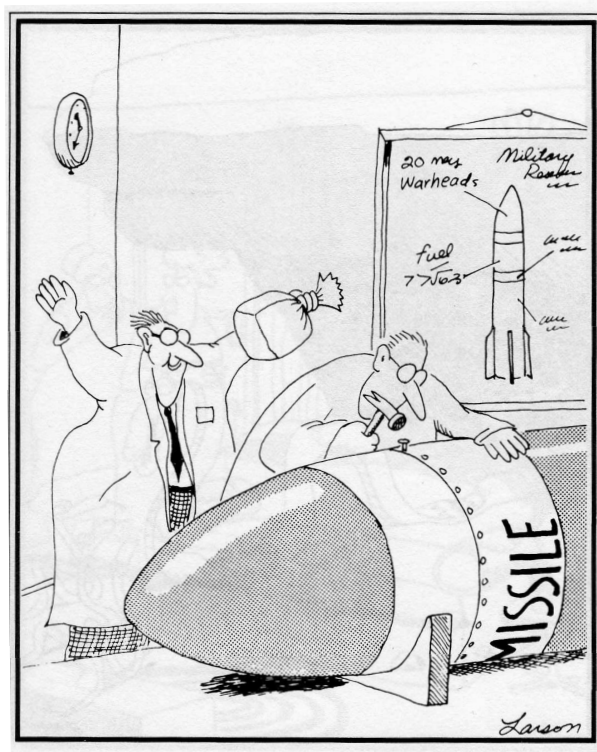
**Spécialité : Micro et nano-technologies, acoustique et
télécommunications**

*L'Acoustique Picoseconde Colorée :
l'outil métrologique qu'attendait
la technologie BAW**

présenté et soutenu publiquement le 23 juin 2008.

Membres du jury :	GILLES	DAMBRINE	Président
	BERNARD	PERRIN	Rapporteur
	MARC	SOLAL	Rapporteur
	CLÉMENT	ROSSIGNOL	Examineur
	FLORENCE	NAUDIN	Examineur
	EL HADJ	DOGECHÉ	Examineur
	TUAMI	LASRI	Invité
	PASCAL	ANCEY	Encadrant de thèse
	ARNAUD	DEVOS	Directeur de thèse

* résonateur acoustique à onde de volume



Gary Larson's *The Far Side* ®

Remerciements

Je tiens à remercier Pascal Ancey qui m'a permis de réaliser cette thèse entre industrie et recherche (je resterai marqué par nos échanges volubiles).

Je remercie Arnaud Devos pour ces trois années de travail et d'échanges, pendant lesquelles j'ai pu profiter de ses qualités d'expérimentateur et de chercheur (merci Arnaud, c'était "giantly" enrichissant).

Je remercie l'ensemble du jury, Gilles Dambrine pour avoir accepté le poste de président du jury, Bernard Perrin et Marc Solal pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail, Clément Rossignol, Florence Naudin, El Hadj Dogheche et Tuami Lasri pour avoir accepté d'examiner mes travaux.

Je remercie l'"équipe" d'acoustique picoseconde Jean-François (pour son comique de répétition et son comique de répétition), Renaud Côte, Arnaud Le-Louarn (et sa positive attitude), Pierre-Adrien Mante (burgers, champagne, gorilles et cie).

Je remercie également l'ensemble de l'équipe acoustique de l'ISEN, en particulier Gérard pour ses suggestions musicales.

Je remercie mes collègues de STMicroelectronics : Gregory Caruyer (et sa décontraction), Alexandre Volatier, David Petit, et bien d'autres...

Je remercie mes collègues du CEA-LETI : Guy Parat, Aude Lefevre, Emmanuel Defay.

Je remercie le fin trio de micro-électroniciens de l'ISEN : Antoine Frappé, Axel Flament, Valérie Vandenhende.

Je remercie également François Vaurette (qui accepte de se faire payer en bières pour de menus services) et Sophie Barbet (qui préfère être payée en ragots).

Pour finir, merci à tous ceux qui n'ont rien à voir avec ces travaux (et qui n'apercevront certainement jamais la couverture de cet empilement de papier) mais que j'ai cotoyé avec plaisir pendant ces trois ans.

Table des matières

Introduction	9
1 Histoire et défis de la technologie BAW	11
1.1 Historique et applications des résonateurs acoustiques	12
1.1.1 Les résonateurs acoustiques et la solution BAW	12
1.1.2 Filtres passe bande et BAW	15
1.2 Le résonateur BAW : un défi technologique	19
1.2.1 Les deux types de BAW	19
1.2.2 Le BAW, un gourmand en caractérisation acoustique! . . .	21
1.2.3 La maîtrise de la résonance	24
1.2.4 Quels outils métrologiques?	27
2 L'acoustique picoseconde en couleurs	31
2.1 L'acoustique picoseconde	32
2.1.1 L'histoire	32
2.1.2 Génération et détection	33
2.1.3 Le montage expérimental	38
2.2 L'intérêt de la couleur	41
2.2.1 Mise en évidence expérimentale : les échos du W	41
2.2.2 Un enrichissement pratique : les expériences R/B	42
2.2.3 Une force pour l'étude des transparents : les sauts de réflectivité	43
2.3 La réponse aux contraintes BAW	44
2.3.1 La mesure de "temps de vol"	44
2.3.2 La couleur pour des mesures d'épaisseur optimisées	46
2.3.3 MetaPulse : L'acoustique picoseconde en salle blanche . . .	47
3 Caractérisation Matériaux	51
3.1 Mesures par acoustique picoseconde	52
3.1.1 L'état de l'art	52
3.1.2 Mesures acoustiques dans les transparents par les oscilla- tions Brillouin	54
3.1.3 Mesures acoustiques dans les transparents par les sauts de réflectivité	57
3.2 Mesures d'atténuation hypersonore	63

3.2.1	Etat de l'art : les échos multiples	64
3.2.2	L'utilisation du Brillouin	65
3.2.3	Mesures hyperfréquence et loi en ω^2 , exploitation de la couleur	68
3.2.4	Retour aux BAW	71
3.3	Mesures de coefficients en température	72
3.3.1	Etat de l'art et principe de la méthode des sauts	73
3.3.2	Mesures du comportement en température de la vitesse acoustique	75
3.3.3	Mesures du coefficient de dilatation	77
3.3.4	Retour aux BAW	79
4	Caractérisation d'empilements et Stratégie de "Trimming"	81
4.1	Caractérisation du miroir de Bragg acoustique	82
4.1.1	Principe de fonctionnement d'un miroir de Bragg	82
4.1.2	Acoustique picoseconde et Bragg acoustique	83
4.1.3	Bragg optimisé pour les BAW	85
4.2	Mesures acoustiques sur des empilements complets	86
4.2.1	Mesures sur Dubary (réalisées à l'IEMN)	86
4.2.2	Mesures sur Riframe (essais MetaPulse)	87
4.3	Stratégie de trimming assistée par acoustique picoseconde	91
4.3.1	Les stratégies de "Trimming"	91
4.3.2	Avantages d'une méthodologie basée sur la métrologie d'épaisseur	93
4.3.3	Simulation fréquentielle du résonateur à partir de mesures d'épaisseurs	97
4.3.4	Quelle technique utiliser ?...	101
	Conclusion et perspectives de recherche	105
	Bibliographie	111
	Annexes	113
	A	115
	B	117

Introduction

La montée en fréquence des standards de communications et le besoin d'intégration de fonctions pour la téléphonie mobile requiert le développement de nouveaux composants. Dans cette perspective, les composants électro-mécaniques ont toujours eu un fort potentiel grâce à leurs atouts de performances et de miniaturisation. Le résonateur BAW (Bulk Acoustic Wave) en particulier est un candidat idéal pour les applications de filtrage RF (Radio-Fréquence) et de références de temps. Il permet de dépasser les limitations des technologies précédentes liées aux hautes fréquences et à la tenue en puissance. De plus le BAW est réalisé avec des procédés compatibles avec les technologies CMOS et BiCMOS, il est donc intégrable avec des circuits actifs et permet de réaliser une puce monolithique. C'est ce dernier point qui a motivé un bon nombre de fabricants de semi-conducteurs à s'intéresser à cette technologie.

Technologiquement, le BAW représente un défi métrologique : comment caractériser des empilements complexes de matériaux très différents déposés en couches minces ?

En 2002, ST Microelectronics décide de se lancer dans le développement du BAW. La thèse de Grégory Caruyer, réalisée dans le cadre du labo-commun ST-IEMN et soutenue en 2006, a permis de défricher le paysage en ce qui concerne le résonateur BAW : la modélisation, la conception et la caractérisation. A la suite de ces travaux, l'acoustique picoseconde a été identifiée comme étant une technique de caractérisation mécanique pertinente pour ce genre de composant. La technique existe depuis les années 80, et pourtant son entrée dans le monde du BAW ne semble s'imposer que depuis le début des années 2000.

Le premier problème concerne la caractérisation acoustique de tout type de matériaux en couches minces, les techniques de caractérisation usuelles sont en général limitées à un type de matériau. Le second problème concerne le contrôle en ligne d'empilements complexes, puisque le nombre de couches sondées par les techniques usuelles dépasse rarement 1. Par contre, l'acoustique picoseconde répond parfaitement à ces deux difficultés, principalement par le fait que les ondes acoustiques sont non-sectaires (elles se propagent dans tous les types de matériaux). Nous avons alors cherché à tirer un maximum d'informations des signaux d'acoustique picoseconde. Pour cela nous avons développé et exploité l'originalité du montage de l'IEMN : la couleur. Des études plutôt "fondamentales" ont permis d'augmenter le nombre de caractéristiques mesurables par acoustique picoseconde, enrichissant directement une base de données des paramètres matériaux nécessaires à la simulation. D'un côté plus pratique, nous avons exploité la compétence de

”contrôle non-destructif” de la technique pour définir des méthodes de suivi de procédé de réalisation. L’efficacité du suivi de procédé est à ce jour un enjeu pour la production massive de résonateurs BAW.

Le manuscrit est organisé comme suit. Dans la première partie on reviendra sur l’histoire des résonateurs acoustiques, et en particulier sur le BAW et son mode de fonctionnement. On verra ensuite les exigences métrologiques liées à ce type de dispositifs et on soulignera le fait que les outils actuels de caractérisation utilisés en microélectronique ne sont pas les mieux armés pour affronter le résonateur BAW.

La deuxième partie est consacrée à la technique d’acoustique picoseconde. Il s’agit d’une technique Sonar à l’échelle submicronique reposant sur l’utilisation d’une source laser impulsionnelle pour générer et détecter des ondes acoustiques très hautes fréquences. On s’intéressera alors au cas particulier de l’acoustique picoseconde à l’IEMN, surnommée ”colorée”, qui permet de travailler avec un large spectre de longueurs d’onde. Puis nous reviendrons sur le résonateur BAW pour montrer l’adéquation entre les réponses proposées par l’acoustique picoseconde colorée et les exigences métrologiques du composant.

La troisième partie présente les résultats de caractérisation des matériaux par acoustique picoseconde. On y approfondit plus particulièrement trois exploitations des effets de longueurs d’onde : la première nous a permis d’optimiser les performances de la technique en terme de précision des mesures ; la seconde de mesurer l’atténuation acoustique de films minces et, en bonus, d’apporter une contribution à la compréhension des mécanismes de pertes acoustiques dans les verres ; et enfin la troisième, de pouvoir mesurer les dépendances en température des caractéristiques mécaniques des matériaux.

Pour finir, la quatrième partie concerne l’analyse d’empilements complexes (nb de couches > 1). On montrera que, dans le cas du BAW, l’acoustique picoseconde fournit les informations suffisantes pour être au coeur de la métrologie associée au procédé de réalisation. Ceci sera confirmé par une campagne de mesures réalisées sur l’équipement d’acoustique picoseconde standard utilisé en ligne de production (MetaPulse, Rudolph Technologies). A l’issue de ces études, on présentera une stratégie de métrologie en ligne permettant de suivre le déroulement de la fabrication des résonateurs et d’assister efficacement la stratégie de ”trimming”, point clé de la production industrielle des BAW.

Chapitre 1

Histoire et défis de la technologie BAW

Dans cette partie on revient sur l'histoire de la technologie BAW (Bulk Acoustic Wave), dont le développement est porté par les applications de filtrage Radio-Fréquence. Les résonateurs acoustiques connaissent un essor fulgurant depuis les années 70, notamment dû à l'explosion de la téléphonie mobile à partir des années 90 et la course à la miniaturisation. Plusieurs types de dispositifs ont été réalisés. Au début du XXe siècle, les résonateurs à quartz sont les premiers composants exploitant la résonance d'ondes acoustiques. Cependant ces résonateurs sont limités et ne conviennent pas pour des applications hautes fréquences, les résonateurs SAW (Surface Acoustic Wave) prennent alors leur place à partir des années 80. A la même époque la géométrie à ondes de volume refait surface en R&D par l'intermédiaire des BAW. Ces dispositifs sont très prometteurs en terme de performance et de miniaturisation.

Un résonateur BAW consiste en un empilement de couches de matériaux différents (de 4 à 10 selon le type de structure) dont la réponse électrique dépend des paramètres acoustiques des matériaux et de la géométrie du dispositif. Dans cette partie, on identifie les exigences métrologiques de ce composant. En effet, qu'il s'agisse de la conception ou de la production massive de résonateurs BAW, il est nécessaire de disposer d'une technique de caractérisation mécanique de couches minces et de développer des protocoles de suivi de production. On verra que les techniques classiques utilisées en microélectronique ne sont pas forcément adaptées à ce type de dispositif et on montrera dans le reste du manuscrit que l'acoustique picoseconde permet de répondre à ces besoins.

1.1 Historique et applications des résonateurs acoustiques

Dans les premières applications de filtrage les composants étaient basés sur la résonance d'ondes électromagnétiques. Ces composants très robustes étaient également très encombrants. Or, à une fréquence donnée, la dimension d'un résonateur dépend de la vitesse des ondes impliquées, plus la vitesse est faible plus la dimension résonante est réduite. Le rapport entre la vitesse des ondes électromagnétiques et celle des ondes acoustiques est de l'ordre de 10^5 . L'exploitation des résonances acoustiques permet donc une réduction importante de la taille des composants et ce potentiel est rapidement mis à l'étude.

On verra dans la suite que l'histoire des résonateurs acoustiques est liée aux progrès technologiques dans le domaine des matériaux piézoélectriques. Dans cette partie, on revient sur l'histoire des résonateurs acoustiques, puis sur leur utilisation pour l'application phare de filtrage RF.

1.1.1 Les résonateurs acoustiques et la solution BAW

*L'effet
piézoélectrique...*

Pour la plupart des dispositifs acoustiques, le coeur du composant est un matériau piézoélectrique. Dans la structure d'un cristal piézoélectrique les barycentres des charges positives et négatives ne coïncident pas, ainsi lorsqu'on déforme la maille, elle présente une différence de potentiel à ses extrémités. Inversement, on peut induire une déformation de la maille en appliquant un potentiel à ses bornes. Cet effet, découvert à la fin du XIXème siècle par P. Curie, permet de coupler résonances électriques et mécaniques. L'efficacité du couplage dépend du matériau utilisé et, dans le domaine des couches minces, de la technique de dépôt.

*Les premiers
composants
acoustiques...*

W. Cady semble être le premier à proposer, en 1922, l'utilisation d'un résonateur acoustique à ondes de volume dans un circuit [11]. Ces composants seront surnommés "Quartz" du nom du matériau piézoélectrique utilisé (Fig.1.1). Ils présentent un fort facteur de qualité et sont alors utilisés en remplacement de filtre RC [30].

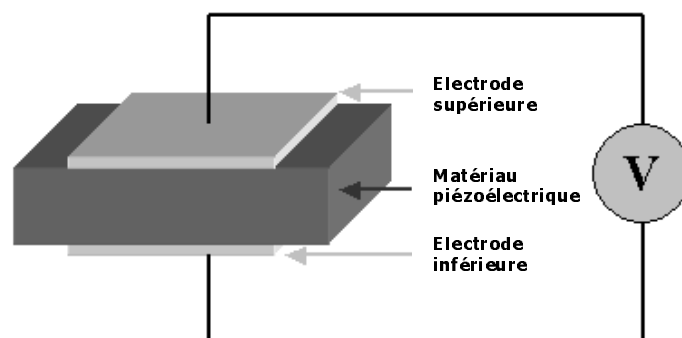


FIG. 1.1: Principe d'un "Quartz" : une couche piézoélectrique entre deux électrodes.

*Les limitations
des ondes de
volume...*

Dans un premier temps ce type de résonateur est peu exploitable pour des applications de filtrage [30]. Les restrictions des "quartz" pour le filtrage sont liées à la faible largeur de bande accessible et la limitation en fréquence. Il y a alors eu un travail sur la conception de filtres afin d'augmenter leurs performances [39]. Ces évolutions sont réalisées en connectant plusieurs résonateurs selon différentes architectures, lesquelles seront réutilisées pour les technologies SAW et BAW. Ces limitations sont donc temporairement dépassées mais le renforcement constant des spécifications mettra fin à l'utilisation des "quartz". Pour augmenter la fréquence de résonance d'un "quartz", il faut diminuer l'épaisseur de la couche piézoélectrique. A cette époque les couches piézoélectriques de dimensions micrométriques sont irréalisables. Les SAW se taillent alors la part belle...

*Les ondes de
surface...*

En 1963, Mortley et Rowen proposent d'utiliser un autre type d'onde acoustique : les ondes de surface. Ils déposent deux brevets sur une technique permettant la génération d'onde acoustique de surface [42],[51]. L'idée consiste à déposer des peignes interdigités sur un substrat piézoélectrique, puis à appliquer un signal aux bornes des peignes. Le champ électrique créé entre les dents des peignes engendre une déformation du substrat qui se propage dans le sens de la plaque (Fig.1.2). La distance entre les doigts des peignes fixe la fréquence de résonance du dispositif. Ce type d'onde ne pénètre pas dans la profondeur de la plaque, d'où le nom "onde de surface". La dimension limitante n'est donc plus l'épaisseur de la plaque piézoélectrique mais l'écartement des peignes. Les matériaux piézoélectriques utilisés sont des substrats de quartz, LiNbO_3 , LiTaO_3 , ZnO .

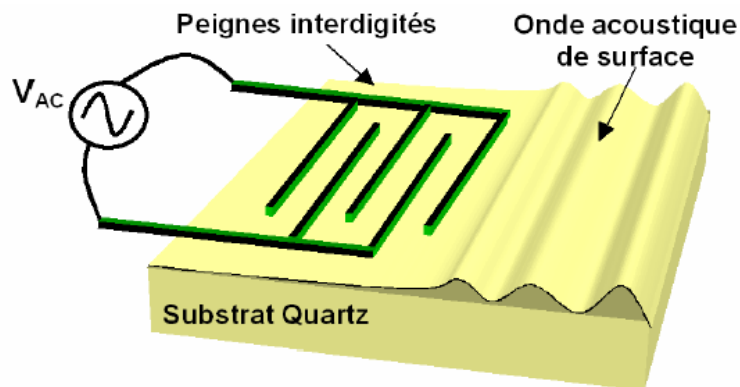


FIG. 1.2: Génération d'une onde acoustique par un peigne inter digité déposé sur substrat piézoélectrique.

*Les filtres
SAW...*

En 1969, Tancrèll utilise la résonance des ondes de surface pour réaliser un filtre à ondes acoustiques [54]. Deux séries de peignes interdigités sont disposés en vis-à-vis sur un substrat (Fig.1.3). L'idée est de coupler acoustiquement deux résonateurs. L'avancée technique vient du fait que cet arrangement permet de réaliser directement un filtre passe-bande, on évite ainsi d'utiliser une solution impliquant plusieurs composants judicieusement connectés mais consommateurs

de place. L'onde acoustique générée par l'un des peignes se propage à la surface du substrat et est détectée par l'autre résonateur. A cette époque les techniques de photolithographie, développées pour la réalisation de circuits intégrés, permettent de dessiner des structures planes avec une très grande précision. A une fréquence de 1 GHz la distance inter-électrode est de l'ordre du micron.

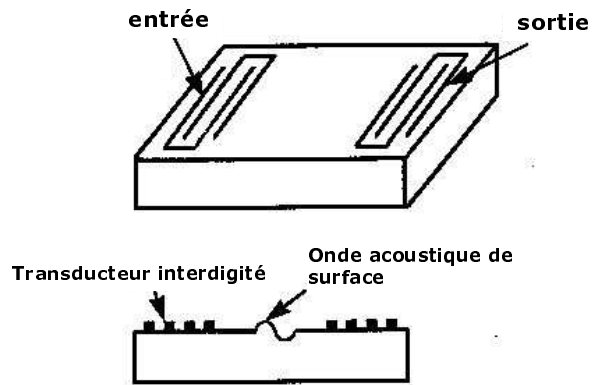


FIG. 1.3: Disposition d'un filtre à ondes acoustiques de surface.

*La triple
compétence des
SAW...*

Le deuxième point fort des SAW est la possibilité de pouvoir réaliser des fonctions annexes, en plus de la fonction de filtrage [41] :

- la fonction de "balun", qui permet de convertir un signal "flottant" à un signal référencé à la masse
- la fonction d'adaptation d'impédance.

On peut ainsi condenser les circuits en exploitant les différentes fonctions des SAW.

*Le plus BAW
jour...*

Cependant un second saut technologique vient ternir les cieux des SAW, pour l'instant en tête des applications de filtrage grâce à ses fonctions annexes et son faible coût de fabrication. La technologie à ondes de volume fait un grand retour avec la possibilité de dépôts de couches piézoélectriques de dimensions micrométriques en nitrure d'aluminium (AlN). L'AlN présente plusieurs avantages : le premier, et le plus important, est qu'on peut le déposer en couches minces et ainsi accéder aux hautes fréquences avec la technologie à ondes de volume ; le second est que ce matériau est compatible avec les procédés standards utilisés en microélectronique. On se retrouve alors dans la configuration des quartz : le BAW est un quartz micrométrique. Il permet de répondre à de nouvelles problématiques :

- Intégration de fonctions
- Montée en fréquence
- Tenue en puissance
- Stabilité en température

Dans le contexte de miniaturisation (Fig.1.4), le BAW présente un atout de poids : l'intégration "Above-IC" (c'est à dire la possibilité de réaliser le composant directement au-dessus des circuits intégrés). Pour cela, la compatibilité du

matériau favori de la technologie BAW (AlN) est un atout. D'autres matériaux sont étudiés dont le ZnO et le PZT (qui présente un couplage électromécanique plus fort).

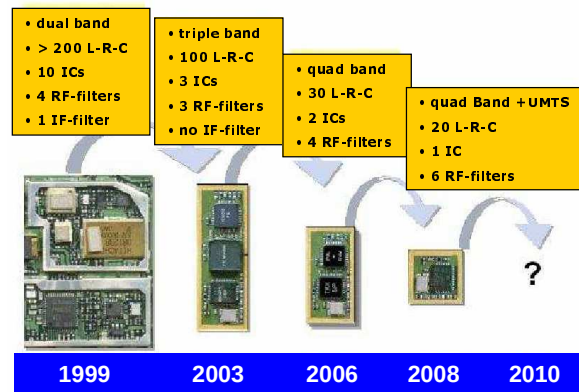


FIG. 1.4: Evolution du nombre de composants RF et de leur emprise dans un téléphone mobile.

*Le SAW l'y
laisse...*

L'intégrabilité "above-IC" est la capacité à réaliser le composant directement sur le circuit intégré. L'évolution des téléphones portables s'accompagne de la miniaturisation des composants et d'intégration de fonctions. Les téléphones doivent être multi-standards, prendre des photos, proposer des services multimédias, etc... Un moyen de réduire l'emprise des fonctions sur la carte est de fusionner les composants, par exemple en intégrant "above-IC". Cela nécessite l'utilisation de matériaux et de procédés qui ne détériorent pas le circuit enterré. Les SAW étant réalisés sur substrat piézoélectrique ils ne sont pas intégrables "above-IC".

*Et ce n'est pas
tout !..*

Pour un SAW, l'augmentation des fréquences induit une diminution de la distance inter-électrode, et à ces échelles des phénomènes d'acousto-migration (c'est à dire un déplacement de matière induit par le champ acoustique) conduisent à la détérioration, voire la destruction, du composant. Ces effets sont pénalisants pour la montée en fréquence et la tenue en puissance. De plus, compte tenu de la géométrie utilisée, les effets de dérives en température deviennent trop forts pour répondre aux spécifications. En ce qui concerne les BAW, la géométrie propre aux résonateurs à ondes de volume favorise la tenue en puissance et limite les effets de température. Parallèlement à cela, la montée en fréquence ne se trouve plus limitée dans le sens de l'épaisseur.

1.1.2 Filtres passe bande et BAW

*Pourquoi
filtrer ?..*

La démocratisation des communications sans fils induit l'apparition de nombreux standards. Pour chacun une bande de fréquence est réservée comme voie de connexion entre les différents utilisateurs. En pratique dans un téléphone,

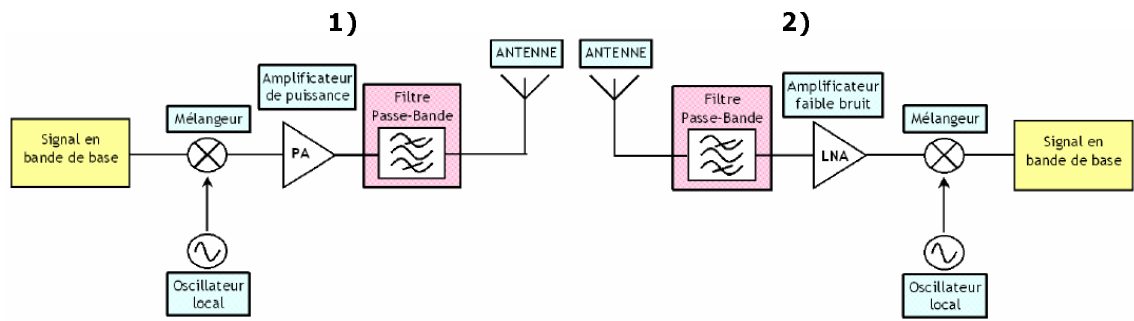


FIG. 1.5: 1) Schéma d'une chaîne de transmission, 2) Schéma d'une chaîne de réception.

on utilise deux chaînes : l'une d'émission, l'autre de réception (Fig.1.5). A l'émission le signal est modulé, amplifié puis filtré avant d'atteindre l'antenne. L'amplification du signal introduit des composantes fréquentielles hors gabarit, le rôle du filtre est de couper ces composantes pour ne pas perturber les bandes voisines (autres standards, fréquences protégées pour des raisons militaires...). A la réception, encore une fois à cause des non linéarités du circuit, le flot de communications ambiantes peut induire des interférences avec les signaux environnants, le filtre est donc chargé d'isoler le signal utile avant le traitement.

Pour cela le filtre doit présenter des caractéristiques adéquates en (Fig.1.6) :

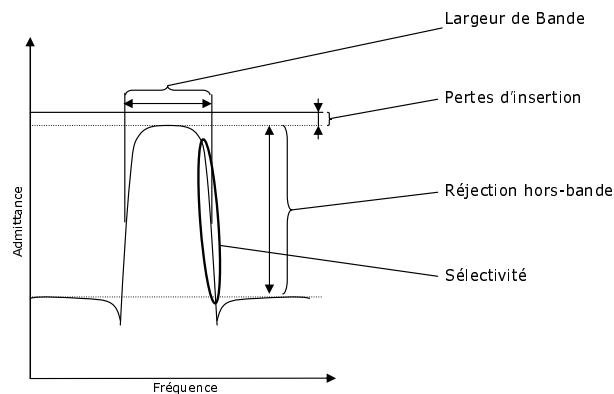


FIG. 1.6: Caractéristiques principales d'un filtre passe-bande.

- Largeur de bande
- Réjection hors bande
- Pertes d'insertion
- Sélectivité

Un "Quartz"
Ra-
dioFréquence...

A l'instar du "Quartz", le coeur d'un résonateur BAW consiste en une couche piézoélectrique emprisonnée entre deux électrodes (voir Fig.1.1). L'application d'un signal alternatif aux bornes du matériau piézoélectrique engendre une déformation de la couche piézoélectrique. Le couplage entre le champ électrique et le champ acoustique donne lieu à des phénomènes de résonance dont les fréquences

dépendent, au premier ordre, de l'épaisseur de la couche piézoélectrique. Aux fréquences RF l'épaisseur couche piézoélectrique est de l'ordre du micron.

Une réponse
type...

Le couplage entre le signal électrique et le comportement mécanique de l'empilement se traduit, sur l'admittance électrique du résonateur, par l'apparition d'une résonance et d'une anti-résonance dont les positions sont liées aux caractéristiques et aux épaisseurs des matériaux de l'empilement. Les caractéristiques principales d'un tel résonateur sont (Fig.1.7) :

- fréquence de résonance (f_r),
- facteur de qualité à la résonance (Q_r),
- fréquence d'antirésonance (f_a),
- facteur de qualité à l'antirésonance (Q_a),
- couplage électromécanique (kt^2)

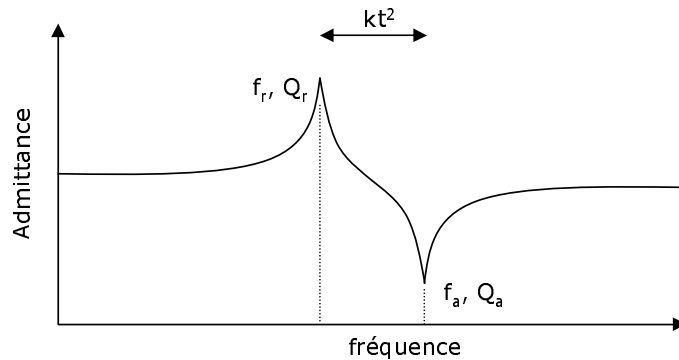


FIG. 1.7: Evolution de l'admittance du résonateur au voisinage de la résonance.

Différentes
architectures...

Ce comportement typique d'un résonateur acoustique permet la conception de filtres passe-bande. Pour les réaliser, les architectures développées au début du

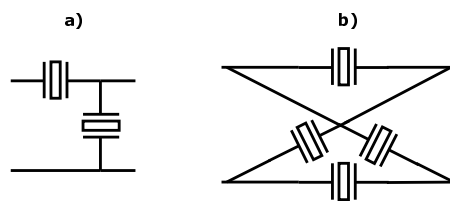


FIG. 1.8: Deux types d'architecture de filtre ; a) en échelle, b) en treillis.

XXe siècle pour les quartz sont reprises et optimisées. Deux familles principales sont utilisées pour augmenter les performances des filtres, Lewis présente des architectures en échelle [36] et Highway en treillis [27] (Fig.1.8). Des structures mixtes feront également leur apparition.

Pour réaliser
un passe
bande...

Ces "designs" reposent sur l'utilisation de deux résonateurs légèrement décalés en fréquence et couplés électriquement. Pour cela, on utilise deux résonateurs identiques dont l'un va être surchargé (on ajoute de la masse pour obtenir un résonateur "chargé") afin d'abaisser la résonance. Dans une architecture en échelle, on réalise un filtre passe-bande en alignant l'antirésonance du

résonateur "non-chargé" sur la résonance de résonateur "chargé" (Fig.1.9). On peut alors décrire, avec les mains, le comportement du circuit aux différentes résonances. Lorsque le résonateur chargé résonne le circuit est relié à la masse par un fil et l'ensemble du signal est coupé; lorsque le résonateur chargé anti-résonne, le résonateur R1 résonne et le circuit se comporte comme un fil, l'ensemble du signal est transmis; lorsque le résonateur R1 anti résonne, le circuit est coupé et le signal aussi. La qualité de la réponse dépend de l'alignement des deux résonateurs. Le dimensionnement de la surcharge est donc un point critique de la réalisation.

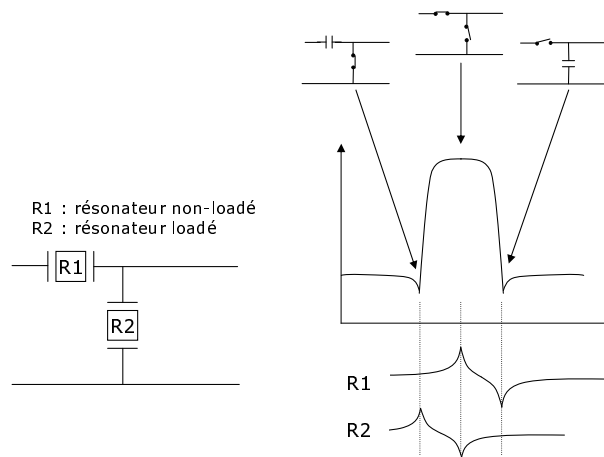


FIG. 1.9: Réalisation d'un filtre en échelle. A gauche la représentation électrique du filtre en échelle avec 2 résonateurs, l'un "non-chargé" (R1) et l'autre "chargé" (R2). En bas à droite, les courbes d'admittance de R1 et R2 en fonction de la fréquence, et au-dessus la courbe d'admittance du quadripôle en fonction de la fréquence.

Les produits
dérivés...

Plus tard, d'autres composants de ce type mais exploitant le couplage acoustique entre deux résonateurs sont proposés. Ces nouvelles structures permettent de réaliser à partir de résonateurs BAW les fonctions de balun et de conversions d'impédance. Les travaux réalisés sur les quartz avaient donné lieu à de nouvelles structures de filtres basées sur des couplages acoustiques entre résonateurs. Au milieu de années 60 une structure couplée horizontalement est proposée [52], puis au début des années 70 le SCF [8] (Stack Crystal Filter) couplé verticalement (Fig.1.10). Aujourd'hui, ces idées sont reprises à l'échelle des résonateurs

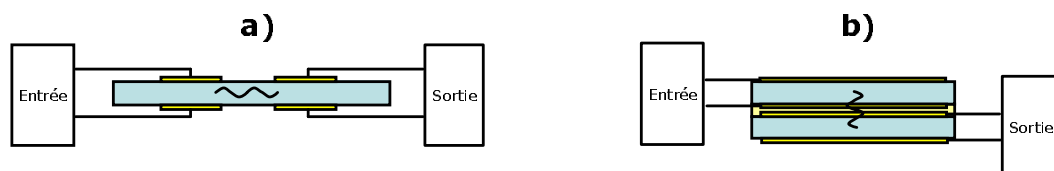


FIG. 1.10: Deux modes de couplage acoustique; a) horizontalement, b) verticalement : SCF.

BAW, comme le CRF (Coupled Resonator Filter) proposé par Lakin en 2002 [33].

L'avantage de ces structures et de pouvoir réaliser :

- le filtre passe bande basé sur un unique composant,
 - les fonctions de Balun et de conversion d'impédance,
- jusque là réservé aux résonateurs SAW.

1.2 Le résonateur BAW : un défi technologique

Au début des années 80, les premiers démonstrateurs de résonateurs BAW enflamment les fans de filtres RF par leurs performances potentielles. Deux types de structures sont proposées : FBAR (Film Bulk Acoustic Resonator) et SMR (Solidly Mounted Resonator), selon le mode d'isolation acoustique retenu. Plusieurs acteurs industriels se sont positionnés sur le sujet : TFR (Triquint) ; Agilent ; Infineon ; Philips ; Epcos et STMicroelectronics. Quelques années après l'engouement pour le BAW, certains de ces acteurs se retirent pour des raisons mystérieuses... En réalité, la véritable bataille pour le BAW se joue sur le front du rendement.

Pour identifier les matériaux et le dimensionnement optimal du dispositif, on utilise des logiciels de simulation. Les caractéristiques des couches minces pouvant être assez éloignées du comportement d'un matériau massif, l'accès aux paramètres matériaux à utiliser dans les logiciels est la première difficulté. Ensuite, en terme de production, la sensibilité du dispositif aux erreurs intrinsèques du procédé de réalisation, comme les non uniformités en épaisseur de couche lors des dépôts, tend à diminuer le rendement. Il est donc nécessaire de développer des solutions pour mesurer et ajuster les caractéristiques des résonateurs. Nous allons présenter ici les deux types de résonateurs BAW, puis montrer pourquoi le contraste actuel entre les exigences du marché et les moyens de caractérisation actuels requiert un développement spécifique de caractérisation pour les BAW.

1.2.1 Les deux types de BAW

*Gardez les
"vibes"...*

Afin d'exploiter au maximum le couplage électromécanique et obtenir de forts facteurs de qualité, il est nécessaire de contrôler les pertes du système, et en particulier les fuites acoustiques. Comme les dépôts de couches minces sont réalisés sur substrat (généralement en silicium), les vibrations mécaniques de la partie active rayonnent dans le support, ce qui engendre une diminution des performances du résonateur et induit des parasites sur la réponse électrique. Il est donc nécessaire de limiter ces effets en découplant la partie active du substrat. Il existe deux moyens de réaliser cette isolation.

*Les premiers
dispositifs
BAW...*

En 1980, plusieurs équipes démontrent la faisabilité d'un résonateur BAW de type FBAR (Film Bulk Acoustic Resonator) [34][26][44]. Dans ce cas, le résonateur est totalement découplé du substrat en réalisant un usinage du substrat jusqu'à l'électrode inférieure (Fig.1.11). Le résonateur se retrouve alors suspendu. Le problème majeur est que la technique d'usinage n'est pas compatible

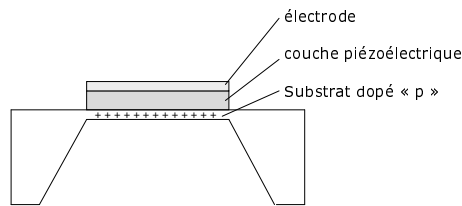


FIG. 1.11: Principe d'isolation acoustique par usinage du substrat. L'électrode inférieure est réalisée par dopage du substrat.

avec les procédés standards de la microélectronique, ce composant n'est donc pas intégrable "above-IC".

Vers un
composant
intégrable...

Une autre solution de type membrane est alors étudiée [53]. Il s'agit dans ce cas de déposer le résonateur sur une couche sacrificielle qui sera libérée en fin de réalisation et permettra de réaliser une structure suspendue (Fig.1.12). Ici le procédé est intégrable. Cependant, la technologie FBAR sur membrane est fragile et sensible aux effets de température.

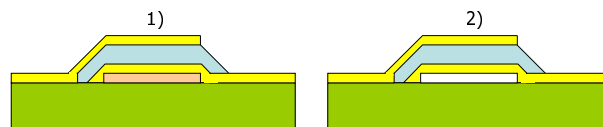


FIG. 1.12: Principe d'isolation acoustique par couche sacrificielle. 1) le résonateur est entièrement réalisé sur la couche sacrificielle ; 2) la couche sacrificielle est retirée et le résonateur se trouve suspendu.

Un résonateur
monolithique...

En 1985, Dworsky propose un autre mode d'isolation [21] basée sur les travaux de Newell [45]. Il s'agit de réaliser un miroir acoustique entre la partie active du résonateur et le substrat (Fig.1.13). Dans cette configuration, les vi-

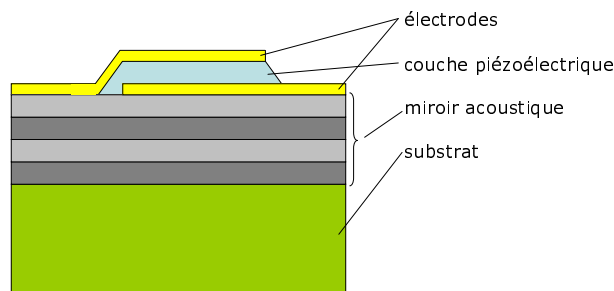


FIG. 1.13: Résonateur de type SMR, le sandwich piézoélectrique est découpé du substrat par un miroir acoustique.

brations de la couche piézoélectriques sont réfléchies par le miroir, et l'énergie est confinée dans la partie active du résonateur. Dworsky propose d'utiliser un réflecteur de Bragg [21] qui consiste en une alternance de couches à fortes et faibles impédances acoustiques et dont les épaisseurs sont accordées en $\lambda/4$ (où λ

est la longueur d'onde acoustique de la fréquence de résonance dans le matériau). Cette technique présente l'avantage de solidifier la structure et d'être compatible avec les procédés standards de la microélectronique.

*Le miroir
acoustique...*

Le premier miroir utilisé est constitué de nitrure d'aluminium et de silice, cependant le faible contraste acoustique entre ces deux matériaux requiert l'utilisation d'un grand nombre de bicouches (au moins 4). Différents couples de matériaux seront ensuite utilisés pour ajuster les performances de réflexion du miroir acoustique. Le couple le plus répandu est tungstène/silice, le problème sous-jacent est l'apparition de capacités parasites entre les électrodes inférieures de résonateurs juxtaposés et le premier plan de tungstène. L'utilisation de couples de matériaux diélectriques est donc recommandée.

*Le "Big Mac"
de la micro-
électronique...*

De ces deux familles de BAW, le SMR est le plus utilisé. En fait, il présente un plus fort facteur de qualité et un meilleur comportement en température. Que la structure soit FBAR ou SMR, on se retrouve face à un empilement de plusieurs couches de matériaux de différentes natures (métaux, diélectriques, piézoélectriques, semi-conducteurs) dont les caractéristiques acoustiques demandent à être connues... Dans la suite on s'intéressera principalement au type SMR, qui est la solution retenue par STMicroelectronics. Le BAW peut alors être décomposé en trois parties (Fig.1.14) : les couches supérieures, le sandwich piézoélectrique, et le miroir de Bragg. Les "couches supérieures" concernent la couche de passivation (une couche de protection déposée à la fin du procédé de réalisation) et la couche de sur-charge (qui permet d'alourdir le résonateur "chargé" pour l'architecture en échelle). Le "sandwich piézoélectrique" est constitué des électrodes et de la couche piézoélectrique. Puis le "miroir de Bragg", miroir acoustique utilisé par le résonateur de type SMR.

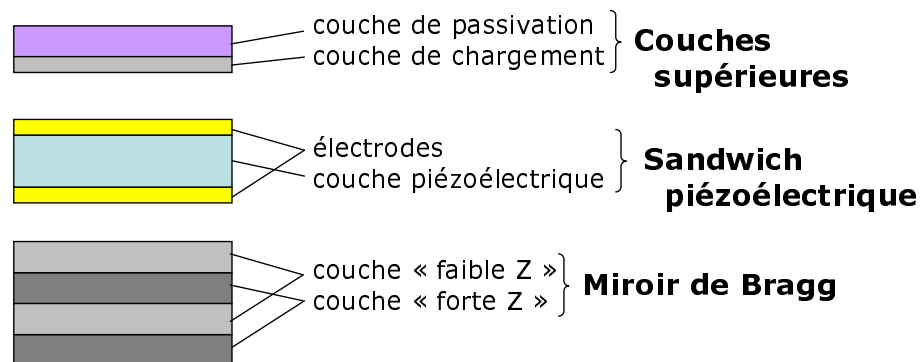


FIG. 1.14: Coupe éclatée des trois parties d'un résonateur BAW de type SMR.

1.2.2 Le BAW, un gourmand en caractérisation acoustique !

*Quelques
spécifications...*

Dans le cadre du filtrage RF, le problème consiste à réaliser un filtre dont la courbe d'admittance présente une faible atténuation dans la bande utilisée et une

forte atténuation ailleurs (Fig.1.15). Du fait de la coexistence de multiples standards de communication (GSM 900, DCS, WCDMA et fréquences de sécurité), les niveaux de sélectivité et de réjection hors bande sont dictés par des contraintes de non interférences entre canaux. Pour le standard WCDMA, le filtre doit être centré à 2.14 GHz avec une largeur de bande de 60 MHz et des pertes d'insertion inférieures à -3dB dans la bande. Le niveau de la bande de réjection doit être de -30dB et la sélectivité de l'ordre de -0.5 dB/MHz. Finalement, l'ensemble de ces contraintes laisse peu de marge d'erreur et implique un contrôle strict du composant, en particulier sur la fréquence (moins de 1%) et la largeur de bande.

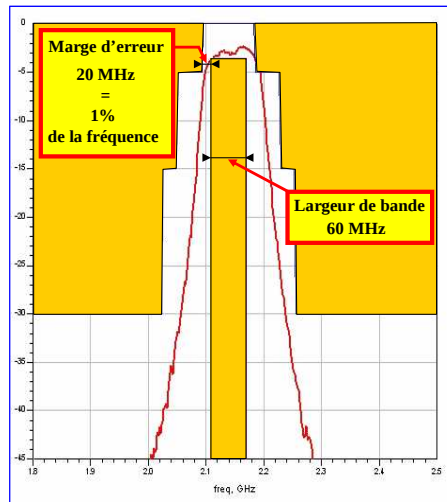


FIG. 1.15: Gabarit de filtre WCDMA.

Un domaine à défricher...

Les filtres doivent répondre à un ensemble de spécifications :

- positionnement en fréquence,
- largeur de bande,
- facteur de qualité,
- dérive en température

Pour les atteindre, un travail de conception acoustique des résonateurs est essentiel, et repose sur une caractérisation acoustique des matériaux. On montre dans la suite que, pour les quatre points évoqués, le choix des matériaux influe sur les performances du résonateur.

Positionnement en fréquence (f_r, f_a)

Épaisseurs et vitesses...

Au premier ordre, la fréquence de résonance d'un empilement est donnée par le rapport $v/2e$ de la couche piézoélectrique. Il est donc nécessaire de mesurer la vitesse acoustique du matériau. Pour l'AlN, dont la vitesse acoustique est proche de 11000 m/s, cela correspond à une épaisseur de l'ordre de 1 μm pour le standard WCDMA. En fait on verra plus loin que les épaisseurs de chaque couche de l'empilement participent à la position de la fréquence de résonance. Les mesures de vitesses acoustiques de matériaux permettent de dimensionner l'empilement pour qu'il résonne à une fréquence donnée.

Largeur de bande (kt^2)

L'optimum...

La largeur de bande d'un filtre BAW est liée au coefficient de couplage des résonateurs. La figure 1.16 présente une simulation basée sur le modèle de Mason

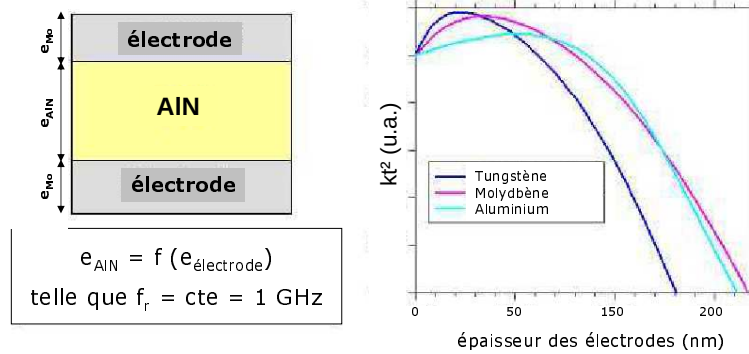


FIG. 1.16: Optimum de kt^2 pour un ensemble de résonateurs à 1 GHz ayant des épaisseurs d'électrodes différentes. Les électrodes sont symétriques et l'épaisseur de la couche d'AlN est ajustée pour que la structure résonne à 1 GHz.

des fréquences de résonance pour un résonateur de type électrode/AlN/électrode dont les épaisseurs d'électrodes varient. Pour cette simulation, la couche d'AlN est redimensionnée en fonction des épaisseurs d'électrode pour que la structure résonne à 1 GHz.

Le choix des matériaux...

On remarque que, pour un matériau donné, il existe un optimum de couplage en fonction des épaisseurs de couche. Cependant selon le matériau utilisé cet optimum est plus ou moins favorable. Cette étude démontre que le choix des matériaux de la partie active (paramètres mécaniques des matériaux et épaisseurs) influent sur les performances du résonateur [13].

Facteur de qualité (Q_r, Q_a)

Côté miroir acoustique...

Pour un résonateur de type SMR, la conception du miroir acoustique est particulièrement critique pour obtenir un fort facteur de qualité et éliminer les parasites. Par ce biais, le choix des matériaux va fortement influencer les performances du résonateur. Le premier critère est d'identifier un couple de matériaux contrastés acoustiquement. La figure 1.17 présente les coefficients de réflexion de trois double bicouches différents en fonction de la fréquence. Les contrastes d'impédance acoustique sont les suivants :

- $W/SiO_2 = 7.71$
- $SiN/SiOC = 6.24$
- $AlN/SiO_2 = 2.76$

On peut voir qu'avec différents couples de matériaux on peut ajuster la plage de réflexion du miroir et optimiser le nombre de bicouches nécessaire à une bonne isolation. Grossièrement, pour un contraste d'impédance élevé la réflexion est efficace et large bande. Ce qui permet de diminuer le nombre de bicouches utilisés pour réaliser le miroir. Il faut au moins 4 bicouches pour le couple AlN/SiO₂, alors que 2 suffisent pour les couples SiN/SiO₂ et W/SiO₂.

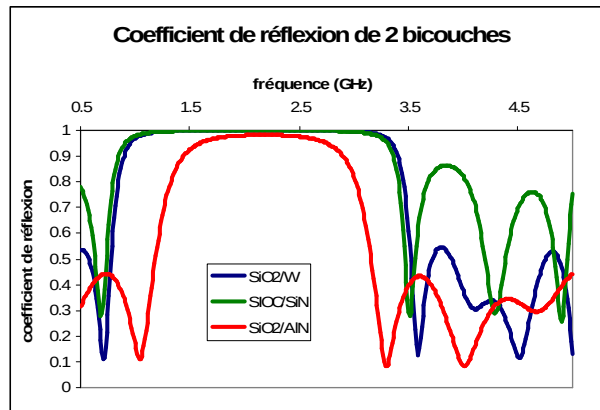


FIG. 1.17: Coefficient de réflexion du miroir en fonction de la fréquence, pour trois couples de matériaux.

100%
diélectrique...

En 2004, ST dépose un brevet sur le couple de diélectriques SiN/SiOC qui présente un fort contraste acoustique [10]. Ce choix d'un couple de diélectriques peut être envisagé pour éviter les problèmes de capacités parasites rencontrés avec le couple SiO_2/W .

L'aspect température

L'aspect
température...

Plus généralement, pour l'ensemble de l'empilement, l'évolution des caractéristiques matériaux en fonction de la température doit être mesurée. En cours de fonctionnement, les composants s'échauffent et leurs caractéristiques évoluent, ce qui peut conduire le filtre à sortir du gabarit imposé. Pour maîtriser ces variations, l'empilement doit être conçu en tenant compte de ce comportement. Ceci nécessite la connaissance des coefficients en température (TC) associés à chaque paramètre des matériaux. En contrôlant la dérive en température, on peut réaliser des résonateurs à "TCF nul" (où TCF est le coefficient en température de la fréquence du résonateur). Un tel résonateur, ultra-stable en température (cf 3.3), pourrait alors être utilisé comme référence de temps, ce qui ouvre un nouveau champ d'application aux résonateurs BAW.

Le carburant de
la simulation...

Une fois cette première difficulté surmontée, c'est à dire la caractérisation acoustique réalisée, les paramètres mesurés sont utilisés comme données d'entrée par les logiciels de simulation. Pour cette étape de caractérisation il est nécessaire de disposer d'une acoustique physique à l'échelle des couches minces. On verra dans la suite que l'acoustique picoseconde a ces compétences. Une partie de mon travail de thèse a été de construire et d'enrichir une base de données à l'aide de l'acoustique picoseconde, pour alimenter les logiciels de simulation des résonateurs BAW.

1.2.3 La maîtrise de la résonance

Dans un deuxième temps, c'est à dire après qu'un dimensionnement d'empilement ait été sélectionné, on s'intéresse aux difficultés techniques de la réalisation

du dispositif. On va montrer comment le procédé de réalisation peut faire chuter le rendement, en mettant principalement en cause les dispersions de dépôt en épaisseurs. On présentera rapidement la méthode proposée pour corriger les erreurs du procédé.

La dépendance en épaisseur...

Au premier ordre, la résonance du filtre se trouve à $f_r = v_{\text{piezo}}/2e_{\text{piezo}}$. En réalité, les électrodes et autres couches agissent comme des charges acoustiques sur la couche piézoélectrique et modifient la position de la résonance. L'impact des couches diminue lorsqu'on s'éloigne de la couche active. Pour assurer le positionnement en fréquence du résonateur, il faut concevoir les épaisseurs de l'empilement. D'autre part, comme on l'a vu précédemment, on peut ajuster le couplage pour obtenir la largeur de bande visée.

Le cas du résonateur "chargé"...

Pour réaliser un filtre passe-bande à partir de ce résonateur de base, il faut associer un résonateur "non-chargé" et un résonateur "chargé", comme on l'a montré au 1.1.2. Le résonateur "chargé" est réalisé en ajoutant une masse qui consiste en une sur-épaisseur (la couche de "charge"). La dimension de cette charge doit être strictement contrôlée pour respecter la coïncidence entre l'anti-résonance du résonateur chargé et la résonance du résonateur non-chargé, ceci afin d'éviter de dégrader la régularité du filtre dans la bande (le phénomène de "ripple", c'est à dire une bande non-plate).

Qui fait quoi...

Au sein de l'empilement, un changement d'épaisseur modifie le comportement du résonateur. La figure 1.18 présente le décalage de la résonance pour une erreur en épaisseur de 10% sur une couche donnée par rapport au résonateur idéal. Il apparaît sur le graphique que la couche piézoélectrique a, comme attendu, un effet prépondérant sur la position des résonances. Une des dimensions critiques

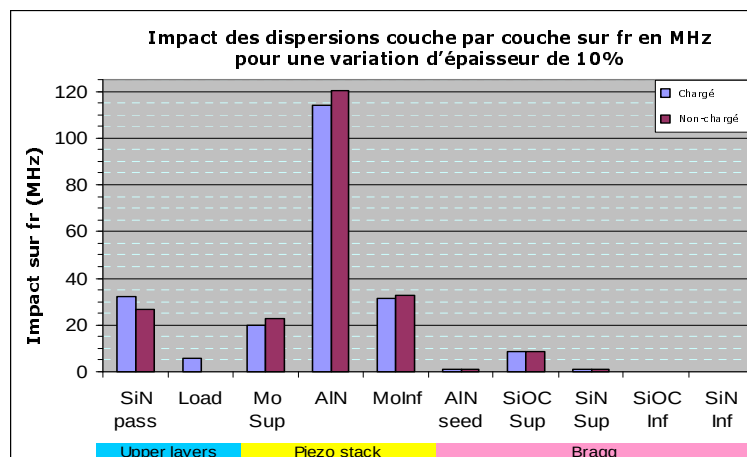


FIG. 1.18: Effet de la dispersion d'une couche sur la fréquence de résonance par rapport au résonateur idéal (à 2 GHz), l'erreur de l'épaisseur est de 10%. On retrouve de gauche à droite les couches de l'empilement, en partant de la surface libre.

du filtre est la largeur de 20 MHz en bord de bande. Pour une erreur de 10% sur l'AlN, le décalage est d'environ 120 MHz. Une erreur d'environ 2% sur l'épaisseur d'AlN suffira donc à décaler la résonance de 20 MHz. Ensuite, plus on s'éloigne

de la couche piézoélectrique plus l'erreur est minime. La forte contribution de la couche de passivation (à gauche sur la figure) s'explique par le fait que la surface de cette couche est libre et impose une condition aux limites à la vibration du résonateur.

*Les non
uniformités
intrinsèques...*

Les machines de dépôts présentent une dispersion d'épaisseur sur la plaque (Fig.1.19). Ainsi, même lorsque l'épaisseur moyenne correspond à la consigne, le dépôt n'est pas uniforme. Ces non uniformités ont pour effet de créer un étalement des fréquences de résonance en fin de fabrication autour de la valeur cible. En cumulant les dispersions de chaque couche et les décalages induits, cet étalement fait drastiquement chuter le rendement. La condition nécessaire du passage du composant en production est que l'on sache corriger les inévitables dérives du procédé de réalisation.

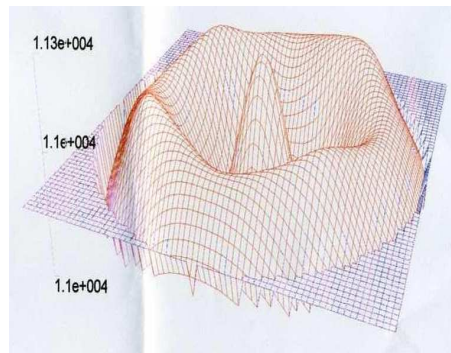


FIG. 1.19: Topologie d'un dépôt d'AlN sur un substrat de silicium 200mm (en Angström).

*La stratégie de
"trimming"...*

Pour palier à ce problème de dispersions, les fabricants ont donc développé une stratégie permettant d'optimiser le rendement par plaque : la stratégie de "Trimming" (cf 4.3). Un moyen d'ajuster les fréquences de résonance est de modifier localement la charge acoustique du dispositif, c'est à dire modifier l'épaisseur d'une couche pour atteindre la fréquence ciblée [60]. Cet ajustement correspond à des épaisseurs de l'ordre du nanomètre, ce qui requiert un contrôle fin de la modification de charge. Les techniques de dépôts ne permettant pas ce niveau de précision, des solutions de gravure locale par faisceaux d'ions, mieux contrôlées, sont préconisées. Cependant les solutions par gravure ne permettent de corriger que dans le sens de la remontée en fréquence.

*La solution par
gravure...*

La première étape consiste à réaliser un ensemble de résonateurs volontairement surchargés (par l'intermédiaire de la couche de passivation en général), donc volontairement plus bas en fréquence. En fin de fabrication on obtient un ensemble de résonateurs dispersés autour d'une fréquence inférieure à la cible (zone "avant trimming" Fig. 4.15). En fonction de la position sur le substrat les résonateurs fonctionnent à des fréquences légèrement différentes, liées aux épaisseurs des couches à cet endroit. On utilise alors un procédé de gravure localisée pour modifier la charge acoustique et remonter les fréquences de chaque

résonateur sur la cible en fonction de leur position. On obtient alors un ensemble de résonateurs centrés sur la fréquence cible avec un faible écart type (zone "après trimming" Fig. 1.20).

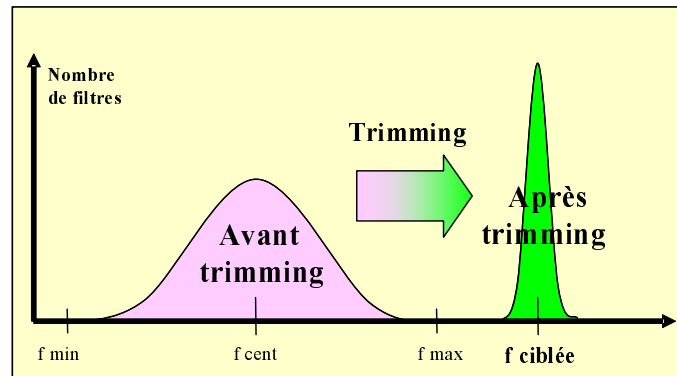


FIG. 1.20: Positions en fréquence d'un ensemble de résonateurs dispersés avant et après trimming.

*Besoin d'un
coup de main...*

L'application de cette méthode requiert la connaissance de la fréquence de résonance et son évolution en fonction de l'épaisseur gravée pour chaque résonateur. En effet, deux empilements qui résonent à la même fréquence ne vont pas forcément évoluer de la même manière à la gravure. Leurs évolutions respectives dépendent des caractéristiques de l'ensemble des couches qui les constituent. En d'autres termes, pour réaliser une correction efficace, il est nécessaire de développer un protocole métrologique permettant de connaître l'empilement et son comportement. C'est ce genre de support métrologique, basé sur l'acoustique picoseconde, que nous proposerons (cf 4.3).

1.2.4 Quels outils métrologiques ?

Que ce soit pour la caractérisation mécanique des matériaux ou pour le support métrologique du procédé de réalisation, plusieurs solutions sont envisageables à partir des techniques existantes ou émergentes.

*La
problématique
couches
minces...*

En ce qui concerne la caractérisation acoustique, l'utilisation de films minces rend caduques les caractérisations mécaniques sur les matériaux massifs. En effet, à l'échelle micro- et nano-métrique les matériaux peuvent présenter des caractéristiques sensiblement différentes en fonction de la technique de dépôt utilisée. Un matériau peut être plus ou moins contraint, un alliage peut avoir des compositions différentes, d'autres matériaux n'existent même pas en massif.

*Caractérisation
mécanique...*

La culture industrielle en microélectronique acoustique fait que, usuellement, les mesures des caractéristiques matériaux sont basées sur l'extraction de paramètres ajustés à partir d'un modèle électrique. La première étape consiste à réaliser un dispositif dont on connaît les épaisseurs de couches. Ensuite on mesure son comportement fréquentiel, puis on ajuste les paramètres matériaux pour

superposer les mesures et la simulation [43]. Cette méthode induit des erreurs à cause du nombre important de variables et des solutions multiples. On va donc chercher à développer des méthodes plus directes de caractérisation acoustique des films minces.

*Du contrôle
d'épaisseur...*

Ce type de caractérisation repose sur une métrologie d'épaisseur. Il existe plusieurs techniques de mesures d'épaisseur :

Mesure sans contact

- Ellipsométrie : pour les matériaux transparents, l'ellipsométrie est une technique très performante qui permet de travailler sur des empilements de couches transparentes (jusqu'à 3 couches), cependant la moitié des couches d'un résonateur BAW sont opaques.

Mesures en contact

- Mesure de résistivité : pour les métaux, la technique la plus répandue consiste à réaliser des mesures de "Rcarré". Il s'agit de mesurer la résistance présentée par un carré de matériau, les électrodes sont placées aux 4 coins du carré. La taille du carré est figée et les électrodes sont placées aux quatre coins, la valeur de la résistance dépend alors de l'épaisseur de la couche.
- Mesure de capacité : pour les matériaux diélectriques déposés sur un matériau conducteur, on peut mesurer la valeur de la capacité présentée par l'isolant et en déduire l'épaisseur de matériau déposé.
- Mesure de marche : pour des couches de n'importe quel type, on peut utiliser un profilomètre ou un AFM (Atomic Force Microscope) pour mesurer des différences de marches, c'est à dire la différence de niveau entre le haut d'une couche et son substrat.

L'ensemble de ces techniques a fait ses preuves dans le domaine de la microélectronique. Cependant certains de ces outils sont des outils de contrôle en cours de fabrication et non de caractérisation.

Mesure destructrice et en contact

- Nano-indentation : Il s'agit d'appliquer une force ou d'imposer une déformation à un échantillon par l'intermédiaire d'une pointe, et de relier la réponse mécanique de la pointe au module d'Young et au coefficient de poisson. Cette technique a l'avantage de fournir une caractérisation mécanique du matériau sondé. Cependant elle a plusieurs limitations : la dimension des couches de l'échantillon ne peut pas être inférieure à 500 nm puisqu'il est difficile de s'affranchir de l'effet du substrat ; on ne peut pas sonder plus d'une couche ; on ne peut pas travailler sur des couches dures sur substrat mou (par exemple AlN/Si). De plus, cette technique détruit la zone de mesure puisque la pointe pénètre dans l'échantillon.

Synthèse

Pour répondre aux spécifications des applications, l'optimisation des matériaux et épaisseurs de l'empilement repose sur la caractérisation mécanique. Un premier aspect de cette thèse était de réaliser une base des paramètres acoustiques des matériaux. Un second, de développer des méthodes de contrôle en ligne pour optimiser le rendement de production.

Mis à part la nano-indentation, les modes de fonctionnement de ces techniques reposent sur des effets électriques ou optiques et sont totalement déliés du caractère acoustique du composant. D'où l'idée d'exploiter une technique permettant de faire de l'acoustique physique à l'échelle des couches minces. La géométrie du dispositif, un empilement de plusieurs couches de différentes natures, et la nature de son fonctionnement, le mise en résonance du mode d'épaisseur, a conduit à proposer une technique permettant de faire de l'acoustique physique à l'échelle sub-micronique : l'acoustique picoseconde. Celle-ci permet de relever les défis de la technologie BAW en étant capable de : sonder des empilements de plusieurs couches, mesurer tout types de matériaux (métaux, diélectriques, semi-conducteurs...), travailler dans la géométrie naturelle du composant.

Chapitre 2

L'acoustique picoseconde... et la couleur

L'acoustique picoseconde est une technique Sonar à l'échelle submicronique reposant sur l'utilisation d'une source laser impulsionnelle pour générer et détecter des ondes acoustiques très hautes fréquences. Elle existe depuis le début des années 80 et permet la caractérisation élastique de couches minces.

La particularité du montage de l'IEMN, exploité dans cette thèse, est l'accordabilité en longueur d'onde de la source laser qui permet l'utilisation de plusieurs couleurs. Les études menées à Lille ont mis en évidence des effets de la longueur d'onde de sonde sur les résultats expérimentaux. Dans le cadre de la métrologie des résonateurs BAW, et pour la caractérisation mécanique en général, l'exploitation de ces effets permet d'accéder à de nouvelles caractéristiques et d'augmenter la précision de mesure.

D'autre part on montrera que cette technique est particulièrement adaptée à la géométrie BAW, et que, étant disponible en salle blanche, elle est mûre pour être utilisée au sein d'une stratégie de contrôle en ligne des résonateurs BAW.

2.1 L'acoustique picoseconde

L'acoustique picoseconde est née dans les années 80 d'une découverte inattendue. Il s'agit d'une technique optique, basée sur un montage pompe-sonde et une source laser femtoseconde, qui permet la caractérisation acoustique de matériaux déposés en couches minces. Elle est utilisée pour des études fondamentales sur la propagation acoustique et les couplages photo-élastiques. Par ailleurs, elle est utilisée pour du contrôle non-destructif en milieu industriel, par l'intermédiaire de mesures d'épaisseur. Dans cette partie on revient sur l'histoire de l'acoustique picoseconde, puis on explique les effets de génération et détection de l'acoustique. Les effets étudiés étant de très faible amplitude on verra que la détection des signaux nécessite un montage adapté.

2.1.1 L'histoire

L'étincelle...

En 1984, en étudiant la réponse d'un film de As_2Te_3 à une impulsion de lumière, H. Maris observe une structure périodique dans les variations de transmittivité de l'échantillon en fonction du temps. En étudiant l'origine de ce phénomène, il découvre que ce signal est la trace d'une impulsion acoustique qui voyage dans l'échantillon [59]. Il dispose alors d'un montage expérimental permettant de générer et détecter ces ondes acoustiques et entrevoit tout de suite le potentiel de cette méthode pour des applications industrielles.

Les applications...

En 1987, l'équipe de l'université Brown dépose un brevet : "Optical generator and detector of stress pulses" [55]. Plus tard, l'équipementier Rudolph, en collaboration avec l'université Brown, mettra au point un outil métrologique basé sur cette technique : le MetaPulse [2].

Les applications de cette technique sont décrites dans le brevet de 1987, puis présentées dans la littérature [25] :

- mesure de vitesse des ondes acoustiques longitudinales,
- caractérisation d'interface (adhésion, rugosité, impédance acoustique),
- atténuation acoustique,

En ce qui concerne l'application industrielle proposée par le MetaPulse, il s'agit de contrôle non-destructif pour des procédés de la microélectronique, basé sur la mesure d'épaisseur.

Comme des lapins...

Ensuite plusieurs montages apparaissent à partir des années 90, en commençant par O.Wright au Japon qui propose un montage détectant la déflexion du faisceau sous l'effet de l'impulsion acoustique [65]. Il étudie maintenant un montage permettant d'imager la surface de l'échantillon après l'excitation [63]. O.Wright a travaillé avec V.Gusev qui installera plus tard un montage au Mans. En 1993, B.Perrin et B.Bonello montent le premier montage français et développent, à partir de 1996, un montage interférométrique donnant accès à la phase et à l'amplitude du signal de réflectivité [47]. Le montage suivant est ce-

lui de l'IEMN, mis en place par A.Devos qui étudie en particulier les effets de longueur d'onde dans les mécanismes de détection. Trois montages voient ensuite le jour à Bordeaux dans les laboratoires du LMP, du CPMOH et de l'IXL. Depuis la technique est exploitée par de nombreuses équipes à travers le monde : C.J.K.Richardson à Baltimore, Chi-Kuang Sun à Taipei (National Taiwan University), J.Vollmann à l'ETH de Zurich, K.Nelson au MIT dans le Massachussets, T.Dekorsy à l'institut Fraunhofer en Allemagne, et bien d'autres...

La multiplication des montages et la diversité des applications montrent l'engouement pour cette technique, la seule qui permette de générer et détecter temporellement des ondes acoustiques au-delà de 100 GHz.

2.1.2 Génération et détection

Les phénomènes de génération et détection sont décrits rapidement après la découverte et un modèle est proposé dès 1986 [58].

*La génération
photo-
thermique...*

Dans un métal la lumière est absorbée sur une épaisseur de l'ordre de la dizaine de nanomètres [58]. Lorsqu'on focalise le faisceau pompe sur le matériau, l'absorption de l'impulsion lumineuse va chauffer localement et très brutalement la surface de l'échantillon. La dilatation liée à cet échauffement va générer une déformation qui se propage dans l'échantillon (Fig.2.1). L'impulsion acoustique qui en résulte a une durée de l'ordre de la picoseconde et un contenu fréquentiel allant du GHz au THz.

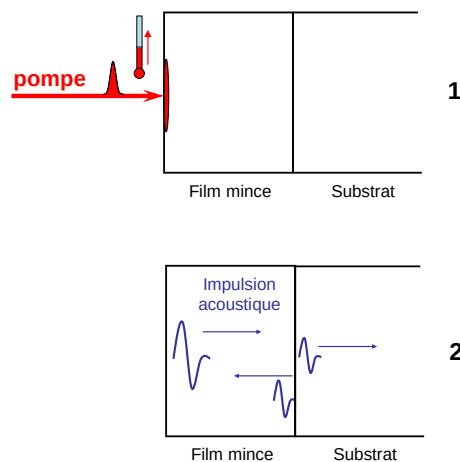


FIG. 2.1: Génération d'une impulsion acoustique par une dilatation thermique. 1 : absorption de l'impulsion lumineuse et échauffement ; 2 : propagation de la déformation dans l'échantillon.

*La génération
par potentiel de
déformation...*

Il existe un autre phénomène dans les matériaux semi-conducteurs, plus ou moins efficace selon le matériau, qui va participer à la génération : le potentiel de déformation [56]. La puissance de l'impulsion lumineuse peut être responsable d'une perturbation de l'arrangement électronique du matériau qui va alors se

déformer pour retrouver une situation d'équilibre, créant une déformation qui, comme dans le cas précédent, va se propager dans l'échantillon.

*Une détection
optique...*

Une fois l'impulsion acoustique lancée dans l'échantillon, on va chercher à la détecter par l'intermédiaire du faisceau sonde. La détection de l'acoustique repose sur une interaction acousto-optique (ou élasto-optique, ou piézo-optique...). Quand une impulsion acoustique (donc une déformation) se propage dans un matériau, elle induit une modification des propriétés optiques. Selon la nature absorbante ou transparente du matériau, on peut distinguer plusieurs manières de la détecter. La position temporelle des différents effets détectés permettra de mesurer les caractéristiques de l'échantillon.

Le cas absorbant

Des échos...

Pour un matériau absorbant, cette modification sera invisible tant que l'impulsion voyagera dans la profondeur de l'échantillon, mais lors de son passage à la surface de l'échantillon on pourra la détecter par la modification de l'intensité de sonde réfléchi (Fig.2.2).

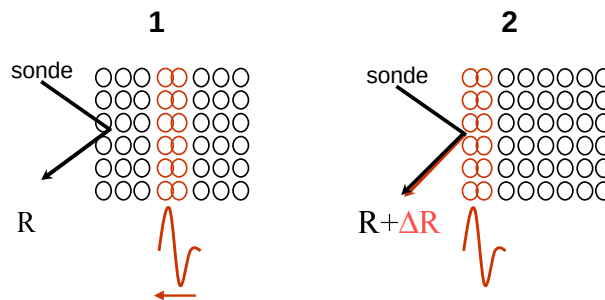


FIG. 2.2: Détection dans un matériau absorbant. 1 : pas de changement de réflectivité tant que l'impulsion est sous la surface ; 2 : le passage à l'interface libre modifie les propriétés optiques de la surface de l'échantillon et induit un changement de réflectivité.

*Comme un cri
dans la vallée...*

Sur la figure 2.3 on présente un signal type d'acoustique picoseconde

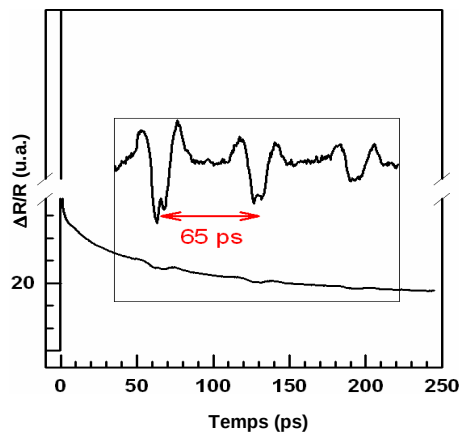


FIG. 2.3: Signal expérimental obtenu sur un échantillon de Tungstène sur Silicium. L'encart est un zoom sur les échos acoustiques.

dont la contribution acoustique est agrandie dans l'encart. Ce signal peut être décrit en trois parties : le pic électronique au temps "zéro" qui correspond à la génération de l'impulsion acoustique (son amplitude et sa forme sont liées à des effets électroniques), une décroissance liée au refroidissement de l'échantillon après génération, et la partie acoustique qui nous intéresse. Les structures localisées qui reviennent périodiquement sont les échos successifs des allers-retours de l'impulsion au sein de la couche de W, ils sont la trace de son passage à la surface libre de l'échantillon et donnent une mesure du temps d'aller-retour dans la couche.

Le cas transparent

Le Brillouin...

Dans un matériau transparent, la détection repose sur le même principe de modification des propriétés optiques, mais la trace laissée sur le signal est radicalement différente. Comme le matériau est transparent, l'impulsion sonde sera sensible à l'impulsion acoustique quelque soit l'endroit où elle se trouve dans la couche. La coexistence du champ acoustique et du champ optique au sein de la couche transparente va donner lieu à des phénomènes d'interférences. La partie du faisceau sonde réfléchi par le front d'onde acoustique va interférer de manière destructive ou constructive avec celles réfléchies sur les interfaces fixes (Fig.2.4) [57]. Lorsque l'impulsion acoustique se propage la différence de marche varie au cours du temps, ce qui se traduit par la détection d'une oscillation sur le signal de réflectivité transitoire, on l'appelle "oscillation Brillouin".

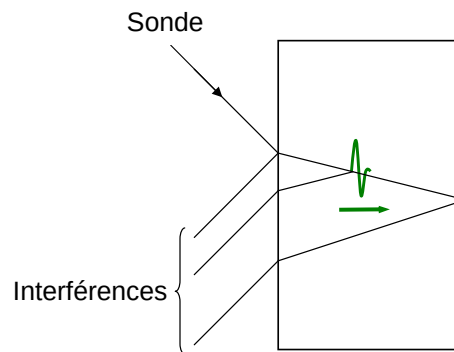


FIG. 2.4: Phénomène d'oscillation Brillouin dans les matériaux transparents.

La formule...

Comme les interférences sont dues à une interface qui se déplace à la vitesse du son dans un matériau transparent, la période de l'oscillation est en lien aux caractéristiques acoustiques et optiques de la couche. Elle suit la relation :

$$T = \lambda / 2nv \cos \theta \quad (2.1)$$

où λ est la longueur d'onde de la sonde, v la vitesse acoustique de la couche sondée, n son indice optique et θ l'angle d'incidence du faisceau.

Un "plus"...

Sur la figure Fig.2.5 on présente, deux signaux obtenus sur des échantillons de type Al(fin ≈ 10 nm)/diélectrique/Si. On y détecte deux oscillations de fréquences différentes : une oscillation basse fréquence correspond à la traversée

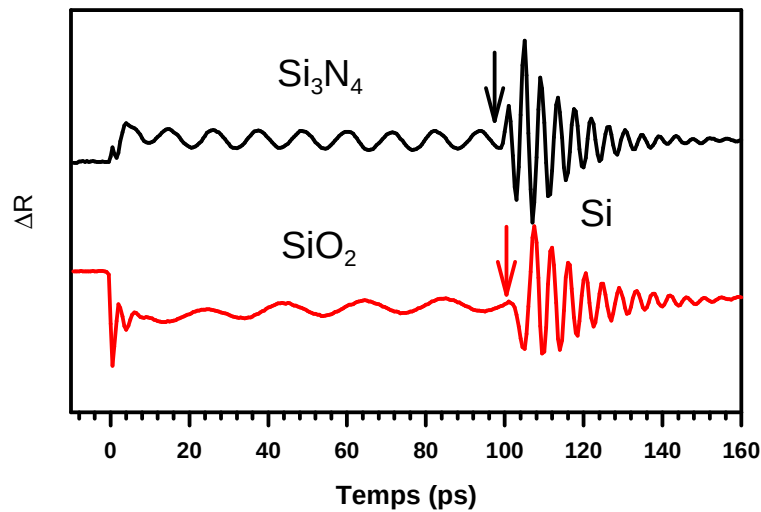


FIG. 2.5: Exemple d'oscillations brillouin sur un échantillon de SiO_2 et de SiN .

de la couche diélectrique, et une oscillation haute fréquence due à la propagation dans le substrat de silicium. Le temps d'arrivée de l'oscillation haute fréquence correspond au délai auquel l'impulsion acoustique atteint le substrat, c'est à dire le temps de traversée de la couche diélectrique. Dans l'exemple présenté, l'oscillation haute fréquence commence au même moment pour les deux expériences donc les temps de traversée de la couche diélectrique sont identiques pour chaque échantillon. Une expérience standard, avec une mesure de temps de vol par les échos, donnerait deux signaux identiques. Par contre l'information apportée par la période de l'oscillation Brillouin, c'est à dire la mesure de vitesse à partir de l'indice optique, permet de distinguer deux échantillons apparemment identiques [16]. En effet, la période de l'oscillation basse fréquence est clairement différente pour les deux échantillons sondés à une même longueur d'onde.

Un nouvel
effet...

Les expériences en longueur d'onde sont particulièrement utiles pour l'étude des transparents. L'étude des oscillations Brillouin, directement dépendantes de la longueur d'onde, permet déjà de réaliser une analyse fine du couple épaisseur et vitesse d'une couche de matériau transparent. On obtient la vitesse par l'analyse du Brillouin et on déduit l'épaisseur du temps d'arrivée de l'écho. Cette méthode a permis d'augmenter la précision de mesure de ces deux valeurs. Cependant, un autre effet de longueur d'onde vient le supplanter : les sauts de réflectivité. Ceux-ci ont été détectés pour la première fois par O. Wright [64], mais il faut attendre 2005 pour avoir une description claire et complète de ces effets [20].

La génération
asymétrique...

Dans une configuration particulière d'échantillon de type transparent/absorbant, on assiste à un autre effet interférométrique dû à la forme de l'impulsion acoustique. Dans cette configuration l'impulsion, générée dans la couche absorbante et voyageant dans la couche transparente, a une forme monopolaire, contrairement au cas où l'impulsion est générée en surface dans un matériau absorbant (Fig.2.6).

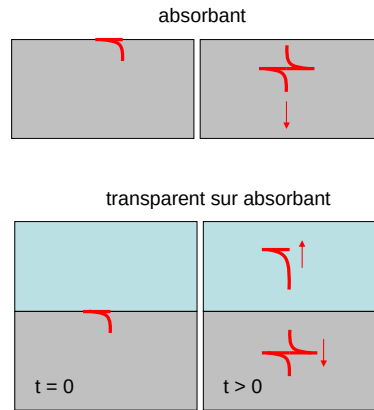


FIG. 2.6: Forme de l'impulsion selon la configuration de l'échantillon. Dans les deux cas on retrouve : à gauche la forme de la déformation induite par la pompe au temps "zéro"; à droite la forme de l'impulsion se propageant dans l'échantillon.

Un genre de
Fabry-Pérot...

Une impulsion monopolaire a pour effet de dilater ou contracter la couche dans laquelle elle voyage. Lorsqu'une telle impulsion atteint la surface libre de l'échantillon, elle s'y réfléchit en changeant de signe (de compression en tension par exemple) et l'épaisseur moyenne de la couche varie faiblement. Dans une couche transparente, ce changement d'épaisseur est alors détecté sous la forme d'un saut [20]. Celui-ci est dû à la différence de trajet optique dans la couche entre son état comprimé et son état dilaté. L'état d'interférence entre la partie réfléchie à l'interface libre et celle qui a fait un aller-retour dans la couche est modifié. De même, l'impulsion modifie les caractéristiques optiques et induit une variation de trajet optique par effet d'indice (Fig.2.7).

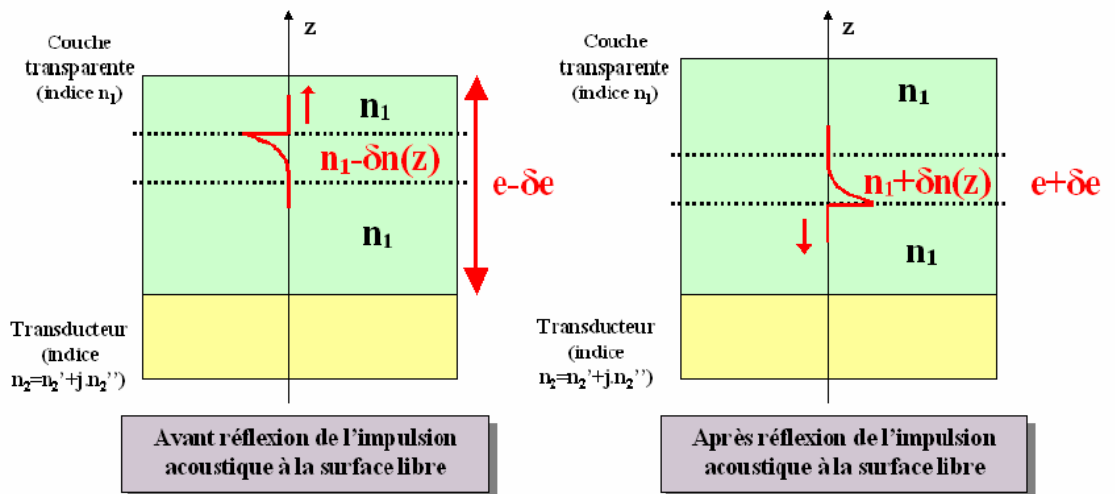


FIG. 2.7: Cette figure présente les deux contributions de l'indice et de l'épaisseur dans la détection d'un saut de réflectivité. Figure extraite de [13].

ça marche...

L'exemple suivant montre un saut détecté dans un échantillon de

SiO₂/Al/Si vers 170 ps (Fig.2.8). Le signal peut être décrit en trois contributions : l'oscillation Brillouin de la silice, l'écho détecté dans l'aluminium vers 340 ps dû à l'aller-retour de l'impulsion acoustique dans la couche de silice, et le saut détecté au temps moitié dû au retournement de l'impulsion à l'interface libre.

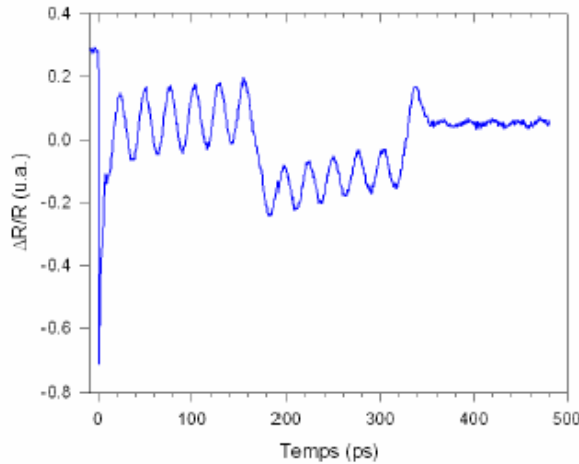


FIG. 2.8: Exemple de saut de réflectivité détecté sur SiO₂/Al/Si vers 170 ps, lorsque l'impulsion acoustique se retourne à l'interface libre.

2.1.3 Le montage expérimental

Les phénomènes étudiés sont très rapides (quelques picosecondes) et les variations de réflectivité très faibles (de l'ordre de 10^{-6}). Il est nécessaire d'utiliser et adapter un montage pompe-sonde pour avoir accès à des effets de cet ordre de grandeur.

Résoudre le temps

De la
stroboscopie...

L'acoustique picoseconde est une technique pompe-sonde résolue en temps. Les montages pompe-sonde sont conçus pour permettre d'observer des variations au ralenti, en fait il s'agit de stroboscopie. Le faisceau d'impulsions lumineuses issues de la source laser est séparée en deux parties :

- la pompe,
- la sonde (faisceau moins puissant).

L'impulsion pompe va générer l'impulsion acoustique, tandis qu'on observera l'intensité de la sonde réfléchiée par l'échantillon en fonction de son retard par rapport à la pompe. Cela revient à prendre des photos à différents instants après la génération de l'impulsion. Pour retarder l'impulsion sonde on utilise une "ligne à retard" qui allonge le trajet optique et décale l'arrivée de l'impulsion sur l'échantillon par rapport à la pompe (Fig.2.9). En convertissant l'allongement du trajet optique en temps, on peut retracer les variations de réflectivité de l'échantillon en fonction du temps.

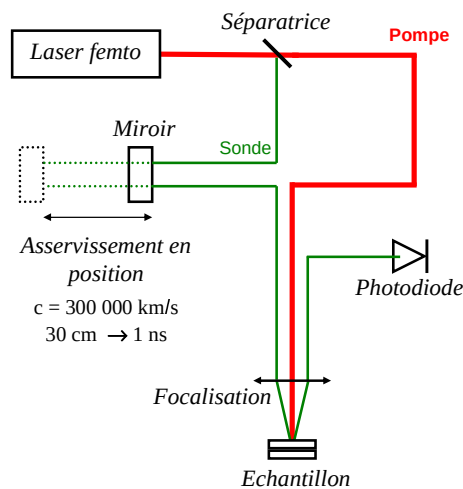


FIG. 2.9: Schéma d'un montage pompe-sonde.

La résolution
temporelle...

La ligne à retard qu'on utilise au laboratoire permet un allongement de 2 m par pas de $1 \mu\text{m}$. Un décalage d'un pas de la ligne à retard correspond à une différence de marche optique de $2 \mu\text{m}$ entre pompe et sonde, ce qui correspond à un décalage temporel de 6.66 fs. Mais alors la technique devrait s'appeler acoustique femtoseconde, puisqu'il semble qu'on puisse résoudre 7 fs ! En réalité ce qui limite la résolution temporelle est la durée de l'impulsion acoustique, de l'ordre de la picoseconde. Ouf, la technique porte bien son nom !

L'aiguille dans la botte de foin

La détection
synchrone...

Les phénomènes sont non seulement très rapides mais aussi très faibles et donc difficiles à extraire sans un "bon rapport signal sur bruit". Pour atteindre le niveau requis, on utilise une détection synchrone. Le principe est de moduler l'excitation à une fréquence donnée et de chercher, dans la sonde, uniquement la partie modulée. Autrement dit tout ce qui n'est pas modulé dans le signal de la sonde n'est pas lié à la pompe et sera ignoré.

Comment
moduler...

Pour moduler la pompe, on utilise un "modulateur acousto-optique" (MAO) dont le rôle est de dévier une partie du faisceau. Une onde acoustique au sein du modulateur crée un réseau qui sépare le faisceau en plusieurs ordres d'interférences. Si on commande l'amplitude de l'onde acoustique créant le réseau,

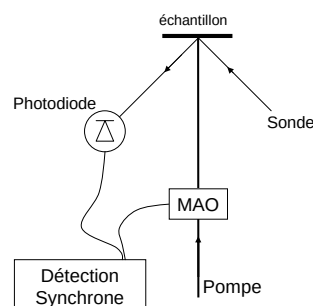


FIG. 2.10: Schéma de principe de la détection synchrone.

on peut commander la puissance des faisceaux diffractés. Dans notre cas, on applique au MAO une sinusoïde à 100 kHz. Cette fréquence est alors utilisée comme référence par la détection synchrone qui la compare au signal récupéré par la photodiode. On peut ainsi détecter des changements de réflectivité de l'ordre de 10^{-6} (Fig.2.10).

Ce qui a été exposé jusqu'ici donne un aperçu de l'acoustique picoseconde comme elle est utilisée aujourd'hui par les outils de contrôle disponibles en salle blanche. Cependant des études exploitant différentes longueurs d'onde pour la sonde sont menées, notamment sur le montage de l'IEMN, et démontrent un intérêt pour la métrologie associée au BAW. Celles-ci requièrent un montage adaptée à la longueur d'onde variable.

Contraintes expérimentales liées à la couleur

Jusqu'à 2005, les lasers accordables en longueur d'onde l'étaient manuellement (Fig.2.11). A une longueur d'onde donnée, l'expérience prend 1 à 5 mn selon

*Finie la
molette !...*

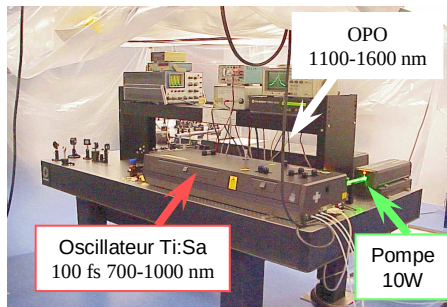


FIG. 2.11: La source laser initiale, accordable manuellement. On peut utiliser des longueurs d'onde allant de 700 à 1600 nm en combinant l'oscillateur Ti:Sa avec un oscillateur paramétrique optique (OPO).

la qualité de la réponse de l'échantillon. Le changement de longueur d'onde peut prendre jusqu'à 5 mn dans des conditions difficiles. La durée d'une expérience en longueur d'onde est donc, au moins pour moitié, due à l'ajustement du montage. Depuis, les fabricants de laser proposent des sources accordables automatisées (Fig.2.12). Un simple clic sur l'interface graphique vous mène en 5 s à un autre point de longueur d'onde, facilitant et accélérant grandement la technique.

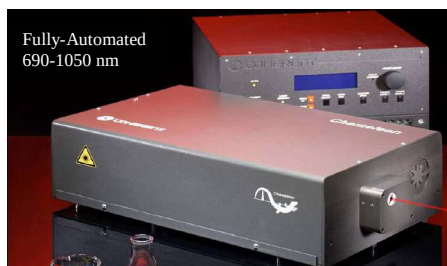


FIG. 2.12: La première source femtoseconde automatisée de chez Coherent allant de 690 à 1050 nm : Chameleon

D'autre part, les éléments d'optiques utilisés sont rarement large bande. On doit donc mettre en place des trajets dédiés à chaque plage de longueur d'onde et asservir l'électronique du montage. Depuis 2006, le laboratoire de l'IEMN développe, avec le soutien du laboratoire-commun ST-IEMN, un montage d'acoustique picoseconde automatisé en longueur d'onde basé sur la source laser Chameleon.

2.2 L'intérêt de la couleur

Dans un montage dont le principe de détection repose sur l'utilisation d'un faisceau laser, il était évident que la couleur (c'est à dire plusieurs longueurs d'onde) allait jouer un rôle. Des effets, comme les oscillations Brillouin, connus en acoustique picoseconde et dépendant clairement de la longueur ont déjà été étudiés à l'aube du troisième millénaire, révélant un intérêt certain. Puis, en étudiant d'autres systèmes, l'utilisation de la couleur se révéla être une mine d'or. Cette partie décrit les "effets de longueur d'onde".

2.2.1 Mise en évidence expérimentale : les échos du W

Un effet de sonde...

En 2001, A. Devos remarque que la forme des échos d'une couche de W déposée sur Si change selon la longueur d'onde de sonde (Fig.2.13) [18]. Cet effet

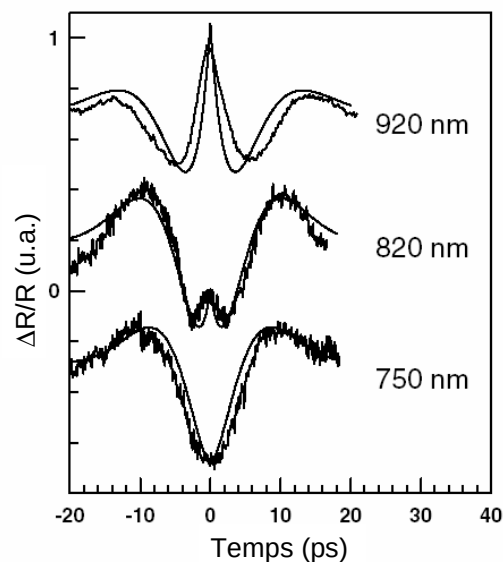


FIG. 2.13: *Echo d'une couche de W déposée sur silicium, sondé à différentes longueurs d'onde.*

est également apparent sur une couche d'Al sur Si [19]. En étudiant les longueurs d'onde particulières auxquelles de fortes modifications apparaissent, il remarque qu'elles coïncident avec la position de transitions interbandes. Ces modifications de la forme de l'écho sont en réalité liées à la valeur des coefficients élasto-optiques

qui dépendent de la longueur d'onde. Des études réalisées en spectroscopie de modulation avaient déjà soulevé le problème [12].

Cette dépendance en longueur d'onde a également (et surtout dans notre cas) un côté pratique. Pour des expériences standard, connaissant le matériau que l'on sonde, on peut sélectionner une longueur d'onde. Le choix de la longueur d'onde permettant alors de renforcer la détection des échos, de diminuer le fond thermique, etc...

2.2.2 Un enrichissement pratique : les expériences R/B

*Les "giants"
oscillations...*

A la suite des études sur le W, A. Devos étudie des effets équivalents sur le silicium. Surprise!! dans le Si l'effet est gigantesque (à l'échelle de l'acoustique picoseconde...) [15]. Encore une fois, les variations se retrouvent à des longueurs d'onde correspondant à des transitions interbandes. Cependant, par rapport à d'autres semi-conducteurs, le silicium semble avoir une place de choix. GaP et Ge, bien que répondant aux mêmes effets, le montrent avec moins d'amplitude. Plus encore qu'avec les matériaux absorbants, cet effet a un aspect pratique. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer deux signaux expérimentaux obtenus sur le même échantillon mais sondés à deux longueurs d'onde différentes (Fig.3.21).

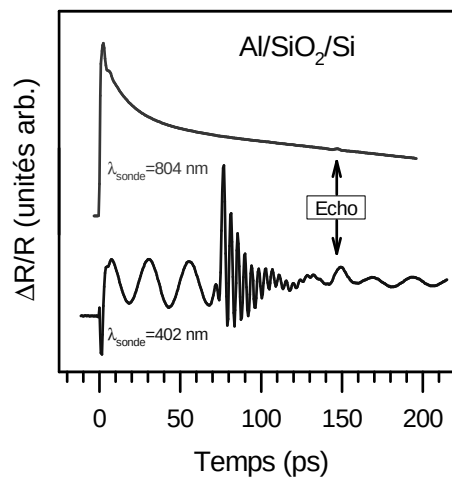


FIG. 2.14: Deux expériences réalisées sur le même échantillon ($Al/SiO_2/Si$) avec la même pompe, mais avec deux sondes différentes : l'une rouge (à 804 nm), l'autre bleue (à 402 nm).

*L'intérêt du
Rouge/Bleu...*

Le point commun à ces deux signaux est l'écho détecté après un aller-retour dans la couche de silice. Cet écho est la seule information disponible avec l'expérience en Rouge/Rouge (c'est à dire pompe rouge et sonde rouge). Classiquement, on utilise le temps d'apparition de l'écho pour déterminer la vitesse acoustique de la silice à partir de l'épaisseur de la couche ou inversement (l'épaisseur à partir de la vitesse). Dans l'expérience en Rouge/Bleu (pompe rouge et sonde bleue), la première chose qu'on peut souligner est la quasi-inexistence du fond

thermique, ce qui importe peu pour la caractérisation mais facilite beaucoup la détection du signal. Ensuite, on remarque que le signal est beaucoup plus riche :

- une oscillation basse fréquence qui démarre au temps zéro, il s'agit de l'oscillation Brillouin de la silice. A partir de sa période, on peut déterminer la vitesse acoustique de la silice
- une oscillation haute fréquence et atténuée, il s'agit de l'oscillation Brillouin du silicium. Le temps auquel cette oscillation démarre correspond au temps de traversée de la couche de silice
- Une modulation basse fréquence du Brillouin du silicium. Cette modulation est en réalité le Brillouin de la silice due à la partie réfléchie à l'interface silice/silicium. Le rapport des amplitudes de la modulation et du premier Brillouin de la silice est le coefficient de réflexion de l'interface silice/silicium
- Un écho, correspondant à l'impulsion réfléchie à l'interface SiO₂/Si qui remonte jusqu'à la surface libre et qui est détecté dans la couche d'aluminium

Si on arrêta l'acquisition des données juste avant l'écho, une expérience en Rouge/Rouge n'aurait encore rien donné... alors que l'expérience en Rouge/Bleu a déjà tout dit. Cet exemple montre qu'un choix judicieux de la longueur d'onde permet d'enrichir le signal, et peut permettre de faciliter la détection.

2.2.3 Une force pour l'étude des transparents : les sauts de réflectivité

Épaisseur et indice...

L'amplitude d'un saut étant liée à des effets interférométriques, elle est très sensible à la longueur d'onde [Fig.2.15(a)]. Il a été montré que cette méthode

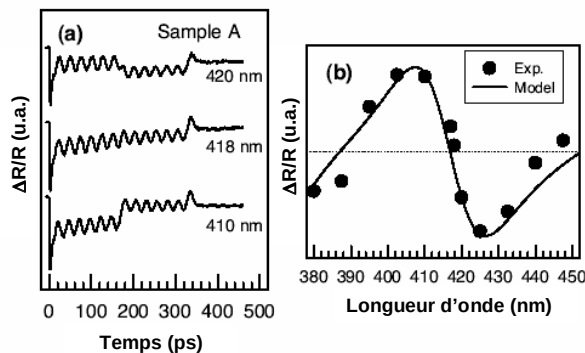


FIG. 2.15: (a) Signaux expérimentaux obtenus sur un échantillon de SiO₂/Al pour trois longueurs d'onde de sonde différentes. (b) Comparaison des données expérimentales et théoriques des amplitudes de sauts en fonction de la longueur d'onde, la paramètre d'ajustement est l'épaisseur de SiO₂. Figure extraite de [20].

permet d'augmenter la précision de mesure d'épaisseur, le paramètre "clé" de la technologie BAW [16]. Ces travaux sont d'ailleurs à l'origine d'un brevet sur un montage d'acoustique picoseconde à longueur d'onde variable [14]. L'amplitude du

saut en fonction de la longueur d'onde peut-être modélisée à partir des indices optiques et épaisseurs des matériaux [Fig.2.15(b)] [20] et fournit un moyen de caractériser épaisseur et indice d'une couche transparente (avec le même niveau de précision qu'un ellipsomètre). On verra également plusieurs exploitations des sauts de réflectivité pour la caractérisation mécanique des matériaux en couches minces (Chap 3.1 et 3.3).

2.3 La réponse aux contraintes BAW

Le résonateur BAW est avant tout un MEMS (Micro-Electro-Mechanical System), dont le fonctionnement repose sur la mise en résonance mécanique de la structure. L'intérêt d'un outil de caractérisation mécanique est évident. La batterie d'outils de caractérisation disponibles en salle blanche repose sur des effets électriques ou optiques, l'utilisation d'un outil de type acoustique picoseconde permettrait de contrôler directement ("acoustiquement") les caractéristiques du dispositif. Dans cette partie on revient sur les paramètres utilisés dans la modélisation du résonateur pour justifier l'intérêt de la technique. On verra ensuite que l'exploitation de la longueur d'onde présente des avantages pour la caractérisation acoustique des matériaux. Puis, une présentation rapide de l'outil industriel développé par Rudolph, soulignera le fait que cette technique est mûre pour une stratégie de métrologie en ligne pour les BAW.

2.3.1 La mesure de "temps de vol"

Un peu de modèles...

Pour simuler le comportement des résonateurs, plusieurs modèles sont envisageables : BVD (Butterworth Van-Dyke) [32] et Mason [40]. Le modèle BVD est un circuit RLC, dont les paramètres des composants sont ajustés pour reproduire la réponse électrique au voisinage de la résonance. Ce modèle, très prisé par les concepteurs de circuits, est trop peu précis et trop délié de l'acoustique pour être un outil de prédiction efficace. En 1948, Mason a proposé un modèle 1-D permettant de simuler le comportement électrique des résonateurs électro-mécaniques. Il s'agit d'un modèle électrique équivalent basé sur des lignes de transmission. Le comportement acoustique est décrit par les forces et vitesses de déplacement aux interfaces des couches. Dans ce modèle, la force est vue comme une tension et la vitesse de déplacement comme un courant. Chaque couche de l'empilement peut alors être représentée par un quadripôle équivalent dont les coefficients dépendent des caractéristiques acoustiques du matériau [31] :

- épaisseur e
- vitesse longitudinale v
- densité ρ
- atténuation α

Pour la couche piézoélectrique, on y ajoute deux coefficients pour modéliser le couplage électro-mécanique :

- constante diélectrique à contrainte constante ϵ_{33}^s
- coefficient piézoélectrique e_{33}

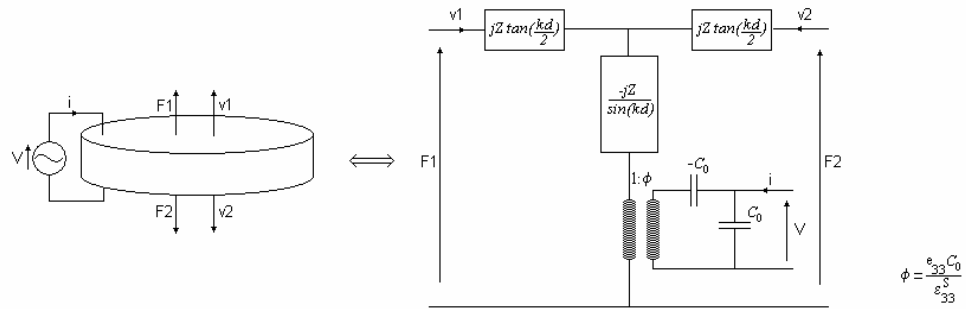


FIG. 2.16: Schéma électrique équivalent d'une couche piézoélectrique.

Un modèle
1-D...

Le schéma figure 2.16 peut-être séparé en deux parties : la partie mécanique constituée des boîtes d'impédances et la partie électrique constituée de deux capacités. Le couplage électro-mécanique est représenté par le transformateur. Un autre paramètre, géométrique celui-ci, intervient : la surface active. Il s'agit de la surface de recouvrement des électrodes, celles-ci se comportant comme une capacité dont l'isolant est la couche d'AlN. Comme le modèle de Mason est 1-D, c'est la seule information concernant une dimension transverse dont on a besoin.

La
représentation
par blocs...

On peut alors représenter un empilement en cascade les différents quadripôles représentatifs des couches (Fig. 2.17). Ce modèle prédit, sous réserve de l'utilisation des caractéristiques réelles des matériaux, le comportement électrique du résonateur.

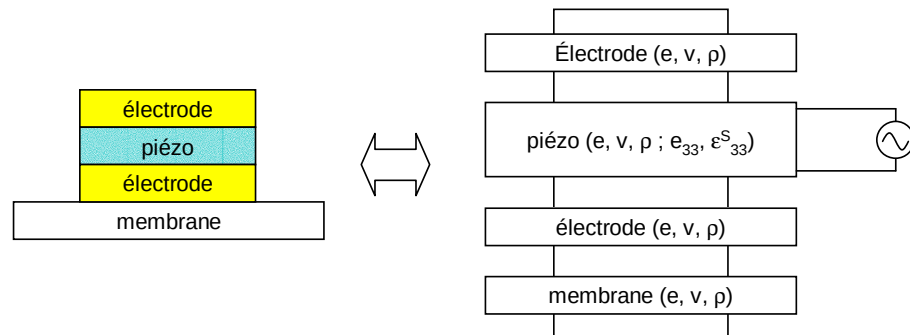


FIG. 2.17: Représentation Mason d'un résonateur de type FBAR.

Les clefs du
modèle...

On a plusieurs fois mis en avant la capacité de mesures de vitesse acoustique, épaisseur et densité par la technique d'acoustique picoseconde qui permettrait de caractériser le résonateur. En effet, lorsqu'on se penche sur la modélisation deux paramètres clés qui dépendent de ces 3 caractéristiques ressortent :

- le délai acoustique e/v ,
- l'impédance acoustique $Z(= \rho v)$

Or, les mesures d'acoustique picoseconde donnent deux informations principales :

- le temps de vol t ($= e/v$) directement lié au délai acoustique,
- le coefficient de réflexion des interfaces R ($= (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ où Z_1 et Z_2 sont les impédances acoustiques des deux matériaux constituant l'interface)

Classiquement on déduit épaisseur, vitesse acoustique et densité de ces mesures. Ce qui permet ensuite de les intégrer dans le modèle. Mais ce que nous apprend le modèle est que la réponse du dispositif est déterminée par les valeurs de e/v et Z . Les quantités mesurées en acoustique picoseconde sont donc très proches des paramètres clés du modèle. On pourrait se servir des mesures directes de t et Z pour éviter les erreurs de mesures induites par les hypothèses utilisées lors de l'extraction de e , v et ρ .

2.3.2 La couleur pour des mesures d'épaisseur optimisées

L'apparition des études en longueurs d'onde dans les différentes techniques d'analyse d'acoustique picoseconde a permis d'améliorer la précision de mesure du couple (e, v) . Le tableau 2.1 présente l'évolution des méthodes de mesures d'épaisseur dans les matériaux transparents, à partir de la vitesse dans un premier temps, puis à partir de l'indice optique pour les mesures en longueur d'onde.

De la précision sur v ...

Les différentes méthodes de mesure de vitesse et l'origine du gain en précision seront décrits dans la partie 3.1. On peut remarquer que la précision de mesure de 0.5% atteinte par le traitement des sauts de réflectivité est la seule qui répond à la contrainte des 2% de précision de mesure sur la couche d'AlN (Chap 1.2).

Point de départ	Hypothèses	précision sur e
Analyse des échos 1984 [59]	v ou e	les deux paramètres sont liés
Analyse du brillouin et des échos 1991 [64] [16]	n	$\approx 3\%$
Analyse des sauts et des échos 2006 [20]	n	$< 0.5\%$

TAB. 2.1: Evolution de la précision de mesure d'épaisseur en acoustique picoseconde

Un effet domino...

Comme on l'a vu précédemment, la mesure des paramètres matériaux est faite en cascade, c'est à dire qu'on mesure l'épaisseur puis on en déduit, dans l'ordre : la vitesse, la densité, l'atténuation. Le gain en précision obtenu sur le couple (e, v) des matériaux transparents se répercute donc sur la mesure des autres paramètres : densité, atténuation de tous les matériaux de l'empilement (même les absorbants). La méthode basée sur les sauts est présentée Chap 3.3. Par rapport à la métrologie associée aux BAW, et en particulier pour la couche d'AlN,

la technique permet d'accéder avec plus de précision aux paramètres acoustiques des matériaux.

Pour un montage coloré...

L'exploitation de la longueur d'onde pose de multiples problèmes en terme de montage expérimental :

- source laser femtoseconde automatisée en longueur d'onde,
- éléments d'optiques adaptés du proche infrarouge au proche UV,
- électronique automatisée permettant de suivre les changements de longueur d'onde.

Cette méthode de travail est aujourd'hui limitée à un environnement "laboratoire". Pour une utilisation de contrôle de fabrication en salle blanche, le "MetaPulse" développé par Rudolph permet d'utiliser l'acoustique picoseconde comme elle l'est depuis les années 80, c'est à dire avec une sonde à longueur d'onde fixe.

2.3.3 MetaPulse : L'acoustique picoseconde en salle blanche

Du déjà vu...

Au début des années 90, Rudolph Technologies développe le MetaPulse (Fig. 2.18). Cet outil est utilisé en salle blanche dans plusieurs domaines comme la caractérisation de polissage, barrières Ta/TaN, interconnexions cuivres... Il est actuellement de plus en plus utilisé par les fabricants de résonateurs BAW.



FIG. 2.18: MetaPulse ou l'acoustique picoseconde en boîte (source [2]).

Le fit...

Le MetaPulse permet de réaliser des mesures acoustiques sur des substrats standards (200 mm et 300 mm) avec une pompe et une sonde à 800 nm. Il peut faire des mesures sur des structures d'une surface minimale de $30 \times 30 \mu\text{m}$ en utilisant un outil de reconnaissance de motifs. Cet outil est couplé à un logiciel de simulation des signaux de réflectivité qui permet, en reproduisant les échos, d'extraire les épaisseurs de l'échantillon. Cet appareil a connu trois modifications majeures à la suite de demandes liées à des applications en microélectronique. Pour la caractérisation des interconnexions un problème de génération acoustique a conduit à proposer un MetaPulse permettant de travailler à 800 et à 400 nm, puis la taille de la tâche laser sur l'échantillon a été diminuée. Pour les matériaux "low-k", le logiciel d'ajustement a été perfectionné afin de reproduire les oscillations Brillouin (jusque là non-exploitées) du matériau.

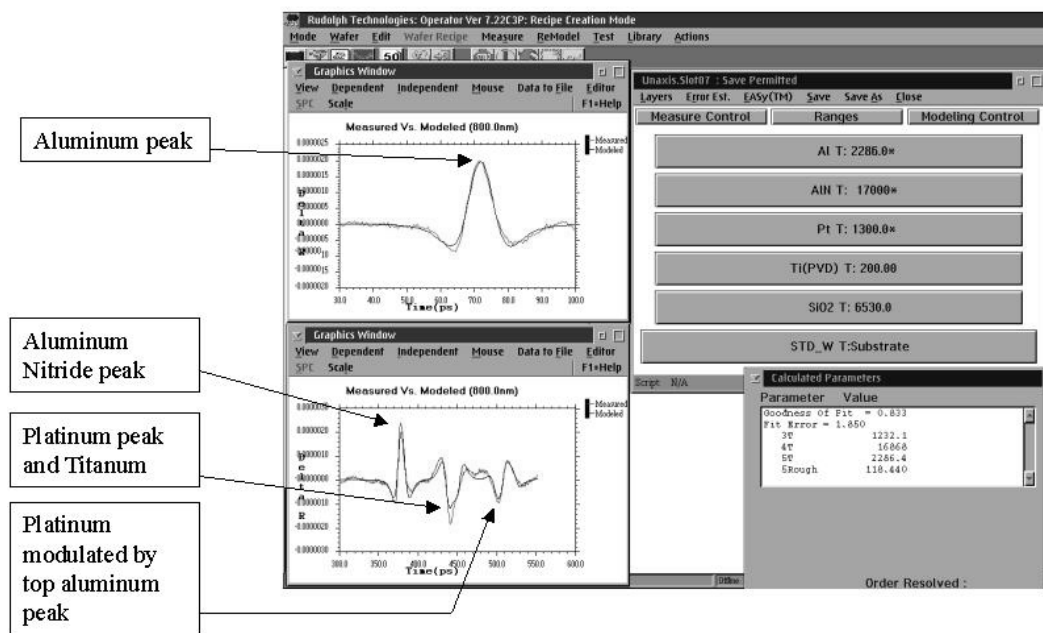


FIG. 2.19: Sur la gauche, deux agrandissements de zones importantes du signal de réflectivité mesuré. En haut celui de l'écho de la couche d'aluminium, en bas une suite d'échos issus des différentes interfaces entre l'AlN, le Ti et le Pt. En reproduisant la forme du signal, un logiciel d'ajustement en extrait les mesures d'épaisseur de l'ensemble de l'empilement. Sur la droite, une description de l'empilement idéal fournie au logiciel comme point de départ pour l'ajustement.

Le point de
départ...

Pour commencer l'utilisateur définit un empilement idéal (les paramètres supposés des couches, à droite sur la figure 2.19), une fois la mesure d'une structure réalisée un logiciel d'ajustement est utilisé pour reproduire la réflectivité transitoire de l'échantillon et en déduire les épaisseurs. On voit, à gauche sur la figure 2.19, des agrandissements des structures temporelles détectées superposées à leurs ajustements.

Du contrôle +
de la mesure...

On en déduit un ensemble de cartographies (puisque la technique permet de sonder des couches enterrées). La cartographie obtenue sur la couche d'AlN est présentée ci-après (Fig.2.20). Ce résultat fourni en premier lieu des mesures d'épaisseur pour le contrôle en cours de fabrication, c'est l'utilisation classique de cet appareil. Mais dans le cas du BAW, ces mesures ont un lien direct avec le comportement acoustique du résonateur. Et on se propose d'étudier (Chap 4.3) une stratégie métrologique basée sur l'utilisation d'un MetaPulse pour exploiter ces mesures dans l'étape de Trimming.

Dans la
géométrie
naturelle du
composant...

Aujourd'hui, pour réaliser des caractérisations non-destructives et sans contact, les techniques optiques sont les plus utilisées. L'acoustique picoseconde appartient à cette famille et permet de sonder tous types de matériaux. Comme elle exploite la détection de la propagation acoustique, l'information fournie par cet outil est plus pertinente que n'importe quelle autre technique non-acoustique de métrologie en ligne. Aux débuts des BAW, bien qu'existant depuis les années

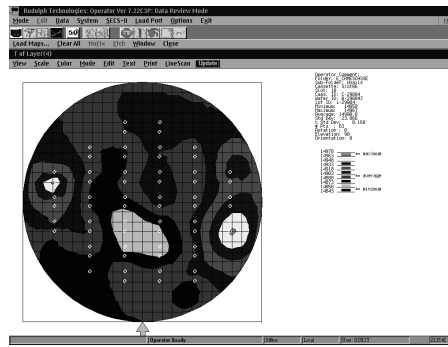


FIG. 2.20: Cartographie de l'épaisseur d'une couche d'AlN enterrée sur un substrat 200 mm, issue de l'empilement étudié à la figure précédente. Figure extraite de [4].

90, le MetaPulse était absent du domaine. Pourtant, à l'époque, il est déjà utilisé en salle blanche pour caractériser les épaisseurs de dépôts de matériaux absorbants. STMicroelectronics avait compris l'intérêt de la technique pour les BAW, et a donc décidé de travailler avec l'IEMN pour un développement de la technique en laboratoire. Nous nous distinguons du MetaPulse par la compétence colorée du montage, et avons montré qu'elle permet de mieux répondre aux exigences du BAW. On a vu précédemment que les évolutions du MetaPulse sont liées aux applications (Cu, Low-k), une application à gros volumes comme le résonateur BAW pourrait motiver l'insertion de la couleur dans l'outil, d'autant plus que les solutions techniques (sources femtosecondes accordables, éléments d'optique adaptés) sont disponibles.

Synthèse

En rappelant le principe de la technique et le fonctionnement du résonateur, on a pu voir que l'acoustique picoseconde fournit les informations essentielles à la caractérisation acoustique d'un résonateur BAW et à sa modélisation.

Du point de vue métrologique, elle donne accès aux caractéristiques mécaniques des matériaux pour alimenter les logiciels de simulation. Dans ce cadre, l'insertion de la couleur a permis d'augmenter le nombre de caractéristiques mesurables et d'optimiser la précision de mesure.

D'un point de vue contrôle en ligne, la technique est disponible en salle blanche. Cette technique s'impose petit à petit dans le domaine des couches minces, et plus particulièrement dans le monde du BAW, elle est aujourd'hui préconisée [6] par la plupart des fabricants ou exploreurs de la technologie BAW. Les travaux réalisés au cours de cette thèse, et présentés régulièrement aux conférences internationales, ont sans doute participé à sa notoriété.

Chapitre 3

Caractérisation Matériaux

La conception de résonateurs BAW passe par la simulation acoustique du composant. Pour cela, il est indispensable de connaître les paramètres des matériaux utilisés. Une partie de mon travail de thèse concernait donc la réalisation d'une base de données matériaux. Le point de départ était d'utiliser l'acoustique picoseconde pour mesurer les vitesses acoustiques longitudinales et densités des matériaux impliqués dans le résonateur BAW et évaluer de nouveaux matériaux. La deuxième étape était le développement de protocoles pour accéder à de nouvelles caractéristiques.

Dans un premier temps nous mettons l'accent sur l'exploitation des effets de longueurs d'onde pour optimiser les mesures par acoustique picoseconde. Ces effets concernent plus particulièrement la mesure d'épaisseur, mais contribuent également à raffiner les mesures de vitesse acoustique longitudinale et de densité.

Ensuite, nous avons une fois encore tiré parti des effets de longueurs d'onde pour mettre en place un protocole de mesure d'atténuation hypersonore. Mis à part l'utilité de cette mesure pour la simulation acoustique, ce protocole s'est trouvé être d'un grand intérêt pour des études plus fondamentales sur le comportement de l'atténuation acoustique dans les verres.

Pour finir, nous avons exploité la sensibilité des sauts pour développer une méthode de mesure en température. Ce type de caractérisations est aujourd'hui très demandé pour développer un nouveau champ d'application des résonateurs BAW : les références de temps.

3.1 Mesures par acoustique picoseconde

Du point de vue de la mesure de paramètres matériaux, l'acoustique picoseconde permet d'accéder aux vitesse, densité et atténuation des matériaux en couches minces. Un problème majeur de la mesure est qu'elle est conditionnée par l'hypothèse faite sur l'épaisseur de la couche.

Dans un premier temps on revient sur la méthode classique pour extraire les paramètres matériaux d'un signal d'acoustique picoseconde. Ensuite, on présentera l'apport de la longueur d'onde pour les matériaux transparents. Tout d'abord l'exploitation des oscillations Brillouin, qui permet de se défaire de l'intrication du couple (e,v) . Puis celle des sauts de réflectivité, dont l'extrême sensibilité permet d'augmenter la précision de mesure.

3.1.1 L'état de l'art

La première démonstration...

La première publication présente des résultats d'acoustique picoseconde sur des échantillons de As_2Te_3 sur substrat de saphire [59]. Les auteurs montrent que la période de l'oscillation détectée dans les premières picosecondes est linéairement liée à l'épaisseur des films déposés. Ils se basent sur cette constatation pour affirmer qu'il s'agit de la vibration de la couche et que cela permet de mesurer la vitesse acoustique du matériau. Les couches utilisées dans cet exemple sont très

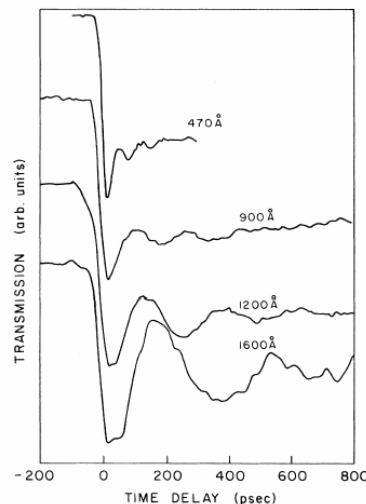


FIG. 3.1: Transmittivité transitoire de 4 échantillons de As_2Te_3 . Les épaisseurs de couches sont présentées en Angströms sur chaque courbe (figure extraite de [59]).

minces, les échos successifs sont donc très proches et ressemblent à une oscillation amortie. L'impulsion acoustique générée fait des allers-retours dans la couche et perd un peu d'amplitude à chaque réflexion à l'interface couche/substrat. La période de l'oscillation correspond à un aller-retour dans la couche. Un exemple

sur un échantillon plus épais permet de mieux voir l'aspect impulsion/écho de l'expérience.

Ce qu'on voit en général...

On va s'intéresser à un échantillon de W/Si. Dans cette expérience on détecte plusieurs échos périodiquement espacés (Fig.3.2). Le temps caractéristique correspond au rapport $2e/v$. Ainsi, connaissant l'épaisseur de la couche : 170 nm, on en déduit la vitesse dans le tungstène : 5,2 nm/ps. Ensuite on peut comparer le rapport d'amplitude entre 2 échos successifs. On sait que, si on néglige l'atténuation, ce rapport est égal au coefficient de réflexion de l'interface W/Si : $(Z_{Si} - Z_W)/(Z_{Si} + Z_W)$. L'impédance acoustique Z d'un matériau est telle que : $Z = \rho v$. Les caractéristiques du Si et la vitesse du W étant connus, la seule inconnue est la densité du W qui pourra être déterminée. Une application numérique, issue de la mesure présentée sur la figure 3.2, donne : $\rho_W = 18000 \text{ kg/m}^3$. On peut, en raffinant l'étude, mesurer l'atténuation acoustique (Chap 3.2).

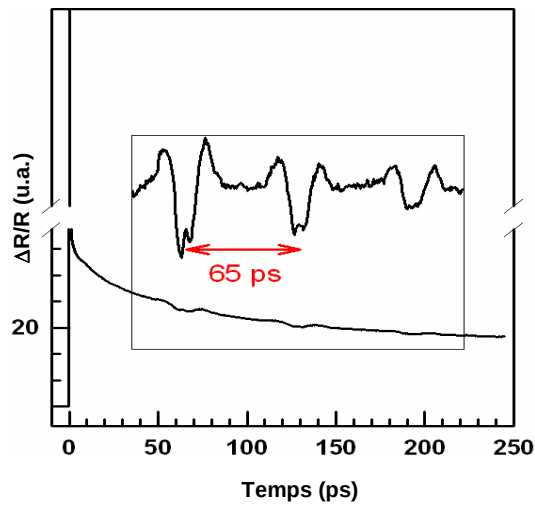


FIG. 3.2: Echos successifs obtenus sur un échantillon de W/Si [18].

Le cas transparent...

Dans les deux exemples précédents les matériaux sondés sont absorbants et, dans les deux cas, l'onde acoustique est générée dans ces matériaux par l'effet photo-thermique. Pour un matériau transparent cet effet est nul, il faut donc ajouter un transducteur pour générer l'impulsion. En général on dépose une fine couche ($\approx 10 \text{ nm}$) d'aluminium (Fig.3.3).

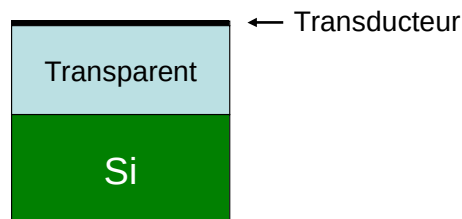


FIG. 3.3: Pour sonder un matériau transparent, on dépose un transducteur sur l'échantillon pour générer l'onde acoustique.

"The
Sickness"...

Dans tous les cas, la mesure repose sur l'hypothèse réalisée sur l'épaisseur du film mince. En effet, à partir de l'épaisseur et du temps de vol on déduit la vitesse, de la vitesse on déduit la densité, puis l'atténuation de la densité. La mesure d'épaisseur conditionne le reste de l'étude. On peut y accéder par une coupe MEB de l'échantillon ou par l'une des techniques décrites plus haut (cf 1.2.4). En ce qui concerne les matériaux transparents, on va voir que l'utilisation de la longueur d'onde propose d'autres solutions.

3.1.2 Mesures acoustiques dans les transparents par les oscillations Brillouin

Une première méthode permet de désolidariser la mesure de vitesse de l'hypothèse sur l'épaisseur [64]. Il s'agit d'utiliser l'indice optique (n) du matériau et la période des oscillations Brillouin (T) pour mesurer la vitesse acoustique (v) par la relation : $v = \lambda/2nT$.

Des échos
multiples...

Dans un cas comme celui d'une couche de W/Si le rapport d'impédance entre les deux matériaux favorise la réflexion de l'impulsion et on a pu détecter plusieurs échos. Cependant le contraste peut parfois être plus faible et donner un écho unique, comme dans le cas d'une couche de silice sur silicium, pour lequel le coefficient de réflexion est : 0.2, qui donne un très faible écho situé vers 145 ps (Fig.3.4).

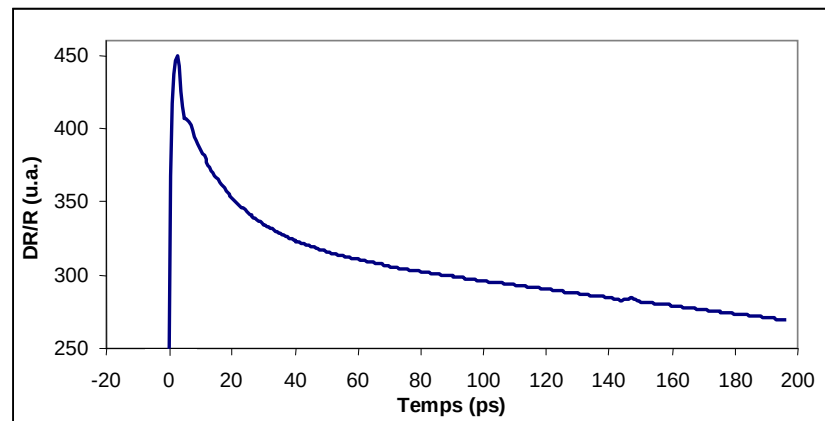


FIG. 3.4: Signal expérimental obtenu sur un échantillon Al(transducteur)/SiO₂/Si sondé à 800 nm. On ne détecte qu'un écho très faible, issu de l'impulsion générée dans Al et ayant fait un aller-retour dans SiO₂.

Le renfort
Brillouin...

Comme on l'a vu précédemment, pour les matériaux transparents la longueur d'onde propose des solutions pratiques pour renforcer la mesure. Dans le cas de l'échantillon Al/SiO₂/Si, la détection du Brillouin Si remplace l'étude de l'écho, et enrichit le signal (cf 2.2) (Fig.3.5). La période du Brillouin basse fréquence (celui de la silice) est de 24 ps, l'indice à 402 nm est 1.45, une application numérique donne 5.8 nm/ps. On peut ensuite déduire l'épaisseur de silice par

le temps de démarrage du Brillouin haute fréquence (celui du Si) qui correspond au temps de traversée de la couche de silice. Celui-ci commence à 72 ps, ce qui donne une épaisseur de 417 nm. On peut également utiliser le rapport d'am-

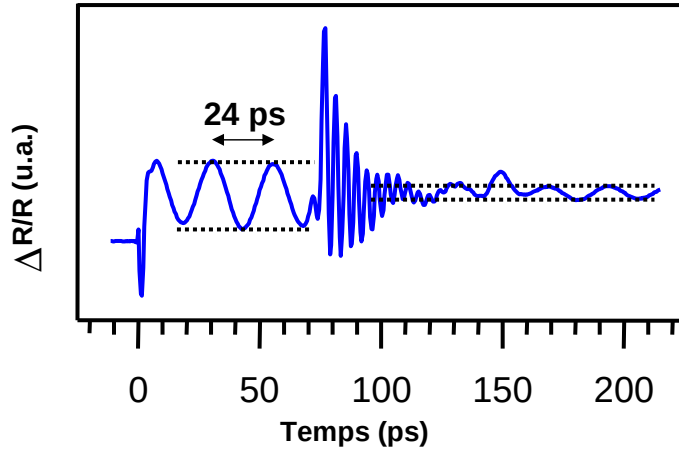


FIG. 3.5: Signal expérimental obtenu sur un échantillon de Al(transducteur)/SiO₂/Si sondé à 402 nm. La flèche indique le démarrage de l'oscillation Brillouin du Si. Les pointillés permettent de visualiser le rapport d'amplitude des oscillations Brillouin de SiO₂ avant et après la réflexion de l'impulsion à l'interface SiO₂/Si.

...

plitude du Brillouin de la silice avant puis après que l'impulsion se soit réfléchi sur l'interface SiO₂/Si (Fig.3.5). La mesure donne un rapport de 0.2 qui correspond au coefficient de réflexion à l'interface. On en déduit, à partir des vitesses acoustiques et de la densité du Si, la densité de la silice : 2230 kg/m³.

Pour une
mesure plus
robuste...

On peut utiliser cette méthode sur un ensemble de signaux obtenus à différentes longueurs d'onde. On étudie ici un échantillon AlN/Mo/Si. On commence par mesurer l'indice optique du matériau transparent par la technique d'ellipsométrie (Fig.3.6). Dans la plage de longueur d'onde qui nous concerne la

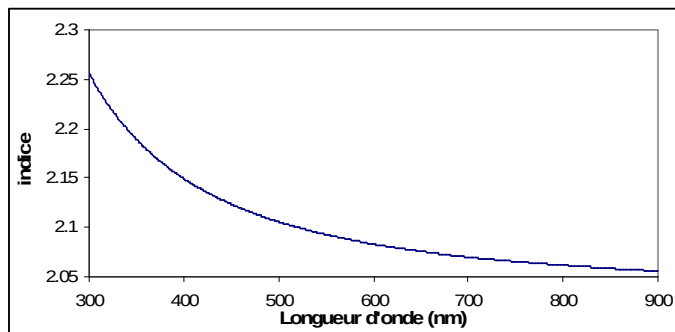


FIG. 3.6: Caractérisation de l'indice optique du nitrure d'aluminium entre 300 et 900 nm. Cette courbe est le résultat fourni par l'ellipsomètre.

dépendance en longueur d'onde de l'indice de l'AlN peut être représentée par une loi de Cauchy :

$$n(\lambda) = n_1 + \frac{n_2}{\lambda^2} + \frac{n_3}{\lambda^4} \quad (3.1)$$

où n_1 , n_2 et n_3 sont les coefficients de Cauchy, ajustés pour reproduire la dispersion de l'indice optique. La caractérisation présentée ci-après a été réalisée sur un ellipsomètre spectroscopique KLA-Tenkro au LETI. A partir de là, on réalise une série de mesures à différentes longueurs d'onde, puis on calcule les périodes Brillouin de l'AlN à chaque longueur d'onde. Ce calcul peut être fait à l'aide d'un

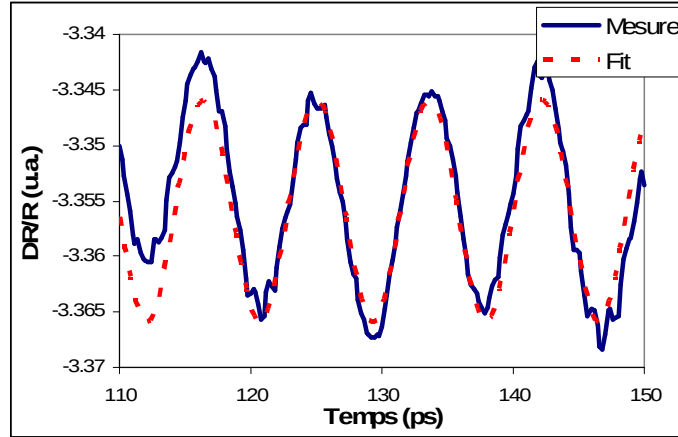


FIG. 3.7: Mesure de la période d'une oscillation Brillouin par un ajustement sinusoïdal, sur un échantillon AlN/Mo/Si. La mesure est en train plein et l'ajustement en pointillés.

ajustement sinusoïdal de l'oscillation (Fig.3.7).

Un peu court...

Le problème de la mesure de vitesse par les oscillations Brillouin est que la précision est liée au nombre d'oscillations utilisées pour la détermination de la période. Comme on travaille sur des couches minces la durée des oscillations est limitée dans le temps. Cependant, on profite du grand nombre de points de mesure pour assurer la mesure. On trace alors la période Brillouin en fonction de la longueur d'onde pour mesurer la vitesse. La mesure présentée ici donne une vitesse de 11.06 nm/ps pour l'AlN (Fig.3.8).

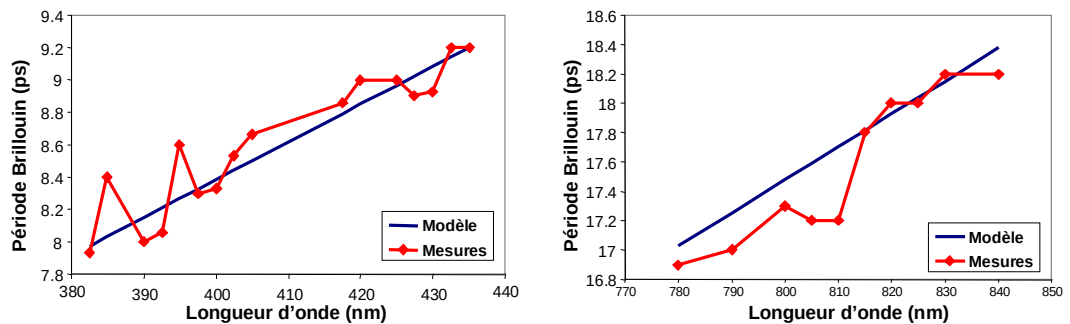


FIG. 3.8: Mesure et modèle des périodes Brillouin pour $v_{\text{AlN}} = 11.06 \text{ nm/ps}$. A gauche sur une plage de longueur d'onde allant de 380 à 440 nm, à droite de 780 à 840 nm.

Tout part de l'indice optique...

Dans un premier temps, la détection des oscillations Brillouin dans les transparents permet de déterminer v sans hypothèse sur e . L'hypothèse est faite sur

l'indice optique, obtenu par la technique d'ellipsométrie. Cette première méthode basée sur l'indice optique permettait de se défaire de l'intrication du couple (e , v) [64]. En 2006, l'utilisation des sauts vient renforcer les capacités de la méthode pour l'étude des transparents [20].

3.1.3 Mesures acoustiques dans les transparents par les sauts de réflectivité

*Le produit
"ne"...*

Cette méthode repose également sur une hypothèse de l'indice optique. Cependant, dans ce cas, les effets de sauts dépendent du rapport ne/λ . On va donc commencer par mesurer e , puis en déduire v à partir de la position temporelle du saut.

*Mesures
préliminaires...*

Pour cette étude on va s'intéresser à un échantillon d'AlN(1400nm)/Mo(150nm). On a donc besoin de connaître les propriétés optiques de la couche transparente (ici l'AlN) et de la couche absorbante (ici le Mo). Pour commencer, un échantillon de Mo a été caractérisé sur l'ellipsomètre spectroscopique du LETI (Fig.3.9). Les données obtenues sur le Mo peuvent

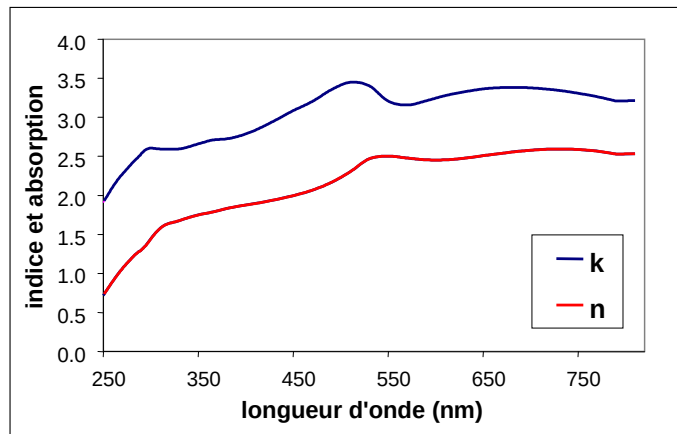


FIG. 3.9: Caractérisation de l'indice et de l'absorption optique du Molybdène entre 250 et 800 nm. Cette courbe est le résultat fourni par l'ellipsomètre.

alors être utilisées pour caractériser indice et épaisseur de la couche d'AlN par ellipsométrie. En fait, cette mesure repose sur un ajustement dont les paramètres sont l'épaisseur et les coefficients de Cauchy du matériau transparent. La mesure donne une épaisseur d'AlN de 1417 nm et la courbe d'indice présentée plus haut. L'objet de cette caractérisation optique est de fournir l'hypothèse d'entrée pour la méthode des sauts. Cependant, comme elle fournit aussi une valeur d'épaisseur, elle permettra de corréler la mesure issue de l'étude des sauts.

Mesure d'épaisseur

*La structure à
étudier...*

On va maintenant présenter l'étude d'un saut sur les signaux d'acoustique picoseconde à plusieurs longueurs d'onde, permettant de mesurer l'épaisseur.

Dans un premier temps il faut sélectionner le saut que l'on va étudier. La figure Fig.3.10 présente un signal obtenu avec une sonde à 809 nm. Pour favoriser

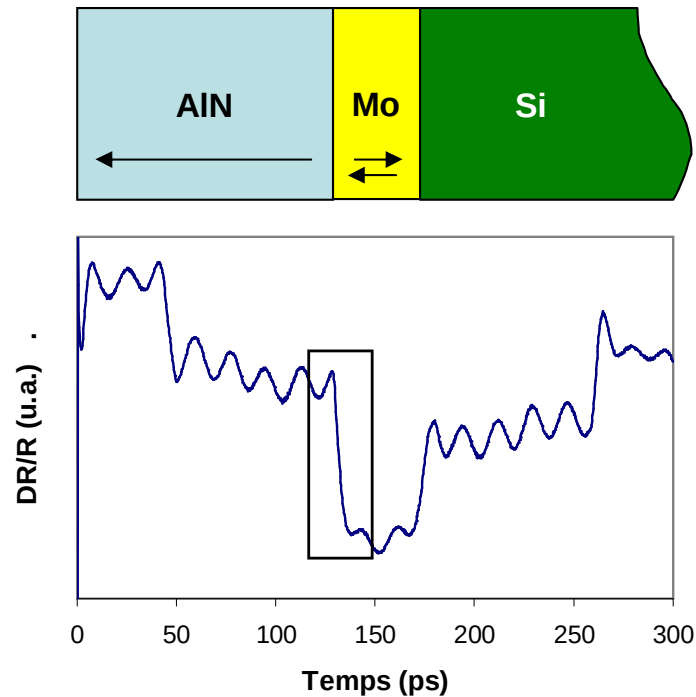


FIG. 3.10: Signal expérimental obtenu sur AlN/Mo à 809 nm.

la lisibilité du signal, on a retiré le fond thermique. On y voit plusieurs sauts, dont un particulièrement fort, dus aux passages de l'impulsion aux interfaces de la couche d'AlN. Le premier saut, autour de 40 ps, correspond à une impulsion ayant fait un aller-retour dans la couche de Mo et traversant l'interface Mo/AlN. Le second, autour de 130 ps, est dû à la réflexion à l'interface libre de l'impulsion qui a traversé la couche d'AlN, son amplitude vient du fait que la déformation est purement compressive et que son renversement à l'interface libre est total. Le troisième saut est la réplique du premier saut lorsque l'impulsion atteint l'interface libre. On remarque aussi une oscillation présente tout au long du signal, qui est l'oscillation Brillouin de l'AlN. On choisi d'étudier le second saut pour profiter de sa forte amplitude.

*La mise en
forme des
données...*

Comme vu au chapitre 2, l'amplitude de ces sauts est fortement dépendante de la longueur d'onde et on peut tracer leur amplitude en fonction de la longueur d'onde. Pour réaliser cette courbe, il faut normaliser les signaux. En effet, l'amplitude d'un signal d'acoustique picoseconde est proportionel au niveau de pompe et de sonde. Une fois les signaux normalisés, on extrait les amplitudes du saut n°2 pour chaque longueur d'onde (Fig.3.11).

*Un ajustement
sur "e"...*

L'étude en couleur a été réalisée sur deux plages de longueur d'onde : de 375 à 425 nm et de 750 à 820 nm. La précision de la mesure des sauts est notamment due aux inversions de signe. On note deux types de "zéro" : les zéros "moux" (de faible pente) et les zéros "durs" (de forte pente). La sensibilité à

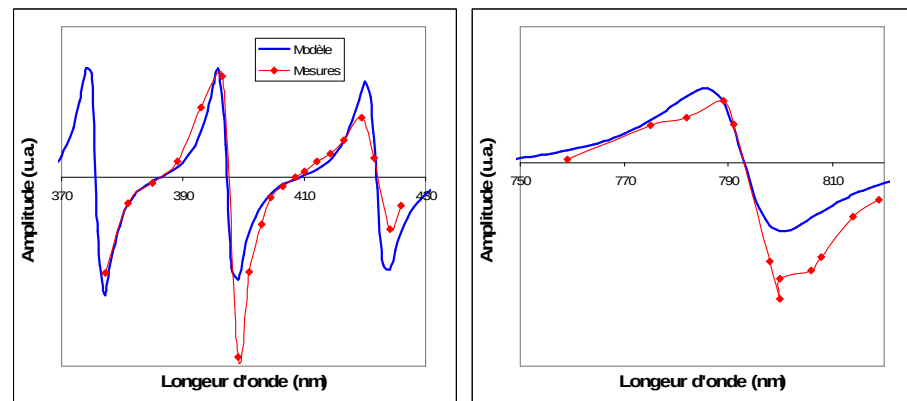


FIG. 3.11: Amplitude du saut en fonction de la longueur d'onde, et modèle (trait plein). A gauche sur une plage de longueur d'onde de 370 à 430 nm, à droite de 750 à 820 nm. On peut remarquer la coïncidence des zéros.

l'endroit des zéros durs est forte et permet d'affiner la mesure. L'ajustement des résultats donne une épaisseur de 1416 nm. La précision de mesure est de l'ordre du nm (Fig.3.12).

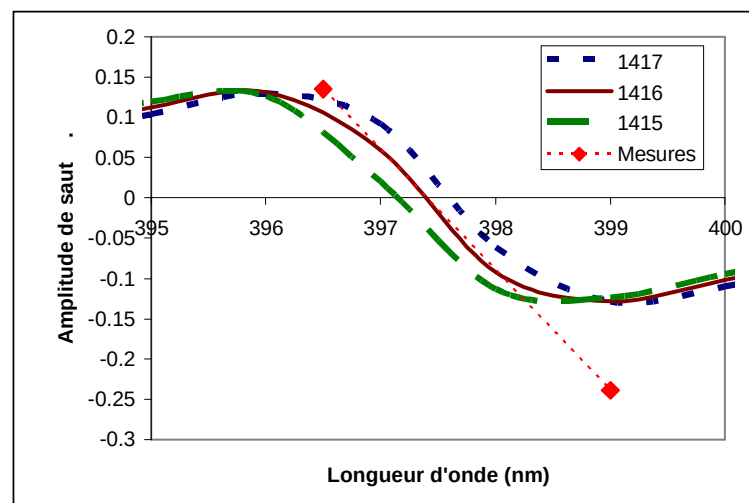


FIG. 3.12: Résultat de mesure et 3 ajustements pour des épaisseurs de 1415, 1416 et 1417 nm. Au "zéro dur" le modèle à 1416 nm est caché derrière la mesure.

Une méthode autonome...

Pour conclure sur la mesure d'épaisseur par les sauts : le couplage ellipsométrie/acoustique picoseconde permet de mesurer l'épaisseur d'une couche transparente avec une précision de l'ordre du nm. On pourrait s'affranchir de la caractérisation optique de l'AIN, et utiliser les sauts pour ajuster à la fois l'épaisseur et les coefficients de Sellmeier de l'AIN. Ceci en conservant les avantages propres à l'acoustique picoseconde, c'est à dire les informations acoustiques et la possibilité de sonder des couches enterrées. L'utilisation de longueur d'onde permettrait donc de reproduire, à un niveau de précision équivalent, le travail de l'outil métrologique le plus performant sur les couches transparentes : l'ellip-

sométrie.

Mesure de vitesse

Le domino...

L'intérêt des sauts pour la mesure de vitesse réside dans le gain en précision obtenu sur la mesure d'épaisseur. En optimisant la mesure d'épaisseur on diminue l'erreur induite sur la vitesse lors de l'exploitation du temps d'écho (e/v).

*Alors ?
Brillouin ou
sauts ?...*

La mesure de vitesse basée sur les oscillations Brillouin donne une précision de ± 0.3 nm/ps sur la valeur. Cette précision dépend de la durée et de la fréquence des oscillations détectées. La méthode qui consiste à utiliser l'épaisseur déterminée par les sauts et ajuster la vitesse par au temps d'arrivée des différents sauts permet de donner une valeur de vitesse à ± 0.1 nm/ps. Les précisions annoncées pour ces deux méthodes supposent que l'indice optique est parfaitement connu. On peut aussi utiliser un logiciel de simulation du signal, développé par Clément Rossignol [50], pour ajuster les paramètres matériaux (Fig.3.13).

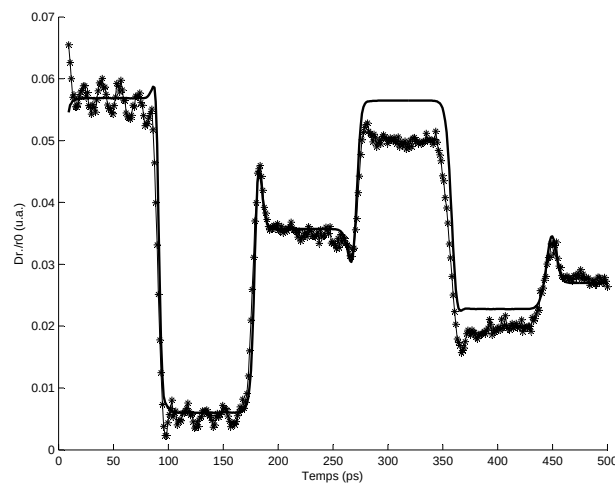


FIG. 3.13: Réflectivité transitoire (trait étoilé) et simulation (trait plein) de la réponse de l'échantillon AlN/Mo/Si. La simulation utilise l'épaisseur d'AlN comme hypothèse de départ, la vitesse utilisée ici est de 11 nm/ps. La contribution "Brillouin" a été retirée de la simulation pour insister sur l'aspect "sauts".

On pourrait rendre la mesure consistante en couplant les mesures des trois couples : (n, e) par les sauts, (n, v) par le Brillouin et (e, v) par les temps d'arrivée.

Mesure de densité

*Les sauts
successifs...*

Comme dans le cas des échos multiples, les amplitudes de sauts successifs donnent un indice sur les coefficients de réflexion aux interfaces. Là encore il s'agit d'étudier le rapport d'amplitude de deux sauts successifs. Contrairement à une étude concernant la position temporelle des échos, les mesures d'acoustique picoseconde exploitant des variations d'amplitude sont à prendre avec des pincettes. En effet, des imprécisions dues au montage peuvent interférer avec le signal expérimental. Cependant, un choix judicieux de la longueur d'onde permet de renforcer la détection des sauts, et "plus grand est l'effet, plus précise est la mesure". De plus, à l'issue de l'étude en longueur d'onde, on a une trentaine de signaux présentant des sauts successifs (Fig.3.14). Cet ensemble de

données permet alors de faire une moyenne. L'étude est réalisée sur un échantillon d'AlN(1200nm)/Mo(150nm)/Si.

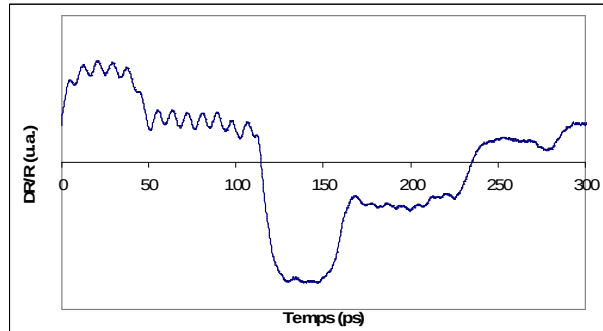


FIG. 3.14: Signal expérimental obtenu à 405 nm sur AlN(1200nm)/Mo(150nm).

*On décortique
le signal...*

Sur la figure Fig.3.14 on va s'intéresser aux deuxième et troisième sauts (à 110 et 145 ps). L'acoustique responsable de ces sauts est décrite Fig.3.15. A chaque interface, l'impulsion peut-être diminuée et/ou renversée. En étudiant les amplitudes de sauts issus des différentes interfaces, on est sensible aux coefficients de réflexion. On présente ici la moyenne et l'écart type des rapports d'amplitude

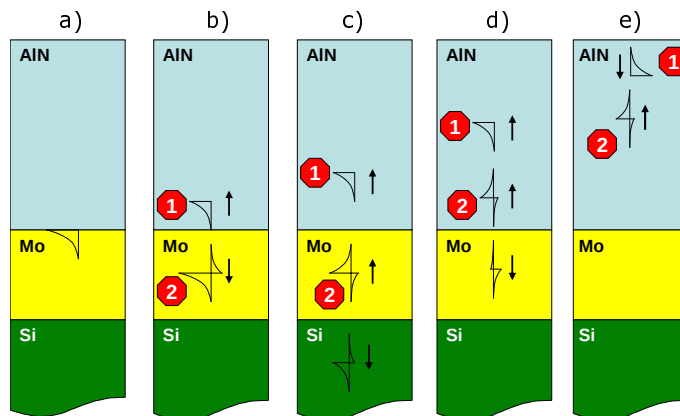


FIG. 3.15: Impulsions 1 et 2 voyageant dans l'échantillon et responsables des deuxième et troisième sauts. De gauche à droite : a. génération de l'impulsion; b. impulsion 1 monopolaire dans l'AlN, impulsion 2 bipolaire et asymétrique dans le Mo; c. renversement de l'impulsion 2 à l'interface Mo/Si; d. entrée de l'impulsion 2 dans l'AlN et détection du premier saut (non-étudié); e. inversion de l'impulsion 1 à l'interface libre et détection du deuxième saut; quelques picosecondes plus tard, l'impulsion 2 se retournera à l'interface libre et on détectera le troisième saut.

entre le deuxième et le troisième saut pour toutes les longueurs d'onde étudiées :

- moyenne : 0.301
- écart type : 0.05

Le rapport d'amplitude des sauts peut-être déterminé à partir des impédances acoustiques (ρv) du Mo, Si et AlN. Dans ce cas, la seule inconnue est la densité

de l'AlN. Comme la vitesse est mesurée auparavant, on peut en déduire la densité de l'AlN : 3290 kg/m^3 .

*Rien ne vaut
une bonne
simu...*

Pour raffiner, on peut s'intéresser à des sauts plus éloignés dans le temps. Cependant, à partir d'un certain niveau de complexité du signal, il vaut mieux se servir d'un logiciel pour simuler la réponse acoustique de l'échantillon et ajuster les paramètres matériaux.

Un autre avantage des sauts

*Oh! Quelle
finesse...*

Le fait qu'on puisse renforcer la détection en choisissant la longueur d'onde de travail présente aussi des avantages pour l'étude des structures fines. Par exemple, lorsqu'on veut réaliser un dépôt d'AlN piézoélectrique, la couche de Mo doit être bien texturée. Ceci nécessite le dépôt d'une fine couche d'accroche (15 nm) en AlN. En se plaçant sur un saut de grande amplitude, on remarque un décrochement dans la pente du saut, celui-ci est la trace de la couche d'accroche (Fig.3.16). Si on avait étudié un écho, celui-ci serait légèrement élargi et

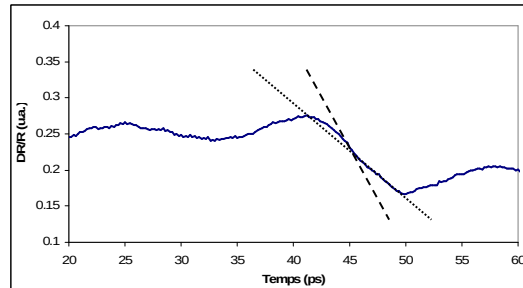


FIG. 3.16: Changement de pente du saut induit par une couche d'AlN de 15 nm.

d'autres interprétations pourraient être données : comme un effet de rugosité ou d'atténuation. Ici, en exploitant un effet fortement détectable, on augmente la sensibilité de la mesure.

Dans un contexte où les paramètres matériaux évoluent avec la "recette de dépôt", il fallait disposer d'un outil de mesure précis pour distinguer de faibles variations. Pour cela nous avons exploité la forte sensibilité des effets de longueur d'onde, et en particulier des sauts, pour raffiner la mesure du couple (e , v). La précision requise atteinte, nous avons pu alimenter une base de données des vitesses acoustique et densité des matériaux déposés. Ces deux paramètres permettent de modéliser un BAW au "premier ordre", c'est à dire de donner un dimensionnement de l'empilement pour se positionner en fréquence et en coefficient de couplage. Pour aller plus loin, nous avons cherché à modéliser le BAW au "second ordre", pour des étapes d'optimisation du composant. Ceci impliquait de pouvoir sonder d'autres caractéristiques, telles que l'atténuation acoustique et les coefficients en température.

3.2 Mesures d'atténuation hypersonore

Pendant un moment on a supposé que les faibles facteurs de qualité (Q) obtenus sur les résonateurs BAW étaient dûs aux pertes acoustiques dans les matériaux de l'empilement. C'est cette piste qui a motivé les mesures de pertes intrinsèques dans les matériaux, comme l'atténuation acoustique. Nous proposons ici une nouvelle méthode de mesures d'atténuation acoustique [22].

Dans cette partie on présente des mesures d'atténuation acoustique dans la bande hyperfréquence (du GHz au THz). On retrouve ici le problème de la mesure en couches minces, d'autant plus que pour des effets fins comme l'atténuation peuvent être confondus avec des effets de diffraction et diffusion. La méthode que nous avons développée permet d'éviter ces erreurs et, en supposant une loi en fréquence, de donner un coefficient d'atténuation utilisable par les modèles acoustiques.

Le Derby...

En général, les personnes étudiant l'atténuation acoustique s'accordent à dire qu'elle suit une loi dépendant du carré de la fréquence [23]. Pour démontrer ce comportement plusieurs techniques ont permis de mesurer l'atténuation jusqu'au THz. La diffusion Brillouin et la diffusion inélastique de rayons X. Cependant, il y avait un grand trou non exploré entre 100 et 500 GHz. L'acoustique picoseconde et les travaux de Maris ont donné une première évaluation entre 50 et 500 GHz, montrant un décrochage par rapport à la loi en ω^2 aux alentours de 100 GHz [9]. Ce "crossover" à 100 GHz a scindé la "communauté de l'atténuation", menant

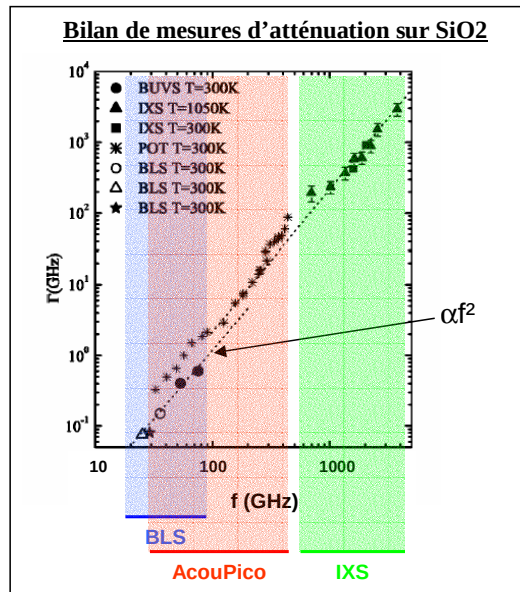


FIG. 3.17: Bilan des mesures d'atténuation dans la bande hyperfréquence [9].

parfois à de vives rancunes. On verra dans cette partie que le protocole utilisé donnait une mesure surestimée.

3.2.1 Etat de l'art : les échos multiples

Encore lui...

La mesure d'atténuation par acoustique picoseconde est proposée dès la découverte de la technique. Cependant la méthode proposée par Maris surestime la valeur d'atténuation [9] à cause des effets imbriqués d'atténuation, de diffusion et de diffraction.

Une empreinte fréquentielle...

Lorsqu'on détecte une impulsion acoustique, la forme de l'écho est liée au contenu fréquentiel de l'impulsion. Maris propose donc de comparer les transformées de Fourier d'échos successifs (Fig.3.18) [58].

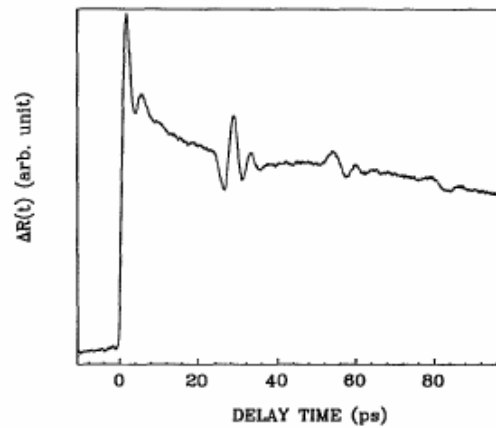


FIG. 3.18: Réflectivité transitoire d'un échantillon de $Al/SiO_2/W$. On y voit trois échos successifs de l'interface SiO_2/W . Cette figure est extraite de [58].

En images...

Au premier coup d'oeil, le changement d'amplitude des échos est dû à la réflexion à l'interface SiO_2/W où une partie de l'impulsion est transmise dans le substrat. Mais une transformée de Fourier des échos montre l'effet de l'atténuation (Fig.3.19). Comme elle suit une loi en ω^2 , le contenu fréquentiel des

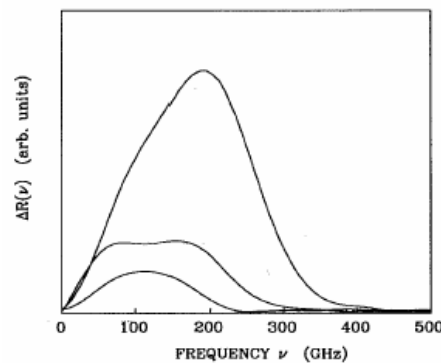


FIG. 3.19: Contenu fréquentiel de trois échos successifs, on remarque que les hautes fréquences disparaissent plus rapidement que les basses. Le rapport d'amplitude d'un écho à l'autre est le coefficient de réflexion à l'interface SiO_2/W (extrait de [58]).

échos successifs est marqué par la propagation. On remarque que plus l'impulsion s'est propagée, plus elle s'appauvrit en hautes fréquences.

Qu'y voit-on ?...

Le problème de cette technique est que, à chaque réflexion, l'impulsion est affectée par la qualité de l'interface. Par exemple, un mauvais collage fausse la valeur du coefficient de réflexion, une forte rugosité induit des effets de diffraction. Ceci tend à multiplier par 2 la valeur d'atténuation mesurée. De plus, il est nécessaire d'utiliser une sous couche contrastée acoustiquement pour renforcer la réflexion.

3.2.2 L'utilisation du Brillouin

Maris a ensuite proposé une méthode utilisant l'oscillation Brillouin, pour mesurer l'atténuation dans un substrat de quartz fondu. On peut remonter à l'atténuation en étudiant l'enveloppe des oscillations Brillouin [37].

Rappel sur la détection du Brillouin

*Un révélateur
mono-
fréquence...*

L'oscillation Brillouin est due à un phénomène d'interférences entre l'impulsion lumineuse réfléchiée aux interfaces fixes et la partie réfléchiée sur le front d'onde acoustique. La période de cette oscillation est liée aux caractéristiques optiques et acoustiques du matériau. Deux conditions sont nécessaires à la détection du Brillouin :

- coefficients photo-élastiques non-nuls pour que l'impulsion acoustique affecte la réflectivité de l'échantillon,
- présence, dans l'impulsion acoustique, d'une composante fréquentielle de même fréquence que le Brillouin [57]

Le deuxième point est essentiel, l'amplitude de l'oscillation que l'on va détecter est proportionnelle au produit du coefficient photoélastique par la valeur de la composante fréquentielle à la fréquence Brillouin. Ce qui veut dire que le Brillouin permet de sonder une fréquence bien déterminée : $f_{\text{Brillouin}} = 2nv/\lambda$.

Mince, alors !...

On présente Fig.3.20 le Brillouin sondé à une fréquence de 30 GHz. A cette

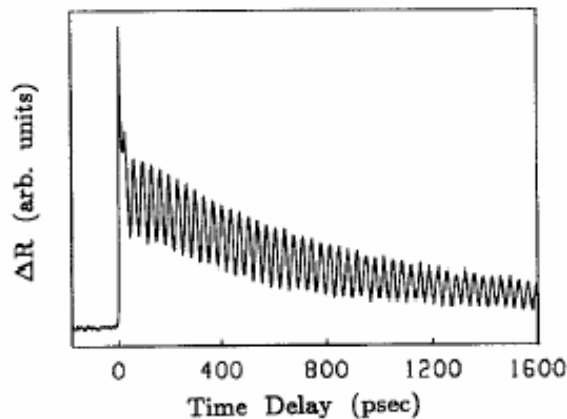


FIG. 3.20: Brillouin dans un substrat de quartz fondu (figure extraite de [37]).

fréquence l'effet de l'atténuation peut être mesurée à condition d'avoir une propagation relativement longue. Pour cette méthode, il est donc indispensable de travailler sur un substrat afin d'avoir un nombre suffisant d'oscillations à reproduire. Sur la figure la décroissance du Brillouin est due à l'absorption optique, et à l'atténuation acoustique de la composante à la fréquence Brillouin. Cette méthode n'est plus sujette aux surestimations par réflexion multiples mais la mesure en films minces devient impossible.

Evitez la réflexion...

Ici, l'idée est d'utiliser une technique en transmission, par opposition avec la technique en réflexions multiples proposée par Maris [22]. Cette méthode permet de ne pas avoir à concevoir un échantillon "sur-mesure" pour favoriser les réflexions multiples. Dans le cas d'une couche de silice sur silicium, le contraste est très faible mais n'est pas pénalisant (Fig.3.21).

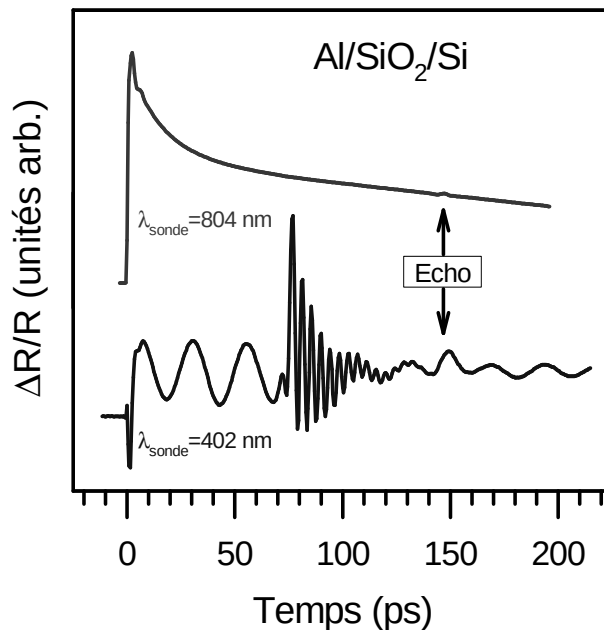


FIG. 3.21: Deux expériences réalisées sur le même échantillon (Al/SiO₂/Si) avec la même pompe, mais avec deux sondes différentes : l'une rouge (à 804 nm), l'autre bleue (à 402 nm). Dans cette partie on exploite les oscillations hautes fréquences détectées dans le silicium, vers 75 ps, pour mesurer l'atténuation dans la couche mince de SiO₂.

Aller plus haut...

On a déjà vanté les bienfaits du Rouge/Bleu dans le Si, mais ce qui compte ici est la haute fréquence du Brillouin Si à 240 GHz par rapport à celle de la silice à 40 GHz (Fig.3.21 courbe du bas). Dans un cas où on cherche à mesurer l'atténuation d'un matériau transparent en film mince, on va chercher à sonder une haute fréquence pour augmenter l'effet de l'atténuation. On pourra ainsi travailler sur des temps courts, donc sur des couches minces. Ainsi, si on compare deux expériences réalisées sur des échantillons dont l'épaisseur de silice est différente, l'impulsion qui a voyagé dans la couche de silice la plus épaisse sera moins riche en hautes fréquences. L'amplitude du Brillouin Si sera donc plus faible pour cet échantillon.

Ça saute aux
yeux...

La méthode proposée ici consiste à comparer les signaux de quatre échantillons de type Al/SiO₂/Si, dont les épaisseurs de silice sont : 300, 600, 900 et 1200 nm. Les impulsions acoustiques générées dans l'aluminium vont se propager dans des épaisseurs de plus en plus grande, et leurs contenus fréquentiels seront différents lorsqu'une partie sera transmise et détectée dans le substrat de silicium (Fig.3.22). On remarque que sur la distance de travail, l'effet de l'atténuation

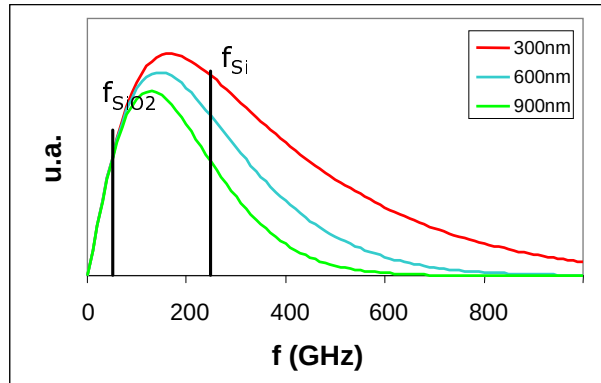


FIG. 3.22: Transformées de Fourier d'une même impulsion ayant parcouru 300, 600 et 900 nm de silice. Les deux fréquences Brillouin indiquées sont celles détectées dans la silice et dans le silicium.

sur le Brillouin de la silice est négligeable. L'oscillation basse fréquence pourra être utilisée pour normaliser les courbes issues des différents échantillons. En normalisant puis en superposant les courbes temporelles des quatre échantillons, on voit clairement la diminution d'amplitude du Brillouin Si en fonction de l'épaisseur de silice traversée (Fig.3.23). Cette diminution peut être reproduite par une exponentielle décroissante dont la constante sera liée à l'atténuation dans la silice à la fréquence Brillouin du Silicium.

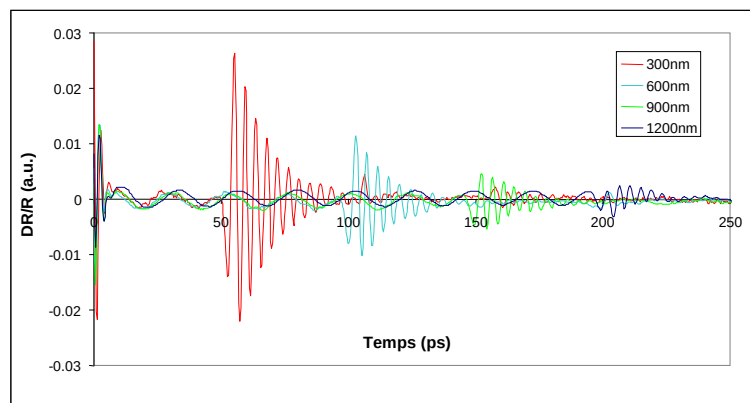


FIG. 3.23: Signaux expérimentaux obtenus sur 4 échantillons de type Al/SiO₂/Si avec 4 épaisseurs de silice de 300, 600, 900 et 1200 nm. Les courbes sont normalisées par le Brillouin basse fréquence. On remarque la diminution d'amplitude du Brillouin Si en fonction de l'épaisseur de silice.

Quant aux
absorbants...

Cette méthode est dédiée aux matériaux transparents puisqu'il est essentiel de détecter le Brillouin du substrat. La seule méthode disponible pour les matériaux absorbants est donc celle des échos successifs. Cependant, si l'expérimentateur ne recule pas devant la difficulté, on peut imaginer un montage avec une détection face arrière. On pourra alors transférer cette méthode aux absorbants.

Un retour sur la méthode des échos multiples

C'était donc
ça !...

La surestimation d'un facteur 2 de la méthode par échos successifs de Maris pour des raisons de réflexions multiples était un argument très utilisé par les "anti-crossover à 100 GHz". Cependant, cet argument n'a jamais vraiment été mis en évidence. On présente ici un des signaux utilisés dans la méthode présentée plus haut mais en s'intéressant cette fois au deuxième Brillouin silicium (qui a vu deux réflexions, une à l'interface SiO₂/Si et une à l'interface libre) (Fig.3.24).

Nous avons cherché à reproduire l'amplitude du deuxième Brillouin Si avec un logiciel de simulation [Fig.3.24, (a) et (b)]. La bonne corrélation entre la mesure et la simulation de ce signal implique l'utilisation d'un coefficient d'atténuation 2 fois plus fort que celui mesuré par la méthode en transmission. En fait, chercher à mesurer l'atténuation en reproduisant les deux Brillouin du Si revient à travailler sur deux échos successifs. Ce résultat montre que l'interprétation de la surestimation de la mesure par la méthode des échos multiples est juste : à cause des réflexions multiples, la qualité des interfaces affecte la mesure.

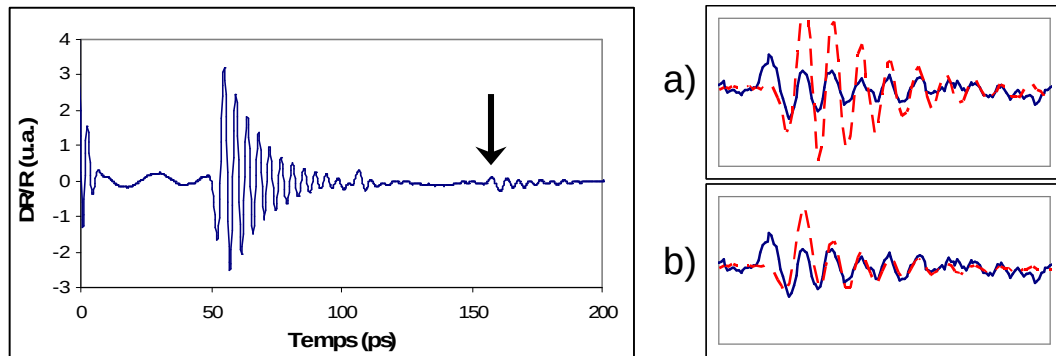


FIG. 3.24: A gauche, réflectivité transitoire d'un échantillon de Al/SiO₂/Si. Pour reproduire le deuxième Brillouin Si (situé vers 150 ps) on doit augmenter le coefficient d'atténuation : a) simulation avec le coefficient mesuré, b) simulation avec le coefficient mesuré multiplié par 2.

3.2.3 Mesures hyperfréquence et loi en ω^2 , exploitation de la couleur

Pour aller plus
haut...

Les mesures réalisées ici sont faites autour de 200 GHz, or les résonateurs BAW opèrent à 2 GHz. La question se pose de savoir si l'hypothèse générale de la loi en ω^2 est valide. En réalité, c'est plutôt du côté 300 GHz à 1 THz qu'est le problème. Les conclusions de Maris montraient une dérive autour de

100 GHz. Pour valider ou infirmer cela, nous avons exploité l'accordabilité en longueur d'onde et des substrats de différentes nature afin d'explorer un domaine de fréquence plus large.

Comment faire...

La méthode présentée ici consiste à tirer profit du Brillouin détecté dans la substrat. La fréquence Brillouin suit la formule : $f_{\text{Brillouin}} = 2nv/\lambda$. On dispose donc de deux leviers pour ajuster la fréquence sondée :

- la longueur d'onde,
- l'utilisation d'un substrat différent.

Par λ ...

Dans le cas du silicium sondé à différentes longueurs d'onde, la plage de longueur d'onde est limitée par les caractéristiques optiques du silicium. A partir de 380 nm, et en dessous, le Brillouin prend une forme d'écho à cause de la trop forte absorption optique, ce qui empêche la détection de l'oscillation Brillouin et donc l'application de la méthode. De l'autre côté, à partir de 450 nm, et au-

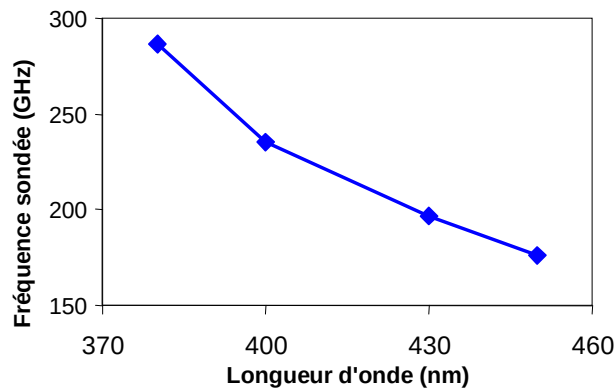


FIG. 3.25: Fréquences Brillouin calculées dans le substrat Si entre 380 et 450 nm [46].

dessus, les coefficients photoélastiques sont faibles et n'affectent pas suffisamment la réflectivité. Cette plage de longueur d'onde, de 350 à 450 nm, permet de sonder des fréquences entre 170 et 280 GHz (Fig.3.25).

Par substrats...

On peut également changer le substrat pour utiliser un produit nv différent.

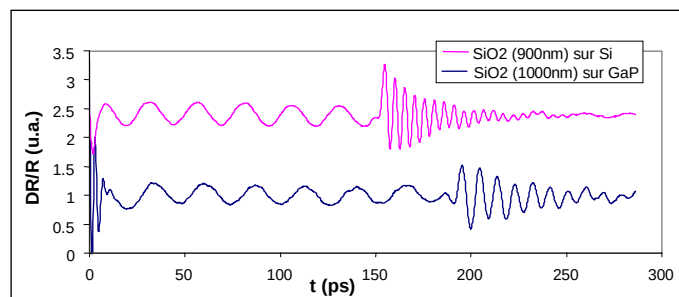


FIG. 3.26: Signaux expérimentaux obtenus sur des échantillons de type Al(transducteur)/SiO₂/Substrat sondés à deux longueurs d'onde très proches. La période de l'oscillation Brillouin basse fréquence est stable, contrairement à la fréquence Brillouin du substrat.

Dans le cadre de cette étude, nous avons identifié le GaP comme substrat intéressant. Les caractéristiques (n , v) du GaP sont telles que pour une même longueur d'onde de travail la fréquence sondée dans le GaP est environ deux fois plus faible que celle sondée dans Si (Fig.3.26).

*Une tapisserie
de Bayeux...*

De plus, contrairement au Silicium, les coefficients élasto-optiques du GaP sont non-nuls dans le rouge. Ainsi on peut travailler en Rouge/Rouge et en Rouge/Bleu, et parcourir une plus large bande de fréquence (Fig.3.27). Pour combler le trou entre 60 et 100 GHz, on pourrait utiliser des matériaux comme l'AlN ou le SiN dont la période Brillouin est entre le GaP et le Si.

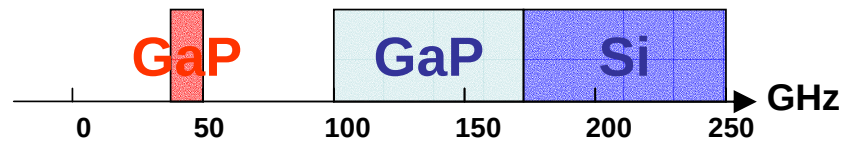


FIG. 3.27: Fréquences accessibles par l'exploitation de différentes longueurs d'onde (entre 350 et 450 nm, et entre 700 et 900 nm) et de substrats de Si et GaP.

*Lille +
Montpellier =
 ω^2 ...*

Ce travail sur des mesures larges bandes d'atténuation dans la silice a été mené en collaboration avec le LCVN de l'université de Montpellier, qui mène des études fondamentales sur les mécanismes de pertes acoustiques dans les verres.

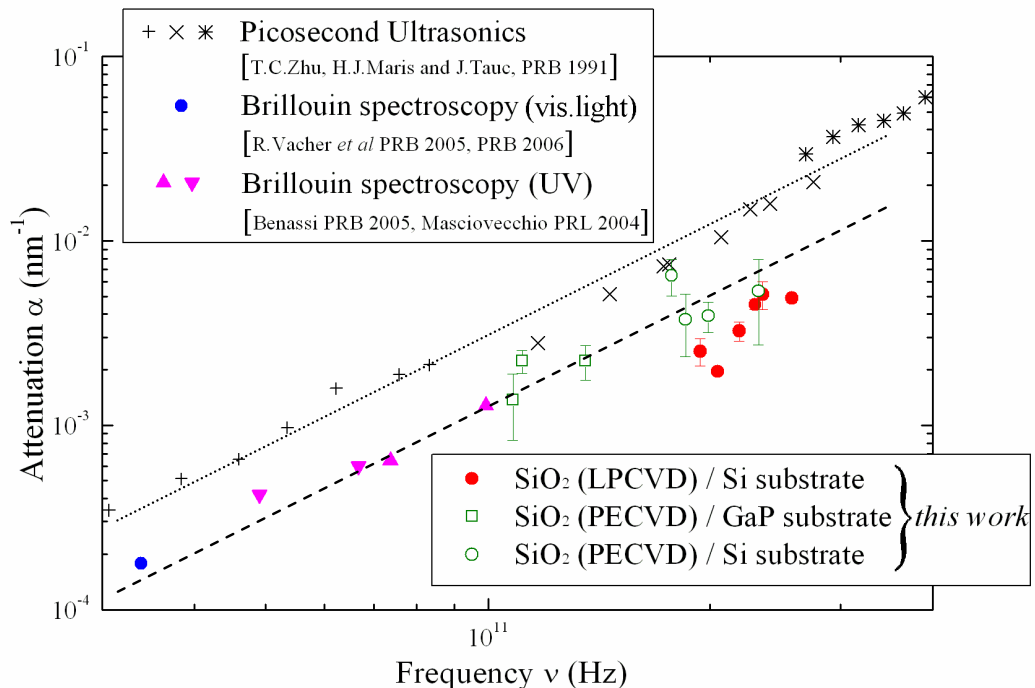


FIG. 3.28: Bilan des mesures. Dans l'encadré : mesures réalisées avec la méthode proposée dans cette partie. Les traits en pointillés montre la correspondance entre les mesures par acoustique picoseconde et l'extrapolation en ω^2 à partir des mesures de BLS. Cette figure est extraite d'un poster présenté à la conférence Phonons 2007.

Le laboratoire du LCVN est équipé d'un montage de spectroscopie Billouin dans le visible (BLS). L'objet de la collaboration était d'explorer l'atténuation dans la silice en films minces à des fréquences supérieures et inaccessibles par la BLS, ceci avec une méthode perfectionnée grâce à la longueur d'onde. Le bilan de ce travail est présenté sur la figure 3.28. Les mesures issues de la collaboration ont permis de valider la dépendance en ω^2 dans le domaine hyperfréquence [17].

Toujours plus haut...

Cette étude a permis de mesurer l'atténuation entre 100 et 250 GHz sur des échantillons de silice. Jusqu'à aujourd'hui, l'interprétation des premiers résultats de Maris donnait du fil à retordre. Théoriquement, une dérive par rapport à la loi en ω^2 devrait arriver autour de 500 GHz, mais voir cette dérive à partir de 100 GHz en surprenait plus d'un. Ces nouveaux points de mesures montrent bien la sur-estimation induite par la méthode des échos multiples. Ces résultats permettent une extrapolation de type ω^2 pour la dépendance en fréquence de l'atténuation de la silice dans la bande hyperfréquence jusqu'à 250 GHz. Cependant, l'enjeu expérimental est maintenant de monter en fréquence au moins jusqu'à 500 GHz.

3.2.4 Retour aux BAW

Tout le monde y passe...

Nous avons appliqué ce protocole aux matériaux utilisés dans les BAW pour faire des simulations tenant compte de l'atténuation acoustique. Pour cela nous donnons, pour chaque matériau, un coefficient β tel que l'atténuation soit modélisée par une exponentielle réelle décroissante : $e^{jkx}e^{-\beta\omega^2}$. Les résultats sont présentés ci-après Tab.3.1. Ces résultats sont consistents avec le comportement général du coefficient d'atténuation en fonction des paramètres matériaux, c'est à dire liés au rapport $1/(\rho v^3)$ [35].

Matériau	β ($10^3 \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{THz}^{-2}$)	ρ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	v ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	$\frac{1}{\rho v^3}$ ($10^{-15} \cdot \text{s}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$)
AlN	0.1	3260	11000	0.23
SiN	0.2	2600	9300	0.48
SiO ₂	1.3	2200	5900	2.2
SiOC	10	1500	2600	38

TAB. 3.1: Coefficients d'atténuation mesurés par le protocole, dans les matériaux diélectriques utilisés dans les BAW

Un large spectre de matériaux...

Selon le matériau sondé, nous avons dû modifier le jeu d'épaisseurs en fonction du coefficient d'atténuation. Pour l'AlN, matériau très faiblement atténuant, les épaisseurs allaient de 500 nm à $3\mu\text{m}$. Pour le SiOC, matériau poreux, lent et mou, elles étaient comprises entre 70 et 280 nm. On peut noter que les coefficients mesurés s'étendent sur deux ordres de grandeur (Tab.3.1).

Chacun son style...

Pour modéliser l'atténuation, on s'arrange pour que le vecteur d'onde ait une partie imaginaire dépendant du carré de la fréquence. Il y a plusieurs façons d'arriver à ce résultat :

- ajout d'une partie imaginaire c'' au coefficient de raideur ($c = c' + jc''$) [7],
- ajout d'une partie imaginaire au vecteur d'onde ($k = k' + jk''$),

- introduction d'un $\tan\delta$ ($= c''/c'$) [3].

Au final cela se traduit, dans l'équation de propagation, par l'apparition d'une exponentielle réelle décroissante : $e^{jkx}e^{-\beta\omega^2}$. La correspondance entre les facteurs de perte des différents modèles n'est donc pas toujours évidente, parfois le dépendance en fréquence elle-même n'est pas implémentée. Le tableau 3.2 présente les correspondances entre les différents modèles utilisés chez ST :

Modèle	Type de formalisme	Correspondance avec la mesure par AP
Acoustique picoseconde	$e^{jkx}e^{-\beta\omega^2}$	$\beta = \beta$
E.T.Mason	$c = c' + c''$ (avec $c'' = \eta\omega$)	$\eta = 2\rho v^3\beta$
ADS	$k = \omega/v(1 - jLOSS_{ADS}/2\pi)$	$LOSS_{ADS} = 4\pi^2vf\beta$
ATILA	$LOSS_{ATILA} = \tan\delta = c''/c'$	$LOSS_{ATILA} = 4\pi vf\beta$

TAB. 3.2: Ce tableau présente les différents modèles utilisés, le niveau auquel l'atténuation est prise en compte et l'expression du coefficient utilisé en fonction du coefficient mesuré par acoustique picoseconde

Dans la problématique des faibles facteurs de qualité des BAW, ces résultats ont disculpé l'atténuation acoustique. D'autre part, il est sympathique de se dire que cette étude motivée par un problème pratique, a débouchée sur des études aux aspects plus fondamentaux.

3.3 Mesures de coefficients en température

Pendant son utilisation le résonateur s'échauffe. Ceci peut induire une dérive de la réponse en fréquence, qui se mesure en TCf (pour Coefficient en Température de la fréquence), et peut faire sortir le résonateur du gabarit imposé. Le TCf est défini par : $f(T) = f(T_0)(1 + TCf * (T - T_0))$, où T et T_0 sont respectivement la température et la température ambiante. Pour des applications de filtrage ce TCf doit être de l'ordre de ± 2 ppm/°C.

Dans le cas du BAW, la compensation en température du résonateur est habituellement réalisée en exploitant le comportement particulier de la silice. En effet, la silice est un des seuls matériaux dont la vitesse acoustique augmente avec l'échauffement. Les solutions développées par les concepteurs de BAW consiste donc à augmenter l'épaisseur de silice dans l'empilement [29]. Cependant, cette couche inerte perturbe les performances du résonateur en termes de facteur de qualité et de coefficient de couplage. Une compensation multi-matériaux, c'est à dire optimisée par rapport aux différents coefficients en température, permettrait de compenser plus judicieusement le résonateur. La conception d'un résonateur compensé repose donc sur la capacité à mesurer l'évolution des paramètres mécaniques des matériaux en fonction de la température. On présente ici des mesures de coefficients en température par acoustique picoseconde.

3.3.1 Etat de l'art et principe de la méthode des sauts

De la
métrologie...

L'usage dans le monde de la microélectronique est de déterminer les coefficients en température des matériaux à partir de résultats de mesures électriques en température sur des dispositifs dédiés. Le problème majeur de cette façon de faire est qu'on en déduit différentes séries de valeurs permettant de reproduire les mesures. Pour pouvoir sélectionner le bon jeu de paramètres, il faut un moyen d'évaluer, au moins grossièrement, les coefficients de chaque matériau.

Héros malgré
lui ?...

Maris a déjà proposé une méthode pour étudier l'évolution de la vitesse acoustique en fonction de la température sur un échantillon de As_2Te_3 . La méthode consiste à mesurer le décalage du temps de vol d'un écho en fonction de la température de l'échantillon puis, supposant une valeur pour l'expansion thermique, en déduire un TCv [58].

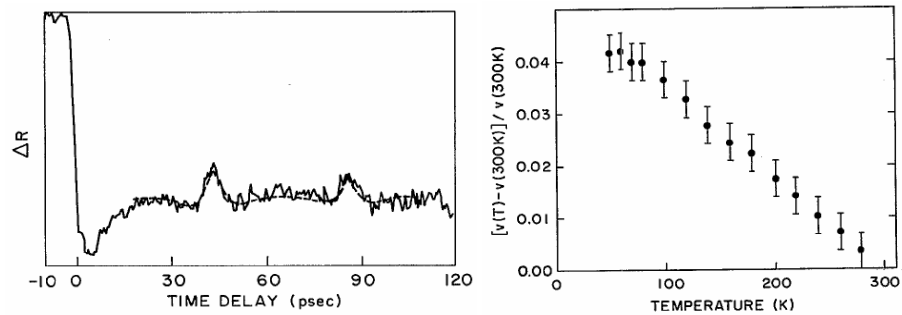


FIG. 3.29: Mesure de TCv par la variation du temps d'écho sur un échantillon d' As_2Te_3 . A gauche le signal expérimental à 300°K, à droite la variation de vitesse acoustique relativement à la vitesse à 300°K (figure extraite de [58]).

Pour du
"Bulk"...

Il avait ensuite proposé une autre méthode pour les matériaux transparents. Comme dans le cas de l'atténuation, il s'agit d'étudier des variations de période Brillouin, mais ici en fonction de la température. La période ($T = \lambda/2nv$) dépend

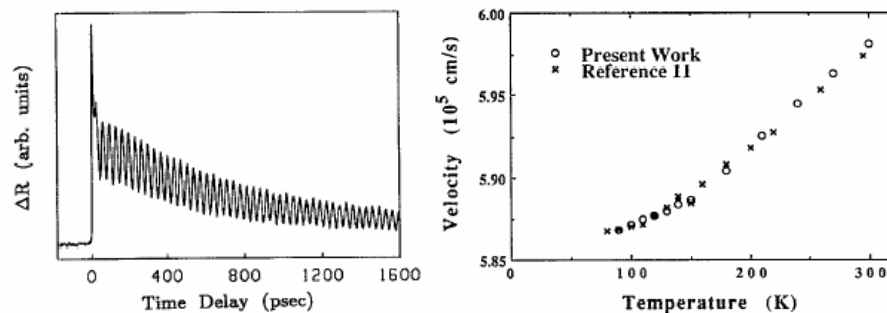


FIG. 3.30: Mesure de TCv par les variations de période Brillouin sur un substrat de silice fondue. A gauche le signal étudié à 300°K, à droite la vitesse en fonction de la température (Figure extraite de [37]. La référence 11 est un rapport interne de la société ESCO Products Inc.).

du produit nv et permet de mesurer la variation de vitesse en fonction de la température, en supposant la variation d'indice optique. Ce type d'expérience a été réalisé sur un substrat de silice fondue qui révèle une très longue oscillation Brillouin, et permet une mesure fine [37]. Cependant, pour les mêmes raisons que la mesure d'atténuation cette méthode ne permettait pas de travailler sur des couches minces.

*Is it "saut"
good?...*

La méthode étudiant la dérive des échos en fonction de la température permet de travailler sur des couches minces, cependant elle repose sur l'hypothèse de l'expansion thermique. La méthode proposée ici y est similaire, mais comme on exploite les sauts de réflectivité cela permet de coupler les effets de vitesse et d'épaisseur et de s'abstraire de l'hypothèse sur l'expansion thermique.

Une exploitation des sauts de réflectivité

*Ce qu'on peut
voir...*

Pour mesurer des effets fins comme des variations de vitesse ou d'épaisseur de l'ordre de la dizaine de $ppm/^\circ C$, il est nécessaire d'utiliser une détection sensible et de scanner sur des temps longs. Les échantillons étudiés sont donc tous dans une configuration de type transparent/absorbant avec des épaisseurs de l'ordre du micron. Nous avons ici décidé d'exploiter les sauts de réflectivité pour bénéficier de l'information temporelle liée aux variations de vitesse et de l'information d'amplitude liée aux changements d'épaisseur des matériaux transparents. On note alors deux effets sur les signaux :

- Un décalage temporel dû à la variation du temps de vol ($t = e/v$) (Fig.3.31), une linéarisation du TCt donne : $TCt = TCe - TCv$ (cf annexe A)

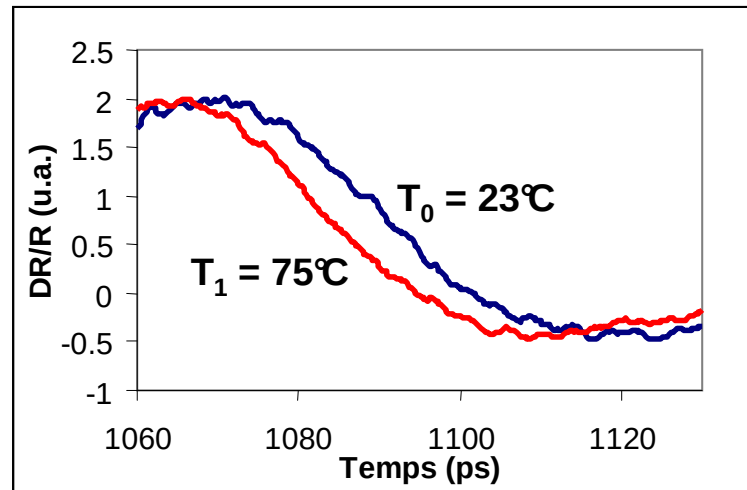


FIG. 3.31: En bleu une expérience à température ambiante, en rouge une expérience à un point plus chaud. Le décalage temporel du saut est dû aux participations conjointes d'une variation de vitesse et d'une variation d'épaisseur.

- Un changement d'amplitude de saut dû à une variation du produit ne/λ . Dans ce cas, à condition que la longueur d'onde soit fixée, on obtient le TCn par le TCe, ou inversement le TCe par le TCn. En effet, $TC_{\frac{ne}{\lambda}} = TCn + TCe$ (cf Annexe A).

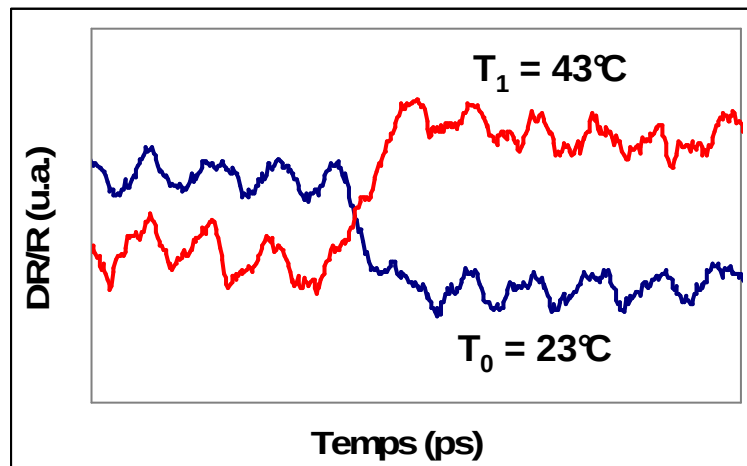


FIG. 3.32: En bleue une expérience réalisée à température ambiante, en rouge un point plus chaud de 20°C. Ces deux expériences ont été réalisées à une longueur d'onde identique. Ainsi, le changement d'amplitude est lié aux participations conjointes d'une variation d'indice et d'une variation d'épaisseur.

3.3.2 Mesures du comportement en température de la vitesse acoustique

"v" pour
vitesse...

On va d'abord s'intéresser à la mesure de TC_v (coefficient en température de la vitesse acoustique) en supposant les coefficients de dilatation. Pour cela on se place dans des conditions permettant de détecter un décalage temporel de saut et on réalise des expériences à différentes températures à l'aide d'une plaque chauffante (Fig.3.33). Pour l'étude qui suit on travaille sur un échantillon de SiO₂(900 nm)/W(1 μm)/Si

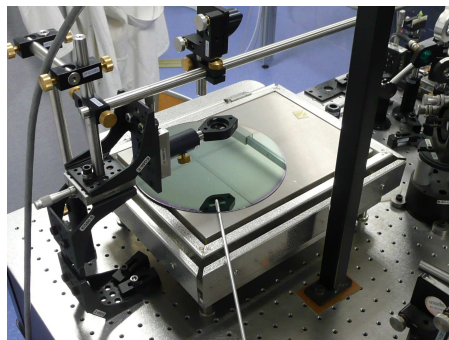


FIG. 3.33: Plaque chauffante utilisée comme support d'échantillons pour les expériences à différentes températures.

Big brother...

En observant l'ensemble du signal, on remarque qu'il est riche de plusieurs sauts. Ceux-ci sont dus à la propagation de l'impulsion acoustique, à ses réflexions et transmissions multiples (Fig.3.34). En étudiant deux sauts en particulier, on peut mesurer les coefficients de chaque couche de l'échantillon (ici SiO₂ et W). Le premier saut, situé aux alentours de 800 ps, est issu d'une impulsion ayant voyagé 5 fois dans la silice. Le second, situé aux alentours de 970 ps, est issu d'une

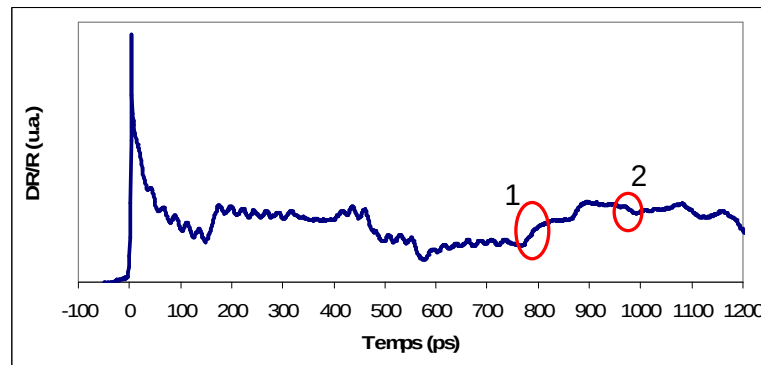


FIG. 3.34: Signal expérimental obtenu sur un échantillon de SiO_2/W . Les structures entourées sont les 2 sauts étudiés. Le saut 1 est issu d'une impulsion ayant fait cinq traversées de la couche de silice, le saut 2 d'une impulsion ayant fait deux aller-retour dans le W puis un aller dans la silice.

impulsion qui a voyagé 4 fois dans le W puis 1 fois dans la silice. En étudiant les décalages respectifs de ces sauts on pourra mesurer les TCv de la silice et du tungstène.

Le cas SiO_2

On présente sur la figure 3.35 les décalages des deux sauts étudiés entre 23

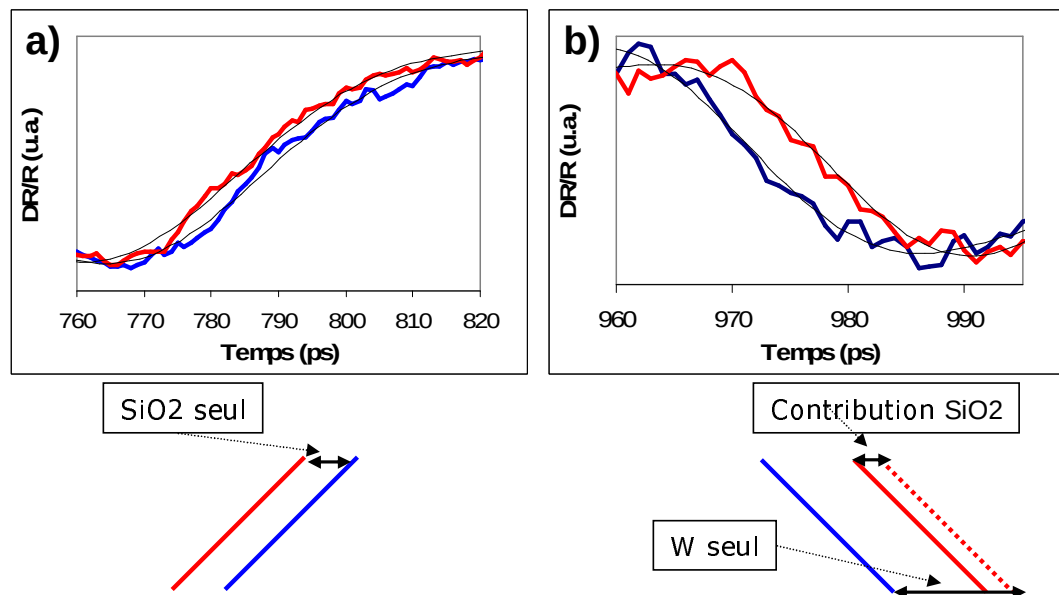


FIG. 3.35: Décalage des sauts induit par l'échauffement : a) sur l'impulsion ayant voyagé dans la silice uniquement, b) sur l'impulsion ayant voyagé dans les deux matériaux. En-dessous des signaux on symbolise les contributions de chaque matériaux au décalage temporel.

et 67°C . On remarque que les décalages des premier et second sauts sont opposés. Ceci traduit bien le fait que la silice se comporte à l'inverse du tungstène. Le premier écho se décale de $-3,5$ ps, celui du second est de $4,5$ ps. Comme le deuxième écho fait un voyage dans la silice, son décalage est légèrement diminué par cette

dernière traversée. A l'oeil, on voit que l'effet dans le tungstène est plus fort et opposé.

Du calcul sur le temps de vol...

On peut alors extraire le TCv du matériau à partir du TCt mesuré, le TCt peut être mesuré à partir de la formule : $TCt = (t_1/t_0 - 1)/\Delta T$, où t_0 et t_1 sont respectivement les positions temporelles du saut à froid et à chaud. Le temps de vol étant $t = e/v$, on peut écrire $TCt = TCe - TCv$. Si on néglige la dilatation on obtient $TCv = -TCt$. Ce calcul est directement applicable pour le saut 1. Pour le saut 2, il faut commencer par s'affranchir de la contribution de la traversée de la silice. A chaque température on fait la différence entre le temps d'apparition du saut et un aller dans la couche de silice. On en déduit deux temps correspondant à des temps de vol dans le W uniquement. On peut alors appliquer la formule et en déduire le TCv du W.

Par rapport à la littérature...

Cette méthode a été appliquée à l'ensemble de matériaux impliqués dans le BAW. Les résultats sont présentés par le Tableau 3.3. On y retrouve la tendance générale des matériaux à ralentir la vitesse du son en s'échauffant et le cas particulier de la silice.

Matériau	TCt	TCe	TCv
SiO ₂	-101	0.5	101.5
W	135	4.5	-131.5
AlN	27	4	-23
Mo	54	5	-49
SiN	non-déTECTABLE		

TAB. 3.3: Bilan des mesures de TCv, et hypothèses utilisées pour la dilatation [48]. Les coefficients sont exprimés en ppm/°C.

Circulez y a rien à voir...

Pour le SiN, la mesure donne une valeur nulle à l'erreur près. Compte tenu de la précision de l'expérience, l'effet de la température n'est pas mesurable, on ne peut donc pas conclure sur le signe du TCv.

3.3.3 Mesures du coefficient de dilatation

On va maintenant modifier légèrement les conditions expérimentales pour étudier l'effet d'amplitude permettant de mesurer le coefficient de dilatation du matériau transparent. Techniquement, on va se placer à une longueur d'onde à laquelle le saut est très sensible. On devrait alors détecter des variations induites par la température dans l'amplitude du saut.

En général on présente une courbe d'amplitude de saut en fonction de la longueur d'onde de sonde, sur laquelle on identifie deux types de "zéros". Ici on choisit de se placer à une longueur d'onde correspondant à un "zéro dur" (cf 3.1.3) puis on réalise deux expériences à différentes températures. On présente sur la figure 3.36 l'inversion d'amplitude du saut entre ces deux températures. Ces expériences ont été réalisées à la même longueur d'onde, donc cette variation est due à une modification des caractéristiques du matériau. En fait l'amplitude

d'un saut dépend du rapport ne/λ , plus précisément ici, du produit ne et de sa variation par rapport à la température. En quantifiant la variation du saut on pourra remonter aux TCe et TCn.

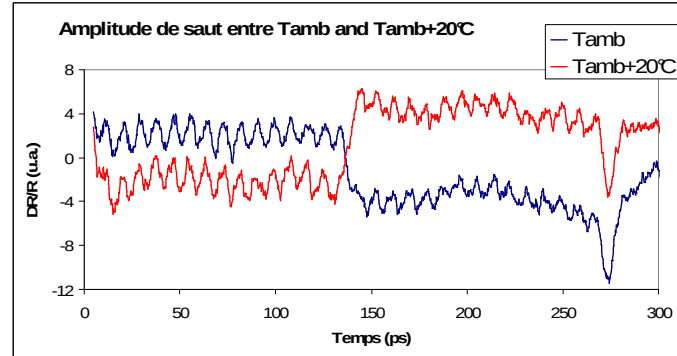


FIG. 3.36: Signaux expérimentaux obtenus sur l'échantillon (AlN/Mo) à une longueur d'onde fixe mais à deux températures différentes.

La
détermination
du TCne...

Sur la figure 3.37 on présente l'évolution de l'amplitude d'un saut détecté dans un échantillon AlN(1470 nm)/Mo à 411 nm, en fonction du TCne de l'AlN et pour une augmentation de température de 20°C. Le point rouge correspond à la mesure que nous avons réalisée à température ambiante, et qui a donné un saut légèrement négatif. Si on avait un TCne nul, le saut serait donc resté à cette amplitude lorsque l'échantillon est monté en température. Cependant, nous avons détecté une inversion du saut et, son amplitude reportée sur la courbe permet de mesurer le TCne de l'AlN : 58 ppm/°C.

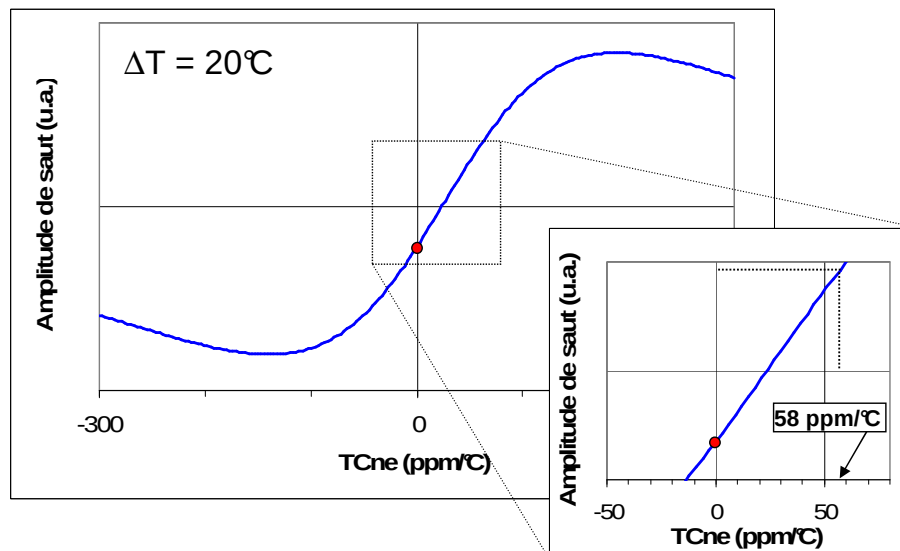


FIG. 3.37: Ces courbes présentent l'évolution de l'amplitude du saut en fonction du TCne de l'AlN et pour un échauffement de 20°C. L'agrandissement montre la détermination du TCne. Le point rouge correspond à la mesure réalisée à température ambiante

Le découplage...

Pour
commencer...

Ensuite, pour déduire le TCE du TCn il faut connaître le TCn , donnée rarement disponible. Cependant, la méthode utilisée ici s'apparente à une méthode interférométrique développée dans les années 70 par H. Lipson [38]. Les études théoriques de Tsay [61] et les mesures interférométriques ont conduit Johnston à proposer, dans des semi-conducteurs et pour de faibles écarts de température, un modèle des coefficients thermo-optiques [28]. On peut alors estimer le TCn ($= \frac{dn}{ndT}$) de l'AlN. En utilisant des données de la littérature [49], le modèle donne un TCn de 56 ppm/°C à 300 K.

Pour finir...

A partir de la valeur de TCn déterminée ci-dessus, on trouve un TCE de 2 ppm/°C, ce qui est cohérent avec les valeurs de la littérature (4 ppm/°C). L'utilisation de cet effet de saut permet donc de mesurer le coefficient de dilatation d'un matériau transparent en couche mince.

3.3.4 Retour aux BAW

L'objectif de ces caractérisations en température est de concevoir des résonateurs BAW dont le TCf est nul. Pour cela il faut disposer d'un modèle prédictif du TCf , ce qui est actuellement développé dans le cadre de la thèse de David Petit.

Un top
modèle...

On peut modéliser le comportement en température d'un résonateur en utilisant un modèle de Mason "arrangé", dans lequel les paramètres matériaux sont linéairement dépendants de la température. Pour le paramètre x , on implémente : $x(T) = x_0(1 + TCx*(T - T_0))$. La figure 3.38 présente des mesures de TCf réalisées sur un ensemble de résonateurs de conception différente (en ce qui concerne les épaisseurs de couches) [48]. En y intégrant les valeurs de TC mesurées, le modèle permet de reproduire les TCf des différentes structures.

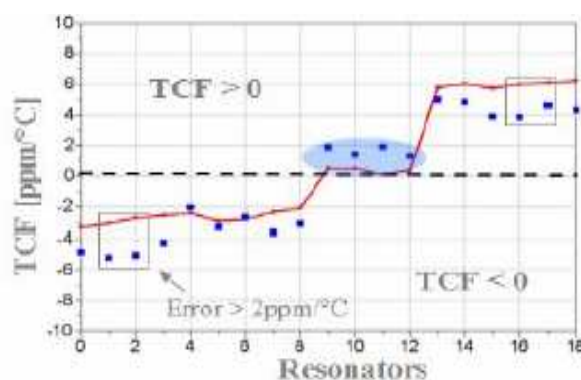


FIG. 3.38: Superposition des résultats de mesures (carré) et de simulation (trait plein) utilisant le modèle en température (figure extraite de [48]).

Le grand
horloger...

La fonction de filtrage a été le premier appel d'air pour les BAW, mais ces derniers temps, la qualité intrinsèque de son comportement en température a ouvert d'autres portes à la technologie BAW : la fonction "horloge". Dans tout

système électronique, la cadence est donnée par un chef d'orchestre : l'horloge. Ce composant permet de rythmer les calculs, le transferts de données, la mise en attente. Plus le système est rapide plus le chef doit être précis. En effet, il serait dommage qu'au milieu du concert, dans la moiteur des caves à "boeuf", le chef perde de sa vivacité. Pour une horloge, c'est pareil, son comportement doit être régulier quelque soit la température (dans les faits, la plage concernée s'étend de -20°C à 80°C). Après tout le BAW ne fait ici que réinvestir un domaine que son ancêtre "Quartz" avait déjà conquis. Les limitations hautes fréquences n'étant plus d'actualité, c'est naturel ! Dans le cadre des applications de références de temps la spécification sur le TCf est de $\pm 0.5 \text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$.

Synthèse

Dans cette partie on a pu voir que l'acoustique picoseconde fournissait une caractérisation exhaustive des paramètres matériaux pour la propagation acoustique longitudinale dans l'empilement (vitesse, épaisseur, densité, atténuation, comportement en température). Pour avoir accès à l'ensemble de ce jeu de paramètres les effets de longueur d'onde ont été fortement mis à contribution.

Dans un premier temps, par l'exploitation des effets de longueurs d'onde, la précision de mesure a été augmentée, en particulier dans le cas des matériaux transparents. Ce qui a permis de répondre aux exigences de la caractérisation mécanique pour la simulation des BAW au "premier ordre" (vitesse, épaisseur et densité).

Ensuite, toujours en exploitant la longueur d'onde, on a pu se placer dans des conditions expérimentales particulières et mettre en place des protocoles de mesures pour l'atténuation acoustique ou les coefficients en température. L'utilisation de ces caractéristiques ouvre la simulation des BAW au "second ordre".

Chapitre 4

Caractérisation d'empilements et Stratégie de "Trimming"

Dans cette partie on étudie la capacité de l'acoustique picoseconde à être :

- un outil de mesures "relatives" (un outil de métrologie au sens industriel, c'est à dire de suivi de procédé),*
- un outil de mesures "absolues" (permettant de prédire le comportement fréquentiel des résonateurs avec une précision répondant aux exigences de la technologie).*

On commencera par développer la caractérisation acoustique du miroir de Bragg. Ce type d'empilement présente des particularités "amusantes", dont l'analyse renseigne sur la qualité de l'isolation acoustique. Cette étude donne un exemple de ce que peut faire l'acoustique picoseconde pour la caractérisation fréquentielle d'empilements.

On présentera ensuite des caractérisations de l'ensemble de l'empilement réalisées à l'issue de deux campagnes de mesures, l'une sur le montage au laboratoire de l'IEMN et l'autre sur "l'outil industriel" proposé par Rudolph Technologies. On mettra en avant la capacité de l'acoustique picoseconde à suivre un procédé de réalisation des résonateurs BAW.

On montrera ensuite qu'il est possible de prédire le comportement électrique des composants à partir des mesures acoustiques. Ce qui nous a conduit à proposer une stratégie de métrologie en ligne permettant de suivre le déroulement de la fabrication des résonateurs et d'assister efficacement la stratégie de "trimming".

4.1 Caractérisation du miroir de Bragg acoustique

Le rôle du miroir de Bragg est de découpler acoustiquement la partie active du substrat. Il s'agit d'un empilement périodique de couches. Ce caractère particulier conduit à des propriétés remarquables du signal détecté en acoustique picoseconde. De plus, cet exemple illustre bien l'information apportée par l'acoustique picoseconde pour la caractérisation fréquentielle d'empilements.

4.1.1 Principe de fonctionnement d'un miroir de Bragg

La méthode brutale...

Une onde qui atteint une interface séparant deux milieux de propagation se réfléchit en partie, l'autre partie est transmise et se propage dans le second milieu. Pour une réflexion efficace, le contraste (optique, acoustique, électrique... selon le type d'onde) entre les deux milieux doit être marqué. En multipliant le nombre d'interfaces, on augmente le nombre de réflexions et donc la quantité d'énergie réfléchie.

Trop brutale ?..

Cependant, lorsqu'une onde se réfléchit sur deux interfaces successives, la seconde réflexion interfère destructivement ou constructivement avec la première en fonction de la différence de marche entre les deux interfaces. On peut donc ajuster la distance entre les deux interfaces pour favoriser la réflexion de certaines longueurs d'ondes.

Le malin !...

Bragg a montré que la périodicité d'un réseau en faisait un miroir pour certaines fréquences. Pour les ondes acoustiques, on utilise un empilement périodique de deux matériaux contrastés acoustiquement et judicieusement dimensionnés (Fig.4.1). L'épaisseur de chaque couche correspond à un quart de

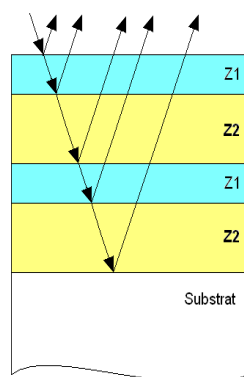


FIG. 4.1: Schéma d'un miroir de Bragg acoustique utilisé pour isoler le résonateur BAW.

longueur d'onde de la fréquence cible f_c , ainsi pour chaque aller-retour dans une couche la différence de marche est de $\lambda_c/2$. Vous me direz alors que les réflexions seront alternativement destructives puis constructives puisqu'un aller retour dans un nombre pair de couche donne un déphasage de λ_c , ce qui ne nous arrange pas

du tout ! Mais, lorsqu'une onde voyageant dans un milieu de forte impédance se réfléchit sur un milieu de faible impédance, il faut ajouter π au déphasage. C'est pour cela que le miroir doit commencer par le milieu de faible impédance, ainsi, pour la fréquence cible, il en résultera invariablement des déphasages en demi-longueur d'onde.

On a pu voir (paragraphe 1.2.2) que le choix des matériaux, ainsi que le nombre de bicouches utilisés, influence la force et la plage de réflexion. On montre dans la suite que ces caractéristiques peuvent être sondées par acoustique picoseconde.

4.1.2 Acoustique picoseconde et Bragg acoustique

C'est pas sorcier...

Pour réfléchir une fréquence f_c donnée, les épaisseurs sont dimensionnées en $\lambda_c/4$, ce qui fait que le temps de traversée t est le même pour chaque couche. En effet dans une couche d'épaisseur e et de vitesse v : $t = e/v = \lambda_c/4 * 1/v = v/4f_c * 1/v = 1/4f_c$. Ceci va se traduire, sur le signal d'acoustique picoseconde par un recouvrement de l'ensemble des échos. On détecte donc un délai unique qui est la somme des réflexions aux interfaces et qui revient périodiquement toutes les $2 * t$ ps. Ce $2 * t$ correspond à une demi-période de la fréquence réfléchie.

Au diapason...

La mesure du temps de vol t donne donc directement la fréquence centrale du miroir : $f = 1/4t$. Ceci offre également un moyen simple de contrôler l'accord des couches du miroir. En effet, si l'une d'elle n'est pas en quart de longueur d'onde, le temps de traversée est un peu différent et sa contribution va se détacher de l'écho global.

Avec des sauts...

Les expériences que nous avons réalisées ont été faites sur un miroir de type transparent/absorbant. Dans ce cas, on détecte des sauts de réflectivité (cf 2.1.2). On retrouve les mêmes particularités du signal qu'avec les échos (le recouvrement temporel) mais avec une détection différente. Sur la figure 4.2, on présente des

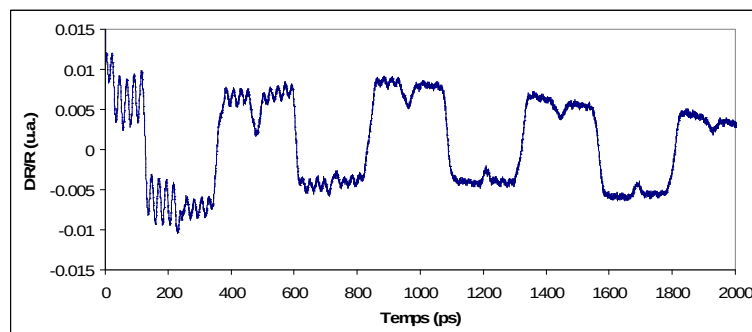


FIG. 4.2: Signal expérimental obtenu sur un miroir de Bragg en SiO_2/W . Les sauts correspondent aux passages à l'interface libre et se répètent toutes les 250 ps, ce qui correspond à un aller-retour dans une couche. L'oscillation est le Brillouin de SiO_2 . L'écho est détecté à chaque passage à l'interface SiO_2/W et se répète également toutes les 250 ps.

résultats expérimentaux obtenus sur un double-bicouche de SiO_2/W conçu pour réfléchir des fréquences centrées sur 2.14 GHz. Les épaisseurs de l'empilement sont 700 nm pour SiO_2 , et 600 nm pour W. La forme du signal est un créneau de fréquence f (Fig.4.2), et l'évolution de l'amplitude des sauts en fonction du temps est directement liée au coefficient de réflexion global de la structure. Le calcul de la fréquence du créneau donne : $f = 2.08 \text{ GHz}$. Le rapport de deux sauts successifs est de 0.98, ce qui est proche du coefficient de réflexion théorique du miroir : 0.99.

Comme de la confiture...

Comme dans le cas des échos, le désaccord des couches induit une déformation progressive des structures temporelles. On présente sur la figure 4.3 les signaux expérimentaux obtenus sur deux miroirs, l'un accordé et l'autre non.

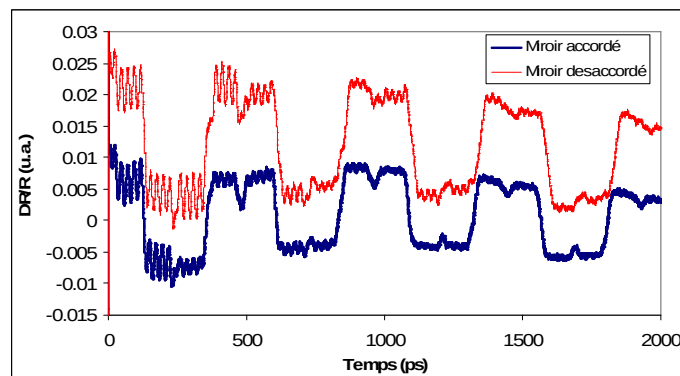


FIG. 4.3: Signaux expérimentaux obtenus sur deux miroirs. On remarque que la régularité du signal est perturbée dans le cas du miroir désaccordé, en particulier sur les structures détectées au milieu de chaque plateau.

Si on s'intéresse à l'écho détecté toutes les 250 ps, on remarque, dans le cas du miroir désaccordé, que sa forme s'étale à chaque passage. Cet étalement est la trace du désaccord.

Une vue imprenable...

La lecture du signal peut, dans certains cas, être simplifiée en étudiant le signal dans le domaine fréquentiel (Fig.4.4). En particulier dans le cas trans-

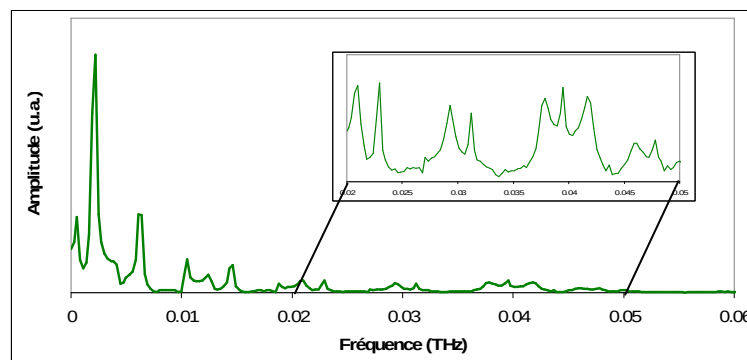


FIG. 4.4: Transformée de Fourier du signal précédent. L'encart est un zoom sur la partie 0.2-0.5 THz, on note une distance caractéristique entre les pics.

parent/absorbant : le premier pic donne la fréquence centrale du miroir, et la régularité de l'espacement (environ 2 GHz) des pics supplémentaires porte la trace de l'accord des couches en $\lambda/4$. La simplicité de l'analyse de la transformée de Fourier s'explique par la forme en créneau du signal détecté qui traduit directement le comportement fréquentiel du miroir.

En effet...

Lorsqu'on compare les transformées de Fourier des signaux expérimentaux obtenus sur les miroirs accordé et désaccordé, on remarque que la répartition du contenu fréquentiel aux hautes fréquences est différente selon le cas (Fig.4.5). Pour le miroir désaccordé l'écartement des pics perd sa régularité, il s'allonge, ce qui indique qu'une des couches est légèrement trop épaisse. De plus, le pic fondamental se décale vers le bas par rapport au cas accordé. Ceci montre l'impact d'un désaccord des couches sur la fréquence centrale du miroir, ce décalage vers le bas correspond d'ailleurs bien à l'épaississement d'une couche.

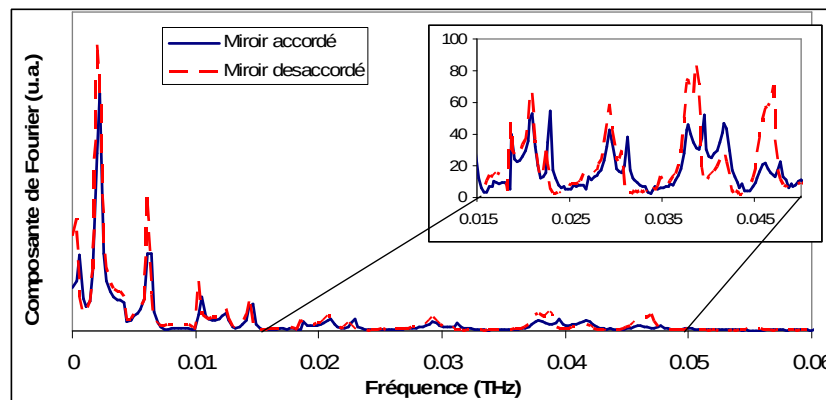


FIG. 4.5: Transformée de Fourier des signaux issus des deux miroirs. L'encart est un zoom de la partie haute fréquence des transformées de Fourier.

4.1.3 Bragg optimisé pour les BAW

Les rustines...

La géométrie non-1D du résonateur induit des parasites dans la réponse du filtre. Les ingénieurs se sont rendus compte qu'ils venaient en majeure partie de la génération d'ondes transverses aux bords du composant [62]. Ces ondes n'étant pas découplées du substrat, elles y fuient et induisent des pertes d'énergie. La première étape pour limiter les pertes est de diminuer la génération de ces ondes par exemple en déposant un cordon sur le contour du résonateur, mais nous n'allons pas nous attarder sur ce point [24]. La deuxième étape consiste à utiliser un faux miroir de Bragg permettant de réfléchir les ondes longitudinales et transverses [24].

*A la manière de
Jean-Louis
Aubert...*

Le problème est donc de réaliser un miroir mixte longitudinal/transverse. Pour cela le premier bicouche est complètement désaccordé : la première couche est presque doublée (puisque les ondes transverses voyagent environ deux fois moins vite), la seconde est diminuée. La conception de ce premier bicouche est très

dépendante des matériaux utilisés. La question du contrôle se pose : l'empilement n'étant plus périodique, l'acoustique picoseconde fonctionne-t-elle encore ?

Oui ! L'information est encore présente. Cependant elle n'est plus aussi facilement lisible. C'est d'ailleurs ce que nous verrons dans la troisième partie de ce chapitre en étudiant des empilements complets, dont les couches n'ont pas de caractère périodique.

4.2 Mesures acoustiques sur des empilements complets

Pour contrôler l'ensemble du résonateur, il faut connaître les épaisseurs réelles des couches. On va présenter ici des résultats d'acoustique picoseconde de deux campagnes de mesures, l'une sur le montage de l'IEMN et l'autre sur le MetaPulse. Pour chacune de ces campagnes, on verra que la technique permet d'obtenir des informations sur un multi-couche, en particulier les dispersions en épaisseurs. La première campagne a été menée sur des empilements "Dubary", la seconde sur "RiFrame". "Dubary" et "RiFrame" sont les noms des empilements étudiés et permettront de distinguer les campagnes.

4.2.1 Mesures sur Dubary (réalisées à l'IEMN)

Dans un premier temps nous avons travaillé sur un empilement complet avec le montage lillois. L'échantillon étudié est un empilement standard Dubary. Nous avons travaillé sur un diamètre de substrat (Fig.4.6).

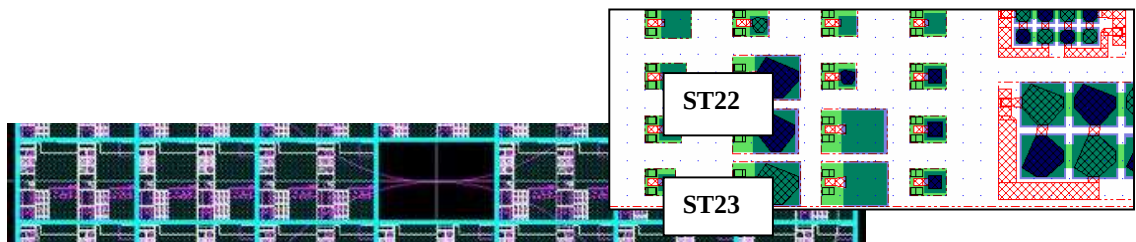


FIG. 4.6: Diamètre de substrat étudié, et zoom sur les structures mesurées.

Dubary en pente douce...

Pour cet échantillon la couche de passivation a été gravée en biseau. La zone de travail est dans le sens du biseau : la couche de passivation passe de 150 à 350 nm (Fig.4.7). En partant du substrat, le reste de l'empilement est le suivant : 2 bicouches de Bragg SiO_2/W (1 bicouche correspond à 600 nm de W puis 700 nm de SiO_2), le sandwich piézoélectrique (250 nm de Mo, 900 nm d'AlN, 250 nm de Mo), puis la sur-épaisseur des résonateurs chargés (150 nm de SiO_2 sur ST23). L'échantillon est surmonté par la couche transparente de passivation. Nous avons donc pu réaliser des mesures en longueurs d'onde sur chaque site. L'impulsion acoustique est générée dans l'électrode supérieure en Mo. On détecte alors les oscillations Brillouin du SiN (et celui du SiO_2 pour les

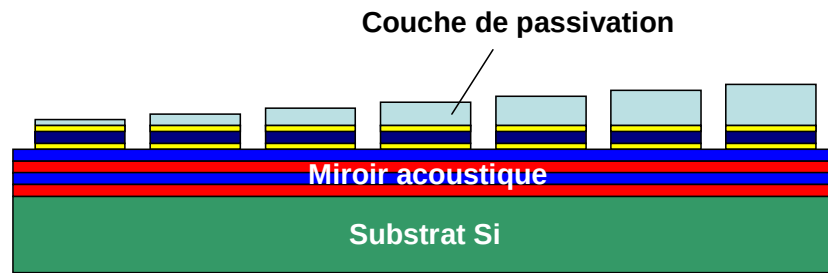


FIG. 4.7: Coupe sur le diamètre travaillé. La couche de passivation augmente avec le résonateur étudié (l'épaisseur de SiN est surdimensionnée pour simplifier la lecture).

résonateurs chargés) et les sauts de réflectivité issus des réflexions aux différentes interfaces de l'empilement. Ces expériences permettent d'obtenir des informations sur le sandwich piézoélectrique et les couches de passivation et de charge.

Un suivi des dépôts...

La première exploitation que l'on peut faire des résultats consiste à montrer que l'acoustique picoseconde est un outil de métrologie (au sens industriel, c'est à dire permettant de suivre l'évolution des dépôts pendant la fabrication). On retrouve le biseau de la couche de passivation et les dispersions propres à chaque dépôt, en particulier celle de l'AlN (Fig.4.8). Cependant, un montage de labora-

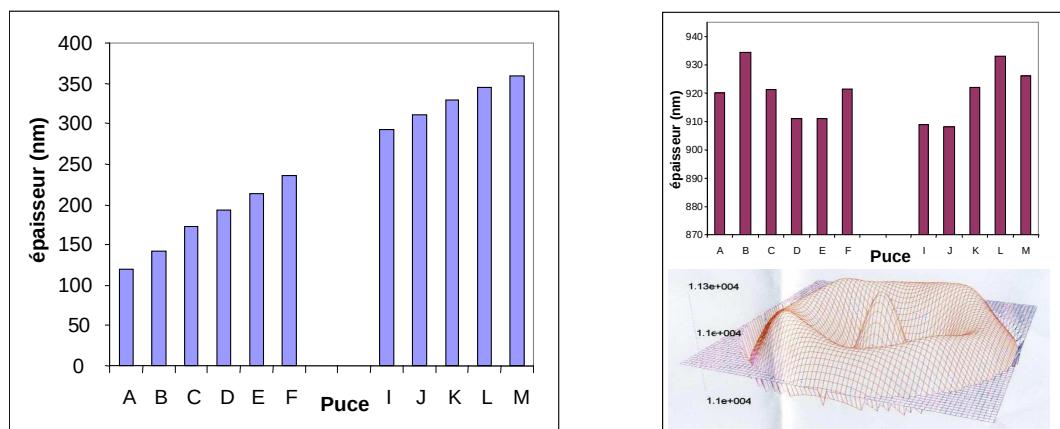


FIG. 4.8: A gauche : profil en biseau mesuré sur le SiN ; à droite : profil de dispersion de l'AlN sur le diamètre, on retrouve une coupe de la dispersion type d'un dépôt d'AlN sur un substrat 200 mm.

toire n'est pas bien armé pour ce travail de cartographie. Nous avons donc mis en place une seconde campagne de mesures sur le MetaPulse, dans une situation plus réaliste par rapport à un environnement salle blanche.

4.2.2 Mesures sur Riframe (essais MetaPulse)

A petits pas...

L'utilisation du MetaPulse permet de mesurer une centaine de structures en une demi-heure, ce qui prendrait plusieurs jours sur un montage de laboratoire.

Profitant de cet atout, nous avons choisi plusieurs points de mesure : après le dépôt d'AlN, puis après le dépôt de l'électrode supérieure.

Les points de mesures...

Nous avons donc travaillé sur un substrat complet (Fig.4.9), et étudié trois

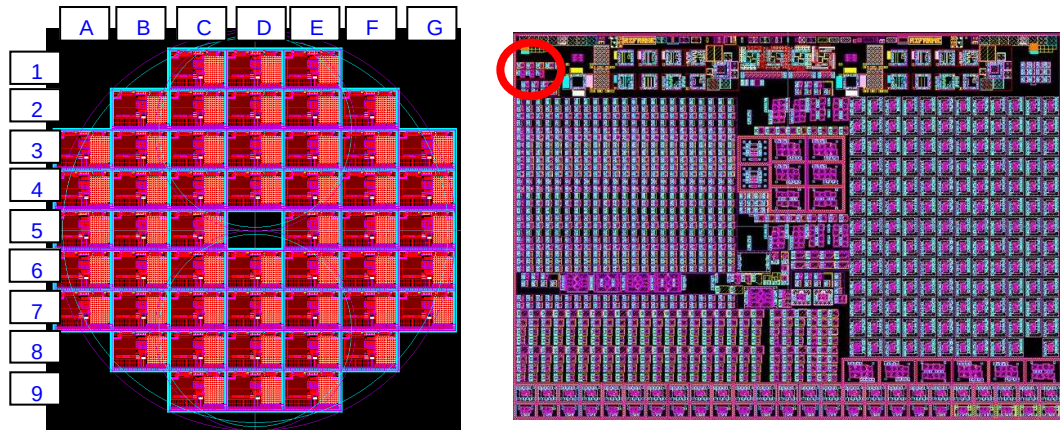


FIG. 4.9: A gauche : coordonnées des puces ; à droite : zoom sur un champ, la partie entourée est la zone des résonateurs mesurés.

structures en particulier : le résonateur "de base", le résonateur chargé (dans ce cas, la charge est réalisée en augmentant l'épaisseur de l'électrode supérieure), et un empilement stoppé après le dépôt d'AlN. Ces trois structures donnent accès aux épaisseurs d'électrodes et d'AlN. Nous n'avons pas caractérisé le miroir acoustique.

La même rigueur qu'à l'IGN...

On présente ici les cartographies des mesures d'épaisseur du sandwich piézoélectrique. Une fois encore on retrouve la dispersion typique d'un dépôt d'AlN (Fig.4.10). On peut remarquer que les cartographies des Mo inférieur

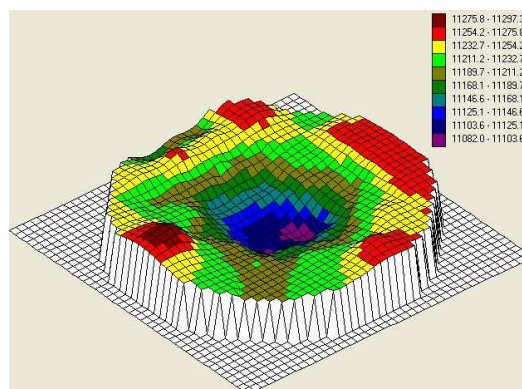


FIG. 4.10: Cartographie de la couche d'AlN (en Angström).

et supérieur ont sensiblement les mêmes dispersions (Fig.4.11). Cette comparaison permet de vérifier la stabilité du dépôt de Mo, en terme de dispersions en épaisseur.

Deux bien belles mesures...

On peut tester la stabilité de la mesure en comparant les mesures réalisées

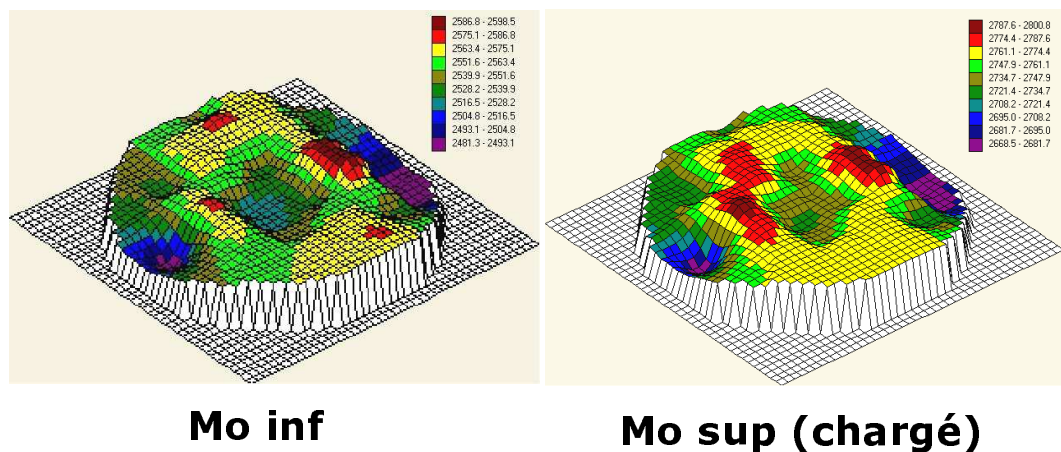


FIG. 4.11: Cartographies des électrode en Mo. A gauche l'électrode inférieure, à droite l'électrode supérieure des résonateurs chargés (en Angström).

sur l'AlN et l'électrode inférieure entre le résonateur de base et le résonateur chargé. En effet, sur une même puce ces deux résonateurs sont juxtaposés, on peut donc supposer que les épaisseurs de ces couches sont identiques pour les deux dispositifs. Cependant, lorsqu'on fait la différence entre l'épaisseur d'une couche mesurée sur le résonateur chargé et celle mesurée sur le résonateur non-chargé, on remarque qu'elle est non-nulle et toujours du même signe (AlN Fig.4.12, et Mo Fig.4.13). Ceci laisse penser qu'il y a un effet de montage, plus précisément un décalage systématique dû au traitement des signaux expérimentaux.

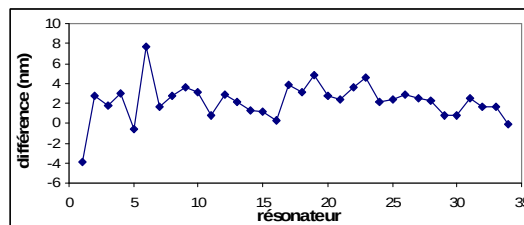


FIG. 4.12: Différence d'épaisseurs d'AlN mesurées entre les résonateurs chargés et non-chargés. Deux points de mesures ont été retirés.

Moyennes et écart-types...

Pour l'AlN, l'écart moyen entre ces deux mesures est de 2.2 nm et l'écart type de 1.9 nm. Ceci correspond à un écart moyen de 0.2 % avec un écart type de 0.17 % par rapport à l'épaisseur de la couche. On retrouve ce genre d'effet sur le Mo inférieur. L'écart moyen entre ces deux mesures est de -1.5 nm et l'écart type de 0.4 nm. Ceci correspond à un écart moyen de 0.6 % et un écart type de 0.16 % par rapport à l'épaisseur de la couche.

C'est tolérable...

Ces écarts restent dans des proportions raisonnables, et une étape de calibration devrait permettre de diminuer ce décalage. En ce qui concerne la mesure de l'électrode inférieure, l'augmentation de l'écart par rapport à l'AlN peut s'expliquer par la position de la couche dans l'empilement sondé (le Mo inférieur est

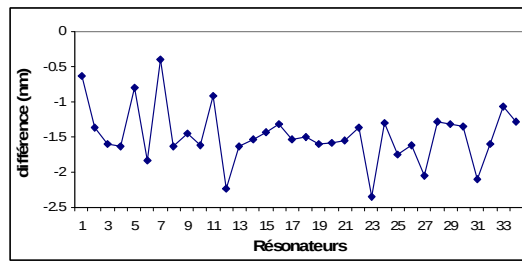


FIG. 4.13: Différence d'épaisseur déduites de la mesure réalisée sur l'électrode inférieure en Mo entre les résonateurs chargés et non-chargés.

la troisième couche). En effet, la précision de mesure diminue avec la position de la couche. Cette précision pourrait être améliorée en multipliant le nombre d'enregistrements par point de mesure. Mais cette solution est consommatrice de temps et il vaut mieux intercaler une mesure juste après le dépôt de l'électrode inférieure.

Face à face...

D'autre part, on disposait de deux plaques identiques : P11 et P12 réalisées en parallèle. On peut étudier la répétabilité plaque à plaque des dépôts. La figure 4.14 compare les mesures d'épaisseur d'AlN de P11 et P12. On retrouve globalement la même courbe, l'écart moyen est de 3.6 nm ce qui correspond à 0.3% de l'épaisseur de la couche. L'écart est du même ordre de grandeur que celui du

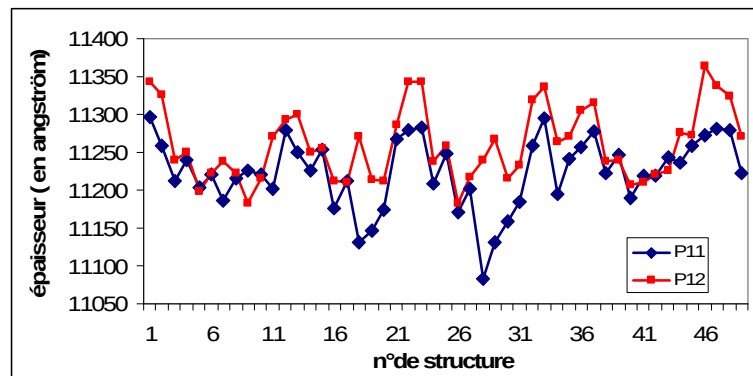


FIG. 4.14:

test de "répétabilité de la mesure" réalisé sur les électrodes inférieures en Mo des résonateurs chargés et non-chargés. Cela indique que le dépôt est répétable.

Ces deux campagnes montrent que l'acoustique picoseconde permet de travailler sur des empilements de couches et fournit des cartographies des dépôts. On a pu voir qu'elle permettait de donner des indications sur la répétabilité des dépôts. En exploitant ces compétences, elle peut jouer un rôle d'outil métrologique pour le suivi du procédé de réalisation.

4.3 Stratégie de trimming assistée par acoustique picoseconde

Dans cette partie on montre que les étapes métrologiques par acoustique picoseconde proposées dans la partie précédente peuvent être mises à profit pour assister la stratégie de trimming. Nous avons déjà évoqué la stratégie de trimming comme solution pour résoudre le problème des dispersions technologiques en cours de fabrication. Il s'agit d'une méthode de correction "post-fabrication" permettant de réajuster les caractéristiques des résonateurs (donc des filtres) pour qu'ils respectent les gabarits spécifiés (Fig.4.15), et ainsi augmenter le rendement de production. Nous allons présenter la stratégie, puis les différentes techniques d'ajustement des paramètres d'un résonateur BAW. Nous montrerons ensuite les avantages que présenterait une stratégie basée sur la métrologie d'épaisseur. Enfin nous justifierons le choix de l'acoustique picoseconde comme outil de prédilection.

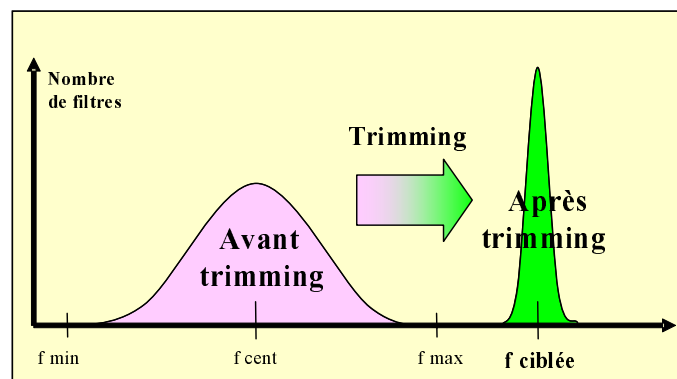


FIG. 4.15: Positions en fréquence d'un ensemble de filtres BAW dispersés, avant et après trimming.

4.3.1 Les stratégies de "Trimming"

Le quoi ?...

Ce terme générique, utilisé pour désigner une méthode d'ajustement des paramètres d'un dispositif, apparaît dans le vocabulaire des résonateurs à quartz dans les années 70. Il sera ensuite repris par la technologie SAW [66], puis BAW. Aux débuts de la technologie BAW, le trimming était réalisé de manière active, un circuit annexe venait contraindre le résonateur et ajuster sa fréquence. Aujourd'hui des solutions "passives" sont préférées, et les stratégies mises en place reposent sur une modulation des caractéristiques acoustiques du résonateur. Une méthode agit sur la composition des matériaux qui modifie les caractéristiques acoustiques, par exemple en oxydant l'électrode supérieure, mais cette méthode est limitée en plage de correction. En général, on utilise des techniques de "chargement acoustique" :

*Façon Homo
Habilis...*

- dépôt de surcouches,
- gravure de la couche supérieure,

Compte tenu de la précision requise sur la quantité de charge à ajouter ou retirer, les techniques de gravure sont préférées. De plus, la technique doit permettre, sur la plaque, une manipulation locale de la charge acoustique. Pour cela, seuls les outils de gravure ont développé des solutions techniques. La plus répandue est la gravure locale par faisceaux d'ions. Deux machines concurrentes sont disponibles : "UltraTrimmer corrective etch system" proposé par la société Epion [1] et "IonScan800" par Roth&Rau [5]. Il s'agit d'arracher de la matière en bombardant la couche avec des amas d'ions (Fig.4.16). Le diamètre du faisceau

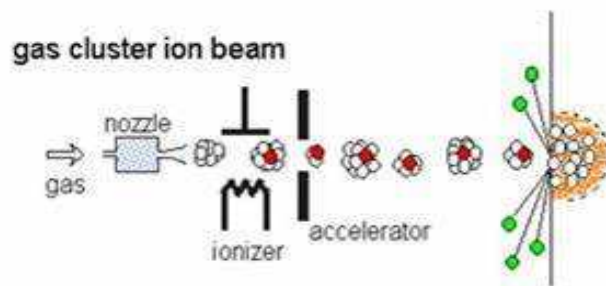


FIG. 4.16: Représentation de l'abrasion par bombardement ionique.

est d'un centimètre et un système de balayage permet de recouvrir toute la surface du substrat (Fig.4.17). Comme l'épaisseur retirée dépend du temps d'exposition au faisceau, on utilise un logiciel pour calculer le temps d'exposition en fonction de la fréquence cible et des inhomogénéités de départ. Le faisceau est alors déplacé

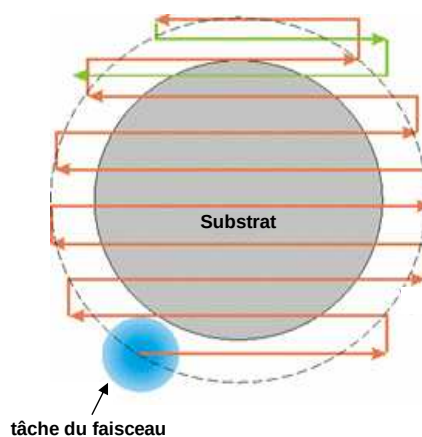


FIG. 4.17: Parcours du faisceau d'ions sur la surface du substrat.

sur le substrat et passe plus ou moins vite en fonction de la correction à apporter. Cette technique de gravure locale peut être utilisée pour uniformiser l'épaisseur d'un dépôt.

Les étapes importantes...

La gravure d'une couche fait augmenter la fréquence d'un résonateur. Il est donc nécessaire de partir d'un ensemble de résonateurs fonctionnant à des fréquences inférieures à la cible. Le point de départ de la stratégie est un ensemble des résonateurs volontairement surchargés, par exemple en épaississant la couche de passivation. La gravure de la plaque se fait en deux temps (Fig.4.18). La plaque est d'abord soumise à une mesure RF donnant les dispersions en fréquence. On calcule, pour chaque dispositif, la quantité de matière à retirer pour parcourir la moitié du chemin jusqu'à la fréquence cible. Ce calcul dépend de la sensibilité S (le décalage fréquentiel pour 1 nm retiré) du résonateur, qui pour ce premier "demi-trimming" est supposée. Ensuite, à l'issue du premier demi-trimming, on réalise une seconde mesure RF qui permet de connaître les nouvelles fréquences et de déterminer la sensibilité réelle pour chaque dispositif : $S_i = (f'_i - f_i) / (e_{trimmee})$, où f_i et f'_i sont respectivement la fréquence initiale et celle issue du demi-trimming. Comme la machine de gravure a besoin d'une cartographie des dispersions et **une valeur unique de S** , on calcule une moyenne S_{moy} des sensibilités. Le logiciel détermine alors, à partir de S_{moy} , le profil de gravure de la plaque pour le second "demi-trimming" qui permettra de rassembler les dispositifs à la fréquence cible.

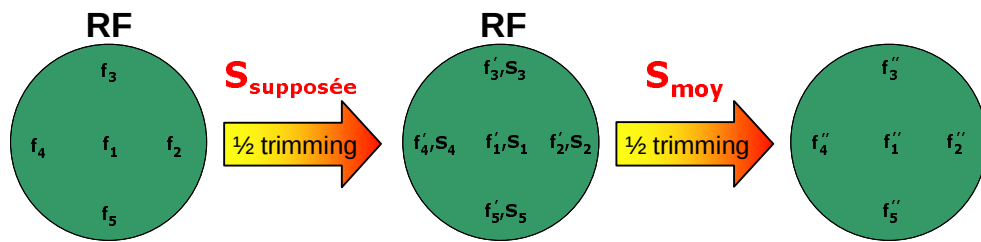


FIG. 4.18: Une première mesure RF donne une cartographie des fréquences ; on réalise un premier demi-trimming avec une sensibilité supposée ; une seconde mesure RF permet de mesurer les nouvelles fréquences et la sensibilité des dispositifs. On calcule alors une sensibilité moyenne, que l'on utilise pour réaliser le second demi-trimming.

La mesure RF, oui mais pas trop...

Le support métrologique de ces méthodes est consommateur de temps donc d'argent. Ceci concerne en particulier la mesure RF qui se fait sous pointes. Cependant, il est essentiel d'avoir accès à la mesure de fréquence, puisqu'il s'agit du paramètre à ajuster. La partie suivante propose d'exploiter les résultats de contrôle d'épaisseurs en cours de fabrication pour prédire le comportement en fréquence du résonateur par rapport à la gravure. Ceci permettra de corriger certaines hypothèses et d'augmenter l'efficacité de la stratégie de trimming usuelle.

4.3.2 Avantages d'une méthodologie basée sur la métrologie d'épaisseur

Peut mieux faire...

La méthode de trimming usuelle repose sur un certain nombre d'hypothèses qui tendent à dégrader ses performances :

- utilisation d'une sensibilité moyenne.

- comportement linéaire de la fréquence en fonction de l'épaisseur de SiN gravée,

Ces deux hypothèses supposent que, pour tous les résonateurs de la plaque, la fréquence évolue linéairement et avec un coefficient commun en fonction de l'épaisseur gravée. Or, comme on l'a déjà évoqué, deux résonateurs résonant à la même fréquence ne vont pas forcément évoluer de concert en fonction de l'épaisseur gravée. Ce sont là deux approximations que l'on peut corriger en anticipant, par la modélisation, le comportement des résonateurs par rapport à la gravure. On montre ici l'impact de ces deux hypothèses sur la stratégie, puis le fait que la métrologie d'épaisseur puisse être exploitée pour modéliser le comportement des résonateurs et corriger les erreurs.

L'effet de sensibilité

Autour de la cible...

La sensibilité moyenne S_{moy} utilisée par la méthode induit une erreur sur la quantité de SiN à graver pour atteindre la cible. En effet un résonateur dont la sensibilité est différente de S_{moy} sera, selon le signe de l'écart, sur- ou sous-gravé. Cette hypothèse, utilisée sur un substrat complet de résonateurs, tend à augmenter l'étalement des résonateurs en fin de trimming.

Ne suivez pas le guide !..

L'exemple de la figure 4.19 présente l'évolution supposée de la fréquence d'un résonateur résonant initialement à 2 GHz en fonction de l'épaisseur de SiN gravée et pour différentes hypothèses. Le but est d'amener ce résonateur à

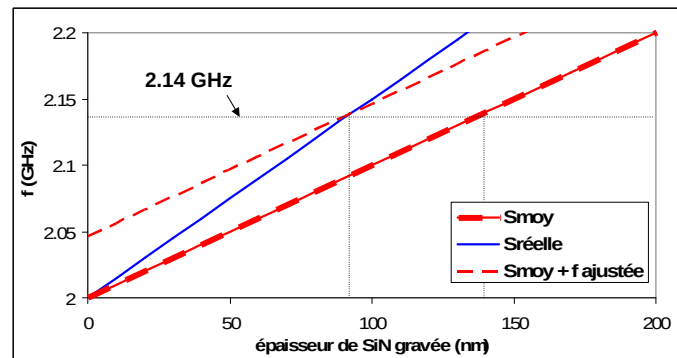


FIG. 4.19: Evolution de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de SiN gravée pour un résonateur de sensibilité différente de S_{moy} . Le trait plein bleu est l'évolution utilisant la sensibilité réelle; le trait rouge est la fréquence supposée par le modèle de sensibilité moyenne; le trait rouge en pointillés est la fréquence obtenue avec S_{moy} et une fréquence de départ corrigée. La fréquence cible à 2.14 GHz est indiquée, ainsi que les épaisseurs à graver pour l'atteindre.

2.14 GHz. L'hypothèse faite par la stratégie classique de trimming est l'utilisation de S_{moy} , qui dans l'exemple est différente de la sensibilité réelle $S_{réelle}$. On peut voir que, ces deux sensibilités mènent à différentes épaisseurs à graver. Pour amener le résonateur à 2.14 GHz, il faudrait retirer environ 90 nm de SiN. Si on suit la dépendance moyenne, on trouve environ 150 nm, ce qui en réalité amènerait le résonateur à plus de 2.2 GHz. Il faut donc tenir compte des dispersions de sensibilités pour éviter ce décalage, en particulier pour un résonateur qui dépasserait

la cible puisqu'un tel résonateur serait alors définitivement irrattrapable par le trimming.

*On triche sur
f...*

Pour contourner ce problème il faudrait que le logiciel de calcul du profil de gravure puisse tenir compte de sensibilités dispersées. Comme la machine impose l'utilisation d'une sensibilité unique pour l'ensemble des résonateurs, il faut agir sur la cartographie des fréquences fournies au logiciel. Comme on le voit sur la figure 4.19, pour permettre l'utilisation de la sensibilité moyenne, il faut partir d'une fréquence plus élevée pour retrouver la bonne quantité de SiN à graver. Le calcul de la fréquence ajustée dépend de la fréquence cible, la sensibilité moyenne, la fréquence du dispositif et sa sensibilité propre. Toutes ces données sont disponibles à l'issue du premier demi-trimming.

La non-linéarité

*A côté de la
cible...*

L'évolution de la fréquence de résonance d'un BAW n'est pas linéaire en fonction de l'épaisseur gravée (Fig.4.20). Ceci implique que des résonateurs dont

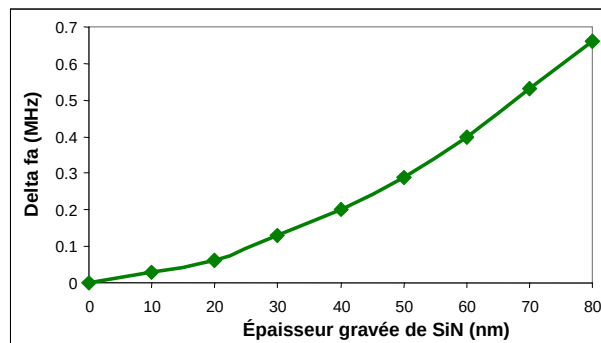


FIG. 4.20: Ecart entre la fréquence calculée avec un hypothèse linéaire et la fréquence réelle d'un résonateur, en fonction de l'épaisseur de SiN gravée.

l'épaisseur à graver est élevée, seront sous-gravés. Au final cette hypothèse tend à décaler le centrage des résonateurs sur la valeur cible.

Ça se soigne...

La déviation induite par l'hypothèse de linéarité peut être prédite par la modélisation. Ainsi, pour corriger cet effet, il suffit de fournir une cartographie "trafiquée" au logiciel. Si on suit l'exemple de la figure 4.20, un résonateur pour lequel on doit graver 80 nm de SiN arrivera à 0.7 MHz sous la cible. On peut alors forcer le logiciel à graver un peu plus en diminuant la fréquence de départ de 0.7 MHz.

*On triche sur
f...*

La prise en compte de ces deux effets permet d'optimiser la distribution finale des résonateurs. La première correction tend à réduire l'écart type de la dispersion finale, la seconde à la centrer sur la cible. L'utilisation de ces corrections n'est payante que si elles sont toutes deux exploitées. Par exemple, l'utilisation de la première correction uniquement optimise effectivement l'écart type mais augmente le décalage avec la cible. On aurait l'effet complémentaire en utilisant uniquement la seconde correction, c'est à dire un bon centrage mais une augmentation de l'étalement. On va maintenant approfondir la méthode de correction.

La méthode de correction

A la David
Copperfield...

La machine de trimming utilise deux informations pour calculer le profil de gravure : une cartographie des fréquences et une sensibilité en MHz par nanomètre gravé. Pour corriger il faut donc jouer sur ces deux entrées. Cependant, la sensibilité doit être fixe pour l'ensemble du substrat, et cela laisse peu de souplesse sur ce paramètre. La correction est donc réalisée par l'intermédiaire d'une cartographie fictive des fréquences fournie à la machine (Fig.4.21).

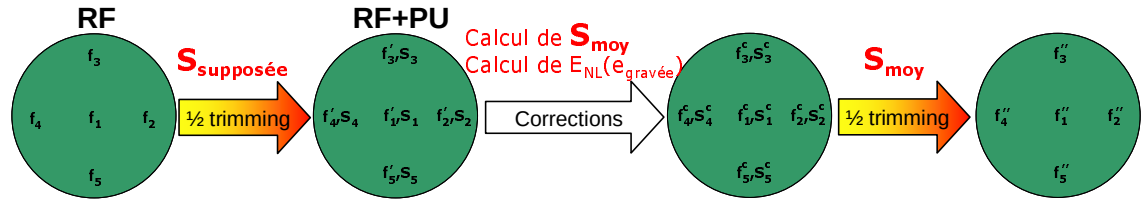


FIG. 4.21: A l'issue de la première mesure RF on dispose d'une cartographie des fréquences f_i ; La deuxième étape est identique à la stratégie classique, on suppose une sensibilité et on réalise le premier demi-trimming. Une seconde mesure RF et une caractérisation par acoustique picoseconde permet de simuler les empilements pour calculer les sensibilités propres et la non-linéarité. On en déduit les corrections à appliquer et une cartographie fictive des f_i^c ; on réalise alors le second demi-trimming.

Une formule...

A l'issue des mesures RF suivant le premier demi-trimming, on dispose d'une cartographie des fréquences et des sensibilités pour chaque résonateur de la plaque. Normalement, on moyenne les sensibilités puis on poursuit, ce qui induit des dérives par "effet de sensibilité". Ici, on va utiliser un savant calcul pour décaler de Δf la valeur de la fréquence f_0 d'un résonateur en fonction de la sensibilité propre S_0 du résonateur et la sensibilité moyenne S_{moy} . A l'issue de ce calcul on a une cartographie fictive des fréquences de résonances : $f + \Delta f$ avec :

$$\Delta f = (f_c - f_0)(1 - S_{moy}/S_0) \quad (4.1)$$

L'abaque de
non-linéarité...

A partir de cette première cartographie le logiciel de trimming détermine un profil de gravure. Or, à cause de l'hypothèse de linéarité, on sait que les résonateurs seront sous-gravés. Pour tenir compte de "l'effet de non-linéarité" on détermine une "fonction erreur" qui prédit le décalage à l'arrivée entre la cible et la valeur réelle, en MHz par nanomètre gravé. Comme on connaît les épaisseurs à graver pour chaque résonateur, la correction consiste à décaler la fréquence en suivant la fonction erreur déterminée plus haut.

J'veux voir
qu'une tête...

Une simulation des deux stratégies permet de quantifier (Tab. 4.1) et de visualiser (Fig.4.22) l'apport des corrections. Ces simulations supposent que la métrologie associée permette de connaître parfaitement les épaisseurs déposées et gravées.

...

La caractérisation de l'empilement peut être réalisée à l'aide des mesures de suivi du procédé de réalisation, elle ne requiert donc pas un second passage dédié à la stratégie de trimming. Cependant, les performances de la méthode proposée

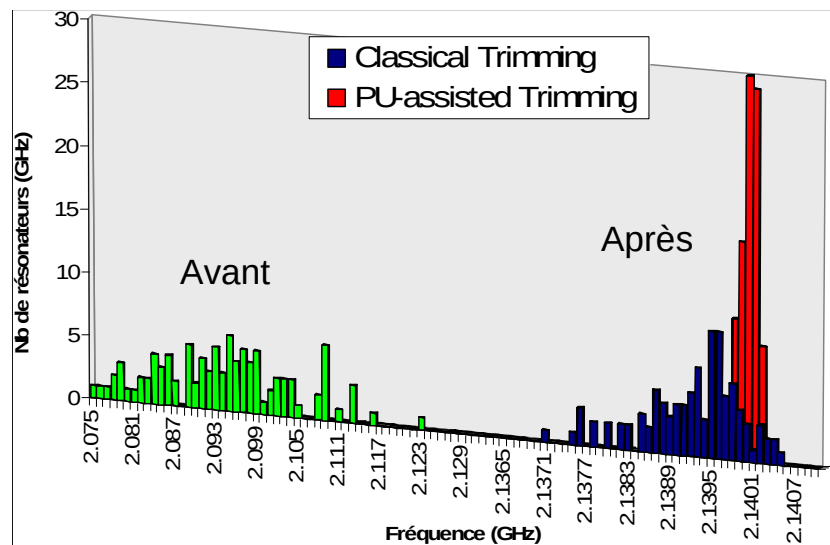


FIG. 4.22: Distribution des résonateurs avant et après trimming, pour la méthode classique et la méthode assistée par la métrologie d'épaisseur. La méthode classique montre une légère déviation de la moyenne en deçà de la cible, et un large étalement. Celui de la méthode corrigée est centré et reserré. Il s'agit là de résultats de simulation.

Stratégie	écart moyenne/cible (MHz)	écart type de la dispersion (MHz)
Classique	3	1.4
Sensibilité corrigée	5.4	0.7
Linéarité et sensibilité corrigées	0.3	0.3

TAB. 4.1: Ce tableau présente les performances des méthodes classique et corrigées, pour un trimming moyen de 100 nm

ici dépendent de la qualité du support métrologique. On verra dans la suite que l'acoustique picoseconde est un outil particulièrement adapté à cette méthode.

4.3.3 Simulation fréquentielle du résonateur à partir de mesures d'épaisseurs

Dans cette partie, on montre que les mesures d'épaisseurs et les caractérisations acoustiques des matériaux permettent de prédire le comportement fréquentiel des résonateurs avec une précision suffisamment forte pour répondre aux exigences de la stratégie de trimming. On présentera les résultats de simulation obtenus et les étapes d'ajustement des paramètres matériaux, conduisant à un modèle prédictif efficace.

Dubary : corrélation modélisation acoustique / mesures RF

Une première étude avait été menée à la suite des mesures sur Dubary. On a pu modéliser le comportement fréquentiel des résonateurs à l'aide du modèle de Mason. Le biseau de la couche de passivation donne une répartition

*La tendance y
est...*

décroissante des fréquences de résonance. L'augmentation de la couche de passiva-

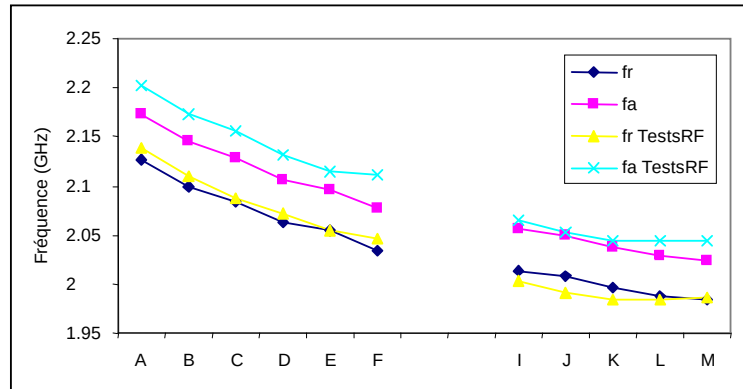


FIG. 4.23: Fréquences mesurées et simulées avec le modèle de Mason à partir des mesures acoustiques sur les résonateurs chargés.

tion agit comme une charge acoustique du résonateur, et a pour effet de diminuer la fréquence de résonance du dispositif. La tendance globale du comportement fréquentiel des résonateurs est bien reproduite par la simulation (Fig.4.23). Au final, l'ensemble des fréquences de résonances sont reproduites avec un écart type de 20 MHz. Du côté des fréquences d'anti-résonance, il y a un écart complètement imprévu par la simulation. L'écart entre fréquence de résonance et d'anti-résonance détermine le coefficient de couplage électro-mécanique kt^2 du résonateur, qui ici est mal reproduit. Cela vient du fait que nous avons travaillé, pour simplifier l'alignement du montage, sur des résonateurs à grandes surfaces actives. Cette augmentation du couplage est liée à la plus faible participation des fuites acoustiques dues aux effets de bord, ceci puisque pour de grandes surfaces actives le rapport entre le périmètre du résonateur et sa surface diminue.

Des conditions particulières...

Le fort écart type entre mesures et simulations peut s'expliquer par le fait que nous avons travaillé directement sur un empilement complet. Les signaux sont donc très riches en informations mais aussi très complexes à analyser. De plus, le biseau SiN implique un signal complètement nouveau d'un point de mesure à l'autre, ce qui en complique encore plus l'analyse. Cette première étude à valider l'intérêt de l'évaluation du MetaPulse, mieux équipé pour ce travail sur un grand nombre de sites de mesure. En effet, le MetaPulse est équipé d'un logiciel d'ajustement, qui assiste grandement l'analyse des signaux, et un système de positionnement automatique, qui simplifie l'expérimentation. Nous avons donc décidé de reprendre l'étude sur des échantillons Riframe sans biseau.

RiFrame : corrélation modélisation acoustique / mesures RF, ajustement du modèle

Ça converge...

Une fois encore, comme pour la campagne menée sur Dubary, on utilise une modélisation Mason pour prédire le comportement électrique des résonateurs. Les simulations ont été réalisées sur un diamètre de substrat (colonne D, voir Fig.4.9 p.86). La simulation des fréquences de résonance des résonateurs chargés est ici re-

produite avec un écart moyen de 2 MHz, et le couplage est reproduit avec un écart moyen de 0.001%. Pour atteindre cette qualité de simulation, nous avons joué sur les paramètres matériaux, et on va maintenant présenter les étapes d'ajustement du modèle.

Au départ...

Cette partie de l'étude représente une étape importante pour valider la modélisation. En effet, pour reproduire les mesures à partir des simulations, nous avons dû jouer sur les caractéristiques matériaux. Une première simulation est réalisée (Fig.4.24), puis on fait légèrement varier les caractéristiques matériaux de l'empilement pour ajuster le modèle. On simule avec la nouvelle valeur puis on itère jusqu'à un accord acceptable. On présente ici les étapes d'ajustement de la seconde campagne.

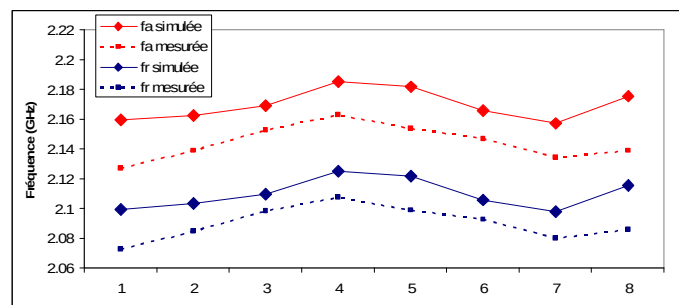


FIG. 4.24: Mesures et simulations des résonateurs chargés avant le réajustement de la vitesse acoustique de l'AlN.

Jouons sur v...

Les résultats de simulation obtenus à partir des caractéristiques matériaux répertoriés dans la base de données montraient un écart de 20 MHz. Nous avons dans un premier temps diminué la vitesse acoustique de l'AlN, ce qui nous a permis de coller, à 2 MHz en moyenne, la mesure et la simulation. Ceci avec un écart type de 2 MHz. On présente sur la figure 4.25 les résultats de simulation

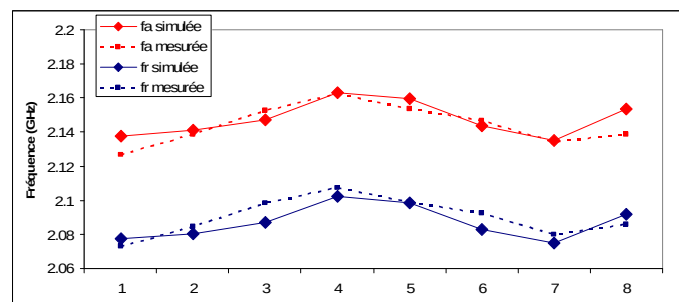


FIG. 4.25: Mesures et simulations des résonateurs chargés après le réajustement de la vitesse acoustique de l'AlN.

des fréquences de résonance et d'anti-résonance des résonateurs chargés après le réajustement de la vitesse acoustique de l'AlN.

Alors, jouons sur e...

Cependant, il y avait toujours un problème de correspondance entre les co-

efficients de couplage mesurés et simulés. Le couplage est lié, au premier ordre, au rapport $e_{AIN}^2/c_{33AIN}^E\epsilon_{AIN}^S$, faisant intervenir le coefficient piézoélectrique de l'AIN e_{AIN} . On présente ici les résultats de simulation du coefficient de couplage des résonateurs chargés, avant puis après l'ajustement du coefficient piézoélectrique de l'AIN (Fig.4.26).

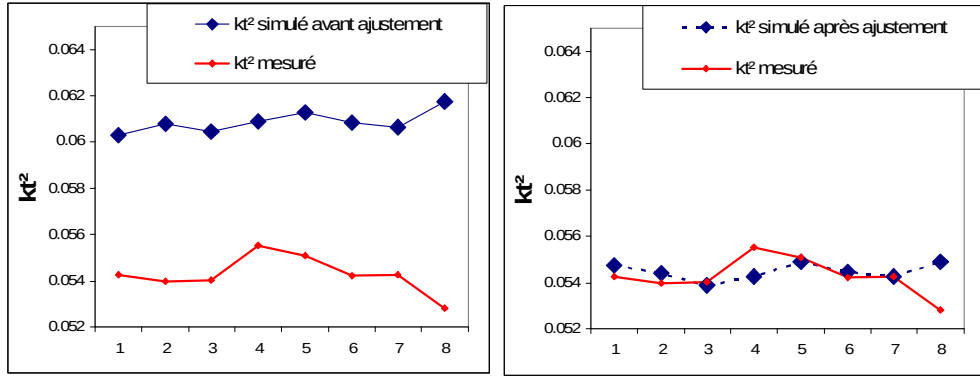


FIG. 4.26: Mesures et simulations des résonateurs chargés, avant puis après avoir réajusté le coefficient piézoélectrique de l'AIN.

Et voilà !...

Comme la vitesse de l'AIN est aussi dépendante du coefficient e_{AIN} , puisqu'elle suit la loi $v_{AIN}^2 = 1/\rho_{AIN} * (c_{33AIN}^E * e_{AIN}^2/\epsilon_{33AIN}^S)$, nous avons rebouclé sur l'ajustement de la vitesse acoustique de l'AIN (Fig.4.27). On obtient finalement un modèle prédictif à ± 2 MHz.

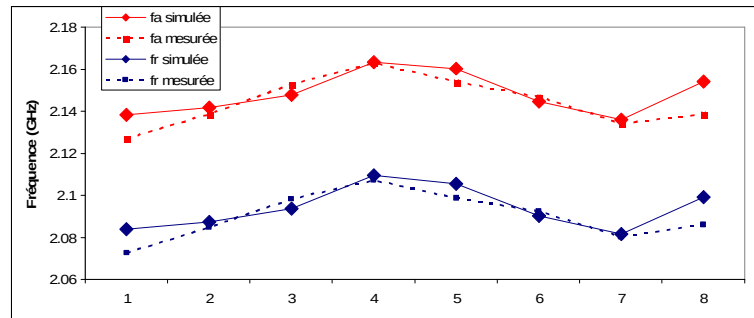


FIG. 4.27: Mesures et simulations des résonateurs chargés après avoir réajusté vitesse acoustique et coefficient piézoélectrique de l'AIN.

De Dubary à RiFrame...

Si on compare les résultats issus de ces deux campagnes, on peut voir que la corrélation mesures RF/modélisation a été améliorée. Cette différence repose sur plusieurs faits :

- Augmentation du nombre de mesures intermédiaires (avant le dépôt de l'électrode supérieure, puis après), permettant d'affiner la mesure des couches profondes,
- Etude d'un empilement de même conception d'un point de mesure à l'autre (pas de biseau),

- Augmentation des performances de l'ajustement des résultats expérimentaux d'acoustique picoseconde,

La multiplication des points...

Toutes les mesures présentées ici ont été réalisées sur des empilements complets (comprenant un réflecteur de Bragg). Nous avons donc sondé les couches

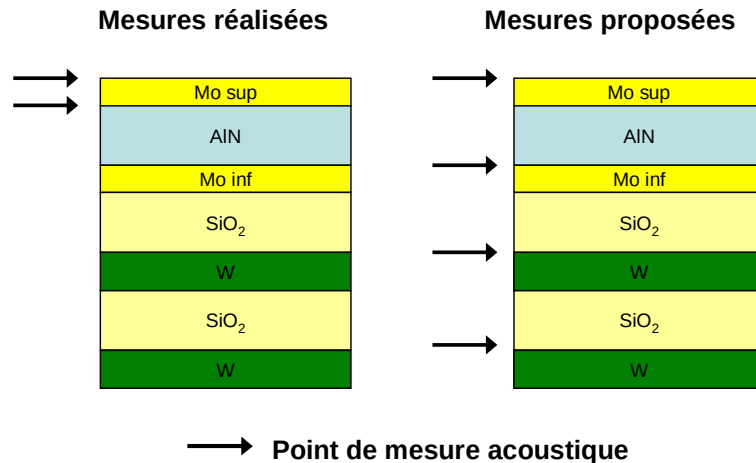


FIG. 4.28: Points de mesures utilisés pour la deuxième campagne de mesures, et points de mesures proposés pour augmenter la qualité de la caractérisation fréquentielle à partir des mesures acoustiques. Chaque flèche représente une étape de mesure avant le dépôt des couches supérieures.

déterminantes pour la réponse fréquentielle, mais pour augmenter la précision de modélisation il faut intégrer les couches inférieures. On pourrait descendre à une précision inférieure en réalisant plus de mesures intermédiaires.

Où mesurer ?..

Contrairement au montage de l'IEMN, l'utilisation d'un MetaPulse est recommandée sur des empilements dont la couche supérieure est absorbante. En effet, sur un MetaPulse, la détection des sauts perturbe le logiciel d'extraction des mesures. Ainsi, il conviendrait de réaliser une mesure toutes les deux couches (Fig.4.28). De plus, on a remarqué que sur un empilement de trois couches, les résultats obtenus sur la troisième couche dériveraient. En se limitant à une mesure sur deux couches, on reste dans un domaine précis pour l'appareil.

Sur tous les fronts...

Le support métrologique utilisé jusqu'alors, pour le suivi en cours de fabrication des dépôts de l'empilement, est basée sur les techniques de mesures autre que l'acoustique picoseconde. L'utilisation de la caractérisation acoustique pour la stratégie de trimming viendrait donc alourdir l'ensemble du procédé en ajoutant plusieurs étapes de mesures. Cependant, le MetaPulse offre la possibilité de remplacer une ou plusieurs étapes de mesures de suivi du procédé, c'est d'ailleurs sa fonction première. On profiterait alors de la double compétence de la technique : "suivi de procédé" et "support métrologique à la stratégie de trimming".

4.3.4 Quelle technique utiliser ?...

Pourquoi préférer la mesure acoustique ?

On pourrait aussi utiliser les mesures d'épaisseur fournies par les outils classiques pour modéliser le comportement des résonateurs. Cependant, les valeurs d'épaisseur mesurées par les outils de salle blanche, autre que l'acoustique picoseconde, peuvent être perturbées par des effets déliés du caractère acoustique des matériaux (cf 1.2.4). Par exemple une mesure d'épaisseur par la méthode de Rcaré (mesure de résistivité) peut dériver à cause d'une dispersion de la résistivité. Or celle-ci n'a aucun impact sur le comportement acoustique du résonateur. Pour l'acoustique picoseconde, une dispersion des paramètres non-acoustiques n'induit pas de dérive de la mesure d'épaisseur. En revanche si la vitesse acoustique est dispersée, sa mesure d'épaisseur sera marquée par cette dispersion, et l'erreur induite sur la modélisation est minimisée (Fig.4.29).

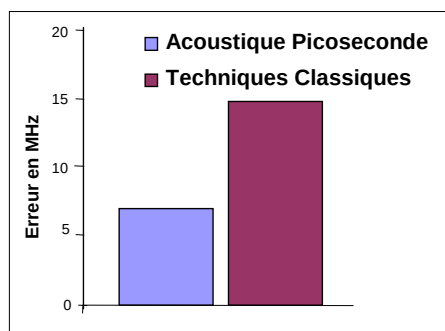


FIG. 4.29: Pour une vitesse acoustique de l'AlN surestimée de 100 m/s, l'erreur induite sur la simulation dépend de la méthode utilisée pour la mesure d'épaisseur.

*Le plus d'une
technique
acoustique...*

La figure 4.29 compare la précision de modélisation pour deux méthodes d'extraction de l'épaisseur de la couche piézoélectrique. La première à partir d'une caractérisation par acoustique picoseconde, et la seconde à partir des outils classiques utilisés en salle blanche : mesure de Rcaré, de capacité ou d'ellipsométrie. On se place dans le cas où la vitesse acoustique utilisée par la modélisation (celle du matériau piézoélectrique) est surestimée de 100 m/s. On remarque que l'impact de cette erreur sur la qualité de modélisation est divisée par deux. Cette différence vient du fait qu'en acoustique picoseconde l'épaisseur e est déduite de la mesure du temps d'écho $t = e/v$, l'erreur sur v est donc compensée par l'extraction de e à partir de t . Cet exemple illustre le fait que le type de métrologie d'épaisseur utilisé pour alimenter les logiciels de simulation a un effet sur la qualité du résultat.

*Un support
100%
acoustique...*

La méthode proposée ici est un complément métrologique apporté par l'acoustique picoseconde permettant d'optimiser la stratégie actuelle. En effet, il s'agit d'ajouter des étapes de mesures acoustiques au même endroit que la mesure RF. Cependant, si on parvient à obtenir un modèle prédictif dont la précision est inférieure au mégahertz, on peut imaginer une stratégie basée sur l'acoustique picoseconde qui se passe de mesures RF jusqu'à la fin du procédé de réalisation (Fig.4.30).

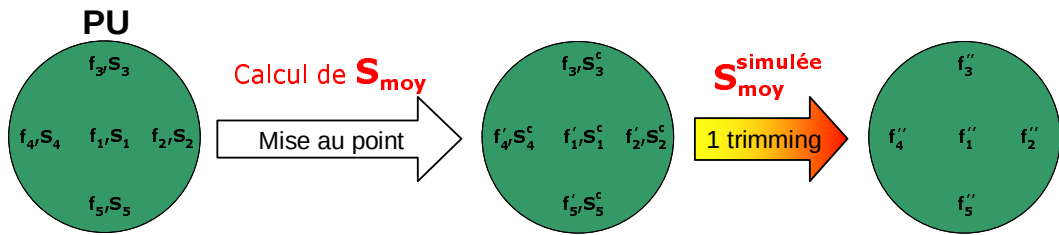


FIG. 4.30: Méthode de trimming assistée par acoustique picoseconde. Les fréquences f_i et sensibilités S_i des empilements sont simulées à partir des mesures acoustiques ; l'étape de mise au point correspond au calcul d'une sensibilité moyenne à fournir à l'outil de gravure, et au calcul d'une cartographie fictive des fréquences f'_i tenant compte des dispersions de dépôts ; on peut ensuite graver en une étape puisque le comportement à la gravure de chaque dispositif est maîtrisé.

Synthèse

Dans cette partie on a pu voir que l'acoustique picoseconde permettait de remplir les deux fonctions métrologiques nécessaires à la production des résonateurs BAW, puis proposer une stratégie de contrôle en ligne les exploitant.

La première concerne la capacité de la technique à suivre un procédé de réalisation en fournissant un contrôle de la stabilité des dépôts et de leurs dispersions en épaisseur. De plus, un outil adapté à un environnement salle blanche est disponible.

La seconde est de coupler les mesures d'épaisseurs fournies par la technique à un outil de modélisation pour prédire le comportement fréquentiel d'un empilement de couches minces. Nous nous sommes tout d'abord penchés sur le cas d'un empilement périodique (le miroir de Bragg), montrant ainsi qu'on pouvait contrôler directement la qualité de l'isolation acoustique. Finalement, en travaillant sur des empilements BAW complets, nous avons pu proposer une méthode capable de prédire la réponse fréquentielle des résonateurs, avec une précision répondant aux exigences de la stratégie de trimming.

Conclusion et perspectives de recherche

Dans ce manuscrit nous avons, après avoir présenté les exigences métrologiques des BAW en termes de caractérisation mécanique et de support du procédé de réalisation, montré que l'acoustique picoseconde fournissait une réponse adaptée à ce type de dispositif. Cette technique étant à ce jour la seule qui permet de sonder élastiquement, et à l'échelle des films minces, des multicouches de matériaux très différents. Nous avons donc cherché à tirer un maximum d'informations de cette expérience.

Nous avons développé puis exploité un montage d'acoustique picoseconde colorée pour mettre en place de nouveaux protocoles de mesures basés sur les effets de longueurs d'onde. Grâce à ces effets, nous avons pu augmenter la précision de mesure de la technique, et enrichir l'expérience avec des caractéristiques jusqu'alors difficilement, voire pas, mesurables en couches minces (atténuation acoustique, coefficients en température). Ces résultats ont permis de réaliser une base de données des caractéristiques mécaniques des matériaux en couches minces utilisés par la technologie BAW, et autres matériaux divers.

D'autre part, nous avons pu transférer une partie des méthodes de caractérisation des BAW sur l'outil industriel d'acoustique picoseconde. L'utilisation de l'acoustique picoseconde sous sa forme industrielle permettant d'alléger le support métrologique du procédé de réalisation sur deux points. Le premier est la capacité de suivi des dépôts (cartographie des non-uniformités en épaisseur, suivi de la reproductibilité des dépôts). Le second concerne la possibilité de prédire le comportement électrique des dispositifs. En effet le couplage de la modélisation et de la mesure acoustique permet de simuler la réponse électrique des dispositifs avec une précision répondant aux exigences de la production, en particulier en ce qui concerne la stratégie de "trimming".

Au départ, dans un élan de prétention, cette thèse devait s'intituler : pourra-t-on encore faire du BAW sans acoustique picoseconde ? Ce travail a montré que la technique était particulièrement adaptée à ce dispositif puisqu'elle exploite la propagation d'ondes acoustiques dans la géométrie propre au fonctionnement du résonateur. Cependant certains acteurs de la technologie BAW proposent des composants depuis 2003 dont la réalisation utilise des stratégies métrologiques a priori dénuées de mesures acoustiques. On peut malgré tout noter que les dernières publications sur ce thème évoque de plus en plus la caractérisation par acoustique picoseconde et l'utilisation d'outil de type MetaPulse. A la question posée nous répondrions donc... C'est possible, mais à quel prix !

Ces travaux ont eu pour but d'exploiter au mieux l'outil industriel, tel qu'il est disponible en salle blanche, pour augmenter le rendement de production du procédé de réalisation des BAW. Cependant, pour renforcer ses performances, l'insertion de la couleur serait efficace. De plus, compte tenu des volumes de production attendus pour le marché de la téléphonie mobile, l'application BAW pourrait motiver l'introduction de la longueur d'onde variable dans l'outil. Techniquement, pour un montage large bande, les sources laser automatisées en longueur d'onde sont disponibles, et l'adaptation du montage et du traitement ont été démontrés au laboratoire de l'IEMN. Par ailleurs, une option pompe-bleue/sonde-bleue a déjà été implémentée sur le MetaPulse pour le passage des interconnexions Al à Cu, et bien que cette option soit à une longueur d'onde fixe cela montre que le MetaPulse est apte à évoluer dans la couleur.

D'autre part la possibilité de réaliser une caractérisation acoustique transverse est un enjeu actuel. Pour les BAW on a évoqué son intérêt par le biais du miroir acoustique mixte (ondes longitudinale/transverse). Plus généralement pour les MEMS, on s'oriente aujourd'hui vers des résonateurs impliquant un mélange d'ondes acoustiques longitudinales et transverses (ondes de Lamb, ondes de surfaces, modes acoustiques..), qui nécessitent donc une caractérisation acoustique plus approfondie. Pour cela l'acoustique picoseconde peut s'avérer utile, en effet, on arrive aujourd'hui à transgresser le caractère exclusivement longitudinal de la technique et obtenir des informations sur la propagation dans le plan. Pour cela, il a été montré que la nanostructuration d'un transducteur sur un échantillon standard permettait d'accéder à ces informations.

Bibliographie

- [1] *Brevet WO2004027813*.
- [2] <http://www.rudolphtech.com>.
- [3] *Notice ATILA*.
- [4] Martina. *Rapport interne*, 2005.
- [5] *Brevet KR20060105011*, 2006.
- [6] R. Aigner. Bringing baw technology into volume production : The ten commandments and the seven deadly sins. 2007.
- [7] B. A. Auld. *Acoustic fields and waves in solids, Volume I*. Krieger, Second edition, 1996.
- [8] A. Ballato and T. Luckaszek. Stacked-crystal filters. *Proceedings of the IEEE*, vol.61, N°10, pp. 1495-1496, 1973.
- [9] P. Benassi, S. Caponi, R. Eramo, A. Fontana, A. Giugni, M. Nardone, M. Sampoli, and G. Viliani. Sound attenuation in a unexplored frequency region : Brillouin ultraviolet light scattering measurements in v-sio2. *Phys. Rev. B*, 71, 172201, 2005.
- [10] G. Bouche, G. Caruyer, and P. Ancey. Support and decoupling structure for an acoustic resonator, acoustic resonator and integrated circuit. *US PATENT*, 2007182284, 2007.
- [11] Walter Cady. The piezo-electric resonator. *Proc. IRE*, Vol. 10, 1922.
- [12] M. Cardona. *Modulation Spectroscopy*. New York Academic Press, 1969.
- [13] G. Caruyer. *Modélisation, conception et caractérisation de résonateurs et filtres à onde acoustique de volume pour le filtrage RF en téléphonie mobile*. 2005.
- [14] A. Devos and G. Caruyer. Device and method for characterising a structure by wavelength effect in a photoacoustic system. *WO2006136690*, 2006.
- [15] A. Devos and R. Cote. Strong oscillations detected by picosecond ultrasonics in silicon : Evidence for an electronic-structure effect. *Physical Review B*, Vol. 70, 2004.
- [16] A. Devos, R. Cote, G. Caruyer, and A. Lefebvre. A different way of performing picosecond ultrasonic measurements in thin transparent films based on laser-wavelength effects. *Applied Physics Letters*, vol. 86, n°21, pp. 211903, 2005.

- [17] A. Devos, M. Foret, S. Ayrinhac, P. Emery, and B. Ruffle. Hypersound damping in vitreous silica measured by picosecond acoustic. *Phys. Rev. B.*, 77, 10, 100201(R), 2008.
- [18] A. Devos and C. Lerouge. Evidence of laser-wavelength effect in picosecond ultrasonics : possible connection with interband transitions. *Physical Review Letters*, Vol. 86, N°12, pp. 2669-2672, 2001.
- [19] A. Devos and A. Le Louarn. Strong effect of interband transitions in the picosecond ultrasonics response of metallic thin films. *Physical Review B*, Vol. 68, 2003.
- [20] A. Devos, J.-F. Robillard, R. Côte, and P. Emery. High-laser-wavelength sensitivity of the picosecond ultrasonic response in transparent thin films. *Phys. Rev. B*, Vol. 74, 064114, 2006.
- [21] Lawrence N. Dworsky and Lule C.B. Mang. Thin film resonator having stacked acoustic reflecting impedance matching layers and method. *US PATENT*, US5373268, 1994.
- [22] P. Emery and A. Devos. Acoustic attenuation measurements in transparent materials in the hypersonic range by picosecond ultrasonics. *App. Phys. Lett.*, 89, 191904, 2006.
- [23] J. Fabian and P. B. Allen. Theory of sound attenuation in glasses : The role of thermal vibrations. *Phys. Rev. Lett.*, 82, 7, 1999.
- [24] J. Kaitila G. G. Fattinger, S. Marksteiner and R. Aigner. Optimization of acoustic dispersion for high performance thin film baw resonators. *IEEE Ultrasonics Symposium*, 2005.
- [25] H.T. Grahn, H.J. Maris, and J. Tauc. Picosecond ultrasonics. *IEEE Journal of quantum electronics*, Vol. 25, N°12, pp. 2562-2569, 1989.
- [26] T.W. Grudkowski, J.F. Black, T.M. Reeder, D.E. Cullen, and R.A. Wagner. Fundamental-mode vhf/uhf bulk acoustic wave resonators and filters on silicon. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 829-833, 1980.
- [27] J. Heighway, S.N. Kondratiev, and V.P. Plessky. A completer. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 27-30, 1994.
- [28] G. T. Johnston. *Appl. Opt.*, 16, 1796, 1977.
- [29] K. T. MacCarron K. M. Lakin and J. F. MacDonald. Temperature compensated bulk acoustic thin film resonators. *IEEE Ultrasonics Symposium*, 2000.
- [30] Robert G. Kinsman. A history of crystal filters. *IEEE International Frequency Control Symposium*, pp. 563-570, 1998.
- [31] Hasnain Lakdawala. Simple post-processing technique to tune resonant frequency of film bulk acoustic resonators and stacked crystal filters. *IEEE International Frequency Control Symposium*, pp. 831-835, 1998.

- [32] K.M. Lakin. Modeling of thin film resonators and filters. *IEEE MTT-S Digest*, pp. 149-152, 1992.
- [33] K.M. Lakin. Bulk acoustic wave coupled resonator filters. *IEEE frequency control symposium*, pp. 1-7 (paper 8A), 2002.
- [34] K.M. Lakin and J.S. Wang. Uhf composite bulk acoustic wave resonators. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 834-837, 1980.
- [35] L. Landau and E. Lifshitz. *Theory of Elasticity*. Pergamon New York, 1959.
- [36] M.F. Lewis and C.L. West. A completer. *Electronics letters*, Vol. 12, pp. 1211-1212, 1985.
- [37] H.N. Lin, R.J. Stoner, H.J. Maris, and J. Tauc. Phonon attenuation and velocity measurements in transparent materials by picosecond acoustic interferometry. *Journal of applied physics*, Vol. 69, N°7, pp. 3816-3822, 1991.
- [38] H. H. Lipson, Y. F. Tsay, B. Bendow, and P. A. Ligor. Temperature dependence of the refractive index of alkaline earth fluorides. *Appl. Opt.*, 15, 2352, 1976.
- [39] W. P. Mason. Electrical wave filters employing quartz crystal elements. *Bell System Tech. Journal*, Vol. 13, 1934.
- [40] W.P. Mason. *Electromechanical transducers and wave filters*. 2nd Ed. Van Nostrand-Reinhold, 1948.
- [41] Hans Meier, Thomas Beier, and Gerd Rihan. Miniaturization and advanced functionalities of saw devices. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, Vol. 49, n°4, pp. 743-748, 2001.
- [42] W.S. Mortley. Improvements in or relating to wave-energy delay cells. *British patent*, 988102, 1963.
- [43] Rajan S. Naik, Joseph J. Lutsky, Rafael Reif, and Charles G. Sodini. Electro-mechanical coupling constant extraction of thin-film piezoelectric materials using a bulk acoustic wave resonator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, And Frequency control*, Vol. 45, N°1, pp. 257-263, 1998.
- [44] K. Nakamura, H. Sasaki, and H. Shimizu. Zno/sio2 diaphragm composite resonator on a silicon wafer. *Electronics letters*, Vol.17, N° 14, pp. 507-509, 1981.
- [45] W.E. Newell. Face-mounted piezoelectric resonators. *Proceedings of the IEEE*, pp. 575-581, 1965.
- [46] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1985.
- [47] B. Perrin, B. Bonello, J.-C. Jeannet, and E. Romatet. Interferometric detection of hypersound waves in modulated structures. *Prog. Natural Sci.*, pp. 444-448, 1996.
- [48] D. Petit, N. Abelé, A. Volatier, A. Lefevre, P. Ancey, and J. F. Carpentier. Temperature compensated bulk acoustic wave resonator and its predictive

- 1d acoustic tool for rf filtering. *IEEE International Frequency Control Symposium*, 2007.
- [49] Ioffe physico-technical institute. <http://www.ioffe.rssi.ru/sva>.
- [50] C. Rossignol. *Etude théorique et numérique d'expérience d'acoustique picoseconde*. 2000.
- [51] J.H. Rowen. Tapped ultrasonics delay line and uses therefor. *US PATENT*, 3289114, 1963.
- [52] David Salt. *Handbook of quartz Crystal devices*. Van Nostrand Reinhold, 1987.
- [53] H. Satoh, Y. Ebata, H. Suzuki, and C. Narahara. An air gap type piezoelectric composite resonator. *IEEE frequency control symposium*, pp. 361-366, 1985.
- [54] R.H. Tancrrell, M.B. Schulz, H.H. Barrett, L. Davies, and M.G. Holland. Dispersive delay lines using ultrasonic surface waves. *Proc. IEEE*, Vol. 57, pp. 1211-1213, 1969.
- [55] J. Tauc and H. Maris. Optical generator and detector of stress pulses. *US PATENT*, 4710030, 1987.
- [56] Thomsen, C.; Strait, J.; Vardeny, Z.; Maris, H.J.; Tauc, J.; Hauser, and J.J. Picosecond optical generation and detection of phonon waves in a-as₂te₃. *AIP Conference Proceedings*, no.120, Page : 102-9, 1984.
- [57] C. Thomsen, H.T. Grahn, H.J. Maris, and J. Tauc. Picosecond interferometric technique for study of phonons in the brillouin frequency range. *Optics Communications*, Vol. 60, N°1-2, pp. 55-58, 1986.
- [58] C. Thomsen, H.T. Grahn, H.J. Maris, and J. Tauc. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses. *Physical Review B*, Vol. 34, N°6, pp. 4129-4138, 1986.
- [59] C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H.J. Maris, J. Tauc, and J.J. Hauser. Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses. *Physical Review Letters*, Vol. 53, N°10, 1984.
- [60] P. Tikka, J. Ella, and J. Kaitila. Method and system for wafer-level tuning of bulk acoustic wave resonators and filters. *US PATENT*, 2002158702, 2002.
- [61] Y. F. Tsay, B. Bendow, and S. S. Mitra. Theory of the temperature derivative of the refractive index in transparent crystals. *Phys. Rev. B*, 8, 2688, 1973.
- [62] A. Volatier. *Intégration de matériaux piézoélectriques et électrostrictifs dans les dispositifs Radio-Fréquence à ondes acoustiques*. 2007.
- [63] O. B. Wright, O. Matsuda, and Y. Sugawara. Real time imaging of surface acoustic waves on crystals and microstructures. *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 44, 4292-4296, 2005.
- [64] O.B. Wright and T. Hyoguchi. Ultrafast vibration and laser acoustics in thin transparent films. *Optics Letters*, Vol. 16, N°19, pp. 1529-1531, 1991.

- [65] O.B. Wright and K. Kawashima. Coherent phonon detection from ultrafast surface vibrations. *Physical Review Letters*, Vol. 69, N°11, pp. 1668-1671, 1992.
- [66] W.R.Shreve. *IEEE Ultrasonics Symposium*, pp.706-713, 1976.

Annexes

Annexe A

Définition et relations entre les différents TC

Un TC (coefficient en température) représente une variation instantanée et relative d'un paramètre par rapport à la température. Pour un paramètre x on peut écrire :

$$x(T + \Delta T) = x(T)(1 + TC_x \Delta T)$$

ainsi

$$TC_x = \frac{1}{x} \frac{dx}{dT} = \frac{d \ln(x)}{dT}$$

Le TC est donc une dérivée logarithmique par rapport à la température. On définit plusieurs TC pour les caractéristiques du signal d'acoustique picoseconde :

- TCt pour le temps d'écho ;
- TCf_B pour la fréquence Brillouin ;
- $TCsaut$ pour l'amplitude des sauts,

qu'on peut relier aux TC que l'on recherche :

- TCe pour l'épaisseur (c'est le coefficient de dilatation) ;
- TCv pour la vitesse acoustique ;
- TCn pour l'indice optique.

Exemple de calcul pour le temps d'écho $t = \frac{e}{v}$:

le TCt est défini par :

$$TCt = \ln\left(\frac{e}{v}\right)' = (\ln e - \ln v)' = (\ln e)' - (\ln v)'$$

d'où

$$TCt = TCe - TCv$$

On décline ce calcul pour TCf_B et $TC_{\frac{ne}{\lambda}}$:

$$TCf_B : \text{comme } f_B = \frac{\lambda}{2nv}, TCf_B = -(TCn + TCv)$$

et

$$TC_{\frac{ne}{\lambda}} = (TCn + TCe)$$

Annexe B

Liste de publications

Publications dans des revues avec comité de lecture

- A. DEVOS, J.-F. ROBILLARD, R.CÔTE et P. EMERY ” High Laser-Wavelength Sensitivity of the Picosecond Ultrasonic Response in Transparent Thin Films”, *Physical Review B* 74, 6, 064114 (2006)
- P. EMERY et A. DEVOS, ”Acoustic Attenuation Measurements in Transparent Materials in the Hypersonic Range by Picosecond Ultrasonics”, *Applied Physics Letters*, 89, 191904 (2006).
- A. DEVOS, M. FORET, S. AYRINHAC, P. EMERY, et B. RUFFLE, ” Hypersound damping in vitreous silica measured by picosecond acoustics”, *Physical Review B*, 77, 10, 100201(R) (2008). DOI : 10.1103/Phys-RevB.77.100201

Conférences internationales avec actes

- A. DEVOS, G. CARUYER, P. EMERY, P. ANCEY, ” Picosecond ultrasonics : a powerful tool for materials characterization in Bulk Acoustic Wave resonators”, *World Congress on Ultrasonics* (Pékin 28 Août - 2 Sept 2005).
- P. EMERY, A. DEVOS, G. CARUYER, R. VÉLARD, N. CASANOVA et P. ANCEY , ”Picosecond ultrasonics : an original tool for physical characterization of Bragg reflectors in Bulk Acoustic Wave resonators”, *2005 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rotterdam, 18-21 Sept. 2005.
- A. DEVOS, P. EMERY, G. CARUYER et P. ANCEY , ”An Improvement of the Picosecond Ultrasonic Technique Based on a Tunable Laser : Application to Bulk Acoustic Wave Resonator Characterizations”, *Communication orale 2006 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Vancouver, 3-6 Oct. 2006.
- P. EMERY, A. DEVOS, A. VOLATIER et P. ANCEY , ”Attenuation measurements in thin films using Picosecond Ultrasonics” ,*Poster 2006*

- IEEE International Ultrasonics Symposium, Vancouver, 3-6 Oct. 2006.
- A. DEVOS, R. COTE, G. CARUYER, J.-F. ROBILLARD et P. EMERY, "A touch of color in picosecond ultrasonics, Communication orale à l'école internationale Son et Lumière, Cargèse, Octobre 2006.
 - P. EMERY et A. DEVOS, " Bulk Acoustic Wave Resonator : a challenging object for thin film metrology", Poster à l'école internationale Son et Lumière, Cargèse, Octobre 2006.
 - P. EMERY et A. DEVOS, " Acoustic attenuation in silica in the 100-250 GHz range using colored picosecond ultrasonics", Poster Phonons2007, Paris, 15-20 juillet 2007. (Prix du meilleur poster)
 - P. EMERY, D. PETIT, A. DEVOS, P. ANCEY, " Temperature Coefficients measured by picosecond ultrasonics on materials in thin films for Bulk Acoustic Wave Technology", Communication orale à 2007 IEEE International Ultrasonics Symposium, New-York, 28-31 Octobre 2007. Page(s) : 612-615 DOI 10.1109/ULTSYM.2007.159
 - A. DEVOS, P. EMERY, M. FORET, S. AYRINHAC, B. RUFFLÉ, " Hypersound damping in v-SiO₂ by a picosecond optical technique", oral à XI International Workshop on Complex Systems, Andalo, Trento (Italy), 17-20 March 2008.

Colloques et conférences sans actes

- P. EMERY et A. DEVOS, " L'Acoustique Picoseconde : un outil de métrologie mécanique de couches minces appliqué à la microélectronique ", poster aux 10ème journées de la matière condensée (JMC10), Société Française de Physique, Toulouse, 28 août-1er septembre 2006.

Résumé

Cette thèse a été réalisée pour le labo-commun ST-IEMN, dans le cadre du projet industriel de STMicroelectronics visant à réaliser des résonateurs à ondes acoustiques de volume (BAW : Bulk Acoustic Wave) pour des applications de filtrage RF. A l'instar du quartz, le BAW exploite la résonance du mode d'épaisseur d'une couche piézoélectrique comprise entre deux électrodes. Pour le passage en production de ces composants le contrôle de la fréquence est un défi à relever, et il passe par une connaissance précise des paramètres mécaniques du dispositif. Pour cela, nous exploitons une technique expérimentale permettant de caractériser acoustiquement des empilements de matériaux en couches minces : l'acoustique picoseconde. Nous avons développé la particularité du montage de l'IEMN : l'accordabilité en longueur d'onde. A partir de cette spécificité, des études plus fondamentales ont donné lieu à l'élaboration de protocoles expérimentaux permettant d'augmenter le nombre de caractéristiques mesurables par acoustique picoseconde. L'exploitation de ces protocoles pour la caractérisation des matériaux liés au BAW nous a permis d'enrichir une base de données des paramètres nécessaires à la modélisation et à la conception des dispositifs. D'autre part, nous avons développé des méthodes d'analyse d'empilements complexes, qui ont pu être testées sur la version industrielle de la technique d'acoustique picoseconde. Nous avons finalement défini un protocole de suivi de procédé de réalisation des BAW, basé sur une métrologie par acoustique picoseconde.

Mots-clés : *résonateur à ondes acoustiques de volume, SMR, trimming, acoustique picoseconde, longueur d'onde, caractérisation mécanique, couches minces, matériaux*

Abstract

This PhD has been realized for the ST-IEMN Lab, in the frame of an industrial development at STMicroelectronics on Bulk Acoustic Wave (BAW) resonators. The operating principle of a BAW is based on the excitation of the thickness mode of a piezoelectric layer sandwiched between two electrodes. The control of the frequency is a challenging question for the mass production of such components, and requires a precise control of mechanical properties of the device. In this work, we use an original experimental technique that enables the acoustic characterization of thin films stacks : colored picosecond ultrasonics. We particularly develop the specificity of the IEMN setup : the wavelegth tunability. Through fundamental studies we set up protocols and thus, increase the number of parameters that can be measured with the technique. This work enables us to feed a database of parameters needed for the design and the modeling of the devices. We also work on complex stacks characterization, a part of the methods has been tested on the industrial version of picosecond ultrasonics. Finally we propose a metrological strategy, based on picosecond ultrasonics, in order to assist the process of BAW resonators.

Keywords : *bulk acoustic wave resonator, SMR, trimming, picosecond ultraonics, wavelength, mechanical characterization, thin films, materials*