ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY

MINES ParisTech

École doctorale n° 364 : Sciences Fondamentales et Appliquées

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure des Mines de Paris

Spécialité doctorale "Sciences et Génie des Matériaux"

présentée et soutenue publiquement par

Kévin TÉKAYA

le 02/12/2014

Matrices de détecteurs infrarouge en CdHgTe courbes : mise en forme hémisphérique et propriétés optoélectroniques induites

Directeur de thèse : **Karim INAL**, Mines ParisTech
Collaborateur industriel : **Manuel FENDLER**, CEA
Maître de thèse : **Élisabeth MASSONI**, Mines ParisTech

Jury

Rafaël ESTEVEZ,	Professeur, Université Joseph Fourier	Rapporteur
Franck RUFFIER,	Chargé de recherche CNRS HDR, Aix-Marseille Université	Rapporteur
Jean-Georges GASSER,	Professeur, Université de Loraine	Président
Philippe CHRISTOL,	Professeur, Université de Montpellier 2	Examinateur
Élisabeth MASSONI,	Maître de Recherche, Mines ParisTech	Examinateur
Nicolas GUÉRINEAU,	Ingénieur de recherche HDR, ONERA	Examinateur

MINES ParisTech
Centre de Mise Forme des Matériaux (CEMEF)
UMR CNRS 7635, F-06904 Sophia Antipolis, France

THESE

Matrices de détecteurs infrarouge en CdHgTe courbes : mise en forme hémisphérique et propriétés optoélectroniques induites

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY

MINES ParisTech

École doctorale n° 364 : Sciences Fondamentales et Appliquées

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure des Mines de Paris

Spécialité doctorale "Sciences et Génie des Matériaux"

présentée et soutenue publiquement par

Kévin TÉKAYA

le 02/12/2014

Matrices de détecteurs infrarouge en CdHgTe courbes : mise en forme hémisphérique et propriétés optoélectroniques induites

Directeur de thèse : **Karim INAL**, Mines ParisTech
Collaborateur industriel : **Manuel FENDLER**, CEA
Maître de thèse : **Élisabeth MASSONI**, Mines ParisTech

Jury

Rafaël ESTEVEZ,	Professeur, Université Joseph Fourier	Rapporteur
Franck RUFFIER,	Chargé de recherche CNRS HDR, Aix-Marseille Université	Rapporteur
Jean-Georges GASSER,	Professeur, Université de Loraine	Président
Philippe CHRISTOL,	Professeur, Université de Montpellier 2	Examinateur
Élisabeth MASSONI,	Maître de Recherche, Mines ParisTech	Examinateur
Nicolas GUÉRINEAU,	Ingénieur de recherche HDR, ONERA	Examinateur

MINES ParisTech
Centre de Mise Forme des Matériaux (CEMEF)
UMR CNRS 7635, F-06904 Sophia Antipolis, France

THESE

Table des matières

Remerciements **4**

Introduction générale **7**

1 De la courbure des plans focaux dans l'infrarouge **11**

1.1 Intérêts et enjeux de la courbure de plans focaux 12

1.1.1 Conception des systèmes optiques 12

1.1.2 Apport de la courbure du plan focal 15

1.1.3 Enjeux pour l'astronomie et les caméras compactes 18

1.2 Les détecteurs infrarouge 23

1.2.1 Les bolomètres 23

1.2.2 Les détecteurs quantiques de la filière $Cd_xHg_{1-x}Te$ 29

1.2.3 Le circuit de lecture à injection directe 38

1.3 Propriétés thermomécaniques et électro-optiques du $Cd_xHg_{1-x}Te$ 42

1.3.1 Des propriétés thermomécaniques mal connues 42

1.3.2 Des effets de couplage thermomécaniques et optoélectroniques 57

1.4 Conclusion partielle 64

2 Procédés de mise en forme sphérique et cylindrique **67**

2.1 Procédés de courbure 68

2.1.1 Différentes approches de la courbure 68

2.1.2 Procédé A pour les puces en silicium 75

2.1.3 Procédé B pour les puces flip-chip 79

2.1.4 Méthode de caractérisation de profil 79

2.2 Évaluation expérimentale des procédés 82

2.2.1 Plan d'expériences du procédé A 82

2.2.2 Évaluation du procédé B 92

2.2.3 Bilan des procédés A et B 98

2.3 Simulation par éléments finis des procédés de courbure 99

2.3.1 Hypothèses de travail 100

2.3.2 Contraintes dans le silicium pour le procédé A 112

2.3.3 Contraintes dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ pour le procédé B 123

2.3.4 Cristallographie du $Cd_xHg_{1-x}Te$ et plasticité 128

2.4 Conclusion partielle 131

3 Performances optoélectroniques des détecteurs courbes en $Cd_xHg_{1-x}Te$ 135

3.1 Méthodes de caractérisation . . . 136

3.1.1 Chaîne d'acquisition . . . 136

3.1.2 Mesure standard des défauts « durs », des courants et des bruits des détecteurs . . . 138

3.1.3 Mesure de courant d'obscurité avec circuit de lecture à injection directe . 140

3.2 Impact de la courbure sur les performances optoélectroniques . . . 143

3.2.1 Défauts durs : court-circuits et circuits ouverts . . . 143

3.2.2 Courant et réponse des photodiodes . . . 144

3.2.3 Bruit des photodiodes . . . 148

3.2.4 Courbes courant-tension I-V . . . 152

3.2.5 Signature sur le courant d'obscurité . . . 156

3.3 Relations entre les défauts optoélectroniques, les contraintes et les défauts cristallins 162

3.3.1 Corrélations entre les défauts optoélectroniques . . . 162

3.3.2 Modélisation des effets de couplage contrainte et propriétés optoélectroniques 165

3.4 Évaluation d'un système optique à matrice de détecteurs quantiques courbes . . 176

3.4.1 Conditions expérimentales . . . 177

3.4.2 Performances de la caméra . . . 180

3.5 Conclusion partielle . . . 184

Conclusion générale et perspectives 185

Annexes 193

A Constantes 194

A.1 Constantes . . . 194

A.2 Énergies élémentaires . . . 194

B Durées de vie des porteurs dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ 195

B.1 Courant d'obscurité dans les jonctions p-n . . . 195

B.2 Durée de vie des porteurs et phénomènes de recombinaison . . . 195

B.3 Recombinaison radiative . . . 196

B.4 Recombinaison Auger . . . 197

B.5 Recombinaison Shockley-Read . . . 197

B.6 Mesures expérimentales des durées de vie . . . 198

C Procédé B : courbure de composants hybrides, les matrices de détecteurs quantiques 199

D Courbure sphérique convexe temporaire de maquettes 200

E Modélisation du procédé B 201

F De la difficulté de transformer un plan en sphère, et réciproquement... 202

Remerciements

Une thèse est tout sauf un exploit personnel. Désormais, la collaboration est une condition nécessaire (mais non suffisante) à la réussite de tout travail de recherche. Ce ne sont donc pas des collègues mais bien des partenaires que je vais remercier ici.

Encadrant hors pair, disponible, à l'écoute et bienveillant, Manuel Fendler a suivi mes travaux au plus près depuis le début. Je lui souhaite l'épanouissement dans la nouvelle voie professionnelle qu'il a choisi, à la hauteur de sa témérité.

Dynamique et disponible malgré ses multiples projets professionnels et personnels, Karim Inal a également encadré mes travaux et particulièrement aidé dans la rédaction des articles scientifiques et du manuscrit.

Je remercie chaleureusement le jury de thèse d'avoir accepté d'évaluer mes travaux scientifiques. Jean-Georges Gasser a accepté la délicate mission de directeur du jury pour ce travail pluridisciplinaire. Raphaël Estevez et Franck Ruffier ont relu avec attention le manuscrit. Philippe Christol, Élisabeth Massoni et Nicolas Guérineau ont porté des regards critiques enrichissants, respectivement sur la physique du $Cd_xHg_{1-x}Te$, la mise en forme des matériaux et l'optique.

L'environnement de travail exceptionnel du Laboratoire de Packaging et Assemblages (LPA) au CEA/Leti fut déterminant dans mon implication à 200 % dans cette thèse. Je remercie d'abord Hervé Ribot, puis David Henry, chefs du LPA, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire et soutenu. Je donnerai une mention spéciale pour Yann Gaeremynck, mon Yoda de l'optique, et Léandre Gaubert, le jeune Anakin stagiaire ! Un grand merci aussi à tous les autres pour leur bonne humeur quotidienne :

- les jeunes jeunes : Delphine, Baptiste, Johannes, Guillaume,
- les jeunes ni jeunes ni anciens : Gilles (eh oui, désolé Gilles…), Nacer, Alain, Laurent, Fréd', Aurélie, Isabelle, et bien sûr Olivier ;)
- les jeunes anciens (attention, ils sont souvent plus terribles encore que les jeunes jeunes) : Charly, Lydie, François, Jean-Marc, Muriel.

Le laboratoire de caractérisation du DOPT m'a appris un nouveau métier et ses subtilités, grâce à Jean-Paul, Éric, Pierre, Nicolas, Cyrille, Sylvette et André, dit le sage.

Les experts scientifiques du DOPT, Boris, Olivier, Yohan, Christophe et Roch, étaient toujours disponibles pour m'assurer dans l'ascenssion vertigineuse de la physique du $Cd_xHg_{1-x}Te$. J'ai aussi pu compter sur l'aide sans faille de Véro et Claude pour les démarches administratives du CEA, et de Jean-Marie Boucher pour la logistique du BHT.

Les mesures de diffraction X ont été possibles grâce à Patrice Gergaud et Philippe Ballet. Les tests d'indentation ont été réalisés par Christophe Poulain et Baptiste Goubault, et les mesures EBSD par Raphaël Pesci à l'ENSAM de Metz. Patrick Martin m'a aidé à comprendre le paramètre « Martin » ν dans le modèle EKV.

Je remercie également le CEA, le Leti, le DOPT et leurs directeurs respectifs, Jean Terme, Laurent Malier et Bruno Mourey.

La collaboration avec le CEMEF a été fructueuse grâce à sa directrice Élisabeth Massoni. Merci également à ceux qui m'ont accueilli à Sophia-Antipolis : Patrick Coels, Marie-Françoise Guenegan, Sabrina Gastebois, Anne-Claire Jeanson et Antoine Marchal.

La réalisation de la caméra à détecteurs infrarouge courbes et les mesures optiques ont été réalisées en partenariat avec l'ONERA de Palaiseau grâce à Guillaume Druart, Nicolas

Guérineau, Mathieu Chambon, Tatiana et les doctorants et stagiaires du centre.

Le matériel et les mesures ont été financés avec l'aide de la DGA et le programme de recherche TEMOIN 2, coordoné par Jean-Batiste Moulec.

Mon passage à Grenoble n'aurait pas eu la même saveur sans mon engagement dans l'association des jeunes chercheurs du CEA Grenoble, AITAP. Je remercie mes valeureux camarades, dont les 4 générations de présidents, Matteo, Guillaume, Heimanu et Pierre, ainsi qu'Elvira, Emanuela, Thomas, Marion, Sébastien, Monica, Bruno et tous les autres pour les super moments passés ensemble dans cette aventure. Je souhaite aux générations suivantes le courage de continuer à organiser des actions ambitieuses et altruistes.

Il est toujours encourageant de voir les hautes sphères porter une attention particulière aux idées proposées par les jeunes recrues, notamment grâce au support bienveillant d'Isabelle Touet (CEA/DRT), Marie-Noëlle Séméria (CEA/DRT), Marie-Hélène Duluc (GIANT), Alexandrine Sadoul (GIANT) et Susana Bonnetier (Leti).

Tels des druides mystiques embaumés de houblon, ils m'ont donné l'impression que ces trois années à Grenoble n'ont duré qu'un instant : Heimanu, Émilie, Benoit, Lucille, Clément, Cécile, Bertrand, Guillaume, Alexis, Matteo, Périne et Davide. Une mention spéciale revient à Sam, pour tout ce que je ne pourrai pas exprimer par des mots. Je remercie également Julien, Flo, Dave, Cédric et tous mes amis d'école d'ingénieur, de prépa, de Picardie et d'Italie pour les nombreux moments agréables que nous avons passés ensemble pendant la thèse.

Pour leur soutien sans faille, je tiens à remercier chaleureusement ma petite famille, Dominique, Tahar et Élodie. Je leur dédie ce manuscrit.

Cry again. Fail again. Fail better. - Samuel Beckett

Je dédie ce manuscrit de thèse
à mes parents Dominique et Tahar,
et à ma sœur Élodie.

Manuscrit de thèse sous licence Creative Commons CC-BY-NC-SA
Un effort constant a été mené au cours des travaux de recherche rapportés ici pour soutenir le logiciel libre : Gnuplot (tracer de courbes), Xcas (calcul formel), Maxima (calcul formel), Scilab (calcul matriciel), Awk (traitement de fichier texte formaté), Notepad++ (éditeur de fichier texte), TeXnicCenter (éditeur de fichier LaTeX), SumatraPDF (lecteur de fichier PDF). Ce document a été intégralement rédigé en LaTeX avec une disposition de clavier orthogonal francophone « bépo ».

Introduction générale

« Toute nouveauté en philosophie commence par une hérésie, et en politique, par une opinion minoritaire. » disait Mikhaïl Gorbatchev. Nous pourrions ajouter « et en science par une idée farfelue. »

En 2007, une idée farfelue investit le laboratoire de packaging du département optronique du CEA/Leti : et si on courbait les détecteurs infrarouge ?

Pour ceux qui fabriquent et assemblent les composants issus des technologies de la microélectronique, le concept est en effet saugrenu. Depuis des décennies, les étapes générales de fabrication collective des puces n'ont pas beaucoup changé sur le principe : photolitographies, dépôts, implantations ioniques, plasmas de surface, découpe, cablage, hybridation, etc. Afin d'augmenter les rendements industriels, les efforts ont essentiellement portés sur la densification des motifs (*e.g.* transistors de plus en plus petits) et sur la taille croissante des wafers (galettes de silicium monocristallin sur lesquelles les puces sont fabriquées) : c'est la « loi de Moore ».

Avec les limitations de cette approche en vue, les tendances portent aujourd'hui sur le « more Moore », la miniaturisation des motifs, et le « more than Moore », l'augmentation du nombre de fonctions par unité de surface (typiquement par intégration 3D, les *MicroElectroMechanical Systems*, etc.).

Néanmoins, toutes les techniques traditionnelles utilisées dans ces paradigmes ont en commun la planéité des surfaces utilisées. La rugosité et la courbure des wafers et des puces sont même critiques pour certaines étapes comme l'hybridation flip-chip de puces à forte densité d'interconnexions.

Pourtant, les concepteurs de systèmes optiques sont habitués à imaginer des surfaces de détection courbes. En effet, les miroirs et les lentilles produisent naturellement des images nettes sur des surfaces courbes. Usuellement, les courbures engendrées par les différents élements optiques se compensent grâce à des associations complexes et des surfaces asphériques. Parfois, plusieurs matrices de détecteurs planaires sont aboutées pour épouser une surface légèrement courbe.

Ainsi, la fabrication de matrices de détecteurs infrarouge courbes répond à un besoin dans la conception des systèmes optiques. Dans le domaine infrarouge, l'ONERA conçoit des prototypes de caméra pour démontrer de nouveaux concepts. Sofradir et sa filiale Ulis sont des entreprises françaises qui fabriquent des matrices de détecteurs infrarouge quantiques (en semiconducteurs II-VI et III-V) et bolométriques, respectivement. Le CEA/Leti est un Établissement Public à caractère Industriel et Commercial (EPIC) qui développe notamment des matrices de détecteurs infrarouge sur des concepts innovants. Avec l'aide financière de la Délégation Générale pour l'Armement (DGA), ces trois organismes sont partenaires pour fabriquer une caméra à détecteurs infrarouge courbes.

Les travaux de thèse encadrés par le CEntre de Mise En Forme des matériaux (CEMEF), rattaché aux Mines ParisTech, ont été conduits au CEA/Leti sous la co-direction de Manuel Fendler (CEA) et Karim Inal (CEMEF).

Les premières tentatives rapportées dans la littérature de courber des puces s'appuient sur l'électronique flexible. Son développement dans les années 2000 a permis de substituer un sub-

strat souple, flexible et extensible à la place des wafers de silicium. Les applications potentielles sont principalement les puces bio-compatibles et l'optoélectronique (émission et réception).

En 2008, le journal Nature publie la première matrice de détecteurs visibles courbe. Le rayon de courbure sphérique du support en PDMS atteint 12,9 mm. La matrice consiste en un réseau de 16x16 jonctions P-N au pas de 920 µm, avec des pixels photosensibles de 500x500 μm^2 adressés un par un via un circuit de lecture déporté. La clé de cette approche est l'ensemble des interconnections entre les pixels, des bras métalliques très fins qui assurent la fonction de conducteur électrique et de bras mécanique flexible.

D'autres matrices de détecteurs ont ensuite été fabriquées, en utilisant toujours ces bras métalliques flexibles. Or, cette approche possède plusieurs inconvénients :

- la place requise pour les bras mécaniques est perdue et des tranchées aveugles apparaissent sur les images,
- la complexité du transfert sur support souple empêche d'obtenir des fortes densités de pixels (avec des pas typiques inférieurs à 10 µm en 2014),
- la structure du pixel est très simple mais l'intégration des charges et les fonctions de multiplexage sont externalisées, contrairement aux imageurs actuels.

Par opposition à cette approche, des travaux de recherche au CEA/Leti ont porté sur une méthode de courbure sphérique de matrices de détecteurs qui conserve les dernières avancées technologiques en termes de taux de remplissage, densité des pixels et intégration de fonctions. La clé de ce nouveau procédé est l'amincissement du composant en fin de chaîne industrielle jusqu'à des épaisseurs inférieures ou égales à 50 µm. À ce stade, la puce en silicium est flexible et peut être mise en forme sphérique à des rayons de courbure inférieurs à 100 mm.

Ce nouveau procédé a été appliqué avec succès aux matrices de microbolomètres infrarouge à un rayon de 73 mm. Les composants sont toujours intègres et fonctionnels. La réalisation d'une caméra compacte à deux lentilles du commerce a permis d'évaluer les performances du démonstrateur à rétine courbe.

Cependant, dans le domaine infrarouge, les applications à haute valeur ajoutée comme l'astronomie et parfois le militaire ont besoin de composants à hautes performances. Les détecteurs quantiques en $Cd_xHg_{1-x}Te$ couvrent un large spectre (du visible à l'infrarouge lointain), possèdent un faible courant d'obscurité et un fort rapport signal sur bruit. Or, obtenir une matrice de détecteurs en $Cd_xHg_{1-x}Te$ de forme sphérique est un challenge pour trois raisons :

- Le substrat de croissance du $Cd_xHg_{1-x}Te$ est très fragile (ténacité cinq fois plus faible que le silicium).
- Le composant est hybride, c'est-à-dire que le circuit de détection en CdTe est reporté par un étage dense d'interconnections sur un circuit de lecture en silicium.
- En fonctionnement, le composant est généralement refroidi à 80 K.

Le présent manuscrit de thèse rapporte les travaux de recherche sur la mise en forme hémisphérique de détecteurs infrarouge en CdHgTe et l'étude de leurs propriétés optoélectroniques induites. Il se compose de trois chapitres.

Dans le premier chapitre, l'intérêt et les enjeux des rétines courbes sont rappelés. Une attention particulière est portée sur les systèmes optiques infrarouge avec des exemples d'applications dans le domaine spatial et militaire. Les deux filières technologiques de la détection infrarouge, les microbolomètres et les détecteurs quantiques, sont décrites. L'accent est porté sur les détecteurs en $Cd_xHg_{1-x}Te$ utilisés dans la suite de la thèse. Une étude bibliographique des propriétés thermomécaniques et optoélectroniques de cet alliage met en évidence un certain nombre de lacunes. Son élasticité anisotrope et les mécanismes de plasticité d'une part, et le couplage entre ses propriétés optoélectroniques et son état contraint ou déformé d'autre part, permettent d'anticiper un effet sur les performances de composants après mise en forme hémisphérique.

Après une brève présentation des méthodes utilisées pour obtenir des puces courbes, deux procédés distincts sont présentés dans le deuxième chapitre. Le premier concerne les puces amincies en silicium pour lequel un plan d'expériences optimisera les paramètres et déterminera les

limites. Une simulation par éléments finis (Ansys©) tenant compte de l'élasticité anisotrope du silicium et des rapports de forme particuliers des puces expliquera les défauts de surfaces observés expérimentalement et les limites de ce procédé. Pour les puces hybrides de type flip-chip, un autre procédé sera développé pour obtenir six matrices fonctionnelles de détecteurs en $Cd_xHg_{1-x}Te$ sphériques et cylindriques. Afin de connaître le niveau de contrainte dans les couches actives engendré par cette mise en forme, une simulation par éléments finis sera réalisée avec une loi de comportement élastique anisotrope du $Cd_xHg_{1-x}Te$ et du silicium. Quelques remarques sur la plasticité seront également discutées.

Dans le dernier chapitre, des propriétés optoélectroniques des six matrices de détecteurs refroidis en $Cd_xHg_{1-x}Te$ (MWIR au format TV/4 au pas de 30 µm) seront caractérisés : courant photonique, réponse, bruit, NETD, courbes I-V et courant d'obscurité. Une nouvelle méthode de caractérisation du courant d'obscurité sera proposée avec une implémentation du modèle de transistor Enz-Krummenaker-Vittoz (EKV) dans le langage Scilab©. Les performances générales et les défauts seront étudiés, à la lumière des résultats de la simulation mécanique du procédé. Un modèle sur les effets optoélectroniques des dislocations dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ sera discuté. Les performances globales du composant sphérique au rayon de 196 mm seront mises à l'épreuve par la réalisation d'un prototype de caméra compacte fonctionnelle. Une fonction de transfert de modulation (FTM) sera mesurée en différents points du champ.

Chapitre 1

De la courbure des plans focaux dans l'infrarouge

Sommaire

1.1 Intérêts et enjeux de la courbure de plans focaux 12
1.1.1 Conception des systèmes optiques 12
1.1.2 Apport de la courbure du plan focal 15
1.1.3 Enjeux pour l'astronomie et les caméras compactes 18
1.2 Les détecteurs infrarouge 23
1.2.1 Les bolomètres 23
1.2.2 Les détecteurs quantiques de la filière $Cd_xHg_{1-x}Te$ 29
1.2.3 Le circuit de lecture à injection directe 38
1.3 Propriétés thermomécaniques et électro-optiques du $Cd_xHg_{1-x}Te$. 42
1.3.1 Des propriétés thermomécaniques mal connues 42
1.3.2 Des effets de couplage thermomécaniques et optoélectroniques 57
1.4 Conclusion partielle 64

De nombreux concepts sont introduits dans ce chapitre en optique, mécanique et optoélectronique. Ils permettent de se familiariser avec les matériaux, les procédés et les conventions rencontrés dans la thèse.

Quelques principes généraux de la conception des systèmes optiques sont d'abord présentés. L'apport de la courbure de la surface de détection est alors discuté, avec quelques exemples dans le domaine infrarouge pour des applications spatiales et militaires.

Deux filières technologiques principales se distinguent pour la détection infrarouge : les bolomètres et les détecteurs quantiques. Elles sont présentées en se focalisant particulièrement sur l'alliage $Cd_xHg_{1-x}Te$ utilisé dans les détecteurs quantiques au cours de la thèse.

De plus, la mise en forme hémisphérique de matrices de détecteurs en $Cd_xHg_{1-x}Te$ nécessite la connaissance fine des propriétés thermomécaniques de cet alliage. De plus, ses fonctions de détection peuvent être affectées par un champ de contrainte et de déformation. Ainsi, l'étude bibliographique de la troisième partie de ce chapitre porte d'une part sur les propriétés élastiques et plastiques, et d'autre part sur les couplages thermomécanique et optoélectronique connus dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$.

1.1 Intérêts et enjeux de la courbure de plans focaux

Les matrices de détecteurs sont des composants optoélectroniques à la croisée de deux mondes bien distincts : l'optique et la microélectronique. Elles sont un maillon essentiel dans la conception des systèmes optiques, dont la section 1.1.1 rappelle brièvement les principes généraux.

Les plans focaux courbes possèdent des avantages en terme de conception optique dont j'expliquerai rapidement les leviers. Dans l'infrarouge, deux applications représentatives, un télescope terrestre et une caméra compacte embarquée, permettent de comprendre les enjeux de la courbure.

1.1.1 Conception des systèmes optiques

La conception de systèmes optiques remonte à plusieurs siècles. Pour répondre aux besoins de navigation de l'époque, les marchands et guerriers se sont tournés vers le ciel. Il est donc naturel de voir apparaître les premières lunettes astronomiques à la renaissance. Aujourd'hui, la conception des systèmes optiques s'est très largement diversifiée pour répondre à de nombreux besoins.

Prenons l'exemple du domaine spatial. Il faut distinguer plusieurs situations. D'une part, l'utilisateur peut chercher à surveiller une large zone de l'espace pour mesurer les trajectoires d'un grand nombre d'objets (des astéroïdes par exemple). D'autre part, l'observation précise à différentes longueurs d'onde d'un objet céleste très éloigné requière un télescope aux caractéristiques bien différentes.

Pour un cahier des charges donné, il existe souvent plusieurs solutions et il s'agira de faire des compromis. Généralement, les spécifications prioritaires sont le coût, le volume (et/ou la masse) et la « qualité optique ». Cette dernière peut être caractérisée à l'aide des aberrations optiques.

Dans un système optique imageant sur une surface de détection, l'objet observé génère des rayons lumineux, potentiellement à différentes longueurs d'onde, qui convergent vers le plan image. Si l'ensemble des rayons émis par un point de l'objet converge vers un unique point du plan image, alors le système optique est parfait. Dans les systèmes réels, ce n'est jamais le cas. Il existe deux types d'erreurs (appelées aberrations optiques) : géométriques et chromatiques.

Les aberrations géométriques sont nombreuses : sphérique, coma, astigmatisme, distorsion et courbure de champ. L'aberration de courbure de champ sera développée dans la section suivante, page 15. Les autres aberrations géométriques sont décrites dans la thèse de Delphine Dumas [1].

L'aberration chromatique correspond à une dépendance du point de focalisation en fonction de la longueur d'onde du rayon lumineux. Elle se corrige traditionnellement par une compensation des effets chromatiques entre plusieurs lentilles. Un système optique possédant des optiques diffractives (comme les lentilles) est donc optimisé dans une certaine plage de longueurs d'onde.

Mes travaux de recherche se sont focalisés dans le domaine électro-magnétique infrarouge (IR). Les limites entre domaines électromagnétiques sont sujets à variation selon les spécialités scientifiques et technologiques, mais l'infrarouge peut être délimité par les longueurs d'onde visibles vers 800 nm et micro-ondes vers 1 mm.

Les caractéristiques de transmission optique de l'atmosphère terrestre (figure 1.1) ont permis une subdivision en 4 régions :

- le proche infrarouge (*SWIR* pour *Short Wave InfraRed*) correspond à la première bande de transmission de l'atmosphère, entre 0,8 et 3 µm ;
- l'infrarouge moyen (*MWIR* pour *Medium Wave InfraRed*) correspond à la deuxième bande, entre 3 et 5 µm ;
- l'infrarouge lointain (*LWIR* pour *Long Wave InfraRed*) correspond à la troisième bande, entre 5 et 12 µm ;
- l'infrarouge très lointain (*VLWIR* pour *Very Long Wave InfraRed*), au-delà de 12 µm.

L'intérêt de l'observation dans l'infrarouge est multiple. À la surface de la Terre, les tempé-

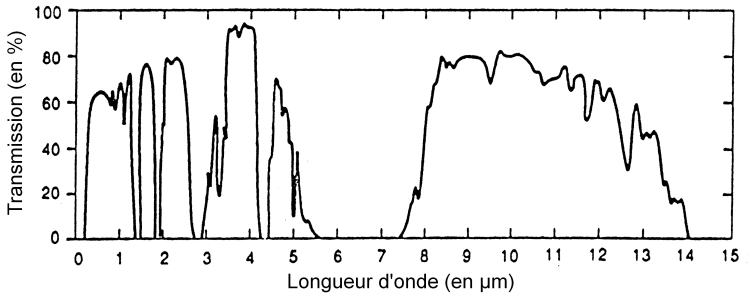


FIGURE 1.1 – Transmission spectrale atmosphérique observée sur 2 km au sol [2].

ratures moyennes varient généralement entre 250 K et 310 K. À cette température T, les corps noirs [1] rayonnent selon la loi de déplacement de Wien (équation 1.1, dans le système d'unité international) à une longueur d'onde comprise entre 9,4 et 12 µm, c'est-à-dire dans l'infrarouge lointain.

$$\lambda_{max} = \frac{2,9 \times 10^{-3}}{T} \tag{1.1}$$

Pour des températures plus élevées, typiquement de quelques centaines de degrés Celsius jusqu'à quelques milliers (la sortie de tuyère d'un avion à réaction par exemple), le rayonnement entre dans les domaines infrarouge moyen et proche. L'imagerie infrarouge permet donc de connaître les températures des corps à distance : c'est la thermographie IR.

Plusieurs applications se basent sur ce principe. Dans le milieu industriel, les points chauds comme les fuites de gaz sur les plate-formes offshore ou les court-circuits dans les armoires électriques sont facilement détectables. L'isolation thermique des bâtiments utilise également la thermographie. Dans le milieu médical, des anomalies de températures élevées, locales dans le cas d'inflammations superficielles, globales dans le cas des fièvres, permettent des diagnostics rapides et efficaces. Les lésions qui modifient la vascularisation en surface de manière temporaire (brûlures) ou chronique (pathologies liées à l'angiogenèse) sont décelables.

L'analyse du spectre d'émission, de réflexion ou de transmission d'un objet dans le domaine infrarouge apporte des informations sur sa nature. L'analyse des gaz bénéficie ainsi de la spectroscopie infrarouge. Les gaz absorbants dans l'infrarouge (essentiellement la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone, l'ozone, l'oxyde d'azote, le dioxygène, le diazote, le méthane et le monoxyde de carbone) peuvent être quantifiés. L'astrophysique utilise intensivement l'infrarouge pour observer la formation des étoiles, des galaxies, leur évolution et la chimie du milieu spatial (figure 1.2) [3]. À titre plus anecdotique, l'authenticité des billets de banque européens peut être contrôlée dans l'infrarouge (figure 1.3) [4]. Une technique originale pour retrouver le dessin d'un artiste sous une couche de peinture consiste à tirer partie de la différence d'absorption dans l'infrarouge entre la peinture et le carbone. En éclairant l'œuvre avec une source infrarouge, le trait de carbone absorbe le rayonnement tandis que la peinture y est transparente (figure 1.4) [5].

L'application essentielle du domaine infrarouge reste la vision nocturne embarquée, le secteur militaire étant le premier marché. Qu'elle soit intégrée dans les jumelles du fantassin, placée sur un char ou embarquée dans un « pod optronique » sur un hélicoptère ou un avion de chasse, la caméra infrarouge donne sur le champ de bataille un avantage concurrentiel critique. Dans les guerres asymétriques, l'avantage de celui qui possède cette technologie est évidente. Dans un contexte symétrique, les meilleures caméras permettent une détection, reconnaissance et identification à plus longue distance, un faible poids, une autonomie accrue, etc.

La conception des systèmes optiques dans l'infrarouge reprend les concepts développés au début de cette section. Cependant, quelques particularités peuvent être soulignées.

Les matériaux généralement utilisés dans la fabrication de lentilles et prismes comme le

1. Le corps noir est un corps fictif idéal dont le spectre électromagnétique d'émission ne dépend que de la température.

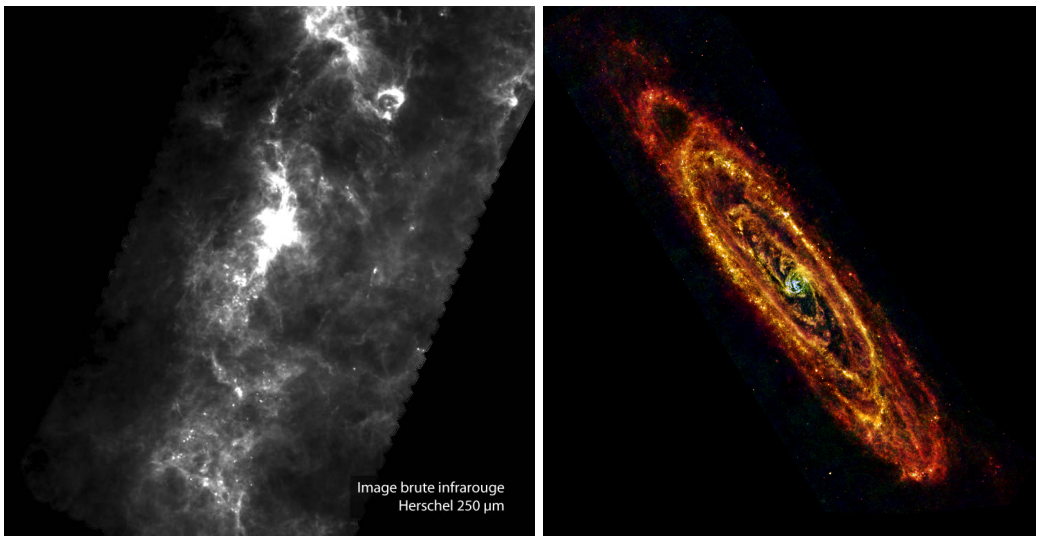


FIGURE 1.2 – Photographie de la galaxie Andromeda obtenue par Hershel (instruments PACS et SPIRE), à gauche l'image brute en échelle de gris à 250 µm, à droite une combinaison en fausses couleurs des images obtenues à 70, 100, 160 et 250 µm.

FIGURE 1.3 – Photographie d'un billet de 5 euros en infrarouge [4].

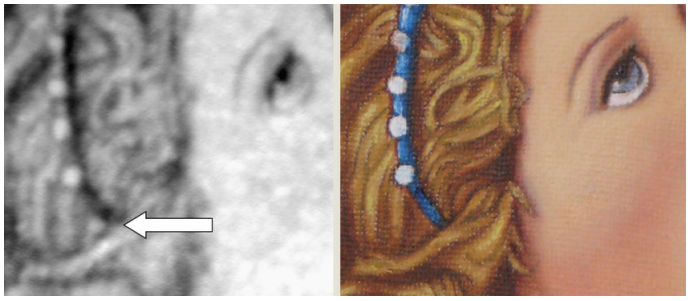


FIGURE 1.4 – Photographie d'un détail de *Music-making Angel* de Melozzo da Forlì, interprété par A. Criado Portal en 2010, à gauche en proche infrarouge (0,9 à 1,7 µm, détecteurs InGaAs), à droite en visible. La flèche pointe une perle qui a été dessinée au carbone mais qui n'apparaît pas sur la peinture.

germanium (figure 1.5), le silicium, le séléniure de zinc et le fluorure de calcium possèdent une fenêtre de transmission indépendante de la longueur d'onde sur de larges bandes spectrales infrarouge. Par conséquent, les aberrations chromatiques sont assez faciles à corriger.

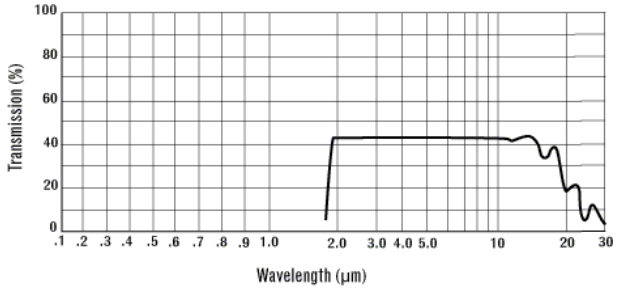


FIGURE 1.5 – Courbe de transmission du Germanium sans traitement de surface [6].

Une autre particularité du domaine infrarouge est relative aux limites causées par la diffraction. En effet, l'image d'un faisceau lumineux à travers un système diffractif (contenant au moins une lentille par exemple) n'est pas un point mais une tache étendue. La forme et la taille de la tache dépendent du système optique et de la longueur d'onde du rayonnement considéré. Au premier ordre, la dimension latérale l de la tache est donnée par l'équation 1.2, avec N le nombre d'ouverture [2] du système optique et λ la longueur d'onde. Dans le domaine infrarouge, elle est donc typiquement de quelques microns. Ce phénomène limite la course à la réduction de la taille des pixels dans les matrices de détecteurs.

$$l \approx 1,22\lambda N \tag{1.2}$$

La détection infrarouge étant sensible aux températures proches de la température ambiante, le contrôle thermique du système optique et des détecteurs est important. Selon le type de détection utilisée (cf. paragraphe suivant), il peut être nécessaire de refroidir les détecteurs et de « masquer » leur environnement thermique, sans quoi ils pourraient « se voir » eux-même.

1.1.2 Apport de la courbure du plan focal

Pour réaliser un système optique, le concepteur doit se poser la question de la surface de détection. Il faut diférencier 2 situations.

- Dans le cas où le faisceau sortant du système optique est imagé par l'œil, il doit être collimaté. Un tel système est très tolérant aux aberrations optiques puisque l'œil peut se déplacer et accommoder pour les compenser. Dans l'infrarouge, des intensificateurs de lumière (basés sur des photomultiplicateurs) collectent dans le visible et le proche infrarouge et sont utilisés dans des systèmes de vision nocturne (lunettes de visée, jumelles compactes, etc.).
- Dans le cas où le faisceau est imagé par une surface absorbante (feuille de papier dans le visible, film photographique, matrice de détecteurs opto-électroniques), il doit converger vers une surface appelé plan image.

Par soucis de simplification, les premières surfaces de détection (sur le Daguerréotype dans les années 1830 par exemple) étaient planes. Il fallut atteindre près d'un siècle pour concevoir les premiers appareils photographiques avec une surface de détection non plane. En 1926, Émile Henry le Provost dépose un brevet aux États-Unis sur la courbure des surfaces de détection. Il écrit [7] :

> « *The objectives of the Petzval type (...) give very huninous and detailed images, but they have the great inconvenience of giving from a plane object a curved image, this image being approximately spherical. As the plates and films used up to this day*

2. Le nombre d'ouverture N est le rapport de la focale f de l'objectif par le diamètre D de la pupille d'entrée : $N = \frac{f}{D}$. Il caractérise l'ouverture relative du système optique.

Caractéristiques	Valeurs
Longueur focale	9 mm
Nombre d'ouverture	4
Champ maximum	40 °

TABLE 1.1 – Caractéristiques du système optique

in photography are plane sensitive surfaces, alone the central portion of the image produced with a Petzval objective can be practically used for impressing them. »

Cependant, il anticipe aussitôt la difficulté de fabriquer des surfaces sphériques et se contente dans un premier temps d'une courbure cylindrique.

« *The film will be fitted on a cylindrical film-carrier the direction x of which is an arc of a circle having a radius approximately equal to that of the sphere on which the image is projected ; but, for enlarging in all directions the useful field of the apparatus, it is not possible to cause the film to take a spherical shape (...).* »

En effet, malgré les difficultés technologiques de réalisation de surfaces photosensibles non planes, l'intérêt de la courbure est multiple.

Parmi les aberrations géométriques, toutes sont sensibles à la forme de la surface de détection. La mise en évidence la plus simple de l'intérêt de la courbure concerne l'aberration de courbure de champ d'un système optique élémentaire. Prenons une lentille plano-convexe derrière un diaphragme (pire cas, figure 1.6), ses caractéristiques sont données dans le tableau 1.1. Le plan image est orthogonal à l'axe optique au point de focalisation les rayons axiaux. Les rayons incidents avec un angle de 40 ° ne se focalisent pas sur le plan image mais légèrement devant. Une surface de détection courbe permettrait de se placer en chaque point de parfaite focalisation (figure 1.6).

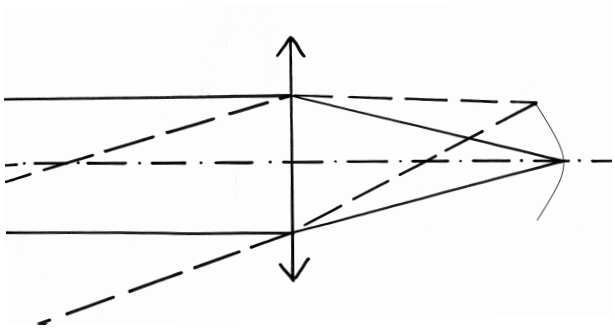


FIGURE 1.6 – Schéma de l'aberration de courbure de champ. L'ensemble des points de focalisation n'est pas un plan mais une surface courbe.

Au premier ordre, pour ce système optique très simple, la surface de parfaite focalisation est une sphère de rayon R (rayon de Petzval) donné par l'équation 1.3, r est le rayon de la lentille plano-convexe, n l'indice de réfraction du matériau de la lentille [8]. Idéalement, un rapport $\frac{1/R}{1/r}$ proche de zéro donne une surface de Petzval quasiment plane. Dans l'infrarouge, les indices des matériaux transparents sont typiquement assez haut (supérieurs à 2). Par exemple, le germanium se situe à n = 4,05 pour une longueur d'onde de 2,8 µm [9]. Cette aberration est donc particulièrement pénalisante dans l'infrarouge. La figure 1.7 représente le rapport $\frac{1/R}{1/r}$ en fonction de l'indice de la lentille n.

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r}\left(1 - \frac{1}{n}\right) \tag{1.3}$$

Pour un système plus complexe avec plusieurs lentilles sphériques, l'équation 1.3 devient une somme sur les N interfaces (équation 1.4). Les rayons sont comptés algébriquement et une

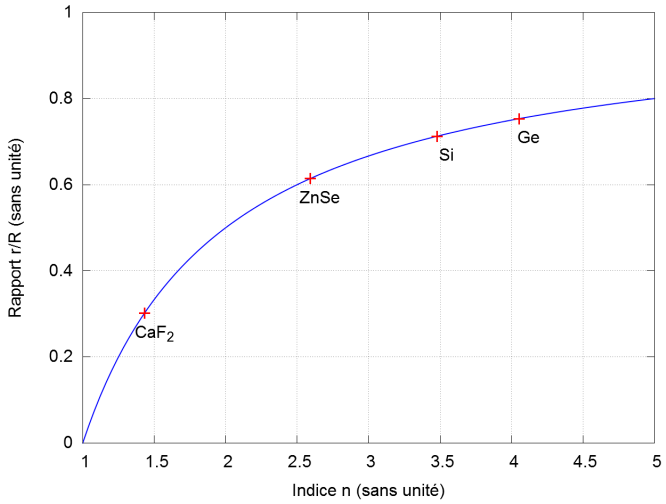


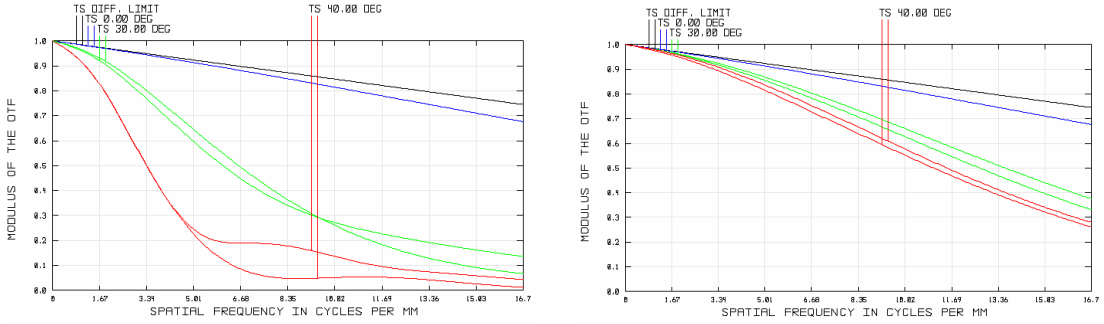
FIGURE 1.7 – Graphe de la fonction $\frac{1/R}{1/r}$ en fonction de l'indice de la lentille n. Différents matériaux sont placés sur la courbe : Ge, Si, ZnSe, CaF_2 (pour les indices des matériaux, se référer à [9])

surface plane possède un rayon infini.

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{1}{r_i} \left(\frac{1}{n_i} - \frac{1}{n_{i+1}} \right) \tag{1.4}$$

Par conséquent, pour un système optique compact, avec un faible nombre d'interfaces, le nombre de combinaisons est faible pour augmenter le rayon de Petzval et converger vers un plan image. Le travail du concepteur sera donc particulièrement facilité si la surface de détection peut être directement accommodée sur la surface de Petzval. La courbure permet dans ce cas de supprimer complètement l'aberration de courbure de champ.

Pour mesurer la performance d'une telle caméra d'un point de vue optique, un critère largement utilisé est la Fonction de Transfert de Modulation (FTM). Celle-ci consiste à mesurer la perte de modulation d'intensité à travers un système optique à l'aide de mires (typiquement des fentes rectilignes à une certaine fréquence spatiale). Sa valeur est comprise entre 0 et 1, 0 pour une perte totale, 1 pour l'absence de perte. La figure 1.8 donne la FTM en fonction de la fréquence spatiale pour des rayons incidents avec un angle de 0 °, 30 ° et 40 °.



(a) Avec une surface de détection plane. (b) Avec une surface de détection sphérique.

FIGURE 1.8 – FTM du système optique caractérisé par le tableau 1.1.

Dans le cas d'un détecteur plan, la FTM des rayons fortement hors-axe est rapidement dégradée. Pour les rayons à 40 °, elle atteint 50 % à une fréquence spatiale de 3,34 mm^{-1}. Dans le cas d'un détecteur courbe, la FTM est plus homogène. Elle atteint 50 % vers 11 mm^{-1} pour les rayons à 40 °.

La courbure de la surface de détection permet également d'augmenter l'éclairement hors-axe.

La figure 1.9 fixe les notations. Une source dans le plan objet émet de la lumière dans toutes les directions. On note I_0 l'intensité lumineuse émise par une surface élémentaire dS, I_θ celle émise par une même surface dS faisant un angle θ avec l'axe optique, E_0 l'éclairement reçu par la surface dS sur l'axe optique et E_θ celui reçu hors-axe. Le flux lumineux F est inversement proportionnel à la distance d au carré entre la source et le récepteur (équation 1.5). Le flux reçu hors-axe est plus faible à cause de trois contributions :

- sa surface de collection projetée est plus faible : $S_\theta = S_0 \cos\theta$;
- la surface émettrice projetée est plus faible : $I_\theta = I_0 \cos\theta$;
- la distance entre la source et le récepteur est augmentée : $d_\theta^2 = \frac{d_0^2}{\cos^2\theta}$.

Par conséquent, le rapport entre l'éclairement hors-axe et sur l'axe vaut $\cos^4\theta$. Cette loi dite « en $\cos^4$ » est responsable d'une diminution de l'éclairement en bord de champ dans les systèmes ouverts. Elle est généralement corrigée par le traitement numérique du signal.

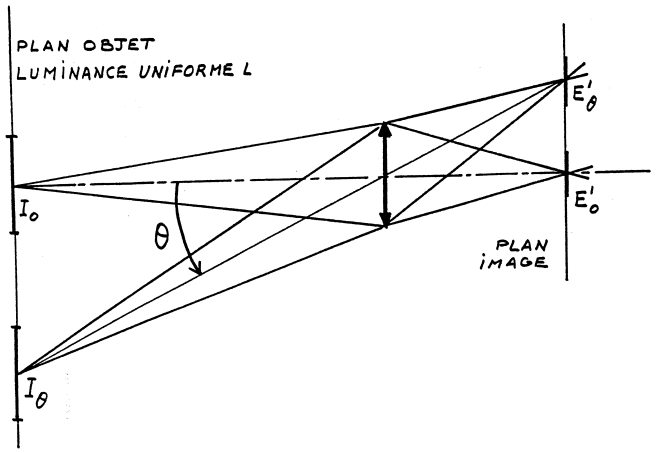


FIGURE 1.9 – Schéma de principe de la diminution de l'éclairement en bord de champ. Un système optique modélisé par une lentille fait converger les rayons issus du plan objet sur le plan image. L'indice 0 concerne les rayons issus de l'axe optique et l'indice θ concerne les rayons hors-axe avec un angle θ [2].

$$F = \frac{IS}{d^2} \tag{1.5}$$

Dans le cas d'une surface de détection courbe, l'éclairement hors-axe est modifié par deux mécanismes. D'abord, l'inclinaison de la surface de collection modifie l'air projetée. Ensuite, la distance entre la source et le récepteur est diminuée. Dans le meilleur des cas, une source ponctuelle illumine une surface de détection sphérique. La distance source/récepteur est constante et la surface de collection est toujours orthogonale à la direction des rayons. Dans ce cas, le rapport entre l'éclairement hors-axe et sur l'axe vaut $\cos\theta$ (figure 1.10).

La courbure du plan focal apporte donc deux avantages principaux : la correction d'aberrations optiques permet la simplification de la caméra tout en préservant sa qualité optique et l'éclairement est amélioré en bord de champ. La fabrication de matrices de détecteurs courbes issues des technologies de la microélectronique sera l'objet du chapitre deux. La section suivante présente quelques cas concrets de l'intérêt de la courbure du plan focal.

1.1.3 Enjeux pour l'astronomie et les caméras compactes

1.1.3.1 Un cas d'étude : OptiMOS-EVE

La détection multispectrale dans le domaine spatial est un enjeu scientifique, économique et stratégique de taille. De l'étude de la formation des galaxies à la navigation des satellites, en passant par l'observation terrestre, l'infrarouge occupe une place significative. Le fabricant de détecteurs infrarouge Sofradir a remporté en 2011 le plus gros contrat de l'histoire de sa société

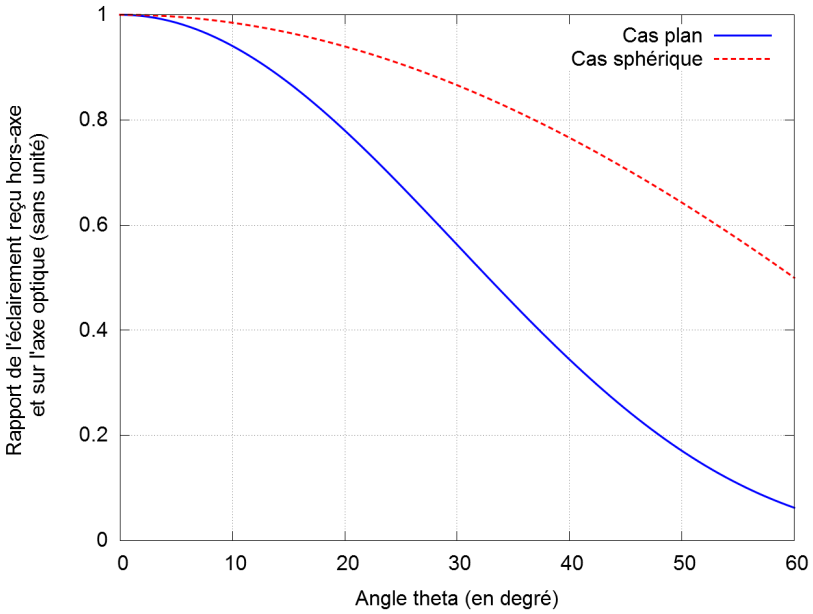


FIGURE 1.10 – Rapport de l'éclairement reçu hors-axe et sur l'axe optique en fonction de l'angle θ. La courbe bleue correspond au pire cas avec une surface de détection plane, la courbe rouge correspond au meilleur cas avec une surface de détection sphérique.

sur un programme spatial : l'équipement de détecteurs du SWIR jusqu'au VLWIR des prochains satellites de météorologie, *Meteosat Third Generation*, commandés par EumetSat [10].

Pour illustrer le gain apporté par les matrices de détecteurs courbes dans le domaine spatial, nous prendrons l'exemple d'un instrument conçu pour le télescope géant européen (E-ELT pour *European Extremely Large Telescope*, figure 1.11) : OptiMOS-EVE [1, 11]. Il s'agit d'un spectromètre multi-objets (jusqu'à 300) visible et proche infrarouge (jusqu'à 1,7 µm). La collecte du flux lumineux est réalisée à l'aide de fibres optiques. La résolution spectrale de l'instrument R (équation 1.6, avec λ la longueur d'onde et $\delta\lambda$ la plus petite différence de longueurs d'onde mesurable) varie en fonction de la longueur d'onde entre 5000 et 40000.

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \tag{1.6}$$

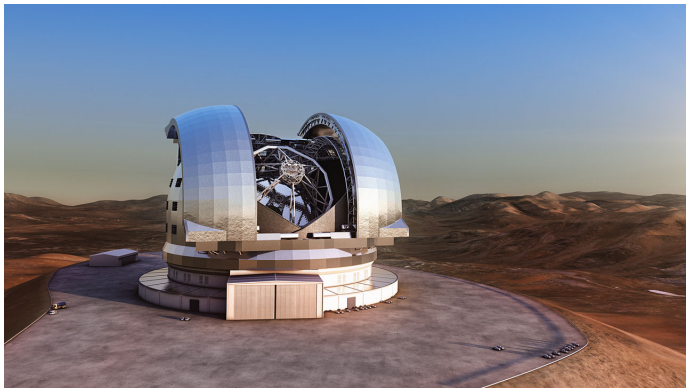


FIGURE 1.11 – Vue d'artiste du télescope géant européen E-ELT (crédit : ESO/L. Calçada). Avec un miroir primaire de 39,3 m de diamètre, le plus grand jamais construit, il devrait être opérationnel au début des années 2020.

Dans la conception initiale, le système optique, ouvert [3] à f/1,186, comporte 8 lentilles, dont 3 asphériques (figure 1.12). Il converge vers un plan focal de 40x80 mm^2 composé de deux

3. Le nombre d'ouverture N (ici de 1,186) est le rapport de la focale f de l'objectif sur le diamètre de la pupille d'entrée D : $N = \frac{f}{D}$.

matrices de 4000x4000 détecteurs, aux pas de 10 µm. En bord de champ, les rayons incidents les plus inclinés par rapport à l'axe optique ont un angle de 7 °. La résolution élémentaire souhaitée de l'instrument est de 60x60 µm^2. Pour permettre une comparaison ultérieure avec des caractéristiques de caméras compactes, ces valeurs sont résumées dans le tableau 1.2.

	Caractéristiques	Valeurs
Optique	Résolution spectrale	5000 à 30000
	Ouverture	1,2
	Bande spectrale	visible et proche infrarouge
	Nombre d'éléments	8 lentilles dont 3 asphériques
Matrice de détecteurs	Technologie	$Cd_xHg_{1-x}Te$ refroidi
	Pas pixel	10 µm
	Taille totale de la matrice	40x80 mm^2

TABLE 1.2 – Caractéristiques de l'instrument OptiMOS-EVE de l'E-ELT.

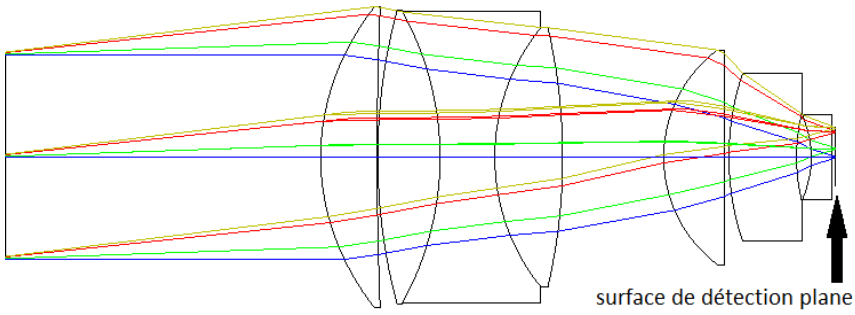


FIGURE 1.12 – Architecture de l'instrument OptiMOS-EVE sur l'E-ELT optimisée pour une surface de détection plane. Elle comporte 8 lentilles dont 3 asphériques.

La qualité du système est mesurée par la fonction d'étalement du point (FEP en français, PSF pour *Point Spread Function* en anglais). À une longueur d'onde et un angle incident donnés, un point du plan objet donne une tache dans le plan image. Si la taille de la tache est inférieure à 60 µm, l'objet est parfaitement résolu.

Dans un premier temps, le concepteur optimise le système optique pour une surface de détection plane (figure 1.12). La conception et les simulations ont été réalisées par Philippe Laporte et Fanny Chemla de l'Observatoire de Paris à Meudon (OBSPM). Sur la figure 1.13, les diagrammes de PSF ont été simulés avec le logiciel Zemax© pour 4 angles d'inclinaison des rayons incidents (0, 2, 6 et 7 °) et 5 longueurs d'onde (0,9, 1,1, 1,3, 1,5 et 1,7 µm). La taille du cadre est celle du pixel : 60x60 µm^2. Il apparaît clairement que les rayons en bord de champ (6 et 7 °) ne répondent pas aux spécifications et sortent du pixel. Même pour les rayons faiblement inclinés à 0 et 2 °, la précision demandée n'est pas atteinte au bord du spectre, à 1,7 µm. La qualité finale de l'image est donc dégradée.

Dans un deuxième temps, le concepteur du système optique supprime la contrainte de planéité de la surface de détection. Il réalise une nouvelle optimisation en équilibrant les aspects complexité de l'architecture et qualité optique. La figure 1.14 donne le nouveau système optique optimisé avec une surface de détection sphérique concave à un rayon de 335 mm. Il ne comporte plus que 7 lentilles dont une seule asphérique. Sa complexité est donc diminuée pour un gain triple : le coût total des optiques est plus faible, le temps de calcul et de conception est réduit puisque la courbure du plan focal devient un paramètre et non une contrainte, la transmission totale du flux lumineux augmente d'environ 1 % et donne un meilleur rapport signal/bruit. Sur la figure 1.15, les diagrammes de PSF ont été simulés dans les mêmes conditions que précédemment. La fonction d'étalement du point est parfaitement encadrée dans le pixel pour toutes les longueurs d'onde et tout le champ. La qualité optique du système est donc améliorée.

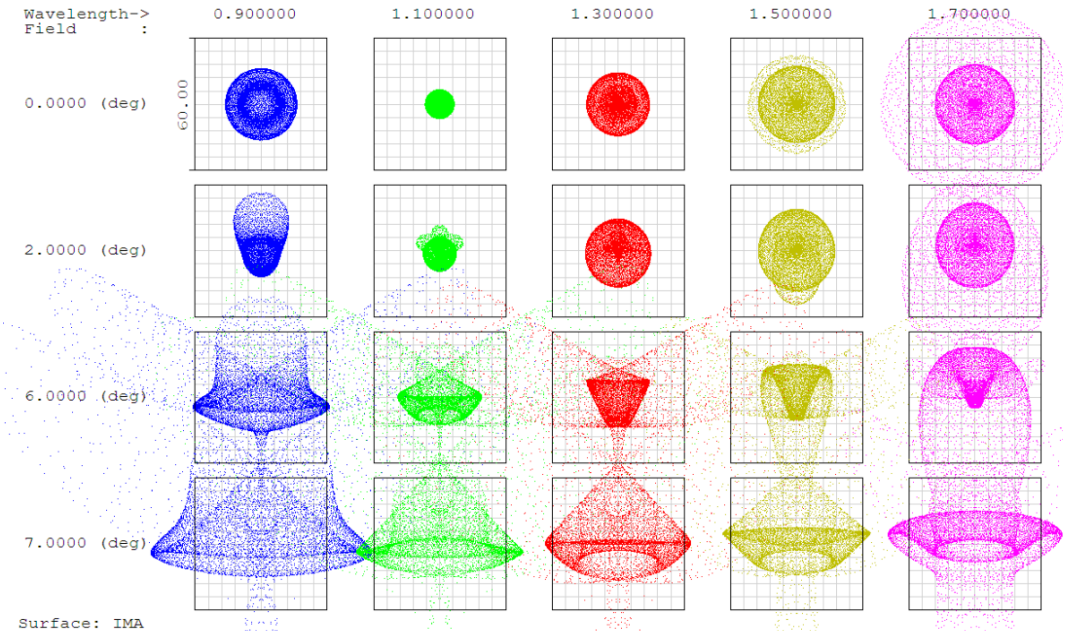


FIGURE 1.13 – Étalement du point image (PSF) dans le cas d'une surface de détection plane. Chaque carré correspond à un pixel de 60x60 mm² à une longueur d'onde donnée en abscisse (0,9, 1,1, 1,3, 1,5 et 1,7 µm) et pour un angle d'incidence des rayons donné en ordonnée (0, 2, 6 et 7 °).

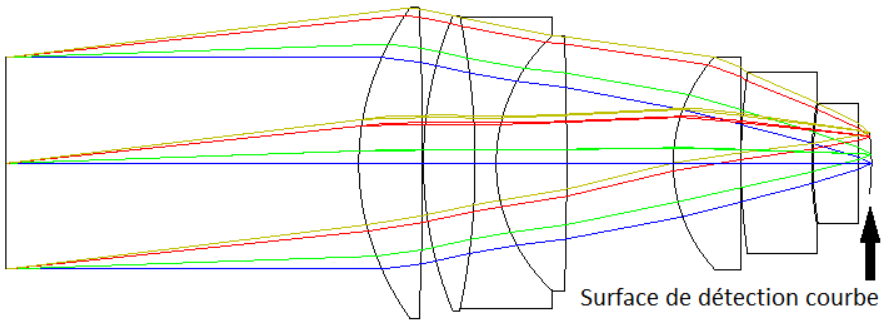


FIGURE 1.14 – Architecture de l'instrument OptiMOS-EVE optimisée pour une surface de détection sphérique à 335 mm. Elle comporte 7 lentilles dont 1 asphérique.

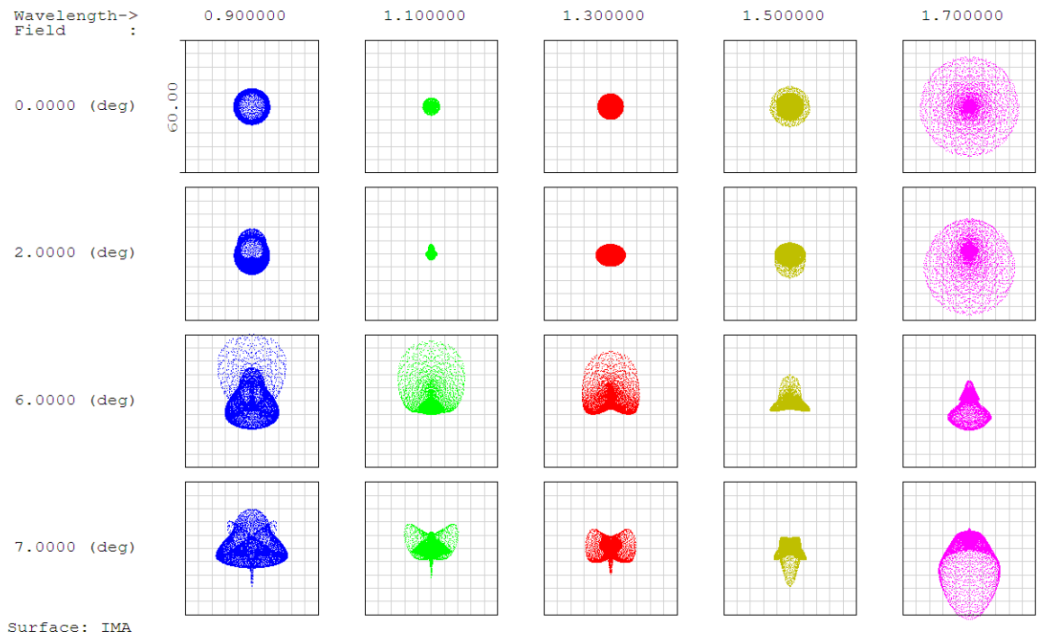


FIGURE 1.15 – Étalement du point image (PSF) pour une architecture avec surface de détection courbe (rayon sphérique à 335 mm). Chaque carré correspond à un pixel de 60x60 mm² à une longueur d'onde donnée en abscisse (0,9, 1,1, 1,3, 1,5 et 1,7 µm) et pour un angle d'incidence des rayons donné en ordonnée (0, 2, 6 et 7 °).

Dans ce cas d'étude, la courbure de la surface de détection est un levier spectaculaire pour le concepteur de systèmes optiques. Elle permet d'une part de diminuer la complexité de l'architecture, ce qui se traduit en réduction du temps de conception, du coût total du système et en augmentation de la transmission totale. D'autre part, la qualité optique est améliorée et permet de répondre aux spécifications pour toute la gamme spectrale et tout le champ.

1.1.3.2 De la mouche au drone

Outre les applications possibles dans le domaine spatial, la courbure de plans focaux trouve également un intérêt significatif pour les caméras embarquées. Celles-ci accordent en général une importance cruciale au volume et à la masse de l'instrument.

Les caméras embarquées infrarouge se rencontrent dans le domaine civil (ballon sonde météo, recherche de victimes par les sapeurs-pompiers dans un environnement enfumé ou de nuit, diagnostiques thermiques d'habitations, etc.), mais c'est surtout le domaine militaire qui représente le plus gros marché. Ces caméras ont trois fonctions principales (figure 1.16) :

- la vision nocturne du fantassin et des véhicules pour la navigation,
- la surveillance (alerte de départ de missile, contrôle d'un espace aérien/maritime, etc.),
- l'autoguidage passif de missiles (autodirecteurs air-air pour le MICA ou sol-air pour le MISTRAL, fabriqués par Sagem Défense Sécurité [12]).

Pour illustrer le gain apporté par la courbure du plan focal, nous allons nous restreindre au cas de la surveillance et proposer une solution bio-inspirée innovante.

Les caractéristiques des systèmes optiques pour la surveillance infrarouge embarquée sont : un grand champ (idéalement 360 °), une résolution spatiale fine, un contraste élevé (en température minimum résolvable) et surtout une compacité globale et une faible masse. Le contraste est largement déterminé par la technologie des détecteurs utilisés. La résolution spatiale dépend de l'ouverture et de la taille des pixels. Le grand champ ($> 60°$) implique en général des optiques volumineuses, en contradiction avec l'objectif de compacité et de faible masse.

Dans la nature, les systèmes optiques développés par les animaux pour répondre à ces mêmes besoins ont trouvé dans la biodiversité des solutions parfois étonnantes. Des systèmes à base de lentille à focale variable, de miroirs, et même sans optique, co-existent dans le monde animal. La

FIGURE 1.16 – Exemples d'applications militaires de la détection infrarouge : à gauche, jumelles de vision nocturne portable Sagem Jim LR (détecteurs MWIR refroidis) ; au centre, hélicoptère NH90 équipé d'une « boule optronique » Euroflir™ 410 de Sagem ; à droite, autodirecteur infrarouge bispectral du missile MICA monté sur un Rafale (crédits Sagem).

règle générale de conception de ces systèmes est celle de la sélection naturelle. Land et Nilsson précisent [13] :

> « *Eye evolution, like evolution in general, is driven by selection for maximal fitness. (...) All eyes, from simple to sophisticated, are well matched to the tasks they serve. But the tasks clearly differ. (...) [They] have evolved from supporting simple tasks optimally to supporting ever more complex tasks optimally.* »

Malgré la diversité apparente, il existe un élément de conception commun à l'ensemble des systèmes optiques naturels : c'est la courbure de la surface photosensible. Des systèmes extrêmement simples aux plus complexes, la courbure est un paramètre déterminant dans l'optimisation de cette fonction vitale : la vision.

La courbure de la surface de détection peut prendre deux formes : concave (souvent associée à une structure camérulaire [4] comme l'œil humain) ou convexe (souvent associée à une juxtaposition de nombreux yeux simples, comme les yeux de mouches).

En général, la forme concave privilegie la grande résolution spatiale au détriment du champ. Ainsi, les yeux des aigles possèdent une structure camérulaire à grande pupille, leur permettant de voir avec une acuité jusqu'à 3,6 fois supérieure à celle de l'homme.

A contrario, la forme convexe privilégie le champ au détriment de la résolution. Les araignées possèdent un système de vision à plusieurs yeux permettant de voir à courte distance mais avec un champ proche de 360 ° (figure 1.17). Ces arachnides sont connus pour être particulièrement sensible au mouvement de leurs proies.

1.2 Les détecteurs infrarouge

Si l'intérêt de la courbure du plan focal dans les caméras s'est révélé il y a près d'un siècle, sa réalisation technologique avec les moyens de la microélectronique n'est intervenue que très récemment. La première caméra bolométrique avec une matrice courbe a été réalisée par Delphine Dumas [1]. Le chapitre 2 du présent manuscrit traite de la première matrice courbe de détecteurs quantiques infrarouge. Cette section présente donc ces deux filières technologiques.

1.2.1 Les bolomètres

1.2.1.1 Principe de fonctionnement

Un bolomètre est un instrument de mesure du rayonnement électro-magnétique qui utilise la conversion du rayonnement en chaleur. Il est généralement lié à un thermomètre électronique de type thermo-résistance (figure 1.18). La mesure suit alors 3 étapes.

1. Un matériau absorbant convertit le rayonnement incident en chaleur.

4. Une « chambre » aqueuse sépare la lentille de la rétine.

FIGURE 1.17 – Les huit yeux d'une araignée tégénaire domestique (photographiés à la binoculaire).

2. Si il est thermiquement isolé, sa température est modifiée et sa résistivité varie.
3. Une mesure 2 points ou 4 points permet de « lire » la variation de résistivité.

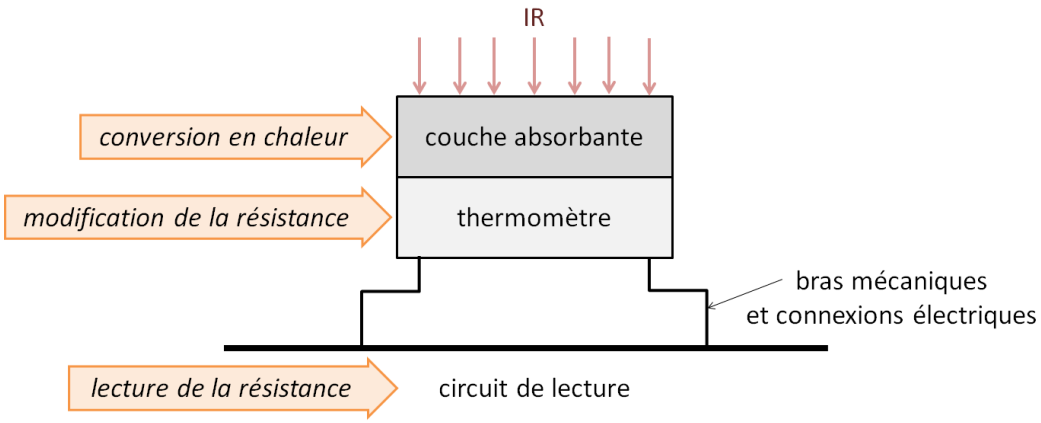


FIGURE 1.18 – Schéma du principe de fonctionnement du bolomètre.

La conversion du rayonnement électro-magnétique en chaleur possède une certaine efficacité ε_{abs} (sans unité) que nous supposerons égale à 1. Le bilan énergétique du matériau absorbant peut s'écrire selon l'équation 1.7 avec C sa capacité calorifique massique, $P_{photonique}$ la puissance du rayonnement incident absorbée, P_{Joule} la puissance Joule générée par la mesure de la résistivité, G la conductance thermique et T_0 la température du circuit de lecture (CL).

$$C\frac{dT}{dt} = P_{photonique} + P_{Joule} - G(T - T_0) \tag{1.7}$$

En régime stationnaire au premier ordre, en négligeant la puissance Joule, la différence de température générée dans le matériau absorbant est proportionnelle à la puissance photonique incidente (équation 1.8). C'est donc la conductance thermique qui sera déterminante pour augmenter la réponse du bolomètre pour un rayonnement incident donné. Dans la pratique, la puissance Joule est généralement plus importante que la puissance photonique et doit être prise en compte.

La vitesse de réaction du bolomètre dépend du temps de stabilisation de la température donné par l'équation 1.9. Elle est imposée par la capacité calorifique.

$$P_{photonique} = G(T - T_0) \tag{1.8}$$

$$\tau = \frac{C}{G} \tag{1.9}$$

Dans le domaine infrarouge lointain, typiquement entre 8 et 14 µm, le matériau absorbant peut être un métal. Le silicium amorphe a-Si est le matériau « thermomètre ».

Généralement, la couche absorbante est très fine (quelques nanomètres) et en suspension par rapport à la puce pour l'isoler thermiquement. Les bras de soutiennet doivent être les plus fins et longs possibles pour réaliser une bonne résistance thermique (de l'ordre de 100 MK/W). Une onde incidente dans l'infrarouge lointain n'est que partiellement absorbée. Une couche réfléchissante déposée sur la puce permet de réaliser une cavité (figure 1.19). Il peut être montré qu'une cavité de longueur $\lambda/4$ permet une absorption optimale (100 % dans le meilleur cas) de l'onde incidente. On l'appelle cavité quart d'onde.

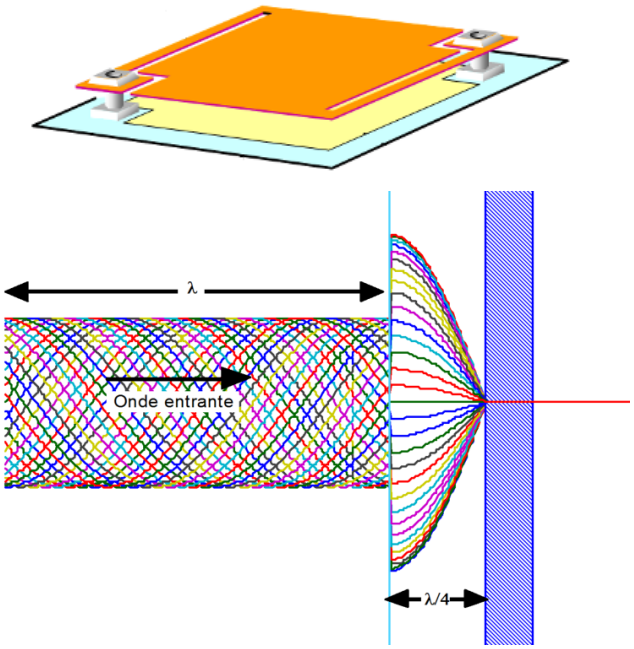


FIGURE 1.19 – En haut, schéma d'un bolomètre. La planche en matériau absorbant (en orange) forme une cavité avec le circuit de lecture et sa couche réfléchissante (en jaune). En bas, l'onde électro-magnétique stationnaire (ici champ E) est totalement absorbée par la couche en bleu clair, après réflexion sur la surface réfléchissante hachurée.

Du point de vue électrique, la mesure d'une faible variation de résistance est réalisée à l'aide d'un pont diviseur de tension (figure 1.20). La variation relative sous flux est de l'ordre de 0,1 %.

La résistance variable R' est un microbolomètre. Au moment de la lecture du pixel, elle est reliée à un autre bolomètre en pied de colonne rendu aveugle. Ce bolomètre de compensation est simplement réalisé avec des bras de suspension très large pour le thermalisé à la même température sur le circuit de lecture (CL). Sa résistance électrique est de l'ordre de 500 kΩ.

Les deux résistances sont polarisées en série par une tension fixe V_{dd}, par exemple 3,3 V. À l'équilibre du pont, le courant i est nul. Si la résistance du bolomètre varie de δR, le courant généré i est proportionnel au premier ordre à δR (équation 1.10) et son intégration à l'aide d'un montage convertisseur courant-tension (amplificateur opérationnel avec condensateur dans la boucle de rétroaction) donne une tension de sortie V_{sortie}. La tension de sortie dépend du temps d'intégration t_{int} et de la capacité d'intégration C_{int} (équations 1.11 et 1.12).

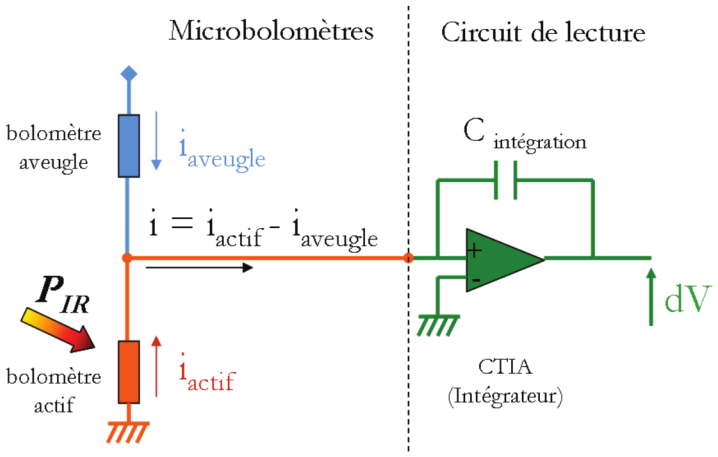


FIGURE 1.20 – Schéma électrique simplifié de la mesure de la résistance du bolomètre.

$$i = V_{dd}\delta R \tag{1.10}$$

$$V_{sortie} = i\frac{t_{int}}{C_{int}} \tag{1.11}$$

$$V_{sortie} = \frac{t_{int}}{C_{int}} V_{dd}\delta R \tag{1.12}$$

La résistance variable n'est polarisée que pendant le temps d'intégration pour limiter son influence sur les phénomènes thermiques.

La fréquence de lecture est essentiellement limitée par le temps d'équilibre thermique des microbolomètres. L'échauffement de la planche est très rapide, de l'ordre de 60 µs. Par contre, le retour à la température du puits thermique dépend de la constante de temps τ_{th} défini par l'équation 1.9 (de l'ordre de 10 ms). Pour un retour à moins de 5 % de la température du puits, il faut attendre environ 30 ms, soit une fréquence trame d'environ 30 Hz. La fréquence pixel résultante pour un format TV (640x512 pixels) est de l'ordre de 10 MHz. La lecture s'effectuant ligne par ligne, le temps d'intégration doit être de 64 µs.

Ces fréquences relativement faibles ne permettent pas d'adresser des marchés tels que le guidage des missiles où des fréquences élevées sont demandées.

Le bruit dans les bolomètres peut avoir des origines nombreuses.
- Comme tous les détecteurs de rayonnement électro-magnétique, il est soumis au bruit photonique lié à la nature corpusculaire de la lumière.
- La conversion en chaleur introduit un bruit de phonons lié à la nature corpusculaire de la chaleur.
- La mesure de la résistance est entachée d'un bruit de Johnson [5] tel que $\bar{v^2} = 4k_BTR\Delta f$, avec k_B la constante de Boltzmann (cf. annexe A).

Cependant, le bruit prédominant dans les technologies actuelles est le bruit basse fréquence modélisé par l'équation 1.13. $S_v(f)$ est la densité spectrale de bruit sur la tension, α un coefficient proche de 1 (0,9 pour certains bolomètres), K_f le paramètre de bruit dépendant au premier ordre du matériau « thermomètre » (de l'ordre de 1000 Hz/V^2).

$$\frac{S_v(f)}{\bar{v^2}} = \frac{K_f}{f^\alpha} \tag{1.13}$$

À cela s'ajoutent le bruit propre au CL et le bruit de numérisation, de l'ordre de 200 µVrms au CEA Leti sur une bande passante jusqu'à $\frac{1}{2t_{int}}$ ($\approx$ 7000 Hz).

5. Le bruit de Johnson est généré par l'agitation thermique des électrons dans une résistance électrique.

1.2.1.2 Réalisation technologique

Un bolomètre correspondant à un pixel, les technologies de la microélectronique permettent la fabrication de matrices de microbolomètres pour réaliser des imageurs complets. Le CEA/Leti a développé un procédé de fabrication qui a permis la création en 2002 de l'entreprise Ulis, filiale de Sofradir.

Les microbolomètres sont réalisés directement sur le circuit de lecture. C'est une technologie dite « *above IC* », sur le circuit. Celui-ci est une puce électronique de type CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) qui effectue les fonctions d'intégration de courant, de conversion courant/tension et de multiplexage pour conditionner le signal vidéo de sortie avec parfois un pré-traitement de l'image. Les CL sont fabriqués collectivement sur des wafers, « galettes » de silicium monocristallin.

Ensuite, une fine couche de polymère (polyimide) est étalée sur le CL, pour y déposer un réseau de couches absorbantes en silicium amorphe. Typiquement, il s'agit d'un format TV/4, c'est-à-dire de 320x256 pixels au pas de 25 µm. Le matériau photosensible est relié au circuit par des bras et des clous (figure 1.21). Le design général, les matériaux et les épaisseurs des structures mécaniques doivent être contrôlés pour garantir une bonne tenue et stabilité de la planche bolométrique (figure 1.22).

Enfin, l'étape de « libération » consiste à supprimer la couche de polymère à l'aide d'un plasma oxygène ou ozone. Les planches de matériau absorbant forment alors la cavité quart d'onde avec le CL. La planche doit rester droite à environ 2 µm du CL.

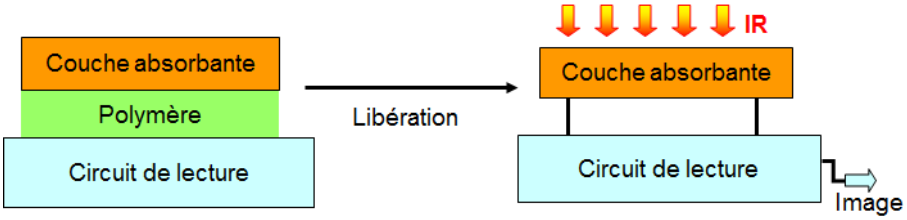


FIGURE 1.21 – Schéma de la libération des bolomètres.

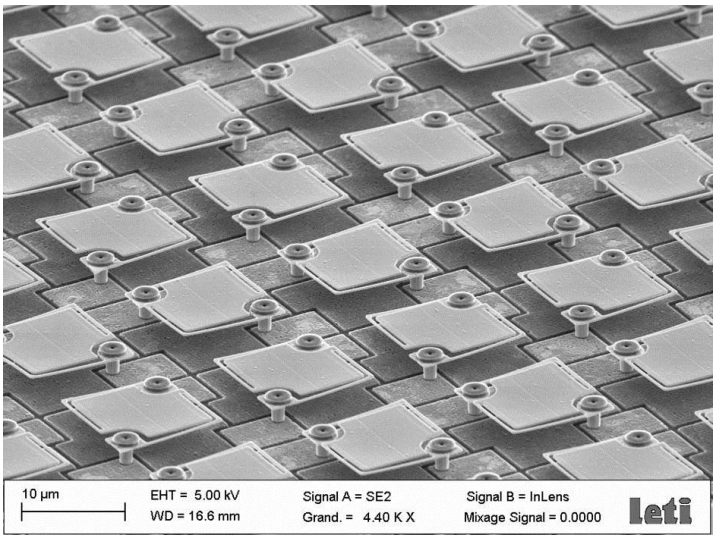


FIGURE 1.22 – Image MEB d'une matrice de microbolomètres au pas de 12 µm sur un CL au pas de 17 µm, pour démonstration de principe.

Le circuit est monté sur une céramique d'interconnexion par câblage filaire, elle-même placée dans une enceinte thermique sous vide (ETSV) à 10^{-2} Torr à température ambiante (figure 1.23). La température du CL peut être régulée par un module Peltier mais les technologies dites « TECless » (*no Thermo-Electric Cooler*) permettent de s'en passer.

Parfois, plusieurs matrices de microbolomètres sont assemblées côte à côte pour former des

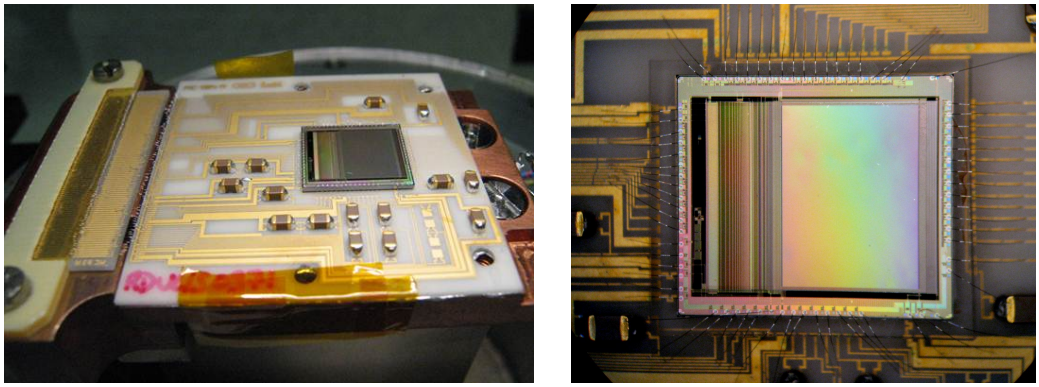


FIGURE 1.23 – Bolomètres reportés sur céramique d'interconnexion par câblage filaire [1].

plans focaux plus grands, comme dans l'assemblage réalisé pour le télescope spatial Hershel (figure 1.24).

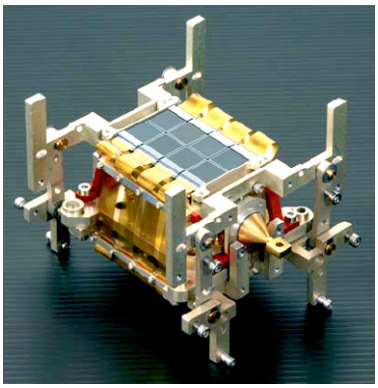


FIGURE 1.24 – Matrices de bolomètres dans la gamme 55 à 210 µm du télescope spatial Hershel réalisées au CEA/Leti.

1.2.1.3 Performances typiques de la filière bolomètre

Contrairement aux détecteurs quantiques, les bolomètres ne sont pas sensibles aux phénomènes thermiquement activés tels que la génération-recombinaison de porteurs. C'est la raison pour laquelle ils peuvent fonctionner à température ambiante. Leur sensibilité dépend donc de la capacité du matériau absorbant à modifier sa résistivité sous l'action d'un flux photonique.

La variation relative de résistivité $\frac{\delta\rho}{\rho}$ pour une variation de température δT s'appelle le TCR (pour *Temperature Coefficient of Resistance*, équation 1.14). Il est positif pour les métaux. La résistivité des semi-conducteurs suit une loi de type « Arrhenius » : $\rho = \rho_0 \exp(E_a/k_B T)$, avec E_a une énergie d'activation. Leur TCR est donc négatif (équation 1.14). Les oxydes de vanadium (Vox), largement utilisés dans l'industrie, ont un TCR autour de 2,8 à 3 %.K^{-1} et le silicium amorphe autour de 2,2 %.K^{-1}.

$$\mathrm{TCR} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial T} = -\frac{E_a}{k_B T^2} \tag{1.14}$$

La sensibilité du bolomètre R_p est souvent définie par la variation de courant par puissance de rayonnement reçue (équation 1.15) [14]. À polarisation constante, elle fait intervenir le courant qui traverse le thermomètre, le TCR et la résistance thermique. Pour raisonner de manière plus globale, on peut introduire le facteur de remplissage de la matrice de bolomètres (FF pour *Fill Factor*), le coefficient d'absorption ε_{abs}, la capacité d'intégration du circuit de lecture C_{int}, le temps d'intégration t_{int} et le rapport $\delta P_{\text{émise}}/\delta T_{\text{scène}}$. On obtient alors une sensibilité globale R_T du bolomètre en V/K (équation 1.16) [15].

$$R_p = \mathrm{TCR} \times R_{th} \times i \tag{1.15}$$

$$R_T = \mathrm{FF} \times \varepsilon \times \mathrm{TCR} \times R_{th} \times i \times \frac{t_{int}}{C_{int}} \times \frac{P_{\text{émise}}}{T_{\text{scène}}} \tag{1.16}$$

Typiquement, les sensibilités obtenues sur les bolomètres de la société Ulis atteignent les 12 mV/K en 2011 [16] (pas 17 µm, capacité de 4 pF, avec des températures de scène de 293 à 308 K, dans un système optique ouvert à f/1, échantillonnage à 30 Hz).

Dans toutes les technologies de détection, le rapport signal/bruit est particulièrement important. Dans l'infrarouge, la figure de mérite la plus répandue est le $NETD$ (pour *Noise Equivalent Temperature Difference*) [17]. Elle correspond au rapport bruit sur sensibilité, se mesure en Kelvin et quantifie la plus petite différence de température mesurable par le détecteur lorsqu'il est limité par le rapport signal sur bruit.

$$NETD = \frac{\bar{v^2}}{R_T} \propto \frac{\sqrt{K_f R}}{R_{th}\mathrm{TCR}} \tag{1.17}$$

L'impact de l'isolation thermique de la planche bolométrique (via R_{th}) sur le $NETD$ est très important. La réduction de la largeur des bras a permis d'augmenter la résistance thermique de 15 MK/W dans les années 1990 à 150 MK/W en 2011 [14].

Le $NETD$ permet de définir une première Figure de Mérite Simplifiée (FMS) pour comparer les matériaux thermomètres entre eux. Il dépend du paramètre de bruit K_f, du TCR, de la résistance électrique R et du volume $e \times S$ (épaisseur e et surface S). Les valeurs typiques de $NETD$ varie de 40 à 60 mK.

$$\mathrm{FMS} = \frac{\sqrt{K_f ReS}}{\mathrm{TCR}} \tag{1.18}$$

Une Figure de Mérite Étendue FME peut être définie (équation 1.19) pour prendre en compte les aspects dynamiques, notamment avec le temps de réponse thermique $\tau_{th} = C_{th}R_{th}$. Typiquement, les FME atteignent des valeurs autour de 500 mK.ms [18].

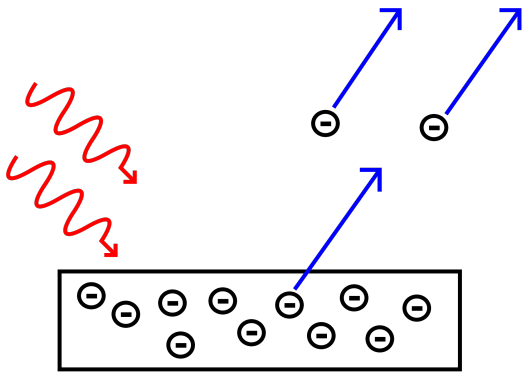
$$\begin{aligned} \mathrm{FME} &= NETD \times C_{th} \\ \text{ou } \mathrm{FME} &= NETD \times \tau_{th} \end{aligned} \tag{1.19}$$

Aujourd'hui, le compromis porte sur le $NETD$ en regard de la taille des pixels. Plus le pixel est petit, plus il est difficile de garder des $NETD$ faibles. La société Ulis commercialise des matrices de 1024x768 microbolomètres au pas de 17 µm en silicium amorphe et en garantissant des $NETD$ inférieurs à 50 mK [18]. La société NEC a sorti récemment un composant au pas de 12 µm avec un $NETD$ à 60 mK. Des sociétés américaines utilisent des oxydes de vanadium (VOx) et parviennent à des $NETD$ de l'ordre de 25 mK [14].

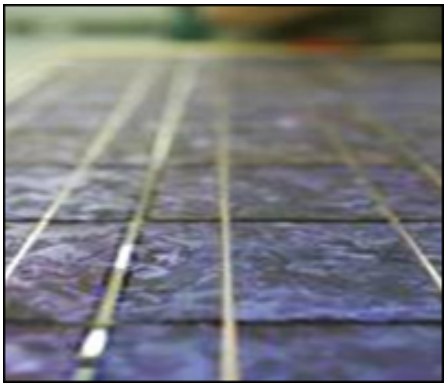
1.2.2 Les détecteurs quantiques de la filière $Cd_xHg_{1-x}Te$

1.2.2.1 Principe de fonctionnement

Les détecteurs quantiques en $Cd_xHg_{1-x}Te$ se basent sur l'effet photoélectrique, découvert au XIXème siècle par Becquerel et expliqué par Einstein en 1905 (et qui lui vaudra le prix Nobel de Physique en 1921). Il s'agit de l'émission d'électrons (et de trous, *i.e.* absence d'électrons) par un matériau soumis à un rayonnement électro-magnétique (figure 1.25, à gauche). C'est le même principe utilisé dans les cellules photovoltaïques pour produire de l'énergie électrique à partir de l'énergie des photons émis par le soleil (figure 1.25, à droite).



(a) Schéma de l'effet photoélectrique : l'énergie des photons incidents est transformée en énergie électrique.



(b) Cellules photovoltaïques fabriquées à l'INES (crédit CEA/Liten).

FIGURE 1.25 – L'effet photoélectrique.

.

Les cellules photovoltaïques les plus répandues reposent sur des photodiodes en silicium. Le silicium, comme le $Cd_xHg_{1-x}Te$, est un semi-conducteur. Il possède une bande de valence et une bande de conduction séparées par une énergie de gap E_g autour de 1,12 eV à 300 K (figure 1.26). Il peut être dopé en remplaçant certains atomes de silicium dans le cristal par des atomes différents. L'implantation d'atomes de valence (nombre de liaisons potentielles) supérieure à celle du silicium, comme le phosphore par exemple, réalise un dopage n, c'est-à-dire un excès d'électrons dans le cristal. Si la valence de l'élément implanté est inférieure (*e.g.* le bore), le dopage est de type p, avec un excès de trous dans le cristal. Le dopage modifie la structure de bande du semi-conducteur.

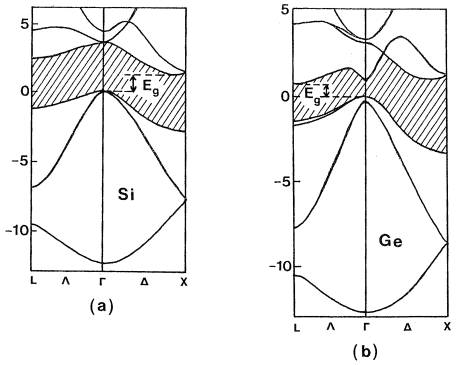


FIGURE 1.26 – Structure de bande du silicium à gauche, et du germanium à droite [19].

Lorsque le semi-conducteur reçoit un photon d'énergie proche de son énergie de gap, il crée une « paire électron/trou ». La photogénération de paires par unité de temps est proportionnelle à l'intensité du rayonnement lumineux incident. Comme la conductivité σ d'un semi-conducteur est proportionnelle à la densité de porteurs de charge n (équation 1.20, avec e la charge élémentaire, μ_n et μ_p la mobilité des électrons et des trous respectivement), il suffit de la mesurer pour connaître l'intensité du rayon lumineux.

$$\sigma = ne(\mu_n + \mu_p) \tag{1.20}$$

Cependant, cette méthode a plusieurs inconvénients : elle est sensible à la température de fonctionnement, très sensible aux impuretés présentes dans le matériau et sa réponse au rayonnement incident est généralement assez faible. Dans la pratique, les composants se basent sur une matrice de jonctions p-n (figure 1.27).

Avant d'être mises en contact, chaque zone est électriquement neutre. Dans la région dopée n, il y a autant d'électrons mobiles que de trous fixes. Dans la région dopée p, il y a autant de

trous mobiles que d'électrons fixes. La densité totale de charges électriques est nulle.

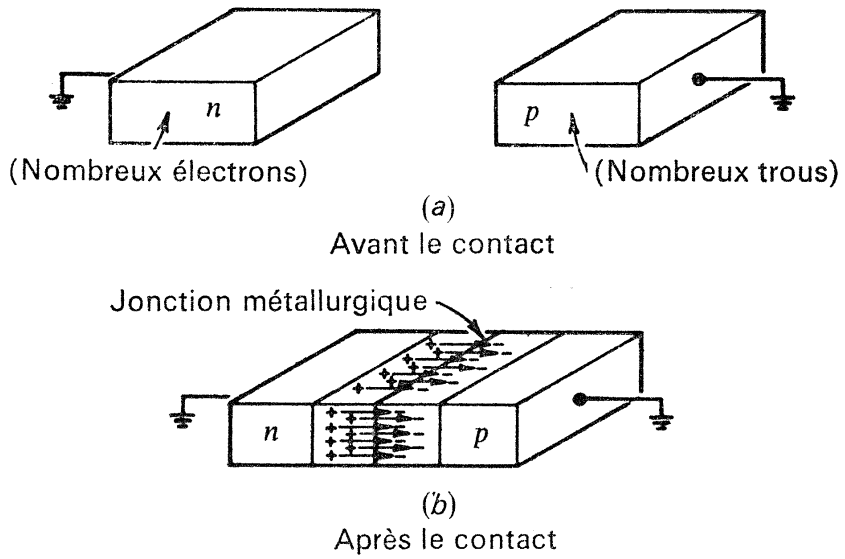


FIGURE 1.27 – Schéma d'une jonction P-N [20].

Après la mise en contact, du côté n, les électrons mobiles diffusent vers la zone p. Du côté p, les trous mobiles diffusent vers la zone n. Ce déplacement de charges crée un champ électrique qui s'oppose au mouvement des porteurs libres. Une fois que l'effet du champ électrique compense exactement l'effet de diffusion, on a obtenu une « double couche » de charge, également appelée zone de déplétion ou Zone de Charge d'Espace (ZCE). Loin du contact, la densité de charges est nulle. Proche du contact, la zone p est localement négative et la zone n est localement positive. On peut calculer la taille de la « double couche », la densité de charges et la variation de potentiel associée (figure 1.28), [19, p. 109] et [21, p. 852].

La ZCE possède une variation de potentiel importante sur une petite distance. En polarisant la jonction p-n en inverse, les électrons de conduction sont « repoussés » par la barrière de potentiel. En polarisation directe, le champs électrique dans la ZCE est dans le même sens que le courant, la jonction est fortement conductrice.

Le courant traversant une jonction p-n peut s'écrire :

$$I(V) = I_{sat}(\exp \frac{eV}{kT} - 1) \tag{1.21}$$

Le courant I_{sat} dépend des paramètres matériaux de la jonction et fait intervenir des phénomènes de diffusion des porteurs.

$$I_{sat} = Aen_i^2 \left(\frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) \tag{1.22}$$

L'indice n concerne les porteurs de charges négatives et l'indice p les porteurs de charges positives. D est le coefficient de diffusion, τ la durée de vie des porteurs, N_a la densité d'accepteurs dans la zone dopée n, N_d la densité de donneurs dans la zone dopée p et A l'aire de l'interface entre les deux zones. En général, l'équation 1.22 se simplifie en 1.23 car il est difficile de différencier les contributions entre les zones p et n. L'équation d'Einstein est également utilisée ($D = \frac{\mu k_B T}{e}$).

$$I_{sat} = \frac{Aen_i^2}{N_d} \sqrt{\frac{\mu k_B T}{e\tau}} \tag{1.23}$$

Le lecteur intéressé par les démonstrations de ces équations, le domaine de validité exact

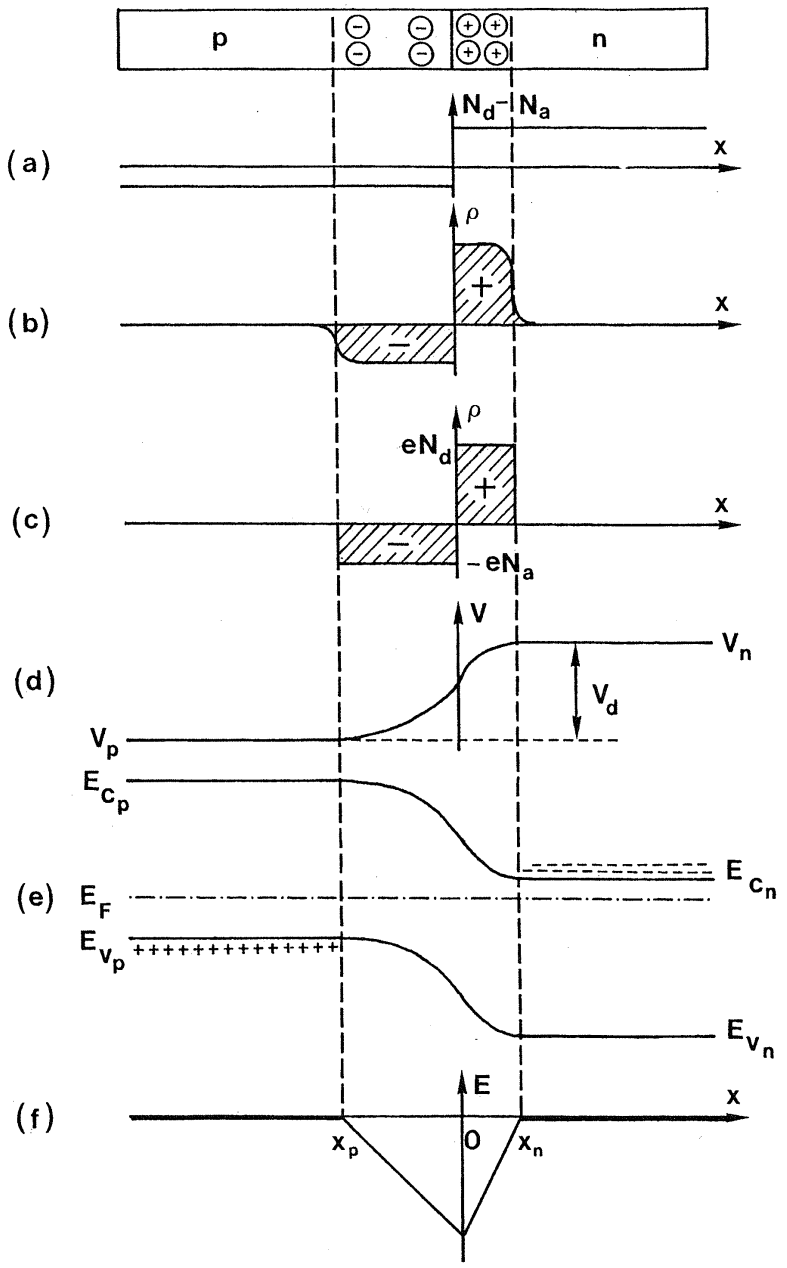


FIGURE 1.28 – Jonction P-N : schéma d'une jonction idéale, différence des densités de donneurs et accepteurs (a), densité d'électrons (b), densité de charges électriques (c), potentiel électrique (d), évolution des bandes de valence et de conduction (e), champ électrique (f), [19, p. 110].

et quelques valeurs numériques typiques pourra lire le chapitre 29 de *Physique des solides* de Ashcroft et Mermin [22, p. 713 à 729], très pédagogique et riche sur les aspects physiques.

La jonction P-N est très sensible à la génération de photoporteurs dans la zone de charge d'espace. Le courant total qui la traverse lorsqu'elle est soumise à un flux photonique ajoute simplement la contribution I_{ph} (équation 1.24). C'est un composant électronique stable et technologiquement fiable.

$$I(V) = I_{sat}(\exp \frac{eV}{kT} - 1) + I_{ph} \tag{1.24}$$

En pratique, la jonction est polarisée en inverse à quelques dizaines de millivolts pour se trouver sur le « plateau » : $I(V) = I_{sat} + I_{ph}$. Le courant de saturation I_{sat} correspond donc au courant d'obscurité, en l'absence de flux photonique. Il est essentiel qu'il reste négligeable devant le courant photonique. Or d'après la relation 1.22, il dépend fortement des propriétés physiques du matériau qui peuvent être altérées au court d'une déformation mécanique (cf. section 1.3).

1.2.2.2 Les technologies de la filière $Cd_xHg_{1-x}Te$

Le choix et la maîtrise des technologies employées dans la réalisation de matrices de détecteurs sont des facteurs clés dans l'obtention de composants robustes et fiables. Or, pour la filière $Cd_xHg_{1-x}Te$, chaque fabricant utilise des technologies différentes, ce qui engendre une forte variabilité dans les caractéristiques électriques et optoélectroniques des matériaux. Par conséquent, il est souvent difficile de comparer les valeurs expérimentales entre les quelques équipes capables de fabriquer le $Cd_xHg_{1-x}Te$. Nous allons passer en revue quelques technologies utilisées au CEA/Leti et essentielles pour comprendre les performances obtenues avec ces composants.

Un imageur infrarouge à base de détecteurs quantiques est composé de deux circuits fabriqués séparément et assemblés en fin de chaîne (figure 1.29). Le circuit de détection est une matrice de jonctions p-n photosensibles. Le circuit de lecture permet de mesurer le courant généré dans chaque jonction et de conditionner le signal de sortie vidéo.

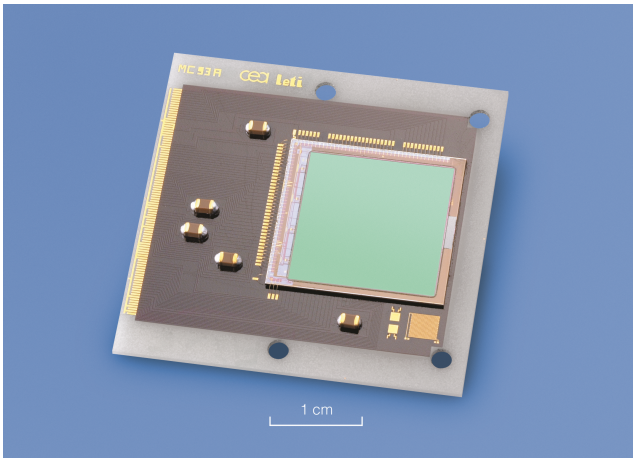


FIGURE 1.29 – Schéma d'une matrice de détecteurs quantiques avec un circuit de détection et un circuit de lecture, reportée sur une céramique.

Le circuit de détection est entièrement élaboré au CEA/Leti et à Sofradir. Le substrat est obtenu par la méthode de Bridgman modifiée à partir de cadmium, tellure et quelques pour cents de zinc, dans une ampoule de quartz. Le bloc quasi-monocristallin obtenu (figure 1.30) est orienté de manière à présenter une face (111) ou (112). Une scie à fil découpe le bloc en tranches. Dans chaque tranche, une plaque rectangulaire monocristalline de 36x38 mm^2 est découpée à la scie à fil. L'orientation latérale n'est pas connue.

Après une préparation de surface, une couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ de composition x donnée est épitaxiée, soit par Épitaxie en Phase Liquide (EPL) sur une face (111), soit par Épitaxie par Jet Moléculaire (EJM) sur une face (112). L'EPL est une technique bon marché, optimisée

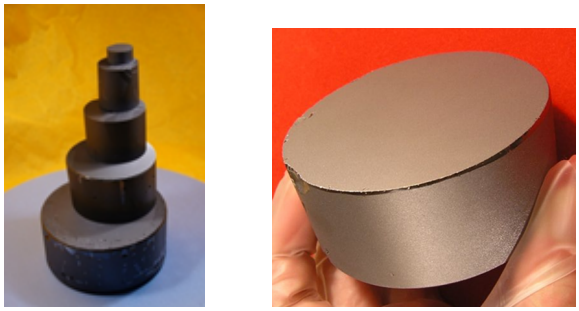


FIGURE 1.30 – Photographie de lingots de CdZnTe de différents diamètres à gauche et lingot de CdZnTe monocristallin à droite.

et contrôlée sur de larges substrats. L'EJM est plus récente mais permet des variations de compositions à travers la couche épitaxiée (application pour la détection multispectrale). À ce stade, la qualité cristalline du substrat, l'ajustement des paramètres de maille substrat/couche à l'aide de la concentration de zinc et les conditions de croissance garantissent une couche homogène d'une dizaine de microns et sans dislocations.

Une méthode employée pour doper le matériau utilise l'écart à la stœchiométrie. En partant d'une composition donnée (par exemple x=0,3), le matériau est chauffé sous vide. En ajustant la température et le temps, une concentration homogène de lacunes est obtenue dans toute l'épaisseur de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Les lacunes de mercure sont accepteurs et réalisent un dopage de type p. La concentration de trous est mesurée à 2×10^{16} cm^{-3}.

En exposant le $Cd_xHg_{1-x}Te$ à un recuit sous forte pression de mercure, le mercure pénètre le matériau et vient combler les lacunes. Le dopage p disparaît et le matériau retrouve son caractère de semi-conducteur intrinsèque, voire légèrement dopé n. Le phénomène est très lent : environ 10 µm.h$^{-0,5}$ à 300 °C.

Une autre méthode existe pour doper le matériau, largement utilisée dans l'industrie du silicium. Il s'agit de l'implantation ionique. Cette méthode est utilisée pour doper le $Cd_xHg_{1-x}Te$ en type n.

Le mécanisme exact du dopage n dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ est encore mal connu mais diffère fondamentalement du dopage dans le silicium. En effet, la nature de l'élément implanté (accepteur, donneur ou inerte) n'influence pas la nature du dopage. C'est le passage de l'élément implanté à travers le matériau qui crée des défauts [6] électriquement actifs. Ces défauts produisent un dopage de type n+ à 2×10^{18} cm^{-3} avec un niveau résiduel n- à 8×10^{13} cm^{-3}.

Une fois la matrice de jonctions p-n réalisée, une passivation stabilise le composant.

Pour prendre contact sur la zone dopée n, une gravure par usinage ionique ou attaque chimique, une préparation de surface et le dépôt d'une triple couche métallique réalisent un contact ohmique. Cette étape est critique car sous certaines conditions (notamment en fonction du niveau de Fermi du $Cd_xHg_{1-x}Te$ en surface), la connexion métal/semi-conducteur forme une diode Schottky en série avec la jonction p-n [19, p. 241] [23].

1.2.2.3 Caractéristiques physiques du $Cd_xHg_{1-x}Te$

L'alliage $Cd_xHg_{1-x}Te$ peut être vu comme un mélange binaire de CdTe et de HgTe. Ces deux composés cristallisent dans une configuration cubique à faces centrées avec des paramètres de maille très proches (respectivement 6,4815 Å et 6,46152 Å). Contrairement aux liaisons atomiques dans le silicium et le germanium qui sont complètement covalentes, les liaisons dans le CdTe, le HgTe et *a fortiori* le $Cd_xHg_{1-x}Te$ sont partiellement ioniques. Dans l'échelle de Phillips [24], les ionicités f_i (sans unité, entre 0 et 1) sont données dans le tableau 1.3. Ces paramètres sont souvent difficiles à calculer mais interviennent à de nombreux niveaux pour

6. La nature de ces défauts est encore incertaine : anti-sites, lacunes de Te, ...

expliquer les propriétés physiques de la matière (*e.g.* les constantes d'élasticité, les structures de bande dans les semi-conducteurs, etc.).

	Phillips [24]	Christensen *et al.* [25]
CdTe	0,717	0,739
HgTe	0,65	0,74
Si	0	0
NaCl	0,935	-

TABLE 1.3 – Ionicités de Phillips du CdTe et du HgTe comparées à celles d'un composé covalent (Si) et fortement ionique (NaCl) [25].

La couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ épitaxiée a donc une structure cristallographique de type zinc-blende (figure 1.31). La moitié des sites de la maille cubique à faces centrées est occupée par des atomes de tellure, l'autre moitié est partagée entre x % atomes de cadmium et 1-x % atomes de mercure.

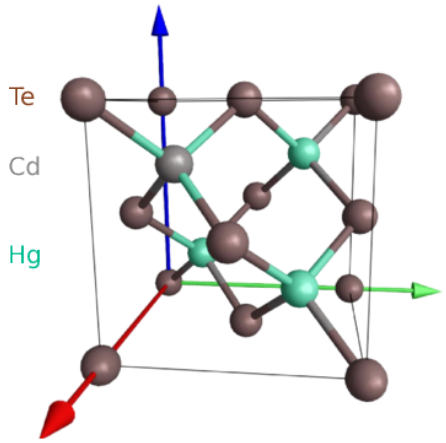


FIGURE 1.31 – Structure cristallographique de type zinc-blende du $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Le paramètre de maille cristalline suit une loi de Végard, variant de 6,4815 Å pour le CdTe à 6,46152 Å pour le HgTe (équation 1.25) [26, 27].

$$a(x) = 6,4815x + 6,46152(1-x) \quad \text{Å} \tag{1.25}$$

La largeur de la bande interdite Eg (énergie de gap) en eV est reliée à la longueur de coupure λ_c par la relation 1.26 (figure 1.32). Dans les alliages $Cd_xHg_{1-x}Te$, elle dépend de la composition x et de la température T. Hansen [28] a proposé la relation empirique 1.27 largement utilisée dans la littérature.

$$Eg = \frac{hc}{\lambda_c} = \frac{1,24}{\lambda_{c,[\mu m]}} \quad \text{eV} \tag{1.26}$$

$$Eg = -0,302 + 1,93x + 5,35 \times 10^{-4}(1-2x)T - 0,810x^2 + 0,832x^3 \quad \text{eV} \tag{1.27}$$

Le $Cd_xHg_{1-x}Te$ utilisé a une composition x = 30,3 % et une longueur de coupure mesurée à 300 K de $4,22 \pm 0,03$ µm. On en déduit une énergie de gap de 294 ± 2 meV à 300 K et 248 meV à 80 K. La dépendance de l'énergie de gap avec la température est de 0,211 meV/K.

La densité de porteurs intrinsèques du $Cd_xHg_{1-x}Te$ est également fondamentale car elle interviendra dans plusieurs caractéristiques des photodiodes. Elle dépend théoriquement de la température T, de la composition x, du gap E_g et des masses effectives des électrons et des trous m_c et m_v respectivement (équation 1.28, avec les unités du système international) [22, p. 686].

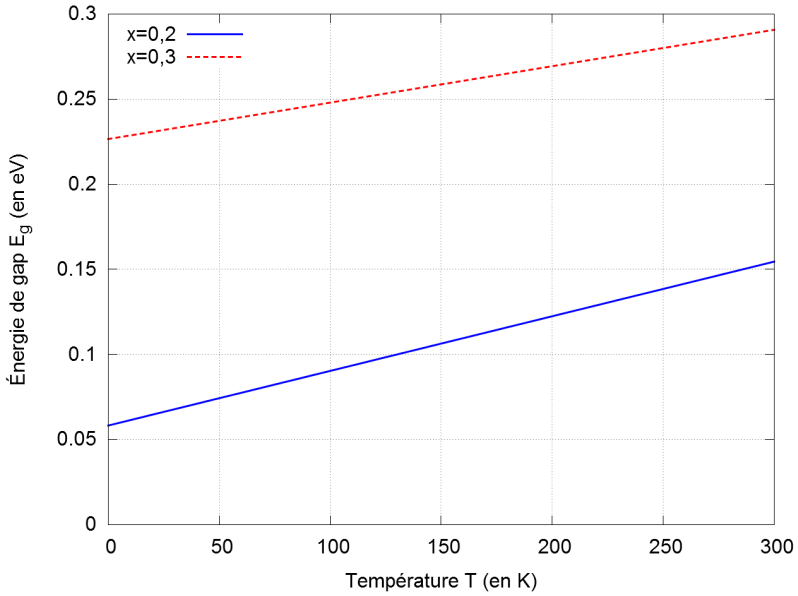


FIGURE 1.32 – Énergie de gap en fonction de la température et de la composition d'après la relation 1.27.

$$n_i = \frac{1}{4}\left(\frac{2k_BT}{\pi\hbar^2}\right)^{3/2}(m_c m_v)^{3/4}\exp\left(\frac{-E_g}{2k_BT}\right) \tag{1.28}$$

Dans le modèle des « perturbations k.p » [29, p. 185], la masse effective de l'électron m_c, pour un semi-conducteur à faible gap direct, est proportionnel à E_g (équation 1.29, P_K est l'élément de la matrice des moments de Kane) [26]. Avec $P_K \approx 9 \times 10^{-8}$ eV cm, on obtient $E_p \approx 21,6$ eV (généralement autour de 20 eV pour les semi-conducteurs III-V et II-VI) et $m_c = 0,0693 m_e E_g$ eV^{-1}.

$$m_c = m_e\frac{3E_g}{2E_p} \quad \text{avec} \quad E_p = \frac{8m_eP_K^2\pi^2}{h^2} \tag{1.29}$$

La masse effective du trou m_v est triple. Les trous légers ont la même masse que les électrons (selon la théorie de Kane et des mesures expérimentales [26]). Les mesures des masses effectives des trous lourds sont assez dispersées selon les auteurs mais généralement considérées comme indépendantes de la composition et de la température. Parmi les valeurs rapportées dans la bibliographie de Capper, je retiendrai $m_h \approx 0,01 m_e$ [26, p. 218].

On en déduit la densité intrinsèque de porteurs en cm^{-3} donnée par l'équation [7] 1.30. Hansen a remplacé le facteur 3,55 par une fonction de la composition et de la température à l'aide d'un ajustement de courbe. La formule empirique est donnée par l'équation 1.31. La figure 1.33 montre la densité intrinsèque de porteurs d'après ces relations. Elle reste très faible pour des températures inférieures à 100 K et x=0,3. On remarque également que les résultats obtenus par Hansen sont très proches des valeurs théoriques. Le facteur dépendant de la composition et de la température n'apporte qu'une correction marginale pour nos plages de valeurs d'intérêt.

$$n_{i,th} = 3,55 \times 10^{14} T^{\frac{3}{2}} E_g^{\frac{3}{4}} \exp\left(\frac{-E_g}{2k_BT}\right) \text{ cm}^{-3} \tag{1.30}$$

$$n_{i,Hansen} = (5,585 - 3,82x + 0,001753T - 0,001364xT) \times 10^{14} T^{\frac{3}{2}} E_g^{\frac{3}{4}} \exp\left(\frac{-E_g}{2k_BT}\right) \text{ cm}^{-3} \tag{1.31}$$

7. Pour cette équation et la figure 1.33, j'ai utilisé la masse effective du trou retenue par Hansen *et al.*, à savoir $m_h \approx 0,443 m_e$ [30].

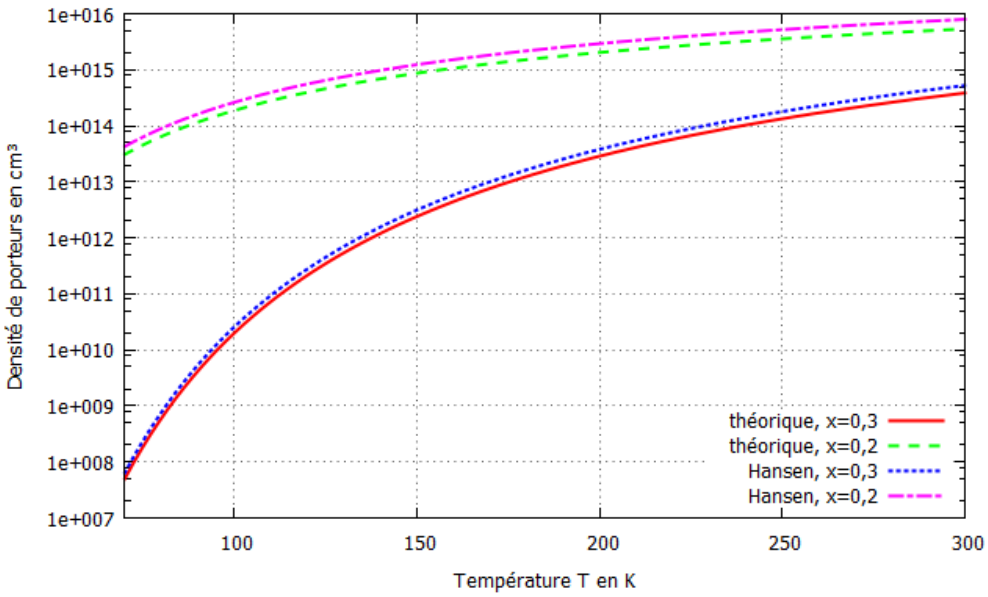


FIGURE 1.33 – Densité intrinsèque de porteurs n_i en fonction de la température et de la composition d'après les relations 1.30 et 1.31.

Après implantation ionique, on observe en général trois zones : p, n- et n+ [31]. Le niveau de dopage est confidentiel.

Les mobilités des électrons μ_c et des trous μ_h dépendent du dopage. La mesure des porteurs minoritaires (les trous dans le n-CMT par exemple) est très délicate et peu d'études s'y sont consacrées. D'après le recueil de Capper [26], dans le p-CMT avec $N_a - N_d = 10^{16}$ cm^{-3}, la mobilité des électrons est estimée à 0,8 fois celle dans le n-CMT. La mobilité des trous dans le n-CMT a été très peu publiée et des anomalies dans les valeurs du coefficient de Hall sont souvent rapportées. Elle semble similaire à celle des trous dans le p-CMT (tableau 1.4). La dépendance à la température est généralement donnée par les équations 1.32 et 1.33.

$$\mu_c = 50000 \left(\frac{T}{80}\right)^{-3/2} \text{ cm}^2/\text{s.V} \tag{1.32}$$

$$\mu_h \text{ indépendant de T entre 80 et 300 K} \tag{1.33}$$

Porteurs	Dopage en cm^{-3}	Mobilité en cm^2/Vs
Majoritaire	n	2000
Minoritaire	n	500
Majoritaire	p	10000
Minoritaire	p	500

TABLE 1.4 – Mobilités des électrons et des trous dans le n-CMT et le p-CMT [25].

La durée de vie des porteurs est essentielle pour déterminer le courant d'obscurité des photodiodes implantées dans la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ (relation 1.22). Elle correspond à la durée moyenne entre la génération d'une paire électron/trou et sa recombinaison. Les phénomènes physiques à l'origine d'une génération/recombinaison (g/r) dans les semiconducteurs sont multiples : effets Auger, effet radiatif, centres de Shockley-Read, etc. Dans le $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ (applications MWIR), la g/r prédominante est l'effet Auger avec des durées de vie de l'ordre de 1 µs. Pour plus de détails, l'annexe B explique le lien entre durée de vie des porteurs et courant d'obscurité et donne leurs expressions théoriques.

1.2.2.4 Circuit de lecture CMOS et assemblage

Le circuit de lecture (CL) est fabriqué avec la technologie *Complementary Metal Oxide Semiconductor* (CMOS) dans une fonderie silicium. Sa modélisation est détaillée dans la section 1.2.3.

L'interconnexion du circuit de détection sur le circuit de lecture est réalisée par flip-chip. Un réseau de billes d'indium au format TV/4 (320x256, cf. figure 1.34) connecte les photodiodes aux circuits intégrateurs. Pour renforcer la tenue mécanique et coupler les déformations des deux circuits, les billes sont enrobées par capillarité avec un polyépoxyde fluide.

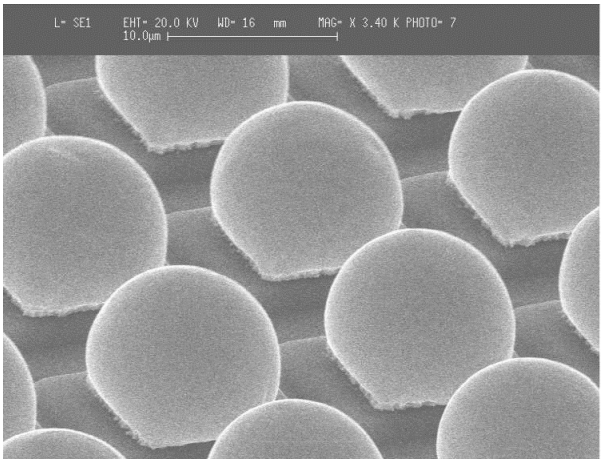
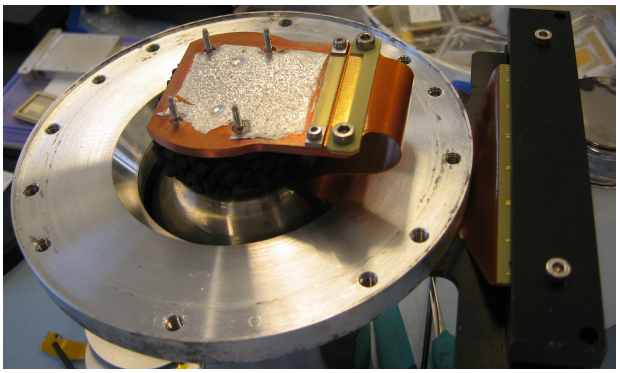
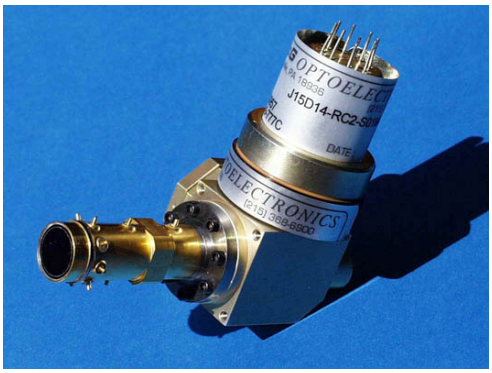


FIGURE 1.34 – Photographie au MEB d'un réseau de billes au pas de 15 µm sur un circuit de lecture.

Dans le commerce, les cryostats embarqués utilisent souvent une machine à froid (figure 1.35). Dans les laboratoires du CEA/Leti, la stabilité du refroidissement est garantie avec des cryostats à bain ou à circulation d'azote. Certains sont équipés de résistances chauffantes pour permettre des caractérisations des composants entre 80 et 300 K (voir section 3.1.1 pour les cryostats utilisés dans ma thèse).



(a) Cryostat à bain d'azote retourné et ouvert, faisant apparaître la limande de sortie.



(b) Machine à froid rotative de type Stirling (crédit Teledyne Judson Technologies).

FIGURE 1.35 – Différentes technologies de cryostats.

1.2.3 Le circuit de lecture à injection directe

Le circuit de lecture des composants que j'ai caractérisés (cf. chapitre 3) est dit « à injection directe ». Cette particularité aura une incidence significative sur les résultats, notamment sur la mesure de courant d'obscurité.

Il se décompose en 4 composantes :
– une composante de séquençage qui coordonne les phases d'intégration de charges et de lecture,

– une cellule électronique élémentaire répétée 320x256 fois,
– une composante de conversion charge-tension répétée 320 fois (une par colonne),
– une composante de multiplexage pour conditionner la sortie vidéo.

1.2.3.1 Séquençage

La transformation du signal optique en signal électrique par les détecteurs est réalisée en 2 étapes : l'intégration des charges et la conversion charge/tension. Le temps d'intégration est contrôlé par une horloge (un signal logique à 2 états : 0 ou 1). Le temps de lecture correspond à 320x256 fois la période de l'horloge générale, soit à 11 MHz, $t_{lec} \approx 7{,}4$ ms.

1.2.3.2 Cellule élémentaire

Le CL est dit « à injection directe », c'est-à-dire qu'il polarise les photodiodes directement avec des transistors. Comme le CL est réalisé en technologie CMOS, les transistors sont des MOSFET de type P et N. La modélisation du transistor est plus ou moins complexe en fonction des hypothèses de travail. Dans le cas le plus critique comme la mesure du courant d'obscurité, la description par le modèle Enz-Krummenaker-Vittoz (EKV) est efficace [32].

Une cellule élémentaire est constituée d'un transistor MOSFET de type P, d'une capacité d'intégration $C_{int} = 1,5$ pF et d'un interupteur (transistor) piloté par le circuit de logique.

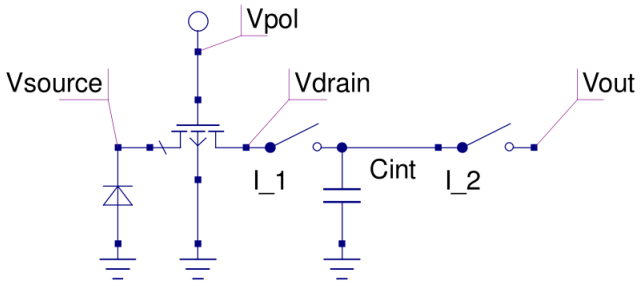


FIGURE 1.36 – Cellule élémentaire du CL

Dans le modèle EKV, le courant qui traverse le canal du transistor I est la somme d'un courant direct I_f et d'un courant inverse I_r. L'avantage de ce modèle est de donner une relation empirique simple de chaque courant en fonction des tensions de drain V_{drain}, de source V_{source}, de polarisation V_{pol} et de seuil V_{th}. En effet, on a :

$$I = I_f - I_r \tag{1.34}$$

$$I_f = I_s F\left(\frac{V_p - V_{\text{source}}}{U_T}\right) \tag{1.35}$$

$$I_r = I_s F\left(\frac{V_p - V_{\text{drain}}}{U_T}\right) \tag{1.36}$$

$$\text{où } F(v) = \left[\ln\left(1 + e^{\frac{v}{2}}\right)\right]^2 \tag{1.37}$$

$$\text{et } V_p = \frac{V_{pol} - V_{th}}{n} \tag{1.38}$$

$$I_s = 2n\beta U_T^2 \tag{1.39}$$

$$U_T = \frac{kT}{q} \tag{1.40}$$

Les paramètres β, n et V_{th} ne sont pas connus *a priori* et servent de coefficient d'ajustement. β dépend de la géométrie et des matériaux du transistor [8]. U_T est la tension thermodynamique,

8. Son expression théorique est $\beta = \mu_n C_{ox} \frac{W}{L}$, avec μ_n la mobilité des électrons dans le canal, $C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}}{t_{ox}}$ la capacité de l'oxyde par unité de surface, L la longueur du canal et W sa largeur.

elle vaut 6,89 mV à 80 K et 25,9 mV à 300 K.

Le choix de la fonction F est arbitraire. Celle que nous utilisons a été proposée par H. Oguey et S. Cserveny (1982) et se trouve être simple et en bonne adéquation avec les résultats expérimentaux. Elle converge asymptotiquement vers les bonnes limites lorsque $v \to +\infty$ et $v \to -\infty$.

Autour d'une tension de polarisation V_{pol} et source V_{source} données, on peut définir les gains g_{mg} et g_{ms}. Pour des courants faibles, ces gains sont proportionnels au courant.

$$g_{mg} = \frac{\partial I}{\partial V_{pol}} = \frac{I_s}{nU_T}\left[\sqrt{i_f}\left(1 - e^{-\sqrt{i_f}}\right) - \sqrt{i_r}\left(1 - e^{-\sqrt{i_r}}\right)\right] \approx \frac{I_d}{nU_T} \tag{1.41}$$

$$g_{ms} = -\frac{\partial I}{\partial V_{\text{source}}} = \frac{I_s}{U_T}\sqrt{i_f}\left(1 - e^{-\sqrt{i_f}}\right) \approx \frac{I_f}{U_T} \tag{1.42}$$

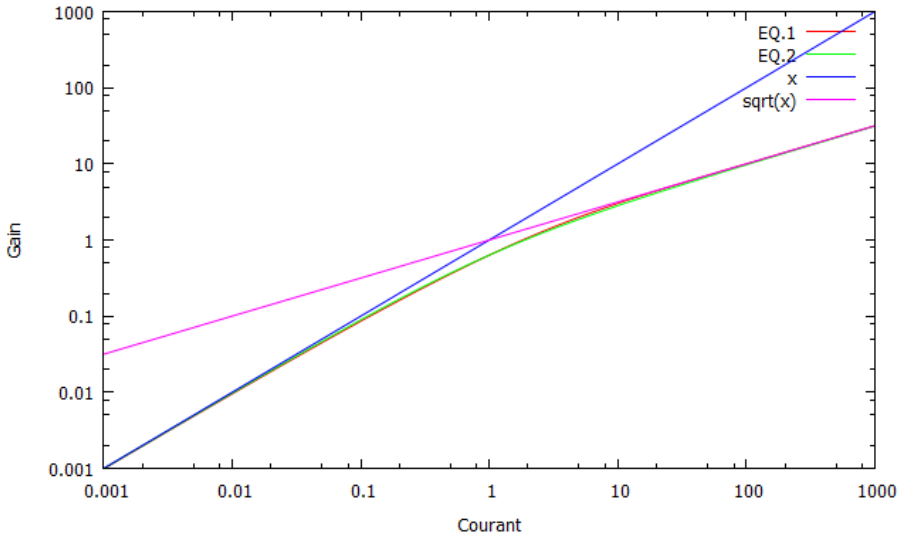


FIGURE 1.37 – Gain normalisé par $\frac{U_T}{I}$ en fonction du courant I. EQ.1 est l'équation 1.42 et EQ.2 est l'équation simplifiée préconisée par EKV [32].

En modélisant la photodiode comme un générateur idéal de courant I_{diode} avec une résistance dynamique R_d en parallèle, nous pouvons relier le courant mesuré au courant réellement généré au niveau de la photodiode.

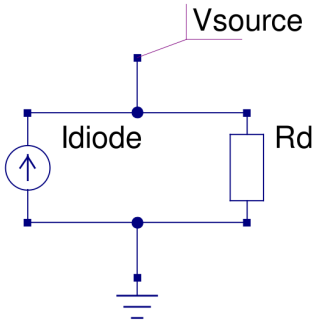


FIGURE 1.38 – Modélisation d'une photodiode en un générateur idéal de courant avec une résistance dynamique en parallèle

Si on admet pouvoir écrire $I = -g_{ms}V_{\text{source}}$, alors l'équation reliant le courant dans la photodiode à celle traversant le transistor est :

$$I = \frac{g_{ms}R_d}{1 + g_{ms}R_d}I_{\text{diode}} \tag{1.43}$$

Ainsi, la fonction de transfert est définie par $\eta = \frac{g_{ms}R_d}{1+g_{ms}R_d}$. Elle tend vers 1 lorsque la résistance dynamique de la photodiode est grande (elle vaut typiquement de 10 à 100 GΩ pour une photodiode sous flux). Par contre, pour la mesure du courant d'obscurité, le gain chute tellement (proportionnel au courant) que la fonction de transfert peut diminuer significativement (figure 1.39).

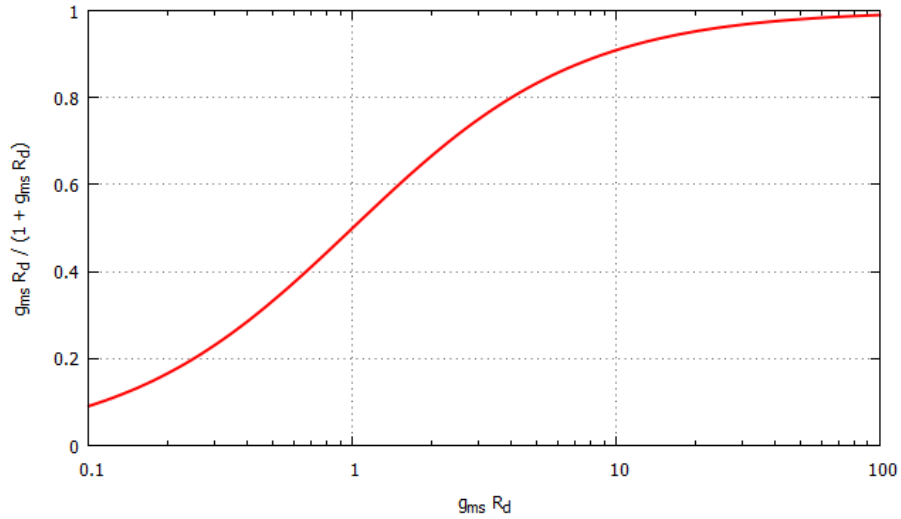


FIGURE 1.39 – Fonction de transfert $\frac{g_{ms}R_d}{1+g_{ms}R_d}$ en fonction de $x = g_{ms}R_d$

1.2.3.3 Conversion courant-tension

Dans chaque cellule élémentaire, la capacité C_{int} permet d'intégrer les charges générées dans la photodiode lorsque l'interrupteur « I_1 » est fermé et « I_2 » ouvert. La tension aux bornes du condensateur V_{drain} est reliée au courant qui traverse le transistor par la formule :

$$V_{\text{drain}} = V_{\text{drain}}(0) + \frac{1}{C_{int}} \int_0^{T_{int}} i(t)dt \tag{1.44}$$

Au début d'une séquence d'intégration des charges, la tension de drain est toujours réinitialisée à 5 V, donc $V_{\text{drain}}(0) = 5$ V. À la fin de l'intégration, on note Q la charge intégrée dans le condensateur C_{int}.

En permutant l'état des interrupteurs, les charges sont « transférées » dans un condensateur en pied de colonne. La structure du circuit est donnée figure 1.40. La tension V_{cint} est modifiée pendant le transfert pour que toutes les charges soient transférées. L'amplificateur opérationnel (AO) est caractérisé par un gain $\mu = 55$ dB et une fréquence de coupure à 10 kHz ($\tau = 0,1$ ms).

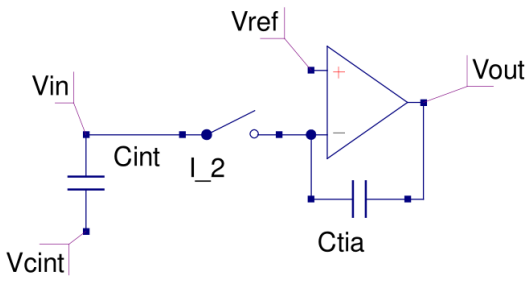


FIGURE 1.40 – Modélisation du convertisseur charge-tension

À la fin de l'intégration, la tension de sortie est donnée par l'équation 1.47. En la combinant avec l'équation 1.44, on en déduit la relation directe entre la tension de sortie et le courant intégré (équation 1.46).

$$V_S = V_{ref} - \frac{Q}{C_{tia}} \tag{1.45}$$

$$= V_{ref} - \frac{1}{C_{tia}} \int_0^{T_{int}} i(t)dt \tag{1.46}$$

$$= V_{ref} + \frac{C_{int}}{C_{tia}} (V_{\text{drain}}(0) - V_{\text{drain}}) \tag{1.47}$$

Le multiplexage temporel consiste à créer un unique signal de sortie composé de chacune des tensions de sortie des pixels mis à la suite les unes des autres. Un premier étage est constitué de 4 multiplexeurs à 80 voies chacun et un deuxième étage réalise la sortie vidéo définitive (4 voies vers 1).

1.3 Propriétés thermomécaniques et électro-optiques du $Cd_xHg_{1-x}Te$

La première section a mis en évidence l'intérêt de fabriquer des matrices de détecteurs courbes et la seconde l'état de l'art des deux filières principales (bolomètres et quantiques) développées au CEA/Leti. Les procédés de courbure des détecteurs infrarouge (décrits au chapitre 2) vont solliciter les propriétés thermomécaniques des matériaux, particulièrement celles de la couche photosensible en $Cd_xHg_{1-x}Te$. De plus, un couplage entre la thermomécanique et l'optoélectronique pourra apparaître.

1.3.1 Des propriétés thermomécaniques mal connues

1.3.1.1 Une élasticité fortement anisotrope

Mon travail de thèse a commencé par une recherche exhaustive des propriétés élastiques du $Cd_xHg_{1-x}Te$ et du $Cd_yZn_{1-y}Te$ (le substrat de croissance) dans la littérature.

À cause de la difficulté de mesurer les propriétés élastiques d'un matériau en couche mince, les premières mesures ne concernait que les alliages binaires fabriqués avec des méthodes permettant d'obtenir des monocristaux de grandes tailles (plusieurs millimètres de long). Ainsi, des années 1960 au début des années 1980, les techniques de mesure de vitesses d'ondes ultrasonores portaient sur des échantillons massifs de CdTe, HgTe et ZnTe. Par la suite, des mesures par nanoindentation de couches minces de $Cd_xHg_{1-x}Te$ ont vu le jour dans les années 1990 et 2000.

In fine, les données bibliographiques sont plus nombreuses pour le CdTe, le HgTe et le ZnTe et l'hypothèse d'isotropie souvent utilisée dans les mesures par microindentation est une limitation importante. Par conséquent, je conserverai la description anisotrope des rigidités en utilisant une loi des mélanges, à l'instar de la loi de Vegard [9] pour le paramètre de maille (cf. plus bas, le cas du $Cd_yZn_{1-y}Te$ en fonction de la composition y).

Pour une structure cristalline cubique, le tenseur de rigidité ne dépend que de 3 coefficients indépendants C_{11}, C_{12} et C_{44} [33]. Ces derniers ont été obtenus de différentes manières selon les auteurs. Le tableau 1.6 rapporte les valeurs obtenues par mesure de la vitesse d'ondes ultrasonores dans le matériau. Les vitesses de propagation sont reliées aux coefficients de rigidité grâce aux relations de l'équation 1.48, où C^{eff} est le coefficient de rigidité effectif (donné dans le tableau 1.5), ρ est la masse volumique de l'échantillon et $v^{<abc>}_{<\alpha\beta\gamma>}$ est la vitesse de l'onde polarisée selon <abc> dans la direction de propagation $<\alpha\beta\gamma>$.

$$C_{ij}^{eff} = \rho v^{<abc>}_{<\alpha\beta\gamma>}{}^2 \tag{1.48}$$

9. La loi de Vegard énonce qu'il existe une relation linéaire entre le paramètre de maille d'un alliage et ceux de ses constituants.

Direction de polarisation	Direction de propagation	Coefficient de rigidité effectif
<110>	<110>	$\frac{1}{2}(C_{11}+C_{12}+2C_{44})$
<001>	<110>	C_{44}
<1$\bar{1}$0>	<110>	$\frac{1}{2}(C_{11}-C_{12})$

TABLE 1.5 – Coefficients de rigidité effectifs en fonction des caractéristiques de l'onde.

L'article de McSkimin et Thomas [34] sur le CdTe détaille abondamment les conditions expérimentales de leurs mesures et donne une estimation de l'incertitude en prenant en compte les incertitudes sur la vitesse de propagation des ondes et la désorientation par rapport aux axes considérés. Ils ont également démontré qu'il n'y avait pas de rigidité d'origine piézoélectrique sur les valeurs de vitesse d'onde pour les directions choisies.

Comme le font remarquer Greenough et Palmer [36], les résultats de McSkimin et Thomas et de Don Berlincourt *et al.* [35] ont été obtenus indépendamment l'un de l'autre sur des échantillons différents et avec des méthodes de mesures différentes. En outre, les variations de rigidités en fonction de la température ($\frac{1}{C_{ij}}\frac{\partial C_{ij}}{\partial T}$) calculées à partir de leurs valeurs sont négatives pour C_{11} et C_{12} et positive pour C_{44}. Ainsi, les résultats de Greenough et Palmer, bien que moins précis, rendent mieux compte de la sensibilité des coefficients de rigidité à la température (tableau 1.7).

La mesure de l'élasticité du HgTe est plus complexe car le mercure a tendance à diffuser facilement, même à température ambiante, et notamment à s'évaporer par la surface en créant des lacunes. Une passivation de sa surface permet de maintenir une faible concentration de lacunes.

Saunders et Seddon [40] ont montré que la concentration de lacunes avait un effet sensible sur la propagation des ultrasons utilisés pour mesurer les propriétés élastiques. En outre, le module d'élasticité isostatique réduit [10] est directement proportionnel au nombre de lacunes.

Enfin, Alper et Saunders [37] ont observé une faible différence dans les coefficients d'élasticité entre un échantillon recuit sous atmosphère saturée de mercure et un échantillon sans recuit. Le recuit permet notamment l'élimination de dislocations et une relaxation du réseau cristallin. La préparation de l'échantillon a une influence sensible sur les propriétés élastiques et la comparaison entre différents auteurs est rendue difficile.

Concernant le $Cd_yZn_{1-y}Te$, Andrusiv *et al.* [41] ont évalué la vitesse de propagation d'ondes ultrasonores pour différentes compositions y et des températures de 78 à 300 K. Ils ne rapportent que les vitesses obtenues et les coefficients ont été calculés à partir de l'équation 1.48. Le graphe 1.41 donne les rigidités à 300 K en fonction de la composition. Il apparaît clairement qu'un ajustement de courbe par un polynôme de degré 2 est bien adapté. Cependant, l'utilisation d'une loi de type Vegard (relation affine) n'engendre pas d'erreur relative supérieure à 5 % par rapport aux valeurs expérimentales. En l'absence de mesure de rigidités du $Cd_xHg_{1-x}Te$ pour différentes compositions, j'utiliserai cette loi.

Plus récemment, les propriétés élastiques ont été investiguées à l'aide de la nanoindentation. Le problème essentiel soulevé par cette technique est l'hypothèse d'isotropie du matériau. Pour le CdTe, le module de Young varie significativement selon les directions sollicitées. En prenant par exemple les valeurs des coefficients de souplesse S_{ij} de Greenough et Palmer [36], on obtient les modules de Young donnés dans le tableau 1.8. L'artefact intervient en général en introduisant un module de Young isotrope moyen effectif pour des matériaux anisotropes qui moyenne les contributions dans les différentes directions cristallographiques.

Par ailleurs, le facteur d'anisotropie défini par l'équation 1.49 est élevé (de l'ordre de 2,4 pour le CdTe, à comparer avec celui du silicium 1,56 et celui du germanium 1,65).

10. Le module d'élasticité réduit (*reduced bulk modulus*en anglais) est défini par $B^* = \frac{B}{C_0}$ avec $C_0 = \frac{e^2}{R^4}$, R est la plus petite distance entre deux atomes voisins.

	Sources	C_{11}	C_{12}	C_{44}	Incertitudes	Température	Technique de mesure
CdTe	McSkimin et Thomas [34]	53,51	36,81	19,94	jusqu'à ± 0,2 %	298 K	Mesure de vitesse d'ondes ultrasoniques par comparaison de phase
	Don Berlincourt *et al.* [35]	61,5	43,0	19,6	jusqu'à ± 18 % [a]	77 K	Mesure de vitesse d'ondes ultrasoniques par résonance
	Greenough et Palmer [36]	53,8	37,4	20,18	± 3 %	298 K	Mesure de vitesse d'ondes ultrasoniques
		56,2	39,3	20,61	± 3 %	77 K	par résonance
HgTe	Alper et Saunders [37]	54,8	38,1	20,4	± 0,5 %	290 K	Mesure de vitesse d'impulsions
		58,7	41,0	21,7		77 K	ultrasonores sur échantillon recuit
	Cottam *et al.* [38]	53,61	36,60	21,23	jusqu'à $\pm 0,8\%$	298 K	Mesure de vitesse d'ondes ultrasonores
		58,63	40,59	22,41		78 K	par superposition d'impulsions
	Mavroides et Kolesar [39]	50,8	35,8	20,5	-	≈ 300 K	Mesure de vitesse d'ondes ultrasoniques
ZnTe	McSkimin et Thomas [34]	53,51	36,81	19,94	Jusqu'à ± 0,2 %	298 K	Mesure de vitesse d'ondes ultrasoniques par comparaison de phase

TABLE 1.6 – Coefficients de rigidité du CdTe, du HgTe et du ZnTe.

a. Calculés à partir d'une incertitude de 1,5 % sur les coefficients S, on obtient 12,7 % sur C11, 17,8 % sur C12 et 0,0150 % sur C44.

Rigidités	$\frac{1}{C_{ij}}\frac{\partial C_{ij}}{\partial T}$ en %/K
C_{11}	-0,020
C_{12}	-0,022
C_{44}	-0,0095

TABLE 1.7 – Coefficients de sensibilité des rigidités à la température du CdTe entre 77 et 298 K (calculés à partir de [36]).

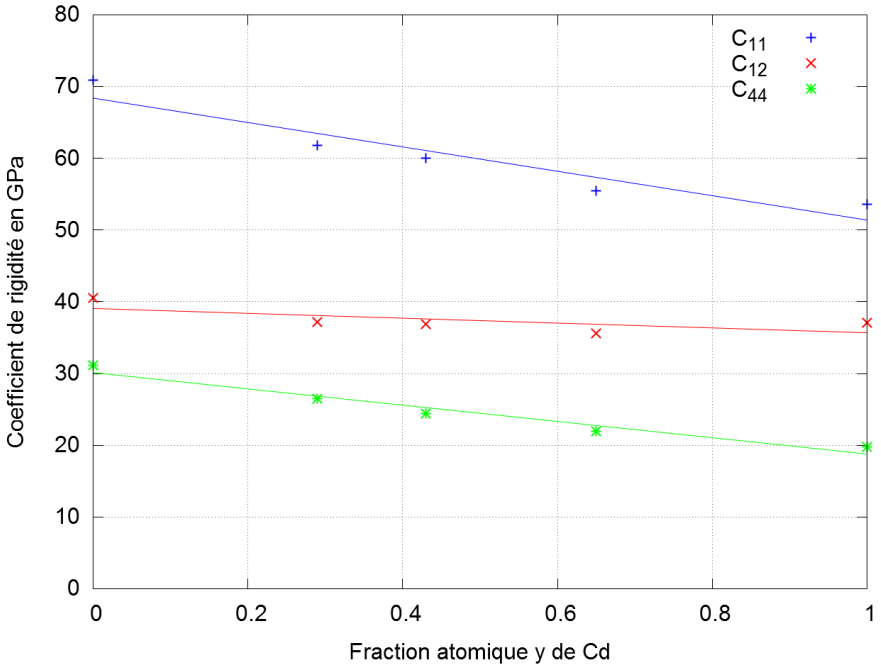


FIGURE 1.41 – Coefficients de rigidité du $Cd_yZn_{1-y}Te$ en fonction de la composition y.

Direction cristallographique	Module de Young (GPa)
[100]	26
[110]	42
[111]	51

TABLE 1.8 – Influence de la direction cristallographique sur le module de Young du CdTe.

$$f_{\text{anisotropie}} = \frac{2C_{44}}{C_{11} - C_{12}} \tag{1.49}$$

Kurilo *et al.* [42] et Martyniuk *et al.* [43] ont essayé de déterminer une valeur moyenne du module de Young à partir d'expériences de nanoindentation pour le CdTe, le HgTe et le $Cd_xHg_{1-x}Te$. Leurs résultats sont résumés dans le tableau 1.9 (ils supposent le coefficient de Poisson connu par la littérature et fixé à $\nu = 0,4$).

Source	Nature du matériau	Méthode d'obtention	Plan investigué	Module de Young (GPa)
Kurilo *et al.* [42]	CdTe	Bridgman	(110)	46,2
	CdTe	Bridgman	(100)	45,0
	HgTe	Bridgman	(110)	45,6
	$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$	Bridgman	(110)	48,1
	ZnTe	Dépôt chimique	(111)	71,0
Martyniuk *et al.* [43]	$Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$	EPL	(111)	50
	$Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$	EJM	(211)	50
	$Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$	Bridgman	Non indiqué	42

TABLE 1.9 – Valeurs de module de Young effectif obtenus par nanoindentation.

Ces valeurs de module de Young sont en bon accord avec celles issues des coefficients de rigidité. Malheureusement, les résultats obtenus par Kurilo *et al.* ne sont pas comparables à ceux de Martyniuk *et al.* En effet, les méthodes d'obtention des matériaux sont différentes, ainsi que les plans investigués, les épaisseurs et la composition de l'alliage de CMT.

Au cours de ma thèse, j'ai réalisé des mesures de dureté et de module de Young à l'aide d'un nanoindenteur sur deux échantillons (T1 et PV37) représentatifs des composants que j'ai utilisé par la suite. Il s'agit de deux plaques de substrat en $Cd_yZn_{1-y}Te$ orientées (111) d'environ 1 cm^2 sur lesquelles une couche de $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ de 10,6 µm pour T1 et 8,7 µm pour PV37 a été déposée par EPL. Le nanoindenteur à pointe Berkovitch fonctionne à température ambiante (294 K) selon deux modes : le mode simple effectue une indentation continue dans le matériau jusqu'à une profondeur de pénétration déterminée à l'avance ; le mode CSM consiste en un chargement progressif avec une sollicitation sinusoïdale.

La dureté D et le module de Young E sont mesurés à la décharge, selon les relations 1.50 et 1.51, avec P_{max} la force d'indentation maximale, A_c l'aire de contact projetée, M le module biaxial du matériau testé (équation 1.52), M_t le module biaxial de l'indenteur. Le coefficient de Poisson est supposée égal à 0,4 pour comparer les résultats à ceux de Martyniuk *et al.*

$$H = \frac{P_{max}}{A_c} \tag{1.50}$$

$$S = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{A_c}\left(\frac{1}{M_t} + \frac{1}{M}\right)^{-1} \tag{1.51}$$

$$M = \frac{E}{1-\nu^2} \tag{1.52}$$

Trente indentations sont réalisées en mode simple sur chaque échantillon, à 700 nm pour T1, à 500 nm pour PV37 (inférieur à 10 % de l'épaisseur totale). Le mode CSM est appliqué à 80 Hz jusqu'à 3 µm. Les résultats sont rapportés dans le tableau 1.10. La figure 1.42 montre l'évolution du module de Young effectif en fonction de la profondeur d'investigation.

Les modules de Young effectifs dans le mode CSM sont légèrement plus faibles que dans le mode simple alors que les duretés sont plus élevées. Le mode de sollicitation n'est donc pas complètement neutre sur la mesure. Les valeurs de dureté en mode CSM sont proches de 0,67 GPa mesuré par Martyniuk *et al* sur une couche de 10 à 20 µm de $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$.

Échantillon	Mode	Module de Young (GPa)	Dureté (GPa)
T1	simple	38,3	0,56
	CSM à 700 µm	35,4	0,67
PV37	simple	40,3	0,57
	CSM à 500 µm	36,0	0,64

TABLE 1.10 – Module de Young effectif et dureté mesuré sur le $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ à température ambiante avec un nanoindenteur de Berkovitch.

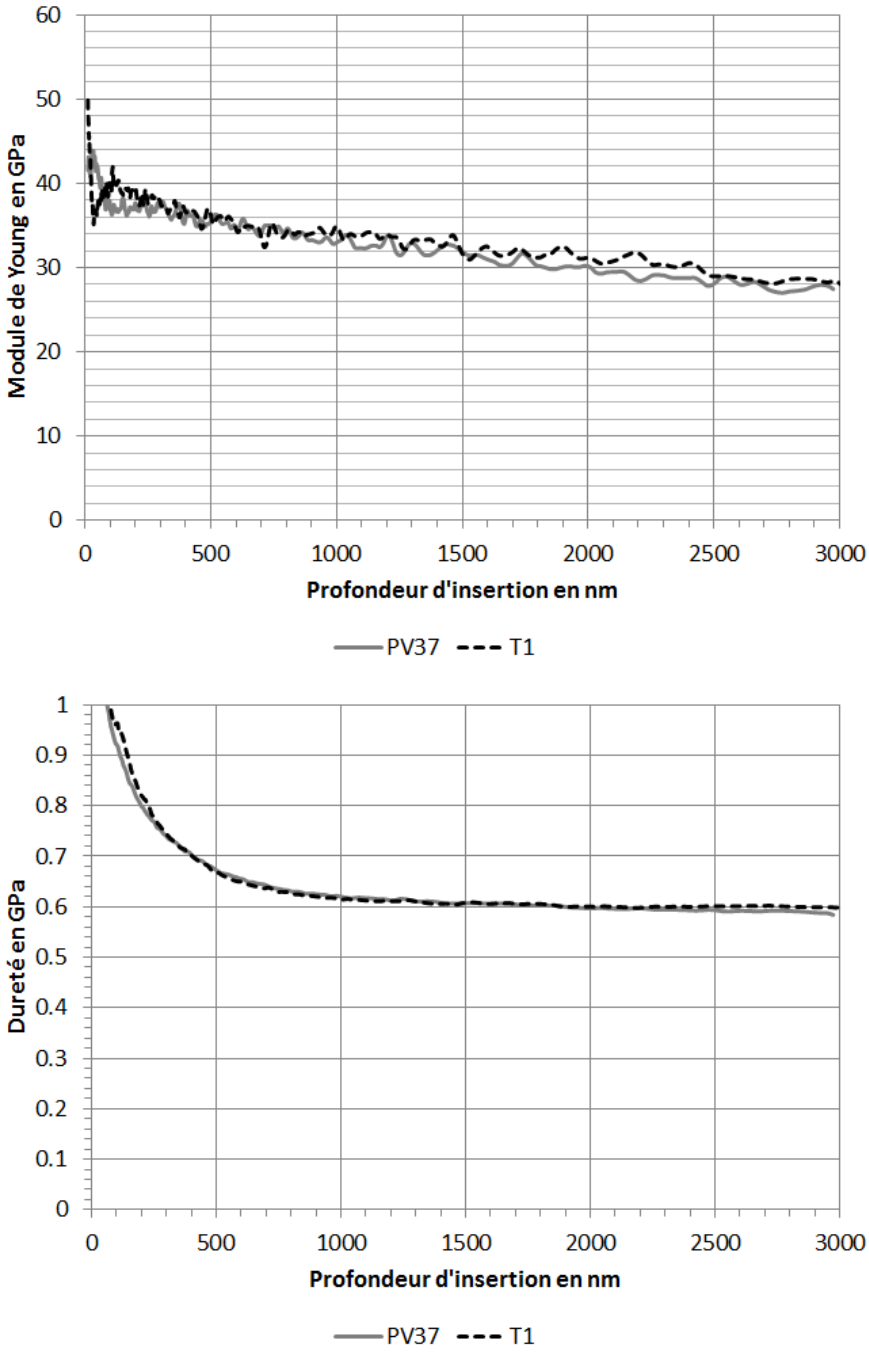


FIGURE 1.42 – En haut, module de Young effectif du $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ mesuré avec le nanoindenteur Berkovitch en mode CSM (chargement sinusoïdal) en fonction de la profondeur d'investigation. En bas, dureté Berkovitch mesurée en même temps que le module de Young effectif.

Malgré une courbe du module de Young effectif assez bruitée, une bonne reproductibilité est observée sur les 2x30 mesures effectuées. Le module de Young diminue avec la profondeur d'insertion. Or, ni la prise en compte du substrat, ni celle du « *pile-up* »[11] ne permettent d'expliquer ce comportement. En effet, le substrat en CZT possède un module de Young plus élevé que le CMT. De plus, le phénomène de *pile-up* observé au microscope optique et confirmé par la littérature a tendance à sous-estimer la surface de contact, et donc à surestimer le module de Young. Cette diminution pourrait en revanche provenir d'une forte réorganisation locale de la matière. Le module de Young dépendant fortement de la direction cristallographique (cf. tableau 1.8), il est maximum dans la direction [111] (51 GPa) mais diminue jusqu'à 26 GPa dans la direction [100]. Cette modification de la structure cristalline est tout à fait compatible avec une recristallisation dynamique continue. Celle-ci, par la création de joints et sous-joints de grains, permet une rotation locale du réseau cristallin [44].

Concernant l'augmentation de dureté entre les deux modes, c'est en général le signe d'un écrouissage (augmentation de la densité de dislocations, augmentation de la limite d'élasticité). Il est possible que la sollicitation sinusoïdale entre 0 et 500 nm d'insertion ait déformé plastiquement le matériau sur une zone assez large. L'augmentation de la dureté aux faibles profondeurs de pénétration h a également été observée par Martyniuk *et al.* [43] et s'explique par un effet de taille d'indentation. La dureté est reliée à h par la relation 1.53, avec H_0 la dureté à une grande profondeur d'indentation et h^* une longueur caractéristique. Toutefois, cet effet apparaît pour des profondeurs plus faibles chez Martyniuk *et al.* La plasticité dans le CMT sera traitée plus en détail dans la suite du chapitre.

$$\frac{H}{H_0} = \sqrt{1 + \frac{h^*}{h}} \tag{1.53}$$

En 1995, une approche par le calcul [45] a permis d'estimer les coefficients de rigidité de semi-conducteurs II-VI comme le CdTe et le HgTe. Les auteurs utilisent un modèle de liaison chargée (*Bond-Charge Model* en anglais) pour éviter un calcul *ab initio*, trop complexe pour des composés comme le $Cd_xHg_{1-x}Te$. Les auteurs trouvent effectivement des valeurs proches de celles reportées plus haut, avec des écarts maximaux de 3,4 % pour le HgTe et de 10,1 % pour le CdTe.

Pour conclure, il n'existe pas à l'heure actuelle de mesures de coefficient de rigidité pour le $Cd_xHg_{1-x}Te$ en couche qui tiennent compte de sa forte anisotropie. Nous retiendrons donc que les coefficients d'élasticité du CdTe et du HgTe sont très proches et que ceux du $Cd_xHg_{1-x}Te$ seront établis avec une loi des mélanges. Cette approximation semble raisonnable pour au moins trois raisons.

1. La dépendance des rigidités avec la composition dans le $Cd_yZn_{1-y}Te$ est proche d'une loi affine, avec des erreurs relatives inférieures à 5 %.
2. La liaison supposée covalente Cd-Te mesurée à 2,80 Å correspond à la somme des rayons atomiques de cadmium (1,48 Å) et de tellure (1,32 Å). Or, l'atome de mercure a exactement le même rayon que celui du cadmium (1,48 Å) [29]. La substitution entre les atomes Cd et Hg influence peu la structure. *A contrario*, le rayon atomique du zinc est de 1,31 Å. On s'attend donc à ce que l'alliage $Cd_yZn_{1-y}Te$ soit davantage affecté par la substitution du cadmium par le zinc que l'alliage $Cd_xHg_{1-x}Te$.
3. Les propriétés élastiques des semi-conducteurs sont intrinsèquement liées aux forces interatomiques, dont l'ionicité de Phillips f_i est le paramètre descriptif quantitatif par excellence. De nombreuses corrélations peuvent être observées entre f_i et des propriétés élastiques[12] [46]. Il se trouve que le CdTe et le HgTe ont des ionicités assez proches (cf. tableau 1.11). Le ZnTe possède une ionicité plus faible.

11. Le pile-up est la formation d'un bourlet de matière autour de l'indent pendant le test d'indentation. Ce phénomène modifie la surface effective de contact entre l'échantillon et l'indent. Par conséquent, il peut générer des erreurs dans l'estimation des propriétés mécaniques de l'échantillon.

12. Par exemple avec le module d'élasticité réduit B^* (*reduced bulk modulus*) et les modules de cisaillement réduits C_s^* et C_{44}^* (*reduced shear modulus*)

Composé	Ionicité de Phillips	
	d'après [24]	d'après [25]
CdTe	0,717	0,739
HgTe	0,65	0,74
ZnTe	0,609	0,56

TABLE 1.11 – Ionicité de Phillips du CdTe, HgTe et ZnTe.

Par conséquent, je privilégierai une description anisotrope des rigidités du $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ en utilisant les valeurs du tableau 1.12 plutôt que les résultats d'indentation qui impose une modélisation isotrope. Pour une couche mince orientée avec une face (111), un changement de repère cristallographique permet d'obtenir les coefficients du tableau 1.13.

Coefficient de rigidité	Valeur (GPa)
C_{11}	53,51
C_{12}	36,81
C_{44}	19,94

TABLE 1.12 – Coefficients de rigidité du $Cd_xHg_{1-x}Te$ retenus pour le présent travail de thèse pour un cristal cubique à faces centrées orienté selon ses axes naturels ([100], [010], [001]).

Coefficient de rigidité	Valeur (GPa)
$C_{11} = C_{22}$	65,10
C_{33}	68,96
C_{12}	32,95
$C_{13} = C_{23}$	29,08
$C_{14} = C_{25} = C_{46} = C_{56}$	3,86
$C_{24} = C_{15}$	-3,86
$C_{44} = C_{55}$	12,21
C_{66}	16,08

TABLE 1.13 – Coefficients de rigidité du $Cd_xHg_{1-x}Te$ pour un cristal cubique à faces centrées orienté avec une face (111).

1.3.1.2 Une plasticité encore mal comprise

Pour fabriquer des matrices de détecteurs courbes, des déformations importantes peuvent être générées dans la couche de CMT. Si la limite d'élasticité est dépassée, des dislocations vont apparaître.

Définition d'une dislocation Une dislocation est un défaut linéaire correspondant à une discontinuité du réseau cristallin. Elle joue un rôle essentiel pour expliquer la déformation plastique (i.e. irréversible) dans les matériaux. Dans les semi-conducteurs d'une manière générale, les dislocations jouent un rôle significatif dans l'établissement de leur propriétés physiques (mobilité et durée de vie des porteurs, diffusion d'éléments étrangers, etc.).

Une dislocation est caractérisée (figure 1.43) par sa direction $\vec{t}$ (tangente à la courbe de dislocation) et son vecteur de Burgers $\vec{b}$ (amplitude de la déformation engendrée). En chaque point, la dislocation peut être décomposée en deux parties élémentaires : une dislocation coin $\vec{b}_c$ ($\vec{b}_c \perp \vec{t}$) et une dislocation vis $\vec{b}_v$ ($\vec{b}_v \parallel \vec{t}$), avec $\vec{b} = \vec{b}_c + \vec{b}_v$ (figure 1.43).

Mobilité des dislocations Le mouvement des dislocations a deux origines :

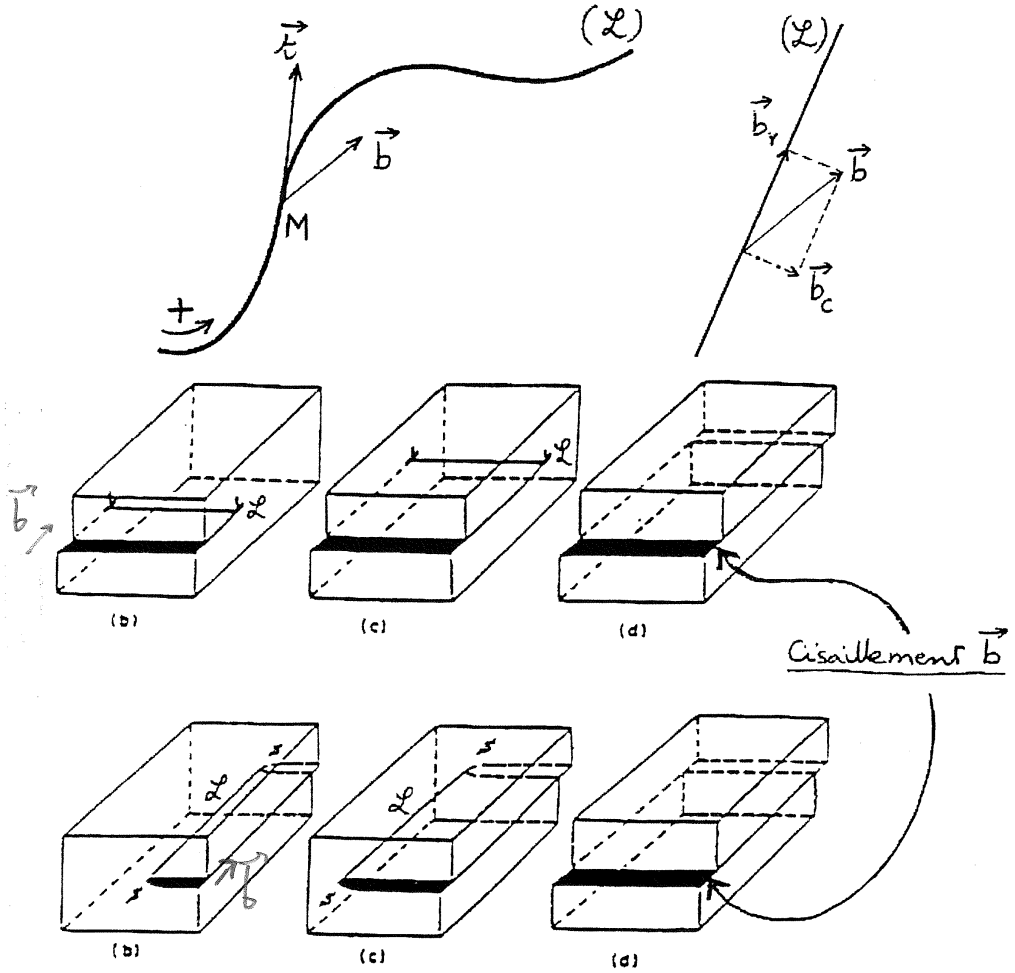


FIGURE 1.43 – En haut, définition de la direction et du vecteur de Burgers d'une dislocation quelconque à gauche et décomposition en vecteurs de Burgers coin et vis à droite [47, p. 53]. En bas, schéma d'un cisaillement élémentaire d'un cristal par le glissement d'une dislocation coin (en haut) et une dislocation vis (en bas) [47, p. 55].

1. le « glissement » dans le plan P contenant $\vec{t}$ et $\vec{b}$ est d'autant plus facile que le plan atomique P est dense ;
2. la « montée », mouvement dans une direction orthogonale au plan P, est énergétiquement moins favorable car elle implique la diffusion d'atomes et de lacunes (phénomène lent et thermiquement activé).

D'une manière générale, la population de dislocations dépend largement de la méthode de fabrication et de l'histoire thermique du matériau. Dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ (cristal de type zinc blende) fabriqué par EPL ou EJM, les dislocations prépondérantes sont les dislocations coin de vecteurs de Burgers $\frac{a}{2}$<110> avec glissement le long des plans denses {111} et les dislocations vis.

Les angles entre les dislocations coin $\frac{a}{2}$<110> sont de 60°. Mais comme dans de nombreux cristaux cubiques à faces centrées, ces dislocations coin sont dissociées. Plutôt que de sauter deux plans atomiques ($\frac{a}{2}$<110>), le matériau diminue son énergie en réalisant une faute d'empilement (demi-plan d'atomes de tellure aligné avec un demi-plan d'atomes de Cd/Hg) délimité par deux dislocations partielles. Par exemple, une dislocation $\frac{a}{2}[\bar{1}10]$ se dissocie en deux dislocations [13] $\frac{a}{6}[\bar{2}11]$ et $\frac{a}{6}[\bar{1}2\bar{1}]$ séparées par une distance d. La figure 1.44 illustre ce phénomène. La distance d est d'autant plus grande que l'énergie de faute d'empilement γ_{fe} est faible.

Dans le CMT, les dislocations coin se dissocient en partielles à 30° et 90° et les dislocations vis en partielles à 30°. De plus, le cœur des dislocations (rangée atomique sur la ligne de la dislocation) peut se composer soit d'atomes de Cd ou Hg (type α), soit d'atomes de Te (type β) [48]. Une dissociation engendre donc une partielle de type α et une partielle de type β [49–51]. L'énergie γ_{fe} a été mesurée à environ 12 ± 2 mJ/m^2 [51].

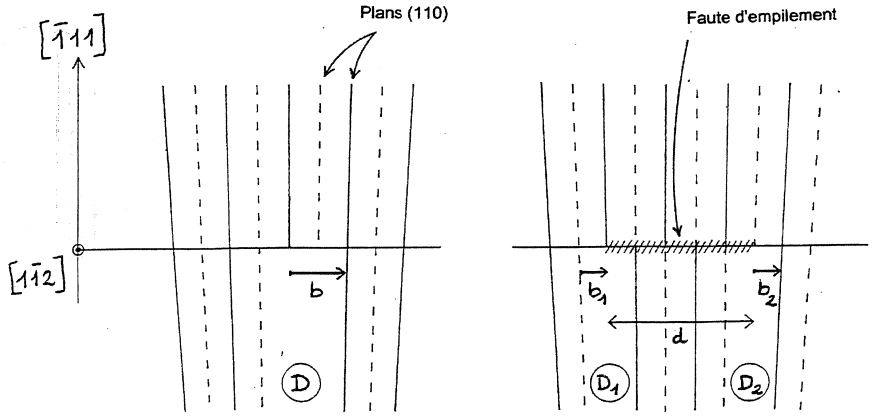


FIGURE 1.44 – Schéma de la dissociation d'une dislocation parfaite D en 2 dislocations partielles D_1 et D_2 [52]. Les lignes pleines correspondent aux plans atomiques de Te et les lignes en pointillées aux plans de Cd/Hg.

Deux approches pour lier dislocations et plasticité macroscopique

Approche de Peierls Pour cisailler un monocristal parfait en deux blocs le long d'un plan dense, il faudrait théoriquement une cission τ proche du module de cisaillement μ, autour de $\frac{\mu}{10}$ (typiquement quelques GPa). Les mesures expérimentales ont montré que les déformations plastiques irréversibles apparaissent pour des cissions de plusieurs ordres de grandeurs en dessous de la cission théorique.

Les cristaux contiennent toujours une certaine densité de dislocations ρ (mesurée en cm/cm^3). Comme le mouvement des dislocations engendre des déformations élémentaires (figure 1.43), la cission dans le plan de glissement d'une dislocation nécessaire à son mouvement, dite de Peierls-Navarro τ_{PN}, contrôle la plasticité (équation 1.54, avec K un coefficient proche de l'unité, μ le module de cisaillement, b le module du vecteur de Burgers et w largeur de la dislocation).

13. La somme $b_1 + b_2 = b$ soit être conservée.

$$\tau_{PN} = \frac{2\mu}{K} \exp\left(-\frac{2\pi w}{b}\right) \tag{1.54}$$

Le facteur de Schmid F_S relie une contrainte uniaxiale $\sigma = \frac{F}{S_0}$ à la cission τ ressentie par une dislocation en fonction des angles χ_0 entre la contrainte et le plan de glissement et λ_0 entre la contrainte et le vecteur de Burgers b (équation 1.55, figure 1.45) [53, p. 287].

$$\tau = \sigma F_S = \sigma \cos\chi_0 \cos\lambda_0 \tag{1.55}$$

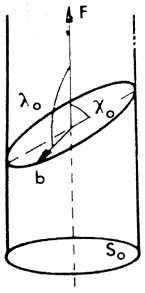
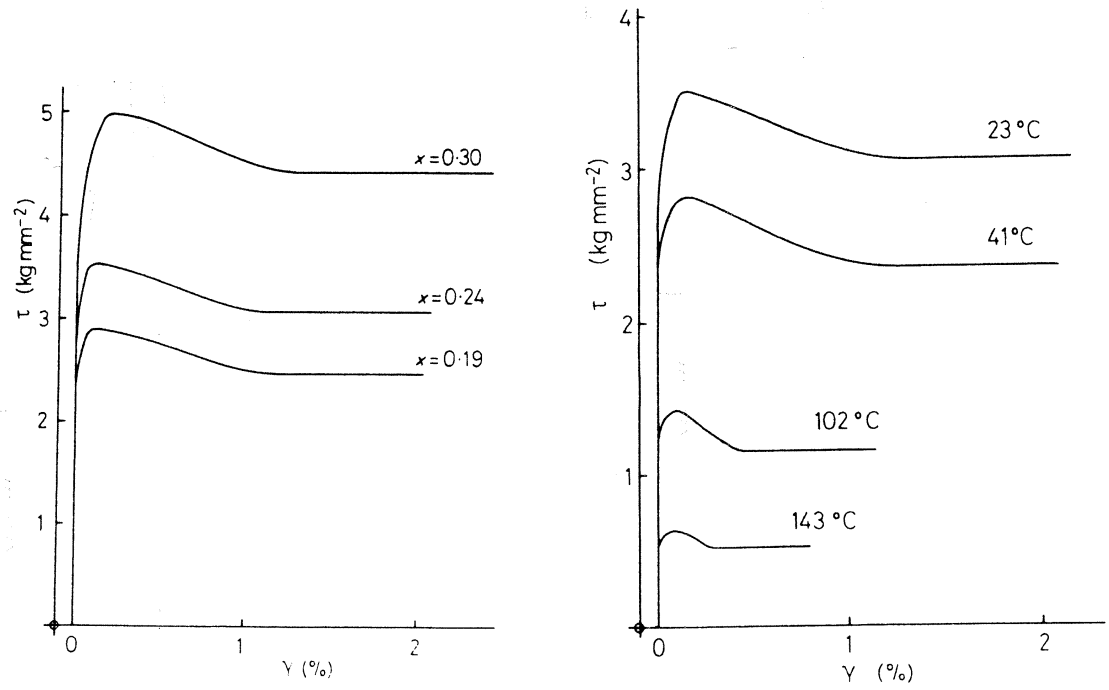


FIGURE 1.45 – Schéma de résolution d'une contrainte uniaxiale en cission dans le plan de glissement.

Ainsi, le cristal se déforme élastiquement tant que la cission τ reste inférieure à la cission résolue critique τ_{CRSS} (pour *Critical Resolved Shear Stress*) nécessaire au mouvement des dislocations. Une déformation plastique apparaît pour des contraintes supérieures à σ_y telles que $\tau_{CRSS} = \sigma_y \cos\chi_0 \cos\lambda_0$. Des courbes de traction $\tau(\gamma)$ typiques dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ sont données sur la figure 1.46. Ce matériau, comme d'autres semiconducteurs avec une faible densité de dislocations initiale, présente un régime de relaxation marqué, définissant une cission haute (par défaut appelée τ dans la suite du texte) et une cission basse (qui a les mêmes propriétés que τ).



(a) Pour différentes compositions.

(b) Pour différentes températures.

FIGURE 1.46 – Courbes contrainte-déformation typiques pour le $Cd_xHg_{1-x}Te$ [54].

Pour des températures basses (T $< 0,3T_f$ la température de fusion, soit 60 °C pour le $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$), la cission résolue critique peut s'écrire comme la somme de contributions dépen-

dante et indépendante de la température, respectivement τ^* et τ_{ath}. Dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$, la composante athermique est proche de 1,5 MPa [51] et semble atteinte vers 600 K.

La cission résolue critique dépendante de la température τ^* peut se modéliser en considérant que les dislocations doivent franchir des obstacles grâce à l'énergie thermique du réseau cristallin. La barrière énergétique à franchir est $\Delta G(\tau^*, T)$ et la fréquence de franchissement f est proportionnelle à $\exp\left(\frac{-\Delta G(\tau^*,T)}{k_B T}\right)$. La vitesse moyenne d'avancée d'une dislocation $\bar{v}$ étant proportionnelle à f, la relation d'Orowan donne la vitesse de déformation :

$$\dot{\gamma} = b\rho\bar{v} = \dot{\gamma_0} \exp\left(\frac{-\Delta G(\tau^*, T)}{k_B T}\right) \tag{1.56}$$

L'énergie d'activation $\Delta G(\tau^*, T)$ dépend de la cission effective (thermique) et de la température. Une relation linéaire est observée avec la température (équation 1.57, avec α le coefficient de linéarité). α dépend de la composition x et vaut 23 pour x=0,3 [51]. Cette valeur est proche de celles mesurées par Groh pour de faibles densités de dislocations ($< 10^8$ cm^{-1}), entre 25 et 35. L'énergie d'activation est une fonction décroissante de la cission effective. Elle peut être modélisée par la loi empirique 1.58 avec β un coefficient proche de l'unité (l'étude de Barbot *et al.* [51] ne s'y est pas intéressé). Une extrapolation de $\Delta G(\tau^*, T)$ pour $\tau \to 0$ donne l'énergie de liaison entre la dislocation et l'obstacle ΔG_0, égale à l'énergie d'activation à 0 K. Le tableau 1.14 donne quelques valeurs.

$$\Delta G(\tau, T) = \alpha k_B T \tag{1.57}$$

$$\Delta G(\tau, T) = \Delta G_0 \left(1 - \frac{\tau^*}{\tau_{PN}}\right)^{\frac{1}{\beta}} \tag{1.58}$$

x_{Cd}	τ_{ath} (MPa)	α	ΔG_0 (eV)
0,2	1,5	23	1,1
0,66	2,0	35	1,6
1	0,5	64	3,0

TABLE 1.14 – Valeurs de la cission résolue critique athermique τ_{ath}, du coefficient α et de l'énergie d'activation extrapolée à 0 K pour différentes composition de $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Une température critique T_c peut être définie à partir de la relation d'Orowan 1.56 et de l'énergie d'activation à 0 K (équation 1.59). Elle représente la température à partir de laquelle l'obstacle peut être franchi uniquement par agitation thermique. Dans le $Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$, on trouve $T_c = 555$ K à partir des données de [51]. Bien que les valeurs de α et ΔG_0 dans le CdTe et le $Cd_xHg_{1-x}Te$ à x=0,66 soient différentes, on trouve une température voisine, de 544 K et 531 K respectivement. Aucun auteur ne s'est intéressé à cet aspect jusqu'à présent.

$$T_c = \frac{\Delta G_0}{k_B \alpha} \tag{1.59}$$

Le volume d'activation associé à ce mécanisme est défini par l'équation 1.60. Il représente la surface balayée par la dislocation lorsqu'elle franchit l'obstacle multipliée par le cisaillement engendré, *i.e.* le module du vecteur de Burgers b. Il s'écrit souvent comme un multiple de b^3. Dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$, les volumes d'activation sont très dispersés en fonction de la composition x et de la température mais restent toujours en-dessous de 100 b^3 [51, 54], ce qui conforte l'interprétation par un mécanisme de Peierls.

$$V^* = -\frac{\partial \Delta G(\tau^*, T)}{\partial \tau^*}|_{T,\rho} = k_B T \frac{\partial \ln \dot{\gamma}}{\partial \tau}|_{T,\rho} \tag{1.60}$$

Par ailleurs, les cristaux covalents comme le Si ont un mécanisme de Peierls alors que pour les cristaux ioniques comme l'InSb, les interactions dislocations/défauts ponctuels sont prépondérantes. Les alliages $Cd_xHg_{1-x}Te$ ayant une ionicité intermédiaire, leur mécanisme de plasticité est sujet à plusieurs interprétations.

Approche de Haasen Dans le formalisme de Haasen, la vitesse moyenne des dislocations $\bar{v}$ dans les semiconducteurs élémentaires est modélisée par l'équation 1.61, avec Q une énergie d'activation indépendante de la température et de la contrainte effective. La vitesse de déformation plastique est alors décrite par la relation phénoménologique 1.62, avec A une constante et $n = m + 2$ et $\Delta G_0 = \frac{E}{n}$.

$$\bar{v} = \bar{v}_0 \tau^m \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \tag{1.61}$$

$$\dot{\gamma} = A\tau^n \exp\left(-\frac{Q}{k_B T}\right) \tag{1.62}$$

Avec ce formalisme, Cole *et al.* [54] trouve n=4 et E=0,6 eV, soit $\Delta G_0 \approx 0,15$ eV. L'auteur a par ailleurs utilisé la relation 1.63 pour normaliser tous les résultats à différentes compositions et les ramener à x=0,2.

Cission résolue critique et composition D'après Cole *et al.* [54], la cission résolue critique τ_{CRSS} varie linéairement avec la composition x (équation 1.63) autour de x=0,2-0,3. Le cadmium étant pris comme un soluté dans le HgTe, la relation fait apparaître le module de cisaillement μ (20,5 GPa pour le HgTe) et le paramètre de désaccord de maille ϵ_{sol} évalué à environ 4×10^{-2}, soit $\mu\epsilon_{sol}^2 \approx 33$ MPa. Les valeurs mesurées sont plus importantes, entre 110 et 170 MPa. Les différences s'expliquent facilement par le caractère approximatif de l'hypothèse du soluté (le cadmium intervenant ici à hauteur de 20 à 30 %).

$$\frac{\partial \tau}{\partial x} = \mu \epsilon_{sol}^2 x \tag{1.63}$$

Cette relation linéaire 1.63 n'est pas justifiable sur l'ensemble du domaine $0 < x < 1$ puisqu'elle utilise l'hypothèse du soluté infinimment dilué. Pour l'investigation d'un domaine plus large, les auteurs [26, 51, 55] ont réalisé des essais d'indentation (généralement micro- et nanoindentation). La dureté est approximativement égale à trois fois la cission résolue critique. Malgré le caractère approximatif de cette relation, la forme des courbes (figure 1.47) dureté-composition et cission résolue critique-composition sont similaires. Cette forme quasi-parabolique est typique des alliages binaires, la présence d'un soluté dilué dans une matrice homogène agissant comme un « durcisseur » (les atomes étrangers sont des barrières au mouvement des dislocations).

Par ailleurs, des mesures de la cission résolue critique d'un échantillon prédéformé après recuit ont mis en évidence l'absence d'atmosphère de Cottrell [54, p. 284]. Le mouvement des dislocations n'est donc pas influencé par la présence hypothétique d'atomes étrangers (autres que Cd, Hg et Te) dans le cœur des dislocations.

Pour les chapitres 2 et 3, je retiendrai que la limite d'élasticité σ_y du $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ varie entre quelques MPa à quelques dizaines de MPa en fonction de la température et de la microstructure de la couche [14].

1.3.1.3 De la dilatation thermique

Des procédés de fabrication de matrices de détecteurs infrarouge quantiques à leur utilisation, en passant par l'élaboration de leur packaging et leur caractérisation électro-optique, les températures des matériaux varient sur une large gamme de valeurs. La fabrication du substrat

14. Cette limite est bien inférieure au tiers de la dureté mesurée sur mes échantillons (0,56 GPa).

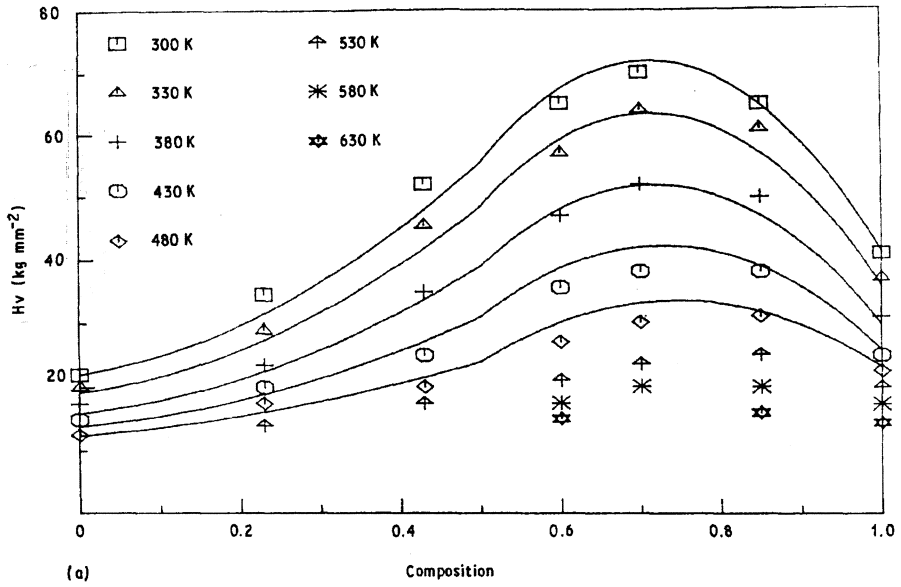


FIGURE 1.47 – Courbes de la dureté en fonction de la composition x pour différentes températures [51].

et l'épitaxie d'une couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ nécessitent des températures de plusieurs centaines de degré Celsius. Après les étapes technologiques de fabrication de photodiodes et d'hybridation du circuit de détection sur le circuit de lecture, les températures sont en général limitées à moins de 100 °C pour éviter la diffusion des matériaux sensibles (notamment la couche active de $Cd_xHg_{1-x}Te$). La température de caractérisation et d'utilisation de détecteurs quantiques est typiquement de 80 K, proche de la température de liquéfaction de l'azote. Par conséquent, une connaissance fine des coefficients de dilatation thermique $\alpha(T)$ des principaux matériaux, à savoir le silicium, le $Cd_xHg_{1-x}Te$ et le $Cd_yZn_{1-y}Te$, est essentielle pour anticiper l'apparition de contraintes mécaniques générées par la variation de température du composant.

Par ailleurs, selon l'application finale du composant, celui-ci peut subir des cycles de température entre 80 et 300 K. Les écarts de coefficients de dilatation dans les empilements de circuits et céramiques de report doivent être anticipés pour minimiser leurs impacts sur les couches photosensibles et fiabiliser le composant.

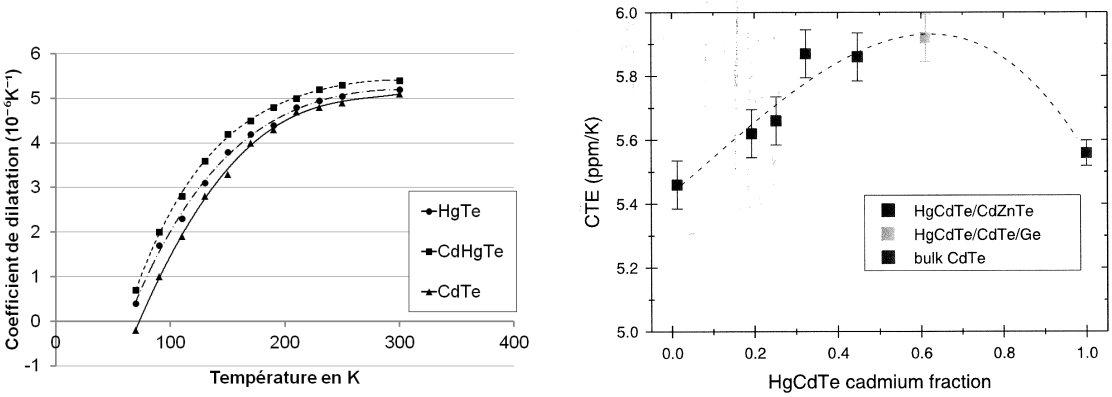
Dans les matériaux monocristallins cubiques à faces centrées (comme le silicium, le $Cd_xHg_{1-x}Te$ et le $Cd_yZn_{1-y}Te$), le tenseur de dilation thermique possède trois coefficients non-nuls égaux entre eux : $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{33} = \alpha$.

Pour les alliages binaires CdTe, ZnTe et HgTe, de nombreuses valeurs sont disponibles dans la littérature. Malheureusement, les échantillons analysés et les gammes investiguées sont très diverses et ne correspondent pas précisément à nos besoins. Les plages de température sont généralement les basses températures (inférieures à 70 K) pour en déduire la température de Debye et le paramètre de Grüneisen (intrinsèques au matériau) [56–59] et les températures supérieures à 20 °C [27, 60–62].

Les premières valeurs obtenues dans les années 60 donnent les coefficients de dilatation thermique du CdTe et du ZnTe polycristallins (Novikova S.I., 1964 [63] ; Browder J.S. [64] et Williams *et al.* [61]). Greenough et Palmer [36] proposent l'évolution du coefficient de dilatation thermique entre 4,2 K et 100 K pour du CdTe monocristallin. Smith et White [56] présentent également des valeurs pour des températures inférieures à 85 K et à 300 K.

Brice [65] rapporte les coefficients de dilatation pour le CdTe, le HgTe et le $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ (figure 1.48). Les courbes en traits continus sont des ajustements à l'aide d'un polynôme de degré 4. Malgré une erreur relative estimée à 10 %, on observe que le coefficient de dilatation du $Cd_xHg_{1-x}Te$ ne se modélise pas avec une loi de type « Vegard ». Deux études (Skauli *et al.* [27] et Gergaud *et al.* [62]) sur l'influence de la composition x du $Cd_xHg_{1-x}Te$ sur α entre 20 et 220 °C

mettent en évidence le même phénomène. La courbe de $\alpha(x_{Cd})$ passe par un maximum [15], autour de x=0,6-0,7 (figure 1.48).



(a) En fonction de la température. (b) En fonction de la composition x.

FIGURE 1.48 – Coefficient de dilatation thermique du $Cd_xHg_{1-x}Te$ [62, 65].

En l'absence de données dans la littérature sur la dilatation thermique du $Cd_xHg_{1-x}Te$ en fonction de la composition x entre 80 et 300 K, je retiendrai le comportement du coefficient $\alpha(T)$ du CdTe (le plus documenté), sachant que le HgTe et le $Cd_xHg_{1-x}Te$ suivent une même tendance. Les caractéristiques suivantes sont retenues :

1. $\alpha(300K) = 5,1 \times 10^{-6}$ K-1,
2. entre 300 K et 500 K, α est affine avec une pente $\frac{\partial \alpha}{\partial T} = 1,5 \times 10^{-3}$ K-2,
3. entre 70 K et 300 K, $\alpha(T)$ est donné par un ajustement de courbe polynomiale du type "$a \times T^4 + c \times T^2 + d \times T + e$" en imposant une continuité de α et $\frac{\partial \alpha}{\partial T}$ à 300 K (un polynôme de degré 2 ou 3 n'est pas suffisant).

La même méthode est employée pour le ZnTe avec les caractéristiques suivantes :

1. $\alpha(283K) = 8,19 \times 10^{-6}$ K-1 [57],
2. entre 290 K et 500 K, α est affine avec une pente $\frac{\partial \alpha}{\partial T} = 1,5 \times 10^{-3}$ K-2 [60],
3. entre 70 K et 280 K, α(T) est donné par un ajustement de courbe polynomiale du type "$a \times T^4 + c \times T^2 + d \times T + e$" en imposant une continuité de α et $\frac{\partial \alpha}{\partial T}$ à 283 K.

Ces courbes ajustées avec Gnuplot sont présentées sur la figure 1.49 avec celle du silicium pour comparaison (à partir de Lyon *et al.* [66] pour 70 K < T < 300 K et Okada *et al.* [67] pour 300 K < T < 500 K). Les coefficients obtenus sont résumés dans le tableau 1.15.

Matériau	Gamme de température	Polynôme d'ajustement de α(T) (10^{-6} K-1)	
CdTe	77 K < T < 300 K	$a \times T^4 + c \times T^2 + d \times T + e$	(1)
	300 K < T < 500 K	$d \times (T - 300) + e$	(2)
ZnTe	77 K < T < 283 K	$a \times T^4 + c \times T^2 + d \times T + e$	(3)
	283 K < T < 500 K	$d \times (T - 283) + e$	(4)

	a	c	d	e
(1)	$5,87 \times 10^{-10}$	$-2,78 \times 10^{-4}$	$9,20 \times 10^{-2}$	$-5,50$
(2)	-	-	$1,50 \times 10^{-3}$	$5,10$
(3)	$5,87 \times 10^{-10}$	$-2,78 \times 10^{-4}$	$0,107$	$-3,58$
(4)	-	-	$2,83 \times 10^{-3}$	$8,19$

TABLE 1.15 – Coefficients de dilatation thermique retenus pour les présents travaux de thèse.

15. Le lecteur pourra remarquer que le maximum de dureté intervient également vers $x \approx 0,7$.

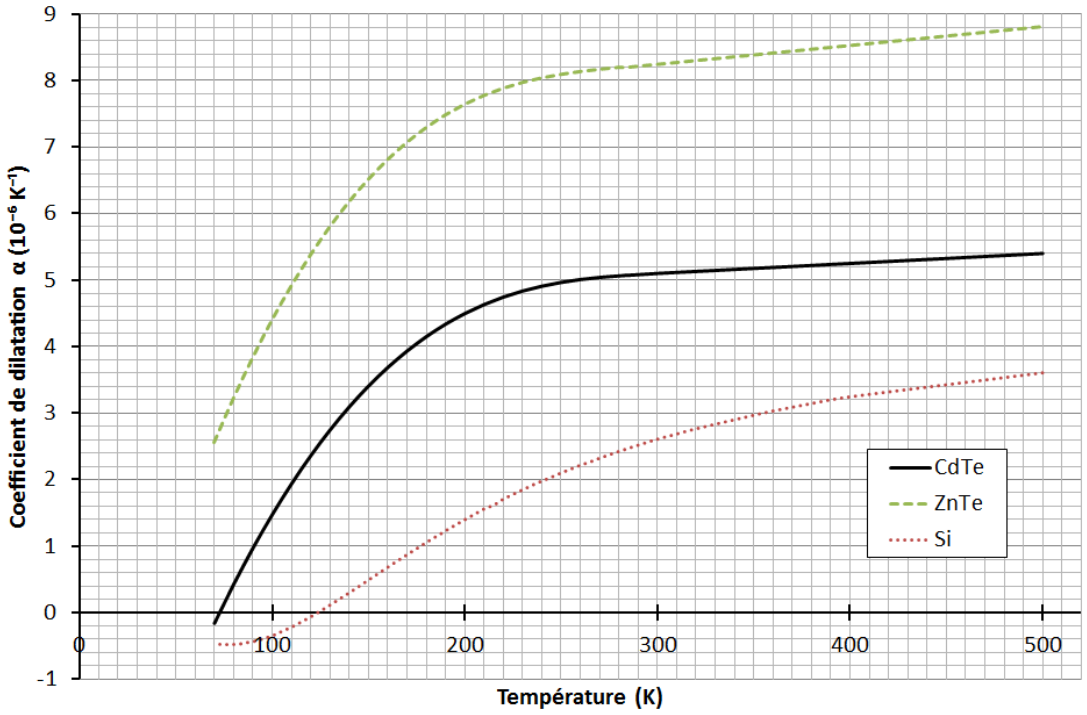


FIGURE 1.49 – Coefficient de dilatation thermique du CdTe, HgTe et CdHgTe (en noir continu), du ZnTe (en tirets verts) et du Si (en pointillés rouges) en fonction de la température.

1.3.2 Des effets de couplage thermomécaniques et optoélectroniques

1.3.2.1 Piézoélectricité

La piézoélectricité est la polarisation P d'un cristal sous l'effet d'un champ de contraintes σ, et réciproquement (équation 1.64). Elle est représentée par un tenseur d'ordre 3 puisqu'elle relie un vecteur de polarisation à un tenseur de contraintes.

$$P_i = d_{ijk}\sigma_{jk} \tag{1.64}$$

Comme le tenseur des contraintes est symétrique ($\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$), il y a 18 coefficients d_{ijk} indépendants dans le cas le plus général. Avec la notation matricielle de Voigt, l'équation 1.64 se transforme en l'équation 1.67.

$$P_i = d_{i\alpha}\sigma_\alpha \tag{1.65}$$

$$11 \to 1 \qquad 22 \to 2 \qquad 33 \to 3$$

$$23 \to 4 \qquad 13 \to 5 \qquad 12 \to 6$$

$$d_{i\alpha} = d_{ijk} \text{ pour } \alpha = \{1,2,3\} \tag{1.66}$$

$$d_{i\alpha} = 2d_{ijk} \text{ pour } \alpha = \{4,5,6\} \tag{1.67}$$

La matrice représentative du tenseur piézoélectrique le plus général est alors donnée par l'équation 1.68. Le coefficient piézoélectrique se mesure en C/N. Certains auteurs donnent le tenseur piézoélectrique en C/m^2 : $e_{ij} = d_{i\alpha}C_{\alpha\beta}$.

$$\begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \tag{1.68}$$

Dans un cristal à symétrie cubique du groupe $\bar{4}3m$ comme le CMT, seuls les coefficients d_{14}, d_{25} et d_{36} sont non-nuls et égaux entre eux.

Étonnamment, la piézoélectricité du CdTe et du CMT est relativement peu documentée. Tous les articles qui l'utilisent citent la première mesure en 1963 par Berlincourt *et al.* [35] : $d_{41} = 1,68 \times 10^{-12}$ C/N (ou $e_{41} = 0,0335$ C/m^2) à 77 K. Il a utilisé les modes de résonance et d'antirésonance l'ultrasons traversant l'échantillon. Quelques auteurs proposent des calculs numériques (*e.g. ab initio*) pour estimer ces valeurs.

Dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$, Wan *et al.* [68] propose une valeur de coefficient piézoélectrique à l'aide d'un composant LWIR dopé n/p. La charge résultante d'une flexion de la couche de diodes en $Cd_xHg_{1-x}Te$ (≈ 10 µm) collée (polyepoxide) sur du silicium (≈ 500 µm) est mesurée en fonction de la flexion. Il obtient la valeur $e_{41} = 0,0136$ C/m^2 à 77 K.

Plus récemment, Regis André [69] a réalisé des mesures de piézoélectricité du CdTe et a mis en évidence une forte non-linéarité du coefficient piézoélectrique avec la contrainte appliquée. Ses résultats remettent en doute les valeurs utilisées jusqu'à présent dans la littérature et démontrent l'importance de réaliser de nouvelles mesures pour étoffer nos connaissances sur le sujet.

Dans le circuit de détection, la couche épitaxiée de $Cd_xHg_{1-x}Te$ n'est pas orientée selon les axes naturels du cristal cubique à faces centrées ([100], [010], [001]). Elle est orientée avec une face de type {111}, les directions latérales ne sont pas connues à l'avance et peuvent différer d'un composant à l'autre. Dans ce cas, le tenseur piézoélectrique s'écrit selon l'équation 1.69.

$$d = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & 0 & 0 & -0,394 & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & 0 & -0,394 & 0 & d_{26} \\ -0,197 & -0,197 & 0,394 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times 10^{-12} \text{ C/N} \tag{1.69}$$

Les coefficients $d_{11}, d_{12}, d_{21}, d_{22}, d_{16}, d_{26}$ dépendent de l'orientation exacte du cristal de $Cd_xHg_{1-x}Te$. Par exemple, en notant θ l'angle entre le bord du circuit de détection et $[\bar{1}01]$, l'équation 1.70 donne l'expression [16] de d_{11}.

$$d_{11}(\theta) = 0,278 \sin(3\theta) \times 10^{-12} \text{ C/N} \tag{1.70}$$

Bien que la piézoélectricité du $Cd_xHg_{1-x}Te$ soit souvent invoquée pour expliquer des défaillances de composants contraints, elle est peu documentée dans la littérature. Sa mesure est en effet rendue difficile pour au moins quatre raisons.

- La mesure des coefficients piézoélectriques de matériaux épitaxiés en couches minces est bien plus délicate que celle des matériaux épais.
- La piézoélectricité dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ est fortement anisotrope (le coefficient d_{11} varie de $-0,278$ à $0,278 \times 10^{-12}$ C/N).
- La piézoélectricité dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ pourrait présenter une non-linéarité avec l'amplitude de la contrainte exercée [69].
- Les mesures de piézoélectricité sont plus difficiles à réaliser aux basses températures typiques des conditions d'utilisation des détecteurs quantiques (généralement vers 80 K).

1.3.2.2 Structure de bande

Thomas [70] a mené des mesures de réflectivité du CdTe sous contraintes mécaniques dès 1961. Il mesure le coefficient de réflectivité en fonction de l'énergie des photons incidents à différentes température (1,6 K, 20 K et 77 K) et observe une discontinuité pour des photons à 1,595 eV à 20 K. Sous l'effet d'une compression des échantillons (jusqu'à 122 MPa), un décalage de la discontinuité, parfois accompagné d'une séparation en 2 discontinuités, est apparu. Lorsque le rayonnement incident est colinéaire à la direction de compression ($E \parallel \sigma$), la discontinuité est simplement décalée de -6,3 meV/kbar. Lorsque le rayonnement est orthogonal à la direction de compression ($E \perp \sigma$), la discontinuité se sépare en 2 à raison de 14,6 meV/kbar, avec un décalage du barycentre de +3,8 meV/kbar.

Thomas se base sur les travaux de Kleiner et Roth [71] sur le Germanium. Le décalage et la séparation des pics d'absorption optique du Germanium sont expliqués par la mise sous

16. J'ai utilisé la valeur $d_{14} = 0,682 \times 10^{-12}$ C/N calculée à partir des mesures de Wan *et al.* [68] à 77 K.

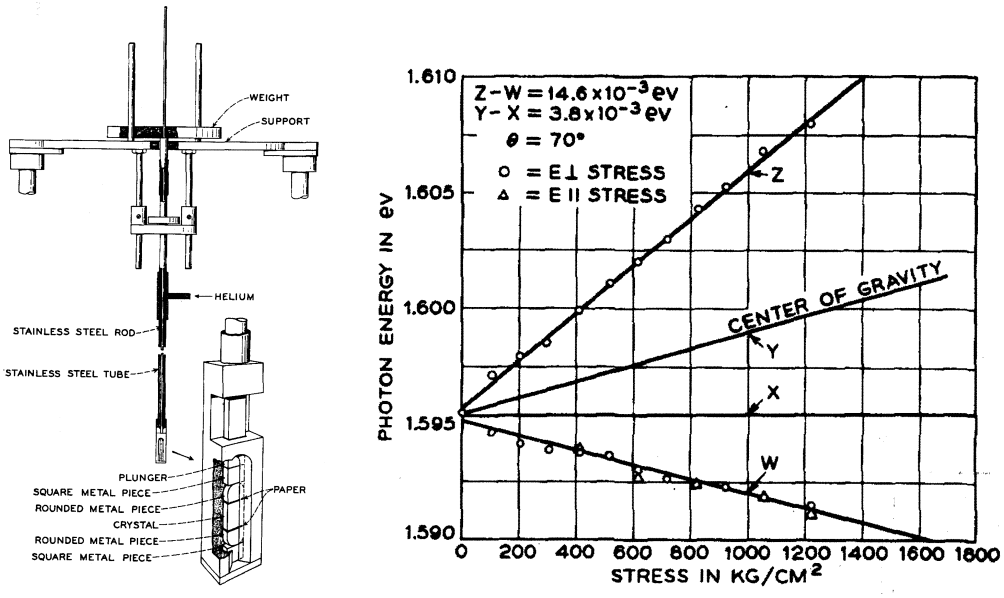


FIGURE 1.50 – À gauche, conditions expérimentale de mesure de la réflectivité d'un échantillon de CdTe sous compression uniaxiale, refroidi autour de 20 K. À droite, énergie du photon correspondant au pic de réflectivité du CdTe en fonction de la contrainte de compression uniaxiale appliquée.

contrainte du matériau (mesure à 1,5 K). En théorie, d'après Brooks [72], l'effet d'une contrainte sur le Hamiltonien d'un électron dans la bande de valence et de conduction peut s'écrire au premier ordre selon les équations 1.71 et 1.72 :

$$H^c = H_0^c + D_d^c(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) \tag{1.71}$$

$$H^v = H_0^v + D_d^v(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \frac{2}{3}D_u \sum (J_i - \frac{1}{3}J^2)\varepsilon_{ii} + \frac{2}{3}D'_u \sum (J_iJ_j + J_jJ_i)\varepsilon_{ij} \tag{1.72}$$

Les quantités $(D_d^c - D_d^v)$, D_u et D'_u peuvent se calculer à partir du décalage et de la séparation des bandes de conduction et de valence. Thomas mesure les valeurs données dans le tableau 1.16. Ces coefficients devraient en théorie aussi pouvoir être calculés à partir de mesures de piézorésistance.

Potentiel de déformation		Valeur en eV
D_u		+1,77
D'_u		+4,18
$(D_d^c - D_d^v)$	[100]	-2,7
	[111]	-4,5
	[110]	-4,8

TABLE 1.16 – Valeurs des potentiels de déformation mesurés par Thomas [70].

En 1988, Dunstan *et al.* [73, article très court] a mesuré la largeur de bande interdite du CdTe par photoluminescence et sous une pression hydrostatique. Le décalage du pic de photoluminescence en fonction de la pression appliquée (jusqu'à 3,56 GPa) permet de donner un décalage de pression hydrostatique $\frac{\partial E_g}{\partial P}$ de -6,5±0,2 meV/kbar. Cela correspond aux potentiels de déformation $(D_d^c - D_d^v)$=2,74 eV [17], D_u=1,11 eV et D'_u=2,65 eV, plus faibles que ceux obtenus par Thomas.

17. Le signe positif de ce potentiel de déformation est probablement une erreur, en comparaison des valeurs rapportées par d'autres auteurs.

Une approche numérique a été tentée par Merad *et al.* [74] en utilisant la théorie de la fonctionnelle de la densité dans le cristal de CdTe. Il obtient l'équation 1.73 donnant le gap E_g (en eV) en fonction de la pression hydrostatique P (en GPa). Avec ces valeurs numériques, il faudrait une pression hydrostatique de 87 MPa pour voir un changement de 1 % du gap.

$$E_g = 0,566 + 6,51 \times 10^{-2} P - 2,32 \times 10^{-3} P^2 \tag{1.73}$$

Concernant les III-V, Kuo *et al.* [75] a étudié l'effet d'un désaccord de maille sur la largeur de bande interdite. Il a utilisé 2 échantillons : $Ga_xIn_{1-x}As$ épitaxié sur InP(100) et $Ga_xIn_{1-x}P$ épitaxié sur GaAs(100). Il en déduit le coefficient $\frac{\partial E_g}{\partial P}$ de l'ordre de 10 meV/kbar (soit 0,1 eV/GPa).

Les résultats sur le CdTe, les matériaux II-VI et III-V d'une manière générale, nous laisse penser que des déformations élastiques auront une influence sur la structure de bande du $Cd_xHg_{1-x}Te$. Malheureusement, aucune expérience n'a montré cet effet, probablement à cause de sa faible limite élastique [18] qui empêche toute investigation dans un large domaine de contrainte.

1.3.2.3 Biréfringence

La structure cristallographique cubique du $Cd_xHg_{1-x}Te$ comme du CdTe leur confère une isotropie de l'indice de réfraction. Lorsqu'on lui applique une contrainte uniaxiale, ils deviennent biréfringents : leurs indices de réfraction dépendent de la direction de polarisation de la lumière (principe de la photoélasticité).

D'après le recueil de Zanio [76, p. 102], la piézobiréfringence est directement liée à la levée de la dégénérescence de la bande de valence (cf. paragraphe précédent). Le tenseur piézo-optique π_{ijkl} qui rend compte de ce phénomène s'écrit en fonction du tenseur d'imperméabilité β_{ij} ($\beta_{ij} = \varepsilon_{ij}^{-1}$ le tenseur permittivité diélectrique) et du tenseur des contraintes σ_{kl} [77, p. 166] (équation 1.74).

$$\Delta\beta_{ij} = \pi_{ijkl}\sigma_{kl} \tag{1.74}$$

Le tenseur piézo-optique possède *a priori* trois coefficients indépendants pour un cristal cubique à faces centrées. Pour utiliser le tenseur de déformation plutôt que celui des contraintes, on utilise le tenseur élasto-optique p_{ijkl}. Tous ces coefficients dépendent de la température et de la longueur d'onde de la lumière [77, p. 166].

Dans le CdTe, les coefficients piézo-optiques ont été mesurés à 10,6 µm par Weil et Sun en 1971 [78] (tableau 1.17). Ils ont été rapportés dans les recueils de Zanio [76, p. 102] et Capper [26, p. 454].

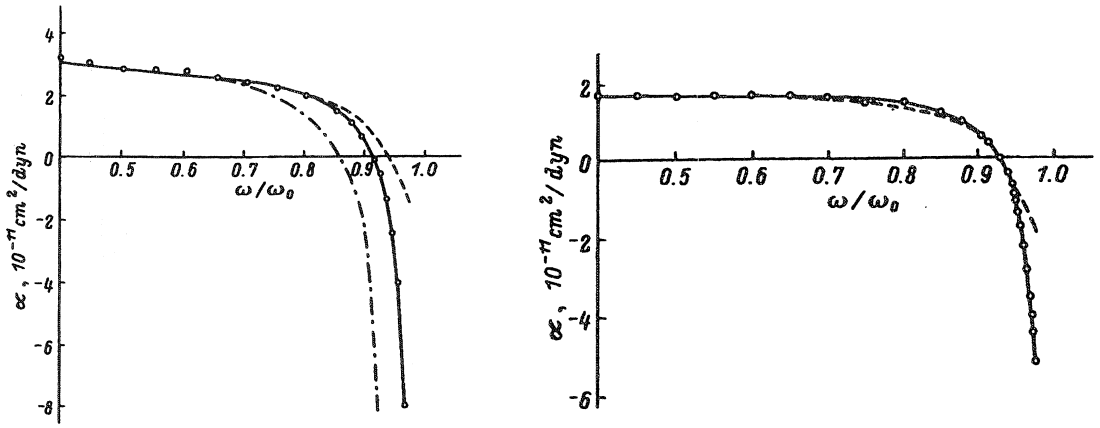
Coefficients	Valeurs en $10^{-12}m^2N^{-1}$
π_{11}	$-5,91 \pm 0,21$
π_{12}	$2,22 \pm 0,08$
π_{44}	$-2,85 \pm 0,33$

TABLE 1.17 – Coefficients piézo-optiques mesurés à 10,6 µm.

Vas'ko [79] a mesuré et calculé la différence de permittivité du CdTe entre les directions longitudinale et orthogonale par rapport à la contrainte en fonction de la longueur d'onde, à 77 K. Il donne un coefficient $\alpha = \frac{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}}{\sigma}$ pour les contraintes appliquées dans les directions <001> et <111>. L'échelle des pulsations est normalisée par $\omega_0 = \frac{E_g}{\hbar}$, avec E_g le gap du CdTe. La figure 1.51 donne les résultats expérimentaux de Vas'ko (ligne pleine) et de Yu et Cardona [80] (ligne en pointillés).

Les effets de biréfringence restent marginaux dans notre cas. Il faut une contrainte uniaxiale l'ordre de plusieurs GPa pour obtenir 1 % de changement d'imperméabilité β. De plus,

18. Lorsque le matériau se plastifie, les dislocations générées relaxent une partie des contraintes.



(a) Contrainte selon <001>. (b) Contrainte selon <111>.

FIGURE 1.51 – Coefficients $\alpha = \frac{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}}{\sigma}$ à 77 K en fonction de la pulsation normalisée [79] pour le CdTe contraint.

notre matériau est en couche mince avec une rayonnement incident presque perpendiculaire à la surface.

La biréfringence du $Cd_xHg_{1-x}Te$ n'a jamais été étudiée, probablement pour les mêmes raisons que l'étude des structures de bandes (cf. paragraphe précédent).

1.3.2.4 Propriétés électriques des dislocations

Comme nous l'avons vu précédemment, des dislocations existent naturellement dans le matériau à la fin de sa croissance épitaxiale. En fonction de la méthode de croissance et de l'histoire thermomécanique de la couche de CMT, celle-ci possède une densité de dislocations variant de quelques 10^4 cm^{-2} (après EPL et recuits) à 10^8 cm^{-2} et plus (après EJM sur hétérosubstrat par exemple).

Par essence, la dislocation, discontinuité linéaire dans le réseau cristallin, engendre une modification des liaisons atomiques et *a fortiori* des niveaux énergétiques associés. La présence de dislocations dans le matériau peut donc modifier sensiblement ses propriétés physiques au sens large : concentrations, mobilités, masses effectives et durées de vie des porteurs, piézorésistivité, etc.

Les propriétés du $Cd_xHg_{1-x}Te$ diffèrent fondamentalement en modifiant la composition x et le dopage. Les mesures expérimentales doivent donc prendre cela en considération avant de pouvoir conclure d'un effet des dislocations, de même que le type des dislocations introduites (type α, type β, coin/vis).

La piézorésistivité est la modification de résistivité sous l'action d'une déformation élastique. Baranskii *et al.* [81] a mesuré une variation relative de résistivité par unité de contrainte appliquée $\frac{1}{\sigma}\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ de l'ordre de $0,020 \pm 0,003$ %/MPa pour le n-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ (x entre 0,18 et 0,23) à 77 K. Ce coefficient est négatif pour le p-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$, de l'ordre de $0,34 \pm 0,03$ %/MPa. Pour des déformations plus importantes, une rupture de pente apparaît, indiquant une transition vers le régime plastique. La forte variation de la résistivité dans ce domaine met en évidence une activité électrique importance associée à la génération et au mouvement des dislocations. La variation relative de résistivité engendrée par la déformation plastique ne peut pas être clairement quantifiée, mais est plusieurs ordre de grandeurs supérieure à celle dans le régime élastique.

Tregilgas *et al.* [82] est le seul à rapporter des mesures de Hall (avec la méthode de Van der Pauw) de la concentration de porteurs dans le n-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ en fonction de la température. Les échantillons sont déformés à 2 % et la densité de dislocations est multipliée par un facteur supérieur à 100. À 77 K, la concentration de porteurs augmente d'environ 2×10^{14} cm^{-3} dans un échantillon dopé à 4×10^{14} cm^{-3}. Cet effet reste très faible comparé aux mesures dans le silicium

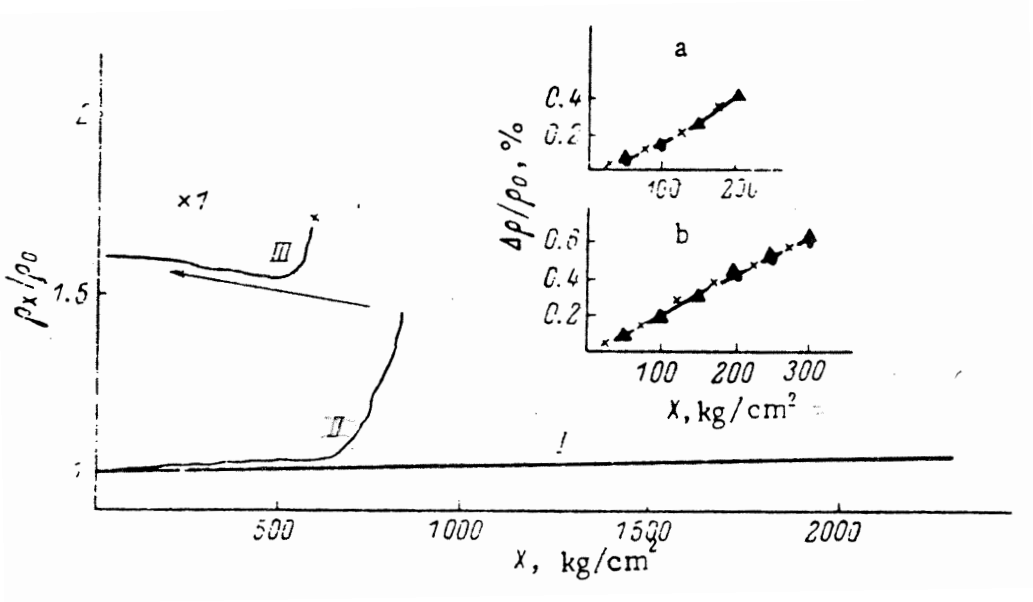


FIGURE 1.52 – Piézorésistivité dans le n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ [81].

et le germanium.

Les mobilités des porteurs dans le CMT ont été bien plus largement investiguées : Tregilgas *et al.* sur n-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ et p-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$, Girault *et al.* n-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$, Renault *et al.* n-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ et p-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$. Les travaux de ce dernier sont les plus exhaustifs et parmi les plus récents. Dans le n-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$, la courbe 1.53 représente la mobilité de Hall (équation 1.75 et 1.77) en fonction de la température pour différentes déformations uniaxiales imposées (à 300 K le long de [123]). Jusqu'à 2 % de déformation, la courbe a une forme similaire à l'échantillon avant déformation avec une mobilité qui diminue lorsque la déformation augmente. Au-delà, la courbe présente un maximum entre 80 K et 125 K avant de diminuer. Cette décroissance est en accord avec l'écrantage par une forte densité de dislocations électriquement actives [19]. À 18 K, la mobilité diminue de 3×10^5 $cm^2V^{-1}s^{-1}$ à 3×10^2 $cm^2V^{-1}s^{-1}$ avec 12 % de déformation. Les mobilités dans le p-$Cd_xHg_{1-x}Te$ ont été bien moins étudiées d'une manière générale. L'effet d'une déformation semble toutefois bien plus faible que pour le n-$Cd_xHg_{1-x}Te$. La mobilité des trous diminue de 200 $cm^2V^{-1}s^{-1}$ à 70 $cm^2V^{-1}s^{-1}$ après 4 % de déformation.

$$V = R_H \frac{IB}{e} \tag{1.75}$$

$$\text{avec } R_H = \frac{-1}{en} \text{dans le n-CMT, ou } R_H = \frac{-1}{ep} \text{dans le p-CMT} \tag{1.76}$$

$$\mu_H = R_H \rho \tag{1.77}$$

Ainsi, la piézoélectricité, liée à la mobilité des porteurs dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$, pourrait être un indicateur de la génération de dislocations. En effet, l'effet reste très modéré dans le domaine élastique : 15 MPa modifie la résistivité relative de 5 %. La génération de dislocations associées à une forte déformation (et à une plastification du matériau) change brutalement la pente de résistivité relative en fonction de la contrainte appliquée (figure 1.52) et la mobilité des porteurs varie alors de plusieurs ordres de grandeur (figure 1.53).

1.3.2.5 Durées de vie des porteurs, courants d'obscurité et dislocations

De nombreuses études se sont intéressées à l'impact des dislocations dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ sur le courant d'obscurité dans les détecteurs infrarouge. En effet, depuis la fin des années 1980, un

19. Dans les alliages ternaires cubiques à faces centrées, une ligne de dislocation peut posséder des liaisons pendantes, électriquement actives [50, 83].

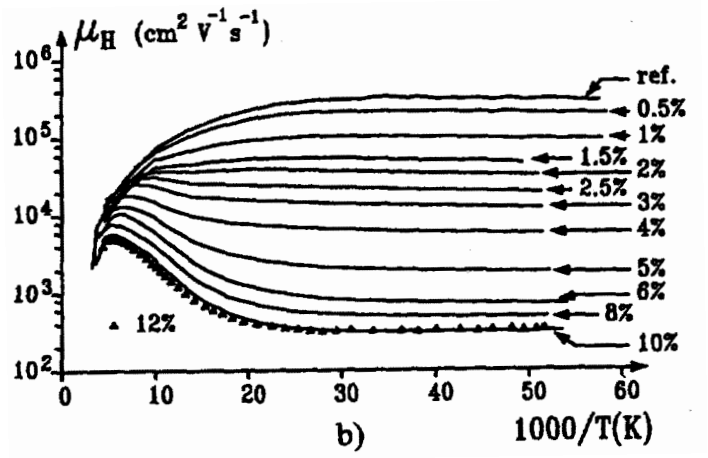


FIGURE 1.53 – Mobilité de Hall dans le n-$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ en fonction de la température pour différentes déformations imposées.

effort constant a été consacré à la réalisation de couches épitaxiées de CMT sur d'autres substrats que le CZT. L'objectif est la réduction des coûts et l'utilisation de substrats de grande taille. Cependant, le désaccord de maille entre le $Cd_xHg_{1-x}Te$ et les substrats alternatifs (silicium, germanium, arséniure de gallium) est plus important qu'avec le $Cd_yZn_{1-y}Te$ et explique la forte densité de dislocations présentes dans ces couches épitaxiées. Or, le courant d'obscurité est un paramètre essentiel des photodiodes pour leur utilisation dans la détection infrarouge. Par ailleurs, le courant d'obscurité est intimement lié aux durées de vie des porteurs (cf. équation 1.22, page 31).

Il existe plusieurs types de dislocations (cf. page 49) : coin ou vis, et type α ou β. Pour chacune d'elle, ses propriétés mécaniques et électriques sont différentes. On s'attend donc à un effet différent sur les durées de vie des porteurs, selon la population de dislocations présentes dans le matériau [84].

Des bandes dans le spectre de photoluminescence ont été attribuées aux dislocations par Tarbaev *et al.* [85] dans le CdTe, autour de 800 nm (1,55 eV) et 804,2 nm (1,542 eV). Plus récemment, il a trouvé deux nouvelles bandes [86] : à 841 nm attribuée aux dislocations de type α (60 ° avec plan terminé par le Te), et à 806 nm attribuée à des défauts ponctuels, les marches générés par des dislocations vis de type β (terminées par des atomes de Cd ou Hg) lorsqu'elles rencontrent d'autres dislocations.

La spectroscopie transitoire des niveaux profonds (en anglais *deep level transient spectroscopy*) sur des échantillons plastifiés de p-$Cd_xHg_{1-x}Te$ avec x=0,7 a permis de mettre en évidence deux pièges de porteurs imputables aux dislocations. Celles-ci ont été générées par implantation ionique de Al. Le premier piège se trouve à 0,22 eV de la bande de conduction avec une section efficace σ_n de 1 à 2 $\times 10^{-14}$ cm^{-2}. Le deuxième à 0,34 eV de la bande de conduction avec σ_n de 1 à 4 $\times 10^{-16}$ cm^{-2}. Ces centres piègent une partie des paires électron-trous photogénérées et diminuent ainsi la durée de vie moyenne des porteurs.

Des études ont montré une corrélation directe entre densité de dislocation et diminution de la durée de vie (ou augmentation du courant d'obscurité). Shin *et al.* [87] et Yamamoto *et al.* [88] rapportent des courbes similaires avec un effet de seuil (figure 1.54). La pente et la valeur seuil dépendent de la composition et de la technique d'épitaxie et de l'histoire thermomécanique de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$. Un effet de seuil est également observé par Parodos *et al.* [89] dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ VLWIR sur les valeurs moyennes de courant d'obscurité et la réponse de matrices de détecteurs. Les effets apparaissent pour des valeurs de *EPD* (pour *Etch Pit Density*) de 3×10^6 cm^{-2}.

Avec les avancées récentes en matière de simulation numérique, deux équipes ont tenté de modéliser l'effet des dislocations sur la durée de vie [49, 90, 91]. Moyennant un nombre conséquent de paramètres d'ajustement, ils arrivent à obtenir des résultants proches des mesures expérimentales. Józwikowski *et al.* trouvent une énergie d'ionisation des dislocations à $0,3E_g$ et

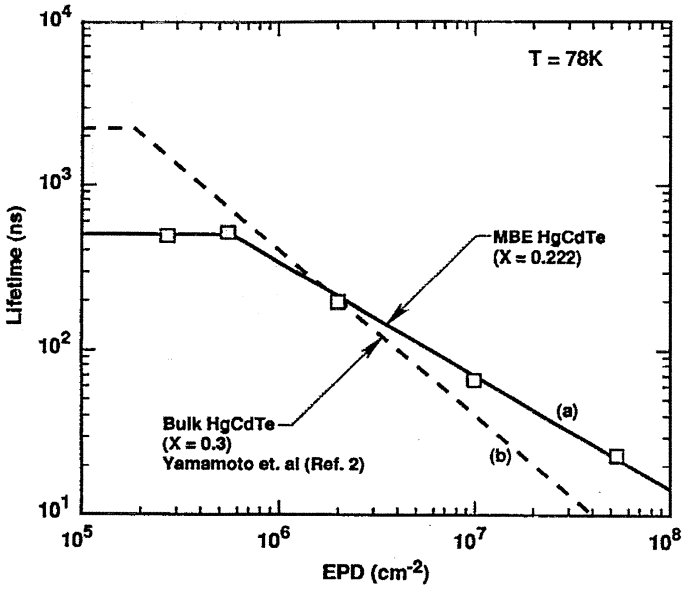


FIGURE 1.54 – Durée de vie des porteurs à 78 K dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ en fonction de la densité de dislocations (mesurée en *Etch Pit Density*) [87, 88].

une section efficace de 5×10^{-14} cm^{-2}.

En conclusion, la durée de vie des porteurs est profondemment affectée par la présence de dislocations dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$. Or, la durée de vie des porteurs est un paramètre physique essentiel du courant d'obscurité des détecteurs infrarouge. Ce dernier est précisément considéré comme un indicateur clé de la qualité des matrices de détecteurs quantiques. Dans le chapitre 3, les mesures du courant d'obscurité d'un composant courbe que j'ai caractérisé à plusieurs température de fonctionnement sont rapportées et analysées.

1.4 Conclusion partielle

Avec l'avénement de la microélectronique, le traitement de l'information a fait un bond considérable. La conception des systèmes optiques a rapidement intégré ce domaine émergent, notamment dans l'imagerie spatiale.

Or, cette intégration a nécessité des compromis dont une composante forte est la planéité de la matrice de détecteurs en semi-conducteur (silicium, tellurure de cadmium et mercure, etc.). En effet, cette contrainte dans la conception optique rend les systèmes plus complexes, plus volumineux et plus coûteux. L'aberration de courbure de champ est particulièrement pénalisante pour les caméras compactes ouvertes ou les télescopes d'observation à champ large.

Longtemps considérée comme une barrière rigide, la planéité des imageurs est aujourd'hui remise en question grâce au développement de l'électronique flexible. Les avancées en matière de substrats souples et/ou de structures amincies flexibles permettent des mises en formes cylindrique et hémisphérique.

Dans l'infrarouge, les deux applications principales que sont respectivement le spatial et les caméras embarquées ont besoin *a priori* de matrices de détecteurs sphériques à des rayons respectifs de quelques centaines de millimètres à quelques dizaines de millimètres.

Les deux technologies utilisées pour parvenir à ces objectifs sont les matrices de microbolomètres d'une part, et les matrices de détecteurs quantiques d'autre part. La première filière a été choisie avec succès pour adresser les caméras compactes embarquées. Les grands rayons de courbure pour l'observation spatiale nécessitent des performances supérieures, garanties par les détecteurs quantiques comme le $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Cependant, les propriétés thermomécaniques de l'alliage ternaire $Cd_xHg_{1-x}Te$ restent encore

largement méconnues. L'élasticité anisotrope de la couche épitaxiée et sa plasticité dépendent essentiellement de la composition et des conditions de croissance de l'alliage (*e.g.* le rôle des lacunes de mercure).

De plus, les caractéristiques physiques du $Cd_xHg_{1-x}Te$ engendrent un couplage entre les propiétés électroniques, optoélectroniques et thermomécaniques (piézoélectricité, biréfringence, etc.). Le découplage entre les effets purement élastique et le rôle des dislocations n'est pas toujours clairement identifié. Les propriétés électriques de ces dernières restent encore largement énigmatiques malgré le nombre croissant de publications dans ce domaine.

Les avantages de la courbure des matrices de détecteurs infrarouge et les propriétés multi-physiques associées aux $Cd_xHg_{1-x}Te$ étant posés, le chapitre 2 rapporte le développement et l'étude des procédés technologiques de mise en forme hémisphérique.

Chapitre 2

Procédés de mise en forme sphérique et cylindrique

Sommaire

2.1 Procédés de courbure 68
2.1.1 Différentes approches de la courbure 68
2.1.2 Procédé A pour les puces en silicium 75
2.1.3 Procédé B pour les puces flip-chip 79
2.1.4 Méthode de caractérisation de profil 79
2.2 Évaluation expérimentale des procédés 82
2.2.1 Plan d'expériences du procédé A 82
2.2.2 Évaluation du procédé B 92
2.2.3 Bilan des procédés A et B 98
2.3 Simulation par éléments finis des procédés de courbure 99
2.3.1 Hypothèses de travail 100
2.3.2 Contraintes dans le silicium pour le procédé A 112
2.3.3 Contraintes dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ pour le procédé B 123
2.3.4 Cristallographie du $Cd_xHg_{1-x}Te$ et plasticité 128
2.4 Conclusion partielle 131

Pour obtenir des surfaces de détection courbes, deux procédés distincts ont été développés en fonction de l'architecture des matrices de détecteurs et des matériaux mis en jeu. Dans l'infrarouge, deux filières technologiques principales se partagent le marché industriel : les matrices de microbolomètres (filière « tout silicium ») et les matrices de détecteurs quantiques. Ces dernières possèdent une architecture hybride avec un circuit de détection en matériau III-V ou II-VI reporté (flip-chip) sur un circuit de lecture CMOS en silicium.

D'une manière générale, des contraintes fortes sont fixées pour obtenir des procédés facilement industrialisables, sans modification significative des étapes technologiques actuellement utilisées. De plus, ils doivent être versatiles pour s'adapter facilement à d'autres types de composant (détecteurs visibles, X, UV) et différentes formes.

Après avoir décrit les deux procédés, leurs performances, en termes de forme finale et de défauts observés, sont analysées. Différentes formes sont considérées : sphérique ou cylindrique, convexe ou concave. Pour les puces en silicium, un plan d'expériences examine les paramètres significatifs pour optimiser le procédé.

En complément de l'approche expérimentale, une étude de la mise en forme hémisphérique avec une simulation par éléments finis (Ansys©) permet d'affiner la compréhension des formes observées et des limites expérimentales des procédés. Elle tient compte de l'élasticité anisotrope des matériaux. Dans les composants hybrides, le principal enjeu est de connaître le niveau de contrainte induit par le procédé dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$.

2.1 Procédés de courbure

Les besoins de l'optique pour des surfaces de détection courbes sont identiques quelques soient les imageurs considérés (cf. chapitre 1, section 1.1). Or, dans le domaine infrarouge, ces derniers peuvent se séparer en deux catégories décrites dans le chapitre 1. D'une part, les composants monolithiques « simples » réalisent les fonctions de détection des photons, d'intégration et de conditionnement du signal sur un circuit unique (*e.g.* les bolomètres). D'autre part, les composants hybrides « complexes » tirent leurs meilleurs performances d'une séparation entre la fonction de détection avec un circuit en matériau semi-conducteur III-V ou II-VI et la fonction d'intégration et de conditionnement du signal vidéo avec un circuit CMOS en silicium (*e.g.* les détecteurs quantiques).

Pour adresser les deux architectures, deux procédés de courbure ont été développés. Le premier est optimisé à partir des travaux de thèse de Dumas [1] pour les composants monolithiques à forte courbure et fonctionnement à température ambiante. Il sera appelé procédé A. Le deuxième a été conçu au cours de la présente thèse et concerne les composants hybrides à plus faible courbure et fonctionnement à basse température (typiquement 80 ou 40 K, voire 2 K). Il sera nommé procédé B.

2.1.1 Différentes approches de la courbure

Le premier chapitre a permis de démontrer l'intérêt d'obtenir des matrices de détecteurs courbes d'un point de vue optique. Le besoin est exprimé par le fabricant de caméra (au sens large, de la caméra embarquée jusqu'au télescope spatial). Celle-ci est elle-même intégrée dans un système plus complet qui permet de mettre en œuvre la caméra sur le terrain. La conception des détecteurs courbes doit donc prendre en compte des contraintes relatives à différents niveaux d'intégration :

- celles propres à la technologie de détection choisie,
- celles propres à la conception de la caméra,
- celles propres au système et à l'environnement d'utilisation final.

Par exemple, pour une caméra embarquée pour un fantassin, l'environnement impose une utilisation dans une large gamme de température et d'humidité. Le système doit être compact et léger mais relativement bon marché, tout comme la caméra elle-même. Par contre, les tolérances de positionnement relatif des optiques et du plan focal sont moins sévères que dans le spatial. Les caméras doivent en outre pouvoir être fabriquées à l'échelle industrielle (avec une certaine cadence).

Pour un télescope en orbite autour de la Terre, les contraintes sur les détecteurs sont bien différentes. Les contraintes de volume et de poids sont également critiques mais le budget du système permet des choix de matériaux et de technologies plus coûteux. Les tolérances optomécaniques des optiques sont drastiques mais le nombre de caméras à fabriquer avec ces performances extrêmement élevées est faible : 2 ou 3 fonctionnelles suffisent.

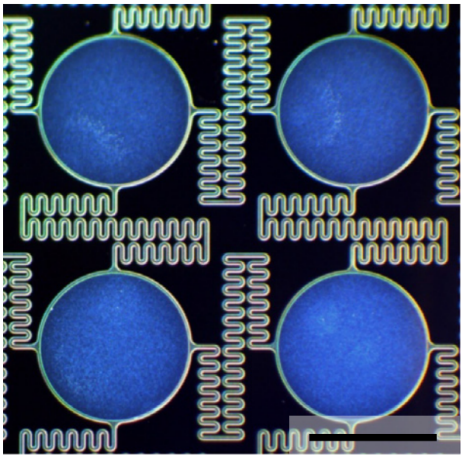
Dans ce contexte, deux tendances lourdes se dégagent dans l'avenir de l'électronique flexible. La première, de type « bottom-up », cherche à réaliser les fonctions électroniques élémentaires directement sur des supports souples, typiquement des polyimides. La seconde, de type « top-down », passe par l'amincissement de composants rigides en silicium jusqu'à des épaisseurs (typiquement inférieures à 50 µm) qui permettent une certaine flexibilité mécanique. Ces puces amincies peuvent être interconnectées entre elles à l'aide de supports souples, mais les « fonctions » électroniques sont assurées par des technologies matures. Ces tendances ont été envisagées pour obtenir des matrices de détecteurs courbes :

1. les matrices de pixels séparés sur supports souples [92–99],

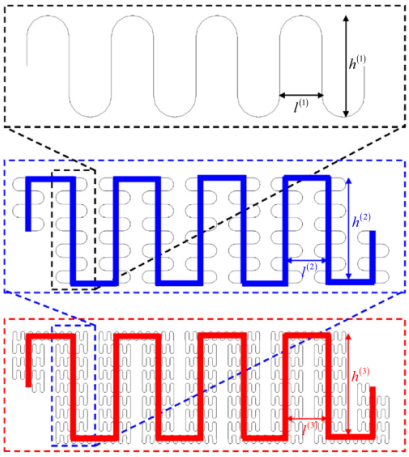
2. l'amincissement du substrat [100].

2.1.1.1 Séparation des pixels sur support souple

Depuis plusieurs années, l'équipe de John A. Rogers [94] développe et adapte une brique technologique générique clé permettant d'interconnecter des composants électroniques, le tout étant soumis à des élongations très importantes. Cette brique s'appuie sur des bras sinueux réalisant la connexion électrique et parfois le maintien mécanique (figure 2.1). La géométrie de ces bras peut varier pour adresser toute une variété d'applications, nécessitant des déformations différentes (élongation, cisaillement, torsion, etc.).



(a) Photographie de plots en aluminium interconnectés par des bras en silicium.



(b) Schéma de la construction géométrique du serpentin flexible auto-similaire [99].

FIGURE 2.1 – Interconnexions de composants électroniques flexibles.

Parmi les applications cibles de cette technologie, on peut citer l'électronique épidermale (circuits électroniques apposés sur la peau ou sur des tissus *in situ*) [101], l'électronique intégrée au textile [96] et l'optoélectronique.

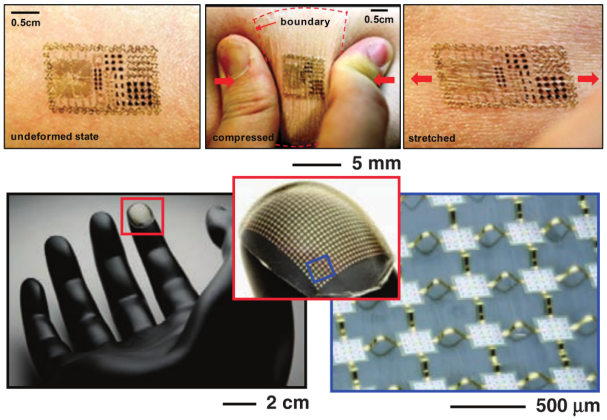


FIGURE 2.2 – En haut, patch épidermal contenant un thermomètre, un electrocardiographe, des jauges de déformation, une LED, une antenne et une bobine d'alimentation électrique sans fil [101]. En bas, réseau flexible de microplaques de silicium [96].

En optoélectronique, deux dispositifs ont été réalisés pour tirer profit de ce concept dans un réseau de photodiodes interconnectées par des bras flexibles.

Le premier dispositif est une caméra compacte dans le visible avec une seule lentille plano-convexe et une matrice de 16x16 pixels (jonctions p-n sur silicium monocristallin) [93]. Chaque pixel mesure 500 µm de côté et 1,2 µm d'épaisseur (sur une plate-forme de 560 µm de côté) et chaque bras mesure 360 µm de long et 50 µm de large (figure 2.3). Si la surface de collection des photons correspond à la taille totale du pixel, le facteur de remplissage de la matrice est de l'ordre de 30 %. La matrice est transférée sur une lentille concave de rayon sphérique 12,9 mm (figure 2.3), le tout reporté et câblé sur un *PCB* (pour *Printed Circuit Board*, figure 2.4). Chaque pixel peut être adressé individuellement par sa colonne et sa ligne grâce à un multiplexeur et un

convertisseur analogique-numérique à 16 entrées. Pour compenser le faible facteur de remplissage et augmenter la résolution effective, la caméra est montée sur un bras articulé qui la déplace devant la cible. L'image est ensuite reconstituée à l'aide d'un logiciel dédié (figure 2.4).

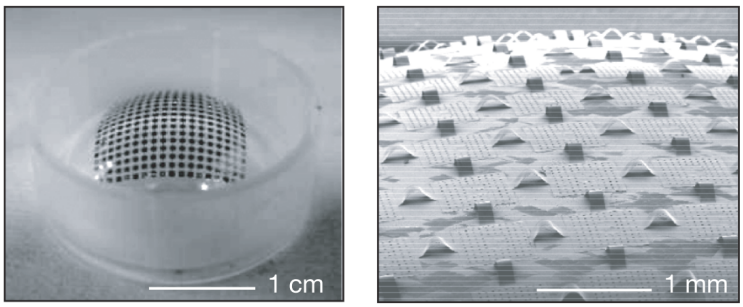


FIGURE 2.3 – Photographies de la matrice de photodiodes sur la lentille concave retournée (R=12,9 mm, rayon défini sur le schéma de la figure 2.8) et agrandie au MEB [93].

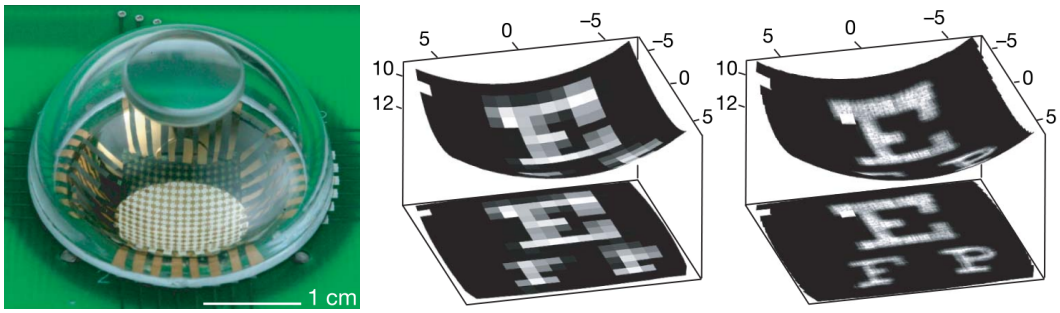


FIGURE 2.4 – À gauche, photographie du PCB (en vert) avec la matrice de photodiodes sur lentille sphérique concave (R=12,9 mm) et lentille imageante plano-convexe. À droite, images obtenues sans (à gauche) et avec balayage (à droite) [93].

Le deuxième dispositif est une caméra bio-inspirée de type œil d'arthropode [98]. Ce design est caractérisé par un grand champ, une grande profondeur de champ et une bonne sensibilité aux mouvements des cibles mais aussi une résolution assez faible. Il met à profit la matrice flexible de 16x16 détecteurs développée précédemment. Une matrice de microlentilles flexible en PDMS (pour PolyDiMéthylSiloxane) est apposée sur les détecteurs pour former l'image. La déformation sphérique est réalisée à l'aide d'une presse hydraulique, puis maintenu avec un support sphérique convexe de rayon 6,96 mm (figure 2.5). Le champ est d'environ 180 ° et la profondeur de champ ne semble être limitée que par la faible densité de pixels.

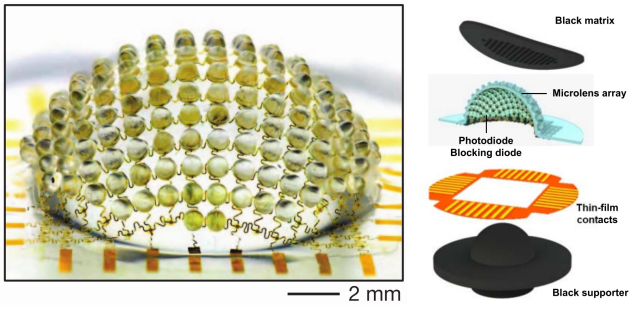


FIGURE 2.5 – À gauche, matrices de détecteurs et de microlentilles déformées sur un support sphérique convexe (R=6,96 mm). À droite, schéma du système complet avec support, masque contacts et matrice de détecteurs et microlentilles [98].

La courbure cylindrique a également été adressée [102] pour fabriquer des caméras compactes innovantes (projet Curvace). Coordonnée par Dario Floreano de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, son équipe propose déjà un prototype basé sur une méthode de report de détecteurs juxtaposés (en lignes sur un *PCB* souple) sur un support semicylindrique rigide (figure 2.6). La courbure sphérique n'est pas adressée par ce procédé car l'ensemble photodétecteurs/lentilles

positionnés en ligne est relativement épais (supérieur à 800 µm). Le système est flexible dans une direction mais pas dans l'autre.

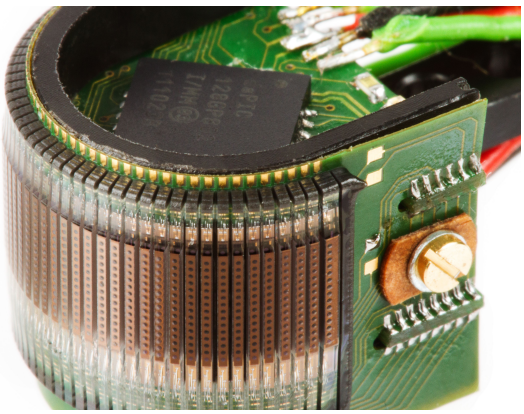


FIGURE 2.6 – Caméra du projet Curvace (www.curvace.org). On observe clairement les rangées verticales de photodétecteurs/lentilles.

2.1.1.2 Amincissement du substrat

Les trois systèmes présentés précédemment possèdent des caractéristiques mécaniques et optiques très intéressantes. Les rayons de courbure très petits (inférieurs à 15 mm) démontrent les capacités de grande déformation mécanique de l'électronique souple. Les interconnexions subissent l'essentiel de la déformation tout en assurant l'adressage électrique de chaque pixel. Les systèmes optiques élémentaires en rupture (une seule lentille ou un réseau de microlentilles) donnent des performances limitées mais exacerbent une caractéristique bien particulière dans chaque cas : la compacité pour le premier, le grand champ pour le deuxième. Malheureusement, ces dispositifs ne peuvent pas se substituer aux technologies de détection standard actuelles pour le moment à cause de défauts rédhibitoires :

- le faible taux de remplissage,
- la grande taille des pixels,
- le circuit de lecture déporté avec adressage ligne/colonne,
- la simplicité des détecteurs.

Pour ces raisons, une autre approche a été développée au CEA/Leti pour la détection infrarouge. Il s'agit de préserver le facteur de remplissage, la haute performance des détecteurs et le traitement du signal intégré sur la puce. Dans mon cas, l'utilisation de composants tels qu'ils peuvent être fabriqués par des industriels assure la conservation des performances proches de l'état de l'art. Cependant, ces composants sont fabriqués sur des substrats standards de la microélectronique et leur rigidité ainsi que leur planéité contrôlée empêchent toute mise en forme curviligne (cylindrique, sphérique, autre). L'étape clé pour leur donner la flexibilité mécanique nécessaire à une déformation sphérique est l'amincissement du composant jusqu'à des épaisseurs inférieures à 100 µm (pour environ 1 cm de côté). À ces épaisseurs, les substrats acquièrent une flexibilité mécanique suffisante pour envisager des mises en formes complexes avec peu de déformation des matériaux (figure 2.7).

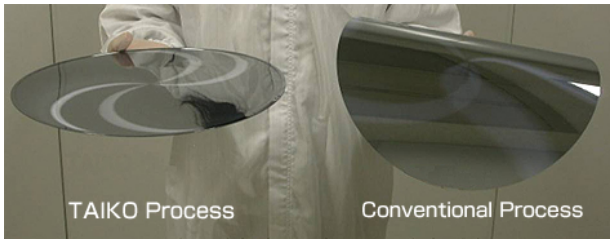


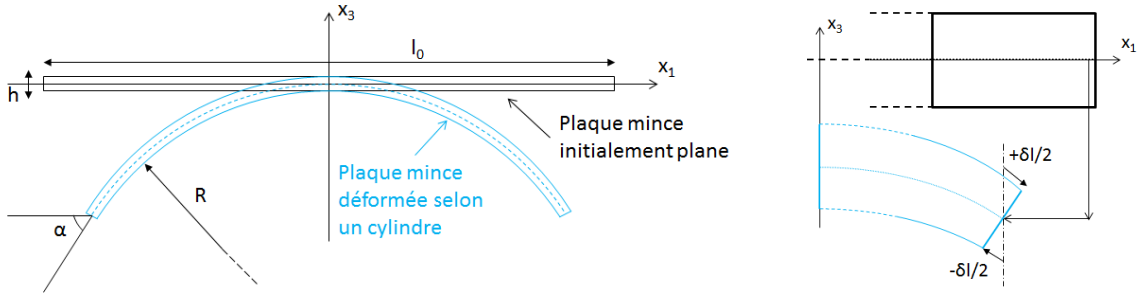
FIGURE 2.7 – Courbure naturelle par gravité d'un wafer de 300 mm (crédit Disco).

Pour illustrer l'intérêt de l'amincissement du substrat, je propose ci-dessous le calcul simple d'une plaque de silicium mince (d'épaisseur h) courbée selon une forme cylindrique de rayon R

(figure 2.8). Supposons que la ligne à mi-hauteur conserve sa longueur initiale l_0, que la plaque est libre de se déformer selon les directions x_2 et x_3 et que les hypothèses de la théorie des plaques de Love-Kirchhoff sont valides :

- les champs de déformation et de contrainte sont des fonctions continues par morceaux de l'espace,
- les déformations restent petites,
- le silicium est homogène et élastique linéaire,
- le plan moyen (x_3=0) est initialement plan,
- le mouvement d'un brin de matière perpendiculaire au plan moyen (petit élément volumique de dimensions $dx_1 \times dx_2 \times h$) s'apparente à celui d'un corps solide,
- le brin de matière reste perpendiculaire au plan moyen tout au long de la déformation.

La figure 2.8 représente un zoom de la déformation élémentaire d'un brin de matière. La déformation dans la direction longitudinale ε_{11} est maximale au niveau des surfaces. L'équation 2.1 donne son expression sur la face supérieure.



(a) Schéma d'une plaque mince courbée selon une forme cylindrique

(b) Déplacement et déformation de l'extrémité de la plaque

FIGURE 2.8 – Schéma de principe de la déformation d'une plaque mince selon la théorie de Love-Kirchhoff

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{l_0}{R} = \frac{l_0 + \delta l}{R + \frac{h}{2}} \\ \varepsilon_{11} &= \frac{\delta l}{l_0} = \frac{h}{2R} \end{aligned} \tag{2.1}$$

Si la plaque est libre de se déformer selon les directions x_2 et x_3, alors les contraintes σ_{22} et σ_{33} sont nulles et la loi de Hooke permet d'en déduire la contrainte longitudinale σ_{11} en fonction des coefficients de rigidité du silicium [1] (équation 2.2).

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= C_{11}\varepsilon_{11} + C_{12}\varepsilon_{22} + C_{12}\varepsilon_{33} \\ \sigma_{22} &= C_{12}\varepsilon_{11} + C_{11}\varepsilon_{22} + C_{12}\varepsilon_{33} = 0 \\ \sigma_{33} &= C_{12}\varepsilon_{11} + C_{12}\varepsilon_{22} + C_{11}\varepsilon_{33} = 0 \end{aligned}$$

$$\sigma_{11} = \left(C_{11} - \frac{2C_{12}^2}{C_{11} + C_{12}} \right) \frac{h}{2R} \tag{2.2}$$

En posant $C_c^* = C_{11} - \frac{2C_{12}^2}{C_{11}+C_{12}}$, il apparaît clairement que le rayon de courbure est directement proportionnel à l'épaisseur pour une contrainte maximale fixée. La relation 2.3 possède en réalité une portée bien plus grande. En effet, elle peut devenir beaucoup plus complexe si le matériau est hétérogène, l'épaisseur variable, les hypothèses de travail moins restrictives, etc.

1. Le coefficient $C_{11} - \frac{2C_{12}^2}{C_{11}+C_{12}}$ n'est rien d'autre que le module de Young dans la direction <100>.

mais les tendances seront conservées : pour obtenir de petits rayons de courbure, il faut diminuer l'épaisseur totale du composant, utiliser des matériaux souples et dont la contrainte maximale tolérée σ^* est élevée.

$$R = \frac{hC_c^*}{2\sigma^*} \tag{2.3}$$

2.1.1.3 Courbure cylindrique et courbure sphérique

Courbure cylindrique et courbure sphérique sont fondamentalement différentes. Alors que la forme cylindrique impose des déformations dans une seule direction, la forme sphérique impose des déformations dans les deux directions de la plaque simultanément. Dans cette configuration, des cisaillements transverses émergent pour de grands déplacements et ont tendance à briser la forme sphérique, en fonction des conditions aux limites. Des pliures peuvent apparaître et se développer. Ce point sera traité expérimentalement dans la section 2.2.

Dans un premier temps, je vais conserver les *hypothèses simples* de la section précédente pour comparer courbure cylindrique et sphérique, pour de faibles déplacements verticaux (grands rayons de courbure). Les conventions d'écriture sont les mêmes que dans la section 2.1.1.2. Cette fois, la courbure sphérique impose une déformation biaxiale au niveau de la surface supérieure $\varepsilon = \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22}$ donnée par l'équation 2.4. La plaque est libre de se déformer dans la direction x_3. On en déduit la contrainte biaxiale maximale à la surface de la plaque $\sigma = \sigma_{11} = \sigma_{22}$ (équation 2.5).

$$\varepsilon = \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \frac{h}{2R} \tag{2.4}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{11} &= C_{11}\varepsilon_{11} + C_{12}\varepsilon_{22} + C_{12}\varepsilon_{33} \\
\sigma_{22} &= C_{12}\varepsilon_{11} + C_{11}\varepsilon_{22} + C_{12}\varepsilon_{33} \\
\sigma_{33} &= C_{12}\varepsilon_{11} + C_{12}\varepsilon_{22} + C_{11}\varepsilon_{33} = 0
\end{aligned}$$

$$\sigma = \sigma_{11} = \sigma_{22} = \left(C_{11} + C_{12} - \frac{2C_{12}^2}{C_{11}} \right) \frac{h}{2R} \tag{2.5}$$

$$R = \frac{hC_s^*}{2\sigma^*} \tag{2.6}$$

Dans cette configuration sphérique, la relation 2.6 est de la même forme que pour la configuration cylindrique, mais avec un facteur $C_s^* = C_{11} + C_{12} - \frac{2C_{12}^2}{C_{11}}$ différent de C_c^*. Comme les coefficients C_{11} et C_{12} sont positifs, C_s^* est plus grand que C_c^* ($\frac{C_s^*}{C_c^*} = 1 + \frac{C_{12}}{C_{11}}$). Par exemple, pour le silicium, on obtient $C_s^* = 180$ GPa et $C_c^* = 148$ GPa (avec les coefficients mesurés par Mason *et al.* [103]).

De plus, avec ces simplifications de modélisation, le rayon de courbure ne dépend pas de la taille de la plaque mince, seule son épaisseur intervient. Nous verrons plus loin que cette particularité disparaît lorsque la modélisation simple ne peut plus être appliquée.

La figure 2.9 représente le rayon de courbure sphérique en rouge et cylindrique en bleu d'une plaque de silicium en fonction de son épaisseur, pour une contrainte à la surface fixée à 100 MPa.

Cette comparaison est limitée par les hypothèses simples et réductrices de la théorie des plaques de Love-Kirchhoff. En effet, lorsque la flèche dépasse l'épaisseur de la plaque, les cisaillements transverses ne peuvent plus être négligés. La flèche dépend de la méthode utilisée pour mettre le composant en forme sphérique mais peut être encadrée par une approche analytique.

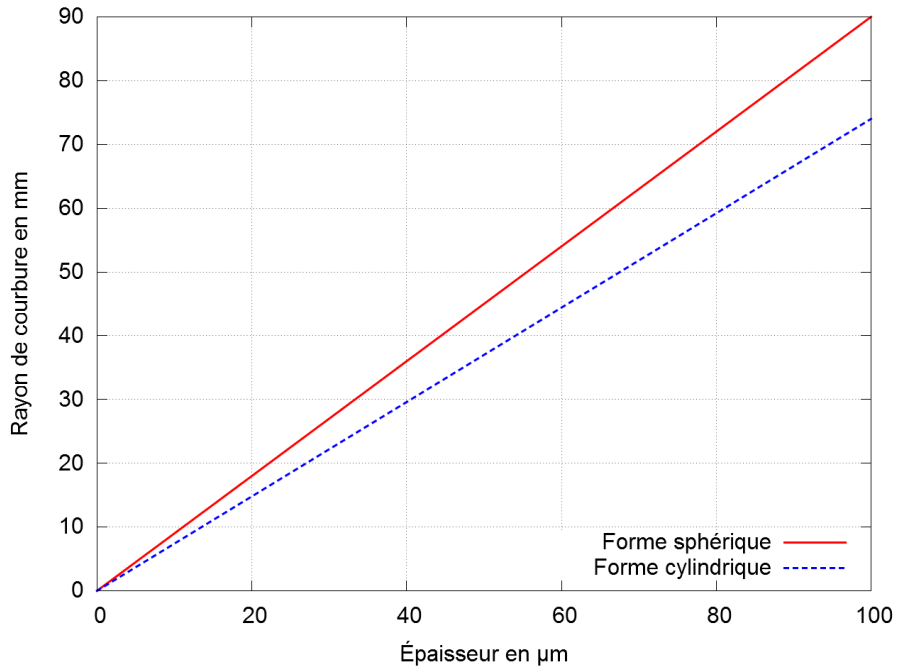


FIGURE 2.9 – Rayons de courbure R cylindrique en bleu et sphérique en rouge accessibles pour une plaque mince de silicium en fonction de son épaisseur h, en supposant une contrainte tolérée maximale arbitraire de 100 MPa, d'après les équations 2.3 et 2.6.

Considérons pour l'exemple un composant carré de côté c, d'épaisseur h, courbé en une forme cylindrique ou sphérique, faisant apparaître une flèche f. Les notations sont données sur la figure 2.10.

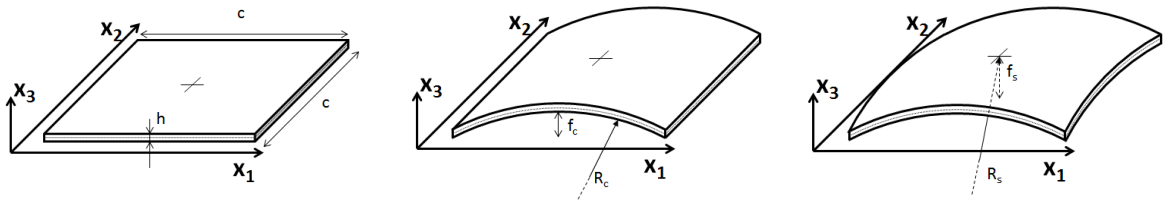


FIGURE 2.10 – Notations utilisées pour les équations 2.7 et 2.8.

Dans le cas cylindrique, la longueur finale du composant est encadrée par c (sa longueur initiale) et c' sa projection dans le plan x-y. La flèche f_c est donc donnée par l'équation 2.7.

$$R_c\left(1-\cos\frac{c}{2R_c}\right) < f_c < R_c\left(1-\sqrt{1-\left(\frac{c}{2R_c}\right)^2}\right) \tag{2.7}$$

Dans le cas sphérique, la flèche f_s est définie entre le coin et le centre du composant, donc elle fait intervenir la diagonale : un facteur $\sqrt{2}$ apparaît. L'encadrement est donné par l'équation 2.8.

$$R_s\left(1-\cos\frac{c\sqrt{2}}{2R_s}\right) < f_s < R_s\left(1-\sqrt{1-\left(\frac{c\sqrt{2}}{2R_s}\right)^2}\right) \tag{2.8}$$

La figure 2.11 montre la flèche d'une puce mince de 10 mm de côté en fonction du rayon de courbure cylindrique ou sphérique. Selon l'épaisseur de la puce mince, trois zones peuvent être délimitées.

1. Une zone où la flèche est très inférieure à l'épaisseur de la puce. Les hypothèses de la théorie des plaques de Love-Kirchhoff s'appliquent [104] et des lois simples permettent de

modéliser le comportement mécanique de la puce. Par exemple, la contrainte longitudinale varie linéairement à travers l'épaisseur et les cisaillements transverses sont négligeables.

2. Une zone où la flèche est très grande devant l'épaisseur. C'est le cas typiquement d'un ballon de baudruche. D'autres hypothèses permettent de simplifier le problème, par exemple des contraintes longitudinales constantes à travers toute l'épaisseur [104].
3. Une zone intermédiaire, où la flèche vaut typiquement de 1 à 50 fois l'épaisseur. Dans ce cas, les hypothèses simples de la théorie des plaques de Love-Kirchhoff ne s'appliquent pas et des cisaillements transverses peuvent se développer.

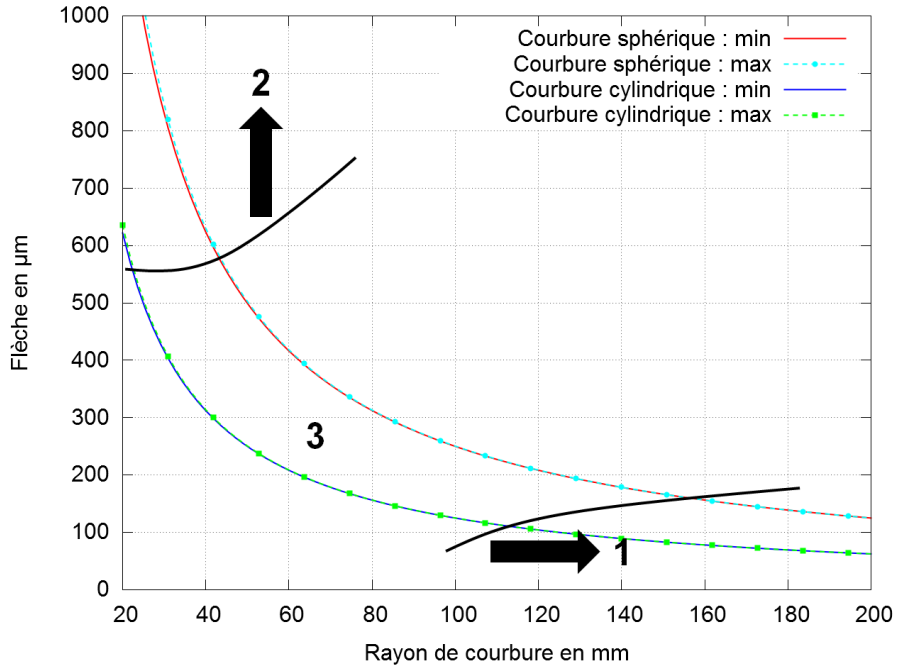


FIGURE 2.11 – Flèches d'une puce mince de 10 mm de côté en fonction du rayon de courbure cylindrique ou sphérique données par les équations 2.7 et 2.8.

Après cette introduction sur les procédés de courbure publiés dans la littérature et leurs enjeux, les deux sections suivantes détaillent les procédés développés au CEA/Leti.

2.1.2 Procédé A pour les puces en silicium

Comme mentionné précédemment, un procédé qui ne modifie aucune étape de la fabrication du composant avant l'étape de packaging est plus facile à industrialiser. De plus, les étapes traditionnelles de packaging (report sur céramique, câblage (en anglais *bonding*), et éventuellement mise sous vide et/ou en température de fonctionnement) ne doivent pas être modifiées.

Dans le cas le plus général, plusieurs procédés sont envisageables pour les puces en silicium.
- Soit l'amincissement est effectué à l'échelle du wafer, avant tout procédé de fabrication. Par exemple, le procédé Taiko de Disco [105] (figure 2.7) permet de remplacer les wafers épais par des wafers amincis sans modification majeure des procédés industriels. Des wafers de 200 et 300 mm de diamètre sont proposés avec des épaisseurs de 100 ou 50 µm.
- Soit l'amincissement est effectué au moment de la découpe des puces, à l'échelle du wafer, avec un procédé de type « *dicing before grinding* » (figure 2.12) [106].
- Soit l'amincissement est effectué au niveau de la puce unitaire, après une découpe standard du wafer.

Les deux dernières options ont été utilisées. Dans le cas des matrices de bolomètres infrarouge, l'amincissement est effectué à l'échelle de la puce. Cette configuration permet notamment de travailler sur de petites quantités pour valider les performances des composants après le procédé de courbure. Pour mettre au point ce dernier, nous avons utilisé des plaques de silicium amincies pendant la découpe, avec le procédé industriel de Disco présenté sur la figure 2.12. Cette

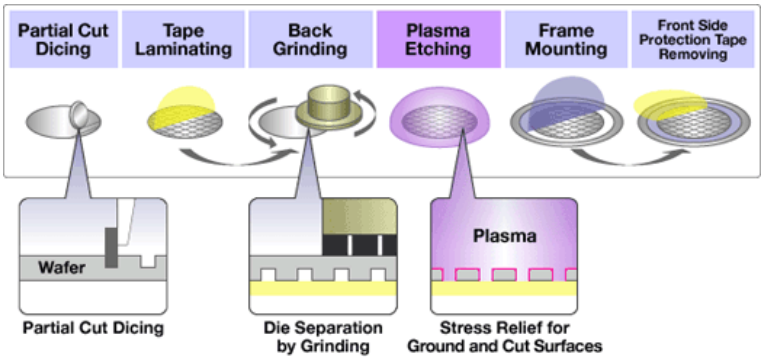


FIGURE 2.12 – Procédé de découpe partielle avant amincissement (crédit Disco).

configuration nous a permis d'obtenir un grand nombre de véhicules de tests mécaniques, avec potentiellement différents formats de puces sur le même wafer, et une très bonne homogénéité d'épaisseur. De plus, un plasma SF_6 élimine la couche de silicium polycristalin et amorphe de quelques microns générée pendant l'amincissement. Les dimensions disponibles pour nos études sont données dans le tableau 2.1 et la photographie d'un échantillon de silicium typique est représentée figure 2.13.

Numéro du wafer	Longueur et largeur des échantillons en mm	Épaisseur du substrat en µm
1	5x5	50
2	10x10	50
3	20x20	50
4	5x5	25
5	10x10	25
6	5x10, 5x20, 10x20 et 20x20	25
7	5x10, 5x20, 10x20 et 20x20	25
8	20x20	25
9	5x5	15
10	10x10	15
11	20x20	15

TABLE 2.1 – Dimensions des échantillons amincis en silicium.

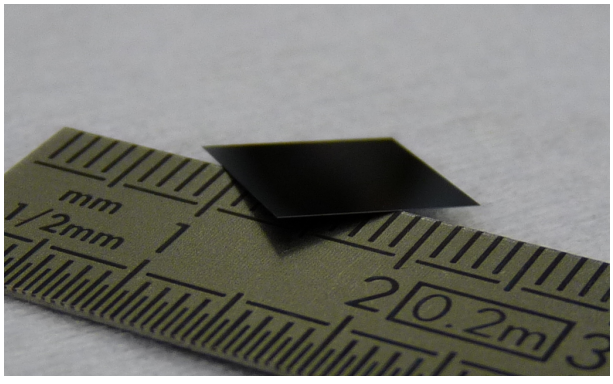


FIGURE 2.13 – Véhicule de test en silicium de 10 mm de côté et 50 µm d'épaisseur.

Une fois les échantillons amincis, la mise en courbure est réalisée à l'aide d'une presse mécanique dans une salle blanche [2]. Celle-ci prend la forme d'une boite carrée dont j'ai optimisé la

2. Comme pour de nombreux procédés de fabrication en packaging microélectronique, le contrôle du nombre et de la taille des microparticules potentiellement en contact avec l'échantillon est critique, de même que la température et l'hydrométrie de la pièce. Cette criticité est plus importante pour les échantillons minces car le nettoyage est en général une étape sensible.

conception sur le logiciel SolidWorks (évents, croix d'alignement, taille, forme du couvercle) et imprimée en ABS (pour Acrylonitrile Butadiène Styrène) à l'aide d'une imprimante 3D (figure 2.14). Le fond de la boite reçoit le support sur lequel l'échantillon est courbé. Le couvercle reçoit un poinçon (à l'intérieur de la presse sur la figure 2.14) qui entre en contact avec l'échantillon. Pour exercer une force calibrée, une masse [3] de 1,5 ou 3 kg est posée sur le couvercle qui glisse jusqu'à transmettre cette force directement sur l'échantillon, via le poinçon.

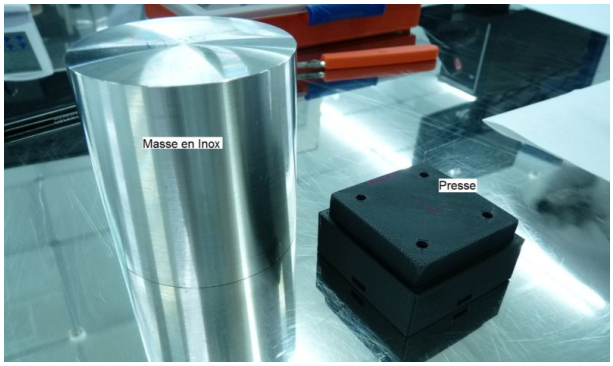


FIGURE 2.14 – Presse en ABS et masse de 3 kg.

Cette méthode permet la mise en courbure de puces unitaires jusqu'à des dimensions de 20x20 cm^2. Elle présente les avantages d'être facile à concevoir, robuste, bon marché, facile à intégrer dans une étuve et d'effectuer des déformations reproductibles (près de 100 échantillons courbés avec cette méthode). Néanmoins, elle soufre de défauts inhérents à sa simplicité :

- La vitesse de déformation ne peut pas être contrôlée.
- Le placement manuel du support, de l'échantillon et le jeu entre les deux parties de la boite (nécessaire au glissement) engendre des incertitudes sur l'alignement de la force appliquée estimées à $\pm 0,5$ mm.
- Le jeu mécanique de la presse est également la source d'une incertitude sur l'angle d'application de la force.

Tous ces défauts peuvent être palliés en transférant la presse dans une machine d'hybridation avec thermo-compression automatisée comme la FC150 de SET© (figure 2.15). Le support est alors simplement disposé sur le plateau, un bras aligne le composant sur le support avec une précision de l'ordre du micron, ce même bras prend le poinçon et applique un cycle de thermo-compression sur l'échantillon (les températures du plateau et du poinçon, le déplacement vertical du bras et l'effort appliqué sont contrôlés). La nature du procédé et les choix de conception ont été validés pour faciliter ce transfert industriel.

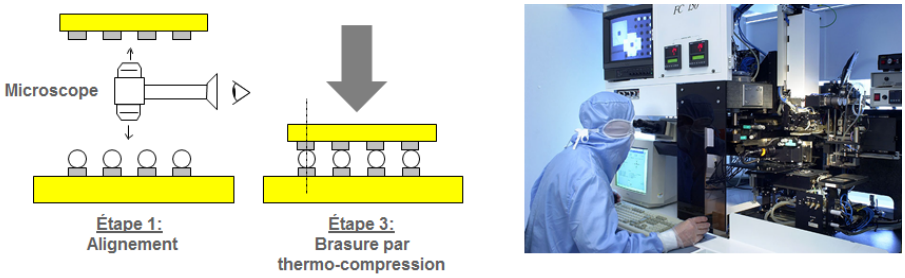
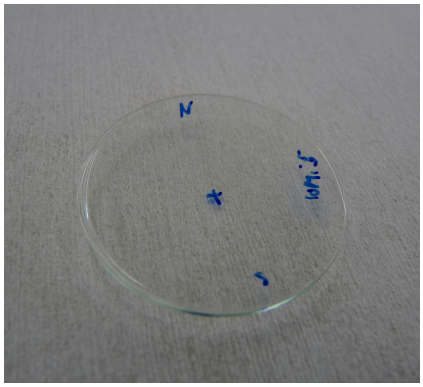


FIGURE 2.15 – Schéma de principe de l'hybridation par thermo-compression et photographie de la machine FC150 de SET©.

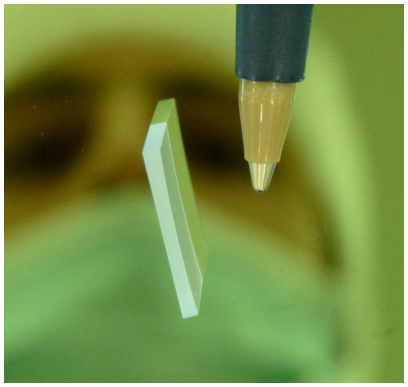
Le support est généralement une lentille en BK7 plano-convexe ou plano-concave, de forme sphérique ou cylindrique. La qualité de sa surface est certifiée « 60-40 », c'est-à-dire avec des rayures tolérées jusqu'à 60 µm de profondeur et des trous tolérés jusqu'à un diamètre de 0,4 mm. Des mesures au profilomètre mécanique (cf. ci-après) montrent des écarts à la sphère parfaite inférieurs au micron. Pour les composants fonctionnels, les lentilles sont découpées aux dimensions du circuit de lecture et amincies afin de l'intégrer dans le cryostat selon le procédé standard

3. Les masses ont été mesurées à 1578 g et 3452 g respectivement..

(figure 2.16). Pour évaluer le procédé sur des véhicules de test non-fonctionnels, j'ai employé des verres de montre qui possèdent une forme très proche d'une sphére sur une surface jusqu'à 20x20 mm^2 (figure 2.16).



(a) Verre de montre sphérique annoté.



(b) Lentille plano-concave cylindrique découpée aux dimensions du composant et amincie à environ 1 mm d'épaisseur.

FIGURE 2.16 – Supports à courbure contrôlée.

Les poinçons sont détaillés en annexe C pour des raisons de confidentialité.

Lorsque la puce en silicium est déformée sur le support par l'application d'une force, elle est maintenue dans sa forme courbe en faisant réticuler une fine couche de colle entre le support et l'échantillon. La colle est de type Epoxy, avec une forte fluidité, un faible retrait et une fiabilité éprouvée [4] pour sa tenue aux basses températures (jusqu'à 4 K) et sous vide secondaire (faible dégazage à $10^{-6}/10^{-7}$ mbar).

La colle est préparée en salle blanche. Les bulles affectent la qualité du collage et sont éliminées par centrifugation. Elle est déposée avec un dispenseur temps-pression. Dans l'heure suivant sa préparation, un écart-type relatif de 10 % est observé sur plusieurs mesures de la masse de 40 gouttes déposées sur une lame de verre. En revanche, une diminution nette de leur masse apparait au bout de plusieurs heures, synonyme en général de réticulation partielle pour ce type de colle (figure 2.17). Par conséquent, la colle est utilisée rapidement après sa préparation pour garantir une bonne reproductibilité.

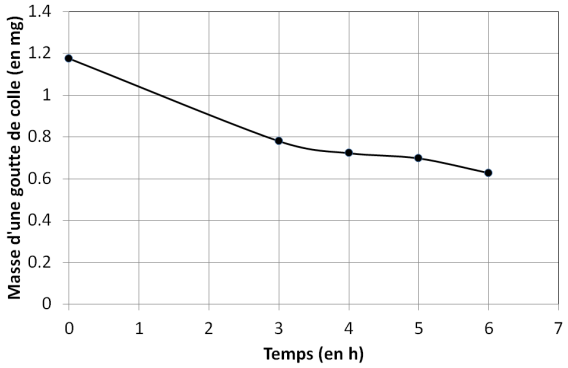


FIGURE 2.17 – Évolution de la masse d'une goutte de colle déposée avec le dispenseur temps-pression (moyenne sur 40 gouttes).

La préparation de la colle, son conditionnement et sa méthode de dispense doivent minimiser tout contact avec des microparticules jusqu'à des tailles de quelques microns, au risque de voir ces contaminants en solution dans la goutte et créer des défauts de sphéricité de l'échantillon courbé (cf. section 2.2).

La réticulation a lieu dans une étuve à une température inférieure à 100 °C pendant 1h30.

4. Elle est utilisée couramment pour des applications militaires et spatiales.

Au cours de mes travaux expérimentaux, j'ai stabilisé le procédé de courbure en deux étapes : d'abord en mettant en place une fiche de suivi dont s'est aussi servi un stagiaire qui m'a aidé pour les formats rectangulaires, ensuite en écrivant un mode opératoire avec une technicienne que j'ai formée. Le procédé a donc été transféré deux fois avec succès, ce qui garantit une faible dépendance vis-à-vis de l'opérateur.

Pour conclure, les paramètres variables de notre procédé sont les suivants :
- formes et rayons du support,
- formes du poinçon (nommées A, B ou C pour des raisons de confidentialité),
- pressions appliquées (ou masse utilisée),
- épaisseurs, formes et dimensions de l'échantillon.

2.1.3 Procédé B pour les puces flip-chip

Obtenir des matrices de détecteurs quantiques courbes est fondamentalement différent de puces en silicium simples. En effet, elles combinent trois difficultés supplémentaires :
- Le composant résulte de l'assemblage de deux circuits par un étage de plus de 80000 interconnexions électriques enrobées avec un polymère (pour un format TV/4 au pas de 30 µm). L'intégrité de cet étage est particulièrement critique car la moindre défaillance à ce niveau (délamination partielle, fissure dans une interconnexion, contact de deux interconnexions, etc.) entraine des court-circuits, circuits ouverts, contacts non-ohmiques, etc.
- Le composant est hétérogène, avec un circuit de lecture (CL) en silicium et un circuit de détection (CD) en $Cd_yZn_{1-y}Te$ (avec une très faible concentration de zinc). Le CdTe possède un facteur d'intensité des contraintes K_{Ic} de 0,158 MPa.m^{0,5} [107], bien plus faible que le silicium orienté [100] à 0,95 MPa.m^{0,5} [108]. Le CdTe est donc plus fragile que le silicium.
- Le fonctionnement à 80 K des détecteurs quantiques impose une architecture finale capable de s'adapter à la dilatation thermique du bilame afin d'y limiter le développement de contraintes.

Depuis l'arrivée des premiers composants matriciels [5], la filière technologique s'est développée en réduisant toujours davantage les tolérances d'écart à la planéité. En effet, en réduisant le pas d'interconnexion entre CL et CD, les billes d'indium sont de plus en plus petites et ne tolèrent pas la moindre courbure locale d'un des deux circuits. En essayant de fabriquer une surface photosensible complètement courbe, notre approche semble aller à l'encontre de plus de 30 ans de développement technologique. Les apparences sont bien sûr trompeuses.

Le procédé que j'ai développé permet d'obtenir des matrices de détecteurs infrarouge courbes en utilisant des composants à l'état de l'art (MWIR au pas de 30 µm) et des techniques de la microélectronique facilement industrialisables. La forte densité de pixels et le faible pas sont préservés. Le logigramme détaillant toutes les étapes et les justifications des choix technologiques sont donnés dans l'annexe C pour des raisons de confidentialité.

2.1.4 Méthode de caractérisation de profil

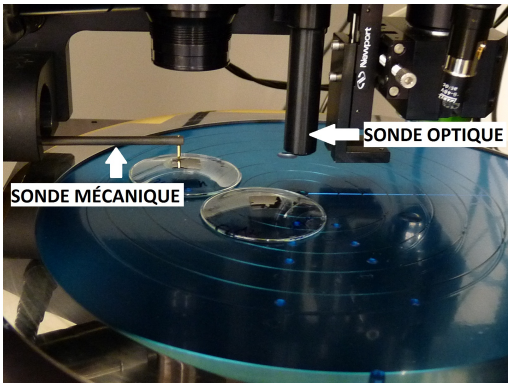
Pour mesurer la forme finale des composants et maquettes courbes, j'ai utilisé deux profilomètres complémentaires montés sur le même équipement (AltiSurf 520) : un profilomètre optique et un à contact.

Le profilomètre optique possède une sonde confocale chromatique. Celle-ci envoie un faisceau de lumière polychromatique focalisé sur la surface de l'échantillon, et mesure la longueur d'onde du faisceau réfléchi. À partir d'une altitude de référence, le profilomètre déduit un écart de hauteur δh à partir d'une variation de la longueur d'onde réfléchie $\delta\lambda$. Cette technique permet une mesure sans contact, nécessaire pour les matrices de détecteurs quantiques. Cependant, elle soufre de deux inconvénients majeurs : elle dépend des matériaux, des surfaces mesurées et

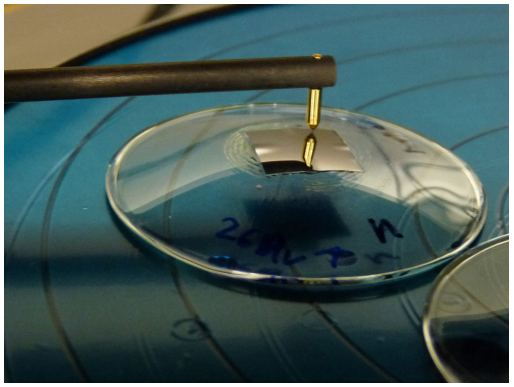
5. Les premiers CD étaient des barrettes et chaque photodiode était reliée au CL à l'extérieur du cryostat par des pistes.

fonctionne mal avec des surfaces transparentes (comme le verre par exemple) ; la différence de hauteur maximale est limitée à 400 µm, soit un rayon de courbure sphérique minimum d'environ 80 mm pour une puce de 10x10 mm^2 en prenant 10 % de marge en bord de gamme.

Le profilomètre à contact possède une sonde inductive. Une pointe se pose sur la surface à analyser et transfère les déplacements verticaux à un aimant placé dans une bobine électrique. La mesure du courant la traversant renseigne sur le déplacement vertical effectué pendant le balayage. Cette technique est indépendante des matériaux en surface et possède une large gamme de déplacement vertical, jusqu'à 2,5 mm, adaptée pour les petits rayons de courbure. Elle ne peut pas être utilisée avec des matériaux ductiles comme le $Cd_xHg_{1-x}Te$ sur lequel elle laisse des rayures permanentes.



(a) Sondes mécanique à contact et optique confocal chromatique côte à côte.



(b) Sonde mécanique à contact en cours de mesure sur un échantillon en silicium courbé sur un verre de montre convexe.

FIGURE 2.18 – Profilomètre optique et à contact.

La surface est balayée à une certaine vitesse, généralement 1 ou 3 mm/s, et le pas d'échantillonnage est choisi en fonction de la résolution souhaitée (souvent autour de 50-100 µm) et du temps de mesure acceptable. Un logiciel propriétaire (Mountain ©) permet de réaliser le traitement de l'image. À partir d'une image brute (figure 2.19), j'ai développé une procédure générale de post-traitement pour tous les échantillons courbes. La figure 2.19 illustre la décomposition en huit étapes :

1. un zoom sur la zone d'intérêt,
2. une rotation pour aligner les bords de la puce avec le cadre de l'image,
3. un redressement par rotation avec une méthode des moindres carrés,
4. un zoom pour ajuster les bords de la puce avec le cadre de l'image,
5. un ajustement de sphère parfaite (respectivement cylindre parfait) : un algorithme calcule la sphère de centre (x_s, y_s) et de rayon R_s (respectivement le cylindre de centre x_s et de rayon R_c) qui passe au plus près des points de la surface,
6. une différence entre la sphère parfaite (respectivement cylindre parfait) et la surface,
7. des extractions de profils sur les défauts de sphéricité : pliures, méplats, bosses, etc.,
8. des calculs des dimensions des défauts après redressement des profils.

Malgré un alignement manuel de l'échantillon sur le plateau du profilomètre, cette procédure rigoureuse assure une reproductibilité de l'analyse et autorise les comparaisons entre différents échantillons. En revanche, elle ne permet pas l'étude du désalignement entre le poinçon de la presse et l'échantillon.

La figure 2.20 schématise le rayon ajusté sur la surface de l'échantillon $R_{\text{échantillon}}$, dans ce cas plus grand que celui du support R_{support}.

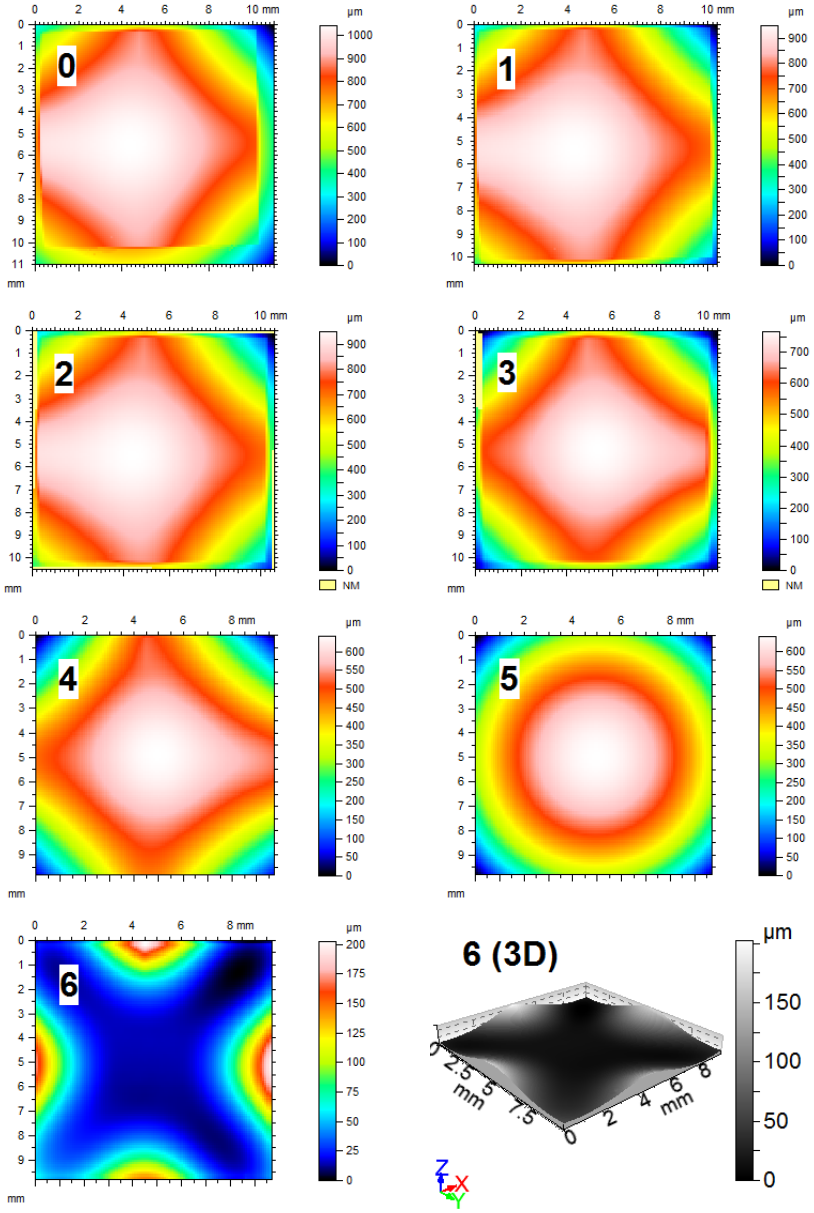


FIGURE 2.19 – Protocole illustré sur un cas pratique en configuration convexe. L'image brute est suivie des 6 premières étapes de la procédure de post-traitement de la surface courbe.

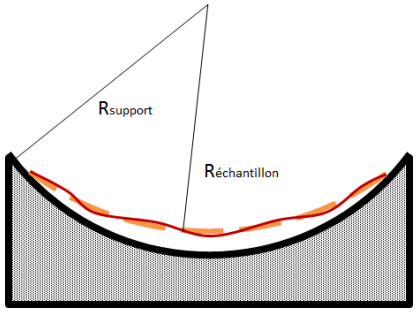


FIGURE 2.20 – Schéma du rayon ajusté sur l'échantillon par l'algorithme d'ajustement de sphère parfaite de la procédure de post-traitement.

2.2 Évaluation expérimentale des procédés

2.2.1 Plan d'expériences du procédé A

L'évaluation du procédé A se déroule en deux temps. D'abord, une étude sur des puces en silicium aux dimensions 10x10 mm^2 et différentes épaisseurs permet d'optimiser le point de fonctionnement du procédé avec des composants de ces dimensions (représentatives des formats TV/4 au pas de 30 µm ou TV au pas de 15 µm). Dans un second temps, l'application de ce procédé est validé pour d'autres tailles et formes de puces : 5x5, 20x20, 5x10, 10x20 et 5x20 mm^2.

2.2.1.1 Plan d'expériences sur les puces sphériques en silicium au format 10x10 mm^2

Pour optimiser et trouver le meilleur point de fonctionnement du procédé, le plan d'expériences s'est focalisé sur les puces minces en silicium au format 10x10 mm^2, proches des circuits de lecture au format TV/4 au pas de 30 µm, courbées sur un support sphérique concave ou convexe. Le but est de déterminer quels sont les paramètres du procédé les plus appropriés pour une épaisseur et une courbure données.

Les paramètres variables du procédé et les épaisseurs des plaques de silicium peuvent générer un grand nombre d'expériences en l'absence d'hypothèses sur les résultats. J'ai donc eu recours à un plan d'expériences factoriel conçu avec l'aide de François de Crecy (logiciel Design-Expert ®).

La qualité de la mise en forme sphérique est définie par un ensemble de résultats qui constitueront les sorties du plan d'expériences.

1. L'échantillon est-il intègre (absence de fissures visibles) ?
2. Quel est le rayon de courbure moyen final ?
3. Quelle est la différence entre le rayon du support et celui de la puce ?

Les défauts doivent aussi être étudiés pour les minimiser. Ils dépendent de la forme convexe ou concave.

– Dans le cas convexe

4. Combien de pliures apparaissent ?
5. Quelles sont leurs dimensions (hauteur, longueur et largeur) ?

– Dans le cas concave

6. Quelle est la taille du méplat central ?

En fonction de ces résultats à optimiser, les facteurs du plan d'expériences ayant *a priori* la plus forte influence sont :

– la forme convexe ou concave du support,
– l'épaisseur de la puce de silicium : 50, 25 ou 15 µm,
– le rayon de courbure du support : entre 40 et 60 mm,
– la pression appliquée au moyen d'une masse de : 1,5 ou 3 kg,
– la forme du poinçon en correspondance avec la forme du support convexe ou concave (ce facteur sera appelé « facteur poinçon A, B ou C » sans plus de précisions pour des raisons de confidentialité),
– la quantité de colle : entre 0,6 et 4,6 mg.

Un plan d'expériences exhaustif permettrait de connaitre toutes les dépendances simples et croisées entre facteurs et sorties mais nécessiterait plus de 140 expériences sans compter les répétées. Les expériences répétées permettent de connaitre la variabilité sur chaque sortie et de discriminer l'effet réel d'un facteur d'une simple variabilité expérimentale. Le nombre total d'expériences peut être diminué en supposant des relations linéaires ou quadratiques entre facteurs et sorties, en ajoutant quelques couplages entre facteurs et en ajoutant des expériences pour estimer la variabilité des expériences. *In fine*, j'ai réalisé 14 expériences simples et 16 expériences répétées, soient 30 expériences au total.

Rupture Sur les trente collages effectués pour ce plan d'expériences, seuls trois ont mené à la rupture du silicium. Ce procédé est donc fiable et éprouvé, avec un rendement à 90 %.

Les 3 échantillons cassés avaient des rayons de support concave inférieurs à 44 mm (figure 2.21). Le collage a été répété avec succès dans des conditions très proches (très faible différence de rayon de courbure, de masse de colle et nouveaux échantillons de mêmes dimensions).

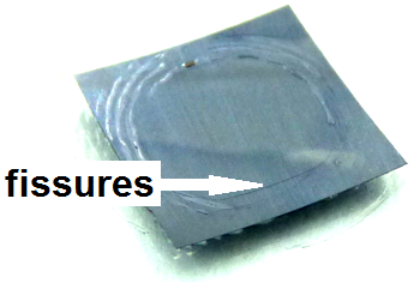


FIGURE 2.21 – Échantillon cassé au moment de la mise en forme sphérique (contraste et luminosité ajustés pour mettre en évidence les fissures). La colle s'est infiltrée à travers les fissures et a réticulé sur le dessus de la plaque de silicium.

Aucun échantillon courbé en convexe n'a abouti à la rupture du silicium.

Le rayon de courbure minimum qu'une plaque peut atteindre avant sa rupture dépend de plusieurs paramètres : épaisseur de la plaque, présence de microbulles dans la colle, et d'autres paramètres plus difficiles à quantifier comme la densité de défauts déjà présents dans la plaque (microfissures, précipités, défauts du réseau cristallin, etc.). Ces défauts ne sont pas maitrisés *a priori*. Il en résulte une variabilité des résultats. Une étude plus poussée nécessiterait une étude statistique spécifique. Nos résultats montrent cependant que la limite à rupture du silicium est atteinte avec notre procédé en concave pour des rayons de courbure proche de 40 mm.

Courbure Malgré des rayons cibles inférieurs à 100 mm, le procédé est capable dans toutes les configurations testées de courber les échantillons à des rayons très proches de leur cible.

Évidemment, le rayon de courbure du support est bien le facteur déterminant le rayon de courbure de l'échantillon au premier ordre. Le facteur « poinçon » joue également un rôle important qui sera précisé ci-dessous. Les autres facteurs n'ont qu'un effet négligeable.

La figure 2.22 représente la différence $\delta R = R_{\text{échantillon}} - R_{\text{support}}$ en fonction de R_{support} pour différents poinçons. Aucune différence appréciable n'apparait entre les poinçons A et C sur un support convexe. Un écart par ailleurs faible est observé quelque soit le rayon du support. Dans le cas concave, le rôle du poinçon est bien plus important dans la mise en forme sphérique. Avec le poinçon B, les résultats sont proches de ceux observés dans le cas convexe. Le poinçon A en revanche ne permet pas la mise en forme sphérique et des écarts importants apparaissent, supérieurs à +20 mm.

En prenant comme réponse la différence algébrique entre le rayon de courbure de l'échantillon $R_{\text{échantillon}}$ et le rayon de courbure du support R_{support}, c'est le poinçon qui joue alors le rôle le plus important.

Il est important que la différence δR soit la plus faible possible pour deux raisons. D'abord, cela permet d'anticiper facilement le rayon de courbure final avec la seule connaissance de la forme du support. Ensuite, la surface du support peut être usinée avec une grande précision (inférieure au micron avec un usinage diamant sur le germanium). Le tableau 2.3 récapitule les facteurs significatifs concernant la courbure des échantillons.

La précision requise sur la flèche est d'autant plus grande que le rayon du support est grand. En effet, lorsque le rayon est petit, l'incertitude de quelques microns sur la flèche n'aura que peu d'impact. Le tableau 2.2 donne quelques valeurs d'incertitude à différents rayons de courbure et

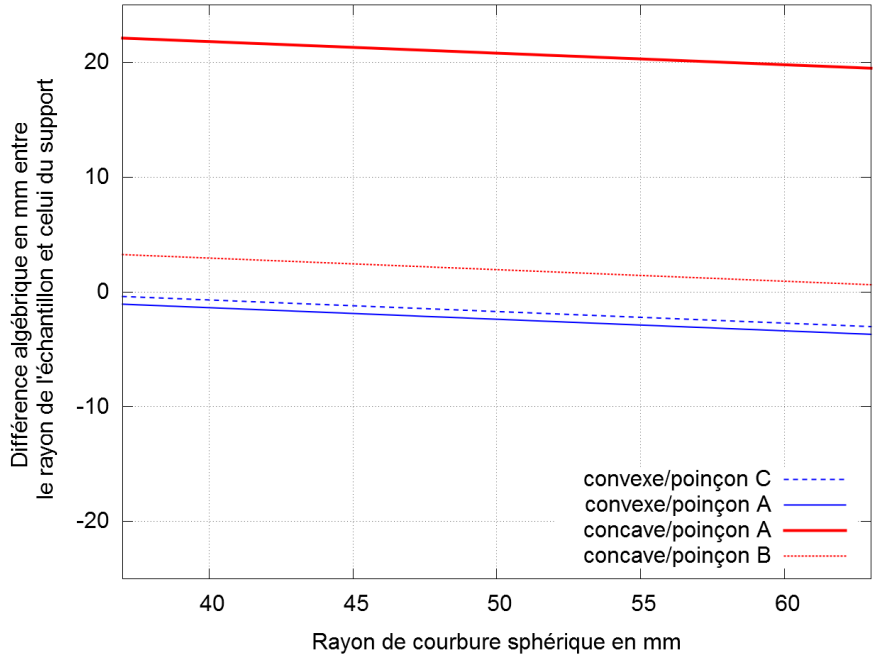


FIGURE 2.22 – Différence algébrique entre le rayon sphérique du support et le rayon de l'échantillon pour différentes configurations support/poinçon.

la figure 2.23 jusqu'à des rayons de 500 mm.

Rayon de courbure du support en mm	Incertitude sur le rayon en mm
40	0,65
60	1,5
200	16
500	100

TABLE 2.2 – Incertitudes sur le rayon de courbure engendrées par une erreur de 10 µm sur la flèche.

Défauts du convexe Tous les échantillons courbés sur un support convexe ont présenté des pliures, souvent au nombre de 4 et approximativement situées au milieu de leurs côtés.

Le modèle linéaire utilisé pour rendre compte des influences des facteurs sur le nombre de pliures (cf. section 2.2.1.1) n'est pas satisfaisant. Il permet uniquement de remarquer que le rayon de courbure est effectivement le facteur le plus important. Des résultats similaires ont été mis en évidence par Delphine Dumas [100, p. 91], avec 1 à 4 pliures entre 40 et 65 mm de rayon, puis 1 pliure jusqu'à 80 mm.

Lorsque des pliures apparaissent, la hauteur moyenne et la profondeur moyenne sont mesurées. Un modèle linéaire rend compte de manière satisfaisante les influences des facteurs. Dans une moindre mesure, le fait que les pliures soient remplies ou non de colle est également expliqué plus bas. Pour pouvoir câbler un composant aminci, le plot de soudure, généralement au bord de la puce, doit être bien stable. Le câblage sur une pliure non remplie de colle risque de générer une rupture de la puce. Les résultats sont reportés dans le tableau 2.3.

La hauteur moyenne des pliures diminue avec l'augmentation du rayon de courbure du support et de la masse appliquée (cf. figure 2.25). Aucune corrélation significative avec l'épaisseur des puces n'est mise en évidence par le logiciel de traitement [6]. Sur la profondeur, aucun fac-

6. Deux études expérimentales précédentes avaient conclu deux résultats contradictoires : une diminution et une augmentation de la hauteur des pliures avec l'épaisseur.

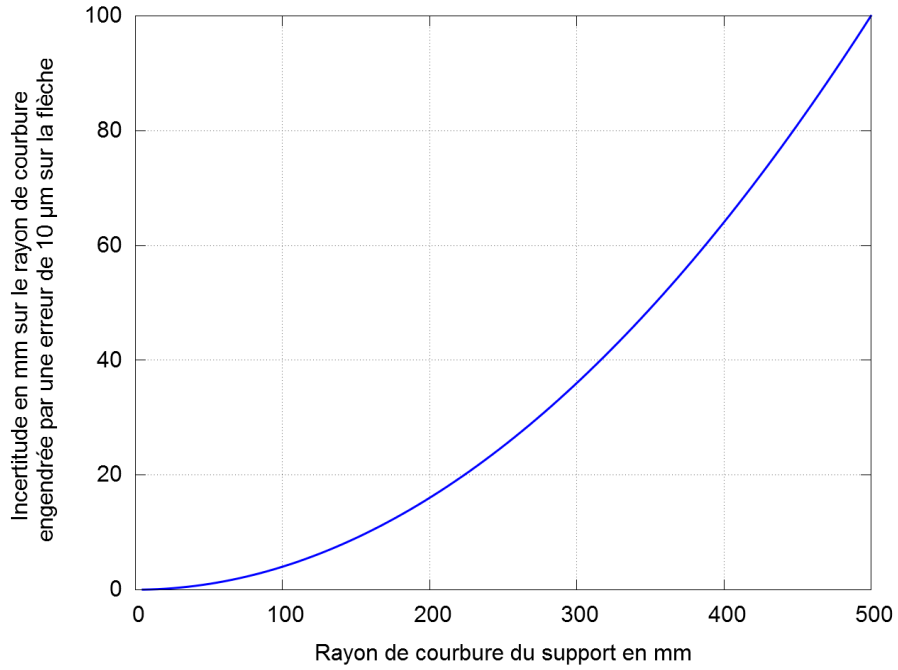


FIGURE 2.23 – Incertitudes sur le rayon de courbure engendrées par une erreur de 10 µm sur la flèche.

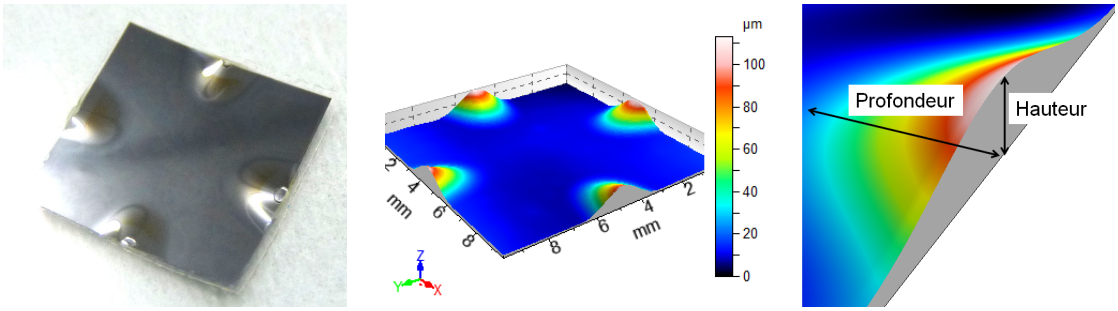


FIGURE 2.24 – Profil d'une puce en silicium convexe de rayon 42,5 mm. La photographie de gauche est prise à travers le support (contraste et luminosité ajustés pour mettre en évidence les pliures). La cartographie 3D au centre est la surface traitée, après soustraction de la sphère parfaite ajustée. Elle présente quatre pliures aux milieux des côtés. La cartographie à droite présente les conventions de notation de la profondeur et de hauteur d'une pliure.

teur n'explique vraiment l'amplitude de la réponse. La masse appliquée et le poinçon utilisés apparaissent légèrement plus influents, sans être convaincant.

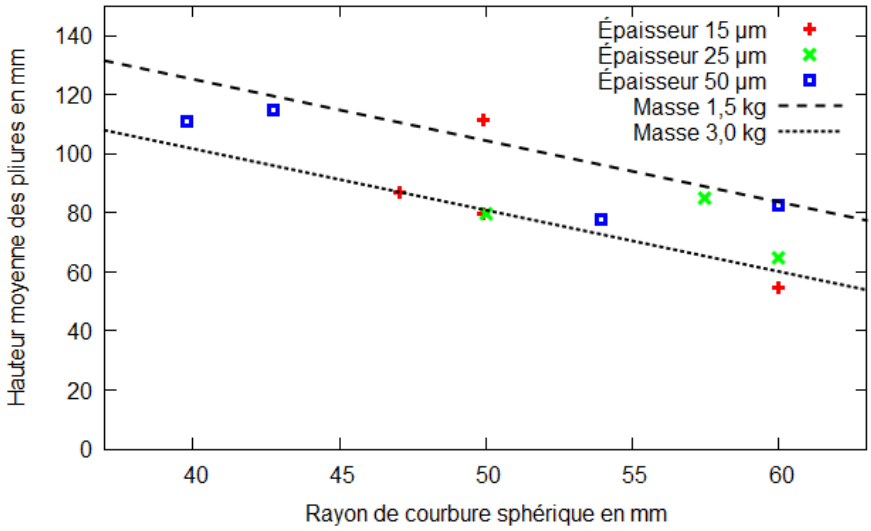


FIGURE 2.25 – Hauteurs moyennes des plures des puces courbées sur un support convexe en fonction du rayon de courbure, de la masse appliquée (courbes extraites du traitement statistique par le logiciel Design Expert ®) et des épaisseurs des puces.

Le remplissage des plures est meilleur avec une masse appliquée plus importante et une épaisseur de silicium plus faible. D'après le modèle, le meilleur outil pour remplir les plures est le poinçon A. Intuitivement, son influence sur le remplissage des plures est difficile à appréhender car il s'agit d'une combinaison entre la pression exercée et des conditions aux limites entre le poinçon et une plaque mince flexible à travers une interface fluide (la colle).

Défauts du concave Tous les échantillons courbés en concave ont présenté un méplat au centre (cf. figure 2.26). La section 2.3 expliquera cette observation par une approche de simulation mécanique. Le méplat est parfois accompagné d'une bulle centrale.

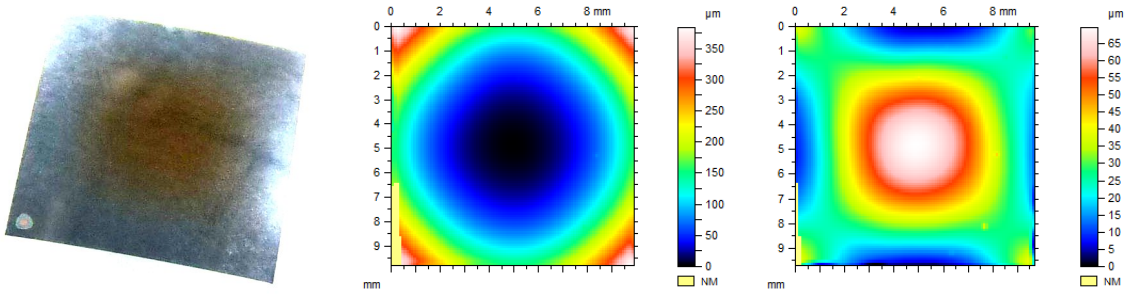


FIGURE 2.26 – À gauche, échantillon en silicium de forme concave présentant un méplat central. Il est photographié à l'envers, à travers le support transparent, et le contraste et la luminosité sont ajustés pour faire resortir le rouge foncé sur le gris sombre. La tache rouge foncé au centre de la plaque correspond à l'accumulation de colle qui prend cette couleur après réticulation. À droite, profils brut et traité d'une puce en silicium concave de rayon 56,6 mm. Il présente un méplat central, particulièrement visible sur la cartographie de droite où la sphère parfaite est soustraite de la cartographie du milieu.

La hauteur du méplat est systématiquement plus importante avec le poinçon A. Les autres facteurs n'interviennent que dans une moindre mesure. Avec le poinçon B, l'épaisseur de la puce et la masse appliquée entrainent dans une moindre mesure une augmentation de la hauteur du méplat. Il existe également une corrélation entre la présence d'une bulle centrale sous la puce et le poinçon utilisé.

D'après le traitement des résultats, la hauteur du méplat est donnée par les équations 2.9 et 2.10 pour les deux poinçons A et B, h_{puce} étant l'épaisseur de la puce et M la masse appliquée. Elles mettent clairement en évidence que le poinçon B engendre des méplats bien plus importants qu'avec le poinçon A. Les coefficients de sensibilité à l'épaisseur h et à la pression (via la masse M) sont également plus faibles avec le poinçon A. Cet outil permet donc d'obtenir de meilleurs résultats et cela dans une large gamme de conditions expérimentales (épaisseurs de puce et pression appliquée).

$$\text{Avec le poinçon A :} \quad h = -1,5 + 0,48h_{puce} + 0,78M \tag{2.9}$$

$$\text{Avec le poinçon B :} \quad h = 108 - 2,2h_{puce} + 30M \tag{2.10}$$

Ainsi, une corrélation forte existe entre l'apparition d'une bulle dans la colle au centre de la puce, et l'observation d'un méplat central très important. Or, durant les manipulations, une fois la bulle formée, une augmentation de la pression exercée à l'aide de la presse ne chasse pas la bulle. Il faut donc tout mettre en œuvre pour que la bulle ne se forme pas. D'autres facteurs devraient être considérés pour expliquer l'apparition de la bulle qui n'existait pas dans la goutte de colle : alignement de la force avec le centre de la puce, vitesse de déformation, stabilité mécanique de la puce au cours de la déformation.

Lorsque le collage sur un support concave est réalisé sans formation de bulle, un méplat de faible amplitude (inférieur à 15 µm) est observé. L'existence de ce méplat est donc inhérent aux déformations particulières relatives à la mise en forme sphérique. Une simulation du procédé par éléments finis doit permettre de faire la lumière sur cet aspect en calculant les contraintes et les déformations élastiques qui se développent en cours de mise en forme.

Dans la configuration concave, les limites du procédé tel qu'il est réalisé aujourd'hui sont atteintes. Les défauts d'écart par rapport à une sphère parfaite (inférieurs à 15 µm) résultent d'un méplat naturellement présent pour cette mise en forme sphérique, des défauts du support, de la presse et de la propreté de la salle blanche (particules inférieures à 5 µm). Le tableau 2.3 résume les relations entre facteurs et sorties du plan d'expériences.

	Rayon du support	Épaisseur du silicium	Poinçon	Masse appliquée	Quantité de colle
δR	x		xx		
Hauteur des pliures	xxx			xx	
Profondeur des pliures			x	x	x
Remplissage des pliures		x	x	xx	
Hauteur du méplat		x	xxx	x	
Bulle centrale	xx	xx	xxx		

TABLE 2.3 – Récapitulatif des résultats du plan d'expériences (procédé A). L'influence des facteurs sur les sorties est notée sur une échelle de 3 x, l'effet le plus fort correspondant à « xxx ».

2.2.1.2 Étude des autres formats carrés et rectangulaires

D'autres formes de puces minces en silicium ont été étudiées avec le même procédé de courbure A décrit dans la section 2.1.2 à l'occasion d'un stage IUT que j'ai encadré au laboratoire. Le procédé a été transféré avec succès à Léandre Gaubert qui l'a adapté à d'autres tailles de puces.

L'étude comporte trois volets :
– sur des supports sphériques :

  - les formats carrés 5x5 et 20x20 mm² à différentes épaisseurs,
  - les formats rectangulaires 5x10, 10x20 et 5x20 mm² à 25 µm d'épaisseur,
- sur des supports cylindriques.

Les résultats ne sont pas suffisamment nombreux pour utiliser une approche statistique mais des comparaisons avec la courbure sphérique des puces de 10x10 mm² sont possibles.

Courbure sphérique de formats carrés 5x5 et 20x20 mm² Les puces en silicium de 20x20 mm² correspondent à des matrices de détecteurs au format TV au pas de 30 µm ou au format 4TV au pas de 15 µm (appelé également SXGA ou « mégapixel »). Ces formats sont fréquents pour la détection visible. Ils commencent à être utilisé dans le domaine spatial pour la détection infrarouge depuis quelques années, en tirant profit de la diminution du pas pixel et l'augmentation de la taille des substrats de croisance en $Cd_yZn_{1-y}Te$.

D'une manière générale, les puces de 20x20 mm² amincies à 50, 25 et 15 µm sont bien plus délicates à manipuler que celles de 10x10 mm². Cette caractéristique est directement observable sur le rendement global du procédé.

La principale caractéristique observée avec les puces de 20x20 mm² par rapport à celles de 10x10 mm² est l'extension des conditions expérimentales qui génèrent la formation de pliures. En effet, des pliures apparaissent dès 188 mm de rayon en convexe avec des puces d'épaisseur 15 µm. De plus, des pliures apparaissent également dans la configuration concave alors qu'elles sont inexistantes pour les puces de 10x10 mm². La figure 2.27 illustre ces deux observations.

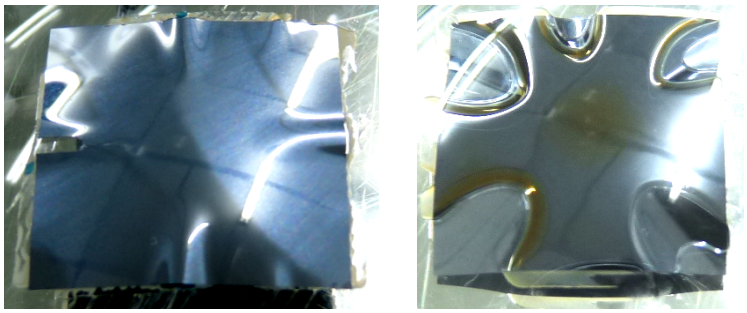
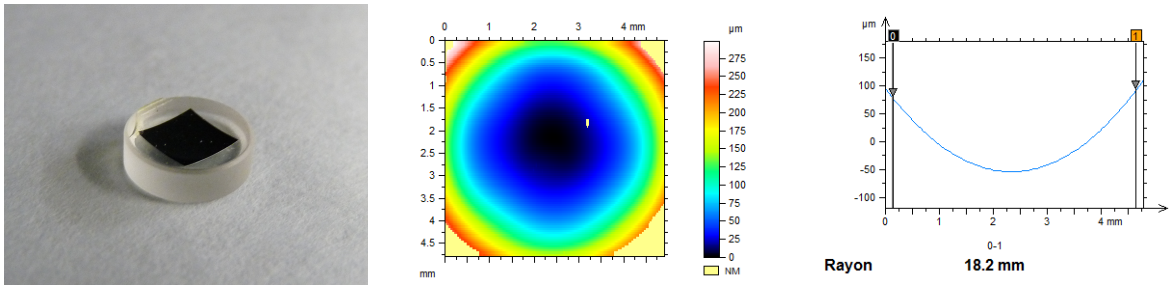


FIGURE 2.27 – À gauche, échantillon en silicium de forme convexe, 20x20 mm² par 25 µm d'épaisseur, présentant quatre pliures dont une cassée (à la manipulation). À droite, échantillon en silicium de forme concave, 20x20 mm² par 25 µm d'épaisseur, présentant cinq pliures et un méplat central. Il est photographié à l'envers, à travers le support transparent. Le contraste et la luminosité sont ajustés.

En convexe, les faibles rayons jusqu'à 40 mm sont toujours atteints avec ces larges formats (épaisseurs 25 et 50 µm), en formant des pliures mais sans rupture de la plaque de silicium. Les pliures se forment toujours au milieu des côtés avec parfois une cinquième pliure dans un coin. Leur amplitude est supérieure à 100 µm et dépasse la gamme admissible sur le profilomètre. Les puces très minces (15 µm d'épaisseur) semblent pouvoir former davantage de pliures. Des formes sphériques sans défauts ont été obtenues à des rayons de 188 et 259 mm (15 et 25 µm d'épaisseur). Le tableau 2.37 récapitule les limites observées.

En concave, les mêmes tendances se dégagent : des formes sphériques sans défaut à des rayons de 250 et 314 mm, des pliures dans les coins (cf. figure 2.27) pour des rayons entre 55 et 100 mm. Le tableau 2.36 récapitule les résultats.

Le format 5x5 mm² a été très peu étudié car il correspond plutôt à des détecteurs visibles pour des marchés à gros volumes (téléphones portables, appareils photos, etc.). Cependant, quelques essais sans optimisation particulière avec le procédé A ont mis en évidence la possibilité de courber des composants sur des supports sphériques convexes et concaves à de faibles rayons. La figure 2.28 représente la photographie et le profil d'une puce de 25 µm d'épaisseur sur un support concave de rayon d'environ 15 mm. Son rayon final est de 18,2 mm (ajusté avec le logiciel Mountain©).



(a) Photographie de la puce. (b) Cartographie mesurée au profilomètre. (c) mesure du rayon de courbure de la sphère ajustée sur la surface.

FIGURE 2.28 – Puce en silicium de forme concave, 5x5 mm² par 25 µm d'épaisseur.

Courbure sphérique de formats rectangulaires 5x10, 10x20 et 5x20 mm² Les matrices de détecteurs infrarouge sont rarement parfaitement carrées car les formats de visualisation des images standards sont rectangulaires (adaptés à la vision humaine). L'effet d'une forme non-carrée a également été adressé par une étude sur des puces en silicium minces d'épaisseur 25 µm et de dimensions 5x10, 10x20 et 5x20 mm². Les deux premières tailles ont le même rapport de forme 1/2, tandis que la troisième a un rapport de forme de 1/4.

D'une manière générale, les formats rectangulaires se courbent plus aisément que les formats carrés. Des puces de 5x10 mm² ont été courbées sans pliure à 42,5 mm sur support convexe et 32,4 mm sur support concave. Le même résultat est observé pour une puce de 5x20 mm² en concave. Les rayons les plus faibles (26 mm) ont été obtenus avec des pliures dans les deux configurations avec des puces de 5x10 mm² et 5x20 mm².

Le tableau 2.4 illustre ces résultats avec trois échantillons représentatifs des cas rencontrés.

Lorsque des pliures apparaissent aux bords des puces, de nombreuses configurations sont possibles : une au milieu du côté long, une au milieu du côté court, plusieurs du côté long et toutes les combinaisons possibles. Leurs amplitudes diminuent lorsque le rayon augmente, de la même façon que pour le format 10x10 (figure 2.29), mais avec une plus grande dispersion à cause du nombre variable de pliures par échantillon.

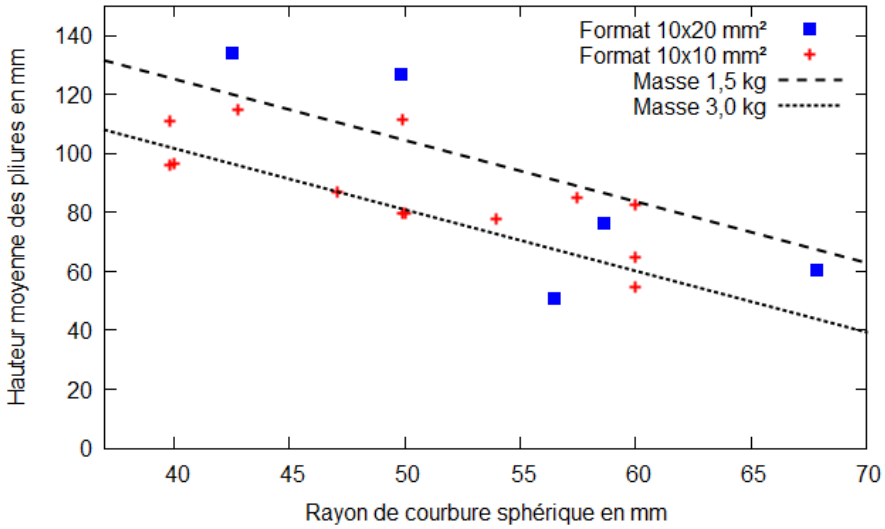


FIGURE 2.29 – Hauteurs moyennes des pliures des puces rectangulaires (10x20 mm²) courbées sur un support convexe en fonction du rayon de courbure. Les points obtenus avec le format 10x10 mm² et les courbes extraites du traitement statistique par le logiciel Design Expert® sont également représentés à titre de comparaison.

Le tableau 2.36 récapitule les rayons limites atteints respectivement sans pliures et sans rupture. Le format rectangulaire est favorable à la mise en forme sphérique concave et convexe.

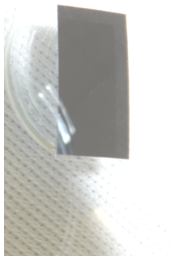
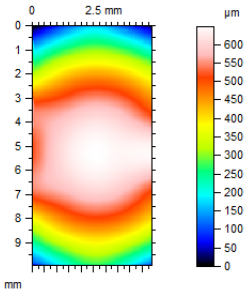
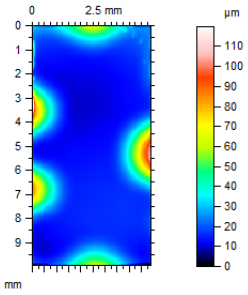
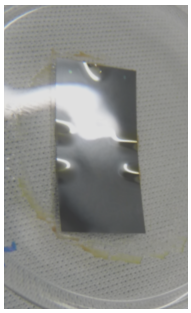
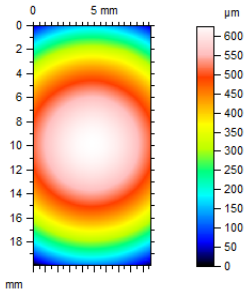
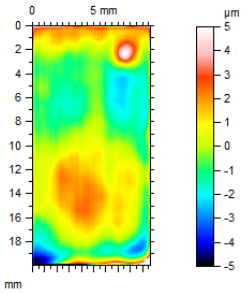
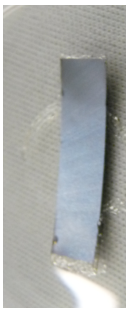
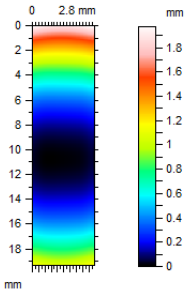
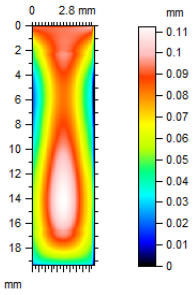
Dimensions	Photos	Profils bruts	Écarts à la sphère ajustée
5x10 mm^2			
10x20 mm^2			
5x20 mm^2			

TABLE 2.4 – Échantillons représentatifs des résultats obtenus avec des puces rectangulaires. Le premier a une forme convexe avec des pliures, le deuxième une forme convexe sans pliures, le troisième une forme concave.

Il rencontre les mêmes limites que le format carré de côté égal à sa plus petit longueur. Ainsi, la puce de 10x10 mm² fixe les limites du format 10x20 mm².

Courbure cylindrique La courbure cylindrique est fondamentalement plus simple que la courbure sphérique (cf. section 2.1.1.3, page 73). Pour cette étude, le but est d'estimer à quel rayon de courbure minimum les puces peuvent être mises en forme. Par conséquent, le seul résultat retenu est la rupture de la puce [7]. Les facteurs d'intérêt se sont limités aux tailles des puces [8] :

- épaisseurs de 50, 25 et 15 µm,
- surfaces 5x5, 10x10, 20x20, 5x10, 5x20 et 10x20 mm².

Les autres paramètres du procédé sont inchangés.

Puisque la rupture intervient toujours au moment où la force est appliquée, il n'est pas nécessaire de faire réticuler la colle pour maintenir la forme cylindrique. Le même échantillon est donc mis en forme successivement sur des supports aux rayons de courbure décroissants. Les puces rectangulaires sont testées dans les deux sens.

Cette mise en forme cylindrique s'apparente à un test de flexion trois points si le support est concave [9]. Comme la puce revient toujours dans sa forme plane après avoir épousé le support cylindrique, le silicium est sollicité dans son domaine élastique. Le tableau 2.5 dresse le bilan de ces essais.

Épaisseur (en µm)	Dimensions (en mm²)	Convexe (R en mm)				Concave (R en mm)		
		41,2	30,9	20,6	10,3	51,51	20,6	10,3
15	5x5	-	-	-	-	-	-	-
	10x10	-	-	-	-	-	-	-
	20x20	-	-	-	?	-	-	?
25	5x5	-	-	-	x	-	-	-
	10x10	-	-	-	x	-	-	?
	20x20	-	-	-	?	-	-	-
50	5x5	-	-	-	-	-	-	x
	10x10	-	-	-	x	-	-	><

TABLE 2.5 – Tests de mise en courbure de puces minces carrées sur des supports cylindriques convexes et concaves. Le signe - indique que l'échantillon s'est courbé sans rupture, le signe x indique une rupture pour certains échantillons (en fonction des conditions expérimentales), le signe >< indique une rupture systématique et le signe ? indique une indétermination.

À ces épaisseurs, les puces de silicium sont très flexibles et peuvent atteindre des rayons de courbure cylindrique inférieurs à 10 mm. Les échantillons de 5x5 mm² passent tous les tests dans les deux sens convexe et concave. Ceux de 10x10 mm² et 25 et 50 µm d'épaisseur commencent à se casser pour des rayons inférieurs à 20 mm. L'intérêt de diminuer l'épaisseur de la puce apparait ici clairement puisque les puces de 10x10 mm² et 15 µm d'épaisseur peuvent se courber à des rayons inférieurs à 10 mm. La disponibilité des échantillons de 20x20 mm² est plus faible et leur manipulation à ces épaisseurs génère davantage de casse. Ils se courbent au moins jusqu'à 20 mm de rayon quelque soit l'épaisseur et la forme du support. La courbure à des rayons plus faibles nécessiterait des outils (notamment un poinçon) plus adapté.

Pour les formes rectangulaires, à 25 µm d'épaisseur, les mêmes résultats sont observés, avec une limite vers 10 mm de rayon sur un support convexe (tableau 2.6). Les tests sont effectués dans les deux sens de la puce.

7. D'après la théorie des plaques minces de Love-Kirchhoff, l'apparition de pliures n'est pas possible sur une plaque déformée selon un cylindre. L'expérience n'a en effet révélé aucun défaut de ce type.
8. Les puces rectangulaires ne sont disponibles qu'avec une épaisseur de 25 µm.
9. La configuration convexe est plus complexe et ne peut pas s'apparenter à un test de flexion trois points.

Dimensions	Convexe (R en mm)				Concave (R en mm)		
(en mm^2)	41,2	30,9	20,6	10,3	51,5	20,6	10,3
5x10	-	-	-	x	-	-	-
5x20	-	-	-	><	-	-	-
10x20	-	-	-	?	-	-	-

TABLE 2.6 – Tests de mise en courbure de puces minces rectangulaires sur des supports cylindriques convexes et concaves. Le signe - indique que l'échantillon s'est courbé sans rupture, le signe x indique une rupture pour certains échantillons (en fonction des conditions expérimentales), le signe >< indique une rupture quelque soient les conditions expérimentales et le signe ? indique une indétermination.

Ces résultats démontrent la forte divergence entre les courbures sphérique et cylindrique. Bien que la courbure cylindrique présente de nombreux avantages (faibles rayons accessibles, absence de pliures, modélisation de la déformation plus facile, etc.), elle adresse des applications plus limitées comme la spectrométrie.

Des améliorations sont possibles pour empêcher la formation des pliures et des méplats mais en tenant compte des contraintes locales potentiellement exacerbées. Les résultats de la simulation de la section 2.3.2 peuvent éclairer les approches à privilégier.

2.2.2 Évaluation du procédé B

Contrairement au procédé A, le nombre d'échantillons disponibles (maquettes et composants fonctionnels) pour évaluer le procédé B est bien plus faible. Cependant, la qualité des surfaces sphériques et cylindriques peut être évaluée. L'essentiel des résultats se concentre sur la courbure sphérique concave, qui adresse *a priori* le plus grand nombre d'applications, mais les courbures sphérique convexe et cylindrique concave ont également été étudiées.

2.2.2.1 Courbure sphérique concave

Pour les applications spatiales, les rayons cibles pour cette configuration varient de 200 à 300 mm (cf. section 1.1). Au fur et à mesure de la disponibilité de maquettes et de composants, des rayons de plus en plus petits ont été atteints. Les maquettes ont servi à mettre au point le procédé. Elles portent des noms de l'alphabet phonétique de l'OTAN [10]. Les composants sont les véhicules d'une étude plus poussée sur la qualité finale de la surface de détection. Ils portent les noms de Titans dans la mythologie grecque d'Hésiode [11].

In fine, trois composants sphériques concaves possèdent une courbure contrôlée et sont parfaitement fonctionnels. Parmi ceux-là, Rhéa, courbée à près de 200 mm, est intégré dans une caméra compacte à l'Onera, constituant le premier prototype de caméra infrarouge à détecteurs courbes.

En ajoutant les deux composants de forme cylindrique, cinq composants parmi les onze utilisés peuvent être considérés courbes et fonctionnels (deux composants ne sont pas comptés : un circuit de détection ne donne pas de réponse et une hybridation standard ne s'est pas bien terminée). Un rendement de 45 % est donc atteint avec les premiers composants.

Pour chaque échantillon, un rayon de courbure « cible » est défini. Les rayons effectivement mesurés avec le profilomètre optique (cf. méthode de la section 2.1.4) sont donnés dans le tableau 2.7. Les différences *a priori* importantes entre le rayon désiré et celui obtenu doivent être relativisées. En effet, en terme de flèche (équation 2.11, avec f la flèche, R le rayon de courbure et d la diagonale du circuit de détection, cf. section 2.1.1.3), les écarts sont toujours inférieurs

10. Dans l'ordre : Alpha, Bravo, Charlie, Delta, Echo, etc.

11. Fils d'Ouranos et Gaïa, ils sont au nombre de 12 : 6 Titans (Coéos, Crios, Cronos, Hypérion, Japet, Océan) et 6 Titanides (Mnémosyne, Phoebé, Rhéa, Théia, Thémis, Téthys).

à 10 µm. Il n'y a pas de corrélation particulière entre les différences observées et les dimensions des composants (tailles et courbures).

$$f = R\left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{2R}\right)^2}\right) \tag{2.11}$$

Composant	Rayon cible (mm)	Rayon mesuré (mm)	Écarts sur la flèche (µm)
Cronos	519	550	+ 2,3
Coéos	309	275	- 8,7
Hypérion	309	275	- 8,5
Théia	258	252	- 1,8
Rhéa	206	196	- 5,3

TABLE 2.7 – Écarts entre les rayons cibles et les rayons obtenus (mesurés au profilomètre). Les écarts sur les flèches correspondants à ces différences de rayons sont calculés à partir de la formule 2.11 et des dimensions réelles des circuits de détection (mesurés avec Mountain© et Image J©).

Le tableau 2.8 représente les profils mesurés sur les surfaces de détection des composants courbes, avec les écarts par rapport à une sphère ajustée. La forme sphérique apparaît clairement pour les trois composants, avec des flèches croissantes (voir les échelles). Dans les trois cas, les écarts sont inférieurs à ±5 µm. Cependant, comme les rayons sont de plus en plus petits, ces écarts représentent successivement 13 %, 6,5 % et 4,6 % de la flèche. La figure 2.30 est une conversion de la cartographie des écarts de Rhéa en série de profils. Les échelles mettent bien en évidence la précision du procédé pour obtenir une forme parfaitement sphérique. Rapportées à la surface d'un terrain de foot, les écarts mesurés sont inférieurs à 41 cm (pour un terrain de 105x68 m^2).

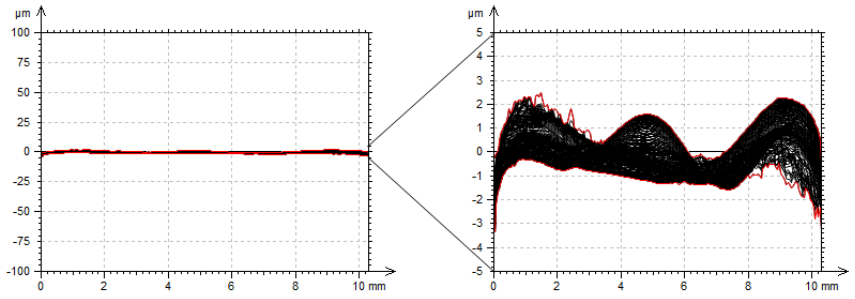


FIGURE 2.30 – Conversion de la cartographie du composant Rhéa (196 mm) (écarts à la sphère ajustée) en série de profils. Changement d'échelle entre les deux figures pour faire ressortir les écarts à la sphéricité.

La maquette la plus fortement courbée (Mike) a atteint un rayon de 104 mm. Un coin s'est détaché de la plaque de silicium mais l'origine de ce défaut reste incertaine : erreur de manipulation ou procédé de mise en forme sphérique. Il est probablement possible de fabriquer des matrices de détecteurs infrarouge quantiques avec des rayons de courbure inférieurs à 200 mm. Si les possibilités mécaniques existent, il reste à valider les performances optoélectroniques de tels composants (cf. chapitre 3).

Défaut de surface convexe Suite à un défaut dans le procédé de courbure concave[12], la surface de détection du composant Coéos a pris une forme particulière (figure 2.31). Outre la forme globalement concave désirée avec un rayon de 275 mm, une bosse apparaît vers le centre de la surface. En supprimant la sphère ajustée (sans prendre en compte ce défaut), la bosse ressort clairement avec une forme localement convexe.

12. À cause d'une particule de 7 µm de long.

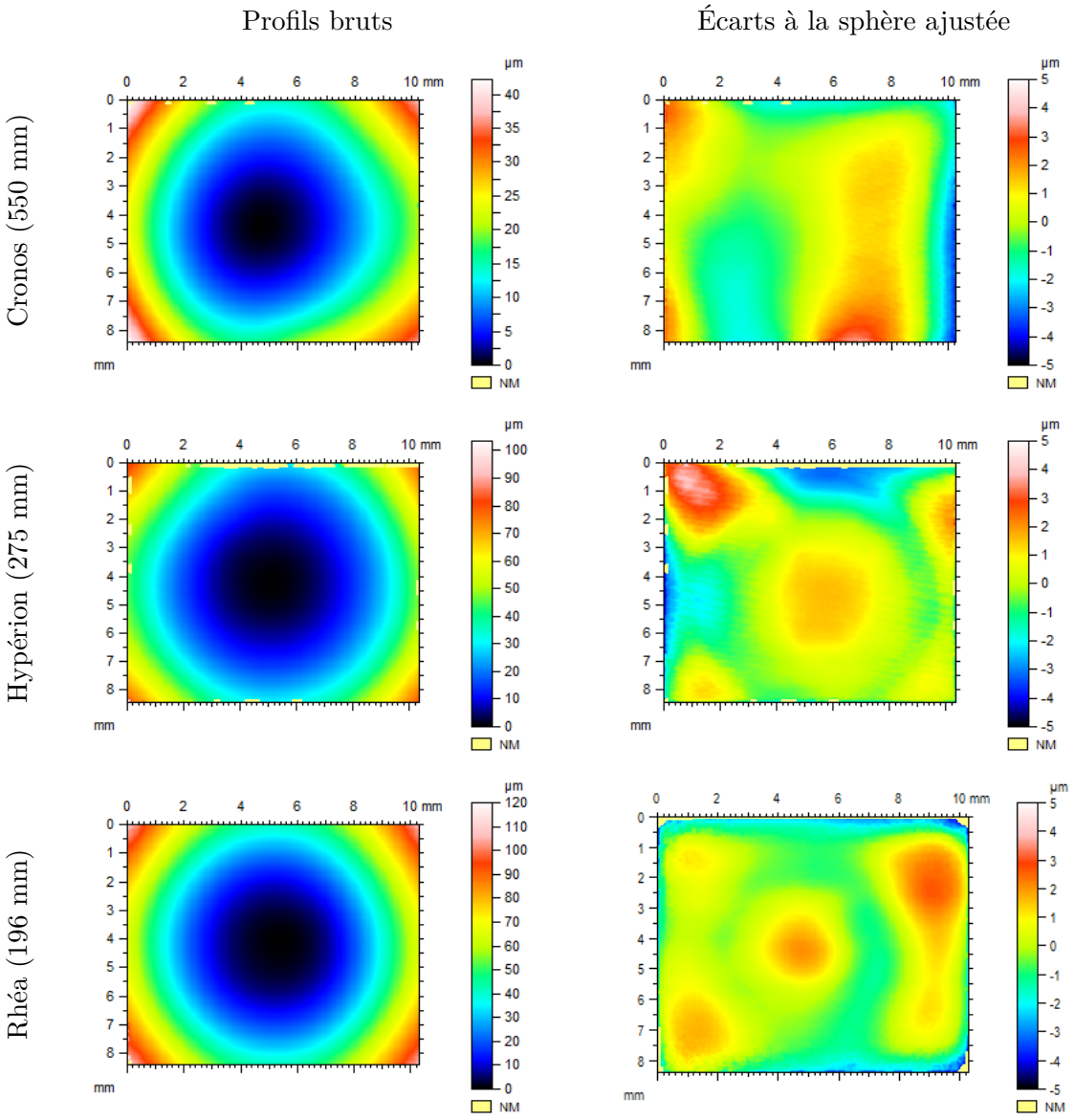
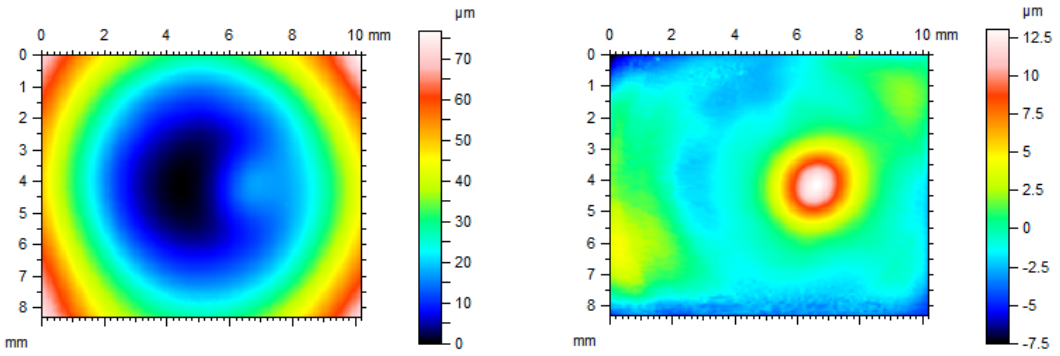


TABLE 2.8 – Profils des composants Cronos en haut, Hypérion au milieu et Rhéa en bas. Pour chaque composant, le profil de gauche correspond au profil brut (étape 4 de la méthode de la section 2.1.4) et celui de droite aux écarts par rapport à une sphère parfaite ajustée.

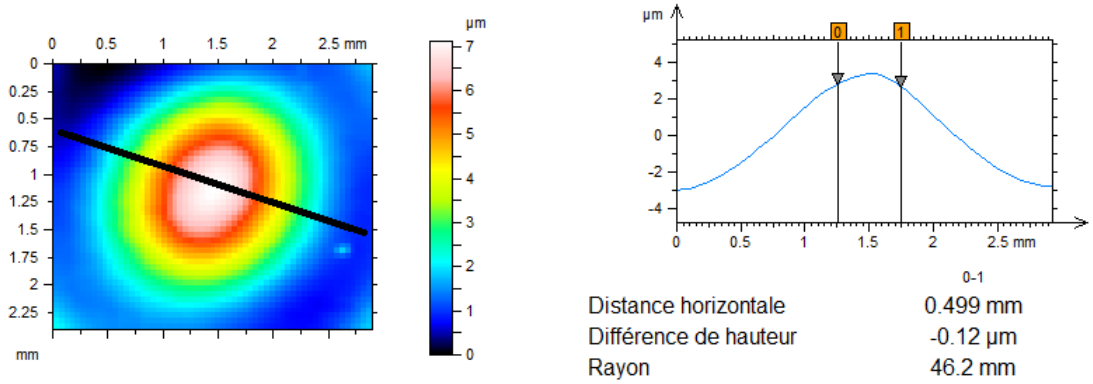


(a) Profil brut.

(b) Écarts par rapport à une sphère parfaite ajustée (sans tenir compte du défaut).

FIGURE 2.31 – Profils du composant Coéos.

La figure 2.32 représente ce défaut de surface. De forme légèrement alongée dans la diagonale, il mesure 2,9 mm de long pour 2,6 mm de large. Le profil extrait (figure 2.32, à droite) met en évidence une flèche de 6,2 µm (mesures avec Image J©). Le rayon de courbure calculé sur les 500 µm autour du sommet atteint 46 mm, c'est-à-dire de l'ordre des courbures obtenues avec le procédé A sur des puces en silicium. Si ce défaut peut être reproduit avec contrôle, une texturation de la surface de détection est envisageable.



(a) Profil de la bosse du composant Coéos, après zoom et redressement de la surface.

(b) Profil extrait sur le trait noir. Une mesure du rayon de courbure sur environ 10 pixels (0,5 mm) centrés sur le sommet de la bosse donne 46,2 mm.

FIGURE 2.32 – Zoom sur la bosse du composant Coéos.

En réalisant des matrices de détecteurs courbes, la fabrication d'imageurs intègre une nouvelle fonction optique mais ajoute également une contrainte supplémentaire. En effet, le centre de la matrice doit correspondre au centre de la courbure. Ce point a été soulevé par la fabrication de bolomètres courbes [1, p. 169]. J'ai mesuré le décentrage pour tous les composants fonctionnels (cf. tableau 2.9). Avec le procédé manuel actuel, il varie de quelques centaines de micromètres à plus d'un millimètre. L'utilisation de moyens industriels comme la FC150 de SET© permettrait d'obtenir des décentrages inférieurs à quelques micromètres.

Composant	Décentrage (µm)
Coéos	746
Rhéa	522
Cronos	1851
Hypérion	712
Théia	215
Moyenne	809

TABLE 2.9 – Décentrage entre le centre de la surface de détection et le centre de courbure sphérique.

2.2.2.2 Autres courbures

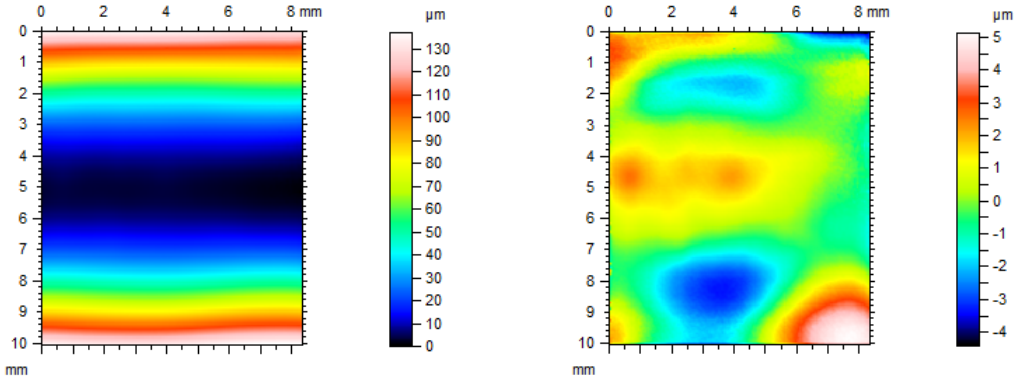
Pour adresser les besoins des systèmes optiques pour le spatial, la courbure sphérique concave à grand rayon (entre 200 et 500 mm) est la priorité. Cependant, les courbures sphérique convexe et cylindrique (concave et convexe) ne sont pas sans intérêt (cf. section 1.1).

Sans avoir développé des procédés optimisés pour ces configurations, j'ai adressé ces courbures en utilisant le procédé B et le minimum de modifications possibles. Comme le nombre total de maquettes et de composants est très limité, une seule maquette a été utilisée pour obtenir des courbures sphériques convexes à plusieurs rayons (cf. annexe D pour des raisons de confidentialité). La courbure cylindrique concave a été adressée directement avec des composants

fonctionnels et le procédé B. La forme cylindrique convexe n'a pas été traitée par manque de composants disponibles.

Courbure cylindrique concave La courbure cylindrique est par essence plus facile à réaliser que la sphérique (cf. section 2.1.1.3). Des rayons plus petits peuvent donc être obtenus dans cette configuration. Sur les deux composants fonctionnels réservés pour cette expérience, le procédé B a été appliqué avec succès dès le premier essai pour obtenir deux composants à un rayon proche de 100 mm, nommés Japet et Mnémosyne.

La figure 2.33 représente la forme finale de la surface de détection du composant Japet. Le rayon mesuré sur la surface cylindrique ajustée est de 96,3 mm. Les écarts à cette surface parfaite sont également représentés sur la figure 2.33. Ils restent inférieurs à ±5 µm, soit moins de 4 % de la flèche totale (138 µm).



(a) Profil brut.

(b) Écarts par rapport à un cylindre parfait ajusté.

FIGURE 2.33 – Profils du composant Japet.

Dans le cas cylindrique, la contrainte d'alignement du centre de courbure avec le centre de la matrice de détecteurs disparait. En revanche, une contrainte d'alignement de l'axe du cylindre apparaît : il doit passer par le centre de la matrice et être aligné verticalement. Sur la figure 2.33, l'écart avec le centre est mesuré à 1,22 mm et le désalignement est très faible (inférieur à 1 °). Le centrage peut être largement amélioré avec une adaptation du procédé B à la configuration cylindrique.

Les performances optoélectroniques à 80 K de ces deux composants sont étudiées dans le chapitre 3, page 143.

Courbure sphérique convexe Le procédé B a été adapté pour réaliser une maquette courbe sphérique convexe. Comme le nombre total de maquettes est limité, l'adaptation permet de tester plusieurs rayons de courbure avec la même maquette. Pour des raisons de confidentialité, les détails du procédé sont placés en annexe D.

La figure 2.34 donne les profils de surface de l'échantillon Foxtrot à différentes courbures. Il est initialement concave, avec un rayon de 1075 mm, correspondant à une flèche de 41 µm sur la surface de détection (8,5x10,3 mm^2).

La figure 2.35 représente le profil de la maquette à la courbure numéro 3 et le profil des écarts à la sphère parfaite de rayon 268 mm. Ces écarts restent faibles (< 10 µm) sur une large surface centrale. Ils sont plus importants, jusqu'à 30 µm dans les coins de la maquette. Cet artefact inhérent à la méthode employée pour obtenir ces courbures. Une optimisation du procédé B pour cette configuration convexe permettrait de diminuer ces imperfections à des niveaux équivalents à ceux observés dans la configuration concave, typiquement de quelques microns.

Les surfaces sphériques convexes des figures 2.34 et 2.35 ont successivement été atteintes,

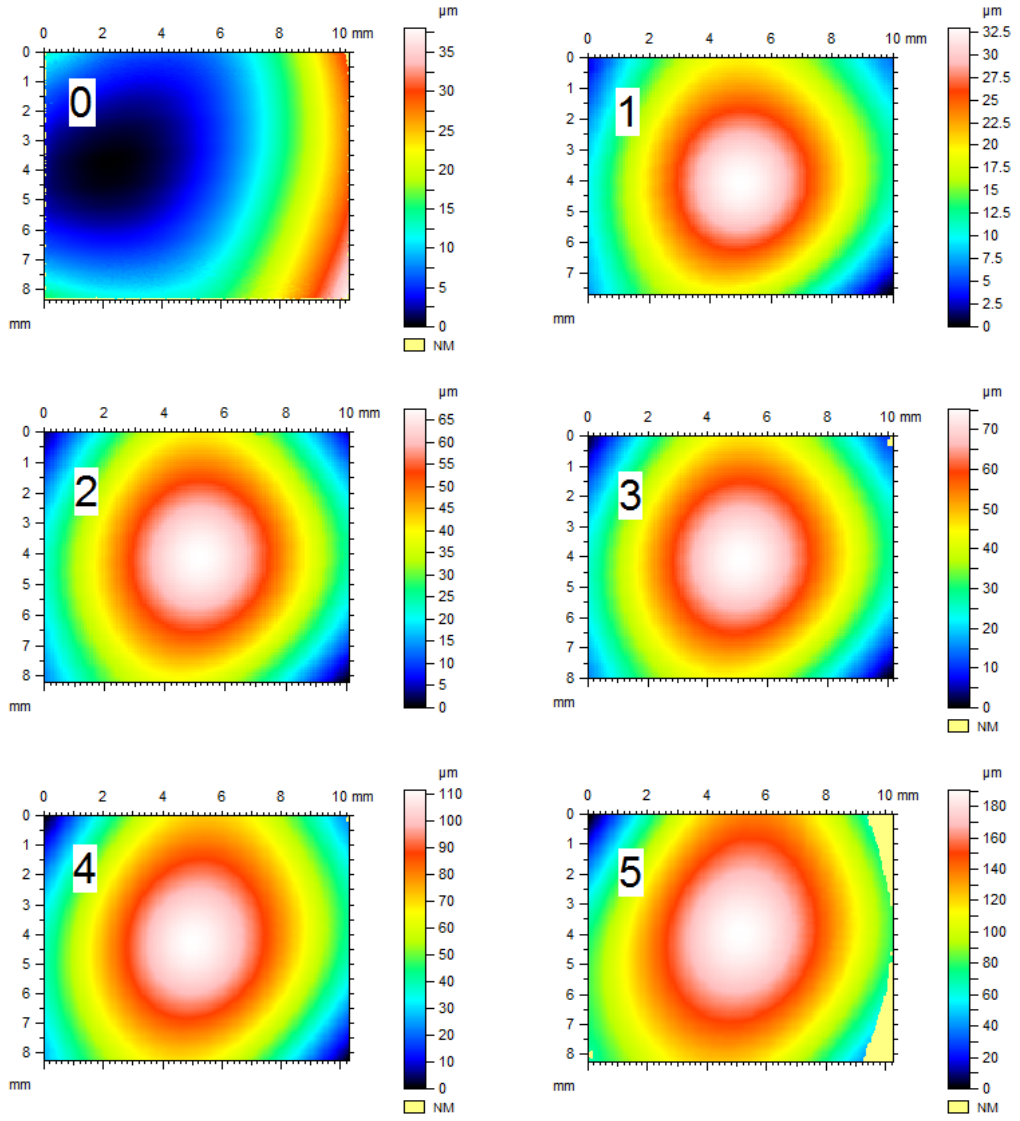
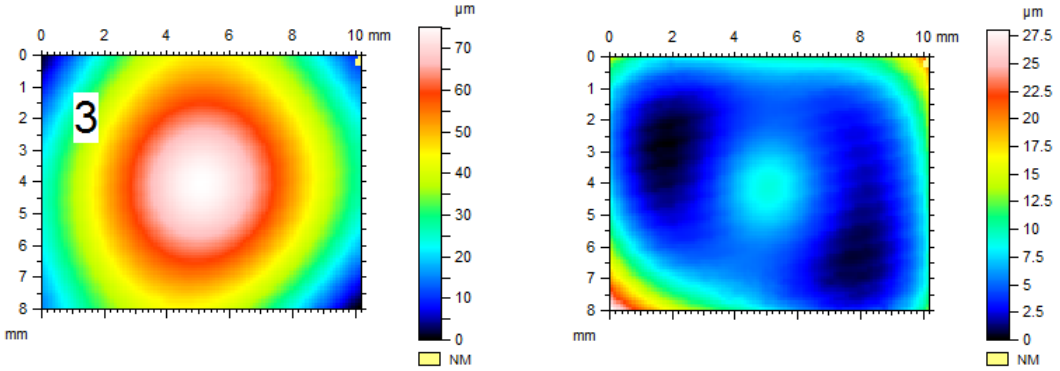


FIGURE 2.34 – Profil de surface de l'échantillon Foxtrot aux courbures 0, 1, 2, 3, 4 et 5.



(a) Profil brut.

(b) Écarts par rapport à une sphère parfaite ajustée.

FIGURE 2.35 – Courbure 3 de l'échantillon Foxtrot à l'étape 3.

correspondantes aux rayons et flèches rapportés dans le tableau 2.10.

N°	Rayon (mm)	Flèche (µm)
0	-1075	-41
1	622	37
2	317	70
3	268	83
4	189	118
5	106	211

TABLE 2.10 – Rayons et flèches obtenus avec l'échantillon Foxtrot en configuration sphérique convexe. Les valeurs négatives correspondent à une courbure initiale concave.

Au rayon le plus petit (106 mm), aucun clivage macroscopique n'est visible. De plus, les écarts à la sphère parfaite (figure 2.35) mettent en évidence l'absence de pliures telles que celles observées dans le plan d'expériences du procédé A à des rayons entre 40 et 60 mm. Atteindre des rayons de courbure plus petits ne serait pas mesurable car le profilomètre est limité par la gamme de hauteurs accessibles (coins à droite de la maquette Foxtrot hors gamme sur la figure 2.34).

2.2.3 Bilan des procédés A et B

L'évaluation du procédé A a permis de dresser les diagrammes bilans des figures 2.36 et 2.37. Les rayons accessibles apparaissent en fonction des dimensions des échantillons et configurations de courbure, dans l'état actuel de la maîtrise des procédés.

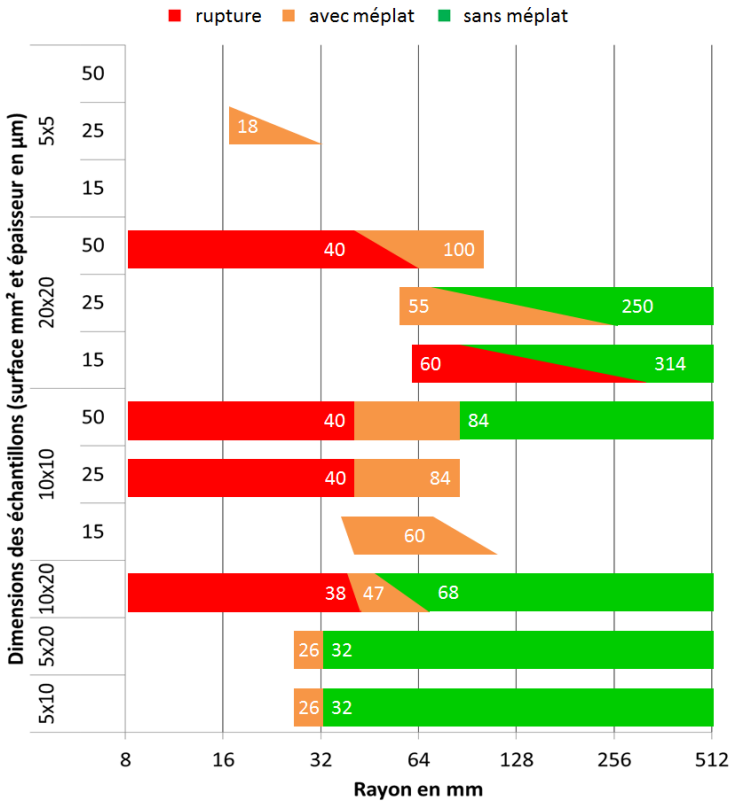


FIGURE 2.36 – Diagramme récapitulatif des rayons accessibles avec le procédé A en concave en fonction des dimensions des échantillons (échelle des abscisses logarithmique).

Le procédé B a été moins extensivement étudié puisque les applications spatiales ont des besoins pour des rayons entre 200 et 500 mm. La figure 2.38 dresse le bilan de ce procédé.

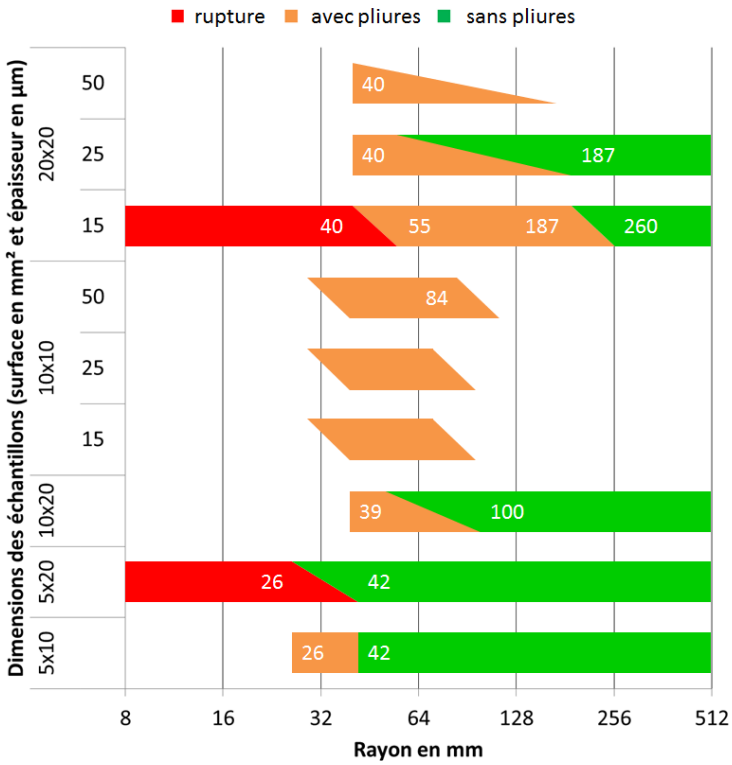


FIGURE 2.37 – Diagramme récapitulatif des rayons accessibles avec le procédé A en convexe en fonction des dimensions des échantillons (échelle des abscisses logarithmique).

Concernant la courbure sphérique concave et cylindrique, les composants les plus courbés sont toujours entièrement fonctionnels.

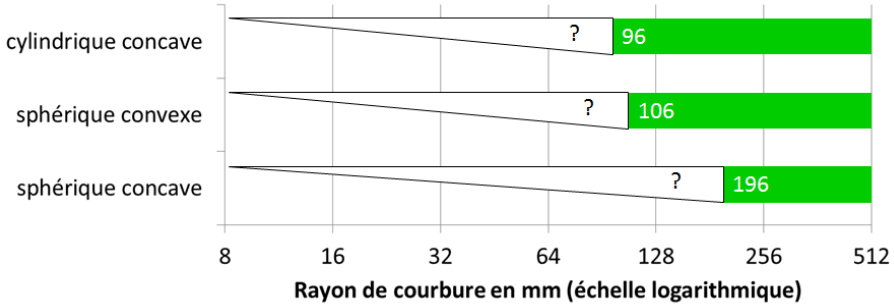


FIGURE 2.38 – Diagramme récapitulatif des rayons accessibles avec le procédé B (échelle des abscisses logarithmique).

Ces limites mécaniques garantissent la possibilité d'obtenir des surfaces de détection courbes, mais ne prédisent rien sur leurs performances optoélectroniques. Cette question sera traitée à l'aide d'un croisement entre les résultats de simulation mécanique (section 2.3) et les résultats de mesures optoélectroniques (chapitre 3).

2.3 Simulation par éléments finis des procédés de courbure

L'intérêt de la simulation des procédés de courbure, en parallèle de l'aspect expérimental, est double. La création d'un outil robuste et validé par une comparaison avec les résultats expérimentaux permet de tester d'autres rayons de courbure, de nouvelles configurations, changer la pression appliquée dans les procédés, etc. Cependant, le principal intérêt pour les travaux de la présente thèse est l'estimation des contraintes générées dans les couches optoélectroniquement actives. Ces résultats permettront de les mettre en relation avec les performances optoélectro-

niques rapportées dans le chapitre 3.

Je me focaliserai sur la simulation du procédé A (« tout silicium ») avec des supports sphériques convexe et concave et du procédé B (« hybride ») sphérique concave car ils constituent les configurations principales obtenues expérimentalement.

2.3.1 Hypothèses de travail

La simulation des procédés A et B nécessite une modélisation des lois de comportement mécanique des matériaux mis en jeu d'une part, et de la géométrie des composants d'autre part. Ces hypothèses simplificatrices décrites ci-dessous s'ajoutent aux hypothèses usuellement admises par la simulation par éléments finis : discrétisation de l'espace en nœuds et éléments, continuité par morceaux des champs de déplacement, de déformation et de contrainte, inversion de matrices creuses par itérations, etc.

Les simulations qui suivent ont été réalisés avec le logiciel Ansys v13 et v14 en ligne de commande (APDL). Généralement, les calculs sont effectués à distance sur des serveurs dédiés à l'aide de scripts Bash [13] que j'ai développés. Ces derniers permettent de programmer plusieurs calculs sur Ansys, de post-traiter les résultats et de réaliser des figures avec le logiciel Gnuplot. Les machines de calcul sont des processeurs à 8 cœurs (2,27 GHz et 24 GB de mémoire vive) reliés en réseau rapide à 40 GB/s.

Cette méthode assure une reproductibilité dans les calculs et facilite l'archivage des données. En outre, seuls les scripts sources et les résultats sont conservés pour limiter l'utilisation d'espaces mémoires permanents.

Après avoir présenté les modélisations des procédés A et B, j'ai rapporté deux études sur la robustesse de la méthode de simulation : la première concerne l'utilisation d'éléments coques en comparaison avec des éléments volumiques, la deuxième s'attache à la prise en compte de l'élasticité anisotrope du silicium et du $Cd_xHg_{1-x}Te$.

2.3.1.1 Modélisation du procédé A

Comparativement aux puces de silicium minces très flexibles, le support épais en verre peut être considéré comme infiniment rigide. Les plaques sont initialement des parallélépipèdes rectangles de 10x10 mm^2 et 50, 25 ou 15 µm d'épaisseur (voir figure 2.39). La colle non polymérisée est très fluide. Elle est chassée pendant la mise en forme hémisphérique pour ne laisser qu'une fine couche entre la plaque et le support. Pour simplifier le problème, elle n'est pas prise en compte dans la simulation mais intervient dans le type de contact modélisé. Celui-ci empêche l'interpénétration entre la plaque et le support mais autorise un glissement sans frottement. L'action du poinçon, complexe à modéliser, sera remplacée par une pression uniforme exercée sur la face supérieure de la puce.

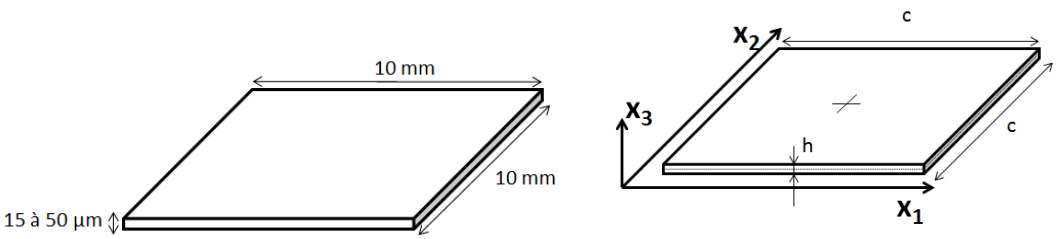


FIGURE 2.39 – Dimensions d'une plaque modélisée et définition du repère.

Lors de sa mise en forme, la plaque mince peut subir de grands déplacements et de grandes rotations, sans présupposer l'amplitude des contraintes réellement générées dans son volume. Une analyse mécanique non-linéaire (grands déplacements et grandes rotations) est donc nécessaire. De plus, les résultats expérimentaux (cf. section 2.2.1) mettent en évidence l'absence de régime

13. « Bourne Again SHell » est un interpréteur de commandes Unix, dont GNU/Linux est une implémentation.

plastique pendant la déformation. En deça d'un rayon critique, la plaque se casse sur le support. Pour les rayons de courbure supérieurs à cette limite, la plaque peut se déformer et revenir à sa forme initiale sans déformation irréversible (observable de manière macroscopique). L'hypothèse d'élasticité est donc naturelle.

Les contraintes résiduelles issues des procédés de découpe et d'amincissement de la puce en silicium sont négligées. Les procédés développés par Disco consiste présicemment à les minimiser. Par ailleurs, aucune courbure des puces n'est observée expérimentalement avant le procédé A.

Pour les matériaux et épaisseurs visés, la dilatation thermique engendrée par une réticulation de la colle vers 80 °C et une température ambiante de 21 °C peut être négligée. En effet, les supports en verre font généralement plus de 1 mm d'épaisseur et les puces en silicium moins de 50 µm. Le retrait de la colle est également négligeable (cf. section 2.1.2). L'équation de Stoney généralisée [109] (équation 2.12) permet de calculer le rayon de courbure R_{th} imputable à la différence de coefficients de dilatation thermique α_{Si} et α_{verre}. En prenant $E_{Si} = 170$ GPa, $\nu_{Si} = 0,28$, $E_{verre} = 82$ GPa et $\nu_{verre} = 0,206$, le rayon R_{th} est supérieur à 7000 mm. Cette valeur est bien supérieure aux rayons de courbure atteint par le procédé (typiquement de quelques dizaines à quelques centaines de millimètres).

$$\frac{1}{R_{th}} = \frac{6\frac{Mh}{h_{CL}}(1+h)(\alpha_{Si}-\alpha_{verre})\Delta T}{1+4Mh+6Mh^2+4Mh^3+M^2h^4} \text{ avec } M = \frac{M_{Si}}{M_{verre}} \text{ et } h = \frac{h_{Si}}{h_{verre}} \tag{2.12}$$

2.3.1.2 Modélisation du procédé B

Le procédé B diffère du procédé A puisqu'il permet de réaliser des composants 3D hybrides courbes, plus complexes que les puces en silicium (voir section 2.1.3). Pour des raisons de confidentialité, les détails de la modélisation de ce procédé sont placés dans l'annexe E.

2.3.1.3 Maillage

Les plaques amincies peuvent être modélisées soit par des éléments volumiques, soit par des éléments surfaciques (figure 2.40). Une étude de la convergence du modèle pour trois types d'éléments a été menée dans le paragraphe 2.3.1.5.

- Les éléments volumiques (appelés SOLID185 dans Ansys) sont des hexaèdres à 8 nœuds ayant chacun 3 degrés de liberté : les 3 déplacements dans l'espace. Ils possèdent 8 points d'intégration. Dans un cube de côté normalisé à 1, les points d'intégration sont positionnés aux sommets d'un cube interne de côté 0,577350269189626 (cf. figure 2.41). Ils acceptent les grandes déformations et les grands déplacements.
- Les éléments surfaciques, usuellement appelés coques, (respectivement SHELL181 et SHELL281 dans Ansys) sont des quadrilatères à 4 ou 8 nœuds respectivement, ayant chacun 6 degrés de liberté : 3 déplacements et 3 rotations dans l'espace. Une épaisseur uniforme leur est attribuée. Chaque élément possède par défaut 3 points d'intégration dans l'épaisseur et 4 dans le plan (formant un carré de côté 0,577350269189626 dans un carré de côté normalisé à 1, cf. figure 2.41). Il y a donc au total 12 points d'intégration dans chaque élément. Ils acceptent aussi les grandes déformations et les grands déplacements.

Avec les éléments volumiques, la plaque est maillée avec 3 éléments dans l'épaisseur et le maillage latéral est choisi en faisant un compromis entre un facteur de forme petit (ratio entre la longueur et la hauteur initiales d'un élément) et un nombre d'éléments raisonnable (voir figure 2.42).

La surface courbe du support en contact avec la plaque à mettre en forme est infiniment rigide. Elle est maillée à l'aide d'éléments de contact appelés TARGE170 dans Ansys. Il s'agit d'éléments triangulaires à 3 nœuds.

La surface de la plaque qui entre en contact avec le support est maillée avec des quadrilatères à 8 nœuds (CONTA174). Les options du contact sont choisies de manière à interdire

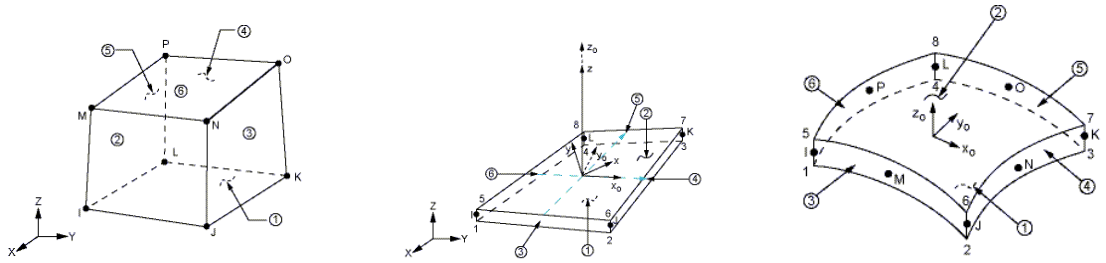


FIGURE 2.40 – Éléments de maillage SOLID185 à gauche, SHELL181 au milieu et SHELL281 à droite.

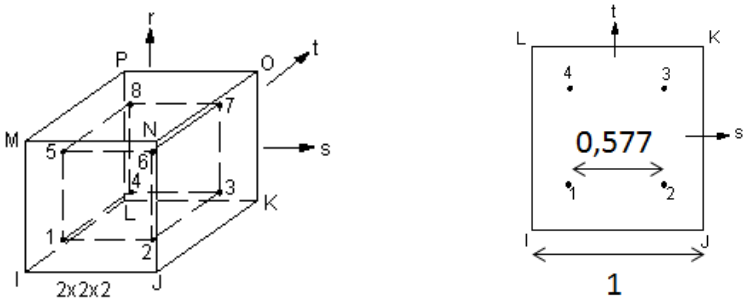


FIGURE 2.41 – Position des points d'intégration dans les éléments volumiques à gauche et surfaciques à droite (les points d'intégration sont numérotés de 1 à 4 ou 8 et les nœuds avec des lettres de I à L ou P).

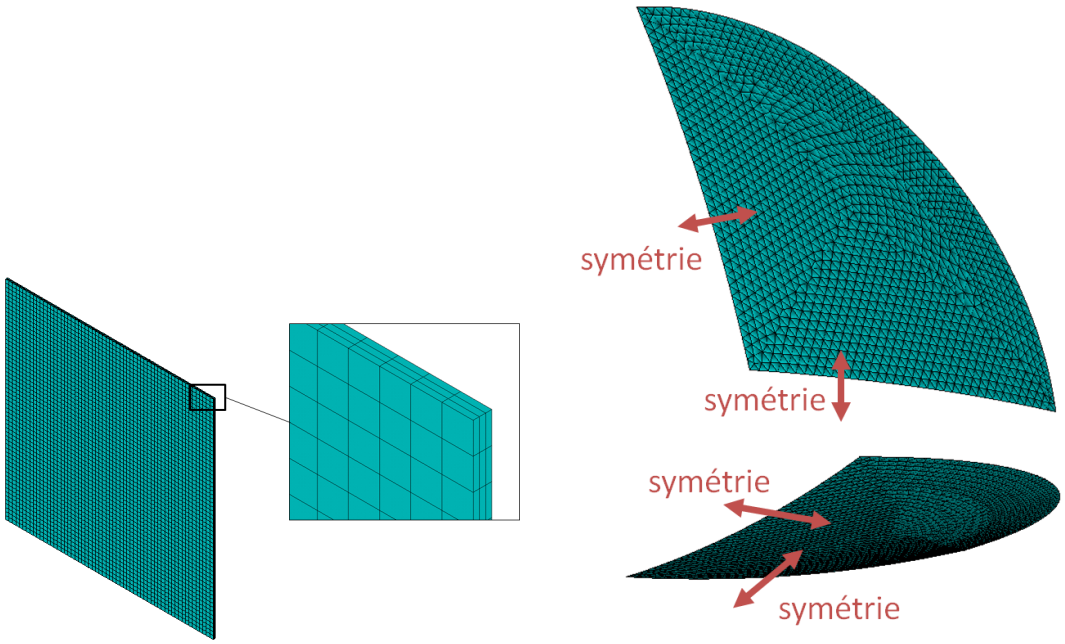


FIGURE 2.42 – Maillage d'une plaque avec des éléments volumiques (ratio longueur/hauteur de 5) et du support sphérique convexe (un quart seulement pour la symétrie, vu sous deux angles différents).

l'interpénétration des deux éléments mais à permettre un glissement aisé de l'un sur l'autre.

2.3.1.4 Conditions aux limites et post-traitement des résultats

Les conditions aux limites correspondent aux interactions mécaniques entre la plaque à mettre en forme et son environnement immédiat.

La face inférieure est en contact avec le support par l'intermédiaire d'une colle très fluide. La colle n'est pas modélisée en tant que telle mais la plaque est supposée glisser le long du support sans frottement. Le support est supposé infiniment rigide. Il peut être de forme sphérique convexe ou concave.

Sur la face supérieure, le poinçon vient exercer une pression supposée uniforme sur la plaque.

La décharge élastique (une face reste collée sur le support et l'autre devient libre) n'est pas simulée.

De part la symétrie des géométries et des conditions aux limites, seul un quart de la plaque est modélisé.

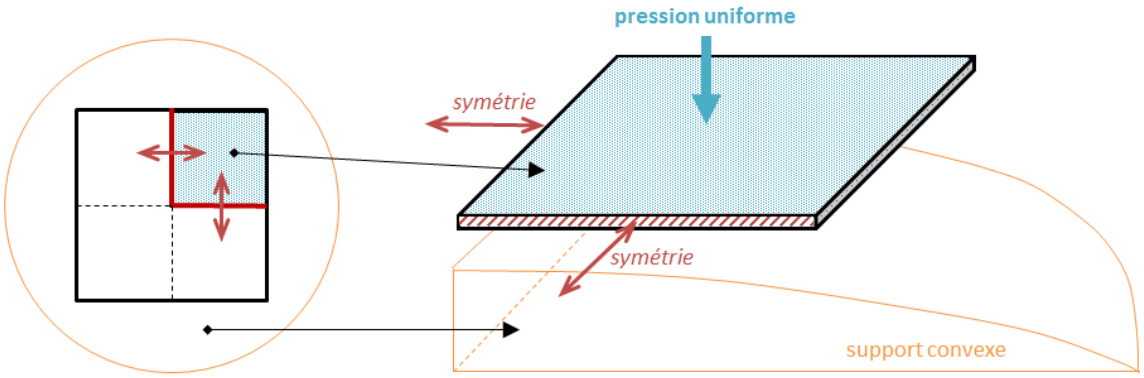


FIGURE 2.43 – Schéma de principe pour la simulation de la déformation d'une plaque mince mise en forme sur un support convexe.

Le modèle est résolu en élasticité linéaire [14], avec grands déplacements et grandes déformations. L'algorithme utilisé par le logiciel Ansys est un solveur direct de matrices creuses.

Une fois la déformation réalisée, la position de chaque nœud de la surface supérieure est enregistrée dans un fichier texte. La cartographie des écarts entre cette surface est celle du support est enregistrée dans un nouveau fichier. L'amplitude maximale mesurée correspond à celle des pliures dans le cas convexe et au méplat central dans le cas concave.

D'un point de vue optique, il est intéressant de spécifier le rayon de la sphère fictive ajustée à la surface brute (figure 2.44). Une implémentation de l'algorithme de Levenberg-Marquardt dans Gnuplot permet d'ajuster une sphère parfaite par la méthode des moindres carrés [15]. La fonction utilisée possède deux degrés de liberté : le rayon r et un ajustement vertical a (équation 2.13). Le centrage de la plaque est systématiquement assuré par les conditions de symétrie.

$$z = a + r - \sqrt{r^2 - x^2 - y^2} \tag{2.13}$$

Le rayon de la sphère ajustée et les écarts par rapport à celle-ci sont aussi caractérisés. Ce post-traitement, automatisé à l'aide de script Bash (sous Linux), permet de s'assurer d'un traitement strictement identique pour toutes les simulations et configurations, ainsi qu'une comparaison avec les résultats expérimentaux.

14. La loi de comportement est supposée linéaire mais la formulation en grands déplacements autorise la non-linéarité géométrique.

15. Sur les premiers résultats, j'avais implémenté manuellement l'algorithme de Levenberg-Marquardt en langage C. En le comparant plus tard à l'implémentation de Gnuplot, les résultats sont identiques mais Gnuplot converge plus rapidement.

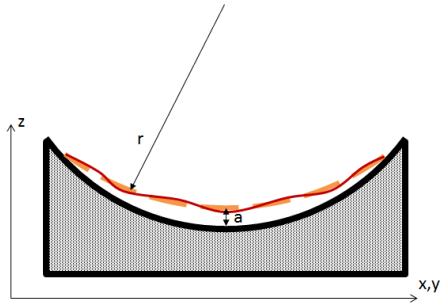


FIGURE 2.44 – Représentation schématique du support, de la plaque déformée (en rouge) et de la sphère ajustée (en orange pointillée).

2.3.1.5 Étude de la convergence du modèle

La littérature étant bien fournie sur l'étude d'une plaque carrée encastrée sur ses bords et soumise à une pression, il peut être intéressant d'étudier le même cas avec la géométrie qui nous concerne (une plaque carrée de côté $a = 10$ mm et d'épaisseur $h = 50$ µm). Pour faciliter la comparaison, le matériau est considéré comme isotrope. Pour le silicium polycristallin sans texture cristallographique [110], son module de Young E est de 169 GPa et son coefficient de Poisson ν est de 0,22.

Pour les conditions aux limites, les quatre bords de la plaque sont encastrés, c'est-à-dire que tous les déplacements et toutes les rotations sur ces faces sont interdits, et une pression uniforme p est appliquée sur la face supérieure de la plaque. Cette pression est choisie de manière à obtenir une pression normalisée $\tilde{p} = \frac{p}{E}(\frac{a}{h})^4 = 200$ (pour les comparaisons).

Trois types d'éléments de maillage sont utilisés : le SOLID185 (hexaèdre à 8 nœuds), le SHELL181 (quadrilatère à 4 nœuds) et le SHELL281 (quadrilatère à 8 nœuds).

Des éléments volumiques quadratiques SOLID285 (héxaèdre à 20 nœuds) ont aussi été testé, mais sans différence qualitative avec les éléments volumiques linéaires. Il en est de même entre des éléments surfaciques SHELL281 à 3 points d'intégration et à 7 points d'intégration dans l'épaisseur.

La densité du maillage varie en fonction du nombre n d'éléments par côté. Le tableau 2.11 rapporte les estimations du nombre total de degrés de liberté N en fonction de n. Pour les éléments volumiques, trois éléments sont utilisés dans l'épaisseur. Il y a alors 6 points d'intégration dans l'épaisseur. Pour les éléments coques, il y en a 3.

Élément	Nombre total de degrés de liberté N en fonction de n
SOLID185	$3 \times 4 \times (n+1)^2$
SHELL181	$6 \times (n+1)^2$
SHELL281	$6 \times (4 \times (n+1)^2 - n^2)$

TABLE 2.11 – Nombre total de degré de liberté N en fonction de n.

Ainsi, pour obtenir environ 10000 degrés de liberté dans le modèle, il faut 30 éléments volumiques SOLID185 mais 40 éléments surfaciques SHELL181 ou une vingtaine d'éléments SHELL281.

La flèche maximale normalisée de la plaque $\tilde{w} = \frac{w}{h}$, avec w la flèche, est reportée dans le tableau 2.11 pour différentes sources bibliographiques. La figure 2.45 donne la flèche maximale normalisée en fonction du nombre de degré de liberté N dans la présente simulation.

La convergence du modèle est très clairement atteinte avec les éléments SHELL181 et SHELL-281 dès 2000 degrés de liberté. Cela correspond à un nombre d'éléments par côté de 60 pour le SHELL181 et de 10 pour le SHELL281. À partir de ce point, la convergence est plus rapide pour les éléments à 8 nœuds mais les éléments à 4 nœuds permettent d'obtenir une convergence monotone (variations faibles et progressives).

Les deux éléments coques convergent vers la même valeur de flèche normalisée $\frac{w}{h}$: 1,37.

Source	Flèche maximale normalisée $\tilde{w}$	Méthode
Timoshenko (1951) [104]	1,6	Méthode énergétique
Levy (1942) [111]	1,36	Développement en série de Fourier
Bert *et al.* (1989) [112]	1,4	Differential Quadrature Method
Bert et Cho (1988) [112]	1,44	Expérimental
présente simulation (SHELL181 et SHELL281)	1,37	Éléments finis

TABLE 2.12 – Flèche maximale normalisée d'après différents auteurs pour $\tilde{p} = 200$.

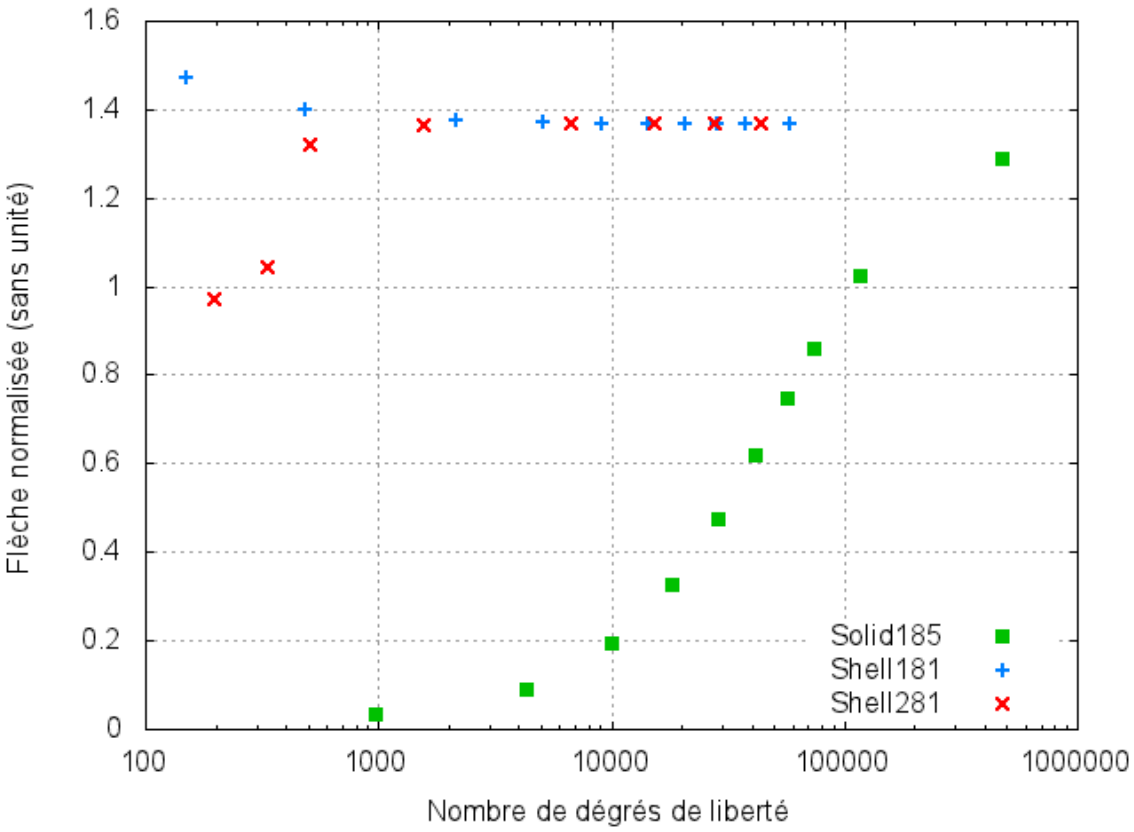


FIGURE 2.45 – Convergence en nombre de degrés de liberté sur la flèche maximale normalisée pour différents éléments de maillage.

Cette valeur est très proche de celle de Levy obtenue par une approche analytique (résolution des équations de von Kàrmàn par développement en série de Fourier) et celle de Bert *et al.*

Avec les éléments volumiques (SOLID185), le calcul n'a pas convergé avec 480000 degrés de liberté (soit 200 éléments par côté). Ces éléments ne sont pas adaptés pour cette géométrie et pour des déplacements aussi importants. Une optimisation sur le nombre d'éléments à mettre par côté et dans l'épaisseur permettrait de gagner en vitesse de convergence bien qu'elle restera probablement plus faible que pour les éléments surfaciques.

En conclusion, les coques sont les plus adaptées à notre géométrie et à notre mise en forme.

2.3.1.6 Étude de l'anisotropie des matériaux

Le cas de la flexion d'une plaque carrée encastrée soumise à une pression latérale uniforme a été décrit dans le paragraphe 2.3.1.5 avec différents types d'éléments de maillage. Les éléments coques SHELL181 ont été retenus pour la suite des simulations.

À présent, le même modèle peut servir à étudier l'influence de l'anisotropie du silicium et du CMT sur les déformations d'une plaque, moyennant une adaptation du modèle.

Adaptation de la modélisation de la flexion d'une plaque carrée encastrée sous une pression latérale Dans l'hypothèse des petites déformations et des matériaux isotropes, la théorie des plaques minces de Love-Kirchhoff donne le déplacement vertical $u_3(x, y)$ par l'équation 2.14, avec E le module de Young, ν le coefficient de Poisson, h l'épaisseur de la plaque

$$\frac{\partial^4 u_3}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4 u_3}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 u_3}{\partial y^4} = \frac{p}{D} \quad \text{avec } D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \tag{2.14}$$

En normalisant u_3 avec h l'épaisseur de la plaque et x et y avec le côté a, il est alors naturel [16] de normaliser la pression p avec $\frac{Eh^4}{(1-\nu^2)a^4}$.

J'ai adapté cette équation pour des matériaux anisotropes cubiques à faces centrées avec les axes alignés dans les directions <100> (équation 2.15). Il est alors plus naturel de normaliser la pression p avec le coefficient C_I à la place du coefficient $\frac{E}{(1-\nu^2)}$.

$$C_I\left(\frac{\partial^4 u_3}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 u_3}{\partial y^4}\right) + 2(C_{II} + C_{44})\frac{\partial^4 u_3}{\partial x^2 \partial y^2} = \frac{12p}{h^3} \quad \text{avec } C_I = C_{11} - \frac{C_{12}^2}{C_{11}} \text{ et } C_{II} = C_{12} - \frac{C_{12}^2}{C_{11}} \tag{2.15}$$

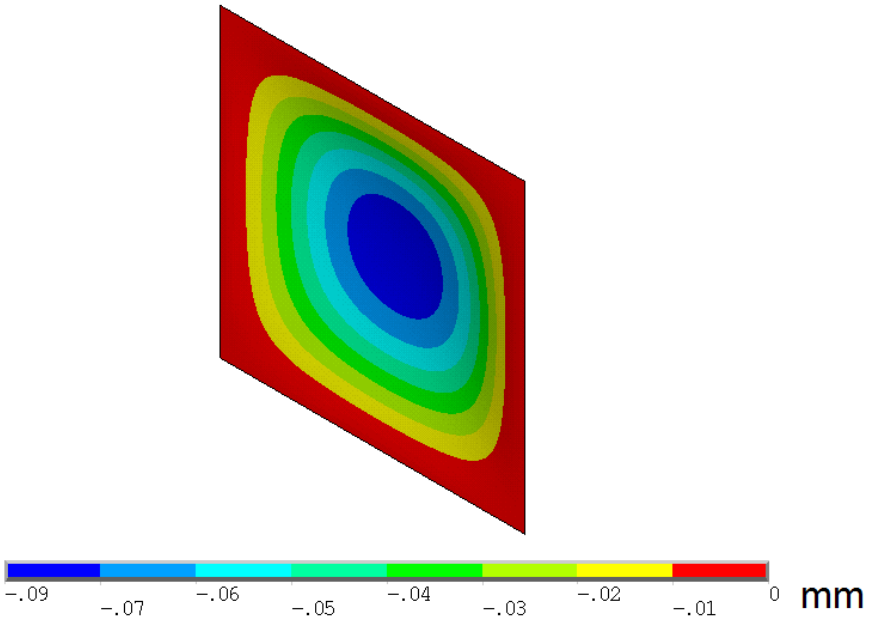
Dans l'hypothèse des grandes déformations, les équations se compliquent (équations de von Kàrmàn) mais il est toujours possible de conserver ces normalisations.

Application au silicium isotrope et anisotrope J'ai réalisé la simulation par éléments finis de la déformation d'une plaque carrée de côté 10 mm, d'épaisseur 50 µm, encastrée sur ses bords et soumise à une pression latérale uniforme p. Le maillage et les conditions aux limites sont les mêmes que pour l'étude de la convergence, avec les éléments coques SHELL181. Les propriétés élastiques des matériaux varient selon que l'on considère le silicium comme isotrope [110] ou anisotrope [103]. La figure 2.46 représente les résultats obtenus avec le logiciel Ansys avec une pression de 26,824 kPa.

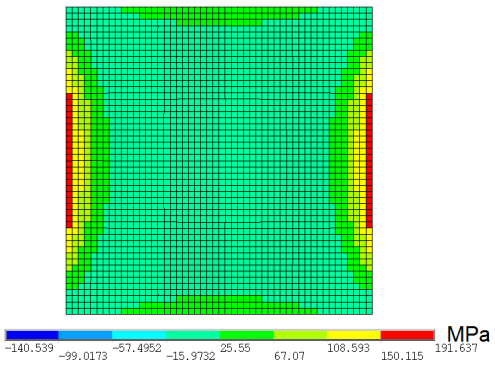
La figure 2.47 représente la flèche maximale normalisée en fonction de la pression appliquée. Dans le cas isotrope, la pression est normalisée par $\frac{E}{(1-\nu^2)}$ (carrés verts) et dans le cas anisotrope, elle est normalisée par $\frac{E}{(1-\nu^2)}$ (croix rouges) ou par C_I (croix bleues).

La courbe pleine correspond à l'équation 2.16 ajustée aux valeurs de Levy [111] avec $\lambda_1 = 66,7 \pm 0,3$ et $\lambda_2 = 0,514 \pm 0,019$ (coefficient de corrélation R^2 supérieur à 0,99998). Cette forme

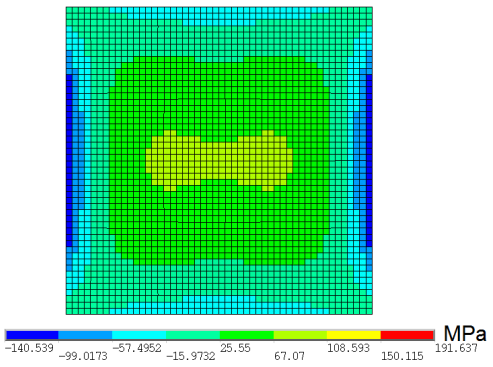
16. Certains auteurs normalisent la pression avec l'expression $\frac{Eh^4}{a^4}$ et comparent leurs résultats entre eux, malgré des coefficients de Poisson différents.



(a) Déplacement dans la direction x_3 en mm, amplifié 10 fois.



(b) Contraintes σ_{11} sur la face supérieure.



(c) Contraintes σ_{11} sur la face inférieure.

FIGURE 2.46 – Plaque mince de silicium anisotrope encastrée déformée par l'application d'une pression latérale uniforme.

d'équation s'inspire des résultats théoriques de prise en compte des non-linéarités géométriques [113]. Dans l'hypothèse des petits déplacements, l'équation se simplifie en $p = \lambda_1 \tilde{u_3}$. Levy a calculé ses valeurs par une approche analytique (équations de von Kàrmàn et développement en série de Fourier).

$$p = \lambda_1 \tilde{u_3}(1 + \lambda_2 \tilde{u_3}^2) \tag{2.16}$$

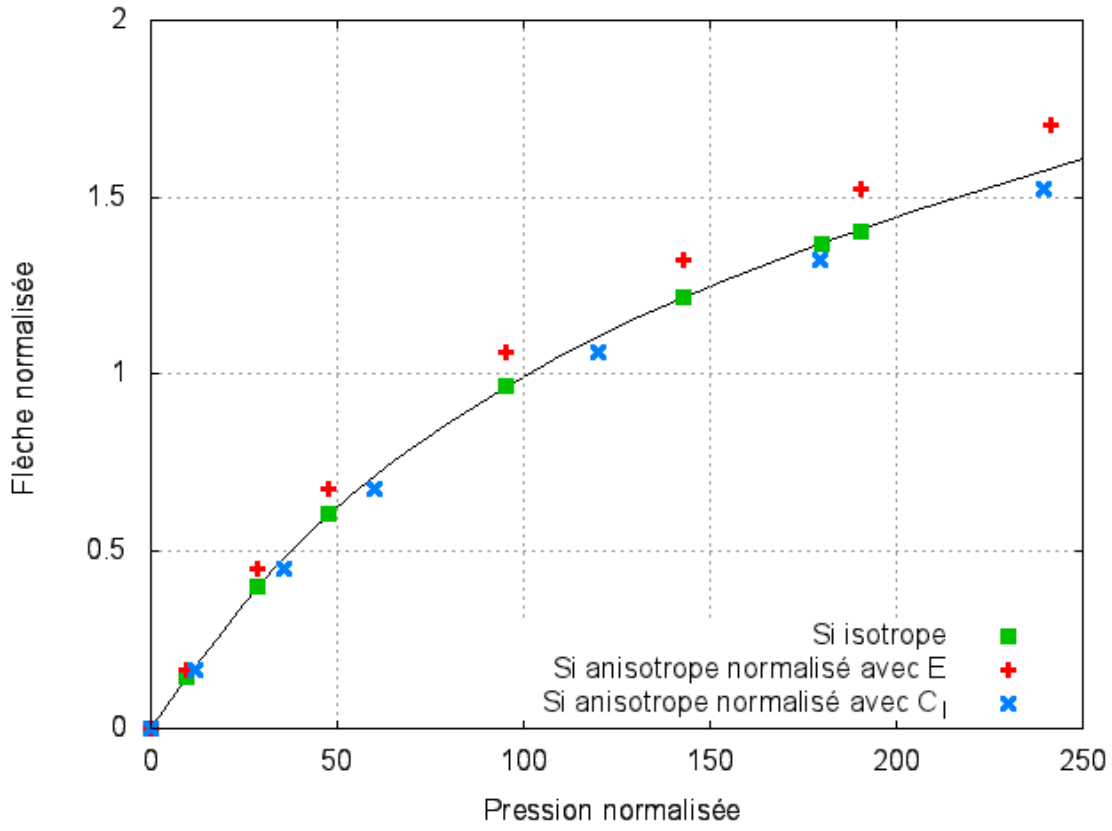


FIGURE 2.47 – Flèche au centre de la plaque normalisée par l'épaisseur en fonction de la pression appliquée pour le silicium isotrope et anisotrope.

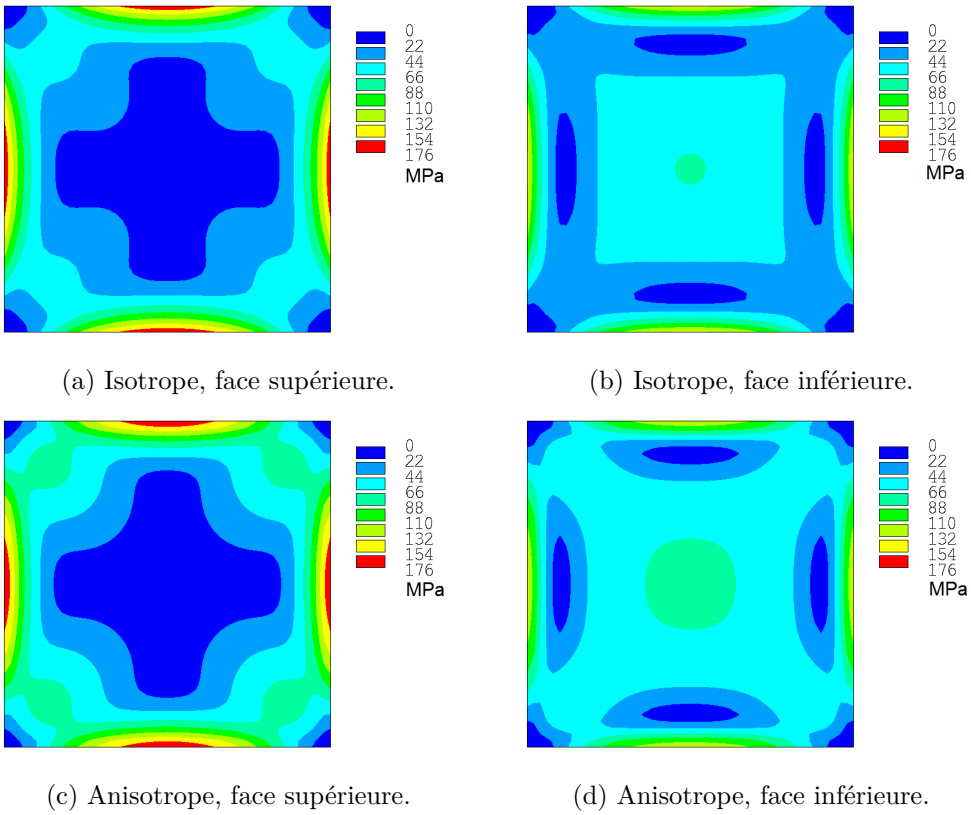
Les résultats de simulation par éléments finis pour le silicium polycristallin isotrope sont en parfaite adéquation avec les résultats obtenus par une approche analytique. Les points se placent parfaitement sur la courbe. Cela valide le modèle et les choix de conditions de simulation *a posteriori*.

Le silicium monocristallin des puces est fondamentalement anisotrope. En utilisant le module de Young isotrope E dans la normalisation de la pression, la courbe se déplace vers les basses pressions et la puce apparaît plus souple. Un ajustement de l'équation 2.16 donne $\lambda_1 = 56,6$ et $\lambda_2 = 0,517$. Pour une pression normalisée de 200, l'écart avec la référence avoisine les 8 %.

La normalisation de la pression avec le coefficient C_I pour le silicium monocristallin donne une courbe plus proche de celle du silicium isotrope et de Levy, et ce pour toutes les pressions investiguées. L'ajustement avec l'équation 2.16 donne $\lambda_1 = 71,3$ et $\lambda_2 = 0,517$. À p=200, l'écart avec la courbe référence est de l'ordre de 3 %. Cela démontre la pertinence du coefficient C_I pour tenir compte de l'anisotropie de la matière.

La prise en compte de l'anisotropie modifie également légèrement la répartition des contraintes dans la plaque. Pour comparer les modélisations isotrope et anisotrope, la figure 2.48 représente les contraintes de von Mises dans les deux cas sur la face supérieure et inférieure de la plaque encastrée. À défaut de donner toutes les composantes du tenseur des contraintes, le champ scalaire de von Mises réalise une synthèse des différences. La différence la plus marquée apparaît dans les diagonales. Cela correspond à une contrainte de cisaillement σ_{12} plus importante pour la modélisation anisotrope. Cette observation est confirmée par la cartographie de

σ_{12} sur la figure 2.49. Les contraintes σ_{11} et σ_{22} ne sont pas modifiées de manière significative.



(a) Isotrope, face supérieure.

(b) Isotrope, face inférieure.

(c) Anisotrope, face supérieure.

(d) Anisotrope, face inférieure.

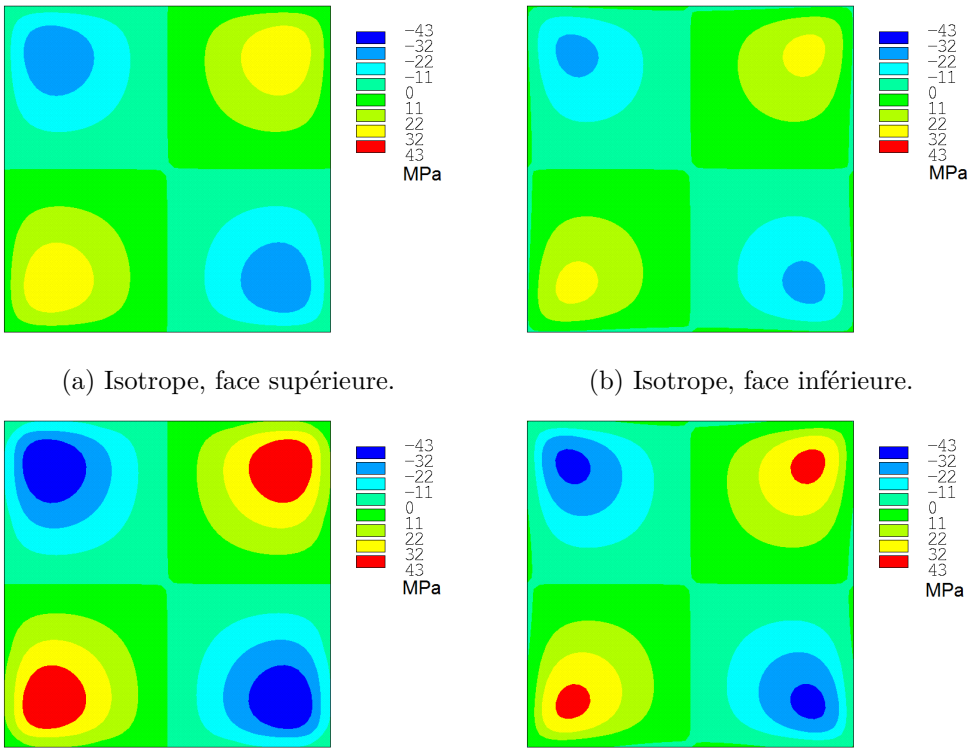
FIGURE 2.48 – Cartographie des contraintes de von Mises σ_{VM} sur la face supérieure et inférieure avec une loi de comportement isotrope et anisotrope.

Application au $Cd_xHg_{1-x}Te$ orienté <100> et <111> Les coefficients de rigidité des matériaux cubiques à faces centrées sont toujours donnés dans les directions naturelles du cristal : [100], [010] et [001]. La matrice des rigidités s'exprime alors par l'équation 2.17.

$$C_{CMT}^{<100>} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ & \text{sym} & & & C_{44} & 0 \\ & & & & & C_{44} \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

Or, le circuit de détection en $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ est orienté de manière à avoir une face (111) normale à la surface de l'échantillon. L'orientation des bords du circuit est quant à elle indéterminée. Pour la suite, j'ai choisi un repère arbitraire, donné par la rotation d'angle $\theta_0 \approx 54,7$ ° autour du vecteur $\vec{r}$ (équation 2.18). Elle permet de transformer simplement l'axe vertical [001] et $\frac{1}{\sqrt{3}}[111]$. Les autres axes sont $\frac{1}{2\sqrt{3}}[\sqrt{3}+1, \sqrt{3}-1, -2]$ et $\frac{1}{2\sqrt{3}}[\sqrt{3}-1, \sqrt{3}+1, -2]$. Ce changement de repère permet d'obtenir la matrice des rigidités 2.19.

$$\vec{r} = \frac{1}{\sqrt{2}}[001] \wedge [111] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ et } \cos\theta_0 = \frac{[001] \cdot [111]}{\|001\|\|111\|} = \frac{1}{\sqrt{3}} \tag{2.18}$$



(a) Isotrope, face supérieure.

(b) Isotrope, face inférieure.

(c) Anisotrope, face supérieure.

(d) Anisotrope, face inférieure.

FIGURE 2.49 – Cartographie des contraintes de cisaillement σ_{12} sur la face supérieure et inférieure avec une loi de comportement isotrope et anisotrope.

$$C_{CMT}^{<111>} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & 0 \\ & C_{11} & C_{13} & C_{24} & C_{25} & 0 \\ & & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ & & & C_{44} & 0 & C_{46} \\ & \text{sym} & & & C_{44} & C_{56} \\ & & & & & C_{66} \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

Les coefficients de rigidité impactés par l'indétermination sur l'orientation exacte du circuit de détection sont C_{14}, C_{15}, C_{24}, C_{25}, C_{46} et C_{56}. Ils ont une faible amplitude comparativement aux autres coefficients de rigidité et sont supposés nuls avec les éléments coques SHELL281 du logiciel Ansys©.

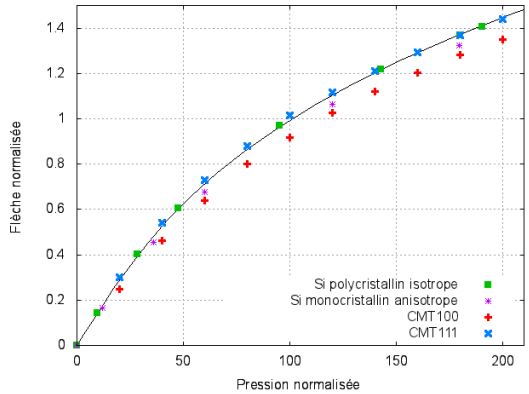
La table 2.13 donne les propriétés mécaniques du CMT<111>. Dans ce cas, le coefficient C_I est sensiblement différent de celui dans la direction <100>. Il passe de 28200 MPa à 52800 MPa. Les courbes flèche/pression suivent assez fidèlement celles données par Levy (figure 2.50, à gauche). Cela confirme l'intérêt de prendre le coefficient C_I pour normaliser la pression.

Pour mettre en évidence l'effet de l'orientation cristalline sur la déformation de la plaque, il vaut mieux utiliser la pression sans normalisation, puisque celle-ci permet précisément de s'affranchir des propriétés des matériaux mis en jeu. La figure 2.50 de droite montre les courbes flèche/pression pour les deux orientations cristallines du CMT.

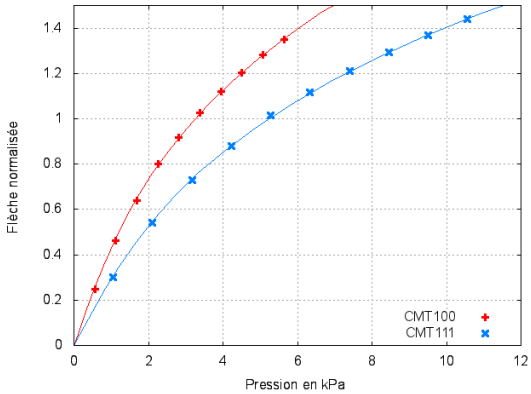
Par rapport à une orientation <100>, l'orientation <111> donne un tenseur plus complexe, avec des coefficients de dépendance entre les contraines longitudinales et les cisaillements. En outre, les coefficients $C_{11}^{<111>}$ et $C_{33}^{<111>}$ sont plus importants que le coefficient $C_{11}^{<100>}$. Or, c'est effectivement les contraintes longitudinales qui sont les plus sollicitées ($\sigma_{11}^{max} = \sigma_{22}^{max} = 2,2$ MPa, $\sigma_{12}^{max} = 0,22$ MPa et les autres sont inférieures à 5×10^{-3} MPa). On s'attend donc à observer une plaque orientée selon <111> plus rigide. C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure 2.50, la courbe du CMT orienté <111> se trouve à droite de celle du CMT orienté <100>. Par exemple, pour obtenir une flèche de 10 µm (c'est-à-dire une fois l'épaisseur de la plaque), il faut

Matériaux	Propiétés
silicium polycristallin sans texture	$E = 169$ GPa $\nu = 0,22$
silicium monocristallin orienté <100>	$C_{11} = 165,7$ GPa $C_{12} = 63,9$ GPa $C_{44} = 79,6$ GPa
CMT <100>	$C_{11} = 53,51$ GPa $C_{12} = 36,81$ GPa $C_{44} = 19,94$ GPa
CMT <111>	$C_{11} = C_{22} = 65,10$ GPa $C_{33} = 68,96$ GPa $C_{12} = 32,95$ GPa $C_{13} = C_{23} = 29,08$ GPa $C_{14} = C_{25} = C_{46} = C_{56} = 3,86$ GPa $C_{24} = C_{15} = -3,86$ GPa $C_{44} = C_{55} = 12,21$ GPa $C_{66} = 16,08$ GPa

TABLE 2.13 – Propriétés des matériaux utilisés



(a) Pression normalisée pour comparer les résultats avec le silicium.



(b) Pression non normalisée (en kPa) pour mettre en évidence l'impact de l'orientation cristallographique du CMT sur ses propriétés mécaniques.

FIGURE 2.50 – Flèche normalisée maximale en fonction de la pression appliquée pour le CMT orienté <100> et celui orienté <111>.

exercer une pression de 5,22 Pa pour le CMT <111> alors qu'il faut seulement 3,25 Pa pour le CMT <100>.

Pour cette étude de l'anisotropie des matériaux, les plaques minces étaient encastrées aux bords, afin de pouvoir comparer les résultats à des essais normalisés de type « bulge test ». Dans la suite, les résultats concernent la mise en forme sphérique de puces minces en silicium selon le procédé A. Les bords ne sont pas encastrés.

2.3.2 Contraintes dans le silicium pour le procédé A

Le procédé A consiste à mettre en forme une puce mince en silicium sur un support sphérique convexe ou concave à l'aide d'une presse. Les rapports de forme des puces utilisées permettent l'utilisation d'éléments coques SHELL281. Le silicium est supposé élastique linéaire anisotrope et la simulation tient compte des grands déplacements et grandes rotations (non-linéarité géométrique). L'automatisation des calculs et des post-traitements grâce à des scripts personnalisés permet une reproductibilité du processus pour tous les rayons de courbure, épaisseurs de puce et pressions appliquées.

2.3.2.1 Sur support concave

En configuration concave, le premier élément de la plaque qui entre en contact avec le support est le coin. À cause de la forte désorientation de cet élément avec celui du support, la gestion du contact à cet endroit est plus délicate. Les résultats obtenus dans le coin de la plaque sont donc plus incertains.

La simulation a été réalisée pour 3 épaisseurs de silicium (15, 25 et 50 µm) et deux rayons de courbure du support (40 et 60 mm). Plusieurs pressions sont également exercées selon le rayon et l'épaisseur choisis, variant de 5 à 300 kPa. Pour tous les cas simulés, une cartographie des déplacements de la plaque et les écarts par rapport au support et à la sphère ajustée est réalisée. La figure 2.51 illustre les différentes étapes de traitement du champ de déplacement.

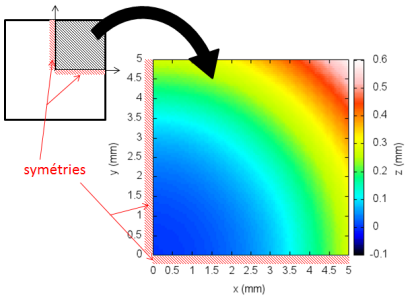
Expérimentalement, un méplat central apparaît systématiquement sur les plaques minces de silicium mise en forme concave avec le procédé A. Il correspond à une zone plate au centre de la puce (figure 2.26). En simulation, il est mesuré par la différence entre la position du support et le déplacement du point central de la plaque. Il apparaît nettement sur la « cartographie des écarts » en bas à droite sur la figure 2.51.

Les figures 2.52 et 2.53 correspondent à des profils des écarts d'une plaque de silicium d'épaisseur 25 et 50 µm avec un support de rayon 40 et 60 mm. Comme observé expérimentalement, la hauteur du méplat central augmente lorsque l'épaisseur de la plaque augmente et lorsque le rayon de courbure du support diminue (cf. figure 2.54). Si l'influence de l'épaisseur semble révéler un effet linéaire entre 15 et 50 µm, la pente dépend de la pression appliquée et de la courbure du support. Il n'est donc pas possible de supposer que la hauteur du méplat est une combinaison linéaire des facteurs « épaisseur », « rayon de courbure » et « pression ».

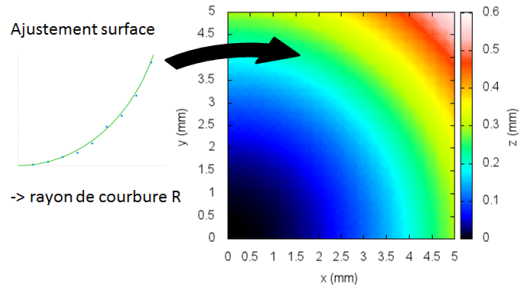
D'une manière générale, l'augmentation de la pression fait rapidement diminuer l'amplitude du méplat central (cf. figure 2.54). Les variations de déplacement vertical de moins de 3 µm peuvent être considérées comme négligeables. Cette limite correspond à la tolérance sur les surfaces optiques dans l'astronomie. En dessous de 1 µm, la simulation atteint ses limites en terme de tolérance de convergence sur les déplacements. Avec ces spécifications, de faibles pressions (inférieures à 100 kPa [17] sur 1 cm^2) permettent d'obtenir une plaque courbée à 60 mm dans les tolérances souhaitées. Pour un rayon de 40 mm, il faut appliquer au moins 100 à 300 kPa.

La figure 2.56 représente les contraintes simulées sur un quart de plaque pour un rayon de 60 mm, une épaisseur de 50 µm et une pression de 100 kPa. Les contraintes σ_{22} et σ_{23} sont exactement les mêmes que σ_{11} et σ_{13} respectivement, à une symétrie près par rapport à la 1re bissectrice.

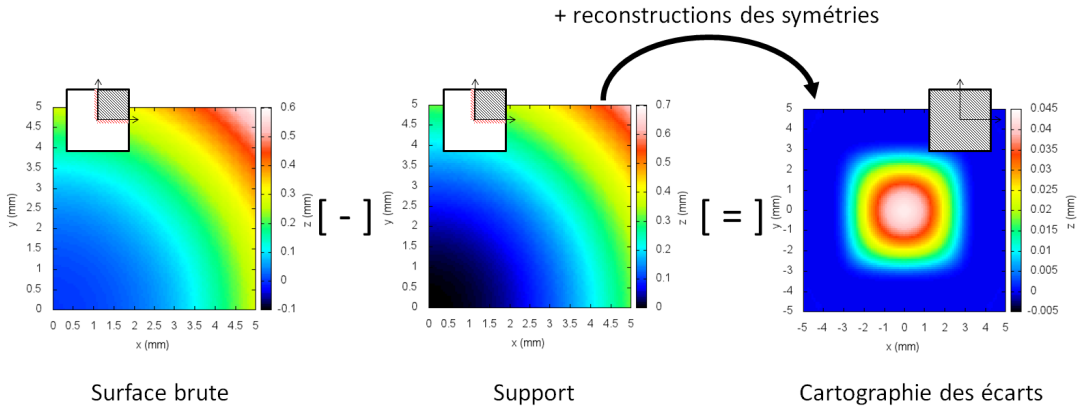
17. Valeur typique des hybridations par thermo-compression.



(a) Champ de déplacement vertical de la plaque après une simulation avec le logiciel Ansys.

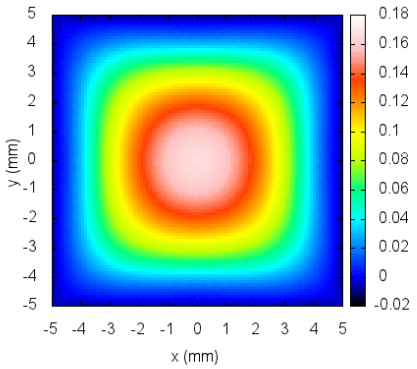


(b) Ajustement 3D d'une sphère sur la surface courbe avec le logiciel Gnuplot.

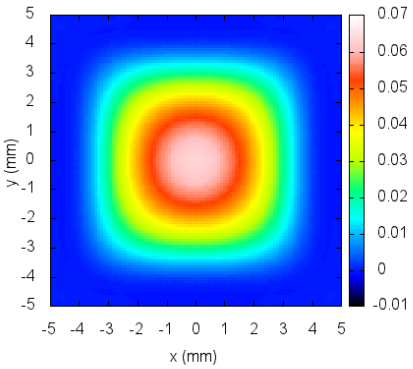


(c) Calcul des écarts entre la surface courbe de la puce et le support sphérique.

FIGURE 2.51 – Construction de la cartographie des écarts à la sphère.

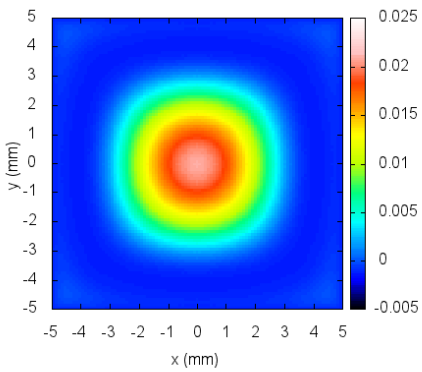


(a) Rayon du support 40 mm.

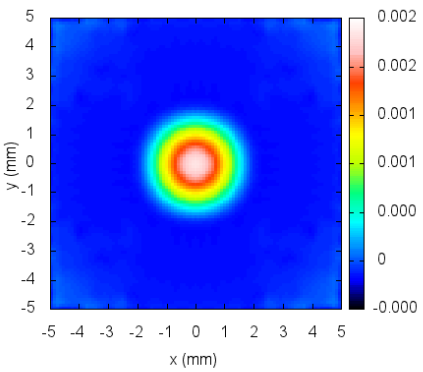


(b) Rayon du support 60 mm.

FIGURE 2.52 – Écarts entre la puce courbée et le support : épaisseur 25 µm, pression 10 kPa.



(a) Épaisseur 50 µm.



(b) Épaisseur 25 µm.

FIGURE 2.53 – Écarts entre la puce courbée et le support : pression 50 kPa, rayon du support 60 mm.

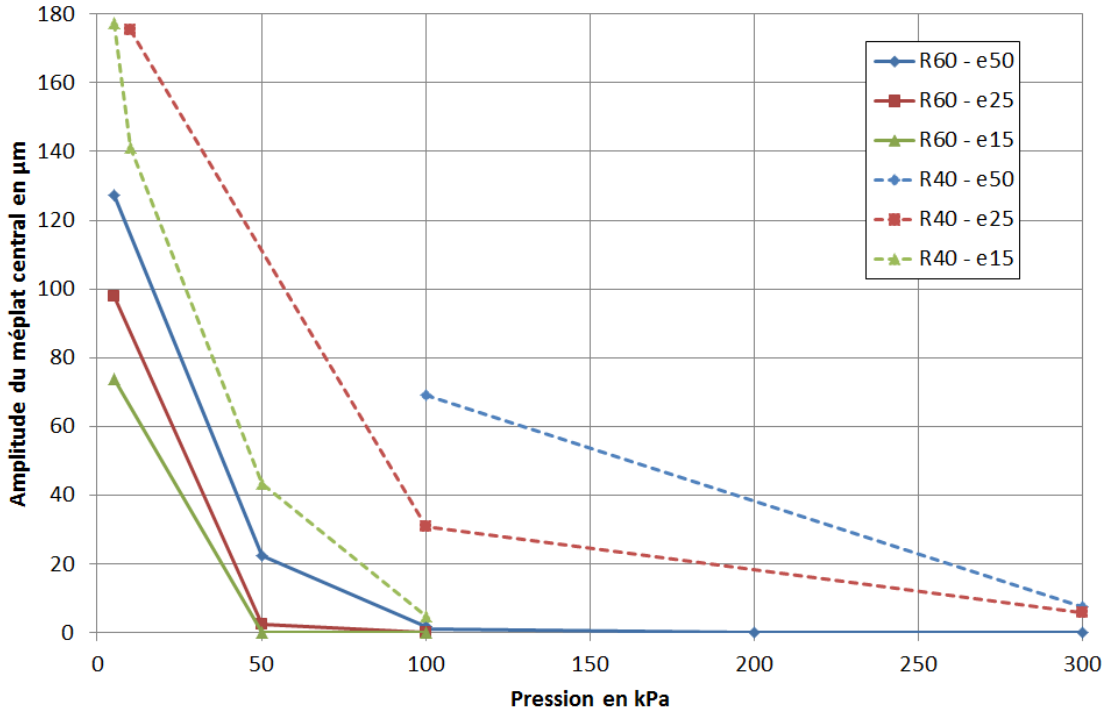


FIGURE 2.54 – Hauteur du méplat central représenté en fonction de la pression exercée sur la puce pour des rayons de 40 mm (R40) et 60 mm (R60) et des épaisseurs de puces de 15 (e15), 25 (e25) et 50 µm (e50).

Premièrement, le niveau des contraintes σ_{33}, σ_{13} et σ_{23} sont en accord avec l'hypothèse des contraintes planes, à savoir qu'elles sont négligeables devant les autres. Un léger cisaillement x_1x_3 et x_1x_3 est observable près des bords de la plaque.

Deuxièmement, les contraintes de loin les plus importantes sont les contraintes planes longitudinales σ_{11} et σ_{22}. Comme prévu par la théorie des plaques minces, la face supérieure est en compression. Cependant, cette compression n'est pas homogène sur toute la surface et diminue en amplitude vers le centre de la plaque, qui n'est presque pas contraint. Un autre résultat étonant est l'apparition d'une zone de traction et une zone de compression sur la face inférieure. Le centre de la plaque est bien en traction, comme prévu par la théorie, toutefois le bord est à la fois en traction et en compression. Par exemple, le bord haut est en traction selon l'axe x_2 et en compression jusqu'à 170 MPa selon l'axe x_1. Il est possible de décomposer les contraintes totales (équation 2.20 et figure 2.55) en contraintes de « flexion » (*e.g.* flexion cylindrique d'une plaque) et en contraintes de « membrane » (comme gonfler d'un ballon de baudruche ou étirer une cellophane). On en déduit que notre cas de chargement sollicite de manière significative les contraintes de membrane. Au centre de la plaque, celles-ci ont tendance à rendre la plaque complètement en traction, et au bord, complètement en compression.

$$\sigma = \sigma^{membrane} + \sigma^{flexion} \tag{2.20}$$

Ce résultat est confirmé par la théorie des plaques et des coques. En effet, si la flèche est faible devant l'épaisseur de la plaque, alors la théorie de la flexion pure des plaques est suffisante. Si la flèche est très grande devant l'épaisseur de la plaque, alors il faut utiliser la théorie des coques sans flexion [104]. Dans notre cas, les épaisseurs varient de 15 à 50 µm et les flèches maximales entre 300 et 650 µm. Les deux types de contraintes sont donc en compétition.

Troisièmement, tant que la plaque n'est pas mise en forme sur son support, les contraintes augmentent progressivement. Une fois la forme sphérique acquise, les contraintes n'augmentent presque plus quelque soit la pression appliquée, puisque tout l'effort est repris par le support. En diminuant l'épaisseur de la plaque, les contraintes maximales diminuent légèrement. Par exemple, pour une pression appliquée de 100 kPa sur un support de 60 mm de rayon, les contraintes σ_{11}

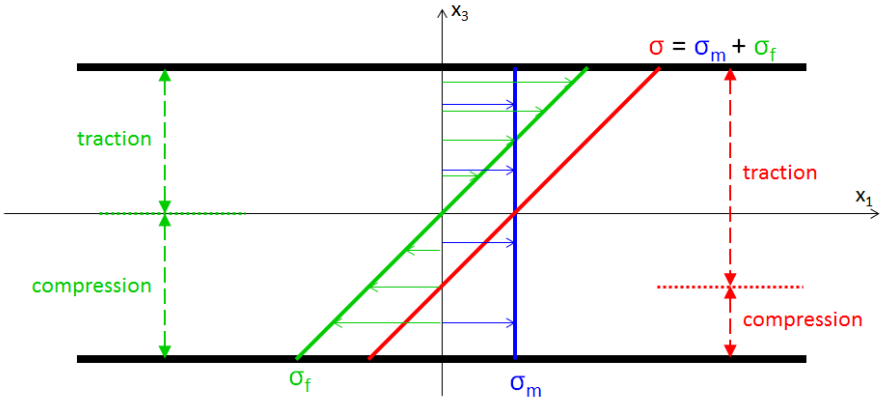


FIGURE 2.55 – Schéma d'une plaque mince (en coupe) soumise simultanément à des contraintes de flexion et de membrane.

et σ_{22} passent en compression de 255 à 215 MPa (figure 2.57).

Expérimentalement, la rupture de la puce est observée à partir d'un rayon de courbure sphérique concave de 40 mm. En simulation, cette configuration correspond à des contraintes de von Mises entre 400 et 500 MPa. Cette fourchette peut donc être retenue comme limite des contraintes acceptables pour obtenir une puce courbe intègre. Cette valeur est en adéquation avec celles rapportées dans la littérature pour les wafers [114]. Compte-tenu de la ténacité du silicium entre 0,7 et 1,0 MPa.$\sqrt{m}$ [115], cette contrainte à rupture correspond à des entailles initiales entre 2 et 7 µm compatibles avec les défauts générés à la découpe et l'amincissement des puces de silicium.

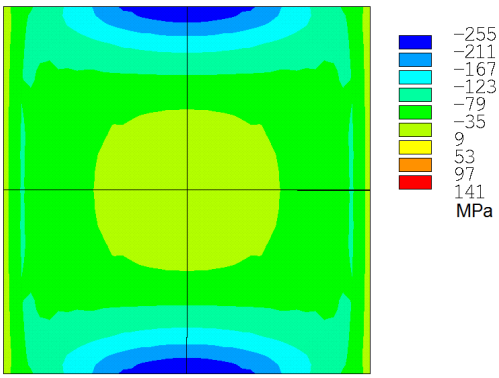
Les couches électriquement actives peuvent être durablement impactées par le développement de contraintes dans le silicium. Les imageurs visibles, infrarouge quantiques (refroidis) et infrarouge bolométriques (non refroidi) possèdent un circuit de lecture (CL) fabriqué sur des wafers de silicium. Les propriétés des transistors, capacitances et résistances qui composent le CL peuvent être modifiées par les contraintes introduites par la mise en forme sphérique. Par exemple, quelques centaines de mega-pascals modifient sensiblement la conductivité intrinsèque du silicium [116, 117]. Par ailleurs, la haute mobilité des porteurs dans les canaux de transistors contraints sous certaines conditions est mise à profit pour augmenter les performances des composants. Les canaux épitaxiés sur $Si_{1-x}Ge_x$ atteignent généralement des contraintes très élevées, de l'ordre du giga-pascal pour x=0,2 % [117, p. 110]. Cependant, des effets apparaissent également pour des contraintes mécaniques induites par flexion 4 points de quelques centaines de méga-pascals [117, p. 133]. Il est donc possible que la mise en forme hémisphérique des imageurs affectent leurs performances, en fonction du rayon de courbure, de la forme de la puce, de ses caractéristiques électriques, etc.

Dans le cas des matrices de bolomètres, les planches bolométriques qui absorbent le flux infrarouge sont découplées mécaniquement du circuit de lecture par des bras flexibles (cf. section 1.2.1, figures 1.18 et 1.19 pages 24 et 25). Les déformations générées par la mise en forme hémisphérique ne sont donc pas transmises aux planches optiquement actives jusqu'à des rayons de courbure de 73 mm. L'intégrité électrique des circuits de lecture est également observée à ces rayons. Une étude de ces composants est disponible dans la référence [1, p. 159].

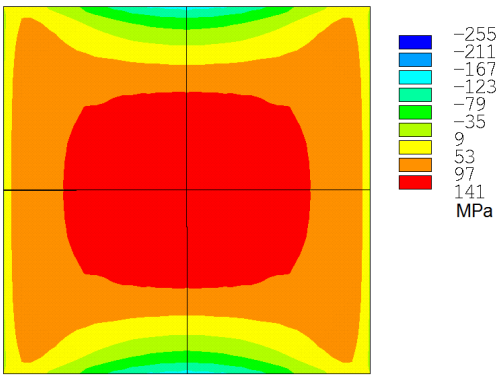
Dans le cas des matrices de détecteurs quantiques en $Cd_xHg_{1-x}Te$, une étude optoélectronique est menée dans le chapitre 3.

2.3.2.2 Sur support convexe

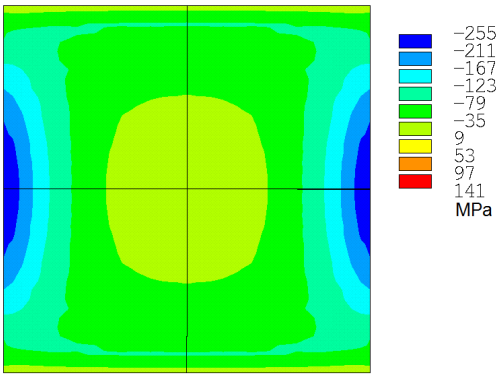
La courbure convexe présente également un intérêt dans certains systèmes optiques. De nombreux systèmes visuels chez les invertébrés possèdent des surfaces photosensibles convexes, comme les mouches ou les crabes. Des puces minces en silicium ont été courbées expérimentalement sur des supports convexes avec le procédé A (section 2.1.2). La simulation par éléments



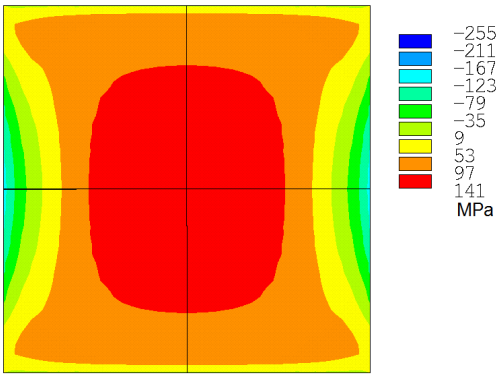
(a) σ_{11}, face supérieure.



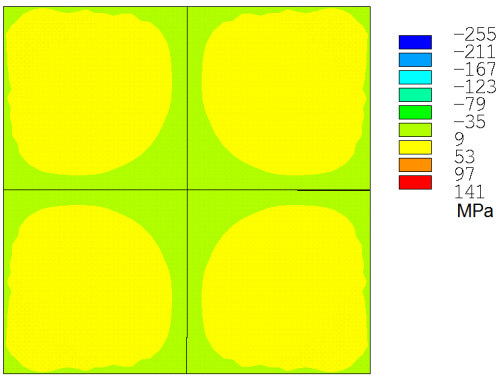
(b) σ_{11}, face inférieure.



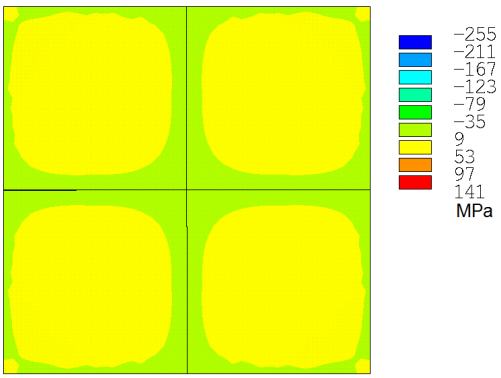
(c) σ_{22}, face supérieure.



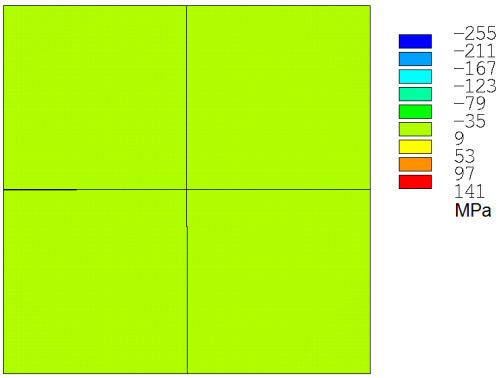
(d) σ_{22}, face inférieure.



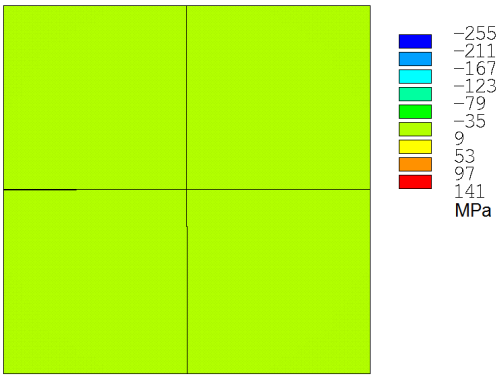
(e) σ_{12}, face supérieure.



(f) σ_{12}, face inférieure.



(g) σ_{13}, σ_{23} et σ_{33}, face supérieure.



(h) σ_{13}, σ_{23} et σ_{33}, face inférieure.

FIGURE 2.56 – Contraintes σ_{11}, σ_{22}, σ_{12}, σ_{13}, σ_{23} et σ_{33} sur la surface supérieure et inférieure, pour une puce en silicium de 10x10 mm^2, 50 µm d'épaisseur, courbée sur un support **concave de rayon 60 mm**.

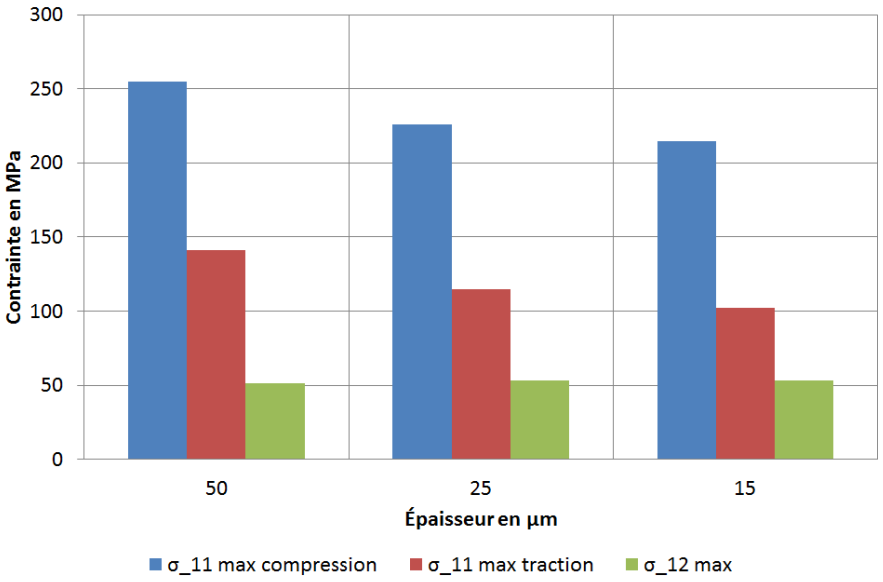


FIGURE 2.57 – Valeurs des contraintes maximales σ_{11} en compression et en traction et σ_{12} en fonction des épaisseurs, pour une pression appliquée de 100 kPa.

finis reproduit les conditions de mise en forme avec les hypothèses de travail formulées dans la section 2.3.1.

Les paramètres suivants sont investigués :
- rayons de courbure de 40 et 60 mm,
- épaisseurs de puce de 15, 25 et 50 µm,
- pression variable en fonction des rayons et épaisseurs, de 5 à 300 kPa.

Pour l'ensemble des résultats présentés, les champs de déplacement et de contrainte ont convergé avec succès. La pression exercée est parfois appliquée progressivement en plusieurs incrémentations.

La figure 2.58 représente le rayon de courbure final de la puce de silicium en fonction de la pression appliquée. Elle met en évidence deux régions distinctes. La première dans les faibles pressions (jusqu'à 50 kPa pour les puces les plus épaisses) correspond à une convergence rapide vers le rayon du support. Ensuite, lorsque la différence entre les rayons ΔR est inférieur à quelques millimètres, l'effet de la pression devient bien plus faible. Cette transition est atteinte d'autant plus rapidement que la puce est mince, vers 8 kPa pour une puce de 15 µm et vers 50 kPa pour une puce de 50 µm. Ce résultat corroborre les observations expérimentales (figure 2.22) où les poinçons A et C permettent de se placer dans la deuxième partie des courbes de la figure 2.58. Il sera difficile d'obtenir de meilleurs résultats avec ces poinçons simplement en augmentant la pression appliquée.

Généralement, des pliures apparaissent pendant la mise en forme sphérique au milieu des côtés, comme observé expérimentalement sur les échantillons de 10x10 mm^2 (d'autres configurations de pliures sont possibles avec les autres formats). À cause des symétries imposées à la plaque pour simplifier la simulation, les amplitudes des pliures opposées sont nécessairement égales (Nord/Sud et Est/Ouest). Lorsqu'elles apparaîssent, les quatre pliures ont la même hauteur avec des écarts inférieurs à 3 µm. Une exception est observée pour une puce d'épaisseur 25 µm soumise à une très faible pression (5 kPa). Dans ce cas, deux pliures sont très hautes (200 µm) et deux plus petites (inférieures à 50 µm). Ainsi, sous certaines conditions particulières, des configurations non-symétriques sont possibles avec de faibles pressions appliquées.

Lorsque la pression est appliquée progressivement et lentement, la plaque mince peut d'abord se courber selon une forme sphérique sans aucune pliure, puis une ou plusieurs pliures se forment à des hauteurs différentes, et enfin quatre pliures de même hauteur apparaissent sous une pression suffisante pour mettre en forme la plaque sur son support. Il y a donc un passage par une étape potentiellement instable avant d'obtenir une forme stable.

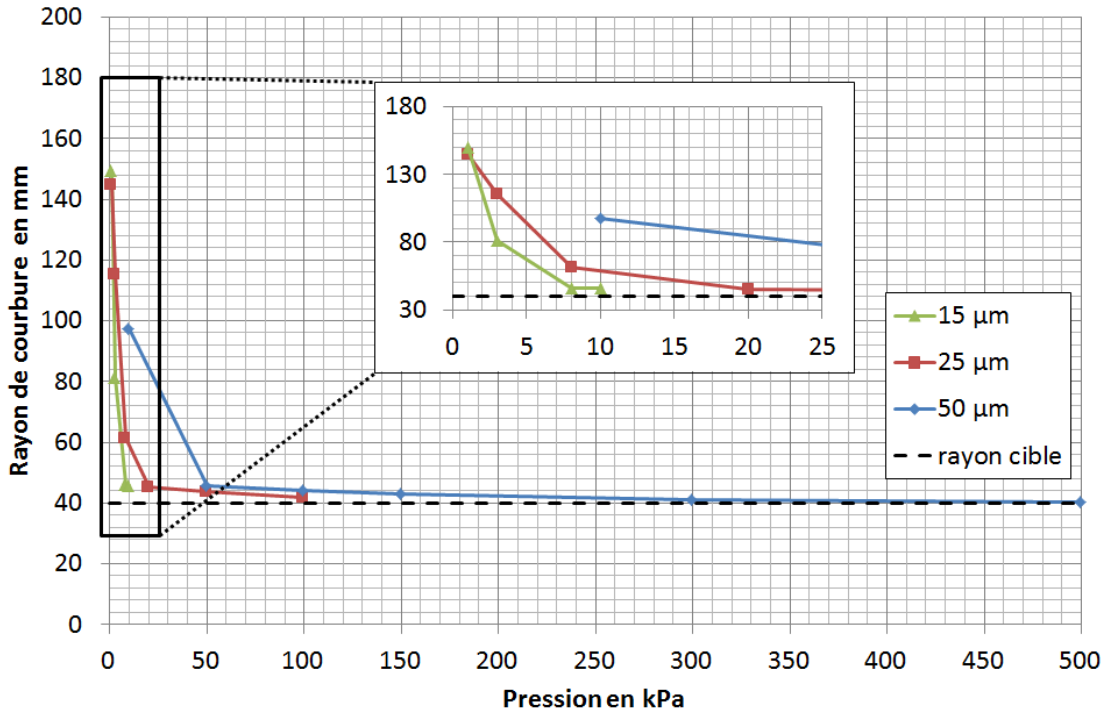


FIGURE 2.58 – Rayon de courbure de la puce en fonction de la pression appliquée, pour des épaisseurs de 15, 25 et 50 µm. Le support possède un rayon de 40 mm (ligne en pointillée).

La figure 2.59 représente la hauteur des pliures en fonction de la pression appliquée. Contrairement à l'expérimentation, la simulation a permis de tester une large gamme de pression, jusqu'à 300 kPa. La décroissance observée semble moins prononcée que celle calculée avec le logiciel de plans d'expériences : -0,37 µm/kPa pour la droite sur la figure 2.59 contre -16 µm/kPa pour les expériences. Cette différence peut provenir de la combinaison de deux approximations importantes : l'uniformité de la pression appliquée et la surface effective des poinçons.

Les mêmes tendances sur l'effet du rayon de courbure du support sont observées par simulation et expériences. La figure 2.60 rapporte toutes les valeurs et met en évidence un effet plus marqué pour la simulation. Les rayons des supports étaient naturellement dispersés pour les expériences (verres de montre du commerce). Par contre, la simulation d'une multitude de rayons est plus délicate car chaque nouvelle géométrie doit être maillée de manière à ce que le calcul converge correctement. Les écarts observés pour un rayon de 40 mm s'expliquent par l'approximation d'uniformité de la pression. Pour un rayon de 60 mm, la pression appliquée expérimentalement est plus homogène et les résultats se rejoignent. L'épaisseur joue un rôle marginal, ce qui confirme les résultats expérimentaux de la section 2.2.1.

Dans l'ensemble, des conclusions similaires à celles dressées pour la configuration concave peuvent être proposées concernant les contraintes des puces courbées sur un support convexe. Les contraintes longitudinales σ_{11}, σ_{22} et de cisaillement σ_{12} sont bien supérieures à celles transverses à la plaque σ_{33}, σ_{12} et σ_{13}, σ_{23}. Les figures 2.61 et 2.62 représentent celles observées sur les faces supérieures et inférieures d'une puce de 10x10 mm^2, 25 µm d'épaisseur, soumise à une pression de 10 kPa sur un support sphérique convexe de rayon 40 mm. Les mêmes symétries que dans la configuration concave sont observées : selon Ox et Oy (et la 1$^{\text{ière}}$ bissectrice pour σ_{12}). Des valeurs maximales de près de 200 MPa en compression et en tension sont atteintes par les contraintes longitudinales, au niveau des pliures de 180 µm de haut.

La répartition des contraintes n'est pas homogène à la surface de la puce. Bien que la face supérieure soit globalement en tension et la face inférieure globalement en compression, les contraintes varient en module de leur valeur maximale 200 MPa à près de 0 MPa. Une zone de la face inférieure est par ailleurs en tension (moins de 50 MPa). Cette caractéristique confirme le fait qu'une approximation par la mécanique linéaire (flèche négligeable devant l'épaisseur) n'est pas valable dans ce cas. Ici, les contraintes de membrane σ_m et de flexion σ_f (cf. section 2.3.2.1)

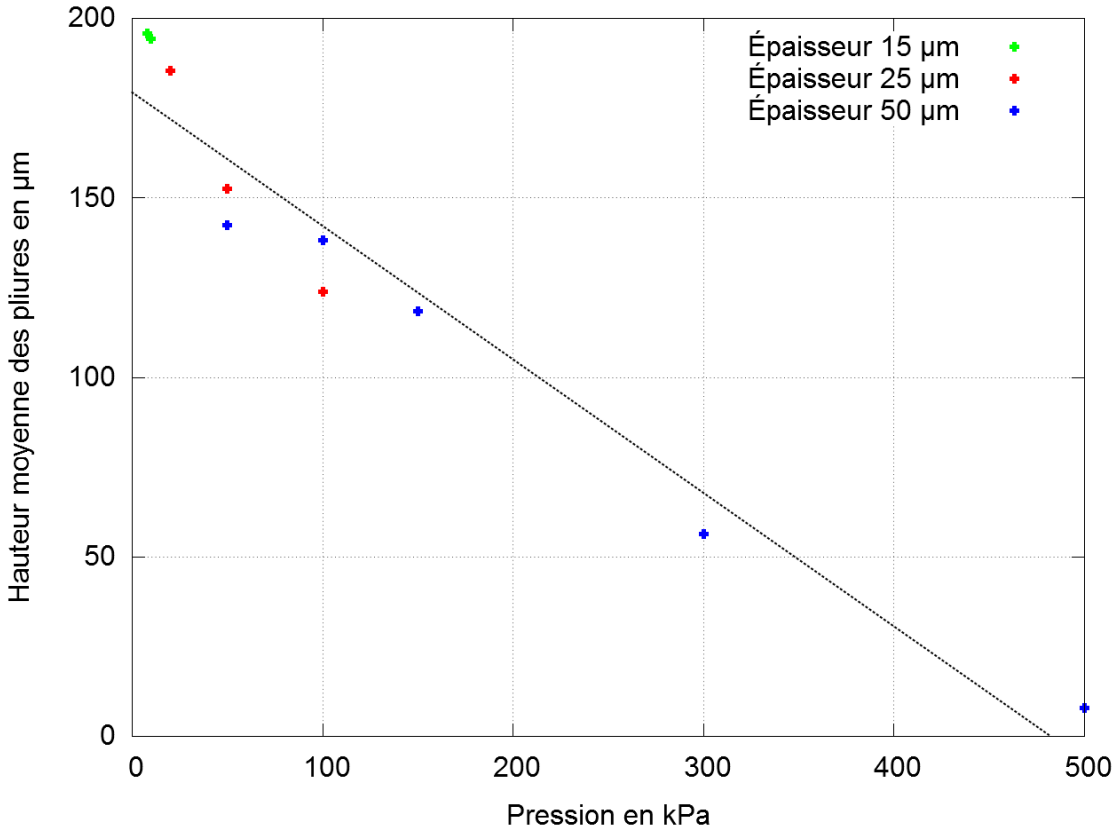


FIGURE 2.59 – Hauteur des pliures en fonction de la pression exercée sur la puce. La ligne en pointillée correspond à un ajustement de courbe par une fonction affine.

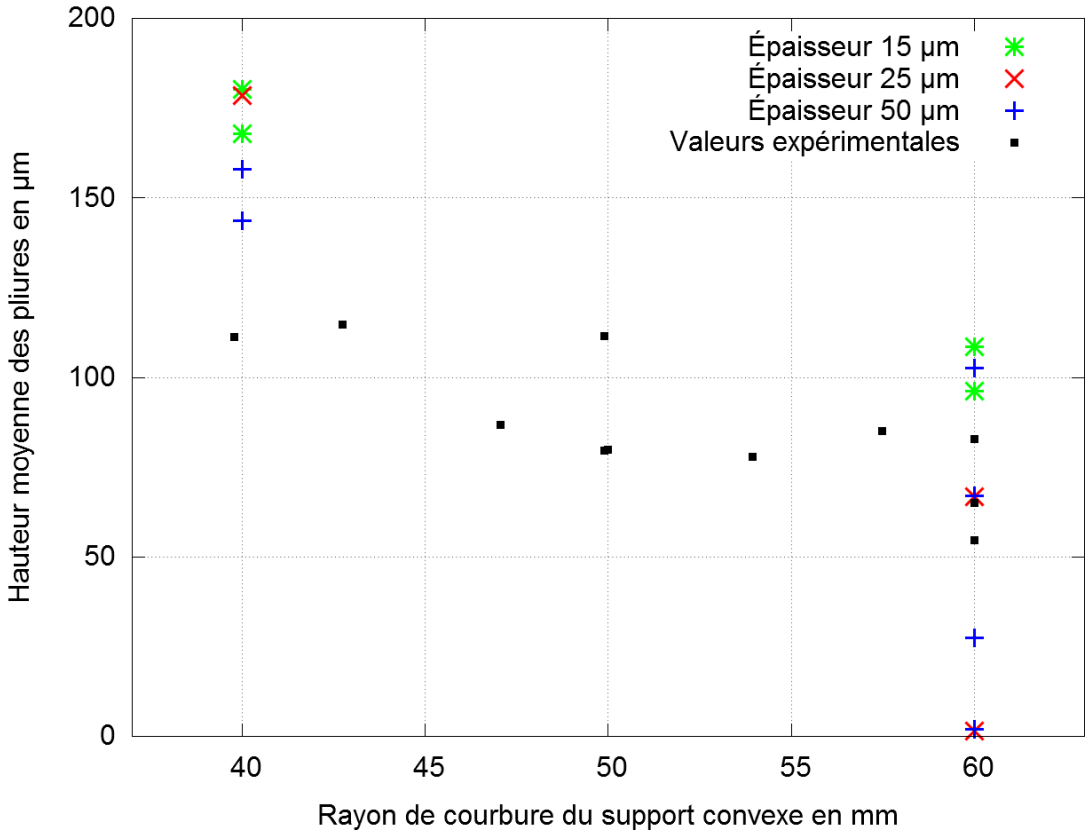
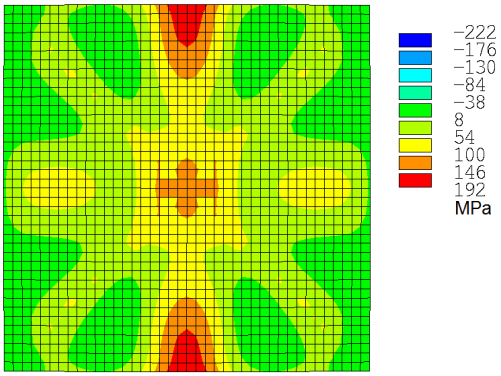
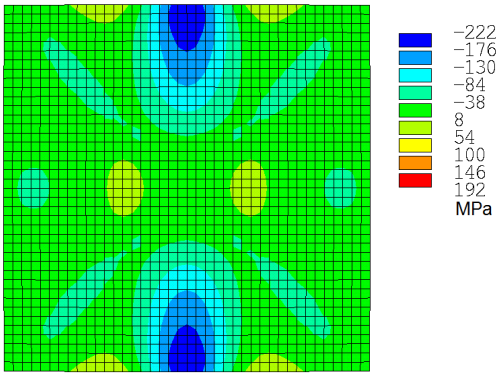


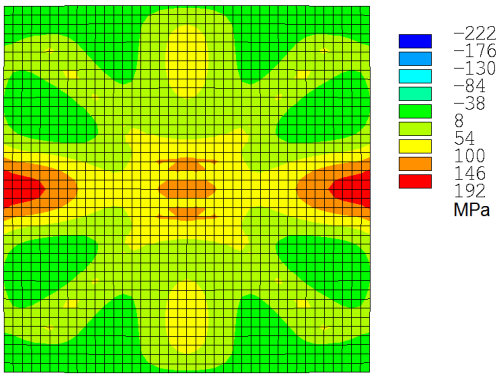
FIGURE 2.60 – Hauteur des pliures en fonction du rayon de courbure du support pour différentes épaisseurs de puce.



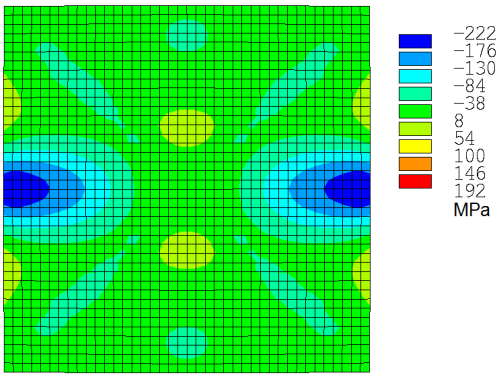
(a) σ_{11}, face supérieure.



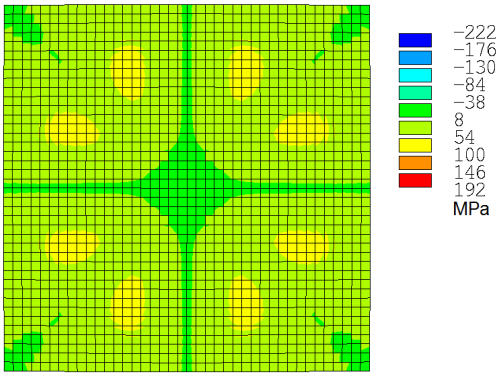
(b) σ_{11}, face inférieure.



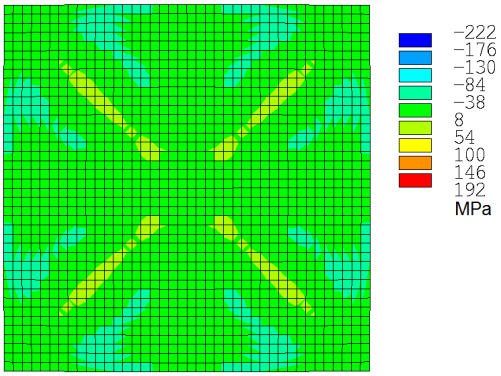
(c) σ_{22}, face supérieure.



(d) σ_{22}, face inférieure.

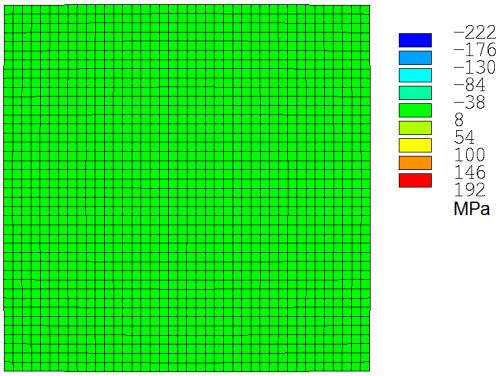


(e) σ_{12}, face supérieure.

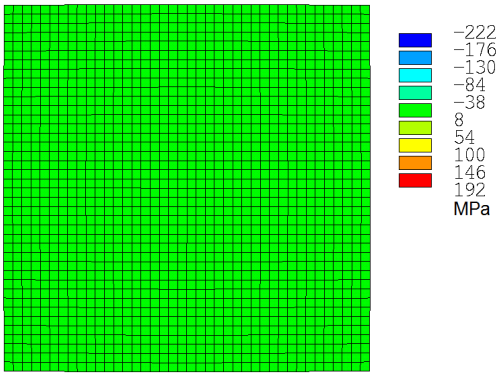


(f) σ_{12}, face inférieure.

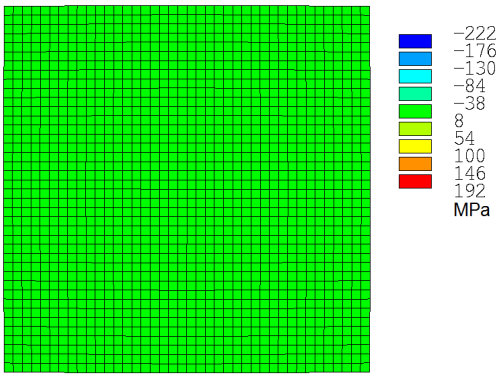
FIGURE 2.61 – Contraintes σ_{11}, σ_{22} et σ_{12} sur la surface supérieure et inférieure, pour une puce en silicium de 10x10 mm^2, 25 µm d'épaisseur, courbée sur un support indéformable **convexe de rayon 40 mm**.



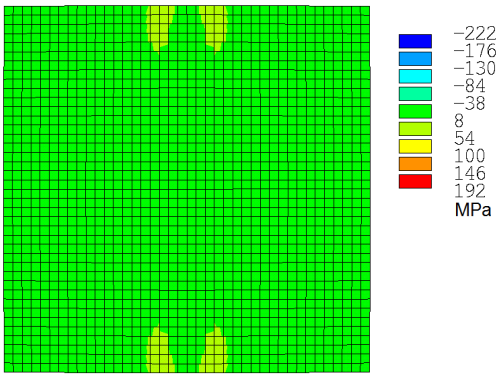
(a) σ_{11}, face supérieure.



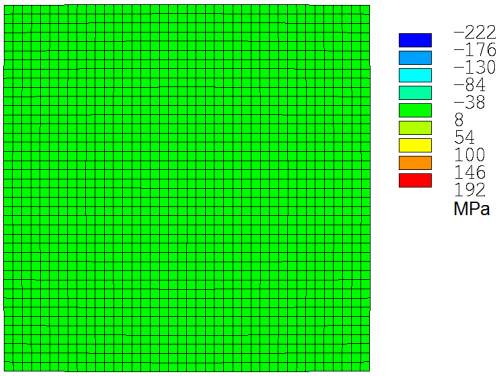
(b) σ_{11}, face inférieure.



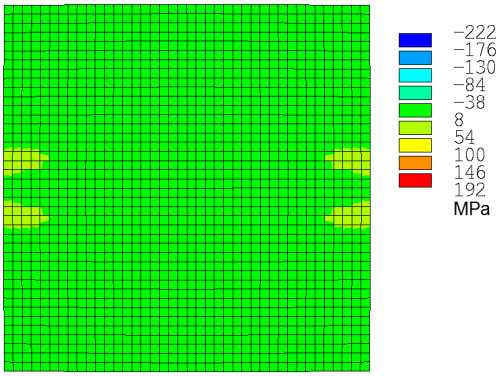
(c) σ_{22}, face supérieure.



(d) σ_{22}, face inférieure.



(e) σ_{12}, face supérieure.

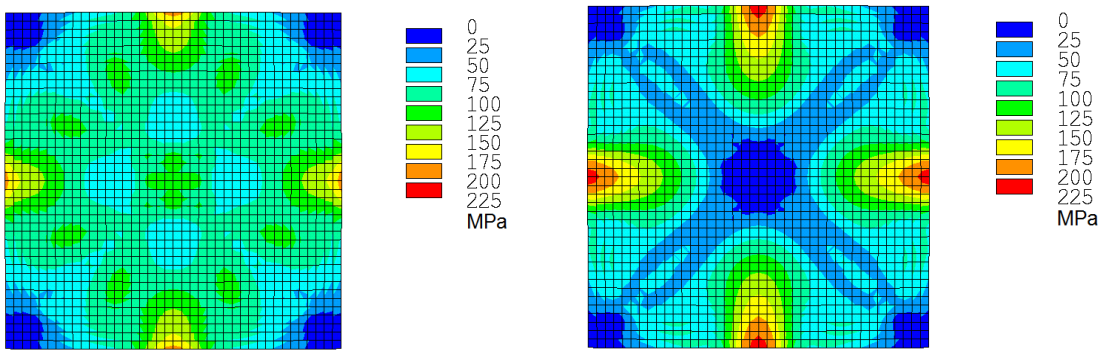


(f) σ_{12}, face inférieure.

FIGURE 2.62 – Contraintes σ_{33}, σ_{13} et σ_{23} sur la surface supérieure et inférieure, pour une puce en silicium de 10x10 mm^2, 25 µm d'épaisseur, courbée sur un support indéformable **convexe de rayon 40 mm**.

sont en compétition.

La contrainte de von Mises possède également une forte inhomogénéité sur les surfaces supérieure et inférieure (cf. figure 2.63). Son maximum se trouve au sommet des pliures, sur les bords de la puce. Cette localisation le long des bords facilite la création et la propagation d'une fissure à partir des défauts générés pendant la découpe des plaques. La rupture de quelques puces en silicium au niveau du sommet d'une pliure atteste de la concentration des fortes contraintes dans ces zones.



(a) Face supérieure.

(b) Face inférieure.

FIGURE 2.63 – Contrainte de von Mises σ_{VM}, sur la surface supérieure et inférieure, pour un puce en silicium de 10x10 mm^2, 25 µm d'épaisseur, courbée sur un support indéformable convexe de rayon 40 mm, avec une pression de 10 kPa.

La figure 2.64 représente la contrainte de von Mises en fonction de la pression exercée (abscisse du haut) et de l'épaisseur de la puce (abscisse du bas). Il apparaît que la contrainte de von Mises augmente rapidement avec la pression, puis continue d'augmenter faiblement lorsque la forme convexe (souvent avec 4 pliures égales) est atteinte. En augmentant la pression, la hauteur des pliures diminue mais au détriment de l'augmentation de la contrainte maximale au sommet des pliures.

L'épaisseur de la puce joue également un rôle important. À partir des équations analytiques 2.3 et 2.6, obtenues avec les hypothèses de la théorie des plaques de Love-Kirchhoff, l'équation 2.21 peut modéliser le comportement mécanique de la puce. h est l'épaisseur de la puce, R_{fit} est le rayon de la sphère ajustée, C_s^* est le coefficient de rigidité de la plaque défini dans la section 2.1.1.3, k est un coefficient d'ajustement. À partir des points de la figure 2.64, k est identifié à 2,32 (sans unité). Il est plus grand que l'unité car la mise en forme convexe ne vérifie plus les conditions de la théorie des plaques de Love-Kirchhoff et les contraintes ne sont plus homogènes sur la surface. Il y a concentration des contraintes dans les zones à forte courbure locale.

$$\sigma_{VM}^{max} = k\frac{C_s^* h}{2R_{fit}} \tag{2.21}$$

Dans la section 2.3.2.1, une estimation de la contrainte à la rupture du silicium dans la configuration concave donnait des valeurs entre 400 et 500 MPa. En appliquant ce résultat à l'équation 2.21, le rayon R_{fit} à la rupture devrait se trouver autour de 21 à 26 mm. L'estimation par une approche analytique et par simulation pourrait avantageusement être complétée par une confirmation expérimentale.

Sur la figure 2.63, il apparaît que la plus forte inhomogénéité des contraintes a lieu sur la face inférieure et une large partie de la face supérieure possède des contraintes de von Mises entre 50 et 125 MPa en dehors des pliures. Une telle amplitude ne devrait pas modifier les propriétés électroniques des couches sensibles (environ 10 µm sur la face supérieure). Les deux risques principaux dans la configuration convexe sont l'apparition de pliures d'amplitudes suffisament importantes pour géner l'application (en imagerie par exemple) et la rupture de la puce à partir d'un bord fragilisé par l'étape de découpe.

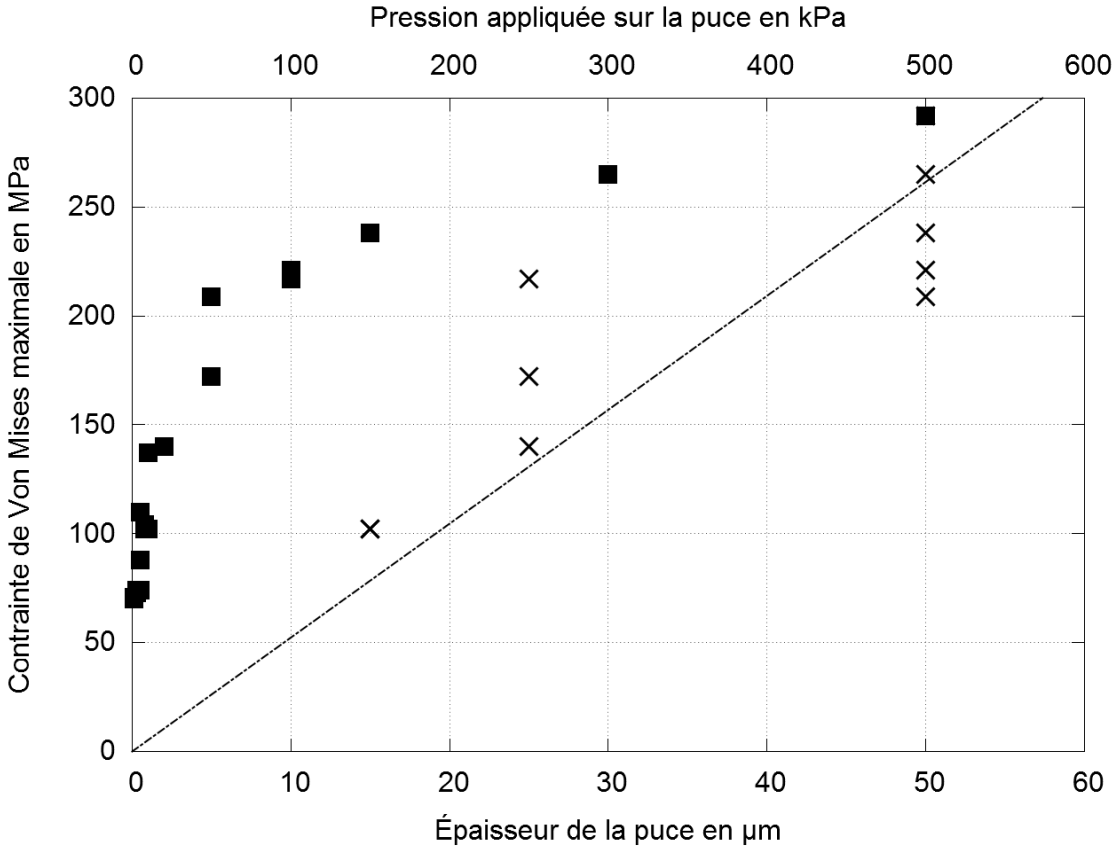


FIGURE 2.64 – Contrainte de von Mises maximale dans la puce en fonction de la pression appliquée (carrés et abscisse du haut) et de son épaisseur (croix et abscisse du bas, ajustement de courbe en pointillés).

2.3.3 Contraintes dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ pour le procédé B

La simulation du procédé B a nécessité des hypothèses simplificatrices plus fortes que pour le procédé A. La géométrie de la structure complexe d'un imageur infrarouge refroidi a été très largement simplifiée, pour ne retenir que le circuit de lecture en silicium et le circuit de détection en CdTe/CdHgTe.

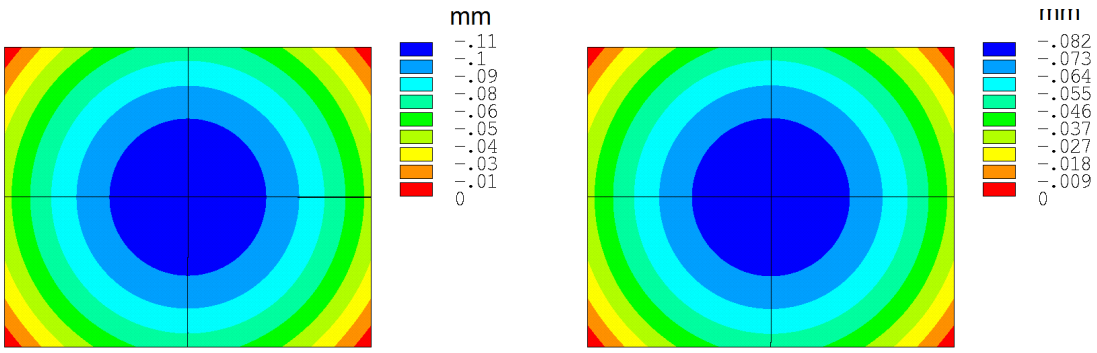
Pour pouvoir comparer les résultats de simulation avec ceux de l'expérience, j'ai choisi de me focaliser sur les échantillons Rhéa (concave 196 mm) et Hypérion (concave 275 mm). Ces derniers présentent des rayons de courbure de la surface de détection typiques des besoins de l'imagerie spatiale (cf. chapitre 1).

Les formes finales des surfaces de détection sont représentées sur la figure 2.65. La flèche calculée sur Rhéa de 112,6 µm est très proche de la valeur théorique f calculée par la formule 2.22 (avec $L_x = 10,4$ mm la longueur et $L_y = 8,5$ mm la largeur du CD), soit 112,8 µm. De même pour le composant Hypérion pour lequel l'écart entre flèche simulée et théorique est inférieur à 0,2 µm.

$$f = R - \sqrt{R^2 - \frac{L_x^2 + L_y^2}{2}} \tag{2.22}$$

Pour étudier la répartition des contraintes dans le composant, trois zones d'intérêt sont sélectionnées : les surfaces supérieure et inférieure de la couche épitaxiée de $Cd_xHg_{1-x}Te$ où les photoporteurs sont générés par les photons incidents, puis diffusés jusqu'à la zone de charge d'espace de la photodiode et séparés par la chute de potentiel (cf. chapitre 1, section 1.2.2), ainsi que la surface supérieure du circuit de lecture où le courant photonique est intégré par une capacité électrique.

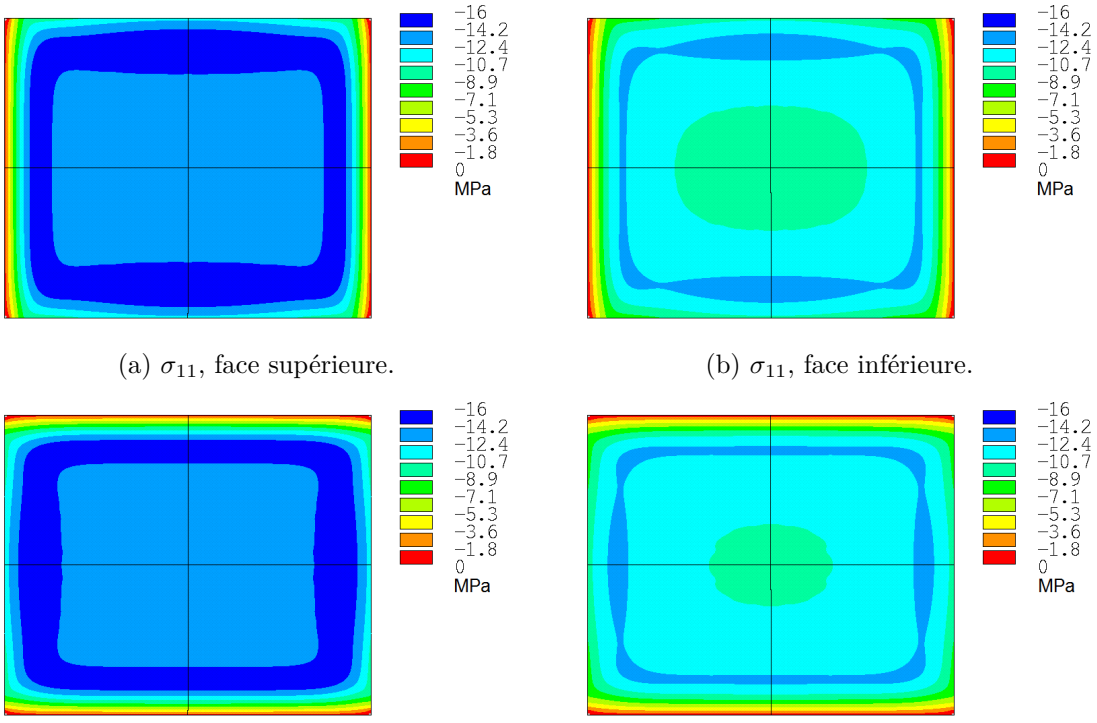
Dans la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ du composant Hypérion, les contraintes sont rapportées



(a) Composant Rhéa. (b) Composant Hypérion.

FIGURE 2.65 – Surface supérieure des composants Rhéa et Hypérion après simulation du procédé B.

sur les figures 2.66 et 2.67. Les contraintes de loin les plus significatives sont les contraintes longitudinales de compression σ_{11} et σ_{22}.



(a) σ_{11}, face supérieure. (b) σ_{11}, face inférieure.

(c) σ_{11}, face supérieure. (d) σ_{11}, face inférieure.

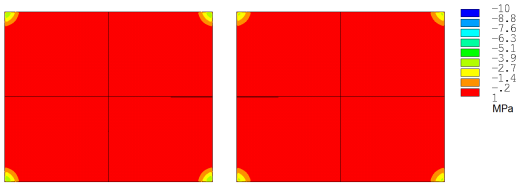
FIGURE 2.66 – Contraintes σ_{11} et σ_{22} sur la surface supérieure et inférieure de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$, pour le composant Hypérion (concave à 275 mm).

Il faut préciser que la taille de la zone photosensible (9,6x7,68 mm^2) est légèrement plus petite que la taille du circuit de détection (10,4x8,5 mm^2). La région à fort gradient de contraintes est donc partiellement dans la zone dite « mécanique » du CD.

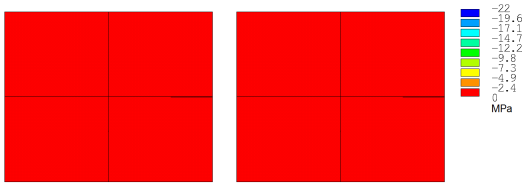
Dans la zone photosensible, les contraintes longitudinales varient essentiellement de -12 à -16 MPa, avec une forme d'anneau maximum. En chaque point, les deux contraintes σ_{11} et σ_{22} sont égales, à 10 % près. Localement, la matière est donc soumise à un état de compression biaxial avec $\sigma_{11} = \sigma_{22}$.

En fonction de l'orientation cristalline [18] du $Cd_xHg_{1-x}Te$, ces contraintes peuvent atteindre un niveau suffisant pour activer la génération de dislocations sur des systèmes de glissement bien particuliers (voir la section 1.3.1.2 et le facteur de Schmid). Ici, la contrainte de von Mises (figure

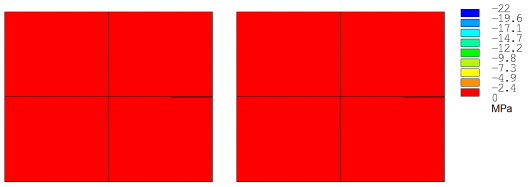
18. L'orientation cristalline exacte du $Cd_xHg_{1-x}Te$peut varier d'un composant à l'autre.



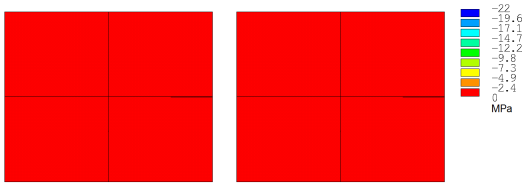
(a) σ_{12}, face supérieure et inférieure.



(b) σ_{33}, face supérieure et inférieure.



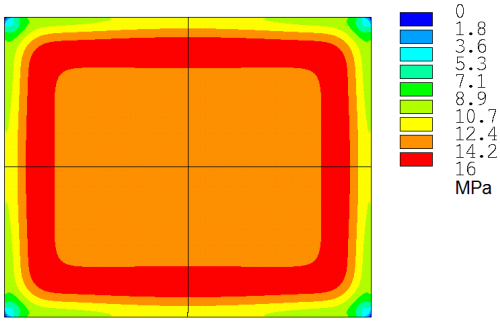
(c) σ_{13}, face supérieure et inférieure.



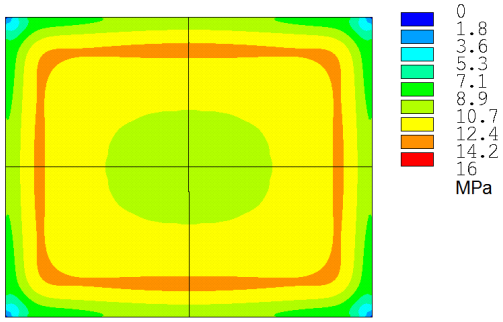
(d) σ_{23}, face supérieure et inférieure.

FIGURE 2.67 – Contraintes σ_{12}, σ_{33}, σ_{13} et σ_{23}, sur la surface supérieure et inférieure de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$, pour les composants Rhéa et Hypérion (résultats identiques avec ces échelles).

2.68) sert de critère de plasticité. Le modèle de simulation ne peut pas autoriser l'anisotropie et la plasticité en même temps avec les éléments utilisés (avec Ansys©). L'amplitude de la déformation plastique ne peut qu'être estimée à partir de la déformation élastique équivalente (figure 2.69).



(a) Face supérieure.



(b) Face inférieure.

FIGURE 2.68 – Contrainte de von Mises σ_{VM} en MPa, sur la surface supérieure et inférieure de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$, pour le composant Hypérion (concave à 275 mm).

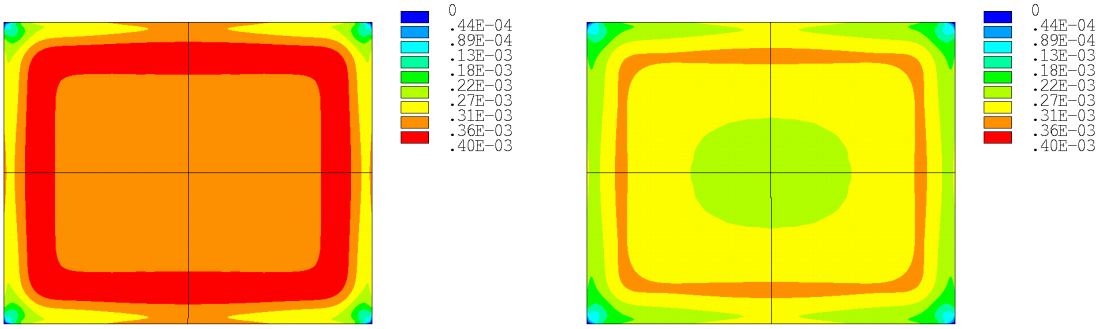
La face supérieure de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ est plus contrainte que la couche inférieure. Cette dernière possède une contrainte de von Mises entre 10,7 et 14,2 MPa. Si la plasticité apparait, elle devrait commencer sur la face supérieure et se propager dans l'épaisseur. La section 2.3.4 rapporte l'étude de l'activation des systèmes de glissement des dislocations pour l'orientation cristalline particulière de l'échantillon Hypérion.

La figure 2.70 représente les contraintes longitudinales σ_{11} et σ_{22} sur la surface supérieure du circuit de lecture (CL en silicium). Le maximum en compression de 35 MPa reste bien inférieur aux valeurs succeptibles d'avoir un effet sur les fonctions électriques du CL, de l'ordre plusieurs centaines de MPa (cf. page 115).

Concernant le composant Rhéa (forme sphérique concave de rayon proche de 200 mm), les mêmes résultats que pour le composant Hypérion peuvent être observés.

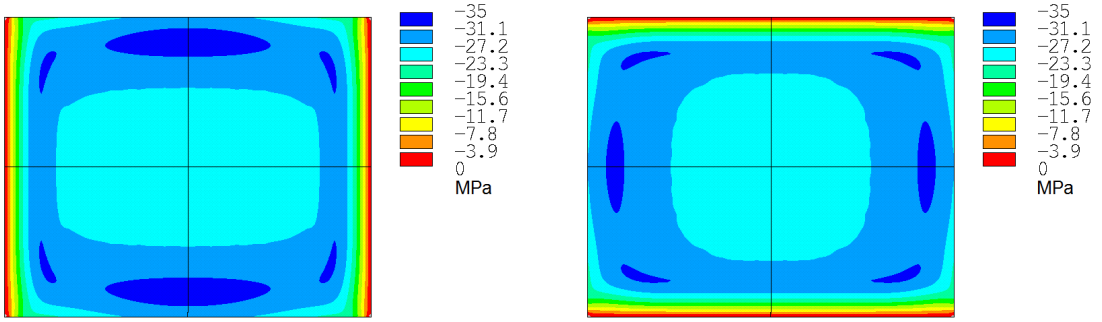
Une répartition inhomogène des contraintes longitudinales σ_{11} et σ_{22} met en évidence une forme d'anneau maximum à 22 MPa, le centre étant à 13 MPa. Ces valeurs sont suffisantes pour observer la plasticité du matériau. La figure 2.72 rapporte la contrainte de von Mises et sugère une éventuelle plasticité plus importante sur un anneau de 1 à 2 mm de large sur la matrice.

Sur la surface supérieure du circuit de lecture, les contraintes σ_{11} et σ_{22} restent à un faible niveau, inférieures à 50 MPa (figure 2.73). Elles ne devraient pas impacter les performances du circuit de lecture.



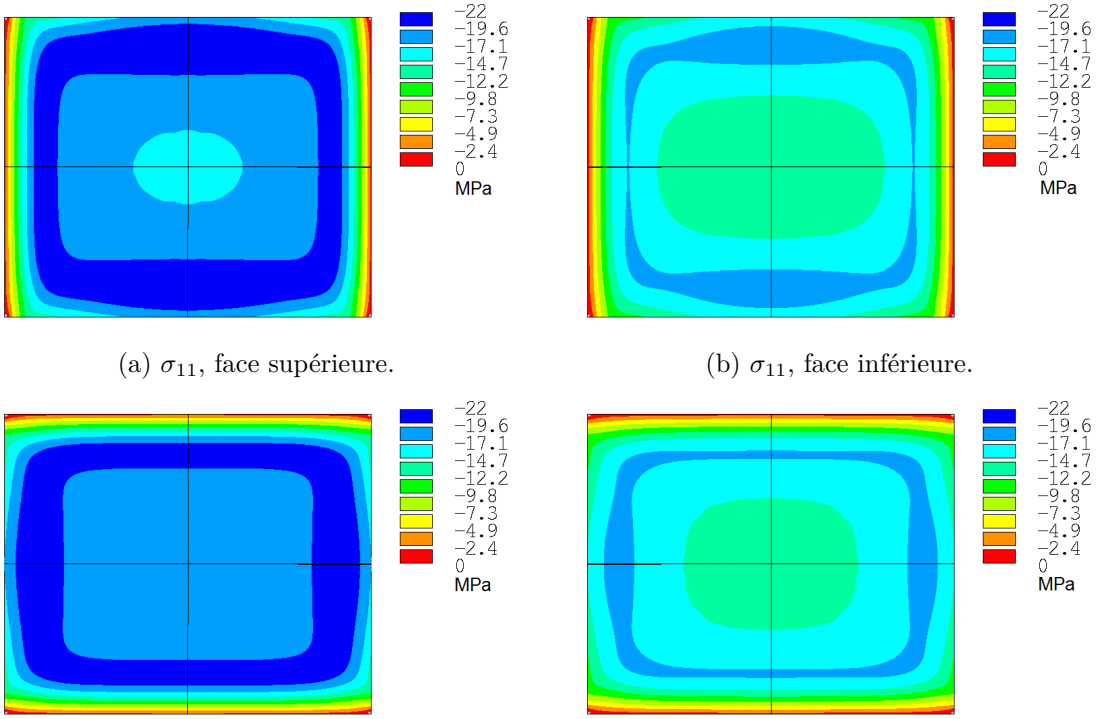
(a) Face supérieure. (b) Face inférieure.

FIGURE 2.69 – Déformation élastique équivalente de von Mises ε_{VM}, à gauche sur la surface supérieure et inférieure de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$, pour le composant Hypérion (concave à 275 mm).



(a) σ_{11}. (b) σ_{22}.

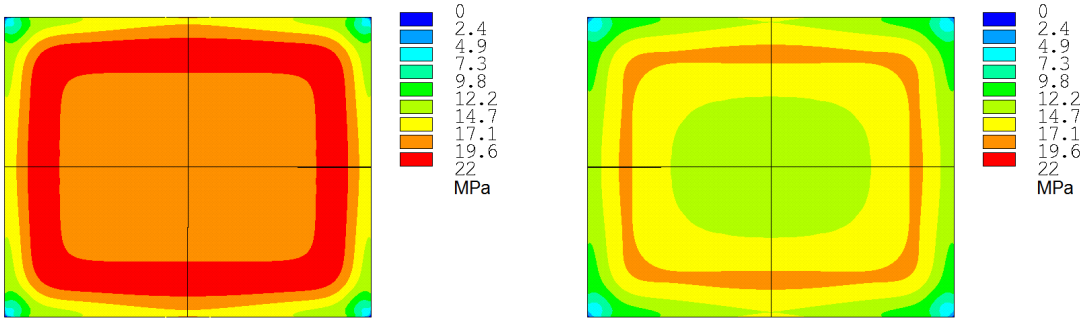
FIGURE 2.70 – Contraintes longitudinales σ_{11} et σ_{22}, sur la surface supérieure du circuit de lecture du composant Hypérion (concave à 275 mm).



(a) σ_{11}, face supérieure. (b) σ_{11}, face inférieure.

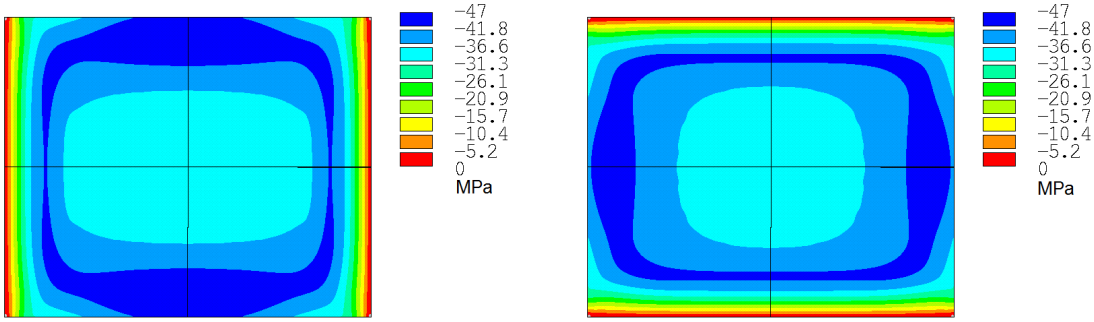
(c) σ_{22}, face supérieure. (d) σ_{22}, face inférieure.

FIGURE 2.71 – Contraintes σ_{11} et σ_{22} sur la surface supérieure et inférieure de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$, pour le composant Rhéa (concave à 200 mm).



(a) Face supérieure. (b) Face inférieure.

FIGURE 2.72 – Contrainte de von Mises σ_{VM}, sur la surface supérieure et inférieure de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$, pour le composant Rhéa (concave à 200 mm).



(a) σ_{11}. (b) σ_{22}.

FIGURE 2.73 – Contraintes longitudinales σ_{11} et σ_{22}, sur la surface supérieure du circuit de lecture du composant Hypérion (concave à 275 mm).

Pour aller plus loin, il faudrait travailler en priorité sur trois axes.

Le premier est l'amélioration du modèle géométrique du composant, en ajoutant la couche d'interconnexion entre le CL et le CD. Cette étage est complexe car multimatériaux (billes d'indium et d'intermétalliques, colle d'enrobage) et possède un grand rapport de forme (rapport longueur sur épaisseur supérieur à 1000). Cette modélisation fait l'objet d'une thèse qui applique la méthode de Mori-Tanaka pour la géométrie particulière de cet étage (billes métalliques périodiques dans une matrice de colle) [118]. Une modélisation grossière en remplaçant l'étage d'interconnexion par une couche de colle de même épaisseur ne s'applique pas car celle-ci se déforme facilement ($E_{colle} \approx \frac{E_{CMT}}{10}$) et amplifie les déplacements observés dans le circuit de détection.

Le deuxième axe consisterait à introduire la plasticité du $Cd_xHg_{1-x}Te$ en changeant le type d'élément dans la simulation. Pour cela, il faudrait changer de logiciel de simulation pour utiliser un élément élasto-plastique anisotrope. De plus, il faudrait connaitre plus précisément la limite d'élasticité du $Cd_xHg_{1-x}Te$ des composants fabriqués au CEA/Leti et Sofradir. Une étude expérimentale de ses propriétés mécaniques devrait démarrer en 2014.

Enfin, l'effet de la descente en température n'a pas été considérée dans la simulation. L'architecture du composant hybride et les coefficients de dilatation thermique présentés dans la section 1.3.1.3 permettent d'affirmer que les contraintes auront tendance à diminuer pour les composants de forme concave lors de la descente de 300 à 80 K. Une implémentation de ces propriétés thermomécaniques dans le modèle de simulation permettrait de quantifier plus finement ce phénomène.

2.3.4 Cristallographie du $Cd_xHg_{1-x}Te$ et plasticité

2.3.4.1 Orientation cristallographique du $Cd_xHg_{1-x}Te$

La couche épitaxiée de $Cd_xHg_{1-x}Te$ sur le substrat en $Cd_yZn_{1-y}Te$ possède une structure monocristalline cubique à faces centrées. Sa fabrication et son orientation sont rapportées dans la section 1.2.2.2, page 33. Il faut retenir que l'orientation de la face de croissance (111) est bien connue et vérifiée pour chaque substrat. En revanche, les directions latérales ne sont jamais mesurées par défaut et peuvent varier d'un substrat à l'autre.

Comme les quatre derniers circuits de détection (CD) proviennent du même substrat, j'ai fait mesurer les orientations cristallines latérales des chutes de découpe du substrat par diffraction des rayons X.

Usuellement, la raie K_α du cuivre à 1,5405980 Å est utilisée en diffractométrie X. Avec $a = 6,4815$ Å pour le CdTe [26], on mesure les angles qui correspondent aux réflections et on en déduit les indices de Miller des surfaces découpées.

Avec cette technique, les faces latérales sont données [19] sur la figure 2.74.

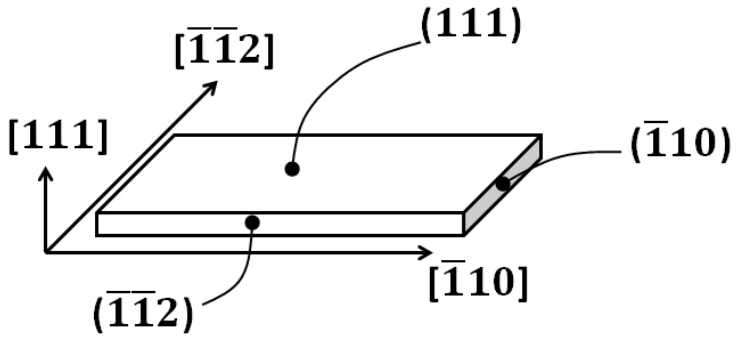


FIGURE 2.74 – Orientation cristallographique des composants Hypérion, Théia, Japet et Mnémosyne.

Ces orientations ont été confirmées par *Electron BackSkatter Diffraction* (EBSD) à l'ENSAM de Metz, par M. Raphaël Pesci. Ces mesures constituent une étude préliminaire dans l'investigation des propriétés mécaniques en collaboration avec le CEA/Leti.

2.3.4.2 Activation des systèmes de glissement

Approche théorique Dans les cristaux cubiques à faces centrées, les dislocations glissent dans les plans de la famille {111} et selon les directions <110> (cf. section 1.3.1.2). Lorsque que la cission locale τ dépasse la cission résolue critique τ_{crss}, des dislocations se déplacent dans le cristal et de nouvelles sont générées. Or, parmi les 12 systèmes de glissement possibles (plan de glissement PG + direction de glissement DG), certains sont activés en premier. Ils correspondent aux facteurs de Schmid F_S maximum pour une force appliquée F normale à la surface S_0 (équation 2.23). Les notations sont celles de la figure 1.45.

$$\tau = F_S \frac{F}{S_0} \tag{2.23}$$

$$\text{Avec} \quad F_S = \cos\lambda_0 \cos\chi_0$$

$$\text{Mouvement des dislocations si} \quad \tau = \tau_{crss} \tag{2.24}$$

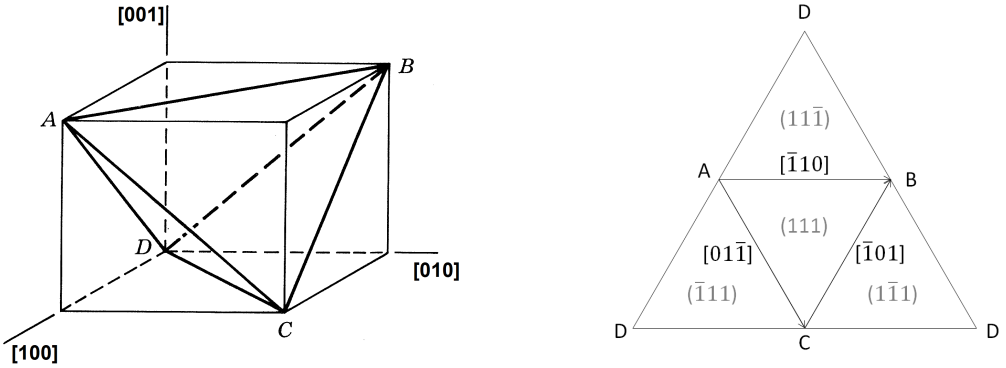
Le tableau 2.14 rapporte tous les systèmes de glissement potentiellement activés par une contrainte colinéaire à [$\bar{1}$10] (bord long sur la figure 2.74) ou [$\bar{1}\bar{1}$2] (bord court). La figure 2.75

19. Initialement, une inversion des axes [$\bar{1}$10] et [$\bar{1}\bar{1}$2] lors de la mesure par diffraction X avait mené à une autre analyse. La mesure par EBSD a confirmé la bonne orientation cristallographique donnée par la figure 2.74.

permet de visualiser facilement les plans et directions mis en jeu. Le téthahèdre est déplié sur la droite.

PG	DG	F_S ($\vec{T} \parallel [\bar{1}\bar{1}2]$)	F_S ($\vec{T} \parallel [\bar{1}10]$)
(111)	$[\bar{1}10]$	0	0
	$[\bar{1}01]$	0	0
	$[01\bar{1}]$	0	0
$(11\bar{1})$	$[\bar{1}10]$	0	0
	[101]	0,27	0
	[011]	0,27	0
$(1\bar{1}1)$	[110]	0,27	0
	$[\bar{1}01]$	**0,41**	**0,41**
	[011]	0,14	**0,41**
$(\bar{1}11)$	[110]	0,27	0
	[101]	0,14	**0,41**
	$[01\bar{1}]$	**0,41**	**0,41**

TABLE 2.14 – Facteur de Schmid pour différents systèmes de glissement des dislocations (PG pour plan de glissement et DG pour direction de glissement).



(a) Orientations des plans {111} dans un cristal cubique faces centrées.

(b) Tétrahèdre ABCD « déplié ».

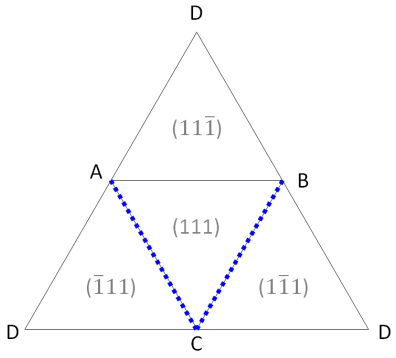
FIGURE 2.75 – Plans {111} dans un cristal cubique à faces centrées. Le plan (ABC) correspond au (111), le (ABD) au $(11\bar{1})$, le (ACD) au $(\bar{1}11)$ et le (BCD) au $(1\bar{1}1)$. Le segment [AB] correspond à la direction $[\bar{1}10]$.

À partir du tableau 2.14, il est possible de déterminer les premiers systèmes de glissement activés, et donc quelles dislocations apparaitront en premier.

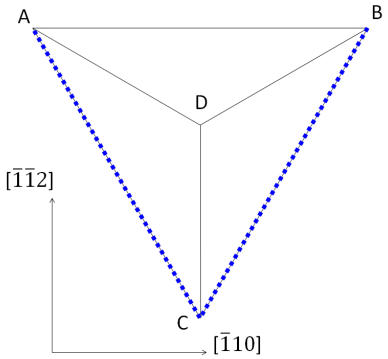
Si le CD prend une forme cylindrique comme les composants Japet et Mnémosyne, alors seule la contrainte longitudinale σ_{11} sera non-nulle dans la direction $[\bar{1}\bar{1}2]$. Dans ce cas, les deux systèmes de glissement activés sont $(1\bar{1}1)[\bar{1}01]$ et $(\bar{1}11)[01\bar{1}]$. La figure 2.76 représente ces systèmes sur le tétrahèdre ouvert défini par la figure 2.75 et tels qu'ils sont vus en projection sur la face (111).

Si le CD prend une forme sphérique concave comme les composants Hypérion et Théia, alors les contraintes significatives sont σ_{11} dans la direction $[\bar{1}10]$ et σ_{22} dans la direction $[\bar{1}\bar{1}2]$. Dans ce cas, les quatre systèmes de glissement activés sont $(1\bar{1}1)[\bar{1}01]$, $(\bar{1}11)[01\bar{1}]$, $(1\bar{1}1)[011]$ et $(\bar{1}11)[101]$. La figure 2.77 représente ces systèmes sur le tétrahèdre ouvert défini par la figure 2.75 et tels qu'ils sont vus en projection sur la face (111).

Pour les composants Rhéa (rayon de courbure sphérique 196 mm) et Hypérion (275 mm), les contraintes σ_{11} et σ_{22} calculées sont égales en amplitude (à 10 % près) sur quasiment la totalité de la surface de détection (cf. section précédente). Par conséquent, si le $Cd_xHg_{1-x}Te$ atteint sa limite d'élasticité, des dislocations appartenant aux systèmes sus-cités (en vert et bleu sur la figure 2.77) seraient générées.

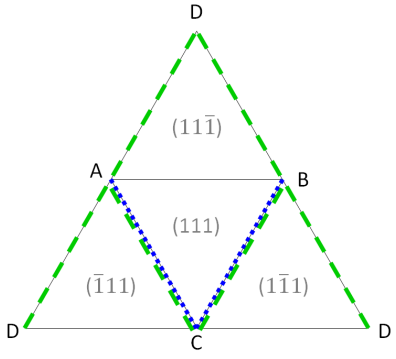


(a) Représentées sur le tétrahèdre ABCD « déplié » de la figure 2.75b.

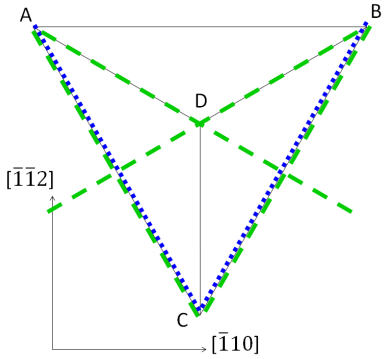


(b) Représentées sur le tétrahèdre ABCD vu à travers la face ABC (111).

FIGURE 2.76 – Orientations des lignes de glissement générées dans les composants cylindriques.



(a) Représentées sur le tétrahèdre ABCD « déplié » de la figure 2.75b.



(b) Représentées sur le tétrahèdre ABCD vu à travers la face ABC (111).

FIGURE 2.77 – Orientation des lignes de glissement générées dans les composants sphériques.

Si l'émergence des dislocations en surface produit des marches, celles-ci auront une orientation particulière en fonction des plans de glissement. Elles sont appelées « traces des plans de glissement ». D'après les valeurs maximales du facteur de Schmid (cf. tableau 2.14), les traces correspondraient aux intersections entre la surface (111) et les plans $(1\bar{1}1)$ et $(\bar{1}11)$. Projetées sur la surface (111), des lignes orientées à ±60 ° pourraient être observées.

Observation autour de la trace d'un indenteur Des essais de nanoindentation ont été mené au CEA-Leti pour mettre en évidence la plasticité autour de la trace d'un indent.

Les photographies au microscope optique d'un indent dans deux plaques disponibles sont rapportées sur la figure 2.78. Il s'agit dans les deux cas de la marque d'une pointe de Berkovich pénétrée à 7 µm dans la face (111) du substrat en CdTe. Les mesures d'angle possèdent une incertitude de quelques degrés puisque les échantillons ont été placés manuellement sous la machine d'indentation, puis sous le microscope.

Il apparaît dans les deux cas des marches autour de l'indent, avec un départ de fissure pour la plaque [20] Chamechaude.

Pour la plaque Néron dont sont issus les composants Hypérion, Théia, Japet et Mnémosyne, ces marches sont les traces des plans de glissement activés au cours de la déformation plastique de l'échantillon. Ils correspondent effectivement aux systèmes de glissement décrits dans le paragraphe précédent avec l'orientation mesurée par diffraction X et par EBSD (figure 2.74).

2.4 Conclusion partielle

Le développement des procédés de mise en forme hémisphérique sont abordées ici par une double approche expérimentale et numérique.

Le procédé A concerne les puces minces en silicium et s'applique directement aux matrices de microbolomètres. Développé lors de précédents travaux de thèse, j'ai contribué à l'améliorer et à le stabiliser, notamment avec deux transferts réussis à des opérateurs. Ses performances sont évalués à travers les limites mécaniques observées en fonction de la forme des puces, mais également en lien avec les paramètres clés du procédé.

En dessous d'un rayon de courbure de 80 mm, les écarts à la sphère parfaite (pliures et méplat) peuvent être diminués par un choix judicieux de paramètres. Pour le format 10x10 mm^2, un méplat de 15 µm en concave et des pliures d'une vingtaine de µm en convexe persistent à un rayon de 60 mm. Ces défauts apparaissent également dans les simulations malgré les hypothèses simplificatrices (application d'une pression uniforme, absence de colle, etc.). Ils sont donc propres à la mise en forme hémisphérique de puces minces flexibles. Le calcul des contraintes dans le silicium anisotrope permet d'avancer une limite à la rupture autour de 400 à 500 MPa pour ces puces et ce procédé en particulier.

Pour adresser la forme sphérique concave de composants hybrides (*e.g.* les matrices de détecteurs infrarouge quantiques), j'ai développé un nouveau procédé dont les détails ne sont pas communiqués pour des raisons de confidentialité. Versatil et compatible avec l'industrialisation, il permet d'obtenir des surfaces de détection sphérique jusqu'à environ 100 mm (concave et convexe, sans test de cyclage thermique). Les écarts à la sphère parfaite sont généralement inférieurs à ±5 µm dans le cas concave. La forme cylindrique a également été adressée avec des rayons proches de 100 mm.

La simulation du procédé B, optimisé grâce à l'utilisation d'éléments coques, implémente les lois de comportement élastique anisotrope du silicium et du $Cd_xHg_{1-x}Te$ dans le logiciel Ansys© APDL en batch. Cette approche permet de valider que les fonctions électriques du circuit de lecture ne seront pas impactées par le procédé. Pour les plus fortes courbures sphériques (R=275 et 196 mm), les contraintes de von Mises dans le circuit de lecture (en silicium) atteignent respectivement 16 et 22 MPa, un niveau potentiellement suffisant pour générer des dislocations. Cette

20. D'après les noms des sommets du massif de la Chartreuse.

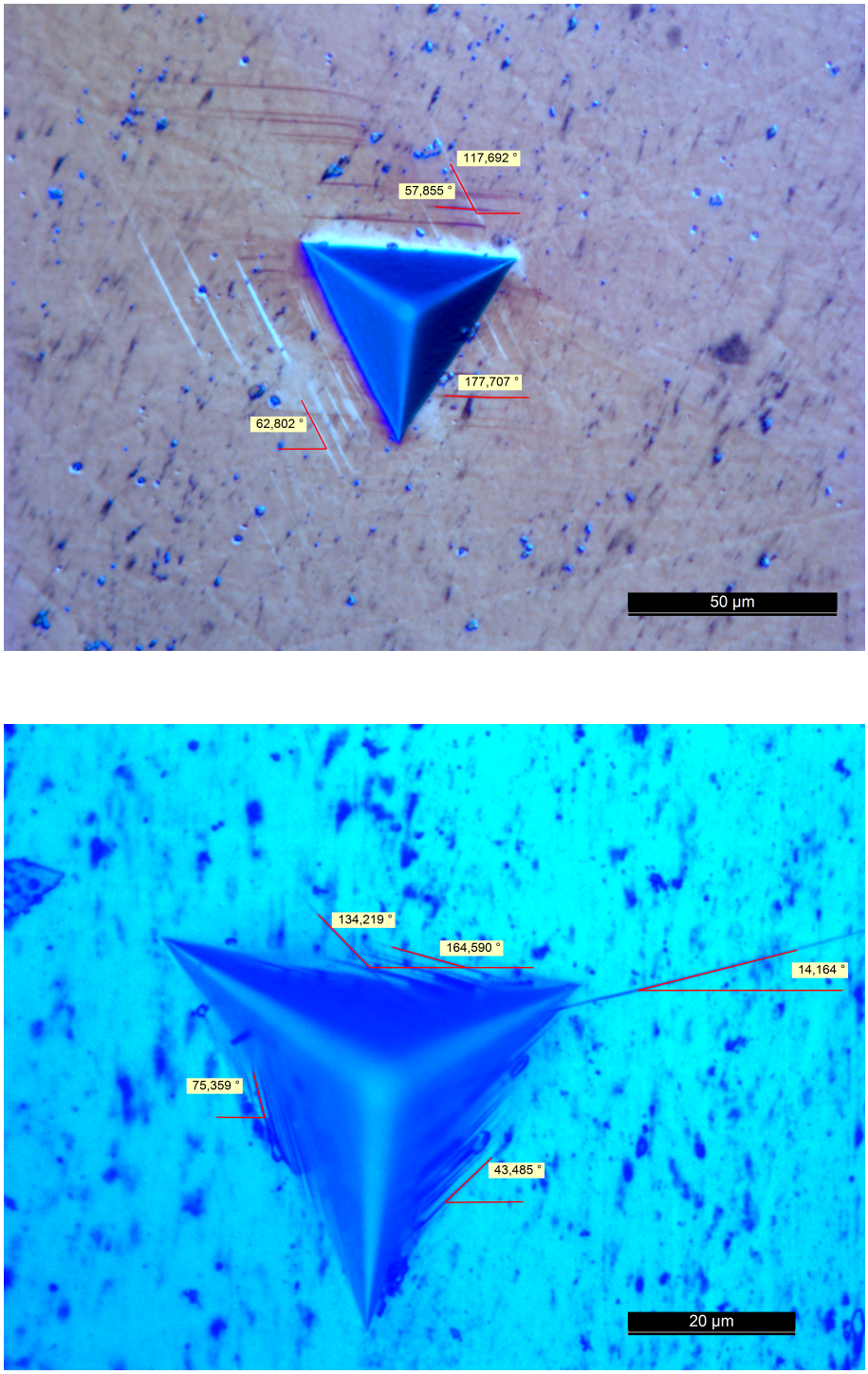


FIGURE 2.78 – Marques laissées par un indenteur de Berkovitch au cours d'un essai de nanoindentation sur la plaque Néron en haut et Chamechaude en bas.

observation est associée à une hétérogénéité des contraintes sur la surface, faisant apparaître un anneau de contraintes maximales.

Dans l'hypothèse d'une limite d'élasticité dépassée, les quatre premiers systèmes de glissement activés ont été identifiés grâce à la mesure de l'orientation cristalline du $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Les procédés de mise en forme ont été développés avec succès et permettent d'obtenir des composants courbes. Leurs performances optoélectroniques peuvent donc être comparées à l'état de l'art dans le chapitre 3.

Chapitre 3

Performances optoélectroniques des détecteurs courbes en $Cd_xHg_{1-x}Te$

Sommaire

3.1 Méthodes de caractérisation 136
3.1.1 Chaîne d'acquisition 136
3.1.2 Mesure standard des défauts « durs », des courants et des bruits des détecteurs 138
3.1.3 Mesure de courant d'obscurité avec circuit de lecture à injection directe 140
3.2 Impact de la courbure sur les performances optoélectroniques . . . 143
3.2.1 Défauts durs : court-circuits et circuits ouverts 143
3.2.2 Courant et réponse des photodiodes 144
3.2.3 Bruit des photodiodes 148
3.2.4 Courbes courant-tension I-V 152
3.2.5 Signature sur le courant d'obscurité 156
3.3 Relations entre les défauts optoélectroniques, les contraintes et les défauts cristallins 162
3.3.1 Corrélations entre les défauts optoélectroniques 162
3.3.2 Modélisation des effets de couplage contrainte et propriétés optoélectroniques 165
3.4 Évaluation d'un système optique à matrice de détecteurs quantiques courbes 176
3.4.1 Conditions expérimentales 177
3.4.2 Performances de la caméra 180
3.5 Conclusion partielle 184

Grâce au procédé B développé avec succès et présenté dans le chapitre 2, six composants courbes sont intègres et fonctionnels. Leurs performances optoélectroniques peuvent donc être caractérisés.

Des mesures en courant photonique, réponse, bruit, NETD, courbes I-V et courant d'obscurité vont être réalisées et l'impact de la mise en courbure évalué. Un nouveau protocole de mesure du courant d'obscurité est par ailleurs développé.

En confrontant les différents résultats expérimentaux avec la simulation et les considérations du chapitre 2, un modèle sera développé pour prendre en compte les couplages entre propriétés thermomécaniques et optoélectroniques. L'effet piézoélectrique et la présence de dislocations seront notamment discutés. Cette approche permettra de faire un pont entre développement technologique et physique des semi-conducteurs.

Le composant Rhéa (R=196 mm) sera ensuite intégré dans une caméra compacte monolentille conçue par l'Onera. Ce prototype doit fourni les premières images infrarouge issues de détecteurs quantiques courbes.

3.1 Méthodes de caractérisation

3.1.1 Chaîne d'acquisition

Le cœur de la détection infrarouge quantique a lieu dans le circuit de détection qui convertit le signal photonique en signal électrique. Or, la route est longue entre la génération électrique au niveau d'un détecteur unitaire jusqu'à l'affichage de l'information utile (une image). Chaque étape de traitement analogique ou numérique du signal affecte celui-ci et doit être pris en compte dans l'interprétation finale.

Le composant s'insère donc dans une chaîne d'échanges de signaux électriques qui servent à alimenter les appareils, à transmettre une information ou encore à synchroniser les appareils. La figure 3.1 représente de manière schématique les appareils et signaux utilisés pour les mesures optoélectroniques.

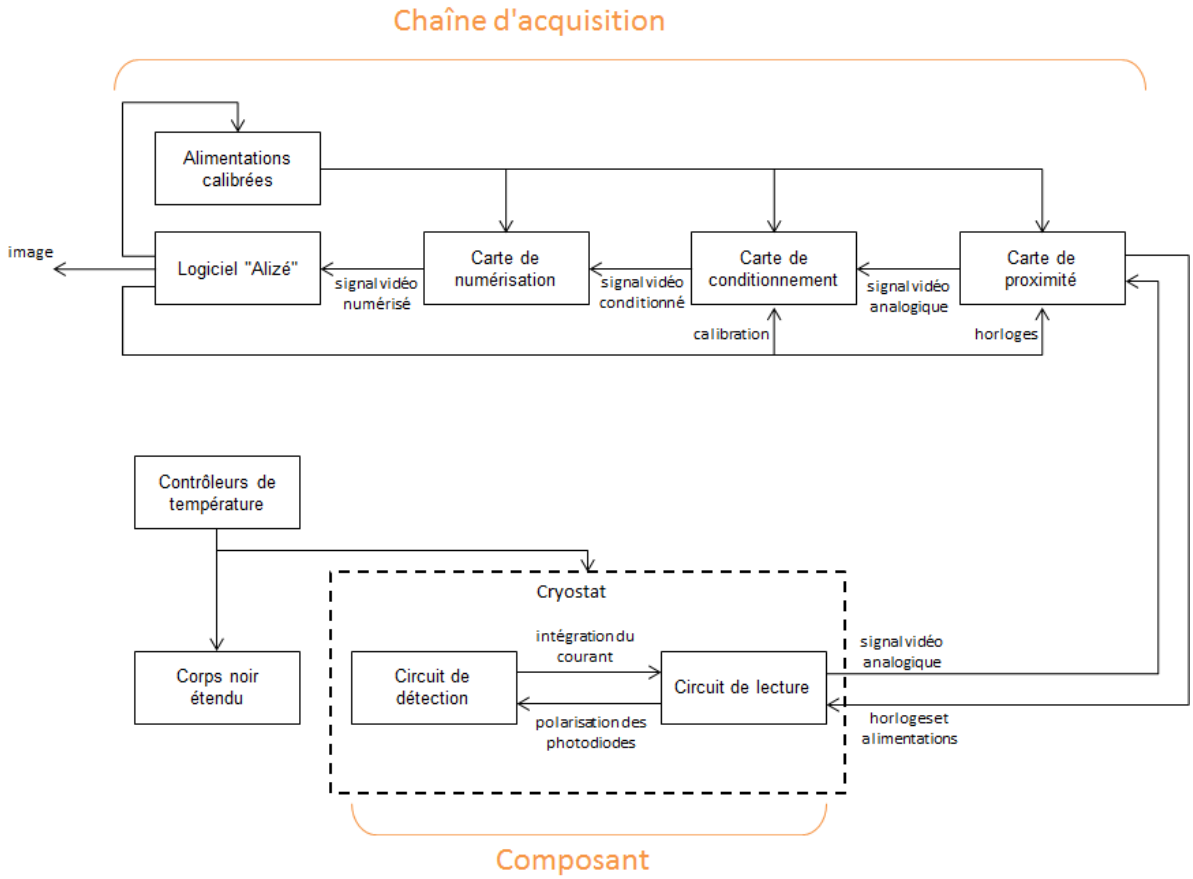


FIGURE 3.1 – Schéma de la chaine de mesure des propriétés optoélectroniques

Les appareils utilisés sont les suivants.

- Un circuit de lecture (CL) : il polarise chaque photodiode (cf. description ci-après).
- Une carte de conditionnement : elle applique un gain et un offset à la tension de sortie du circuit de lecture pour adresser la carte de numérisation avec les bonnes tensions d'entrée.
- Une carte de numérisation : elle échantillonne sa tension d'entrée sur 14 bits (l'étage d'entrée a été modifié pour diminuer le bruit de l'appareil).
- Un logiciel d'acquisition « Alizé » : il traite la tension numérisée pour reconstruire l'image, permet de calibrer la carte de conditionnement et de piloter les entrées logiques du circuit de lecture.
- Des alimentations calibrées : elles sont contrôlées par le logiciel « Alizé » et permettent d'alimenter en tension les cartes de proximité, de conditionnement et de numérisation.

En fonction des mesures effectuées, le composant peut être placé dans un des deux types de cryostats à bain d'azote utilisés pendant ma thèse (figure 3.2). Le premier dit « GRAU » (pour GRande AUtonomie) contient un réservoir à azote permettant une mesure stabilisé en

température pendant environ 30 min. Le composant est alors thermalisé à environ 80 K. Ce cryostat est largement utilisé pour les caractérisations de courant, bruit, réponse et courbe I-V. Le deuxième dit « STGRAU » (pour Simple Très GRande AUtonomie) contient un réservoir plus important et fermé et le doigt froid en contact avec la céramique du composant est muni d'une résistance chauffante. Ce cryostat peut être piloté pour produire des températures entre 80 et 200 K pendant plusieurs heures. Il est réservé aux mesures de courant d'obscurité en fonction de la température de fonctionnement.

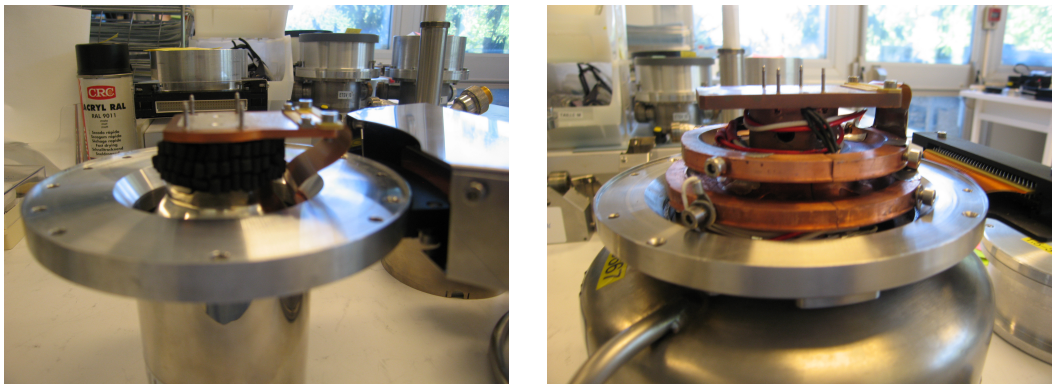


FIGURE 3.2 – Cryostats à bain d'azote : GRAU à gauche et STGRAU à droite.

La carte de proximité se fixe sur un port 96 broches directement sur le cryostat. Elle permet un adressage facile des entrées et sorties du CL et réalise un premier conditionnement du signal vidéo. Il s'agit essentiellement d'un amplificateur opérationnel monté en suiveur.

La tension de sortie du CL est caractérisée par sa dynamique et sa tension de RaZ (pour Remise à Zéro). Ces valeurs dépendent de la température de fonctionnement et varient naturellement à travers la matrice à cause de dispersions technologiques. La carte de numérisation, quant à elle, échantillonne systématiquement sa tension d'entrée entre -1,3 V et +1,3 V sur 14 bits (2^{14} valeurs, soit 16384 valeurs possibles).

Par conséquent, le conditionnement du signal de sortie vidéo du CL est réalisé à l'aide de deux gains manuels (un grossier et un fin) G et d'une tension d'offset V_{offset} automatique. Lors de la calibration, le réglage du gain est ajusté manuellement pour obtenir toute la dynamique d'entrée entre les points -8000 et +8000. Il y a donc une marge d'environ 384 fois le pas d'échantillonnage. La carte de conditionnement agit donc sur sa tension d'entrée V_e pour donner une tension de sortie V_s selon l'équation 3.1.

$$V_s = G \times V_e + V_{\text{offset}} \tag{3.1}$$

La précision absolue sur V_{offset} est de 1 mV et la précision relative sur G est typiquement de $\frac{dV_e}{\Delta V_e}$, soit 0,03 % avec une dynamique du CL de $\Delta V_e = 3,5$ V et une précision absolue sur la tension de sortie du CL de $dV_e = 1$ mV.

Le logiciel d'acquisition « Alizé » (sur-couche de Labview©) traite *in fine* la tension numérisée pour reconstruire la scène observée par la matrice de détecteurs.

La source infrarouge est un corps noir étendu (CNE) calibré DCN 100 S de HGH-infrarouge [119]. Il s'agit d'un CNE de 75x75 mm^2 dont la température est régulée de 10 à 80 °C. Son émissivité, supposée indépendante de l'angle d'émission et de la longueur d'onde, est de $0,97 \pm 0,02$ (sans unité). Sa température est mesurée par une sonde en platine certifiée assurant une erreur de mesure à $\pm 0,09$ °C à 30 °C. La stabilité thermique est garantie inférieure à 0,01 °C et l'uniformité thermique inférieure à 0,12 °C de -5 °C à +10 °C autour de la température ambiante.

Entre la source et le composant, la lumière se propage dans l'air et traverse le hublot du cryostat. Le hublot est en Germanium traité avec un antireflet sur la plage 3-5 µm. L'air a un coefficient de transmission donné en fonction de la longueur d'onde mais la faible distance parcourue permet de négliger l'absorption. En pratique, entre 95 et 98 % du flux émis par la source en direction des pixels est reçu par la surface de détection.

Pour les mesures de courants et de bruits, les composants sont montés dans un cryostat avec un angle de vue [1] d'environ 30 °. Pour les mesures de courants d'obscurité, l'angle de vue est nul.

3.1.2 Mesure standard des défauts « durs », des courants et des bruits des détecteurs

De manière standard et régulière, le laboratoire de caractérisation des détecteurs quantiques réalise des mesures de courants et bruits pour différents projets de recherche. Un protocole standard est appliqué à tous les composants et d'autres mesures complémentaires peuvent ensuite permettre d'affiner les résultats en fonction de la technologie, des défauts observés ou attendus, etc.

Un intérêt majeur de travailler sur des composants matriciels est le traitement statistique des résultats. Les composants MWIR n/p au format TV/4 au pas de 30 µm possèdent 81920 photodiodes. Pour les mesures standard, les résultats en terme de courants et de bruits sont toujours dispersés selon une forme proche d'une gaussienne. Afin de déterminer les paramètres les plus significatifs de la matrice, un double écrêtage élimine les valeurs aberrantes (figure 3.3). D'abord, sont éliminées les valeurs à ±90 % de la médiane brute M. Sur la nouvelle distribution, les valeurs à $\pm X$ % de la moyenne « moy1 » sont également éliminées, X variant selon la grandeur concernée (voir tableau 3.1). Sur la nouvelle distribution, on calcule la moyenne « moy2 », la médiane et la dispersion σ. Toutes les valeurs éliminées sont considérées comme des « défauts ». Elles ne participent pas à la définition de la moyenne, de la médiane et de la dispersion finale. Une étude plus poussée permet parfois de connaitre les mécanismes physiques à l'origine de ces défauts.

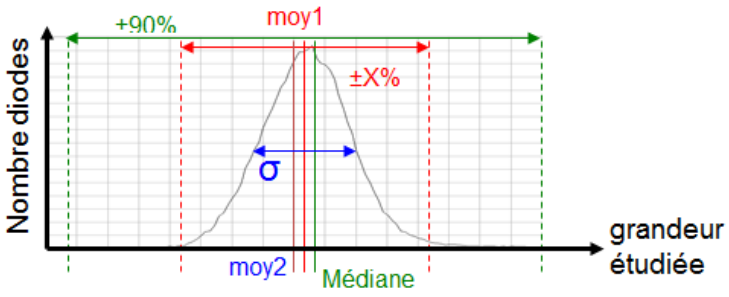


FIGURE 3.3 – Définition des paramètres statistiques.

Paramètre	Critère X
Courant total	30
Réponse	50
Bruit	50
NETD	100

TABLE 3.1 – Paramètres d'écrêtage statistique en fonction de la grandeur étudiée.

Le nombre de défauts est donc un nombre de pixels n'ayant pas une réponse satisfaisante d'un point de vue statistique. Il mesure en quelque sorte une dispersion et permet de définir l'opérabilité (équation 3.2).

$$\text{opérabilité} = 100 * \left(1 - \frac{\text{nombre de défauts}}{\text{nombre de pixel total}}\right) \tag{3.2}$$

Les mesures standard se déroulent en trois étapes :

1. Un diaphragme de diamètre 9,0 mm avec un tirage de 18,4 mm et un composant de 1 mm d'épaisseur correspond à un angle de vue de 29,0 °.

- Deux images saturées permettent de compter les défauts « durs » (court-circuits CC et circuits ouverts CO).
- Un cube [2] de 100 images devant un corps noir à 25 °C permet de connaitre les courants et bruits des détecteurs à ce niveau de flux photonique.
- Deux cubes de 100 images devant un corps noir à 20 et 30 °C permettent d'en déduire la réponse des détecteurs (variation du courant induite par une variation du flux photonique incident).

Après avoir placé le corps noir à 25 °C, le temps d'intégration t_{int} du circuit de lecture est ajusté pour obtenir une tension de sortie en moyenne à mi-dynamique, c'est-à-dire à 3,2 V (pour une dynamique entre 1,6 et 4,8 V). Il varie en général entre 2,5 et 3 ms.

Pour compter les courts-circuits (CC), le temps d'intégration est divisé par 10 et les pixels ayant une tension supérieure à 4 V sont en défaut. Pour compter les circuits ouverts (CO), le temps d'intégration est multiplié par 2 et les pixels ayant une tension inférieure à 2 V sont en défaut.

Ensuite, un cube de tensions de sortie V_S de 100 images est enregistré. Une cartographie des courants dans chaque photodiode I_{diode} est calculée (équation 3.3, dans l'approximation des courants forts, soit une fonction de transfert $\frac{g_{ms}R_d}{1+g_{ms}R_d} \approx 1$). V_{RaZ} est la tension sans polarisation des photodiodes, t_{int} est le temps d'intégration, C_{tia} est la capacité d'intégration du convertisseur courant-tension, g_{ms} est la conductance du transistor d'injection et R_d est la résistance dynamique des photodiodes (voir section 1.2.3.2).

$$I_{\text{diode}} = \frac{C_{tia}}{t_{int}}(V_S - V_{RaZ}) \tag{3.3}$$

L'écart-type du cube donne une cartographie des bruits totaux b_{tot} en volts (équation 3.6, b_{RaZ} correspond au bruit de la chaîne de mesure et b_{pv} au bruit photovoltaïque). D'une manière générale, le bruit dépend de la bande passante Δf considérée (équation 3.4). Pour des composants au format TV/4, à la fréquence f_{MC}=11 MHz et des temps d'intégration entre 2,5 et 3,2 ms, la bande passante varie de 94 à 101 Hz. Par conséquent, l'effet de la bande passante restera inférieur à 4 % et j'exprimerai les bruits en volts pour simplifier leur interprétation (équation 3.5).

$$\Delta f = \frac{1}{t_{int} + \frac{320\times256}{f_{MC}}} \tag{3.4}$$

$$b_{[V]} = b_{[V/\sqrt{Hz}]} \times \sqrt{\Delta f} \tag{3.5}$$

$$b_{tot} = \sqrt{b_{pv}^2 + b_{RaZ}^2} \tag{3.6}$$

L'étape précédente est répétée avec un corps noir à 20 °C (scène froide) et 30 °C (scène chaude). La réponse D en A/K est calculée à partir des tensions obtenues pour la scène chaude et la scène froide (équation 3.7).

$$D = \frac{C_{tia}}{t_{int}} \frac{V_s(T + \Delta T) - V_s(T)}{\Delta T} \tag{3.7}$$

Le NETD (pour *Noise Equivalent Temperature Difference* en anglais) en mK se calcule alors aisément à partir du bruit des photodiodes et de la réponse. Il correspond à la plus petite différence de température discernable sur une scène en cas de limitation par le bruit photovoltaïque. Il mesure la résolution thermique de la matrice de détecteurs.

$$NETD = \frac{b_{\text{pv}}}{D} \tag{3.8}$$

2. En caractérisation d'imageur matriciel, un « cube » est un fichier contenant une suite de plusieurs images. Par exemple, le fichier vidéo d'un film de 2 heures avec 24 images par seconde est un « cube » de 172800 images.

Dans le protocole de mesure standard, la diminution de l'éclairement en bord de champ est corrigée, en général directement sur la tension de sortie de la matrice de détecteurs. En effet, avec un angle de vue d'environ 30 °, l'éclairement sur un composant planaire est maximal au centre et diminue vers les bords selon une fonction « $\cos^4$ » (voir section 1.1.2). Pour un composant sphérique à un rayon donné, la diminution de l'éclairement est trop complexe pour être exprimée avec une fonction analytique.

Au cours de ma thèse, j'ai développé un code en langage Scilab pour tenir compte de la diminution de l'éclairement en bord de champ pour des composants de forme arbitraire, définie par une fonction f(x_1,x_2). Il s'adapte donc parfaitement à des formes sphériques (équation 3.9, avec h l'épaisseur et R le rayon de courbure) ou cylindrique (équation 3.10). Pour chaque point de la surface de détection, le code calcule l'intégrale de tous les flux photoniques issus du corps noir. Une normalisation par rapport à l'éclairement reçu au centre de la matrice permet de déterminer une matrice de facteurs correctifs à appliquer à chaque pixel.

$$f(x_1, x_2) = h + R - \sqrt{R^2 - x_1^2 - x_2^2} \text{ pour une forme sphérique} \tag{3.9}$$

$$f(x_1, x_2) = h + R - \sqrt{R^2 - x_1^2} \text{ pour une forme cylindrique} \tag{3.10}$$

Les mesures standard ont été réalisées de manière systématique sur tous les composants sans et avec le procédé B décrit dans la section 2.1.3 du chapitre 2. Les résultats sont rapportés ci-après, dans la section 3.2.

3.1.3 Mesure de courant d'obscurité avec circuit de lecture à injection directe

Le courant d'obscurité des matrices de détecteurs infrarouge en $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ (MWIR) est tellement faible à 80 K qu'il n'est généralement pas mesurable avec ce circuit de lecture (CL) à injection directe.

Par conséquent, des températures de fonctionnement plus élevées, entre 80 et 180 K, permettent de mesurer les courants d'obscurité. Cette approche permet également de différencier différents phénomènes physiques à l'origine de ce courant.

La difficulté de ces mesures est quadruple.
- La dynamique de la tension de sortie du CL varie avec la température.
- Le temps d'intégration t_{int} doit être adapté au courant qui varie exponentiellement avec la température.
- La relation entre la tension de polarisation de la diode et la tension de grille du transistor varie avec le courant.
- Aux faibles courants, il faut tenir compte du rendement d'injection du transistor (cf. section 1.2.3.2).

Or, les valeurs des tensions, des courants et leurs variations ne sont pas connues à l'avance. J'ai mis en place un nouveau protocole de mesure du courant d'obscurité dans un montage à injection directe pour répondre à ces particularités.

La première étape consiste à déterminer les températures d'acquisition de manière à obtenir une échelle bien échantillonnée en multiple de $\frac{1000}{T}$, par exemple 80, 85, 90, 95, 100, 110, 120, 140, 160 et 180 K.

Ensuite, pour chaque température, il faut déterminer la dynamique de la tension de sortie du CL à l'aide de deux mesures : une mesure en saturation (polarisation à 800 mV et temps d'intégration long) et une mesure de RaZ (polarisation nulle). Le tableau 3.2 rapporte les valeurs obtenues.

En modifiant le temps d'intégration de manière à obtenir une tension de sortie à mi-dynamique, on en déduit le courant moyen I_{moy} à cette température, ainsi que le temps d'intégration minimum et maximum (équations 3.11 à 3.13). La différence de tension minimum ΔV_{min} pour un rapport signal sur bruit acceptable est *a priori* estimée à 30 mV. Par exemple, à 120 K,

Température en K	Tension de RaZ en V	Tension de saturation en V	Dynamique ΔV en V
95	1,705	-	-
100	1,684	-	-
120	1,654	4,244	2,59
140	1,629	4,207	2,578
160	1,603	4,169	2,566
180	1,576	4,127	2,551

TABLE 3.2 – Dynamique du circuit de lecture en fonction de la température de fonctionnement.

un courant moyen de 4,53 pA permet de définir un temps d'intégration maximum de 1200 ms et minimum de 14 ms.

$$I_{moy} = \frac{C_{tia}(V_{moy} - V_{RaZ})}{t_{int}} \tag{3.11}$$

$$t_{max} = \frac{C_{tia}(V_{sat} - V_{RaZ})}{I_{moy}} \tag{3.12}$$

$$t_{min} = \frac{C_{tia}\Delta V_{min}}{I_{moy}} \tag{3.13}$$

Une mesure du courant pour plusieurs tensions de polarisation permet de connaître la résistance dynamique autour d'un point d'intérêt. Il ne s'agit pas d'établir la courbe I-V complète mais uniquement quelques points de manière à réaliser une régression linéaire. Or, la relation entre la tension de grille V_g du transistor d'injection et la tension de polarisation de la diode V_{source} dépend du courant. J'ai implémenté le modèle EKV du transistor (cf. section 1.2.3.2) pour obtenir l'abaque de la figure 3.4. Ainsi, il est possible de modifier la plage d'investigation de la tension de grille de manière à toujours polariser la diode aux mêmes tensions.

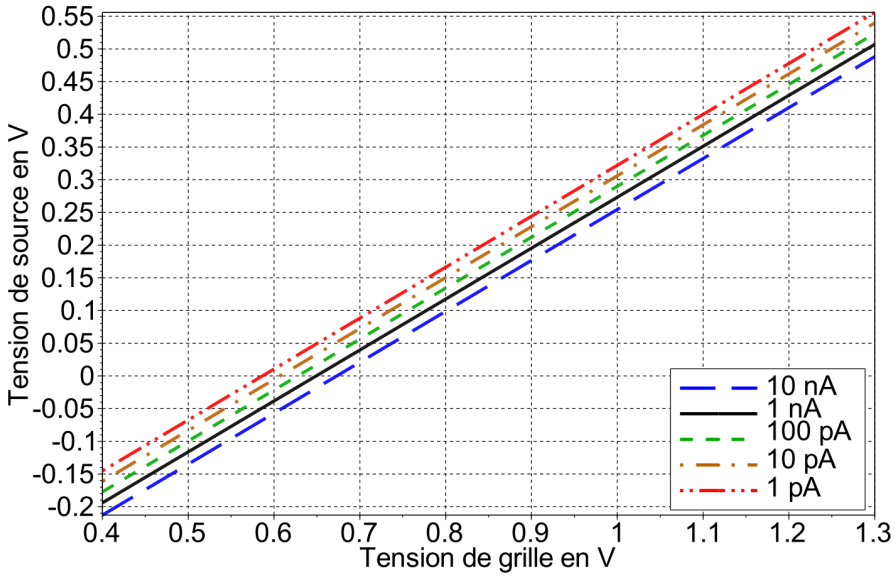


FIGURE 3.4 – Tension de polarisation des photodiodes en fonction de la tension de grille du transistor d'injection pour différents courants le traversant.

J'ai choisi de réaliser les mesures autour d'une polarisation des photodiodes V_{source} à 120 mV, soit une tension de grille de 800 mV pour un courant de 1 nA. Ainsi, la gamme de polarisation s'adapte à chaque température pour explorer la plage $V_{source} \approx 70$ à 180 mV.

La mesure de la température et de sa stabilité est assurée par une diode implantée sur le CL et un thermocouple calibré dans le doigt froid. La courbe de la figure 3.5 permet de relier la tension

aux bornes de la diode alimentée à 0,5 mA à la température du doigt froid après stabilisation. Le facteur [3] K est mesuré à -1,508 mV/K. La diode du CL est déconnectée pendant les mesures de courant d'obscurité pour ne pas générer d'échauffement parasite.

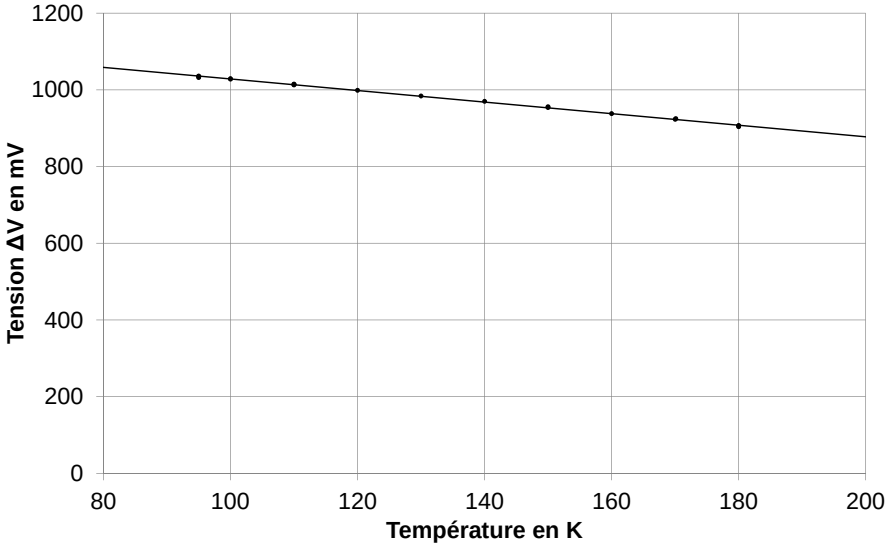


FIGURE 3.5 – Tension ΔV aux bornes de la diode de température sur le circuit de lecture en fonction de la température dans le doigt froid.

La figure 3.6 représente une courbe I-T typique. Il s'agit du courant moyen (après écrêtage à ±90 %, puis ±30 %, cf. tableau 3.1) sur l'ensemble de la matrice d'un composant sans appliquer le procédé B. La droite correspond à un ajustement de courbe avec une fonction exponentielle avec $R^2 = 0,9992$. Les résultats des mesures de courants d'obscurité sont présentés dans la section 3.2.5.

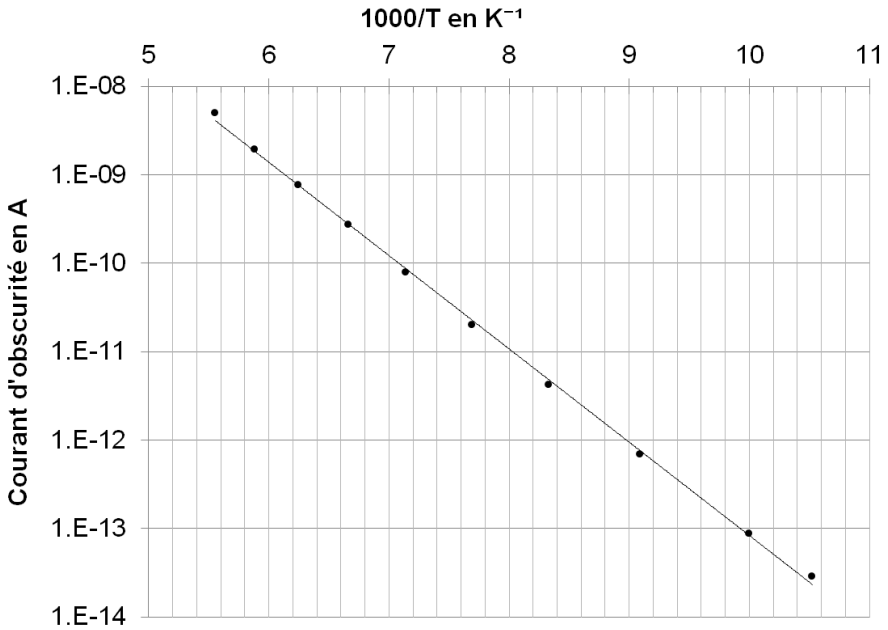


FIGURE 3.6 – Médiane du courant d'obscurité typiquement observée sur un composant MWIR n/p au format TV/4 au pas de 30 µm, en fonction de la température de fonctionnement.

Cette nouvelle méthode de mesure du courant d'obscurité a été utilisée avec succès sur les composants planaires et courbes de la présente thèse. La linéarité de la tension de sortie avec la tension de polarisation et le temps d'intégration est vérifiée. Le comportement général (mesuré

3. Le facteur $K = \frac{\Delta V_{th}}{\Delta T}$ est le coefficient de sensibilité à la température de la tension de seuil V_{th} d'une diode, généralement autour de -1 à -2 mV/K.

par la médiane) du courant d'obscurité en fonction de la température met bien en évidence un régime exponentiel, d'après la figure 3.6. Les résultats seront développés dans la section 3.2.5.

3.2 Impact de la courbure sur les performances optoélectroniques

Les circuits de détection utilisés pour développer le procédé de courbure ont été sélectionnés parmi des composants dédiés à la recherche. Ils possèdent des performances inférieures aux composants industriels.

Par ailleurs, pour mettre en évidence l'impact du procédé B, chaque résultat concernant un composant courbe [4] est comparé à un autre composant d'un même lot qui a subi les mêmes procédés sans le procédé B. Ainsi, les comparaisons se font « avec » ou « sans » procédé B.

3.2.1 Défauts durs : court-circuits et circuits ouverts

Bien que les composants soient dédiés à la recherche, le faible nombre de défauts durs démontre la bonne maitrise et la stabilité des technologies de croissance des matériaux, de passivation, de métallisation et de packaging du CEA/Leti/DOPT.

La figure 3.7 représente le nombre de circuits ouverts (CO) dans 4 composants avec et sans le procédé B. Sans procédé, le nombre de CO est très faible, excepté pour le lot du composant Coéos. Pour ce dernier, il y a plusieurs groupes de CO aux bords de la matrice, dont un large groupe de 484 CO. En général, ce type de défaut est généré soit à l'hybridation (une particule entre les deux circuits à interconnecter par exemple), soit à la métallisation des photodiodes (absence de métal).

Avec le procédé B, les deux composants sphériques à faible (R=550 mm) et forte courbure (R=196 mm) ne sont pas affectés. Pour le composant Coéos (R=275 mm), les tailles des groupes de CO ont augmenté, portant le total à 732 CO. Le procédé B a donc exacerbé des défauts préexistants, bien que la variation reste faible.

Pour le composant de forme cylindrique Mnémosyne, un petit groupe de 15 CO est apparu en bord de matrice.

D'une manière générale, la répartition des CO semble aléatoire sur la surface et ne privilégie pas d'arrangement particulier. Ils peuvent donc facilement être corrigés en utilisant la moyenne des pixels voisins par exemple.

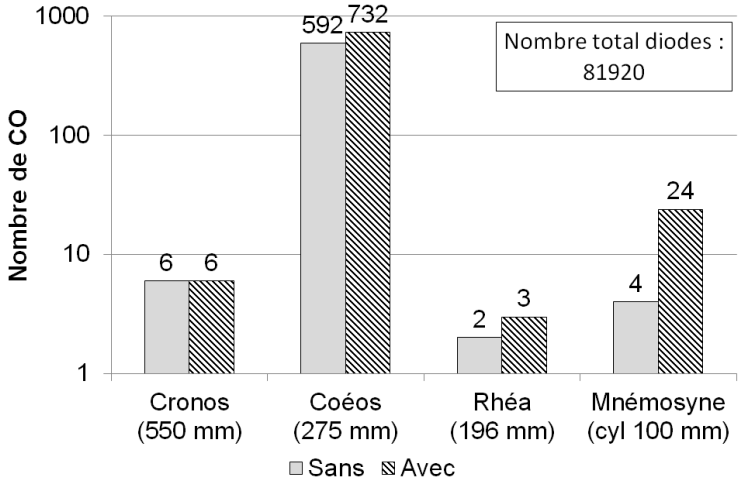


FIGURE 3.7 – Nombre de circuits ouverts sans et avec le procédé B en échelle logarithmique.

4. Pour rappel, les composants portent les noms de Titans dans la mythologie grecque d'Hésiode : Coéos, Cronos, Hypérion, Japet, Mnémosyne, Rhéa, Théia et Téthys.

La figure 3.8 représente le nombre de court-circuits (CC) sans et avec le procédé B. Les trois composants Cronos, Coéos et Rhéa possèdent très peu de CC sans le procédé B. Celui-ci fait apparaître un nombre croissant de CC à mesure que le rayon de courbure diminue. Cependant, leur nombre reste très limité et aléatoirement répartis. De plus, leur augmentation en nombre pourrait être liée à une modification de leur caractéristique I-V et à leur définition (temps d'intégration divisé par 10 et tension de sortie supérieure à 4 V) plutôt qu'à une véritable mise en défaut technologique (voir section 3.2.4).

Le composant cylindrique Mnémosyne, bien qu'ayant une forte courbure (R=100 mm), n'est pas affecté par le procédé et la répartition des CC reste inchangée.

La répartition aléatoire autorise facilement une correction en réalisant une moyenne des voisins, tout comme les circuits ouverts.

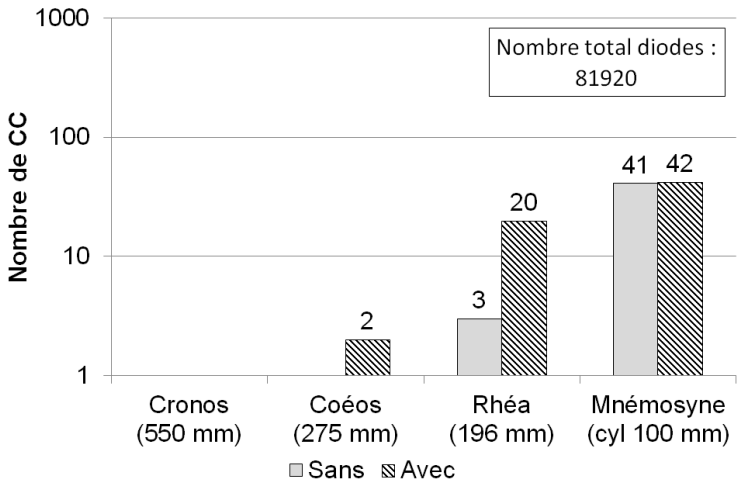


FIGURE 3.8 – Nombre de court-circuits sans et avec le procédé B en échelle logarithmique.

Par conséquent, le procédé B préserve les qualités essentielles des matrices, en conservant un nombre très faibles de défauts durs. Malgré un grand nombre de photodiodes (> 80000) et une forte densité (pas de 30 µm), les matrices restent parfaitement fonctionnelles.

La question de la stabilité des défauts durs dans le temps est primordiale pour les applications militaires et spatiales des imageurs infrarouge. Une étude sur la fiabilité des composants courbes pourrait avantageusement compléter les travaux de la présente thèse. Toutefois, j'ai fait caractériser à nouveau le composant Rhéa 14 mois après sa première caractérisation de manière à mettre en évidence une potentielle évolution dans le temps.

Le nombre de circuits ouverts n'a pas changé (3 CO). Le nombre de court-circuits, qui était de 20 pour une polarisation de grille $V_g = 800$ mV et de 0 pour $V_g = 735$ mV, passe à 0 après 14 mois. Ces résultats encourageants vont dans le sens de performances optoélectroniques stables dans le temps.

3.2.2 Courant et réponse des photodiodes

Le courant et la réponse (variation de courant en fonction de la variation de flux photonique incident) des photodiodes caractérisent le comportement du composant en fonctionnement opérationnel. Le corps noir étendu (CNE) permet de simuler une scène homogène à une température donnée, correspondant à une quantité de photons donnée dans le domaine infrarouge moyen.

Dans la configuration utilisée pour la caractérisation (CNE, hublot de cryostat filtrant, écran froid et matrice de détecteurs), la courbure sphérique de la surface de détection jusqu'à un rayon de 200 mm ne modifie pas l'éclairement reçu par rapport à une configuration plane. La différence relative reste inférieure à 2 %.

Pour toutes les caractérisations standard présentées ici, les photodiodes sont polarisées à 800 mV sur la tension de grille du transistor d'injection et le temps d'intégration est ajusté

selon les composants entre 2,5 et 3,2 ms. La figure 3.9 représente le courant moyen mesuré sur l'ensemble de chaque matrice de détecteurs, sans et avec le procédé de courbure.

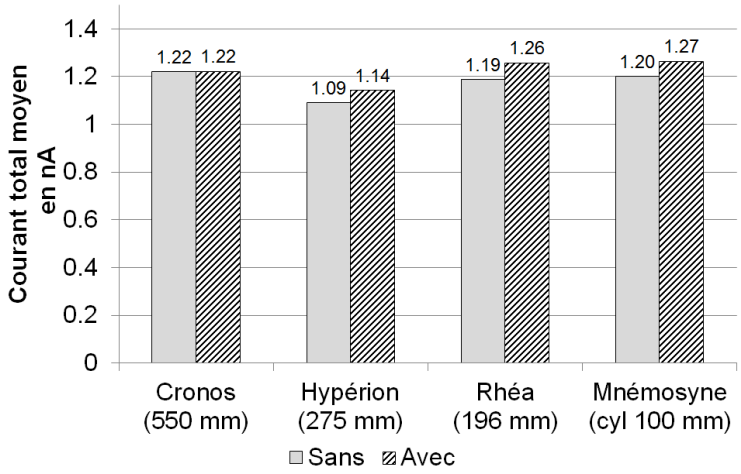


FIGURE 3.9 – Courant total moyen pour chaque matrice de photodiodes.

Pour tous les composants devant un CNE à 25 °C, les variations du courant induites par le procédé, largement dominé par le courant photonique $I_{ph}(T_{sc})$ (équation 3.14, avec T_{sc} la température de scène), restent faibles. Pour le composant le moins courbé, Cronos, le courant est exactement le même. Lorsque le rayon de courbure est inférieur à 300 mm, une légère augmentation d'environ 5 % est mise en évidence. De même, les dispersions mesurées sur l'ensemble de chaque matrice restent bornées à de faibles valeurs, inférieure à 5 %. Ces observations ne permettent pas de mettre en évidence un effet significatif du procédé sur le courant d'obscurité I_{obs} ou sur l'efficacité quantique apparente η_{app}.

$$I = I_{obs} - I_{ph}(T_{sc}) \tag{3.14}$$
$$= I_{obs} - \eta_{app}\phi(T_{sc}) \tag{3.15}$$

Cependant, le traitement statistique défini dans la section 3.1.2 permet de calculer une moyenne et une dispersion en éliminant un certain nombre de pixels « statistiquement défectueux ». Or, le nombre de défauts ainsi éliminés dans le traitement des résultats augmente avec le procédé de courbure (figure 3.10). Dans l'ensemble, leur nombre reste limité puisque cela concerne moins de 2000 pixels sur les 81920 au total (opérabilité supérieure à 97,5 %). De plus, il n'y a pas de corrélation directe entre le nombre de défauts et le rayon de courbure du composant.

La distribution statistique du courant photonique du composant Rhéa, tracée en échelle logarithmique, met bien en évidence les deux observations précédentes (figure 3.11). Sans le procédé, le courant est bien confiné et centré sur 1,19 nA. Avec le procédé, une queue de distribution apparaît vers les courants plus élevés. Par conséquent, la moyenne et la dispersion de ces deux distributions après écrêtage selon les critères du tableau 3.1 sont identiques dans les deux cas, mais le nombre de défauts est plus élevé avec le procédé.

La répartition sur la matrice des défauts statistiques du courant varie selon le type de courbure avec le procédé. Pour une courbure sphérique, les défauts se répartissent selon un anneau de taille variable d'un composant à l'autre (figures 3.12 et 3.14). La taille de l'anneau varie également selon le critère d'écrêtage statistique (fixé à ±30 % pour le courant, voir tableau 3.1). Pour une courbure cylindrique, la répartition est aléatoire sur l'ensemble de la matrice, sans mettre en évidence une forme géométrique particulière (figure 3.14). Pour le composant sphérique à forte courbure (figure 3.13), Rhéa (R=196 mm), les défauts se répartissent selon un anneau d'environ 60 pixels de largeur, soit environ 1,8 mm.

La réponse entre 20 et 30 °C possède une distribution statistique similaire au courant des photodiodes. En effet, le procédé ne modifie ni la moyenne, ni la dispersion de la réponse de

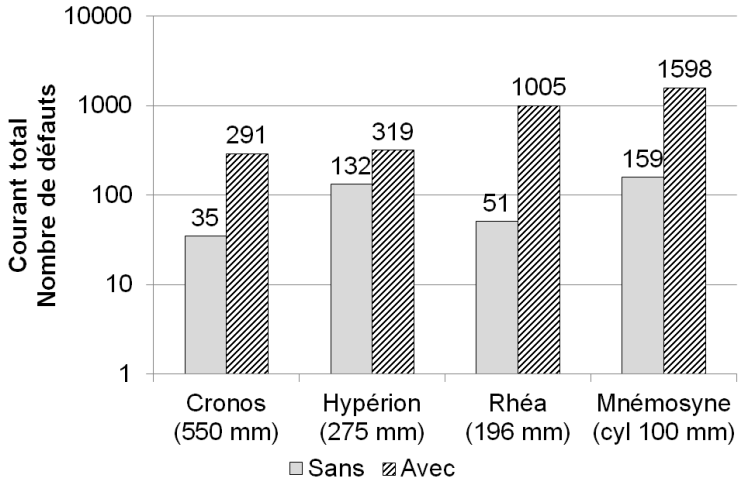
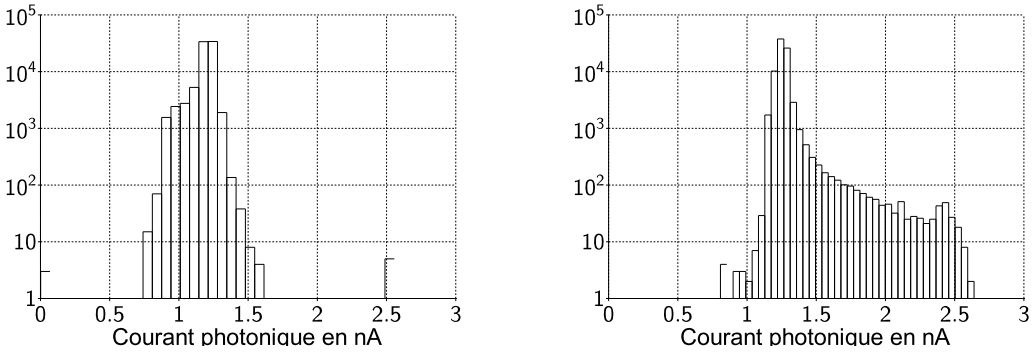
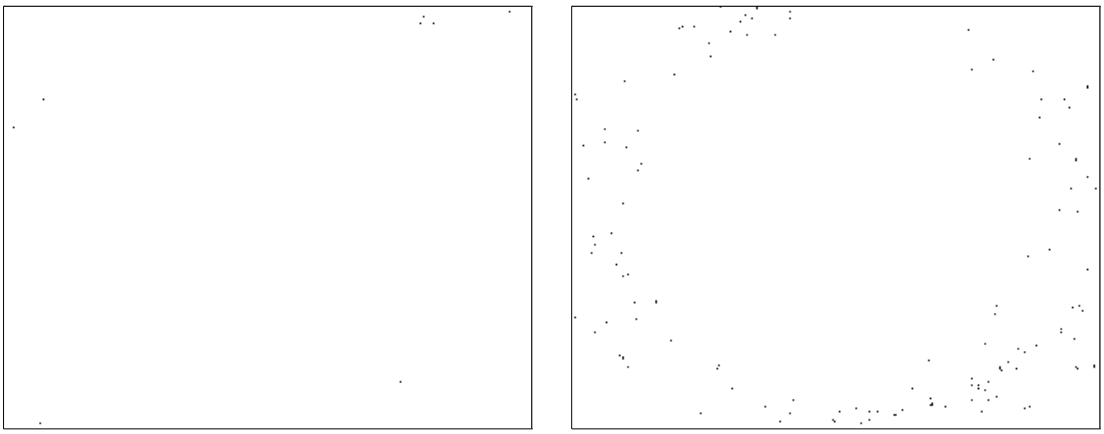


FIGURE 3.10 – Défauts statistiques sur le courant total pour chaque matrice de photodiodes.



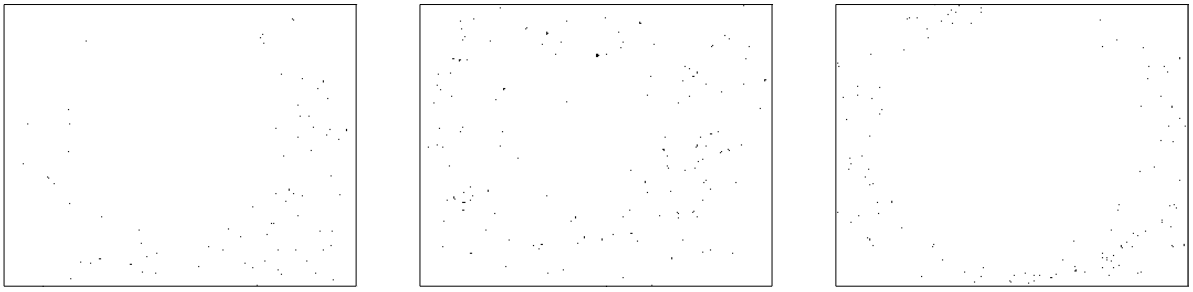
(a) Sans procédé. (b) Avec procédé.

FIGURE 3.11 – Distribution statistique des courants photoniques du composant Rhéa (pire cas), sans et avec le procédé.



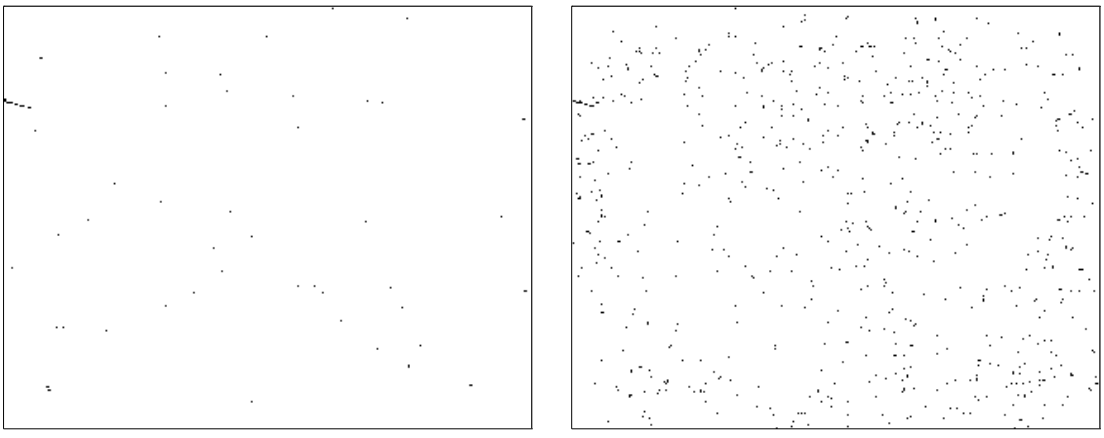
(a) Sans procédé. (b) Avec procédé.

FIGURE 3.12 – Répartition des défauts statistiques du courant sur le composant sphérique Rhéa (R=196 mm) sans et avec le procédé de courbure.



(a) Cronos (R=550 mm). (b) Hypérion (R=275 mm). (c) Rhéa (R=196 mm).

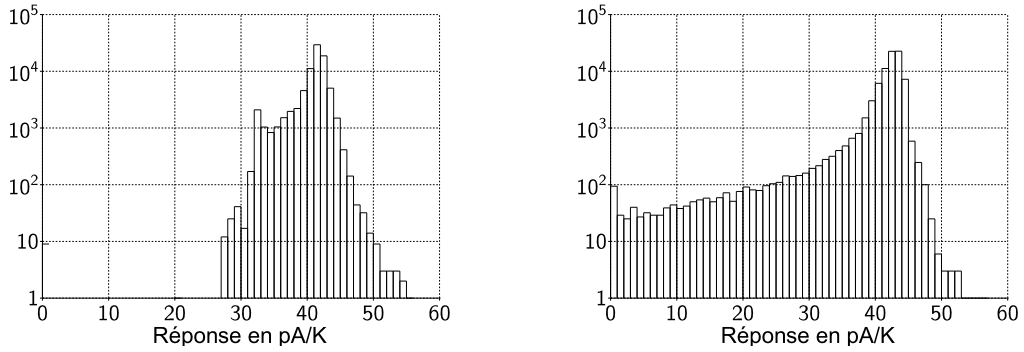
FIGURE 3.13 – Répartition des défauts statistiques du courant dans 3 composants aux rayons de courbure décroissants : Cronos, Hypérion et Rhéa.



(a) Sans procédé. (b) Avec procédé.

FIGURE 3.14 – Répartition des défauts statistiques du courant sur le composant cylindrique Japet (R=100 mm) sans et avec le procédé de courbure.

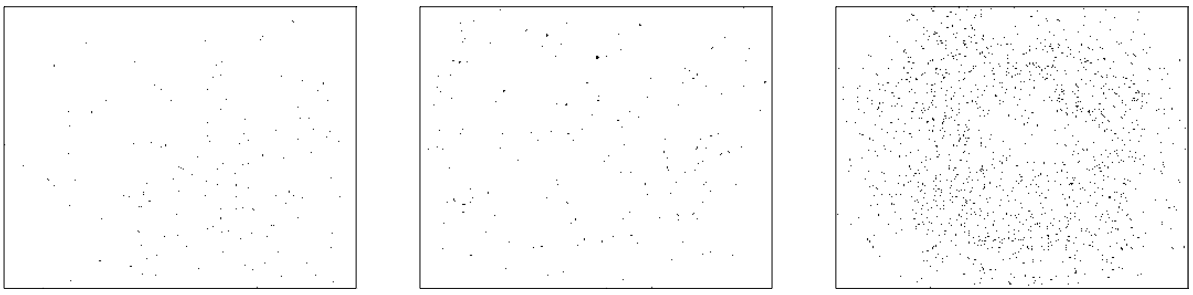
manière significative. Cependant, les histogrammes de la figure 3.15 (échelle logarithmique) mettent en évidence une augmentation du nombre de défauts statistiques vers les faibles réponses. Ces derniers restent en nombre limité, inférieur à 2500 sur les 81920 photodiodes (opérabilité supérieure à 97 %).



(a) Sans procédé. (b) Avec procédé.

FIGURE 3.15 – Répartition statistique de la réponse du composant Rhéa (pire cas), sans le procédé à gauche et avec à droite.

Concernant la répartition des défauts en réponse, seul le composant Rhéa affiche une forme annulaire avec aucun défaut dans les coins, et une faible densité de défauts au centre.



(a) Cronos (R=550 mm). (b) Hypérion (R=275 mm). (c) Rhéa (R=196 mm).

FIGURE 3.16 – Répartition des défauts statistiques de la réponse dans 3 composants aux rayons de courbure décroissants : Cronos, Hypérion et Rhéa.

Dans l'expression du courant (équation 3.14), le courant d'obscurité est indépendant de la température de scène. Ainsi, la réponse dépend au premier ordre du rendement quantique apparent η_{app} (équation 3.16). Les défauts ayant une réponse plus faible que le reste de la matrice possèdent donc un rendement quantique inférieur à la moyenne.

$$D = \frac{\eta_{app}}{\Delta T}\Delta\phi \quad \text{avec } \Delta\phi = \phi(T + \Delta T) - \phi(T) \tag{3.16}$$

En conclusion, le courant et la réponse ne sont pas modifiés par le procédé de courbure pour plus de 97 % des pixels. Les défauts apparaissent sur les histogrammes avec un courant plus fort et une réponse plus faible. Par conséquent, ils correspondent à des pixels possédant un rendement quantique plus faible et donc un courant d'obscurité plus important. Toutefois, ils sont toujours fonctionnels et participent à l'obtention d'une image de bonne qualité.

En complément de ces mesures, le bruit des pixels est important pour une utilisation à haute fréquence, indispensable pour certaines applications (directeurs de missiles par exemple). La section suivante se focalise sur cet aspect.

3.2.3 Bruit des photodiodes

La mesure du bruit temporel total b_{tot} se décompose en deux contributions principales :

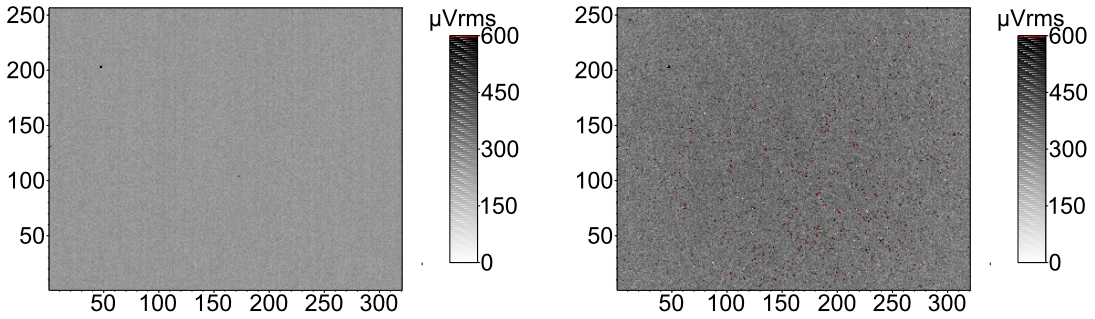
- Le bruit mesuré sans polariser les photodiodes b_{RaZ} (dit « bruit de RaZ », à $V_{pol} = 0$ V) correspond au bruit de la chaîne d'acquisition. Celui-ci se compose d'un bruit du circuit de lecture, un bruit de quantification du convertisseur analogique-numérique et d'autres bruits électroniques générés dans les cartes de proximité, de conditionnement, les alimentations, etc.
- Le bruit photovoltaïque b_{pv} est la différence quadratique entre le bruit total b_{tot} et le bruit de RaZ b_{RaZ}. Il se décompose en bruit de grenaille (équation 3.17) et en bruit thermique (équation 3.18).

$$b_g = \frac{t_{int}}{C_{int}}\sqrt{2eI\Delta f} \tag{3.17}$$

$$b_{th} = \frac{t_{int}}{C_{int}}\sqrt{\frac{4k_BT\Delta f}{R_{dyn}}} \tag{3.18}$$

Le bruit thermique b_{th} est négligeable pour des photodiodes à forte résistance dynamique R_{dyn}. En général, cette dernière est de l'ordre de 100 GΩ et génère un bruit thermique de l'ordre de quelques µVrms, négligeable devant le bruit de grenaille autour de 320 µVrms. Cependant, si la résistance dynamique change de plusieurs ordres de grandeur, le bruit thermique peut devenir prépondérant.

La figure 3.17 représente des images du bruit de RaZ et du bruit photovoltaïque du composant Cronos avec le procédé B. Le bruit de la chaîne d'acquisition est bien inférieur à celui généré par les photodiodes. Cependant, il est difficile de mettre en évidence l'apparition de bruits anormalement élevés avec ces représentations.



(a) Bruit de RaZ.

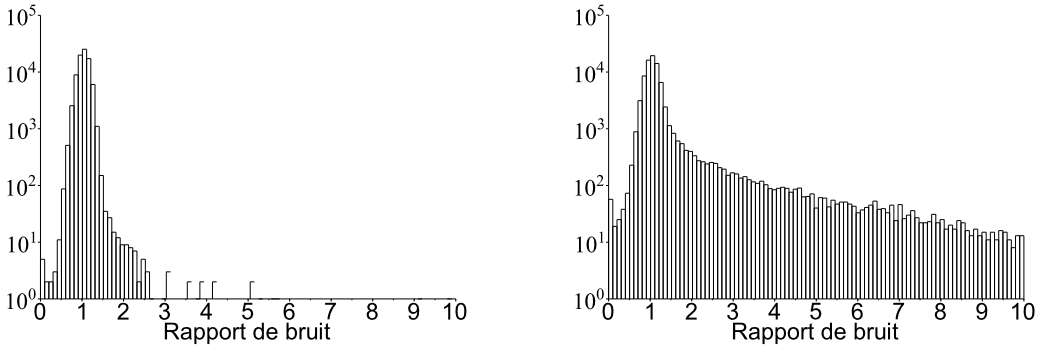
(b) Bruit photovoltaïque.

FIGURE 3.17 – Bruit de RaZ et photovoltaïque du composant Cronos courbe (R=550 mm).

Pour rendre compte de l'évolution du bruit indépendamment des conditions d'acquisition et du courant dans les photodiodes, il est intéressant de diviser le bruit photovoltaïque par celui attendu théoriquement : $\frac{t_{int}}{C_{int}}\sqrt{2eI\Delta f}$. Dans ce cas, le rapport est proche de l'unité pour la majorité des photodiodes mais peut augmenter pour les pixels bruyants. D'après l'équation 3.19 du rapport de bruit R_b, l'excès de bruit peut résulter d'une chute de résistance dynamique (apparition de courants de fuite par exemple) ou d'une génération erratique de courant I.

$$R_b = \frac{B_{pv}}{\frac{t_{int}}{C_{int}}\sqrt{2eI\Delta f}} = 1 + \sqrt{\frac{2k_BT}{eIR_{dyn}}} \tag{3.19}$$

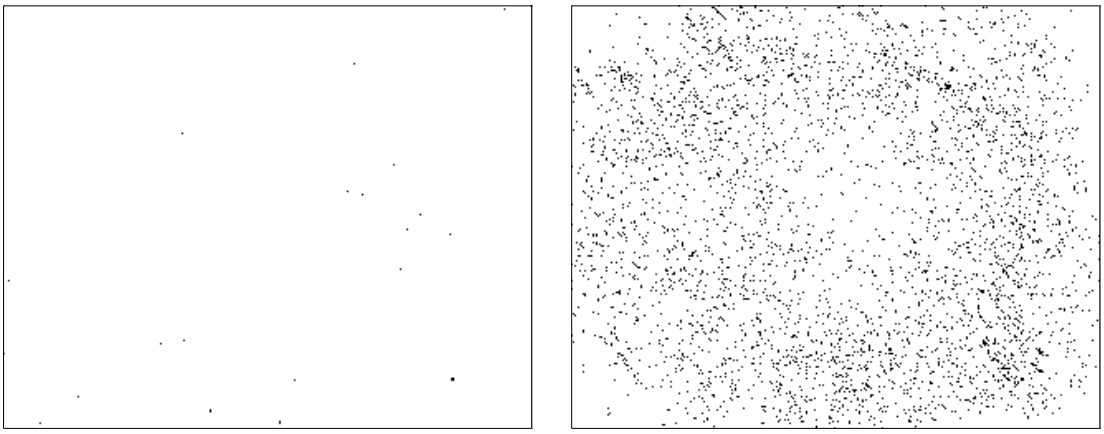
La distribution statistique du rapport R_b en échelle logarithmique confirme la bonne qualité des matrices de détecteurs courbes : la médiane varie de 1,02 à 1,09 selon les composants. La figure 3.18 rapporte le cas du composant sphérique Rhéa en échelle logarithmique. Un pic serré autour de 1 garantit qu'un grand nombre de pixels possède un niveau de bruit attendu. Avec le procédé, une queue de distribution apparaît, dont certains pixels ont un rapport de bruit supérieur à 3.



(a) Sans procédé. (b) Avec procédé.

FIGURE 3.18 – Distribution statistique du rapport R_b du bruit mesuré sur le bruit théorique pour le composant Rhéa (R=196 mm), sans et avec le procédé.

La figure 3.19 représente uniquement les pixels qui possèdent un rapport R_b de bruit mesuré sur bruit théorique supérieur à 3 pour le composant sphérique Rhéa (R=196 mm). Sans le procédé de courbure, il n'y a que 26 pixels avec $R_b > 3$ sans répartition particulière. Ce nombre passe à 3997 avec le procédé, ce qui reste très faible devant le nombre total de pixels sur la matrice (81920 au format TV/4). L'apparition des pixels bruyants correspond à une répartition particulière sur la matrice. Les coins sont très peu atteints, une couronne avec une plus forte densité de défauts se dessine et le centre est moins dense. Cette répartition ressemble à celle observée pour la réponse (figure 3.13), mais ne correspond pas exactement à celle des défauts statistiques de courant (en forme d'anneau plus serré, figure 3.13).

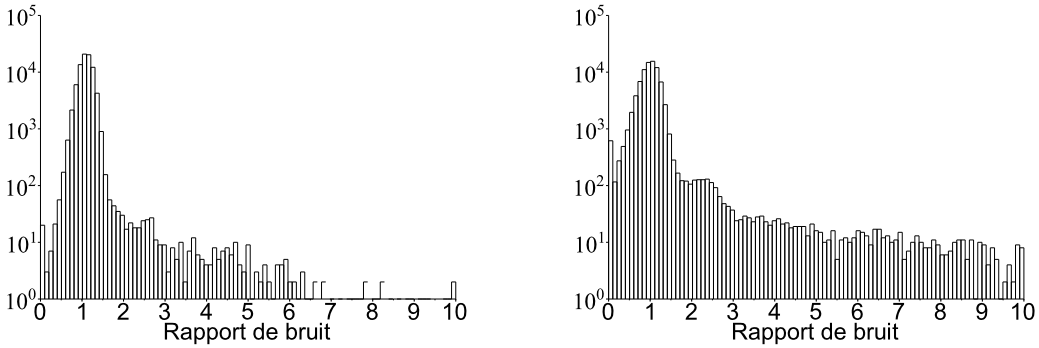


(a) Sans procédé. (b) Avec procédé.

FIGURE 3.19 – Représentation des pixels possédant un rapport R_b du bruit mesuré sur le bruit théorique supérieur à 3 pour le composant Rhéa (R=196 mm), sans et avec le procédé.

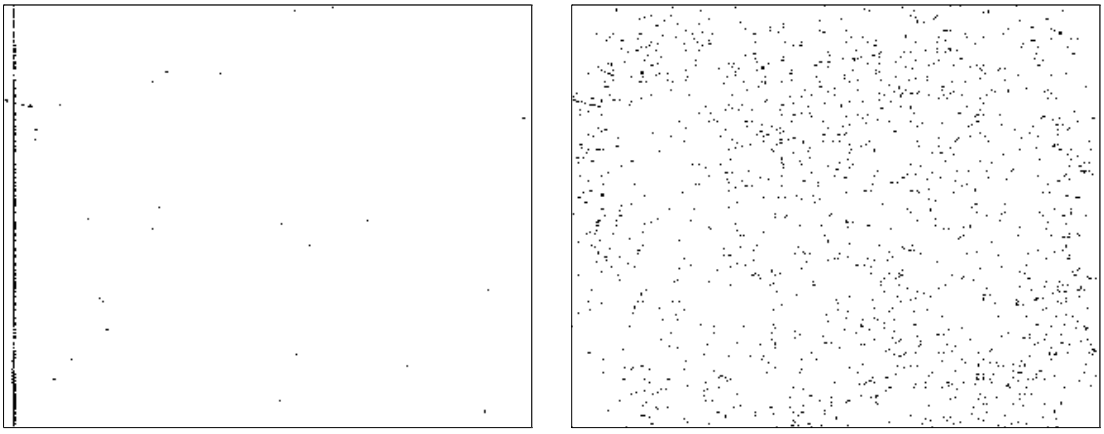
Dans le cas des composants cylindriques, les résultats diffèrent. La figure 3.20 représente la distribution statistique des défauts de rapport de bruit ($R_b > 3$) pour le composant Japet. Une queue de distribution apparaît aussi mais d'amplitude plus faible. La répartition des défauts sur la matrice (figure 3.21) est quant à elle bien différente de la configuration sphérique puisqu'ils ne forment pas de géométrie particulière et semblent apparaître de manière aléatoire sur la matrice. Sans le procédé, la colonne de pixels bruyants correspond probablement à une défaillance de la fonction d'intégration du signal (cf. section 1.2.3.3). Elle est également visible sur l'histogramme de la figure 3.20.

En conclusion, le comportement en bruit des matrices de pixels est en général proche de celui attendu pour des photodiodes idéales. Le bruit photovoltaïque est dominé par le bruit de grenaille proportionnel à la racine du courant. Une étude de la distribution statistique du bruit met en évidence des pixels avec un rapport R_b supérieur à l'unité. Avec le procédé, la



(a) Sans procédé. (b) Avec procédé.

FIGURE 3.20 – Distribution statistique du rapport R_b du bruit mesuré sur le bruit théorique pour le composant cylindrique Japet (R=100 mm), sans et avec le procédé.



(a) Sans procédé. (b) Avec procédé.

FIGURE 3.21 – Représentation des pixels possédant un rapport R_b du bruit mesuré sur le bruit théorique supérieur à 3 pour le composant cylindrique Japet, sans le procédé à gauche (un convertisseur courant-tension défectueux fait apparaître une colonne en défaut) et avec à droite.

diminution de la résistance dynamique de ces photodiodes est sans doute à l'origine de l'excès de bruit observé, en modifiant leur bruit thermique. L'étude du comportement des photodiodes en fonction de leur polarisation (courbes I-V) permettent d'éclaircir cette hypothèse.

3.2.4 Courbes courant-tension I-V

En polarisant les photodiodes à différentes tensions, les courbes résultantes I-V peuvent apporter des informations sur leur bon fonctionnement et dans certains cas, mettre en évidence des défauts électriques caractéristiques.

Les photodiodes sont polarisées en faible inversion et le circuit de lecture intègre le courant à travers le transistor d'injection (cf. section 1.2.3.2, page 39). Ce montage, très efficace pour les imageurs matriciels à forte densité de pixels, rend plus difficile la distinction entre les effets propres à la photodiode et propres au circuit de lecture. En particulier, les faibles courants sont largement affectés par le transistor d'injection.

De plus, il n'est pas possible de mesurer la tension de polarisation des diodes V_{pol} mais uniquement de la calculer à partir de la tension de grille du transistor d'injection V_g, de la tension de drain V_{drain}, du courant mesuré I et de la température T. J'ai implémenté le modèle Enz-Krummenaker-Vittoz (dit EKV, section 1.2.3.2) avec le logiciel Scilab pour calculer la tension de source du transistor d'injection en fonction de sa tension de grille pour différents courants à 80 K (figure 3.4).

L'abaque de la figure 3.4 permet de représenter les courbes I-V avec la tension de polarisation de la diode plutôt que la tension de grille du transistor d'injection. Cependant, la pente et l'ordonnée à l'origine de ces courbes possèdent des incertitudes [5] vis-à-vis du paramètre d'idéalité n et de la tension de seuil V_{th}. Une étude de sensibilité à l'aide du modèle EKV implémenté dans le logiciel Scilab donne une incertitude relative sur la pente de 3,3 % et surtout sur l'ordonnée de 7,9 %.

Pour simplifier l'étude, celle-ci se focalisera sur le composant sphérique Hypérion (R=275 mm) et le composant cylindrique Japet (R=96 mm), représentatifs des comportements optoélectroniques des composants courbes.

Sans le procédé, en configuration plane, les courbes I-V du lot de Hypérion sont particulièrement homogènes et correspondent au comportement électrique idéal attendu (figure 3.22). Trois régions se distinguent. Aux polarisations positives, la courbe correspond à l'établissement du courant dans le transistor d'injection. Sa conductance g_{ms} augmente progressivement jusqu'à devenir complètement passant (figure 1.37, page 40). Ensuite, la courbe I-V suit la forme caractéristique d'une diode idéale : $I = I_{sat}(\exp\left(\frac{eV}{k_BT}\right) - 1) - I_{ph}$. À plus forte polarisation (autour de $V_{source} = -0,5$ V), un courant de fuite I_f apparait, caractérisé par une résistance dynamique qui diminue.

Les distributions des courants pour une tension de grille de 0,8 et 1,2 V sont représentées sur la figure 3.23, correspondant à des polarisations à -120 mV et -500 mV respectivement.

Avec le procédé, en configuration sphérique, les courbes I-V conservent la forme et les caractéristiques observées sans le procédé (figure 3.24). Les distributions du courant à $V_g = 0,8$ et 1,2 V le confirment (figure 3.25). Les trois régions sont toujours observables, avec un large plateau autour de la polarisation usuelle à 0,8 V ($V_{source} \approx 120$ mV).

En se focalisant sur les quelques défauts apparus sur la courbe I-V, 3 types de défauts peuvent être mis en évidence :

- les diodes fuyantes avec une pente importante à forte polarisation,
- les diodes à fort courant, notamment sur le plateau de polarisation autour de $V_g = 0,8$ V,
- les diodes χ (« à retard de polarisation »), responsables de la dispersion en tension pour un courant à 0,5 nA.

Les diodes fuyantes apparaissent clairement dans l'histogramme de la distribution statistique

5. J'ai mis en évidence que les incertitudes sur le courant et la mobilité des porteurs dans le canal du transistor sont marginales relativement aux paramètres n et V_{th}.

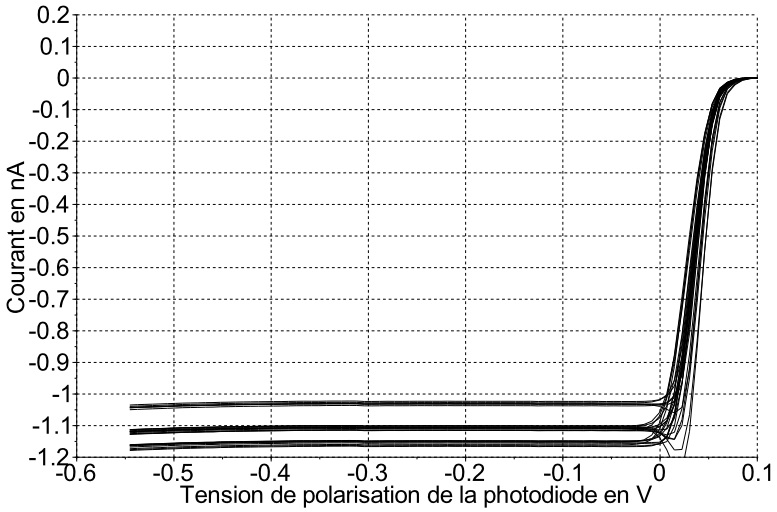
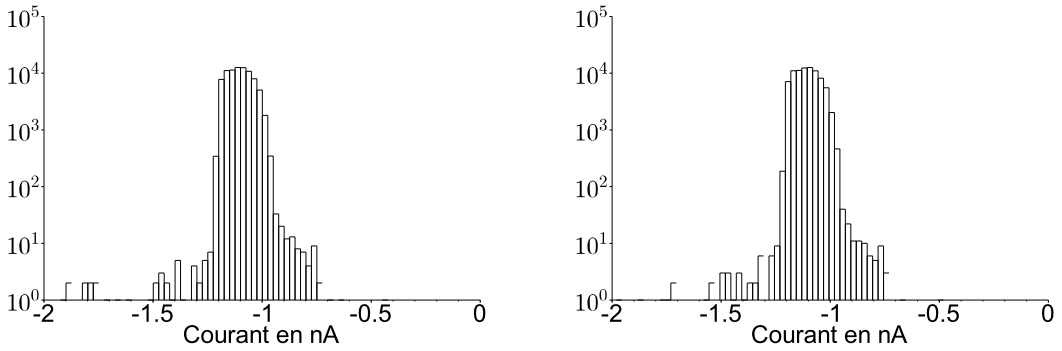


FIGURE 3.22 – Courbes I-V sans le procédé sur un rectangle de 85 pixels du lot du composant Hypérion.



(a) À $V_g = 800$ mV. (b) À $V_g = 1200$ mV.

FIGURE 3.23 – Distribution statistique du courant sans procédé de courbure pour des polarisations (tension de grille du transistor d'injection) à 800 et 1200 mV.

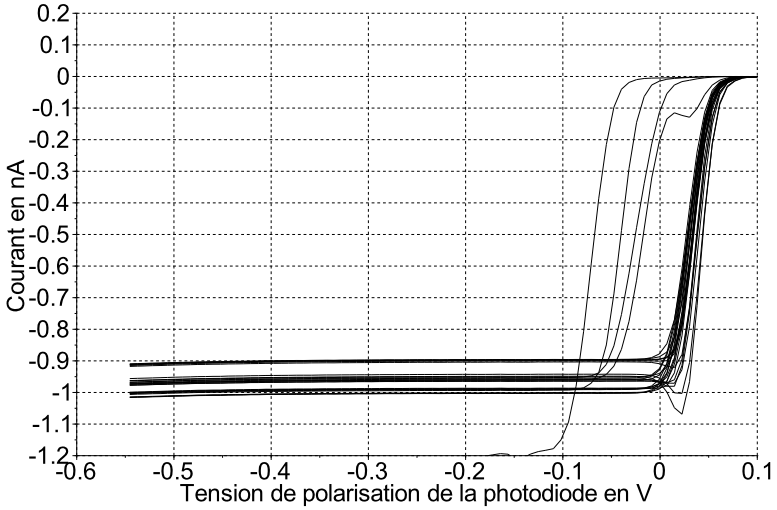
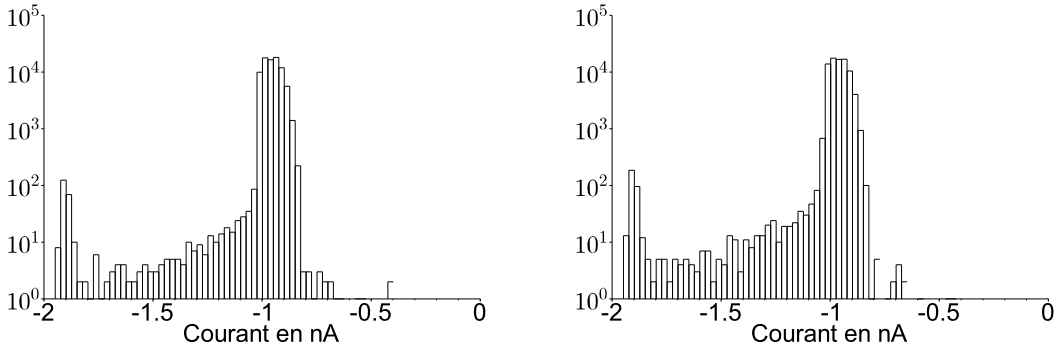


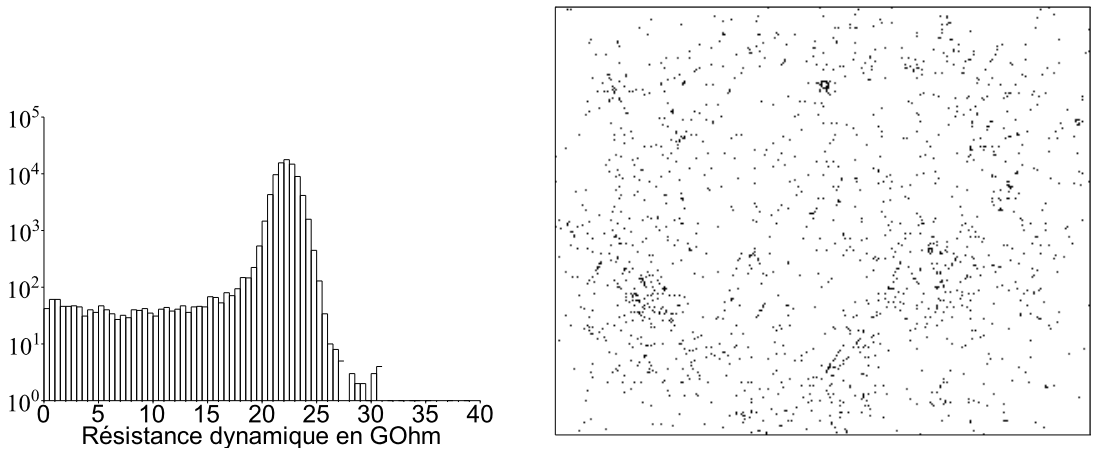
FIGURE 3.24 – Courbes I-V avec le procédé sur un rectangle de 85 pixels du composant Hypérion.



(a) À $V_g = 800$ mV. (b) À $V_g = 1200$ mV.

FIGURE 3.25 – Distribution statistique du courant avec procédé de courbure pour des polarisations (tension de grille du transistor d'injection) à 800 et 1200 mV.

de la résistance dynamique autour de $V_g = 1,2$ V (figure 3.26). Elle est mesurée par régression linéaire entre 1,15 et 1,25 V. Sa médiane est de 22,2 GΩ et son écart-type [6] vaut 4,6 GΩ. La figure 3.26 représente les pixels qui possèdent une résistance dynamique inférieure à 17,6 GΩ (l'écart-type soustrait à la médiane). Sans le procédé, la médiane était de 20,0 GΩ et l'écart-type de 3,6 GΩ, c'est-à-dire légèrement inférieurs aux valeurs avec le procédé.



(a) Distribution statistique en échelle logarithmique.

(b) Cartographie des photodiodes ayant une résistance dynamique inférieure à 17,6 GΩ.

FIGURE 3.26 – Résistance dynamique des photodiodes à forte polarisation ($V_g = 1200$ V).

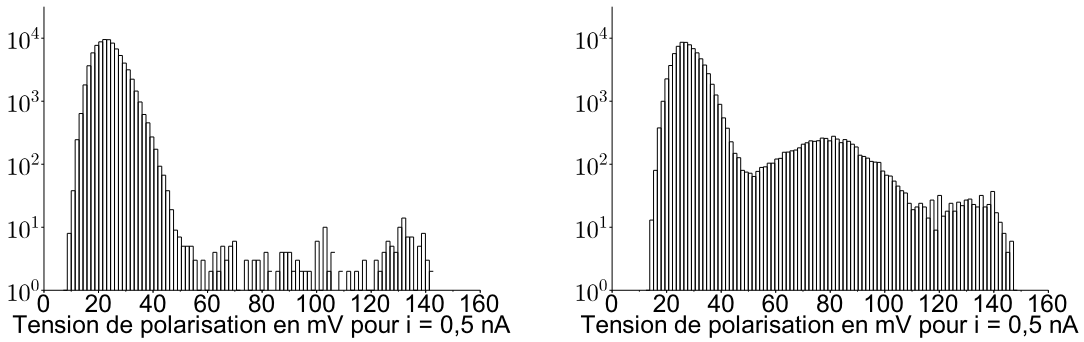
Les diodes à fort courant autour de $V_g = 0,8$ V correspondent aux défauts déjà mis en évidence dans la section 3.2.2 sur le courant.

Les diodes χ peuvent être mise en évidence en étudiant la tension de polarisation correspondant à un courant de 0,5 nA. En effet, avec le procédé, un certain nombre de photodiodes atteint le plateau de polarisation pour une tension décalée vers les fortes polarisations. La figure 3.27 rapporte les distributions statistiques de cette tension sans et avec le procédé pour le composant sphérique Hypérion.

Il apparaît clairement qu'une nouvelle population de pixels est apparue avec une tension décalée d'environ 50 mV par rapport aux pixels normaux. En sélectionnant les pixels χ ($V < \bar{V} - \sigma_V$, soit 44,8 mV), une répartition bien particulière des défauts se dessine (figure 3.28).

Contrairement à toutes les répartitions des défauts rencontrées jusqu'ici, ces défauts n'ont pas une répartition aléatoire sur la matrice, avec éventuellement une variation dans leur densité. La plupart d'entre eux est alignée et forme des segments droits bien délimités. Ceux-ci sont orientés selon 3 directions : une horizontale, une oblique à +60 ° et une oblique à -60 °. Leurs

6. Les points aberrants sont éliminés si $R_{dyn} < 0$ ou $R_{dyn} > 400$ GΩ.



(a) Sans procédé. (b) Avec procédé.

FIGURE 3.27 – Distribution statistique (en échelle logarithmique) des tensions pour lesquelles le courant franchit le seuil de -0,5 nA, sans et avec le procédé (en valeurs absolues).

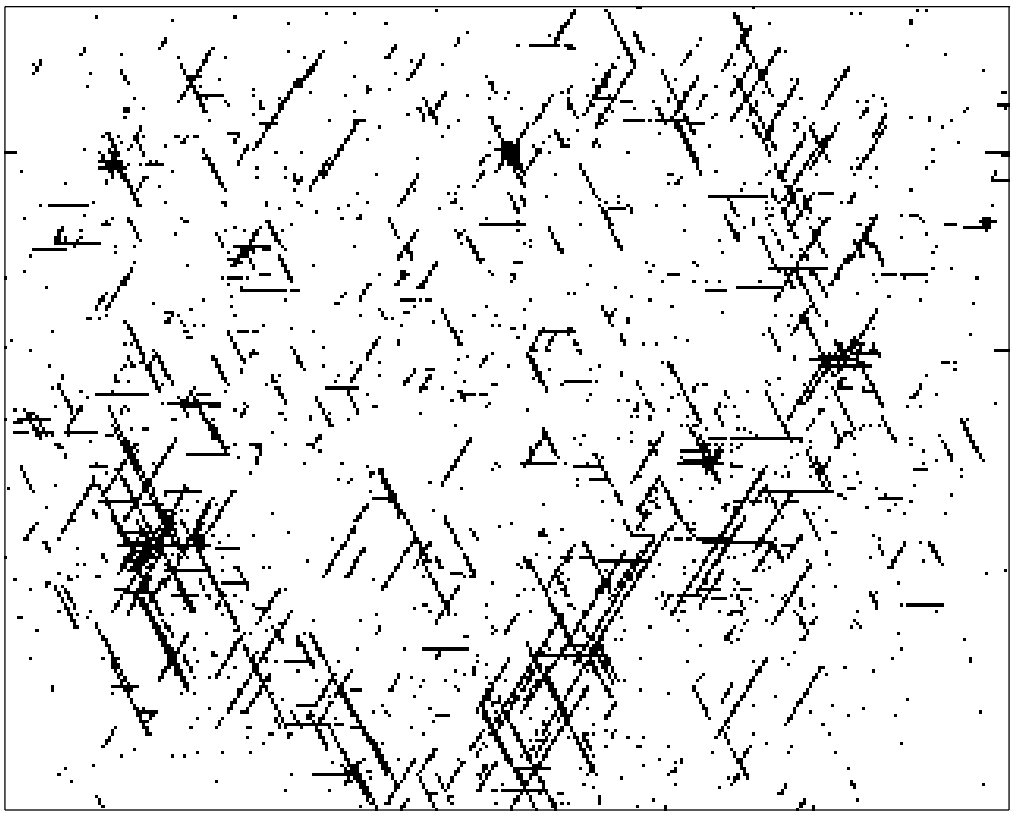


FIGURE 3.28 – Cartographie des pixels ayant un « retard de polarisation » ($V < \bar{V} - \sigma_V$) pour l'établissement d'un courant de -0,5 nA, sur le composant sphérique Hypérion (R=275 mm). Ce composant est dédié à la recherche et n'est pas représentatif des composants industriels.

longueurs varient de quelques pixels à plusieurs dizaines. Parfois, au croisement de plusieurs lignes, un petit groupe de défauts s'accumule. La densité des segments varie également sur la matrice : les coins ne sont pas affectés, le centre et le quart supérieur gauche légèrement plus, les segments se concentrant d'avantage sur une partie d'un anneau.

Certains défauts χ ne sont pas alignés avec les segments et apparaissent isolés les uns des autres.

Le lien entre la répartitions de ces défauts, leur nature, les contraintes simulées dans le chapitre 2 et l'orientation cristallographique du $Cd_xHg_{1-x}Te$ sera étudié dans la section 3.3.2.

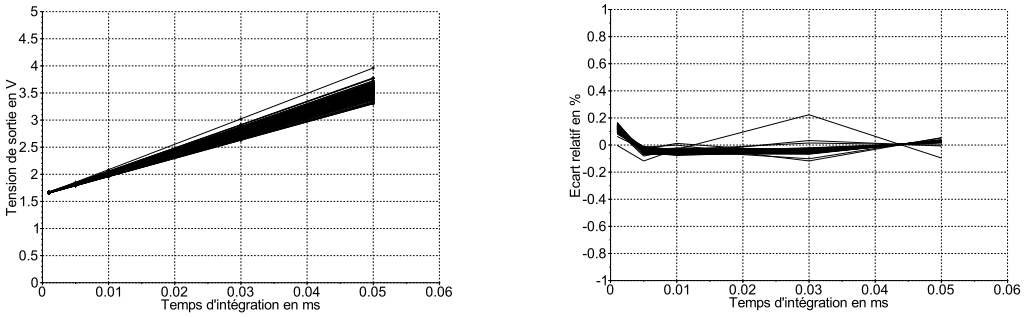
3.2.5 Signature sur le courant d'obscurité

Les mesures du courant d'obscurité en fonction de la température de fonctionnement de la matrice de détecteurs quantiques mobilisent un cryostat STGRAU et une baie d'acquisition pendant plusieurs jours. Grâce au nouveau protocole de mesure développé à cette occasion, j'ai pu effectuer deux campagnes de mesures sur des composants courbes (et comparés à des composants du même lot sans procédé B). Les résultats concernant Hypérion sont présentés ci-dessous.

Pour chaque température, il convient de vérifier deux caractéristiques de la photodiode avant de procéder à l'étude et l'interprétation du courant d'obscurité :

- la linéarité de la tension de sortie V_s avec le temps d'intégration t_{int}, d'après l'équation $V_s = V_{raz} + \frac{It_{int}}{C_{tia}}$,
- la linéarité du courant avec la tension de polarisation en faible inversion, d'après l'équation $I = I_{sat}(\exp\left(\frac{eV}{k_BT}\right) - 1)$ autour de V = -120 mV.

La figure 3.29 représente la tension de sortie en fonction du temps d'intégration pour 100 pixels sélectionnés aléatoirement sur la matrice à 140 K. Les diodes et le circuit de lecture possèdent bien un comportement linéaire et une régression affine permet d'obtenir le courant et la tension de RaZ de chaque pixel. La figure 3.29 à droite représente l'écart relatif par rapport à une droite.



(a) Tension de sortie du circuit de lecture en fonction du temps d'intégration.

(b) Écart relatif de la tension de sortie par rapport à une droite.

FIGURE 3.29 – Linéarité de l'intégration du courant.

De même, la figure 3.30 représente le courant d'obscurité en fonction de la polarisation du transistor d'injection pour 10 pixels choisis aléatoirement sur la matrice à 140 K. Autour du point de fonctionnement à V_g = 760 mV, le niveau de courant peut varier d'un pixel à l'autre mais la linéarité par rapport à la polarisation est conservée. Les résistances dynamiques peuvent être mesurées à partir de ces courbes pour chaque température.

Ces vérifications permettent également de s'assurer que les temps d'intégration et les polarisations des transistors ont été définis correctement par rapport au courant d'obscurité à chaque température de fonctionnement.

À 80 K, le courant d'obscurité est très faible pour les composants MWIR, généralement de l'ordre de 1 fA. Lorsque la température augmente, le nombre de porteurs générés thermiquement

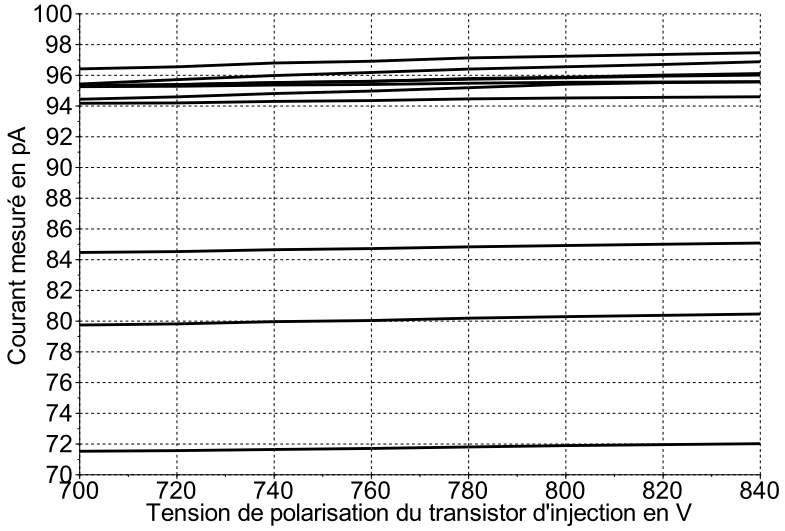


FIGURE 3.30 – Courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation du transistor d'injection à 140 K pour 10 pixels choisis aléatoirement sur la matrice.

dans la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ augmente. Trois contributions se distinguent [120, 121] :

1. en régime de diffusion, les porteurs sont générés dans les zones p et n et diffusent jusqu'à la zone de charge d'espace ;
2. en régime de génération/recombinaison (G/R), les porteurs sont générés directement dans la ZCE de largeur W ;
3. à très faible température (généralement en-dessous de 80 K), l'effet tunnel (ET) à travers la ZCE peut devenir prépondérant.

Elles se modélisent dans l'équation 1.23 du courant d'obscurité par des durées de vie des porteurs τ_{diff} et τ_{GR} différentes (équation 3.20). La longueur de diffusion L_{diff} dépend de l'épaisseur h de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$. Si $\sqrt{\frac{\mu k_B T \tau_{diff}}{e}} > h$, alors l'équation 3.21 est remplacée par l'équation 3.22. k_B est la constante de Boltzmann, e la charge élémentaire, μ la mobilité des porteurs, D leur coefficient de diffusion, A la surface de la ZCE, N_a la densité d'accepteur et n_i la densité intrinsèque de porteurs.

$$I_{obs}(E_g, T) = \frac{A e n_i^2}{N_a} \frac{L_{diff}}{\tau_{diff}} + \frac{A e n_i W}{\tau_{GR}} + i_{ET} \tag{3.20}$$

$$L_{diff} = \sqrt{D \tau_{diff}} = \sqrt{\frac{\mu k_B T \tau_{diff}}{e}} \quad \text{si limité par la diffusion des porteurs} \tag{3.21}$$

$$L_{diff} = h \quad \text{si limité par l'épaisseur de la couche de } Cd_xHg_{1-x}Te \tag{3.22}$$

D'après les équations 1.28 et 1.29, la densité intrinsèque de porteurs dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ dépend de l'énergie de gap et de la température. Le courant s'écrit donc :

$$n_i = \lambda_{n_i} T^{\frac{3}{2}} E_g^{\frac{3}{4}} \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right) \quad \text{avec } \lambda_{n_i} = 3,55 \times 10^{14} \text{ USI} \tag{3.23}$$

$$I_{obs}(E_g, T) = I_{diff} \exp\left(\frac{-E_g}{k_B T}\right) + I_{GR} \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right) + I_{ET} \tag{3.24}$$

Au premier ordre, le régime de diffusion correspond à un courant proportionnel à $\exp\left(\frac{-E_g}{k_B T}\right)$ car $\frac{\mu T}{\tau_{diff}}$ est proportionnel à T^γ (avec γ une constante) [122, p. 102]. Le régime G/R est proportionnel à $\exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right)$. L'effet tunnel est en général indépendant de la température autour

de 80 K puis augmente lorsque la température diminue. En revanche, il est plus sensible à la tension de polarisation de la diode. La figure 3.31 rapporte ces mécanismes tels qu'ils peuvent apparaître sur une courbe I-T.

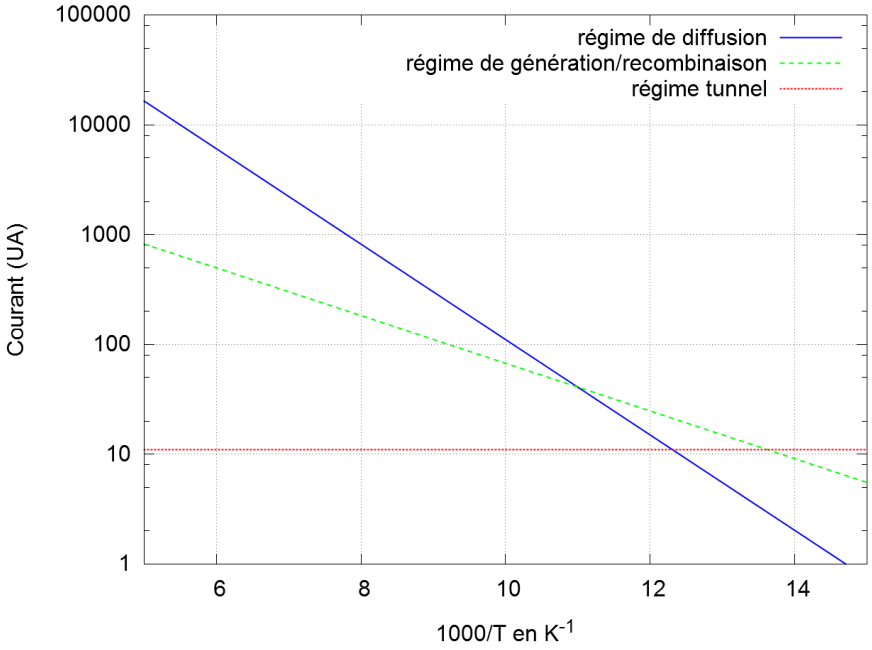


FIGURE 3.31 – Courant d'obscurité généré par les trois principaux régimes dans les détecteurs infrarouge en $Cd_xHg_{1-x}Te$ MWIR.

Sans le procédé, les courbes du courant d'obscurité en fonction de la température correspondent à un régime de diffusion entre 110 et 180 K (figure 3.32). Pour certains pixels, une légère inflexion de la courbe apparaît en-dessous de 110 K mais il n'y a pas assez de points pour déterminer le mécanisme physique mis en jeu. Les histogrammes de la figure 3.33 mettent en évidence le faible nombre de pixels concernés par cette inflexion.

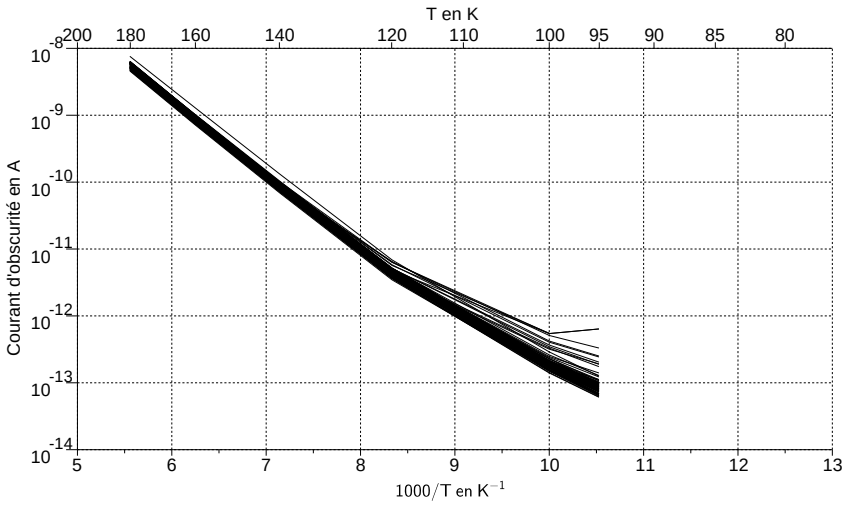
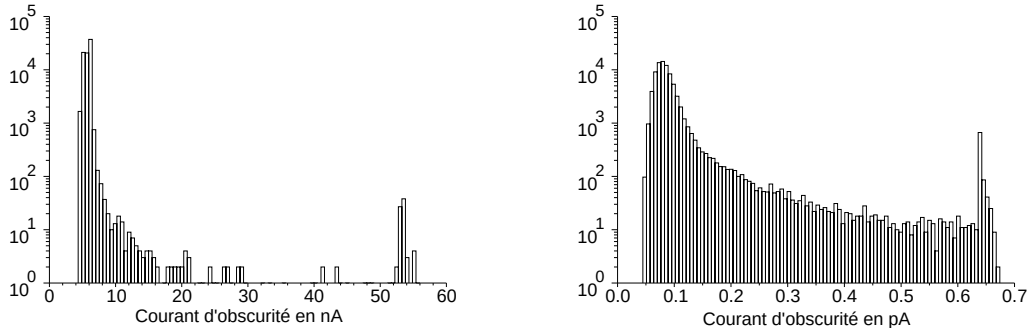


FIGURE 3.32 – Courant d'obscurité en fonction de la température pour 100 pixels choisis aléatoirement sur la matrice (composant MWIR n/p au pas de 30 µm).

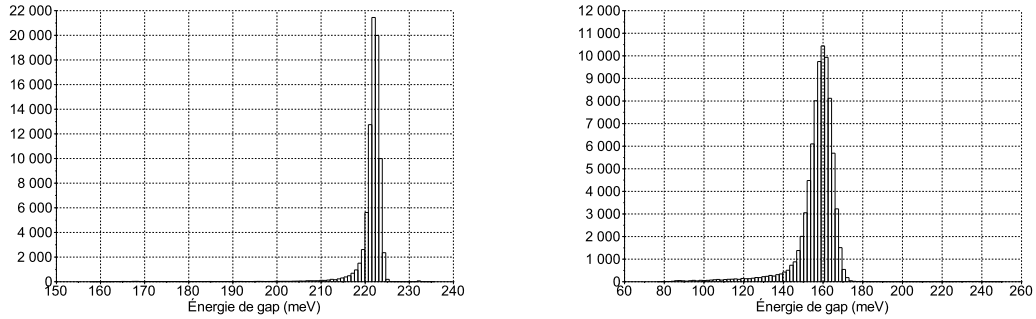
La pente des courbes I-T permet d'estimer une énergie d'activation E_a pour chaque pixel, à relier à l'un des régimes de la photodiode énumérés ci-dessus. La figure 3.34 représente les distributions statistiques des énergies d'activation ainsi mesurées pour tous les pixels de la matrice entre 120 et 180 K d'une part, et entre 95 et 120 K d'autre part. Sur la partie 120 à 180 K, la distribution est très resserrée, avec une médiane de 222 meV et un écart-type de 5 meV. Cette



(a) À 180 K. (b) À 95 K.

FIGURE 3.33 – Distribution statistique (en échelle logarithmique) du courant d'obscurité à 180 et 95 K, sans procédé.

valeur est proche de celle attendue pour un régime de diffusion. Dans le chapitre 1, la relation 1.27 donne l'énergie de gap en fonction de la température [28]. À 300 K, elle est mesurée à 294 meV pour nos composants, puis diminue à 268 meV à 180 K et à 254 meV à 110 K. Usuellement, un facteur d'idéalité de la photodiode η_{E_g} (équation 3.25) permet de prendre en compte un comportement intermédiaire entre un régime de diffusion et de génération/recombinaison. Dans ce cas, en prenant $E_g = 260$ meV, le facteur d'idéalité est de 1,2. Sur la partie entre 95 à 120 K, la dispersion est toujours très faible avec un écart-type de 11 meV, et le facteur d'idéalité est de 1,6.



(a) Entre 120 et 180 K, régime de diffusion.

(b) Entre 95 et 120 K, comportement intermédiaire entre diffusion et génération/recombinaison.

FIGURE 3.34 – Distribution statistique de l'énergie d'activation mesurée à partir de la pente de la courbe I-T (figure 3.32) : (a) entre 120 et 180 K et (b) entre 95 et 120 K.

$$I_{obs} \propto \exp\left(\frac{-E_g}{\eta_{E_g} k_B T}\right) \text{ avec } \eta_{E_g} = \frac{E_g}{E_a} \in [1;2] \tag{3.25}$$

Avec le procédé, un certain nombre de photodiodes divergent du comportement idéal en $\exp\left(\frac{-E_g}{k_B T}\right)$. La figure 3.35 fait apparaître une dispersion plus importante, et cela pour des températures plus élevées que dans le cas planaire. Globalement, les photodiodes possèdent toujours un comportement en $\exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right)$ mais une rupture de pente intervient pour certaines d'entre elles. Le pincement des courbes à 110 K correspond à une saturation du courant pendant l'acquisition.

À 80 K, il en résulte pour certains pixels une dispersion en courant d'obscurité sur plusieurs ordres de grandeur. La figure 3.36 met en évidence la dispersion à 180 K, puis à 80 K. Il faut également remarquer quelques diodes avec une pente nulle ou positive, probablement liée à un régime effet tunnel.

Les pentes sur les courbes I-T entre 120 et 180 K diffèrent peu en comparaison avec le

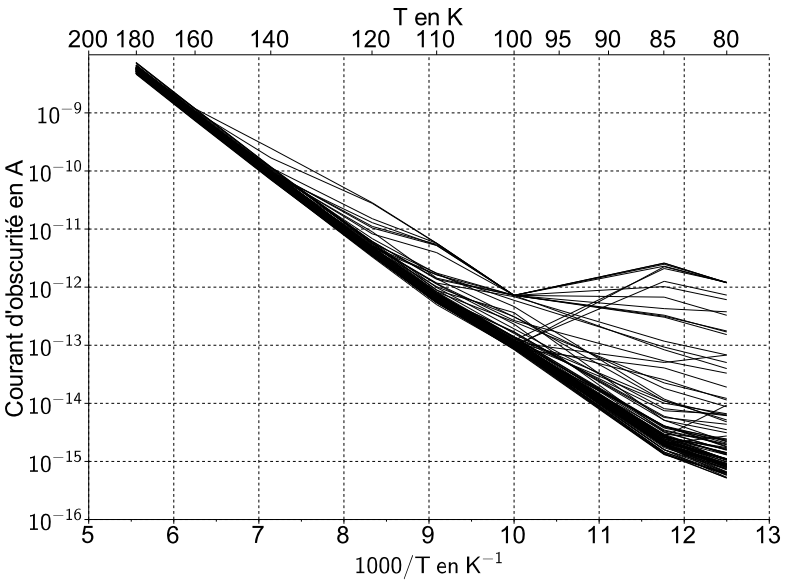
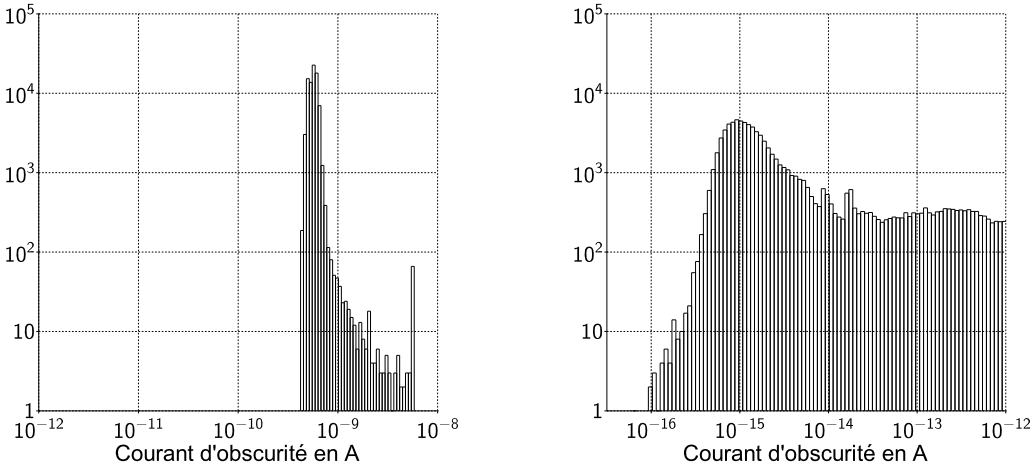


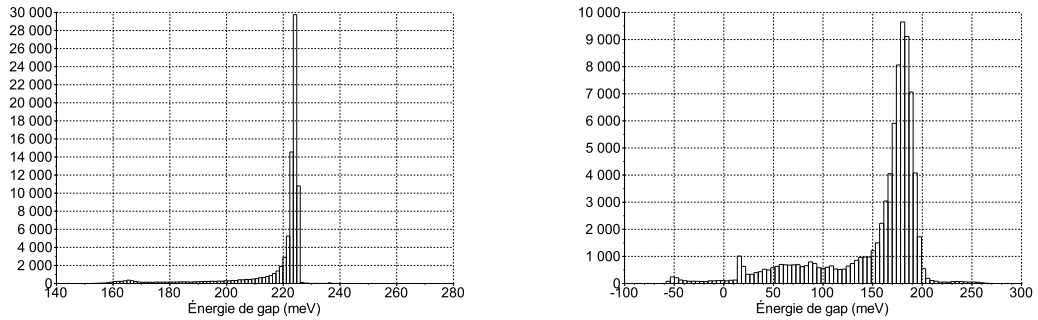
FIGURE 3.35 – Courant d'obscurité en fonction de la température pour 100 pixels choisis aléatoirement sur la matrice.



(a) À 180 K. (b) À 80 K.

FIGURE 3.36 – Distribution statistique (en échelle logarithmique) du courant d'obscurité à 180 et 80 K, avec le procédé.

composant planaire (figure 3.37), la médiane de l'énergie d'activation est de 224 meV. Entre 85 et 110 K, la distribution se disperse autour d'une médiane à 174 meV, avec un écart-type à 54 meV. Le facteur d'idéalité pour l'ensemble de la matrice est donc de 1,4.



(a) Entre 120 et 180 K.

(b) Entre 85 et 110 K.

FIGURE 3.37 – Distribution statistique de l'énergie d'activation mesurée pour le composant courbe : (a) entre 120 et 180 K et (b) entre 85 et 110 K.

Ainsi, il est clair que la plupart des diodes possèdent un comportement dominé par le régime de diffusion, sans et avec le procédé B. Cependant, d'autres régimes deviennent significatifs pour un certain nombre de photodiodes, particulièrement pour des températures inférieures à 120 K. Pour discriminer ces « défauts », j'ai appliqué un filtre sur la matrice à 95 K : les pixels avec un courant d'obscurité supérieur à 6 fois la médiane ($I_{obs} > 350{,}0$ fA) sont représentés en noir sur la figure 3.38.

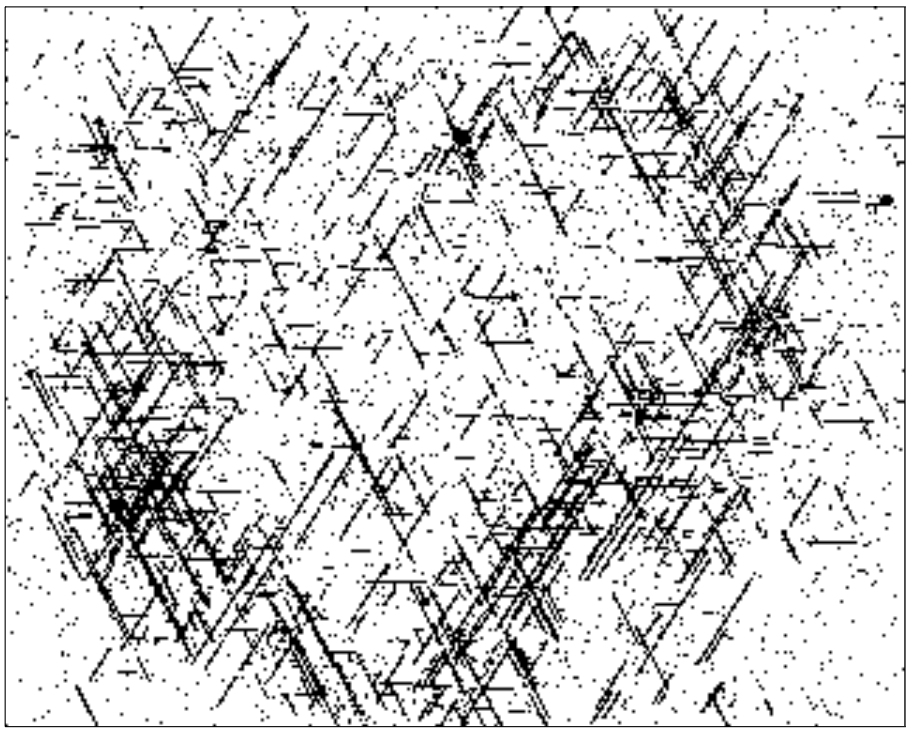


FIGURE 3.38 – Cartographie des défauts statistiques en courant d'obscurité mettant en évidence la présence de défauts linéaires rectilignes (composant Hypérion, R=275 mm, à 95 K). Les pixels qui possèdent un courant supérieur à 6 fois la médiane sur l'ensemble de la matrice apparaissent en noir, les autres restent en blanc. Ce composant est dédié à la recherche et n'est pas représentatif des composants industriels.

Tout comme les défauts χ , les pixels s'alignent selon trois directions caractéristiques : horizontale et deux diagonales à +60 ° et -60 °. Les croisements de lignes peuvent dans certains cas

générer de petits groupes de défauts. Par ailleurs, des défauts ponctuels apparaissent également de manière aléatoire.

La densité des lignes varie sur la matrice. Il n'y a aucune ligne dans les quatre coins. Le centre est légèrement affecté et entouré d'un anneau de forte densité de lignes.

Les relations entre ces défauts, le champ de contrainte et les défauts cristallins dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ seront discuter dans la section 3.3 ci-après.

3.3 Relations entre les défauts optoélectroniques, les contraintes et les défauts cristallins

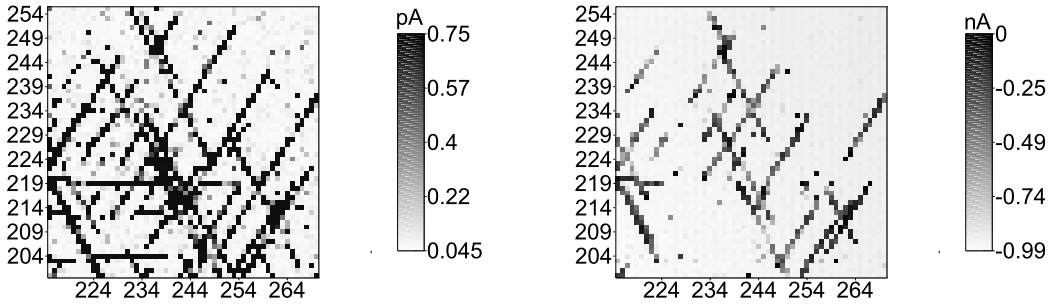
3.3.1 Corrélations entre les défauts optoélectroniques

Dans la section précédente, les traitements statistiques des résultats de mesures optoélectroniques ont mis en évidence un faible nombre de pixels en défaut. Des opérabilités supérieures à 98 % en courant et 97 % en réponse sont atteintes pour tous les composants courbes.

L'étude de la répartition des défauts en courant, réponse, bruit, courant d'obscurité et courbes I-V permet de mettre en évidence de potentielles corrélations entre eux. D'après la section précédente, il faut distinguer deux populations de défauts : les défauts ponctuels à l'échelle du pixel (30x30 µm) et les défauts linéaires rectilignes.

Les défauts linéaires sont observés sur les courbes I-V des composants Hypérion, Rhéa et Japet (nommés χ) et sur le courant d'obscurité de Hypérion (les autres composants n'ont pas été caractérisés).

Les figures 3.39 et 3.40 représentent les défauts χ et ceux en courant d'obscurité avec un zoom sur deux régions d'intérêt différentes, correspondant aux pixels (200-255,215-270) et (139-164,129-149). Il apparaît clairement que les défauts χ observés sur les courbes I-V sont également observés sur le courant d'obscurité. Cependant, cette dernière mesure met en évidence un nombre plus important de défauts, avec un meilleur contraste. Certaines lignes de défauts n'apparaissent pas sur la cartographie I-V, comme les lignes 203 et 204 de la figure 3.39 ou la diagonale passant par les pixels (144,155) et (134,161) sur la figure 3.40.

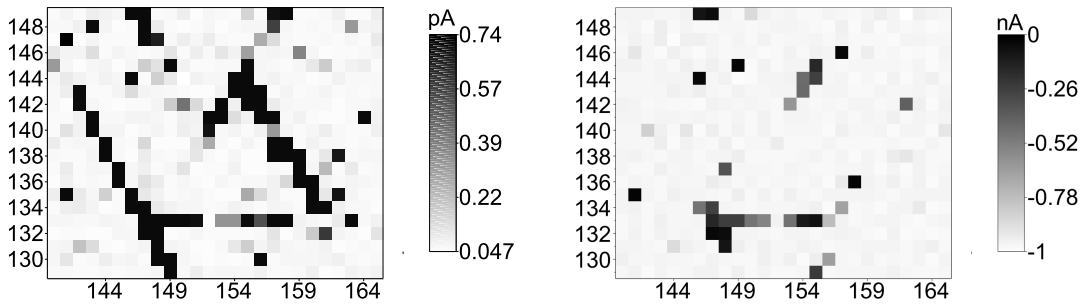


(a) Courant d'obscurité. (b) Défauts χ .

FIGURE 3.39 – Confrontation des courants d'obscurité et des défauts χ sur une partie de la matrice de détecteurs (56x56 pixels).

Concernant les défauts en courant avec un critère à 30 % et les défauts en réponse avec un critère à 50 %, les cartographies se recoupent presque totalement. Les pixels qui génèrent un fort courant total possèdent également une réponse plus faible.

La figure 3.41 permet de mettre cette observation plus facilement en évidence. En effet, pour le composant Cronos par exemple, parmi les 168 défauts en réponse, 166 le sont également en courant. Pour le composant Rhéa, 953 défauts en courant sur 1005 le sont aussi en réponse.



(a) Courant d'obscurité. (b) Défauts χ .

FIGURE 3.40 – Confrontation des courants d'obscurité et des défauts χ sur une partie de la matrice (21x26 pixels).

Cette remarque est vérifiée de même pour les composants cylindriques Théia et Japet.

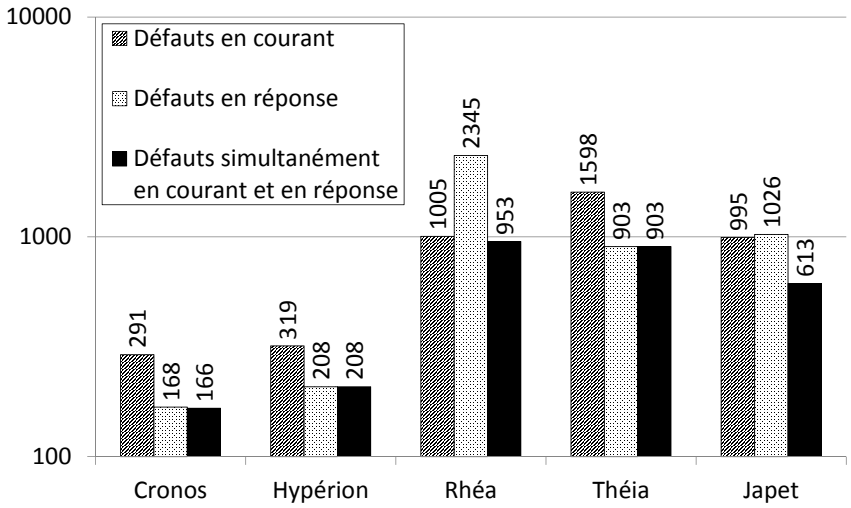


FIGURE 3.41 – Nombre de défauts en courant, en réponse et simultanément en courant et en réponse (échelle logarithmique).

La corrélation entre le courant total généré dans une photodiode et le bruit est moins claire. En théorie, le bruit est proportionnel à la racine du courant photonique généré dans la diode (équation 3.17). Par conséquent, un fort courant engendre un excès de bruit. La figure 3.42 rapporte le nombre de défauts simultanément en courant et en bruit. La proportion de pixels bruyants parmi les défauts en courant est systématiquement supérieure ou égale à 80 %. Cependant, les critères utilisés pour définir les défauts en bruit sélectionnent un grand nombre de pixels défaillants comparé au nombre de défauts en courant. Par conséquent, il n'est pas possible d'expliquer l'origine de ces pixels avec les critères définis dans la section 3.1.2.

Une autre source d'excès de bruit est la diminution de la résistance dynamique. La distribution statistique du rapport de bruit R_b (équation 3.19) montre clairement une augmentation du nombre de pixels avec une faible résistance dynamique. La figure 3.43 rapporte les défauts χ et en bruit. Encore une fois, malgré un certain nombre de pixels bruyants sur les défauts linéaires, le grand nombre de défauts en bruit ne permet pas de faire une corrélation claire entre les deux.

A contrario, les excès de courant total correspondent en général à des points particuliers du réseau de défauts χ . En effet, sur la figure 3.44, les défauts de courant total se trouvent souvent à l'extrémité d'une ligne de défauts χ ou à une intersection entre plusieurs lignes. Cette

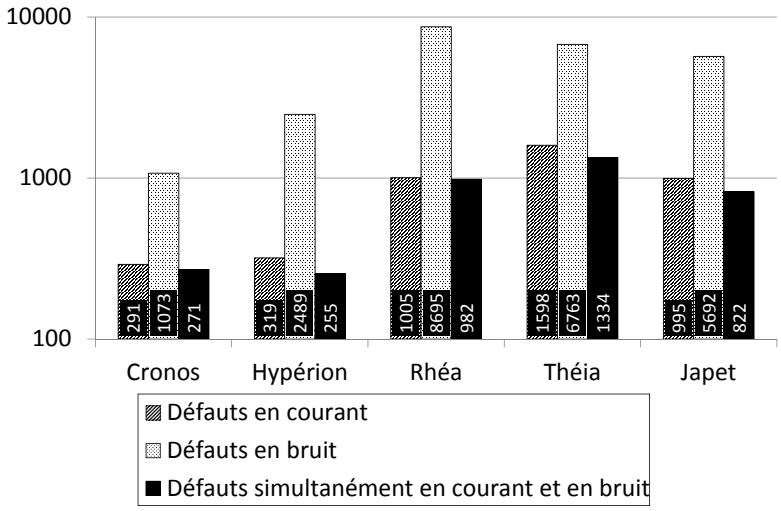
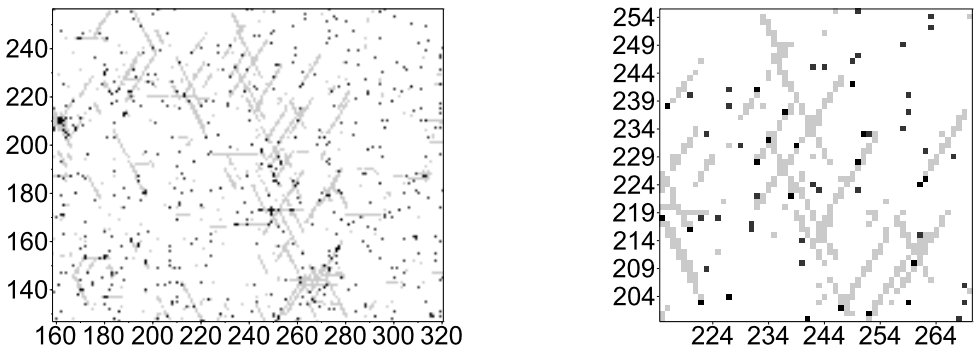


FIGURE 3.42 – Nombre de défauts en courant, en bruit et simultanément en courant et en bruit (échelle linéaire).



(a) Zoom sur 130x162 pixels.

(b) Zoom sur 56x56 pixels.

FIGURE 3.43 – Cartographie des défauts de bruit photovoltaïque superposée sur la cartographie des défauts χ en gris.

observation sera abordée en lien avec les contraintes et les dislocations dans la section 3.3.2.1.

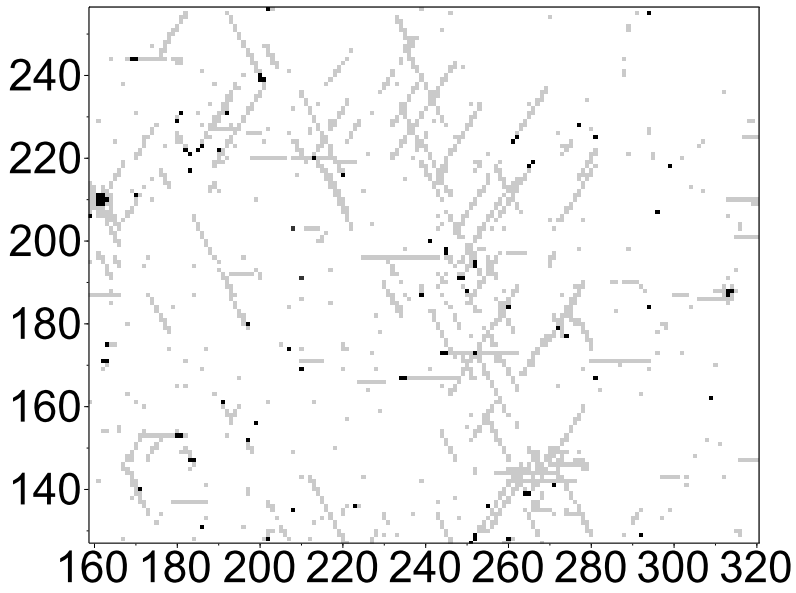


FIGURE 3.44 – Cartographie des défauts de courant superposée sur la cartographie des défauts χ en gris (zoom sur 130x162 pixels).

3.3.2 Modélisation des effets de couplage contrainte et propriétés optoélectroniques

3.3.2.1 Courant d'obscurité, champ de contrainte et défauts cristallins

Dans le chapitre 2, section 2.3, les résultats de simulation permettent de connaître les contraintes dans les matériaux à la fin du procédé de courbure B (composants hybrides). Ils ont mis en évidence une concentration des contraintes de von Mises sur un anneau, avec une légère diminution au centre et une forte diminution dans les coins. Les sollicitations les plus importantes sont les contraintes longitudinales σ_{11} et σ_{22}.

La figure 3.45 rapporte la cartographie des contraintes de von Mises pour un composant sphérique d'un rayon de 275 mm. La cartographie des défauts en courant d'obscurité du composant Hypérion (R=275 mm) est superposée dessus.

Les coins sans défauts linéaires correspondent bien à des zones non contraintes. L'anneau de contraintes maximales ne correspond pas exactement à la plus forte densité de défauts de courant d'obscurité. La simulation donne un anneau avec des angles dans les coins, alors que les mesures optoélectroniques donnent un anneau avec des angles aux milieux des côtés de la matrice.

Cet anneau correspond à des contraintes de von Mises supérieures à 13,8 MPa. La zone centrale varie entre 12,5 et 13,8 MPa.

D'après la section 2.3.4 du chapitre 2, dans l'hypothèse d'une déformation plastique, quatre systèmes de glissement seraient activés (facteur de Schmid élevé, à 0,41 d'après le tableau 2.14). Pour rappel, en référençant (111) la surface libre (face supérieure du composant), il s'agirait des systèmes $(1\bar{1}1)[\bar{1}01]$, $(\bar{1}11)[01\bar{1}]$, $(1\bar{1}1)[011]$ et $(\bar{1}11)[101]$. Par conséquent, des marches en surface apparaîtraient selon des directions bien particulières appelées traces des plans de glissement. Dans notre cas, ce sont les intersections entre les plans (111) et $(1\bar{1}1)$ d'une part, et entre (111) et $(\bar{1}11)$ d'autre part. Projetée sur la face (111), ces directions seraient précisément à $\pm$ 60 ° par rapport à l'horizontale. La figure 3.46 met en évidence ces relations géométriques.

Des traces de plan de glissement horizontales correspondraient à des systèmes activés sur le

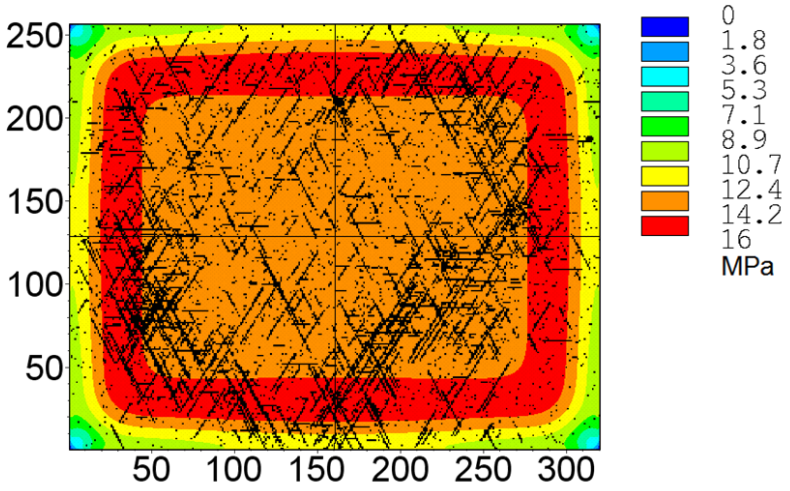


FIGURE 3.45 – Cartographie des défauts de courant d'obscurité à 95 K superposée sur la cartographie des contraintes de von Mises calculées par simulation mécanique, pour le composant Hypérion (R=275 mm).

plan $(11\bar{1})$. D'après le tableau 2.14, des valeurs non-nulles du facteur de Schmid à 0,27 existent pour les systèmes $(11\bar{1})[101]$ et $(11\bar{1})[011]$.

Par conséquent, l'alignement des défauts optoélectroniques sur la matrice est parfaitement corrélé aux traces des plans de glissement après analyse de l'orientation cristalline. Le calcul du facteur de Schmid permet d'expliquer l'apparition des lignes à ± 60 ° dès les premiers stades de la déformation plastique. La génération de dislocations permet donc d'expliquer l'apparition des défauts optoélectroniques.

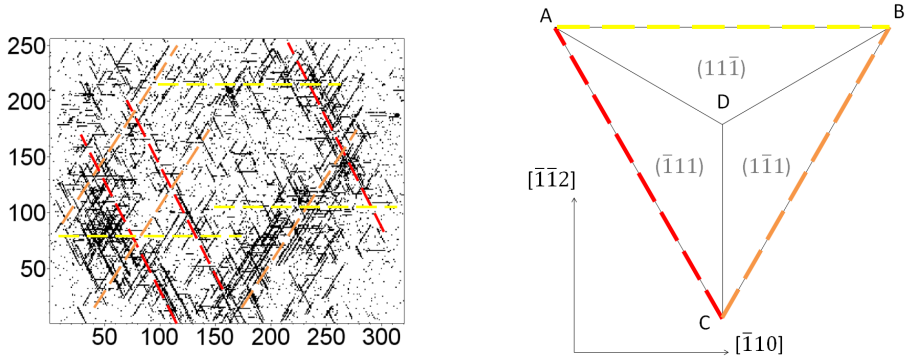


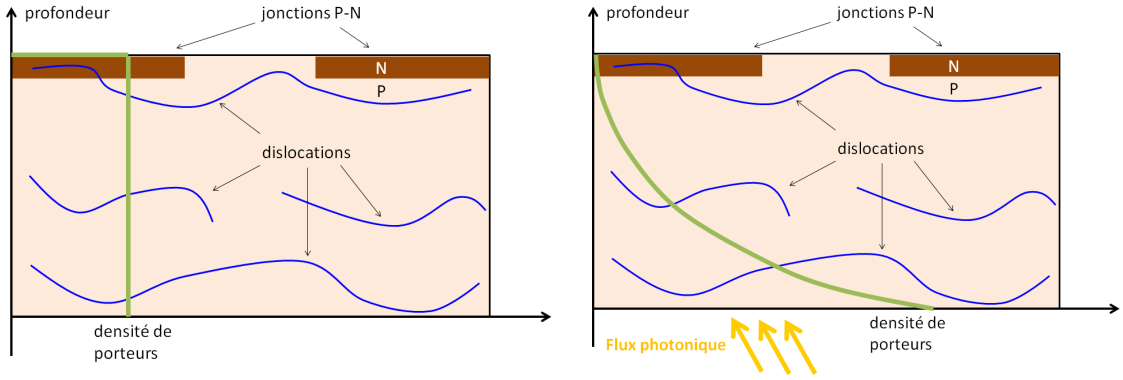
FIGURE 3.46 – Corrélation entre l'alignement des défauts optoélectroniques et les traces des plans de glissement en couleurs : rouge pour l'intersection (111) et $(\bar{1}11)$, orange pour l'intersection (111) et $(1\bar{1}1)$ et jaune pour l'intersection (111) et $(11\bar{1})$ (correction de 3 °). Les notations adoptées correspondent à celles de la figure 2.75 : le polygone ABCD est un tétraèdre vu par le plan ABC, qui coïncide avec le plan (111) dans une structure cristalline cubique à faces centrées. Les plans ACD, BCD et ABD correspondent respectivement aux plans $(\bar{1}11)$, $(1\bar{1}1)$ et $(11\bar{1})$.

En admettant cette dernière hypothèse, la limite d'élasticité du $Cd_xHg_{1-x}Te$ de nos composants serait comprise entre 11 et 13 MPa d'après la figure 3.45. Ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs mesurées par d'autres auteurs (cf. section 1.3.1.2, page 49), notamment par Cole *et al.* [54].

D'après les cartographies de contraintes de von Mises de la figure 2.68, elles sont plus importantes en surface (côté d'entrée du flux photonique) et plus faibles du côté du circuit de lecture. La différence varie de 2 à 4 MPa environ. Les dislocations sont créées sur la surface libre supérieure, dans la zone dopée P, et progressent en direction de la zone de charge d'espace

(ZCE). On s'attend donc à une faible occurrence de dislocations traversant la ZCE.

Une hypothèse pouvant expliquer l'observation de dislocations sur la cartographie de courant d'obscurité mais pas sur celle des défauts χ fait intervenir le mode de génération des porteurs. En effet, pour la mesure du courant d'obscurité, les porteurs de charge sont générés thermiquement dans toute la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$. Or, pour les courbes I-V (défauts χ), les porteurs sont essentiellement photogénérés depuis la surface. Par conséquent, les dislocations en profondeur interagissent moins sur le photocourant. La figure 3.47 illustre cette hypothèse.



(a) Courant d'obscurité. (b) Courant photogénéré (courbes I-V).

FIGURE 3.47 – Deux mécanismes de génération des porteurs, en lien avec la présence de dislocations.

Les études de la plasticité dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ ont mis en évidence une prédominance des dislocations coin $\frac{a}{2} < 110 >$ et vis. Les quatre systèmes de glissement activés par un facteur de Schmid élevé ($(1\bar{1}1)[\bar{1}01]$, $(\bar{1}11)[01\bar{1}]$, $(1\bar{1}1)[011]$ et $(\bar{1}11)[101]$) sont représentés sur la figure 3.48. Des dislocations parfaites de différents types peuvent apparaître dans ces systèmes de glissement :

1. soit à des dislocations coin avec des vecteurs de Burgers du type $\vec{b} = \frac{a}{2} < 110 >$, avec un glissement dans un plan de type $\{111\}$,
2. soit à des dislocations vis avec des vecteurs de Burgers du type $\vec{b} = \frac{a}{2} < 110 >$.

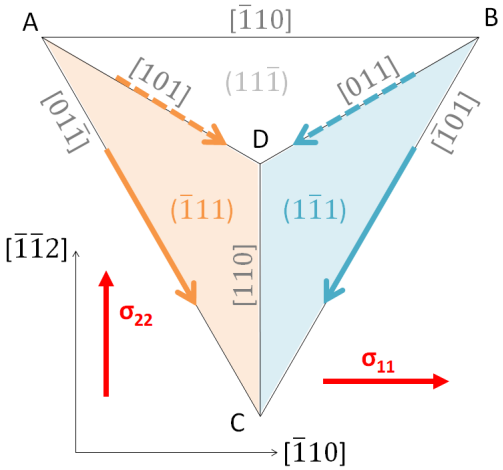


FIGURE 3.48 – Schéma des systèmes de glissement activés par des contraintes longitudinales σ_{11} le long de la direction $[\bar{1}10]$ (flèches pleines et en pointillés) et σ_{22} le long de $[\bar{1}\bar{1}2]$ (flèches pleines uniquement). Les notations adoptées correspondent à celles de la figure 2.75.

Cependant, le rapport de forme des pixels (30 µm de côté par environ 10 µm de profondeur) n'est pas compatible avec l'hypothèse de dislocations coin parfaitement rectilignes, chacune sur un seul plan bien déterminé. En effet, la dislocation traverserait entièrement l'épaisseur du pixel avant de pouvoir affecter plusieurs pixels consécutifs. Par conséquent, tous les défauts opto-électroniques rectilignes observés sur la figure 3.45 (horizontaux et à ±60 °) sont composés de

dislocations non idéales, soit partiellement coin et vis en chaque point du cristal, soit alternativement coin puis vis par morceau. Il ne faut donc pas voir dans la figure 3.45 une population homogène et simple de dislocations, mais une variété riche et complexe, organisée de manière à faire apparaître des symétries à grande échelle.

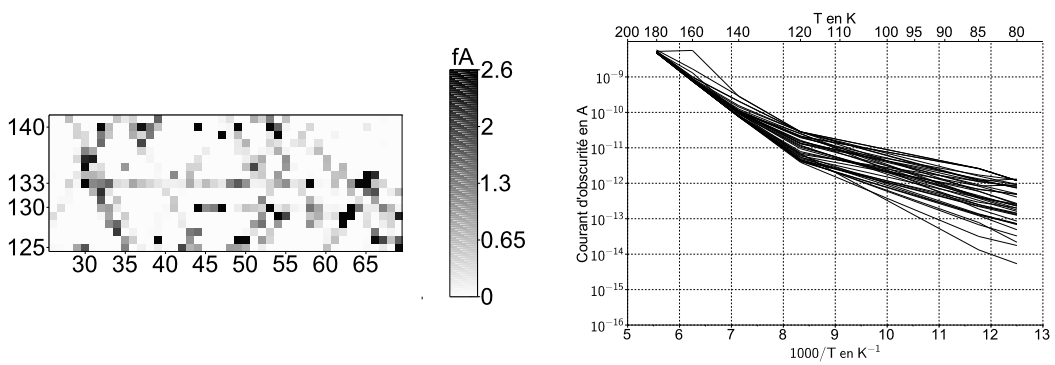
Afin de révéler la présence de dislocations sur la tranche de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$, le composant Coéos a été découpé. La face latérale a été préparée à l'usineur ionique pour réaliser une attaque chimique. La solution « Benson », éprouvée sur les faces [7] (111)B et (112)B du CdTe et du CdHgTe, consiste à mélanger 10 mL d'acide nitrique, 10 mL d'acide fluorhydrique, 10 mL d'acide chlorhydrique et 8 g de chrome III dans 300 mL d'eau distillée [124]. Malheureusement, cette attaque chimique n'a révélé aucun trou imputable à la présence d'une dislocation. Les solutions chimiques sont en général spécifique à la surface attaquée. Des équipes de recherche continuent encore aujourd'hui à travailler sur de nouvelles formulations capables de différentier les types de défauts [125]. Il est probable que la solution « Benson » ne soit pas adaptée à la surface de la tranche du composant Coéos. D'autres solutions peuvent être essayées, comme celle d'Everson [126] ou de Schaake [127].

Dans le chapitre 1, deux propriétés optoélectroniques essentielles ont été attribuées à la présence de dislocations (sections 1.3.2.4 et 1.3.2.5, page 61) :

– la résistivité du $Cd_xHg_{1-x}Te$ et la mobilité des porteurs d'une part ;
– la durée de vie des porteurs d'autre part.

La différence fondamentale entre les études antérieures sur les effets optoélectroniques des dislocations et le présent travail de thèse est la densité et le type des dislocations. La résistivité a été mesurée sur du $Cd_xHg_{1-x}Te$ massif fortement déformé (plusieurs points de pourcentage) [128]. Pour les mesures de courant d'obscurité et de durée de vie des porteurs, les dislocations sont générées par un désaccord de maille entre le substrat (CdTe, Si, Ge, $Cd_yZn_{1-y}Te$, etc.) et la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ épitaxiée. Elles sont donc essentiellement verticales, traversantes sur l'épaisseur des pixels et densément réparties.

La très bonne qualité des substrats utilisés ici permet de négliger les dislocations de désaccord de maille et de se focaliser sur les dislocations induites par la forme courbe. La figure 3.49 rapporte les courbes I-T pour les pixels en défauts sur une ligne horizontale.



(a) Cartographie des courants d'obscurité à 85 K autour de la ligne 133.

(b) Courbes I-T des pixels de la ligne 133 (colonnes 28 à 66).

FIGURE 3.49 – Courbes I-T sur une ligne de défauts de courants d'obscurité (les points à 95, 100 et 110 K ont été supprimés sur les courbes I-T à cause de la saturation de la tension de sortie pendant la mesure).

Pour ces pixels, le régime de diffusion observé au-dessus de 140 K ne se prolonge pas en-dessous de 120 K. D'autres mécanismes prennent le relais en dessous d'une température de transition qui varie d'un pixel à l'autre.

Dans les équations 3.20 et 3.24, la présence d'une dislocation peut affecter le courant d'obscurité essentiellement à travers les durées de vie.

– La durée de vie de diffusion τ_{diff} dans la zone dopée P ou N (principalement P pour la

7. La notation (111)B signifie que la face attaquée est terminée par des atomes de tellure uniquement [123, p. 7].

technologie standard n/p) : elle possède une contribution τ_{Auger} par le mécanisme Auger 1 et 7 et une contribution Shockley-Read-Hall τ_{SRH} (équation 3.26). Cette dernière dépend du nombre de défauts pièges N_p, leur section efficace σ_p et leur énergie E_p. Dans le p-CMT, elle s'écrie selon l'équation 3.27.

- La durée de vie G/R τ_{GR} dans la ZCE n'est potentiellement affectée que par une dislocation traversant la ZCE et induisant un mécanisme de Shockley-Read-Hall. Cette occurrence est peu probable étant données les contraintes de von Mises plus importantes en surface, dans la zone dopée P.
- La mobilité des porteurs serait modifiée si un grand nombre de défauts électriquement actifs diminuerait le temps moyen entre deux collisions du porteur de charge. Cet effet est observé dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$, mais pour des déformations très importantes, supérieures à 1 % [82] (cf. section 1.3.2.4). Ce n'est pas le cas dans notre matériau où la déformation macroscopique équivalente de von Mises maximale est de 0,04 %.

$$\frac{1}{\tau_{diff}} = \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \tag{3.26}$$

$$\tau_{SRH} \propto \frac{1}{\sigma_p N_p} \exp\left(\frac{E_p - E_i}{k_B T}\right) \tag{3.27}$$

Avec les données du tableau 3.3, la durée de vie de diffusion τ_{diff} limité par l'épaisseur du $Cd_xHg_{1-x}Te$ est évaluée à 100 ns à 180 K pour un courant de 6 nA. Pour un courant à 4,3 pA à 95 K, τ_{diff} limité par l'épaisseur est de 50 ns. Ces résultats sont cohérents avec les valeurs mesurées dans la littérature pour le p-$Cd_xHg_{1-x}Te$ dopé par lacunes de mercure : entre 1 et 100 ns [26, p. 233].

Surface du pixel	A	9×10^{-10} m^2
Densité d'accepteurs	N_a	2×10^{16} cm^{-3}
Mobilité des électrons	μ	50000 cm^2/s.V

TABLE 3.3 – Paramètres retenus pour l'estimation des durées de vie dans le p-$Cd_xHg_{1-x}Te$.

Lorsque la température diminue à 80 K, la modélisation uniquement par un mécanisme de diffusion dans la zone P n'est plus satisfaisante. Elle donne des durées de vie de 7×10^{-12} à 7×10^{-18} s.

Le mécanisme de génération-recombinaison dans la ZCE permet d'expliquer les forts courants à 80 K (entre 10^{-13} et 10^{-14} A). En supposant une largeur de la ZCE W de 100 nm, la durée de vie τ_{GR} varie de 20 à 200 ns.

Pour conclure, il existe une corrélation forte entre dislocations et courant d'obscurité. Des cartographies de dislocations dues à un désaccord de maille en hétéro-épitaxie ont déjà été publiées dans la littérature, mais aucune n'a mis en évidence une relation directe entre la densité et la contrainte macroscopique sur un même composant. De plus, des cartographies aussi contrastées que celle de la figure 3.49a n'ont jamais été publiées à ma connaissance. Celles-ci sont désormais possibles grâce à des couches épitaxiées de très bonnes qualités cristallines et au nouveau protocole de mesure du courant d'obscurité. Enfin, une approche croisée entre simulation mécanique, analyse cristallographique, caractéristiques I_{obs}-T et étude des durées de vie n'a jamais été rapportée dans la littérature.

3.3.2.2 Résistance dynamique à l'obscurité et sous flux

Dans le protocole de mesure du courant d'obscurité, huit tensions de polarisation du transistor d'injection différentes sont appliquées autour de la tension d'intérêt pour chaque température. Ainsi, il est possible d'évaluer localement la résistance dynamique à l'obscurité. Pour ces calculs, le courant mesuré n'est pas corrigé par le rendement d'injection (voir la théorie EKV, section 1.2.3.2).

À une polarisation donnée, lorsque le courant d'obscurité est dominé par un régime de diffusion (limité par la durée de vie Auger τ_{Auger}), la résistance dynamique augmente lorsque la température de fonctionnement diminue. Sur la figure 3.50, la courbe épaisse représente la médiane de la résistance dynamique sur l'ensemble de la matrice, en fonction de la température. Les courbes en pointillés représentent la dispersion (± l'écart-type autour de la médiane).

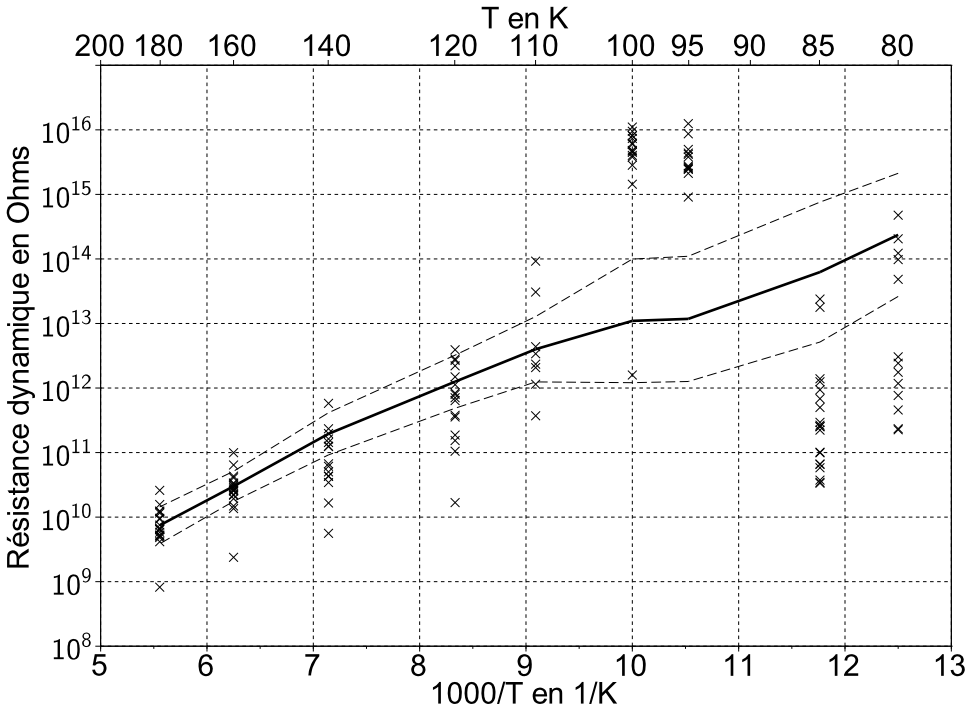


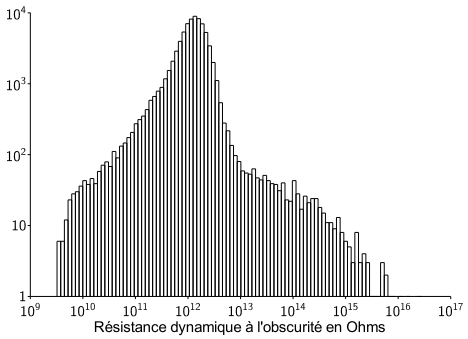
FIGURE 3.50 – Résistance dynamique en fonction de la température. Les courbes pleines et en pointillés correspondent respectivement à la médiane sur la matrice et à ± l'écart-type autour de la médiane. Les croix sont les valeurs obtenues pour une ligne de défauts d'obscurité (ligne 133, cf. figure 3.49 (a)).

L'allure générale de la résistance dynamique pour la majorité des pixels est bien croissante de 180 à 80 K. La distribution est plus resserrée autour de la médiane pour les hautes températures, comme c'est le cas pour le courant d'obscurité (figure 3.33). Les valeurs des pixels de la ligne 133, représentés sur la figure 3.49 et correspondant à des défauts en courant d'obscurité, sont reportés sur la figure 3.50 par des croix. Leur comportement est comparable aux pixels « idéaux » aux hautes températures, supérieures à 140 K. Aux basses températures, à 85 et 80 K, la résistance dynamique de ces pixels est bien inférieure à la médiane, jusqu'à trois ordres de grandeur en-dessous. Cette diminution peut être attribuée à un courant de fuite, par exemple par effet tunnel à travers la ZCE, potentiellement assisté par des pièges.

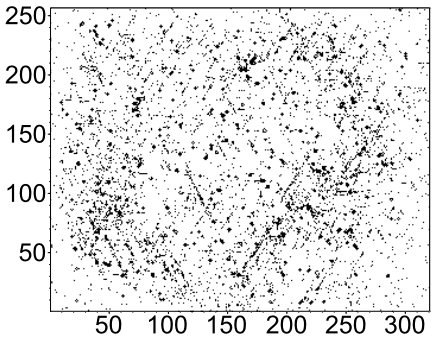
À 100 et 95 K, le courant d'obscurité des pixels en défaut a saturé pendant la mesure. Par conséquent, la courbe I-V est artificiellement plate, avec pour résultat une résistance apparente très importante. Les données à ces températures ne sont donc pas représentatives du comportement physique des pixels, bien qu'elles donnent lieu à une cartographie des défauts particulièrement bien contrastée (figure 3.51).

Aux basses températures (80 à 85 K), la queue de distribution de faible résistance correspond effectivement aux défauts en courant d'obscurité mis en évidence dans les sections précédentes. Il faut également noter la présence d'une ligne à faible résistance (ligne 254).

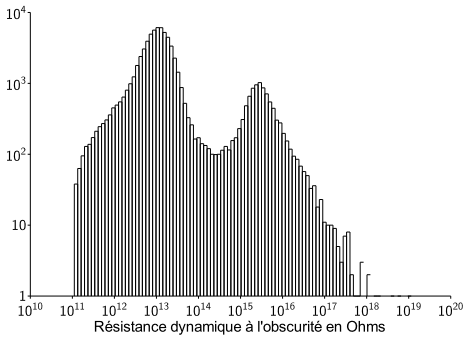
À 120 K, les résistances dynamiques sont bien distribuées autour d'une médiane à $1,2\times10^{12}\Omega$. Les faibles résistances correspondent sur la cartographie de droite à quelques lignes de défauts, ainsi qu'à un ensemble de petits groupes (typiquement d'une dizaine de pixels) aux croisements de lignes de défauts.



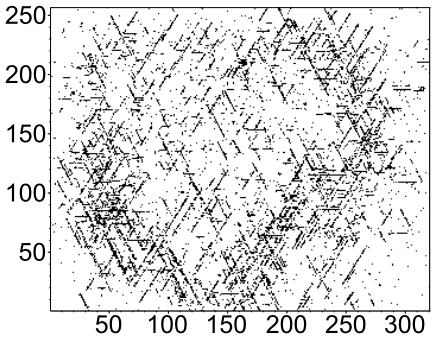
(a) Distribution statistique à 120 K.



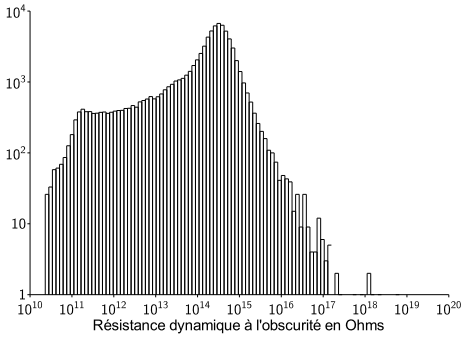
(b) Cartographie des défauts à 120 K.



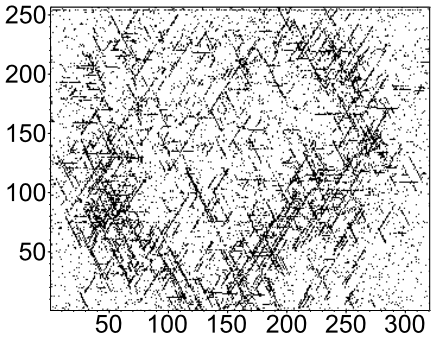
(c) Distribution statistique à 95 K.



(d) Cartographie des défauts à 95 K.



(e) Distribution statistique à 80 K.



(f) Cartographie des défauts à 80 K.

FIGURE 3.51 – Résistance dynamique à l'obscurité autour d'une polarisation de la photodiode à 120 mV pour différentes températures.

Aux températures intermédiaires 100 et 95 K, deux distributions bien distinctes apparues sur l'histogramme sont dues à la saturation du courant pendant l'acquisition (résistance dynamique apparente infinie). Elles permettent de distinguer les défauts avec un bon contraste mais uniquement sur la base d'un courant d'obscurité plus fort.

Lorsque la matrice de détecteurs est présentée à un flux photonique (corps noir à 25 °C), le courant total est de l'ordre de 1 nA. Dans la section 3.2.4, une étude des courbes I-V a mis en évidence des défauts appelés χ , consistant en une polarisation « retardée » des photodiodes. Lorsqu'elles sont polarisées pour une acquisition standard, la tension aux bornes de la photodiode est d'environ -120 mV. Dans ce cas, le retard de polarisation des pixels en défauts n'est pas visible. Seule une très faible polarisation permet de distinguer la population de défauts χ des autres pixels.

Ce retard de polarisation peut avoir principalement deux origines :

1. une augmentation de la tension de seuil du transistor d'injection sous l'effet du champ de contrainte ;
2. l'apparition d'une résistance en série R_s avec la photodiode.

La première origine prise comme unique explication du retard de polarisation n'est pas envisageable pour trois raisons. D'abord, le niveau de contrainte macroscopique dans le circuit de lecture est relativement faible, de l'ordre 35 MPa en compression pour σ_{11}, par rapport aux valeurs nécessaires pour voir apparaître des effets piézoélectriques ou piézorésistifs (voir section 2.3.2, page 112). Ensuite, l'alignement des défauts selon trois directions particulières malgré la forte hétérogénéité des matériaux dans les couches supérieures du CL est fortement improbable. Enfin, il y a correspondance avec les défauts de courant d'obscurité dans les photodiodes du circuit de détection.

La deuxième hypothèse doit donc naturellement être considérée, éventuellement en couplage avec la première. Ainsi, les défauts χ correspondraient à des pixels possédant une tension de seuil du transistor d'injection et une résistance en série plus élevées que la moyenne.

3.3.2.3 Défauts ponctuels liés aux dislocations

Les sections précédentes se sont focalisées sur les effets optoélectroniques des dislocations dans le circuit de détection. Par ailleurs, la section 3.3.1 rapporte l'étude de la corrélation entre les défauts ponctuels observés sur le courant photonique, la réponse, le bruit et les défauts linéaires χ . Parmi eux, deux catégories se distinguent.

1. De nombreux défauts ponctuels sont liés au réseau de défauts linéaires du courant d'obscurité. Ils peuvent se trouver à l'extrémité d'une ligne, ou à l'intersection entre deux ou plusieurs lignes.
2. D'autres défauts n'apparaissent sur aucune ligne.

Or, dans les réseaux de dislocations, les pixels de la première catégorie correspondent à des défauts particuliers de la maille cristalline.

L'extrémité d'une dislocation doit correspondre soit à l'émergence de la ligne sur la surface supérieure [8], soit à un défaut ponctuel déjà présent dans la maille. Celui-ci peut être un précipité de tellure [129], une micro-cavité [123], un atome interstitiel ou substitutionnel (Hg, Cd ou Te) ou une lacune mercure (dopage P de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$).

Lorsque des lignes de dislocations se déplacent sur des plans du réseau cristallin différents, elles peuvent se croiser. Or, elles ne peuvent continuer leur déplacement sans déformation de leur ligne. Chaque dislocation est un obstacle au mouvement des autres. Ce phénomène est responsable du durcissement des métaux déformés.

Pour continuer leur mouvement, les dislocations qui se croisent doivent former un cran dans leur ligne (figure 3.52) [52, p. 60]. La longueur de ce cran est le vecteur de Burgers de la dislocation rencontrée. Lorsqu'une dislocation avec un cran se déplace, elle crée derrière son passage des

8. La couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ est monocristalline, elle ne possède pas de joint de grain initialement.

lacunes ou des atomes en interstitiel ou substitution, selon le type de dislocation (coin ou vis, α ou β). Plusieurs crans peuvent aussi coalescer et former des défauts plus larges.

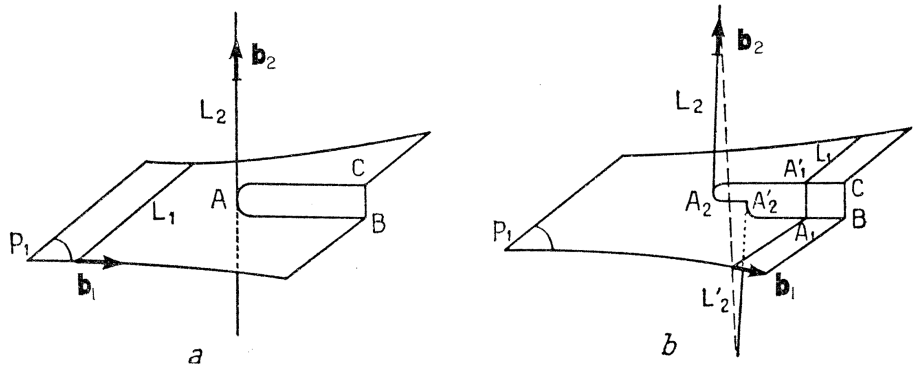


FIGURE 3.52 – Formation de crans lorsqu'une ligne de dislocation coin traverse dans son mouvement une ligne de dislocation vis [52, p. 60].

Dans un alliage quasi-binaire comme le $Cd_xHg_{1-x}Te$ dopé P ou N, tous ces défauts ponctuels peuvent agir selon le même mécanisme, à des degrés différents : des atomes déplacés ne saturent pas leur liaisons atomiques, les liaisons pendantes sont chargées électriquement et interagissent avec leur environnement à plus ou moins longue distance. Selon leur position dans la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ et leur énergie associée, ces défauts cristallins peuvent modifier la résistance dynamique, la résistance en série, l'efficacité quantique de la photodiode, ainsi que la durée de vie des porteurs.

De plus, les dislocations peuvent se dissocier partiellement pour minimiser leur énergie (section 1.3.1.2). Les défauts engendrés par une dislocation mobile qui coupe une dislocation immobile peut également dépendre de son état dissocié ou non.

3.3.2.4 Effets piézoélectriques et piézo-optiques

Parmi les défauts ponctuels en courant total, en réponse et en bruit photovoltaïque, certains ne se trouvent pas sur une ligne de défauts typiquement observée en courant d'obscurité.

Sans le procédé B, toutes les matrices présentent un nombre extrêmement faible de défauts ponctuels selon les critères standard. Les opérabilités sur le courant total sont supérieures à 99,5 % et supérieures à 99 % sur le bruit photovoltaïque.

Avec le procédé, les cartographies des défauts statistiques des sections 3.2.2 et 3.2.3 montrent une localisation préférentielle des défauts dans les zones les plus contraintes d'après les simulations par éléments finis rapportées dans la section 2.3.3. En effet, ils se répartissent selon un anneau centré sur la matrice, avec une densité de défauts plus faible dans les coins et au centre.

La figure 3.53 représente les défauts en courant total du composant Cronos (R=550 mm) sur la cartographie des contraintes de von Mises simulées pour cette configuration. Malgré une variation très faible des contraintes sur la matrice (essentiellement entre 6 et 8 MPa), les pixels défectueux se concentrent sur les zones les plus contraintes, autour de 7,8 MPa. Cette répartition ne se retrouve pas sur la réponse et sur le bruit photovoltaïque avec les critères standard.

Pour le composant ayant le rayon de courbure le plus faible (Rhéa, R=196 mm), la forme d'anneau se retrouve sur le courant, la réponse et le bruit. La figure 3.54 rapporte les défauts statistiques sur le rapport de bruit R_b superposés sur la cartographie des contraintes de von Mises simulées.

À partir de ces observations, il n'est pas possible de distinguer des défauts dont l'étendue spatiale est inférieure à la dimension du pixel (30x30 µm^2). Les origines sont potentiellement nombreuses : précipités, cavités, dislocations verticales, petites boucles de dislocations, atomes interstitiels ou substitutionnels, défauts de passivation, de métallisation, dans le circuit de lecture (transistor d'injection, capacité d'intégration, transistor anti-éblouissement, etc.), d'hybridation,

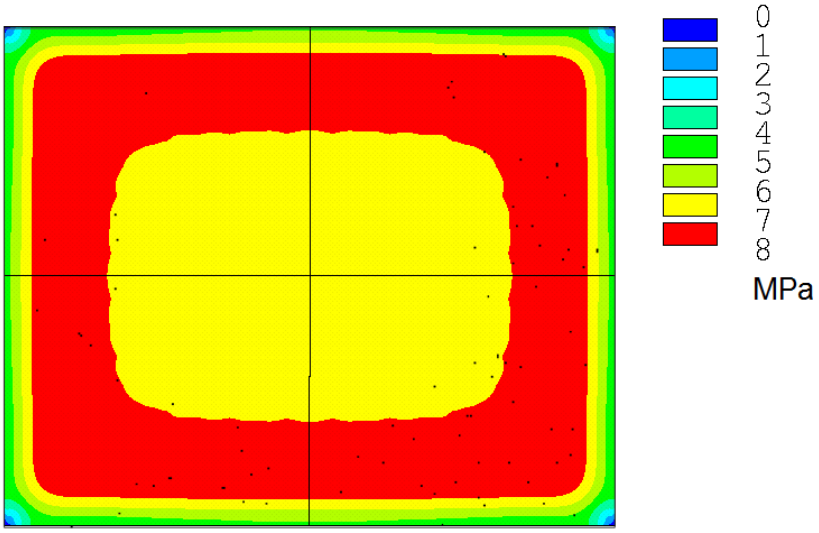


FIGURE 3.53 – Cartographie des défauts statistiques en courant total superposée sur la cartographie des contraintes de von Mises simulées pour le composant Cronos (R=550 mm).

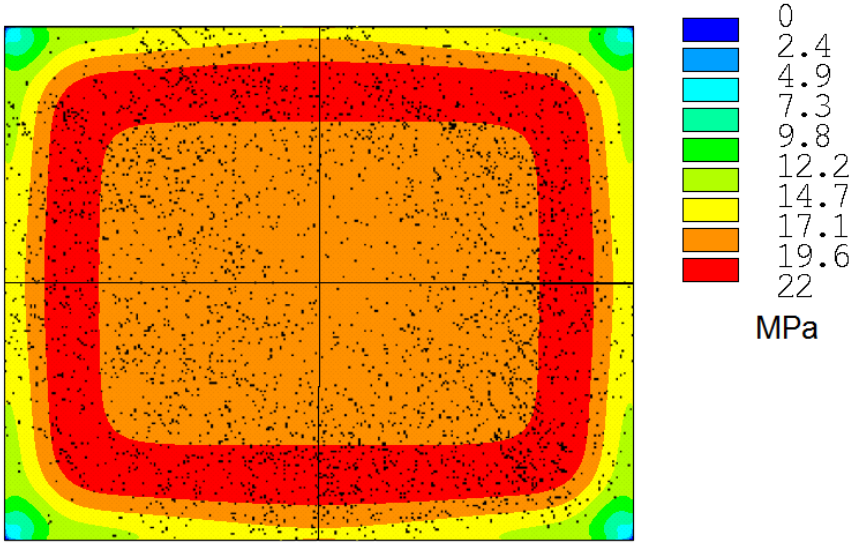


FIGURE 3.54 – Cartographie des défauts en rapport de bruit ($R_b > 3$) superposée sur la cartographie des contraintes de von Mises simulées pour le composant Rhéa (R=196 mm).

etc.

Dans le chapitre 1, certains auteurs ont évoqués les propriétés piézoélectrique et piézo-optique du $Cd_xHg_{1-x}Te$ (section 1.3.2). En effet, sa structure cristalline cubique à faces centrées engendre une modification de la structure de bande sous l'effet d'une déformation élastique réversible. Les trois conséquences possibles sont :

1. une modification de l'énergie de gap,
2. l'apparition d'une biréfringence,
3. une polarisation par effet piézoélectrique de la jonction PN.

Dans les sections 1.3.2.2 et 1.3.2.3, j'ai montré que le niveau de contraintes nécessaire pour voir apparaître des modifications sensibles de l'énergie de gap et de la biréfringence était de plusieurs dizaines de MPa à plusieurs GPa, bien au-dessus de la limite d'élasticité de notre matériau.

Le tenseur de piézoélectricité pour le $Cd_xHg_{1-x}Te$ orienté avec une face libre (111) est donné par l'équation 1.69 (cf. section 1.3.2.1). Dans le cas d'un chargement en compression biaxiale, hypothèse vérifiée pour les composants sphériques, la résultante $d_{11} + d_{12} + d_{21} + d_{22}$ est nulle. La différence de tension entre deux faces parallèles distantes de h s'écrit alors selon l'équation 3.28 [130].

$$\Delta V = 2,71 \times h_{[\mu m]} \times \sigma_{[MPa]} \text{ [mV]} \tag{3.28}$$

Pour le composant Cronos, la polarisation pourrait atteindre 210 mV en valeur absolue avec une épaisseur $h = 10$ µm. Pour Rhéa, à la limite d'élasticité (environ 13 MPa), cette valeur atteindrait 350 mV. De telles amplitudes sont comparables à la polarisation des photodiodes par le transistor d'injection (quelques dizaines à quelques centaines de mV).

Cependant, le champ des contraintes varie de manière continue sur la matrice, sans saut d'un pixel à l'autre. Le champ de polarisation devrait suivre cette continuité à travers la matrice. Or, la variation de courant est discontinue, notamment autour des pixels ayant un fort courant.

Pour justifier cette discontinuité, seul un couplage entre un défaut cristallin local et le champ de contrainte pourrait expliquer la localisation de l'effet sur un seul pixel. Par exemple, une particule plus rigide comme un précipité ou moins rigide comme une cavité engendrerait une augmentation significative des contraintes autour d'elle dans certaines directions.

3.3.2.5 Bilan des relations entre défauts optoélectroniques, contraintes et dislocations

Les caractérisations optoélectroniques des composants courbes ont permis de mettre en évidence leur excellente opérabilité avec le procédé B. Ces résultats positifs sur des véhicules de recherche sont homogènes, reproductibles et stables dans le temps.

L'étude des défauts sélectionnés par une approche statistique donne un bilan clair et riche sur le comportement des détecteurs quantiques en $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Deux grands types de défauts mesurées peuvent apparaître avec le procédé B :
– des défauts rectilignes alignés avec les directions préférentielles des dislocations,
– des défauts ponctuels, généralement aux extrémités ou aux croisements des lignes.

Leurs densités sont directement corrélées au niveau de contraintes simulées dans le matériau. Pour les composants à forte courbure, la limite d'élasticité a été franchie, avec toutefois une densité raisonnable de dislocations introduites (pixels toujours fonctionnels).

L'équation 3.29 modélise le courant total généré dans les photodiodes en défaut. Elle fait intervenir notamment l'efficacité quantique η_{app}, la durée de vie des porteurs [9] τ, une résistance parallèle R_p et une résistance en série R_s. Le tableau 3.4 reporte les tendances d'évolution de ces paramètres selon le type de défaut et les effets sur les mesures.

9. La longueur de diffusion est supposée fixe, et je ne tiens pas compte de la génération/recombinaison dans la zone de charge d'espace (qui suit la même tendance que la diffusion).

$$I = \frac{Aen_i^2}{N_a}\frac{L}{\tau}\left[\exp\left(\frac{e(V-R_sI)}{k_BT}\right)-1\right]+\frac{V-R_sI}{R_p}-\eta_{app}\phi \tag{3.29}$$

Défauts	Mesures	R_p	R_s	τ	η_{app}
rectilignes	I_{obs} (↗)			↘	
	I-V (ΔV ↗)	↘	↗		
ponctuels	D (↘)				↘
	I (↗)			↘	
	b_{pv} (↗)	↘	↗	↘	
	R_b (↗)	↘	↗		

TABLE 3.4 – Bilan des défauts optoélectroniques observés et implications potentielles sur le comportement des photodiodes.

Ces résultats qualitatifs mettent en évidence l'intérêt de faire dialoguer deux échelles, macroscopique et microscopique, avec deux domaines scientifiques distincts, la mécanique et l'optoélectronique. La compréhension des phénomènes physiques responsables de la qualité *in fine* des détecteurs infrarouge se focalise du global (contraintes macroscopiques σ_{11}, courant total I, réponse D, etc.) vers le local (défauts cristallins microscopiques, durée de vie des porteurs τ, efficacité quantique η_{app}, etc.).

La section suivante fait un pas de plus vers l'application, avec l'intégration d'une matrice de détecteurs courbes dans une caméra compacte.

3.4 Évaluation d'un système optique à matrice de détecteurs quantiques courbes

L'ONERA et le CEA, avec le support de la DGA sur le projet TEMOIN 2, se sont associés pour réaliser un prototype de caméra à détecteurs courbes. L'ONERA a étudié la conception de la caméra et proposé des simulations optiques avec le logiciel ZEMAX©. Le CEA a fabriqué le composant sphérique courbe avec un rayon de 196 mm monté dans la caméra (composant Rhéa, voir le chapitre 2 pour le procédé de fabrication, et la section 3.2.2 pour ses performances optoélectroniques). J'ai participé à une campagne de mesure d'une semaine à l'Onera et post-traité les résultats à l'aide de scripts Scilab© développés à cette occasion.

L'objectif de la réalisation du prototype est de démontrer la fiabilité des détecteurs infrarouge courbes. Il pourra servir de véhicule de démonstration auprès d'industriels ou d'autres laboratoires de recherche.

Les moyens disponibles ne permettent pas de réaliser une caméra complexe qui démontrerait des performances accrues de détecteurs courbes face à un composant planaire. Le choix s'est donc porté sur un système imageant très compact à une lentille asphérico-diffractive en Germanium.

La lentille se trouve hors du cryostat, proche d'une position optimale calculée à l'aide du logiciel ZEMAX©. Un filtre froid est ajouté dans le cryostat pour couper les longueurs d'onde en dehors de la plage 3,7/4,8 µm. L'écran froid utilisé pour les caractérisations optoélectroniques standards de composants reste inchangé. Le positionnement de l'optique est optimisé pour diminuer les aberrations sur le champ imagé. Le système optique est ouvert à f/2 avec une longueur focale effective simulée de 58,33 mm, pour un champ total d'environ 10 ° (figure 3.55).

Cette configuration est optimisée pour une rétine courbe à 200 mm. Une autre caméra monolentille asphérico-difractive optimisée pour une rétine plane aurait des performances similaires. Ce système optique répond au cahier des charges du projet TEMOIN 2 et permet de réaliser le premier prototype de caméra à détecteurs infrarouge refroidis courbes. Cependant, pour différencier les deux technologies à l'avantage de la courbure, il faudrait un système optique avec un

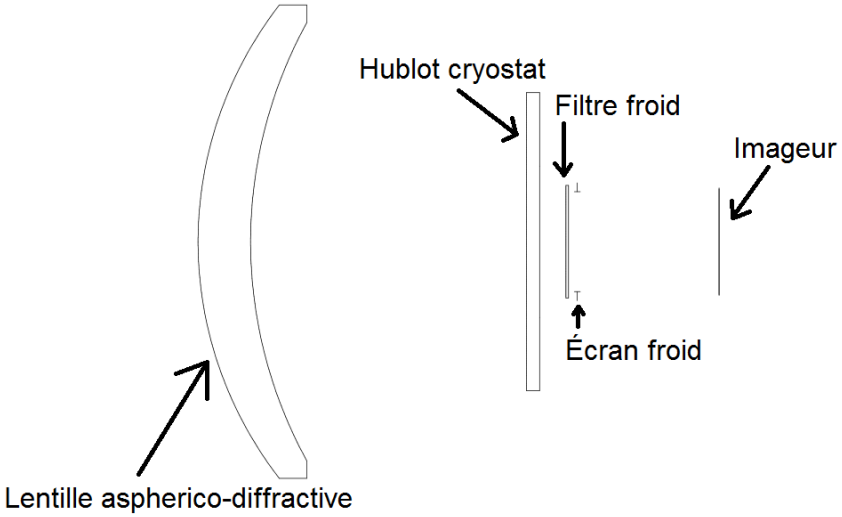


FIGURE 3.55 – Schéma de la caméra à détecteurs courbes.

champ plus important (typiquement supérieur à 30 °), des pixels de plus petites tailles (idéalement 10 µm, non-disponible au début de la thèse), et éventuellement des lentilles avec un indice de réfraction plus faible comme le silicium.

3.4.1 Conditions expérimentales

D'une manière générale, les caméras effectuent une transformation entre un objet source et une image convertie en signal électrique par la matrice de détecteurs. L'objet O et l'image I peuvent être décrits comme des fonctions continues de coordonnées (x,y).

En notant $*$ le produit de convolution, la réponse impulsionnelle d'un système d'imagerie, appelée fonction d'étalement de point FEP, peut être décrite par l'équation 3.30. Une transformation de Fourier $\mathcal{F}$ de cette équation permet de définir la fonction de transfert FT du système dans l'espace des fréquences spatiales (équation 3.31).

$$I(x,y) = O(x,y) * FEP(x,y) \tag{3.30}$$
$$\mathcal{F}[I(u,v)] = \mathcal{F}[O(u,v)] \times FT(u,v) \tag{3.31}$$

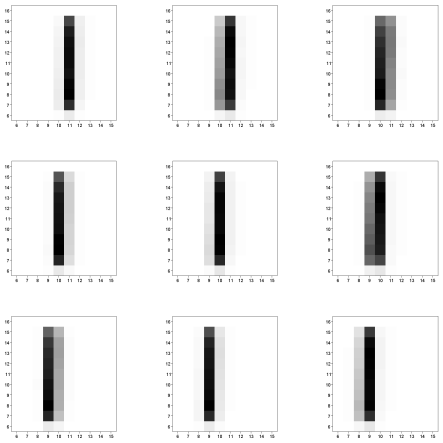
En général, la fonction de transfert est une fonction complexe de variables réelles. Elle se décompose en fonction de transfert de modulation FTM et en fonction de transfert de phase FTP (cette dernière sera négligée dans la suite de l'étude).

Si la FEP est supposée à variables séparables, elle peut s'exprimer à l'aide de la fonction d'étalement de ligne FEL : $FEL(x) = \int FEP(x,y)dy$ et $FEL(y) = \int FEP(x,y)dx$. La FEL est alors une « coupe » de la FEP. Il suffit donc de balayer une fente très fine (de largeur inférieure à la taille du pixel) devant un pixel dans les deux directions pour connaitre la FTM de la caméra [131, 132] (figure 3.56).

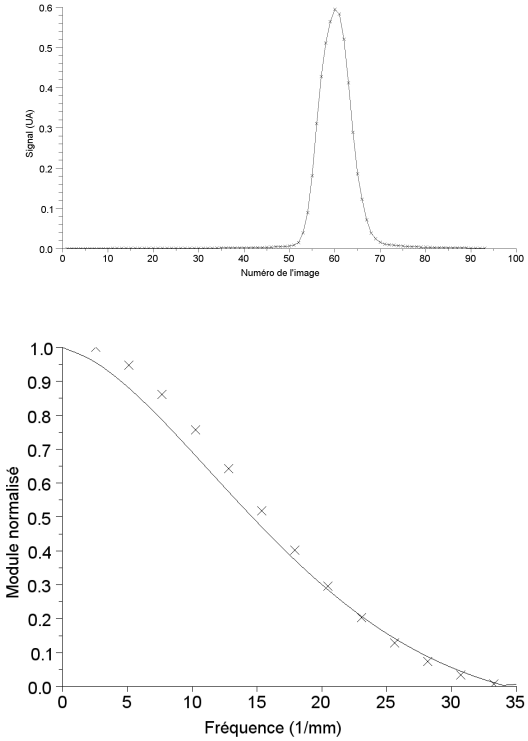
Pour mesurer la FTM, j'ai utilisé un banc dédié à l'ONERA, composé d'une source infrarouge (de type cavité) à 850 °C, d'un obturateur (interrupteur optique), d'un collimateur de focale 2 m, d'une nacelle à deux axes (berceau et platine) et d'un miroir en or (figure 3.57). Une fente fine est placée au foyer du collimateur. Les acquisitions vidéo, la température du corps noir, l'obturateur et les axes de la nacelle sont pilotés par un logiciel développé en interne en Python.

Les images sont acquises à une fréquence de 80 Hz, en polarisant les transistors d'injection à 900 mV.

Deux séries de mesures avec la fente successivement verticale et horizontale permettent de connaitre la FTM dans les deux directions en différents points du champ. Le tableau 3.5 rapporte



(a) Imagettes obtenues en imageant une fente fine sur le pixel (9,10), zoomées sur 15x15 pixels, en sélectionnant une image sur deux.



(b) Signal obtenu sur le pixel (9,10) lorsque la fente verticale le balaye horizontalement et FTM tangentielle déduite de la courbe précédente (croix) et simulée (courbe).

FIGURE 3.56 – Construction de la FTM à partir du balayage d'une fente fine devant un pixel.

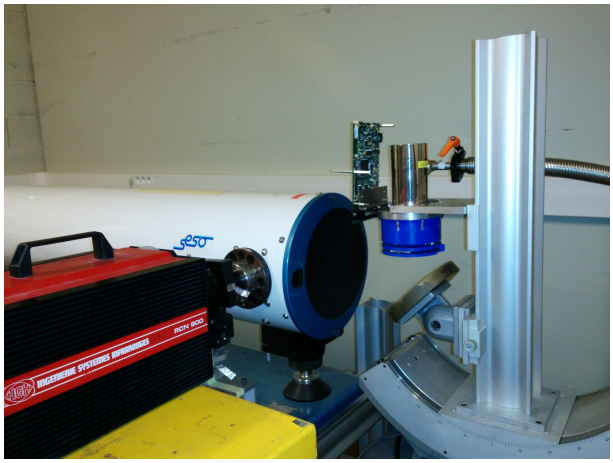
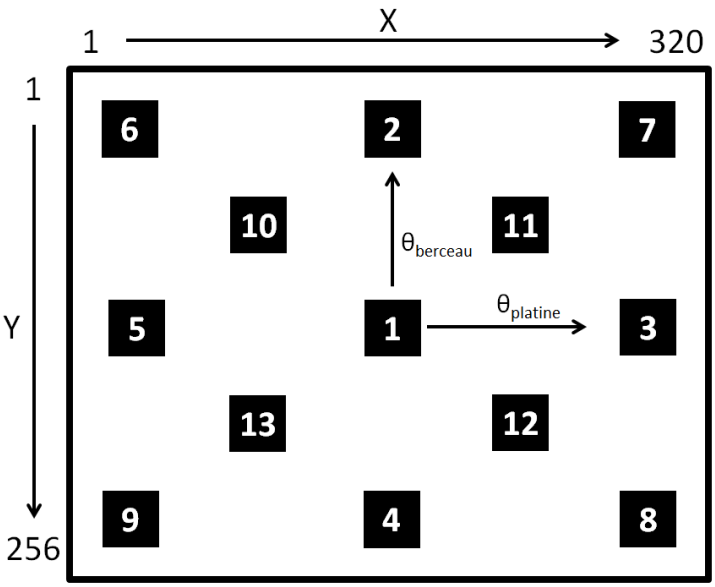


FIGURE 3.57 – Photographie du banc optique pour la mesure de la fonction d'étalement de ligne de la caméra à détecteurs courbes.

les points mesurés avec les angles référencés de la nacelle (origine au centre de la matrice sur le pixel (160,127), angle $\theta_{platine}$ pour la platine, $\theta_{berceau}$ pour le berceau). Pour de faibles angles d'incidence, l'angle résultant θ_{inc} peut être calculé simplement comme la moyenne quadratique : $\theta_{inc} = \sqrt{\theta^2_{platine} + \theta^2_{berceau}}$.



N°	X	Y	$\theta_{berceau}$ en degré	$\theta_{platine}$ en degré	θ_{inc} en degré
1	160	127	0	0	0
2	162	9	3,5	0	3,5
3	313	130	0	4,5	4,5
4	158	245	-3,5	0	3,5
5	8	125	0	-4,5	4,5
6	10	9	3,5	-4,5	5,6
7	310	10	3,5	4,5	5,6
8	310	246	-3,5	4,5	5,6
9	10	246	-3,5	-4,5	5,6
10	83	65	1,8	-2,3	2,9
11	81	186	1,8	2,3	2,9
12	237	189	-1,8	2,3	2,9
13	240	68	-1,8	-2,3	2,9

TABLE 3.5 – Localisation des pixels choisis pour la mesure de FEL.

La fente de largeur 100 µm est projetée sur la matrice de détecteurs à travers le collimateur de focale 2 m et la lentille de focale environ 60 mm. La taille de la fente projetée est $\frac{L_{fente}}{f_{collimateur}} f_{lentille} = 3$ µm. Cette valeur est bien plus faible que la taille du pixel, 30 µm.

La fente est déplacée sur la matrice de détecteurs par pas angulaires de 0,004 °. Or, l'angle (appelé IFOV) entre deux pixels consécutifs de 30 µm dans une caméra de focale 60 mm est théoriquement de arctan $\frac{0,03}{60} = 0,0286$ °. Une mesure de maximum de signal de sortie d'un point source en fonction de l'angle donne un IFOV de 0,030 °. Le pas d'échantillonnage est donc de $4,2 \pm 0,2$ µm.

Avec 93 mesures centrées sur le pixel d'intérêt, la fréquence d'échantillonnage de la mesure f^{mes}_{ech} est de 238 mm^{-1}. Or, le pixel coupe le signal à la fréquence $f_c = \frac{1}{0,03} = 33$ mm^{-1}. Le signal est donc bien échantillonné. Les résultats seront représentés jusqu'à 35 mm^{-1} et les comparaisons se feront à la fréquence de Nyquist $f_{Nyq} = \frac{f_c}{2} = 17$ mm^{-1}. Celle-ci correspond à la plus grande fréquence utile, au-delà de laquelle des repliements de spectre peuvent affecter le signal [131].

3.4.2 Performances de la caméra

La caméra est bien fonctionnelle avec peu de pixels morts (court-circuits et circuits ouverts). La figure 3.58 présente deux photographies de scènes extérieures autour du centre de Palaiseau de l'ONERA. La première correspond à des bâtiments à environ 100 m. Les bords de la fenêtre de toit au centre absorbent beaucoup plus l'énergie solaire que le toit de cette maison. La deuxième photographie est un groupe de jeunes chercheurs de l'ONERA situés à 30 m vers lequel je cours, au premier plan à droite. À ces faibles distances, les images ne sont pas parfaitement focalisées.

(a) Bâtiments à environ 100 m.

(b) Jeunes chercheurs à environ 40 m.

FIGURE 3.58 – Photographies prises avec la caméra infrarouge à détecteurs courbes.

Des objets mobiles à plus grandes distances sont également bien résolus. Les imagettes de la figure 3.59 représentent un avion de ligne après son décollage de l'aéroport d'Orly avec un ciel nuageux en fond.

Usuellement, un objet est considéré comme net lorsqu'il se trouve au-delà de la moitié de la distance hyperfocale H. Celle-ci est définie pour notre système par $H = \frac{f_{lentille}^2}{N p_{pixel}}$ [132], soit 60 m. Or, le groupe de personnes sur la photographie 3.58 se trouve à environ 40 m mais n'est pas encore net.

Pour quantifier la dégradation de l'image dans le champ, la fonction d'étalement de ligne FEL a été mesurée avec différents angles d'incidence (cf. tableau 3.5). Une comparaison avec les résultats issus de la simulation numérique est possible.

Au centre de la matrice (cf. figure 3.60), les courbes de FTM dans les deux directions x et y devraient être confondues (symétrie axiale). Le décalage observé ici est probablement lié à une faible inclinaison de la lentille aspherico-diffractive. Toutefois, il apparaît clairement que le focus réglé par la distance de la lentille à l'imageur a été optimisé et les FTM restent proches des valeurs théoriques attendues.

En bord de champ, trois angles peuvent être comparés sur la figure 3.61 : $\pm 3,5$ ° aux extrémités verticales (points 2 et 4 dans le tableau 3.5), $\pm 4,5$ ° aux extrémités horizontales (points 3 et 5) et $\pm 5,7$ ° dans les coins (points 6, 7, 8 et 9). Des écarts entre les angles opposés (+3,5 ° et -3,5 ° par exemple) démontrent un désalignement léger des éléments du système optique. À la fréquence de Nyquist $f_{Nyq} = 17$ mm^{-1}, la FTM varie autour de 0,46, avec des écarts inférieurs à $\pm 0,05$ entre la mesure et la valeur calculée.

La bonne adéquation entre les mesures et les résultats de la simulation confirme le bon réglage du système. De légers désalignements de la lentille, de la matrice de détecteurs et du centre de courbure (ces deux derniers n'étant pas ajustables) sont en partie responsables des écarts observés.

L'homogénéité spatiale des FTM sur la matrice est également mesurée (figure 3.62) en comparant 4 points à $\theta_{inc} = 2,9$ ° du centre (points 10, 11, 12 et 13 dans le tableau 3.5). De très faibles écarts entre les courbes apparaissent. L'écart-type maximum des points mesurés jusqu'à 33 mm^{-1} atteint 0,026 (correspondant à la FTM tangentielle à 25,6 mm^{-1}).

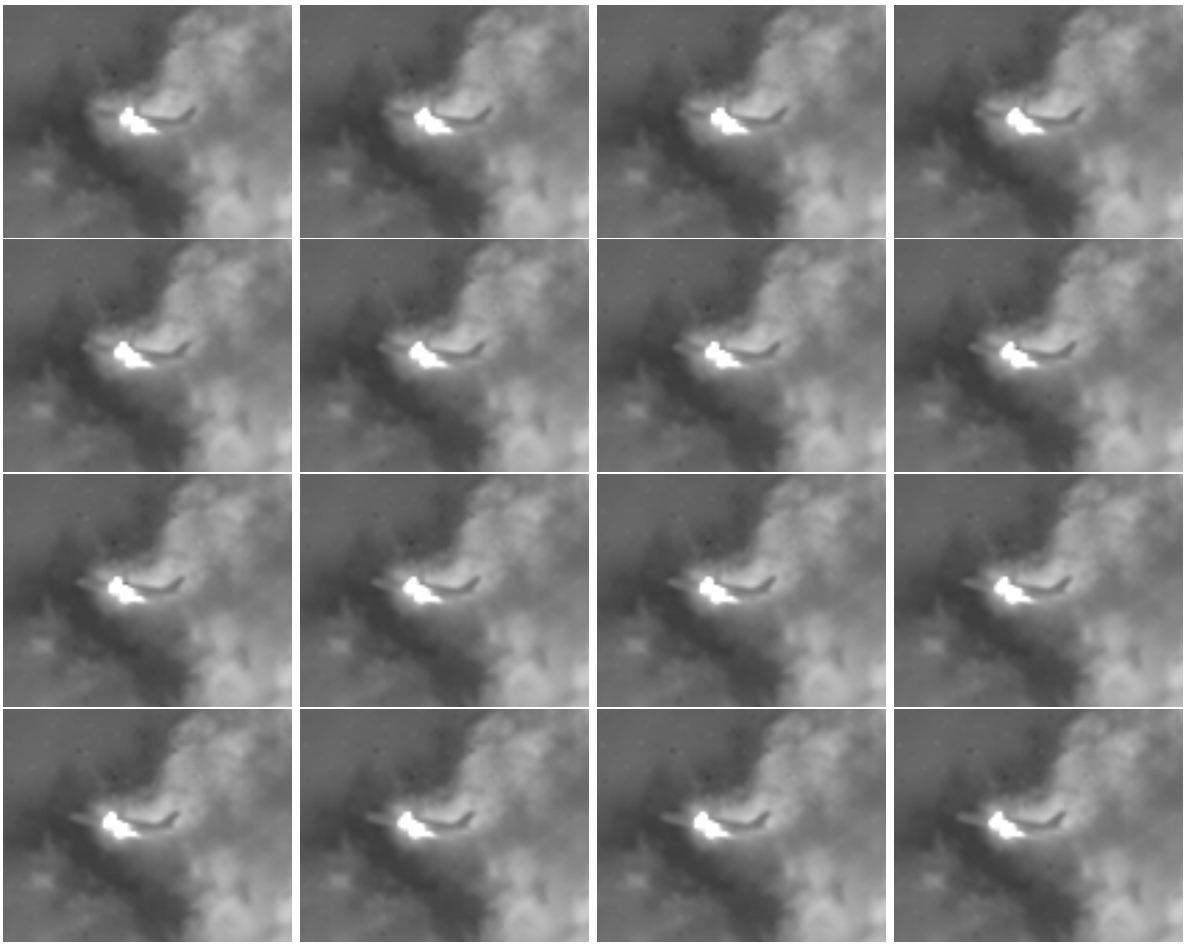


FIGURE 3.59 – Séquence de 16 photographies consécutives d'un avion de ligne, zoom sur 104x84 pixels.

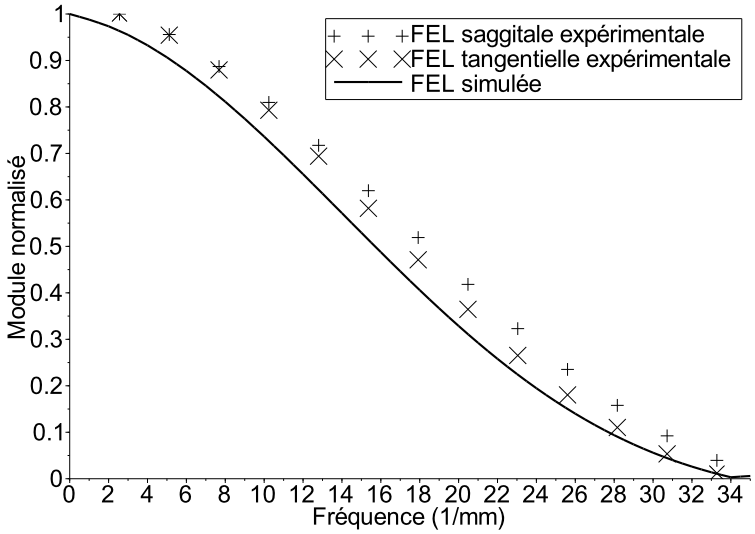


FIGURE 3.60 – Fonctions d'étalement de ligne FEL au centre de la matrice sur le pixel (160,127) (en module, normalisé). La simulation donne une FEL tangentielle et saggitale égales, comme prédit par la théorie.

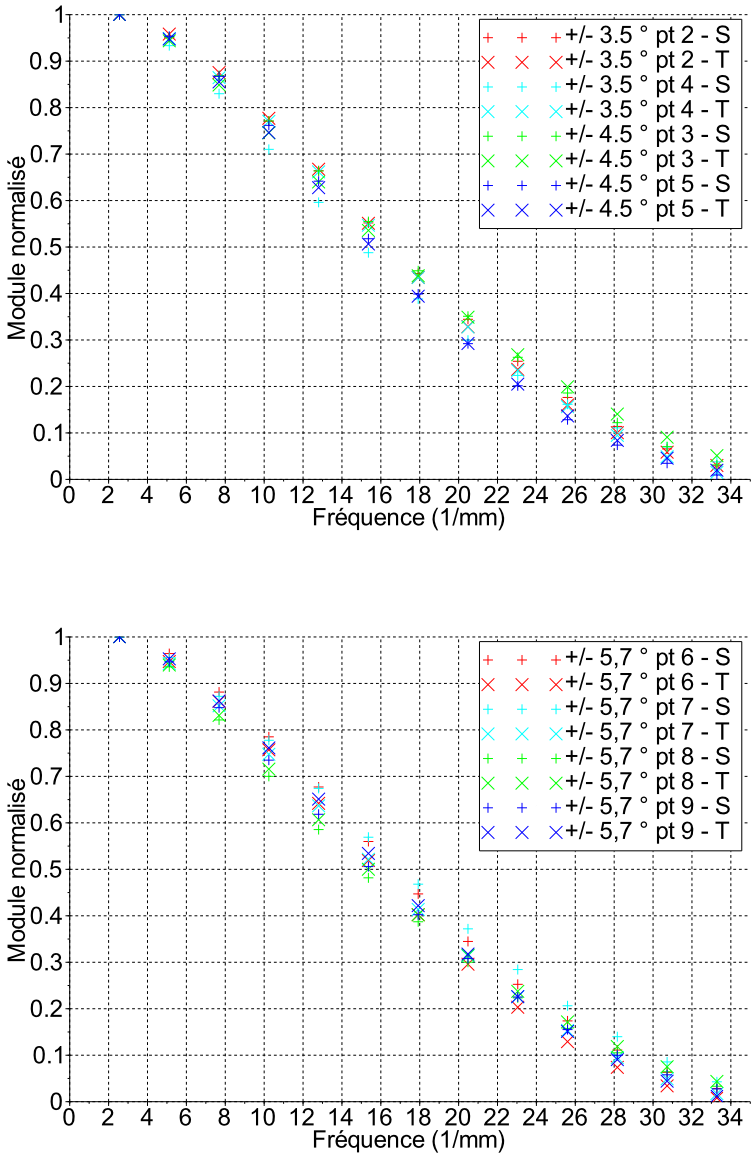


FIGURE 3.61 – Fonctions d'étalement de ligne sagittale (S) et tangentielle (T) à $\pm 3,5$ °, $\pm 4,5$ ° et $\pm 5,7$ ° du centre (en module, normalisé).

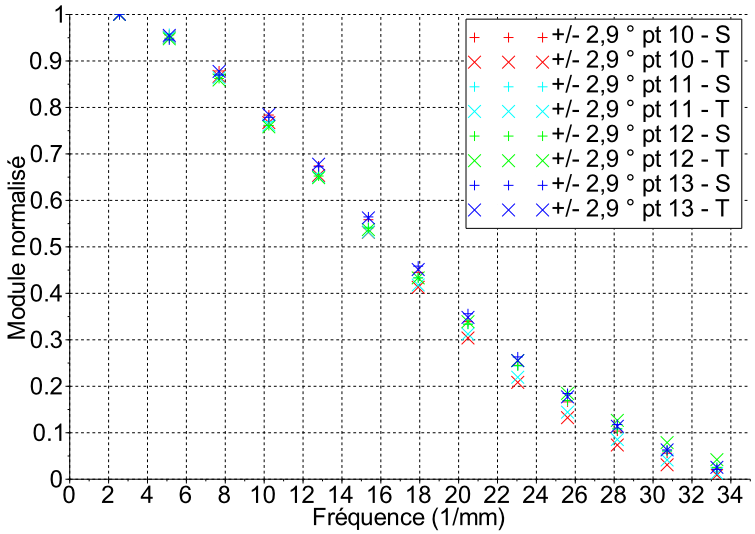


FIGURE 3.62 – Homogénéité de la FTM en 4 points à $\theta_{inc} = 2,9$ ° du centre (en module normalisé, S pour sagittale et T pour tangentielle).

L'effet de la courbure du plan focal pour cette configuration du système optique (précisément optimisé pour un plan focal courbe) peut simplement se mettre en évidence en remplaçant le composant par un imageur planaire. Dans ce cas, la simulation donne des FTM dégradées. La figure 3.63 permet de comparer les valeurs simulées des FTM à la fréquence de Nyquist en fonction de la position sur la diagonale de la matrice. Il apparaît clairement que le composant plan avec le même système optique que le composant courbe génère une FTM dégradée en bord de champ. L'astigmatisme engendre une séparation nette entre les courbes sagittale et tangentielle. L'utilisation d'un composant sphérique à 200 mm permet d'obtenir une FTM quasiment indépendante du champ et sans effet d'astigmatisme.

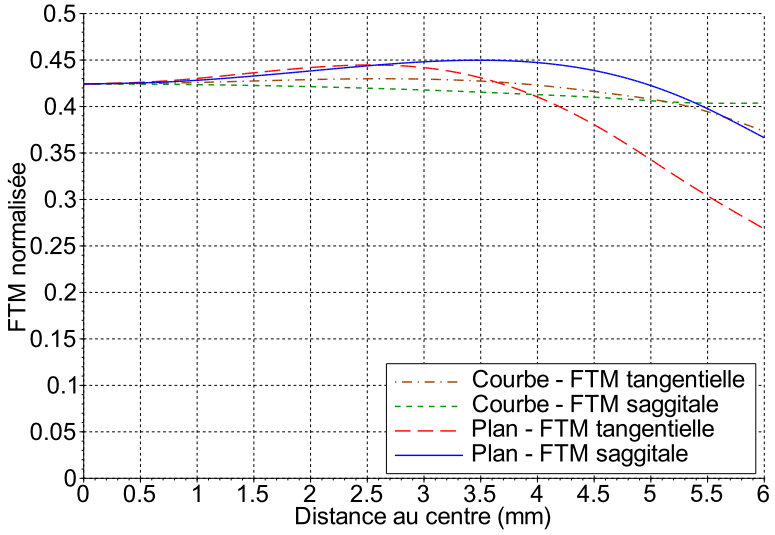


FIGURE 3.63 – FTM à la fréquence de Nyquist pour un imageur courbe le long de la diagonale de la matrice, comparée à un imageur planaire (avec le placement de la lentille optimisé pour le cas courbe).

En conclusion, le prototype de la caméra à détecteurs infrarouge courbe est fonctionnel et performant. La configuration simple réalisée ici ne permet pas de démontrer l'avantage du composant courbe face à celui planaire. Cependant, elle démontre la possibilité de réaliser de

nouveaux prototypes plus complexes qui intégreraient des détecteurs courbes pour en tirer profit, tel qu'un télescope de type Cassegrain, ou tout système optique avec ré-imageur composé d'un objectif et d'une optique relais qui rajoute de la courbure de champ.

3.5 Conclusion partielle

Suite au nouveau procédé de courbure efficace et stable, six composants courbes ont pu être caractérisés sur un banc optoélectronique pour déterminer leur performances. Ils sont tous parfaitement fonctionnels. Cette nouvelle classe d'imageur a profité du savoir-faire établi du laboratoire de caractérisation (LIIR) pour les mesures standards (courant, bruit, I-V). J'ai implémenté un algorithme (Scilab) pour tenir compte de la courbure des composants sur la diminution de l'éclairement en bord de champ.

Pour aller plus loin dans la compréhension des phénomènes optoélectroniques propres à ces composants, une mesure du courant d'obscurité en fonction de la température complète avantageusement les mesures précédentes. À cette occasion, j'ai développé un nouveau protocole de mesure de courant d'obscurité avec paramètres d'acquisition inconnus *a priori* (tension de RaZ, tension de saturation, temps d'intégration, etc.). Pour traiter le cas particulier du circuit de lecture à injection directe (mesure à faible température délicate), j'ai ajouté une modélisation du transistor d'injection selon la théorie EKV pour le post-traitement des résultats.

Les mesures standards ont mis en évidence la bonne opérabilité des imageurs courbes en termes de courant, de réponse, de bruit et de NETD. Ils sont fonctionnels et aptes à l'intégration dans des caméras. Le procédé B n'affecte pas les défauts durs (court-circuits et circuits ouverts) de manière significative. L'étude des défauts selon des critères statistiques rend manifeste leur augmentation en nombre et en intensité. La tendance et la répartition sur la matrice des défauts en courant, réponse, bruit photovoltaïque, dépolarisation et courant d'obscurité permettent de les corréler aux résultats de mécanique du chapitre 2.

Il apparaît clair que les contraintes dans les composants ayant les plus fortes courbures sphériques (R=196 et 275 mm) ont dépassé la limite d'élasticité. L'hétérogénéité des déformations nécessaires à la forme sphérique est mise à profit pour déterminer une limite d'élasticité entre 11 et 13 MPa. Les défauts cristallins possiblement générés (dislocations, lacunes, atomes en substitution, etc.) sont analysés à la lumière des résultats optoélectroniques, en lien avec les observations rapportées dans la littérature. Malgré la complexité de la physique sous-jacente, encore largement méconnue, certaines tendances se dessinent nettement :

- Les dislocations agissent comme des centres de recombinaison des porteurs et diminuent la durée de vie dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$. Selon leurs caractéristiques et leur localisation, elles peuvent faire apparaître une résistance en série dans les photodiodes. Le mécanisme exact en jeu reste indéterminé.
- Des défauts ponctuels, potentiellement liés au réseau de dislocations, engendrent des excès significatifs de courant et de bruit.

Une modélisation complète et exhaustive nécessiterait une analyse plus fine des défauts générés, voir un meilleur contrôle de leur génération pendant le procédé, par exemple en choisissant une orientation cristalline du monocristal de $Cd_xHg_{1-x}Te$ en fonction de la déformation appliquée. Le procédé B est potentiellement un atout indéniable dans l'étude des défauts cristallins électriquement actifs, pour laquelle la littérature sur le $Cd_xHg_{1-x}Te$ reste encore largement lacunaire jusqu'en 2014.

La qualité des composants courbes permettant l'étude poussée des défauts optoélectroniques est également mis à profit pour l'élaboration d'une caméra compacte à imageur sphérique. La réalisation d'un système optique simple avec l'ONERA a démontré la possibilité d'intégrer ces composants dans des systèmes plus complexes et plus ambitieux, notamment pour des applications spatiales. La courbure étant proprement la frontière entre le systémier, l'opticien et le technologue, une discussion plus large permettrait d'envisager la simplification de télescopes terrestres et spatiaux.

Conclusion générale et perspectives

Bilan

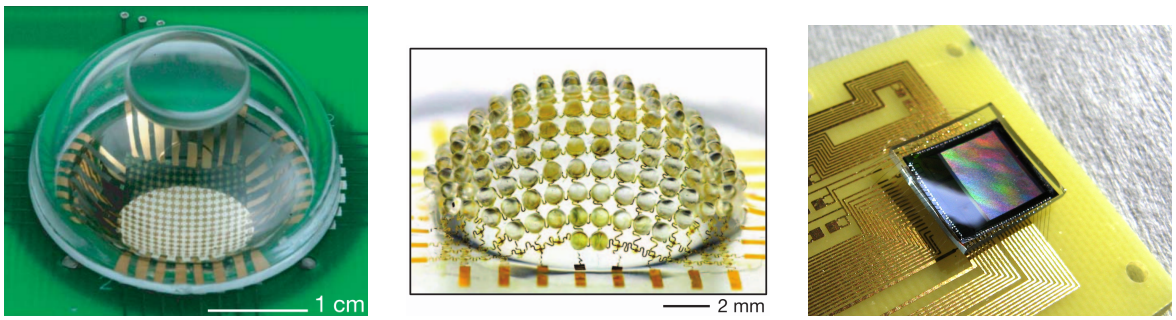
Avantages de la courbure de plans focaux

La courbure de matrice de détecteurs possède des enjeux particulièrement riches grâce à sa portée naturellement multi-disciplinaire.

L'enjeu premier est celui de l'optique. Cette discipline a toujours été un vecteur fort de développement scientifique et technologique, depuis la fabrication des premières lunettes astronomiques, jusqu'à l'envoi en orbite de télescopes, en passant par l'amélioration des télécommunications avec la fibre optique ou encore l'analyse de la matière avec la spectroscopie.

Parmi les nombreuses contraintes pesant sur la conception des systèmes optiques, celle de la forme de la surface de détection est particulièrement critique. En effet, les détecteurs sont des composants à la frontière entre deux types d'acteurs bien distincts : les « microélectroniciens » et les « systémiers ». Les premiers fabriquent les détecteurs alors que les seconds les intègrent dans les systèmes optiques. Ces acteurs possèdent des contraintes économiques, politiques et technologiques différentes. Ainsi, pour assurer le succès d'un transfert d'innovation, la problématique doit inclure une vision large et pragmatique.

Or, la courbure du plan focal est l'une de ces innovations à deux faces. Ce Janus apparaît grâce au développement de l'électronique flexible au cours des années 2000. Parmi ses premières applications spectaculaires figurent les prémisses de l'œil bionique : l'œil humain d'abord, puis l'œil d'arthropode (type « œil de mouche », figure 3.64). Cependant, ces technologies nécessitent des ruptures par rapport à la fabrication industrielle à l'état de l'art des matrices de détecteurs.



(a) L'œil humain par Ko *et al.* [93].

(b) L'œil d'arthropode par Song *et al.* [98].

(c) L'œil infrarouge par Dumas *et al.* [1].

FIGURE 3.64 – Exemples de matrices de détecteurs courbes dans la littérature.

Selon l'application finale du système optique, différentes courbures peuvent être désirées. Les systèmes embarqués tels que les drones, les véhicules ou les missiles nécessitent généralement des caméras compactes à large champ (≥ 60 °). Dans ce cas, les simulations suggèrent l'utilisation de plans focaux sphériques fortement courbés, avec des rayons typiques inférieurs à 100 mm. Dans l'imagerie spatiale, l'observation d'objets célestes peu lumineux et de taille angulaire réduite impose de larges surfaces de collection. Les télescopes à champ large (≥ 1 °) bénéficieraient d'un plan focal ayant une courbure sphérique modérée, avec des rayons typiques de quelques centaines de millimètres. D'autres types de courbure peuvent présenter des intérêts dans les

systèmes optiques, notamment la forme cylindrique pour la spectroscopie.

Applications pour les détecteurs quantiques infrarouge

Les travaux du CEA/Leti sur la courbure du plan focal ont démarré en 2008 à contre-pied de l'approche de Rogers *et al.* en développant un procédé de courbure en fin de chaîne industrielle. Ainsi, une matrice de microbolomètres infrarouge courbe a été intégrée dans une caméra à partir d'un composant industriel standard.

Dans le domaine infrarouge, les microbolomètres adressent un marché à gros volumes mais aux besoins modérés en termes de performances. Les applications à hautes valeurs ajoutées comme le spatial et parfois le militaire préfèrent souvent les matrices de détecteurs quantiques. Plusieurs filières coexistent selon la bande spectrale (SWIR, MWIR, LWIR ou VLWIR) : InSb, InGaAs, InAs, etc. Cependant, le matériau de choix reste le $Cd_xHg_{1-x}Te$ car l'ajustement de sa composition x permet d'adresser toutes les longueurs d'onde infrarouge.

Malgré ses avantages indéniables, peu d'acteurs maîtrisent la fabrication de détecteurs quantiques en $Cd_xHg_{1-x}Te$. Les deux principales raisons sont une épitaxie délicate sur homo- ou hétérosubstrat d'une part, et des propriétés mécaniques pauvres d'autre part. Ces dernières sont par ailleurs mal connues et peu diffusées dans la littérature scientifique. Par conséquent, la fabrication de détecteurs quantiques en $Cd_xHg_{1-x}Te$ courbes est un argument ultime en faveur des sytèmes optiques infrarouge à plan focal courbe à deux titres :

- le $Cd_xHg_{1-x}Te$ possède des performances optoélectroniques bien supérieures à son concurrent, le microbolomètre ;
- la manipulation et le packaging des composants en $Cd_xHg_{1-x}Te$ sont des challenges technologiques en soi.

Pour se confronter à ce défi, j'ai réalisé une bibliographie des propriétés thermomécaniques et optoélectroniques du $Cd_xHg_{1-x}Te$. En croisant les informations sur le CdTe, le HgTe, et le $Cd_xHg_{1-x}Te$, il est possible d'estimer la matrice des rigidités de la couche mince en fonction de la température. De plus, les études sur la plasticité mettent en évidence une limite d'élasticité faible à température ambiante, de l'ordre de quelques dizaines de MPa. Le type et la génération des dislocations dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ ne sont pas complètement établies, particulièrement leur lien avec les autres défauts cristallins (lacunes, atomes substitionnels et interstitiels, précipités, etc.).

Ce dernier point est particulièrement préjudiciable sur la compréhension des effets optoélectroniques des dislocations dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$. Ainsi, des variations de conductivité, de mobilité et de durée de vie des porteurs sont observées sur les échantillons déformés, ainsi que dans les couches épitaxiées sur hétéro-substrat (avec désaccord de maille), mais les mécanismes physiques à l'œuvre ne sont pas clairement mis en évidence.

Procédés de courbure de puces en silicium et de composants hybrides

Il apparaît donc nettement une symbiose entre deux catégories d'applications dans l'infrarouge (caméra compacte et astronomie) avec deux filières technologiques associées (matrices de microbolomètres et détecteurs quantiques en $Cd_xHg_{1-x}Te$). Naturellement, deux procédés différents doivent être développés. Le procédé A concerne tous les composants monopuces sur silicium, comme la matrice de microbolomètres. Il a été développé au cours des travaux de thèse de D. Dumas. J'ai développé le procédé B au cours des travaux de la présente thèse. Il concerne les composants multipuces hybridés, comme la matrice de détecteurs quantiques en $Cd_xHg_{1-x}Te$ (circuit de détection en $Cd_xHg_{1-x}Te$ reporté sur un circuit de lecture en silicium).

Dans le cas du procédé A, j'ai réalisé un plan d'expériences sur des maquettes en silicium de 10x10 mm^2, à différentes épaisseurs et paramètres du procédé. Ces travaux ont permis d'optimiser le procédé, de le stabiliser et de connaître ses limites. J'ai également encadré un stagiaire d'IUT pour étudier d'autres formes de maquettes : carrées 5x5, 20x20 mm^2 et rectangulaires 5x10, 5x20 et 10x20 mm^2.

La forme sphérique convexe peut atteindre des rayons de courbure inférieurs à 100 mm sans défaut. Des pliures apparaissent en-dessous d'un rayon critique selon les dimensions des puces. Leurs configurations (coins ou arêtes) et leurs tailles dépendent aussi des dimensions des puces.

La forme sphérique concave avec des rayons inférieurs à 100 mm est possible. Pour la puce standard de 1 cm^2 et 50 µm d'épaisseur, la rupture intervient autour d'un rayon de 40 mm.

Pour comprendre la formation des pliures, des méplats et la rupture des puces carrées de 10x10 mm^2, j'ai réalisé des simulations par éléments finis avec le logiciel Ansys© APDL. La modélisation utilise des éléments coques validés par une comparaison avec la littérature dans le cas standard d'un « bulge test ». L'élasticité anisotrope du silicium est également comparée à une loi de comportement isotrope. Les résultats mettent en évidence une répartition hétérogène des contraintes, avec une compétition entre contraintes de flexion et contraintes de membrane (traction ou compression homogène dans toute l'épaisseur). Cette observation explique l'apparition des pliures dans la configuration convexe, le méplat central dans la configuration concave et donne une estimation de la contrainte à la rupture entre 400 et 500 MPa.

Le procédé B, dont les détails ne peuvent pas être communiqués pour des raisons de confidentialité, permet d'obtenir des composants sphériques et cylindriques concaves. Seuls les rayons de courbure supérieurs à 100 mm ont été réalisés pour répondre aux besoins de l'astronomie mais les véritables limites technologiques du procédé restent à découvrir. À ces rayons, les écarts à la sphère parfaite sont inférieures à $\pm$ 5 µm, ce qui est proche de l'état de l'art pour des composants planaires.

Intégration des détecteurs quantiques courbes dans une caméra opérationnelle

À l'issue de la mise au point du procédé B, six composants courbes MWIR au format TV/4 au pas de 30 µm sont intègres et parfaitement fonctionnels (rendement de 45 %) : quatre sphériques concaves et deux cylindriques concaves. Ils constituent les premières matrices de détecteurs quantiques courbes.

Avec le concours de l'ONERA et de la DGA, une caméra compacte simple a intégré la matrice sphérique d'un rayon d'environ 200 mm. Des photographies infrarouge de bonne qualité ont été prises. Une campagne de mesure de la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) a confirmé son homogénéité sur toute la surface de détection.

Il est donc aujourd'hui possible d'envisager l'intégration des matrices de détecteurs quantiques courbes à base de $Cd_xHg_{1-x}Te$ dans des systèmes optiques plus complexes comme des caméras infrarouge industrielles ou des télescopes d'observation spatiale.

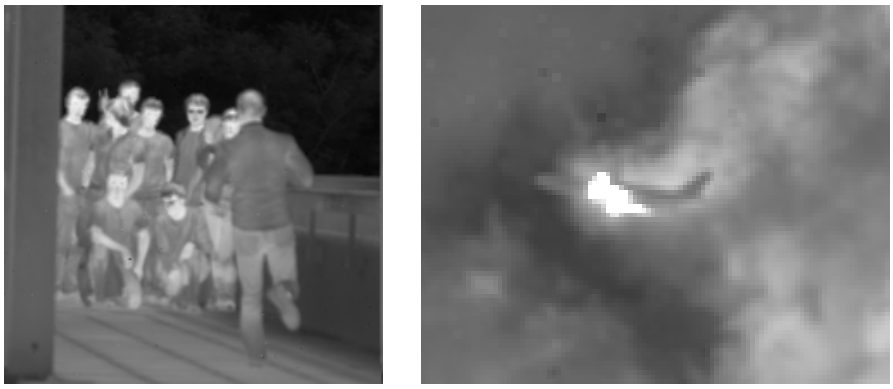


FIGURE 3.65 – Photographies prises avec des matrices de détecteurs courbes.

Performances de détecteurs quantiques infrarouge courbes

Cette réussite des détecteurs quantiques courbes permet d'avancer sur deux nouveaux fronts : leur évaluation fine en termes de performances optoélectroniques pour l'intégration dans des

systèmes optiques innovants, et l'étude du couplage contrainte/déformation et propriétés optoélectroniques dans les semi-conducteurs.

Les caractérisations standard de détecteurs quantiques incluent le comptage des défauts durs (court-circuits, circuits ouverts) et les mesures du courant photonique, de la réponse, du bruit et du NETD des composants. J'ai modifié le traitement des résultats de mesure pour tenir compte de la forme sphérique ou cylindrique avec l'implémentation d'un algorithme sous Scilab.

Les performances standard mesurées ne sont pas représentatives des composants industriels mais font des composants courbes des imageurs MWIR opérationnels. Les valeurs moyennes et les dispersions sur la matrice sont proches des valeurs usuelles pour cette filière technologique dans le milieu de la recherche : un courant autour de 1 nA face à un corp noir à 25 °C, une réponse autour de 40 pA/K, un NETD inférieur à 8 mK. Le nombre de défauts durs reste stable et faible, même après un an sans utilisation.

En revanche, un traitement statistique sur l'ensemble des pixels met en évidence une augmentation des « défauts » dont les propriétés dépassent certains seuils. Pour comprendre les mécanismes physiques responsables de cette observation, des mesures complémentaires ont été menées : courbes I-V sous flux et courant d'obscurité en fonction de la température de fonctionnement. Pour cette dernière mesure, j'ai développé un nouveau protocole de mesure qui permet d'explorer une large gamme de température (de 80 à 180 K) sans connaître à l'avance les caractéristiques [10] du circuit de lecture et des photodiodes (temps d'intégration, courants, tensions de saturation, de RaZ, etc.). De plus, j'ai intégré une modélisation du transistor d'injection dans le traitement des résultats pour accéder à des courants d'obscurité très faibles dans les détecteurs MWIR à moins de 100 K (jusqu'à 10^{-15} A).

Ainsi, il existe de nombreuses corrélations entre les défauts optoélectroniques observés, permettant de différencier au moins trois catégories de défauts :

- d'une part, des segments rectilignes de défauts selon trois directions privilégiées (horizontale, à +60 ° et à -60 °) avec un excès de courant d'obscurité et un retard de polarisation (appelé χ). Ce dernier point n'a jamais été rapporté dans la littérature à ma connaissance.
- d'autre part, des défauts ponctuels aux extrémités ou aux intersections des segments définis ci-dessus avec un excès de courant et de bruit, et une réponse amoindrie ;
- enfin des défauts ponctuels qui semblent indépendant du réseau de segments.

En complément des mesures optoélectroniques poussées, j'ai réalisé une simulation par éléments finis du procédé B sous Ansys© APDL afin d'estimer les contraintes macroscopiques dans les composants courbes. Celles-ci peuvent potentiellement être à l'origine des défauts optoélectroniques mesurés. La simulation implémente une loi de comportement élastique anisotrope du silicium et du $Cd_xHg_{1-x}Te$.

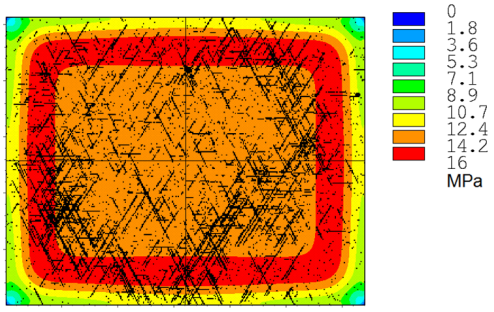
Les résultats mettent en évidence plusieurs points intéressants.

- Pour des formes sphériques concaves, la répartition des contraintes est hétérogène à travers la matrice, avec une contribution essentiellement biaxiale (σ_{11} et σ_{22}). Le maximum est observé dans un anneau, avec une diminution des contraintes dans les coins et au centre.
- Il existe un fort gradient aux bords de la matrice pour des rayons de courbure inférieurs à 300 mm.
- La valeur maximale de la contrainte de von Mises peut atteindre plus de 10 MPa dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$, susceptible de dépasser la limite d'élasticité (simulation limitée au régime élastique).
- Le circuit de lecture est peu sollicité avec des contraintes longitudinales σ_{11} et σ_{22} inférieures à 50 MPa.

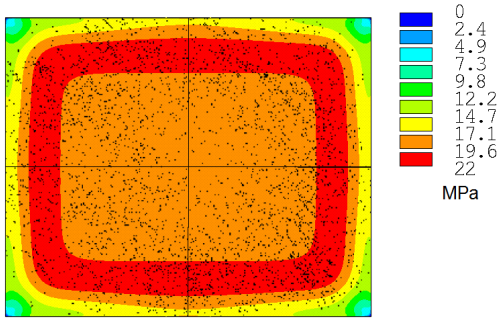
Le croisement des résultats des mesures optoélectroniques et de simulation mécanique permet d'affirmer un lien fort entre propriétés des photodiodes et contraintes/déformations dans la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$. La densité des défauts rectilignes et ponctuels est plus forte dans les zones les plus contraintes. La répartition caractéristique de la contrainte de von Mises se retrouve sur les cartographies de défauts (figure 3.66).

À partir de l'étude de la cristallographie du $Cd_xHg_{1-x}Te$, il est possible de prédire comment

10. Les tensions de saturation et de RaZ varient également avec la température...



(a) Cartographie des défauts de courant d'obscurité à 95 K superposée sur la cartographie des contraintes de von Mises calculées par simulation mécanique, pour le composant sphérique Hypérion (R=275 mm).



(b) Cartographie des défauts en rapport de bruit ($R_b > 3$) superposée sur la cartographie des contraintes de von Mises simulées pour le composant sphérique Rhéa (R=196 mm).

FIGURE 3.66 – Corrélation entre les contraintes dans le circuit de détection et les défauts optoélectroniques des photodiodes.

des dislocations peuvent être générées dans le matériau. En mesurant l'orientation cristalline de la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$, j'en ai déduit pour nos composants l'activation de quatre systèmes de glissement sur deux plans de glissement distincts à l'aide du calcul du facteur de Schmid. La trace des plans de glissement correspond précisément aux directions des défauts rectilignes à +60 ° et -60 °. Les lignes horizontales ne sont pas liées à un système de glissement normalement activé par le procédé B, mais peuvent se composer d'une succession de plans de glissement, selon le modèle de la ligne de dislocation brisée développé dans la section 3.3.2.1.

Ce faisceau convergent d'indices permet d'affirmer que la limite d'élasticité a été franchie pour les composants sphériques avec des rayons inférieurs à 300 mm. D'après les résultats de simulation, cette limite se situe entre 11 et 13 MPa pour ces composants ($Cd_xHg_{1-x}Te$ avec x≈0,30). Ainsi, des dislocations ont été générées et affectent les propriétés optoélectroniques des photodiodes. Les variations observées en terme d'intensité, par exemple sur le courant d'obscurité, pourraient s'expliquer par la position des dislocations dans la couche (proches de la surface, traversantes dans la ZCE, etc.) et/ou leur nature (coin ou vis, type α ou β, disociées, etc.).

Par cette approche, les défauts optoélectroniques ponctuels, potentiellement liés au réseau de dislocations, seraient générés par des précipités, des cavités, des atomes en substitution, en interstitiels, etc.

Si la nature exacte des défauts cristallins présents dans la couche de $Cd_xHg_{1-x}Te$ n'est pas déterminée avec certitude, une modélisation de leur comportement optoélectronique est possible avec un nombre limité de paramètres. Dans l'équation générique d'une photodiode 3.32, il faut différencier les contributions au premier ordre des deux types de défauts :

- les dislocations :
  - diminution de la durée de vie des porteurs τ, à longueur de diffusion constante,
  - diminution de la résistance parallèle R_p et/ou augmentation de la résistance série R_s,
- les défauts ponctuels :
  - diminution de l'efficacité quantique η_{app},
  - diminution de la durée de vie des porteurs τ,
  - diminution de la résistance parallèle R_p et/ou augmentation de la résistance série R_s.

$$I = \frac{Aen_i^2}{N_a}\frac{L}{\tau}\left[\exp\left(\frac{e(V-R_sI)}{k_BT}\right)-1\right]+\frac{V-R_sI}{R_p}-\eta_{app}\phi \tag{3.32}$$

À ce jour, aucun travail de recherche combinant caractérisation optoélectronique, simulation mécanique et analyse cristallographique dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ n'a été rapporté dans la littérature, à ma connaissance. Les conclusions proposées ici apportent plus de questions qu'elles ne donnent de réponses, dans l'espoir qu'elles stimulent des études approfondies sur les dislocations dans le

$Cd_xHg_{1-x}Te$, et sur la physique des semi-conducteurs en général.

Perspectives

L'avenir de la courbure des plans focaux laisse peu de place à l'incertitude. Son avantage face aux détecteurs planaires ne peut ralentir son adoption que par le surcoût initial engendré par cette innovation. Cependant, les industriels de l'imagerie visible sont déjà convaincus de son potentiel, comme le démontre un récent article des laboratoires Sony R&D à la conférence VLSI Symposia [133].

Bien que le développement technologique de la courbure de puces minces (*e.g.* les matrices de microbolomètres) soit pensé pour une implémentation facilitée sur une ligne de production industrielle, la démonstration d'une fabrication à large échelle n'est pas encore acquise. Les procédés « Wafer Level Packaging » (WLP) seraient un levier en ce sens.

Pour des applications à hautes valeurs ajoutées, comme l'astronomie, l'intérêt est évident et renouvelé à chaque conférence internationale (Optro 2014, SPIE Astronomical Instrumentation 2010 et 2014, ICSO 2010, etc.). Dans le domaine infrarouge, cette nouvelle brique technologique pourrait être implémentée dans la prochaine génération de téléscopes terrestres géants comme le E-ELT. Plusieurs instruments tireraient profit de la courbure, comme le spectrographe multi-objet large champ OptiMOS-EVE.

Dans cette perspective, une collaboration avec des systémiers permettrait la fabrication de prototypes de rétines courbes de grandes dimensions, typiquement supérieures à 20x20 mm^2 aboutables sur un large plan focal.

Par ailleurs, le nouveau procédé permet pour la première fois d'observer finement l'impact des contraintes et des déformations sur les propriétés optoélectroniques de photodiodes fonctionnelles. L'utilisation croisée d'un procédé à paramètres ajustables (forme finale de la surface de détection) avec la simulation mécanique du procédé donne accès à des relations qualitatives et quantitatives entre contraintes et défauts optoélectroniques.

L'approche par la simulation pourra s'enrichir des effets thermiques sur deux aspects :
- la prise en compte des dilatations thermiques, notamment durant la descente à froid du composant (de 300 à 80 K),
- l'ajustement des températures dans le procédé B pour maîtriser la génération de défauts.

La dilatation thermique dans les composants hybrides tels que les imageurs infrarouge quantiques est généralement un point critique de la conception. Dans le procédé B, les choix des matériaux et leurs formes ont été pensés pour diminuer les contraintes induites à température ambiante pour la configuration sphérique concave. Cette approche peut être développée en intégrant la température de fonctionnement dans les simulations thermomécaniques. Celle-ci peut également s'enrichir de la prise en compte des décharges élastiques au cours du procédé.

Les développements technologiques sont longs et coûteux. D'autres formes de surface de détection sont envisageables, en fonction des besoins des concepteurs de systèmes optiques (*e.g.* paraboloïdes hors-axe, ellipses, etc.). Les outils de simulation que j'ai développés peuvent facilement prendre en compte ces nouvelles formes et anticiper la faisabilité de leur fabrication.

La précision et la pertinence des résultats de simulation seront bien sûr corrélées à la finesse des connaissances disponibles sur les matériaux, notamment sur leur comportement à basse température. Le $Cd_xHg_{1-x}Te$ est un alliage complexe, aux propriétés encore mal connues, particulièrement en couche mince. Les nouveaux moyens de caractérisation tels les tests de traction et de flexion à des températures cryogéniques, ou encore la profilométrie sans contact à froid, peuvent apporter des réponses.

Le nouveau procédé de courbure permet de maîtriser le niveau de contrainte induit dans le circuit de détection en $Cd_xHg_{1-x}Te$, tout en préservant la fonctionnalité du composant. Ainsi, une nouvelle approche dans l'étude de la physique des semi-conducteurs est désormais possible. En effet, une marche existe en général entre les études théoriques et analytiques de phénomènes physiques élémentaires (comme la durée de vie des porteurs dans les semi-conducteurs) et les problématiques rencontrées dans les laboratoires de recherche industrielle qui développent des fonctionnalités et des composants innovants.

Par exemple, il est possible dorénavant de reproduire un niveau de contrainte macroscopique donné, de manière contrôlée et répétable, afin de déterminer son impact sur les propriétés optoélectroniques du $Cd_xHg_{1-x}Te$. Avec un choix judicieux d'orientation cristalline et une contrainte au-delà de la limite d'élasticité, il est possible de n'activer qu'un seul plan de glissement, et d'étudier l'impact d'un type de dislocation donné. De plus, les composants matriciels permettent d'accéder aux résultats sur des milliers de pixels en un seul test. Un traitement statistique donne des informations précieuses sur la dispersion des phénomènes observés.

Cette nouvelle approche intéressera particulièrement les physiciens des semi-conducteurs II-VI (dont le $Cd_xHg_{1-x}Te$ fait partie) et III-V d'une part, et les physiciens en sciences des matériaux d'autre part.

Ces derniers pourront aborder l'étude du mouvement des dislocations dans un gradient de contraintes, en lien avec la température, la polarisation et le flux photonique incident. En effet, certains auteurs ont mis en évidence un effet photoplastique dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ [134, 135], c'est-à-dire un effet du flux photonique incident sur le mouvement des dislocations. De plus, la détermination expérimentale des contraintes locales permettrait de rendre la simulation du procédé plus robuste, et donnerait des informations à l'échelle du pixel.

Pour les physiciens et métallurgistes des semi-conducteurs III-V et II-VI, l'activité électrique et/ou optoélectronique de défauts métallurgiques assistés par un champ de contrainte pourra être sondée. Potentiellement, il est même possible de décorréler l'effet du défaut intrinsèque de celui du champ de contrainte exacerbé autour du défaut. Récemment, le développement de l'hétéro-épitaxie du $Cd_xHg_{1-x}Te$ sur le silicium a renouvelé le débat sur l'activité électrique des dislocations. La discussion pourra s'enrichir en étudiant indépendamment différents types de dislocations dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ à l'aide de détecteurs courbes.

S'il était encore nécessaire de le démontrer, recherches appliquée et fondamentale ont besoin l'une de l'autre pour se stimuler. Le développement de nouvelles technologies, ici des surfaces de détection infrarouge courbes, alimentent les réflexions et questionnements théoriques. Pour dépasser les limites apparentes soulevées par les nouveaux procédés, il faut se donner les moyens à la hauteur des ambitions :

- en combinant les techniques expérimentales et numériques,
- en confrontant les acteurs, les besoins et les contraintes,
- en croisant les regards différents, voire contradictoires.

Les travaux de thèse, souvent à la frontière du milieu académique, du milieu industriel et des instituts hybrides tel que le CEA, s'inscrivent parfaitement dans cette démarche. J'espère avoir contribué à l'édifice par ces modestes travaux, et apporté autant que j'ai eu plaisir à travailler avec mes interlocuteurs sur des sujets aussi variés que passionnants.

Annexes

Annexe A

Constantes

A.1 Constantes

Constante	Symbole	Valeur	Unité
Constante de Planck	h	6,626 069 6 $\times$ 10^{-34}	J s
		4,134 335 9 $\times$ 10^{-15}	eV s
Constante de Boltzman	k_B	1,380 648 8 $\times$ 10^{-23}	J K^{-1}
		8,617 332 4 $\times$ 10^{-5}	eV K^{-1}
Célérité de la lumière dans le vide	c	2,997 924 58 $\times$ 10^{8}	m s^{-1}
Permittivité diélectrique du vide	ϵ	8,854 187 817 $\times$ 10^{-12}	F m^{-1}
Charge élémentaire	e	1,602 176 565 $\times$ 10^{-19}	C
Masse de l'électron	m_e	9,109 382 6 $\times$ 10^{-31}	kg
Nombre d'Avogadro	N_a	6,022 141 29 $\times$ 10^{23}	mol^{-1}

A.2 Énergies élémentaires

Énergie	Symbole	Valeur	Unité
Quantum d'énergie	hc	1,239 44 $\times$ 10^{-6}	eV
Thermique à 300,00 K	k_B T	0,025 852	eV

Annexe B

Durées de vie des porteurs dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$

B.1 Courant d'obscurité dans les jonctions p-n

Le courant d'obscurité est un paramètre important pour les performances des détecteurs. Plus le courant d'obscurité sera grand, moins il sera facile de déceler un faible courant généré par le flux de photons IR incident.

Le courant d'obscurité est très sensible à la qualité cristallographique du matériau de détection, ici le $Cd_xHg_{1-x}Te$, et aux conditions d'utilisation, notamment la température de fonctionnement. La physique du solide donne l'expression du courant d'obscurité J_{obs} dans une jonction p-n polarisée en direct ou en inverse à des tensions raisonnables (régime de diffusion) [22, p. 716].

$$J_{obs} = J_{sat}(\exp \frac{qV}{kT} - 1) \tag{B.1}$$

Le facteur exponentielle est fixée pour une température d'utilisation et une tension de polarisation donnée. Pour les détecteurs quantiques, le composant fonctionne à environ 80 K et à une tension de polarisation inverse de manière à se trouver au maximum de la résistance dynamique. En effet, aux fortes tensions négatives, l'effet d'avalanche prend le dessus sur le courant de diffusion et la tension chute fortement. La résistance dynamique passe donc par un maximum.

Le facteur J_{sat} dépend de la température et surtout des paramètres matériaux.

$$J_{sat} = qn_i^2 \left(\frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) \tag{B.2}$$

Avec N_a la densité d'accepteurs dans la zone p, N_d la densité de donneurs dans la zone n, D le coefficient de diffusion du porteur dans le matériau, τ la durée de vie de la charge, n_i la densité d'électron dépendante de la température T, de l'énergie du gap E_g et des masses effectives des électrons et des trous m_c et m_v.

$$n_i = \frac{1}{4} \left(\frac{2k_BT}{\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_c m_v)^{3/4} \exp \frac{-E_g}{2k_BT} \tag{B.3}$$

B.2 Durée de vie des porteurs et phénomènes de recombinaison

La durée de vie des porteurs est une représentation simplifiée des mécanismes de génération et de recombinaison des électrons et des trous dans le matériau. « En moyenne », un électron libre (génération de la bande de valence à la bande de conduction) se recombinera avec un trou libre après un temps τ_n.

Pour être plus précis [22, p. 713], il faut comprendre comment est calculé le courant de saturation J_{sat} dans l'équation B.2. La jonction p-n [1] peut être entièrement décrite à l'aide de 5 équations et 5 paramètres :

- le champs électrique E
- le courant d'électrons J_n
- le courant de trous J_p
- la densité d'électrons n
- la densité de trous p

Les 5 équations sont la loi de Fick, l'équation de continuité et l'équation de Poisson :

$$J_n = -\mu_n n E - D_n \frac{\partial n}{\partial x} \tag{B.4}$$

$$J_p = -\mu_p p E - D_p \frac{\partial p}{\partial x} \tag{B.5}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial J_n}{\partial x} + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{g/r} \tag{B.6}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{g/r} \tag{B.7}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{1}{\varepsilon}(-N_a + N_d - n + p) \tag{B.8}$$

La génération/recombinaison (g/r) est proportionnelle à l'écart entre la densité de porteurs et sa valeur à l'équilibre ($pn = n_i^2$). Elle dépend du mécanisme considéré. Dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$, on observe :

- l'effet Auger
- la recombinaison radiative
- la recombinaison de Shockley-Read

La génération/recombinaison totale s'écrit donc :

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{g/r} = \Gamma_n \left(n - \frac{n_i^2}{p}\right) \tag{B.9}$$

B.3 Recombinaison radiative

La recombinaison radiative consiste en l'annihilation directe d'un électron avec un trou pour donner un photon. Kinch [136] rapporte la théorie stastistique de ce phénomène développée par van Roosbroeck et Shockley [137] en 1954.

$$\tau_n = \tau_p = \frac{\delta n}{R} = \frac{\delta n}{B(np - n_i^2)} = \frac{1}{B(n_0 + p_0 + \delta n)} \tag{B.10}$$

$$B = \frac{8\pi}{h^3 c^3} \int_0^\infty \frac{\mathfrak{n}^2 \alpha E^2}{e^{\frac{E}{kT}} - 1} dE \tag{B.11}$$

Avec B la probabilité de capture électron/trou, $\mathfrak{n}$ l'indice de réfraction du matériau, α son coefficient d'absorption et E l'énergie des photons considérés.

En approximant $n^2 \approx \varepsilon$ la constante diélectrique et dans les hypothèses de bandes d'énergies paraboliques et de statistiques classiques, on obtient (E_g en eV) :

$$B = 5,8 \times 10^{-13} \sqrt{\varepsilon} \left(\frac{m_0}{m_e^* + m_h^*}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_e^*} + \frac{m_0}{m_h^*}\right) \left(\frac{300}{T}\right)^{3/2} E_g^2 \tag{B.12}$$

1. La jonction p-n est modélisée à une dimension avec une zone p pour les $x < 0$ et une zone n pour les $x > 0$.

Ce mécanisme de recombinaison, à la base du principe des LEDs, semble négligeable dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ [136, 138].

B.4 Recombinaison Auger

Dans l'effet Auger, un électron incident d'énergie E_i gagne une énergie ΔE en recombinant une paire électron/trou. L'électron émis a une énergie $E_e = E_i + \Delta E$.

La recombinaison par effet Auger dans les semi-conducteurs non-dégénérés (initialement pour l'InSb) a été développée dans un formalisme mathématique pour la première fois en 1958 par Beattie et Landsberg [139]. En écrivant les fonctions d'onde des électrons et des trous intervenants dans la recombinaison et l'émission et en intégrant sur l'ensemble des énergies possibles, les auteurs peuvent calculer la probabilité de recombinaison et en déduire une durée de vie des électrons τ_e. En fait, malgré les nombreuses simplifications mathématiques, l'intégrale est tellement complexe à calculer qu'elle est encadrée pour donner un encadrement de τ_e : $\frac{2}{3}\tau'_e < \tau_e < \tau'_e$. La durée de vie des trous s'obtient par celle des électrons avec la formule : $\tau_h = \frac{\delta p}{\delta n}\tau_e$. On obtient l'équation B.13, avec m_e la masse élémentaire de l'électron, ε la constante diélectrique effective et $\mu = \frac{m_c}{m_v}$ (car $m_c < m_v$ dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$).

$$\tau'_e = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\hbar^3}{m_e e^4}\frac{m_e}{m_c}\varepsilon^2 \frac{(1+\mu)^{\frac{1}{2}}(1+2\mu)}{\left(1+\frac{n_0\delta p}{p_0\delta n}\right)\left(1+\frac{n_0}{p_0}\frac{\sqrt{\mu}(1+2\mu)}{2+\mu}\exp\left[-\frac{1+2\mu}{1+\mu}\frac{E_g}{k_BT}\right]\right)} \frac{1}{|F_1F_2|^2}\left(\frac{E_g}{k_BT}\right)^{\frac{3}{2}}\exp\frac{1+2\mu}{1+\mu}\frac{E_g}{k_BT} \quad \text{(B.13)}$$

Un inconvénient majeur de cette formule est l'estimation de la fonction de recouvrement de l'intégrale $|F_1F_2|$. La fonction F_i est définie par l'équation B.14, u est la fonction de Block associée à l'électron ou au trou, l'indice $i = 1$ correspond à l'exciton qui se recombine, l'indice $i = 2$ à l'exciton qui gagne de l'énergie, sans appostrophe pour l'état initial, avec l'apostrophe pour l'état final.

$$F_i = \int u_c^*(k_i, r)u_v(k'_i, r)dr \quad \text{(B.14)}$$

Dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$, $|F_1F_2|$ est pris égal à 0,3 [138]. Comme ce coefficient n'intervient pas dans la dépendance de la durée de vie par rapport à la température et au dopage, la plupart des études n'en tiennent pas compte [136, 138, 140–142].

Plus tard, Beattie [143] a tenté de calculer directement la durée de vie Auger à partir des équations de transport, de continuité, d'Einstein et d'absorption d'un flux incident de photons issus d'un corps noir. Il trace ainsi des courbes de durée de vie en fonction de la fraction du flux absorbée, de la concentration de dopants et de la température, en s'affrachissant de la fonction de recouvrement.

B.5 Recombinaison Shockley-Read

Shockley et Read ont développé la physique statistique de recombinaison des électrons et des trous assistée par des défauts dans les années 1950. Dans l'article [144], ils donnent les éléments de théorie qui permettent d'écrire de taux de recombinaison en fonction des densités de porteurs de charge, des densités de défauts N_t, de l'énergie des défauts E_t et des énergies de valence et de conduction.

Dans le cas où $\delta n = \delta p$ (neutralité électrique), on obtient :

$$\tau = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1 + \delta n) + \tau_{n0}(p_0 + p_1 + \delta n)}{n_0 + p_0 + \delta n} \tag{B.15}$$

$$n_1 = N_c \exp \frac{E_t - E_c}{k_B T} \tag{B.16}$$

$$p_1 = N_p \exp \frac{E_v - E_t}{k_B T} \tag{B.17}$$

τ_{n0} et τ_{p0} sont souvent pris égaux. Dans le recueil de Capper [26], l'auteur propose d'écrire $\tau_{n0} = \frac{1}{\sigma \tilde{v} N_t}$ avec σ les sections efficaces de capture et $\tilde{v}$ la vitesse thermique. Cette notation est peu reprise à ma connaissance, τ_{n0} étant généralement considéré comme un paramètre d'ajustement.

B.6 Mesures expérimentales des durées de vie

Les mesures expérimentales des durées de vie dans le $Cd_xHg_{1-x}Te$ dopé n et p ont conclu à la concurrence de ces trois mécanismes de recombinaison selon la composition x [136, 138], le type et le niveau de dopage [136, 138, 141, 142], la température [136, 138, 141, 143], le type et la concentration de centres de Shockley-Read [136, 141], la méthode de croissance [142], l'épaisseur d'épitaxie [136, 138] et le type de dépôt de passivation [142].

Les valeurs les plus fréquentes varient entre 0,1 et 10 µs. Pour plus de détails, le lecteur intéressé pourra se reporter aux articles sus-cités.

Annexe C

Procédé B : courbure de composants hybrides, les matrices de détecteurs quantiques

Diffusion restreinte

Annexe D

Courbure sphérique convexe temporaire de maquettes

Diffusion restreinte

Annexe E

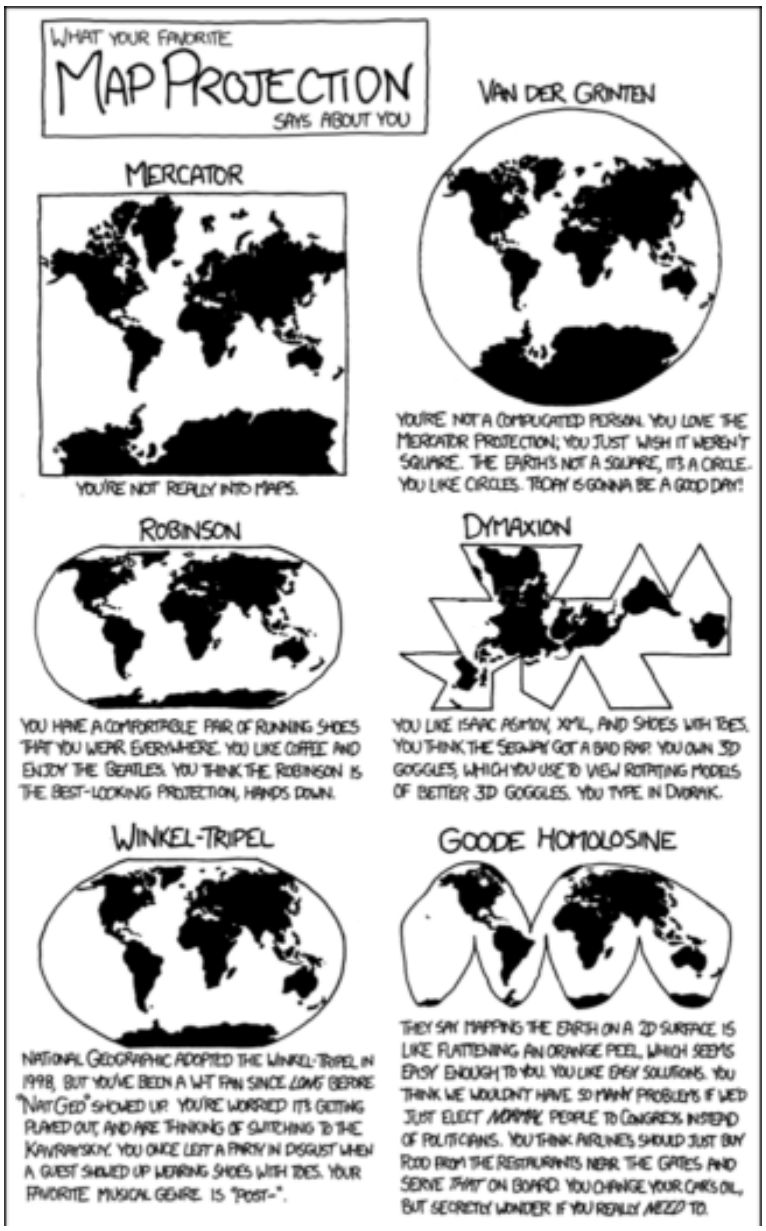
Modélisation du procédé B

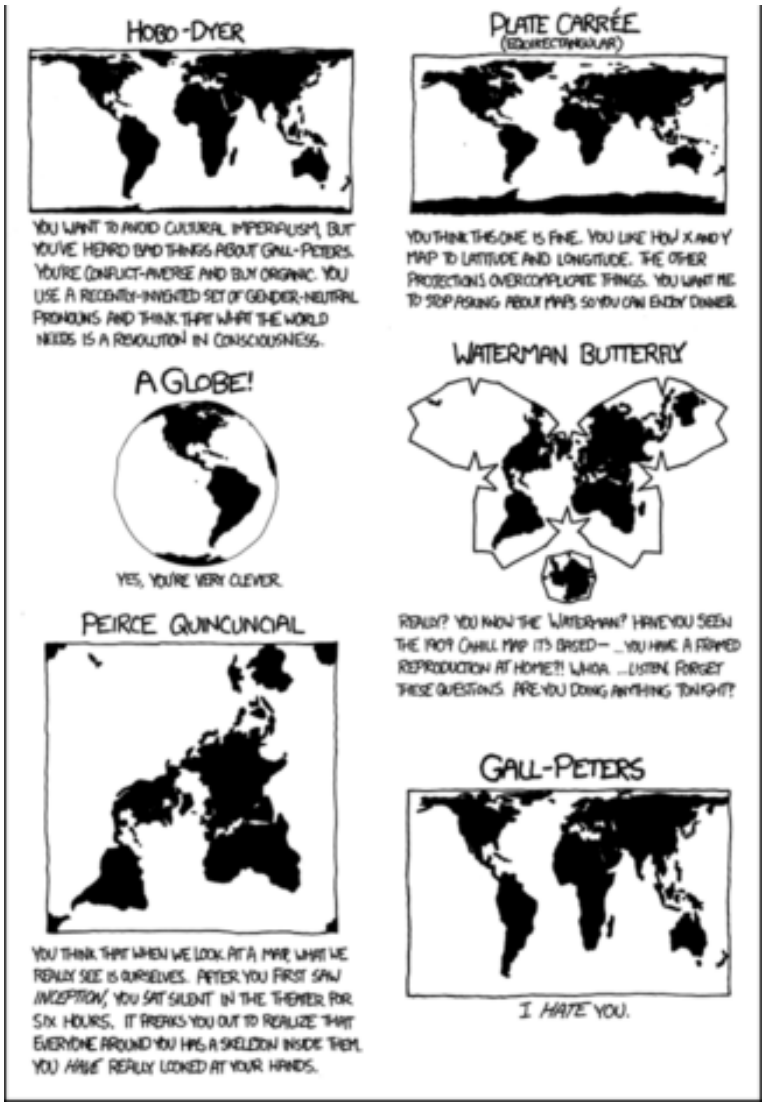
Diffusion restreinte

Annexe F

De la difficulté de transformer un plan en sphère, et réciproquement...

(source www.xkcd.com/977, sous licence CC BY-NC 2.5)




HOBO-DYER
YOU WANT TO AVOID CULTURAL IMPERIALISM, BUT YOU'VE HEARD BAD THINGS ABOUT GALL-PETERS. YOU'RE CONFLICT-AVERSE AND BUY ORGANIC. YOU USE A RECENTLY-INVENTED SET OF GENDER-NEUTRAL PRONOUNS AND THINK THAT WHAT THE WORLD NEEDS IS A REVOLUTION IN CONSCIOUSNESS.
A GLOBE!
YES, YOU'RE VERY CLEVER.
PEIRCE QUINCUNCIAL
YOU THINK THAT WHEN WE LOOK AT A MAP, WHAT WE REALLY SEE IS OURSELVES. AFTER YOU FIRST SAW INCEPTION, YOU SAT SILENT IN THE THEATER FOR SIX HOURS. IT FREAKS YOU OUT TO REALIZE THAT EVERYONE AROUND YOU HAS A SKELETON INSIDE THEM. YOU HAVE REALLY LOOKED AT YOUR HANDS.
PLATE CARRÉE
(EQUIRECTANGULAR)
YOU THINK THIS ONE IS FINE. YOU LIKE HOW X AND Y MAP TO LATITUDE AND LONGITUDE. THE OTHER PROJECTIONS OVERCOMPLICATE THINGS. YOU WANT ME TO STOP ASKING ABOUT MAPS SO YOU CAN ENJOY DINNER.
WATERMAN BUTTERFLY
REALLY? YOU KNOW THE WATERMAN? HAVE YOU SEEN THE PROJ CAN'T MAP IT'S BASED— ...YOU HAVE A FRAMED REPRODUCTION AT HOME?! WHOA. ...LISTEN, FORGET THESE QUESTIONS. ARE YOU DOING ANYTHING TONIGHT?
GALL-PETERS
I HATE YOU.

Bibliographie

[1] Delphine Dumas : *Rétines courbes : une approche bio-inspirée de simplification et miniaturisation des systèmes infrarouge*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, décembre 2011.

[2] Jean-Louis Meyzonnette : *Optique de base*. Institut d'optique Graduate School, 1998-1999.

[3] Roland Lehoucq : Le télescope spatial herschel. http ://www.herschel.fr/-fr/dossiers/astronomie_infrarouge/index.php.

[4] European Central Bank : Billet de 5 euros. http ://www.ecb.europa.eu/euro/banknotes/-security/additional/html/index.fr.html.

[5] Christian Dietz, Gianluca Catanzariti et Alfredo Jimeno Martinez : Infrared reflectography using 3D laser scanning. *e-conservation magazine*, (18):32–42, 2011.

[6] Rocky Mountain Instrument Co. : Optical materials selection guide. http ://rmico.com/technical-notes/bk7-quartz-ge-si#ge.

[7] Henri Émile le Provost : System of photographic apparatus with curved focus, 1926.

[8] Rudolf Kingslake et R. Barry Johnson : *Lens Design Fundamentals*. SPIE Press, 2010.

[9] Marvin J. Weber : *Handbook of Optical Materials*. Laser & Optical Sciences & Technology. CRC Press, 2002.

[10] Sofradir : In 2011, sofradir scored a hat trick in major space mission contract wins : MTG, MUSIS/CSO and sentinel5-precursor. http ://www.sofradir.com/in-2011-sofradir-scored-hat-trick-in-major-space-mission-contract-wins-mtg-musiscso-and-sentinel5-precursor/.

[11] M. Fendler, D. Dumas, F. Chemla, M. Cohen, P. Laporte, K. Tekaya, E. Le Coarer, J. Primot et H. Ribot : Hemispherical infrared focal plane arrays : A new design parameter for the instruments. *In Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 8453, 2012.

[12] Sagem : Autodirecteurs infrarouges, avril 2014. http ://www.sagem.com/spip.php ?rubrique81&lang=fr.

[13] Michael F. Land et Dan-Eric Nilsson : *Animal Eyes*. Oxford University Press, USA, février 2002.

[14] Florian Bourgeois : *Développement de matériaux thermistors pour applications bolométriques*. Grenoble, octobre 2011.

[15] A. Rogalski : History of infrared detectors. *Opto-Electronics Review*, 20(3):279–308, juillet 2012.

[16] P. Robert, J. Tissot, D. Pochic, V. Gravot, F. Bonnaire, H. Clerambault, A. Durand et S. Tinnes : Uncooled 17 µm VGA IRFPA development for compact and low power systems. volume 8541, pages 85410B–85410B–6, 2012.

[17] P. Norton : Understanding the NEΔT of tactical infrared focal plane arrays. *Opto-Electronics Review*, 20(3):275–278, juillet 2012.

[18] Ulis : Imageur infrarouge 384x288 pixels. http ://www.photoniques.com/index.php-?option=com_content&id=1365.

[19] Henry Mathieu et Hervé Fanet : *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques : cours et exercices corrigés*. Dunod, 2009.

[20] A. S. Grove : *Physics and Technology of Semiconductor Devices*. Wiley, 1st édition, janvier 1967.

[21] Bernard Diu, Danielle Lederer et Bernard Roulet : *Élements de Physique Statistique*. Hermann, juillet 1996.

[22] Neil-W. Ashcroft et N.-David Mermin : *Physique des solides*. EDP Sciences, janvier 2002.

[23] D. L. Polla et A. K. Sood : Schottky barrier photodiodes in p Hg1-xCdxTe. *Journal of Applied Physics*, 51(9):4908–4912, septembre 1980.

[24] J. C. PHILLIPS : Ionicity of the chemical bond in crystals. *Reviews of Modern Physics*, 42(3):317–356, juillet 1970.

[25] N.E. Christensen, S. Satpathy et Z. Pawlowska : Bonding and ionicity in semiconductors. *Physical review. B, Condensed matter*, 36(2):1032–1050, 1987.

[26] Peter Capper et INSPEC (Information service) : *Properties of narrow gap cadmium-based compounds*. IET, septembre 1994.

[27] T. Skauli, R. Haakenaasen et T. Colin : Thermal expansion behaviour of CdHgTe epitaxial layers on CdZnTe substrates. *Journal of Crystal Growth*, 241(1-2):39–44, mai 2002.

[28] G. L Hansen, J. L Schmit et T. N Casselman : Energy gap versus alloy composition and temperature in Hg1-xCdxTe. *Journal of Applied Physics*, 53(10):7099–7101, octobre 1982.

[29] Charles Kittel : *Physique de l'état solide : Cours et problèmes*. Dunod, 8e édition, décembre 2006.

[30] G. L. Hansen et J. L. Schmit : Calculation of intrinsic carrier concentration in Hg1-xCdxTe. *Journal of Applied Physics*, 54, mars 1983.

[31] G. L. Destéfanis : Electrical doping of HgCdTe by ion implantation and heat treatment. *Journal of Crystal Growth*, 86(1-4):700–722, janvier 1990.

[32] Christian C. Enz, François Krummenacher et Eric A. Vittoz : An analytical MOS transistor model valid in all regions of operation and dedicated to low-voltage and low-current applications. *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, 8(1):83–114, juillet 1995.

[33] J. F. Nye : *Physical properties of crystals : their representation by tensors and matrices*. Clarendon Press, 1985.

[34] H. J McSkimin et P. Andreatch : Measurement of Third−Order moduli of silicon and germanium. *Journal of Applied Physics*, 35(11):3312–3319, novembre 1964.

[35] Don Berlincourt, Hans Jaffe et L. R. Shiozawa : Electroelastic properties of the sulfides, selenides, and tellurides of zinc and cadmium. *Physical Review*, 129(3):1009–1017, février 1963.

[36] R D Greenough et S B Palmer : The elastic constants and thermal expansion of single-crystal CdTe. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 6:587–592, mars 1973.

[37] T. Alper et G.A. Saunders : The elastic constants of mercury telluride. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 28(9):1637–1642, septembre 1967.

[38] R. I. Cottam et G. A. Saunders : Ultrasonic attenuation in HgTe from 2 to 300 k. *Philosophical Magazine*, 32(6):1231–1243, 1975.

[39] J.G. Mavroides et D.F. Kolesar : Elastic constants of HgTe. *Solid State Communications*, 2(12):363–364, décembre 1964.

[40] G.A. Saunders et T. Seddon : Effect of ordered vacancies on ultrasonic wave propagation in some mercury-indium tellurides. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 31(11): 2495–2504, 1970.

[41] I. I. Andrusiv, G. M. Grigorovich, Yu. V. Ilisavskii, M. A. Ruvinskii et V. P. Shchetinin : Elastic moduli of solid solutions of zinc and cadmium tellurides. *Sov. Phys. Solid State*, 25(1):139, janvier 1983.

[42] I. V Kurilo, V. P Alekhin, I. O Rudyi, S. I Bulychev et L. I Osypyshin : Mechanical properties of ZnTe, CdTe, CdHgTe and HgTe crystals from micromechanical investigation. *physica status solidi (a)*, 163(1):47–58, septembre 1997.

[43] M. Martyniuk, R. H. Sewell, C. A. Musca, J. M. Dell et L. Faraone : Determination of HgCdTe elasto-plastic properties using nanoindentation. *Journal of Electronic Materials*, 35:1197–1205, juin 2006.

[44] Eralp Demir, Dierk Raabe, Nader Zaafarani et Stefan Zaefferer : Investigation of the indentation size effect through the measurement of the geometrically necessary dislocations beneath small indents of different depths using EBSD tomography. *Acta Materialia*, 57(2):559–569, janvier 2009.

[45] B. D. Rajput et D. A. Browne : Lattice dynamics of ii-vi materials using the adiabatic bond-charge model. *Physical Review B*, 53(14):9052–9058, avril 1996.

[46] K. Kumazaki : Elastic properties and ionicity of zero-gap semiconductors. *physica status solidi (a)*, 33(2):615–623, février 1976.

[47] Michel Biscondi et Anna Fraczkiewicz : *Défauts cristallins*. École nationale supérieure des Mines de Saint-Étienne, 2009.

[48] Morio Inoue, Iwao Teramoto et Shigetoshi Takayanagi : Cd and Te dislocations in CdTe. *Journal of Applied Physics*, 34(2):404–405, février 1963.

[49] K. Józwikowski, A. Józwikowska, M. Kopytko, A. Rogalski et L.R. Jaroszewicz : Simplified model of dislocations as a SRH recombination channel in the HgCdTe heterostructures. *Infrared Physics and Technology*, 55(1):98–107, 2012.

[50] João F Justo, A Antonelli et A Fazzio : Dislocation core properties in semiconductors. *Solid State Communications*, 118(12):651–655, juin 2001.

[51] J. F. Barbot, G. Rivaud, H. Garem, C. Blanchard, J. C. Desoyer, D. Le-Scoul, J. L. Dessus et A. Durand : Plastic behaviour of $Cd_xHg_{1-x}Te$ (0<x<1) crystals. *Journal of Materials Science*, 25(3):1877–1885, mars 1990.

[52] Jacques Friedel : *Dislocations*. Addison-wesley publishing company, inc. édition, 1964.

[53] John Price Hirth et Jens Lothe : *Theory of Dislocations*. John Wiley & Sons, second edition édition, 1982.

[54] S. Cole, A. F. W. Willoughby et M. Brown : The mechanisms of yield and plastic flow in HgTe and $Cd_xHg_{1-x}Te$. *Journal of Materials Science*, 20:274–288, janvier 1985.

[55] S. Cole, M. Brown et A. F. W. Willoughby : The microhardness of CdxHg1-xTe. *Journal of Materials Science*, 17(7):2061–2066, juillet 1982.

[56] T F Smith et G K White : The low-temperature thermal expansion and gruneisen parameters of some tetrahedrally bonded solids. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 8(13):2031–2042, juillet 1975.

[57] J G Collins, G K White, J A Birch et T F Smith : Thermal expansion of ZnTe and HgTe and heat capacity of HgTe at low temperatures. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 13(9):1649–1656, mars 1980.

[58] O. Caporaletti : The low-temperature thermal expansion of Hg1-xCdxTe alloys. *Applied Physics Letters*, 39(4):338, 1981.

[59] D. Bagot, S. Rolland, R. Granger et R. Triboulet : Linear thermal expansion coefficient in Hg1-xCdxTe and Hg1-xZnxTe. *Journal of Crystal Growth*, 117(1-4):189–192, 1992.

[60] H. J. Holland : Thermal expansion of zinc telluride from 0° to 460°C. *Journal of Applied Physics*, 39(7):3498, 1968.

[61] M.G. Williams, R.D. Tomlinson et M.J. Hampshire : X-ray determination of the lattice parameters and thermal expansion of cadmium telluride in the temperature range 20-420°C. *Solid State Communications*, 7(24):1831–1832, décembre 1969.

[62] P. Gergaud, A. Jonchère, B. Amstatt, X. Baudry, D. Brellier et P. Ballet : X-ray diffraction investigation of thermoelastic properties of HgCdTe/CdZnTe structures. *Journal of Electronic Materials*, 41(10):2694–2699, octobre 2012.

[63] Novikova S. I. et N. Kh. Abrikosov : *Sov. Phys. Solid State*, 5:1558–1559, octobre 1964.

[64] James Steve Browder et Stanley S. Ballard : Thermal expansion measurements on four optical materials from room temperature to 10 k. *Applied Optics*, 11(4):841–843, avril 1972.

[65] J.C. Brice : Thermal expansion coefficient of CdHgTe. *EMIS Datareview RN=15391*, février 1987.

[66] K. G Lyon, G. L Salinger, C. A Swenson et G. K White : Linear thermal expansion measurements on silicon from 6 to 340 k. *Journal of Applied Physics*, 48(3):865, mars 1977.

[67] Yasumasa Okada et Yozo Tokumaru : Precise determination of lattice parameter and thermal expansion coefficient of silicon between 300 and 1500 K. 56.

[68] C. F. Wan, J. D. Luttmer, R. S. List et R. L. Strong : Piezoelectric effects in HgCdTe devices. *Journal of Electronic Materials*, 24(9):1293–1297, septembre 1995.

[69] Régis André : *Effet piezo-electrique dans les puits quantiques CdTe/CdMnTe et CdTe/CdZnTe*. Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, septembre 1994.

[70] D. G. Thomas : Excitons and band splitting produced by uniaxial stress in CdTe. *Journal of Applied Physics*, 32:2298, 1961.

[71] W. H. Kleiner et L. M. Roth : Deformation potential in germanium from optical absorption lines for exciton formation. *Physical Review Letters*, 2(8):334–336, 1959.

[72] Harvey Brooks : Theory of the electrical properties of germanium and silicon. *In* L. Marton, éditeur : *Advances in Electronics and Electron Physics*, volume Volume 7, pages 85–182. Academic Press, 1955.

[73] D. J. Dunstan, B. Gil et K. P. Homewood : Hydrostatic and uniaxial pressure coefficients of CdTe. *Physical Review B*, 38(11):7862–7865, octobre 1988.

[74] A.E. Merad, M.B. Kanoun, G. Merad, J. Cibert et H. Aourag : Full-potential investigation of the electronic and optical properties of stressed CdTe and ZnTe. *Materials Chemistry and Physics*, 92(2–3):333–339, août 2005.

[75] C. P. Kuo, S. K. Vong, R. M. Cohen et G. B. Stringfellow : Effect of mismatch strain on band gap in III-V semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 57(12):5428–5432, juin 1985.

[76] Kenneth Zanio : *Cadmium Telluride*, volume 13 de *Semiconductors and Semimetals*. Academic press édition, 1978.

[77] Michel Rousseau, Anne Desert et Michel Henry : *Physique des matériaux : Systèmes anisotropes. Représentation, propriétés physiques simples et couplées. Cours et exercices corrigés*. Techno Sup. Ellipses, 2012.

[78] Raoul Weil et M. J. Sun : Piezo-optic constants of CdTe. *Proceedings of the International Symposium on Cadmium Telluride*, 1971.

[79] F.T. Vas'ko, M.V. Strikha, N.I. Tarbaev et G.A. Shepel'skii : Birefringence of cadmium telluride at 77 k induced by uniaxial stress. *Semiconductors*, 30(6):545–549, 1996.

[80] P.Y. Yu et M. Cardona : Intrinsic piezobirefringence of several semiconducting chalcogenides. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 34(1):29 – 56, 1973.

[81] P.I. Baranskii, Yu.N. Gavrilyuk, A.I. Elizarov et V.A. Kulik : Deformation effets in uniaxially compressed $Cd_xHg_{1-x}Te$ crystals. *Sov Phys Semicond*, 11(8):916–918, 1977.

[82] J. H. Tregilgas, T. L. Polgreen et M. C. Chen : Dislocations and electrical characteristics of HgCdTe. *Journal of Crystal Growth*, 86(1–4):460–466, janvier 1990.

[83] Chen Li, Yelong Wu, Timothy J. Pennycook, Andrew R. Lupini, Donovan N. Leonard, Wanjian Yin, Naba Paudel, Mowafak Al-Jassim, Yanfa Yan et Stephen J. Pennycook : Carrier separation at dislocation pairs in CdTe. *Physical Review Letters*, 111(9):096403, août 2013.

[84] H. F. Schaake : Lattice defects in (Hg,Cd)Te : Investigations of their nature and evolution. *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, 1(3):1625, 1983.

[85] N. I. Tarbaev, G. A. Shepel'skii et Schreiber J. : Plasticity of cadmium telluride at 77 k observed by luminescence methods. *Sov. Phys. Solid State*, 31(8):1348–1350, août 1989.

[86] N. I. Tarbaev et G. A. Shepel'skii : Two series of 'dislocation' photoluminescence bands in cadmium telluride crystals. *Semiconductors*, 40(10):1145–1150, octobre 2006.

[87] S.H. Shin, J.M. Arias, M. Zandian, J.G. Pasko et R.E. DeWames : Effect of the dislocation density on minority-carrier lifetime in molecular beam epitaxial HgCdTe. *Applied Physics Letters*, 59(21):2718–2720, 1991.

[88] Toshiro Yamamoto, Yoshihiro Miyamoto et Kunihiro Tanikawa : Minority carrier lifetime in the region close to the interface between the anodic oxide and CdHgTe. *Journal of Crystal Growth*, 72(1–2):270–274, juillet 1985.

[89] T. Parodos, E. A. Fitzgerald, A. Caster, S. Tobin, J. Marciniec, J. Welsch, A. Hairston, P. Lamarre, J. Riendeau, B. Woodward, S. Hu, M. Reine et P. Lovecchio : Effect of dislocations on VLWIR HgCdTe photodiodes. *Journal of Electronic Materials*, 36(8):1068–1076, août 2007.

[90] Vishnu Gopal et Sudha Gupta : Effect of dislocations on minority carrier lifetime in HgCdTe. *Journal of Applied Physics*, 95(5):2467–2472, mars 2004.

[91] K. Józwikowski, M. Kopytko, J. Piotrowski, A. Józwikowska, Z. Orman et A. Rogalski : Near-room temperature MWIR HgCdTe photodiodes limited by vacancies and dislocations related to Shockley–Read–Hall centres. *Solid-State Electronics*, 63(1):8–13, septembre 2011.

[92] D.-H. Kim, J.-H. Ahn, W. M. Choi, H.-S. Kim, T.-H. Kim, J. Song, Y. Y. Huang, Z. Liu, C. Lu et J. A. Rogers : Stretchable and foldable silicon integrated circuits. *Science*, 320(5875):507–511, avril 2008.

[93] Heung Cho Ko, Mark P. Stoykovich, Jizhou Song, Viktor Malyarchuk, Won Mook Choi, Chang-Jae Yu, Joseph B. Geddes III, Jianliang Xiao, Shuodao Wang, Yonggang Huang et John A. Rogers : A hemispherical electronic eye camera based on compressible silicon optoelectronics. *Nature*, 454(7205):748–753, 2008.

[94] John A. Rogers et Yonggang Huang : A curvy, stretchy future for electronics. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 106(27):10875 –10876, juillet 2009.

[95] Heung Cho Ko, Gunchul Shin, Shuodao Wang, Mark P. Stoykovich, Jeong Won Lee, Dong-Hun Kim, Jeong Sook Ha, Yonggang Huang, Keh-Chih Hwang et John A. Rogers : Curvilinear electronics formed using silicon membrane circuits and elastomeric transfer elements. *Small*, 5(23):2703–2709, décembre 2009.

[96] John A. Rogers, Takao Someya et Yonggang Huang : Materials and mechanics for stretchable electronics. *Science*, 327(5973):1603–1607, mars 2010.

[97] Shuodao Wang, Jianliang Xiao, Jizhou Song, Heung Cho Ko, Keh-Chih Hwang, Yonggang Huang et John A. Rogers : Mechanics of curvilinear electronics. *Soft Matter*, 6(22):5757–5763, novembre 2010.

[98] Young Min Song, Yizhu Xie, Viktor Malyarchuk, Jianliang Xiao, Inhwa Jung, Ki-Joong Choi, Zhuangjian Liu, Hyunsung Park, Chaofeng Lu, Rak-Hwan Kim, Rui Li, Kenneth B. Crozier, Yonggang Huang et John A. Rogers : Digital cameras with designs inspired by the arthropod eye. *Nature*, 497(7447):95–99, 2013.

[99] Yihui Zhang, Haoran Fu, Yewang Su, Sheng Xu, Huanyu Cheng, Jonathan A. Fan, Keh-Chih Hwang, John A. Rogers et Yonggang Huang : Mechanics of ultra-stretchable self-similar serpentine interconnects. *Acta Materialia*, 61(20):7816–7827, décembre 2013.

[100] D. Dumas, M. Fendler, F. Berger, G. Lasfargues, F. Marion, C. Vialle, V. Goudon, J. Primot, E. Le Coarer et H. Ribot : Curving monolithic infrared detectors : applications to large field of view telescope and spectrometry. *In International Conference on Space Optics*, volume 4, page 8, 2010.

[101] Dae-Hyeong Kim, Nanshu Lu, Yonggang Huang et John A. Rogers : Materials for stretchable electronics in bioinspired and biointegrated devices. *MRS Bulletin*, 37(03):226–235, 2012.

[102] Dario Floreano, Ramon Pericet-Camara, Stéphane Viollet, Franck Ruffier, Andreas Brückner, Robert Leitel, Wolfgang Buss, Mohsine Menouni, Fabien Expert, Raphaël Juston, Michal Karol Dobrzynski, Geraud L'Eplattenier, Fabian Recktenwald, Hanspeter A. Mallot et Nicolas Franceschini : Miniature curved artificial compound eyes. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 110(23):9267–9272, juin 2013.

[103] Warren P. Mason : Physical acoustics and the properties of solids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28:1197, 1956.

[104] Stephen Timoshenko et S. Woinowsky-Krieger : *Théorie des plaques et coques*. Librairie Polytechnique Ch. Béranger, 1961.

[105] Alan G. Wood, Ed A. Schrock et Ford B. Grigg : Microelectronic device wafers and methods of manufacturing, juin 2013.

[106] Shinya Taku, Toshiaki Takahashi et Yutaka Koma : Division work method for semiconductor wafer, août 2003.

[107] B. Wermke et M. Petzold : Experimental determination of the fracture toughness of CdTe. *Crystal Research and Technology*, 25(6):K121–K124, juin 1990.

[108] Cp Chen et Mh Leipold : Fracture-toughness of silicon. *American Ceramic Society Bulletin*, 59(4):469–472, 1980.

[109] R. Clos, A. Dadgar et A. Krost : Wafer curvature in the nonlinear deformation range. *physica status solidi (a)*, 201(11):R75–R78, septembre 2004.

[110] W. N. Sharpe, Bin Yuan, R. Vaidyanathan et R. L Edwards : Measurements of young's modulus, poisson's ratio, and tensile strength of polysilicon. *In , Tenth Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems, 1997. MEMS '97, Proceedings, IEEE*, pages 424–429. IEEE, janvier 1997.

[111] Samuel Levy : Square plate with clamped edges under normal pressure producing large deflections. 1942.

[112] Ch.W. Bert, S.K. Jang et A.G. Striz : Nonlinear bending analysis of orthotropic rectangular plates by the method of differential quadrature. *Computational Mechanics*, 5(2-3):217–226, 1989.

[113] Kévin Tekaya : *Étude du comportement mécanique non-linéaire d'une plaque amincie de silicium courbée sur un support hémisphérique.* Rapport de stage, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, septembre 2011.

[114] Jie-Hua Zhao, J. Tellkamp, V. Gupta et D.R. Edwards : Experimental evaluations of the strength of silicon die by 3-point-bend versus ball-on-ring tests. *Electronics Packaging Manufacturing, IEEE Transactions on*, 32(4):248 –255, octobre 2009.

[115] M. Tanaka, K. Higashida, H. Nakashima, H. Takagi et M. Fujiwara : Orientation dependence of fracture toughness measured by indentation methods and its relation to surface energy in single crystal silicon. *International Journal of Fracture*, 139(3-4):383–394, juin 2006.

[116] Charles S. Smith : Piezoresistance effect in germanium and silicon. *Physical Review*, 94(1):42–49, avril 1954.

[117] Florent Rochette : *Etude et caractérisation de l'influence des contraintes mécaniques sur les propriétés du transport électronique dans les architectures MOS avancées.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, septembre 2008.

[118] Wiyao Kpobie : *Simulation mécanique d'un assemblage électronique.* Thèse de doctorat, École Nationale d'Ingénieurs de Metz, 2014.

[119] HGH Systèmes Infrarouges, 3 rue du Saule Trapu 91300 Massy. *Source de référence infrarouge DCN 100 / DCN 100 S*, 2001.

[120] J. V. Gumenjuk-Sichevska, D. D. Karnaushenko, I. I. Lee et V. G. Polovinkin : Infrared photodetectors based on the system "hg1-xCdxTe photodiode — direct-injection readout circuit". *Opto-Electronics Review*, 19(2):198–205, juin 2011.

[121] A. Ferron, J. Rothman et O. Gravrand : Modeling of dark current in HgCdTe infrared detectors. *Journal of Electronic Materials*, 42(11):3303–3308, novembre 2013.

[122] Simon M. Sze : *Physics of Semiconductor Devices.* Wiley, 1969.

[123] Clément Lobre : *Compréhension des mécanismes de dopage arsenic de CdHgTe par implantation ionique.* Thèse de doctorat, 2014.

[124] J. D. Benson, L. O. Bubulac, P. J. Smith, R. N. Jacobs, J. K. Markunas, M. Jaime-Vasquez, L. A. Almeida, A. J. Stoltz, P. S. Wijewarnasuriya, G. Brill, Y. Chen, U. Lee, M. F. Vilela, J. Peterson, S. M. Johnson, D. D. Lofgreen, D. Rhiger, E. A. Patten et P. M. Goetz : Characterization of dislocations in (112)b HgCdTe/CdTe/si. *Journal of Electronic Materials*, 39(7):1080–1086, juillet 2010.

[125] S. Farrell, Mulpuri V. Rao, G. Brill, Y. Chen, P. Wijewarnasuriya, N. Dhar, J. D. Benson et K. Harris : Comparison of the schaake and benson etches to delineate dislocations in HgCdTe layers. *Journal of Electronic Materials*, 42(11):3097–3102, novembre 2013.

[126] W. J. Everson, C. K. Ard, J. L. Sepich, B. E. Dean, G. T. Neugebauer et H. F. Schaake : Etch pit characterization of CdTe and CdZnTe substrates for use in mercury cadmium telluride epitaxy. *Journal of Electronic Materials*, 24(5):505–510, mai 1995.

[127] H.F. Schaake et A.J. Lewis : Electrically active defects in CID imaging arrays fabricated on Hg0.7Cd0.3Te. volume 14, pages 301–305, 1983.

[128] P. O. Renault, J. F. Barbot, P. Girault, A. Declemy, G. Rivaud et C. Blanchard : Properties of dislocations in HgCdTe crystals. *Journal de Physique III*, 5:1383–1389, septembre 1995.

[129] H. F. Schaake et J. H. Tregilgas : Precipitation of tellurium in (hg, Cd)Te alloys. *Journal of Electronic Materials*, 12(6):931–945, novembre 1983.

[130] Kévin Tekaya : Quel effet aurait un champ de contrainte sur une photodiode ? Rapport technique, CEA, Grenoble, décembre 2013.

[131] Mathieu Chambon : *Methodologie de mesure de la fonction de transfert d'un systeme d'imagerie echantillonne.* Thèse de doctorat, janvier 1997.

[132] Guillaume Druart et Guillaume Druart : *Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge. D'une approche minimaliste à la caméra sur puce., Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge. D'une approche minimaliste à la caméra sur puce.* Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, Université Paris Sud - Paris XI, novembre 2009.

[133] K. Itonaga : A novel curved CMOS image sensor integrated with imaging system. 2014.

[134] J. F. Barbot, G Rivaud, C Blanchard, D Lescoul et J. C. Desoyer : Photoplastic effects in cd0.2hg0.8te. *Journal of Materials Science Letters*, 9(2):145–146, février 1990.

[135] T. J. Garosshen, C. S. Kim et J. M. Galligan : On the influence of light on dislocation motion in compound semiconductors. *Journal of Electronic Materials*, 19:889–894, septembre 1990.

[136] M.A. Kinch, M.J. Brau et A. Simmons : Recombination mechanisms in 8-14-µm HgCdTe. *Journal of Applied Physics*, 44(4):1649–1663, 1973.

[137] W. van Roosbroeck et W. Shockley : Photon-radiative recombination of electrons and holes in germanium. *Physical Review*, 94(6):1558–1560, juin 1954.

[138] R. G. Pratt, J. Hewett, P. Capper, C. L. Jones et M. J. Quelch : Minority carrier lifetime in n-type bridgman grown Hg1-xCdxTe. *Journal of Applied Physics*, 54(9):5152–5157, septembre 1983.

[139] P. T. Landsberg et A. R. Beattie : Auger effect in semiconductors. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 8(C):73–75, 1959.

[140] C.M. Ciesla, B.N. Murdin, T.J. Phillips, A.M. White, A.R. Beattie, C.J.G.M. Langerak, C.T. Elliott et C.R. Pidgeon : Auger recombination dynamics in highly excited HgCdTe. *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, 204(1):121–124, 1997.

[141] Jingxuan Yan, Xierong Hu, Jiaxiong Fang et Guosen Xu : Study of the recombination mechanisms and carrier lifetimes in Hg0.8Cd0.2Te alloy. *In Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 1685, pages 285–293, 1992.

[142] S. Barton, D. Dutton, P. Capper, C. L. Jones et N. Metcalfe : Minority carrier lifetime in doped and undoped epitaxially grown n-type CdxHg1-xTe. *Journal of Electronic Materials*, 24(11):1759–1764, novembre 1995.

[143] A. R. Beattie : Auger recombination in Cd0.2Hg0.8Te and the effect of background radiation on its measurement. *Semiconductor Science and Technology*, 2(5):281, mai 1987.

[144] W. Shockley et W. T. Read : Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Physical Review*, 87(5):835–842, septembre 1952.

Matrices de détecteurs infrarouge en CdHgTe courbes : mise en forme hémisphérique et propriétés optoélectroniques induites

RÉSUMÉ : À la frontière entre l'optoélectronique et la conception des systèmes optiques, les matrices de détecteurs possèdent aujourd'hui une forme plane, liée aux technologies standard de la microélectronique. Or, la courbure sphérique de la surface de détection permettrait un gain substantiel sur les systèmes optiques en termes de volume, de masse et finalement de coût. Cette solution est par ailleurs largement répandue dans le monde vivant (œil camérulaire humain, yeux composés des mouches, etc).

Des travaux de thèse précédents ont mis en évidence l'intérêt de la rétine courbe bio-inspirée en réalisant une matrice de microbolomètres infrarouge hémisphérique.

Pendant la thèse, le procédé de courbure de composants en silicium (*e.g.* les bolomètres) a été optimisé et stabilisé à l'aide d'un plan d'expérience et d'une simulation par éléments finis incluant l'anisotropie du silicium. Des formes sphériques convexe et concave sans défauts (pliures et méplat) ont été démontrées sur des puces carrées et rectangulaires en tirant profit de leur flexibilité aux faibles épaisseurs.

D'autre part, un nouveau procédé de courbure pour les composants hybrides (flip-chip) a permis la réalisation de plusieurs matrices fonctionnelles de détecteurs quantiques en CdHgTe courbes. Des formes sphériques concaves, convexes et cylindriques concaves à des rayons compris entre 550 et 100 mm ont été obtenues avec succès malgré la fragilité mécanique du CdHgTe.

Des mesures optoélectroniques nécessitant de multiples adaptations pour ces nouveaux composants courbes ont démontré leur bonne opérabilité (>97 %) en termes de courant photonique, réponse, bruit et courant d'obscurité. Une simulation par éléments finis de la mise en forme, intégrant l'anisotropie du CdHgTe, a permis de mettre en relation les contraintes et déformations avec les propriétés optoélectroniques de ce semi-conducteur II-VI. La localisation et l'émergence de lignes de glissement ainsi que l'identification des dislocations mises en jeu sont notamment discutées.

Le premier prototype de caméra compacte infrarouge à détecteurs courbes a été réalisé et confirme le bon fonctionnement du composant et son potentiel.

MOTS CLÉS : détecteur courbe, CdHgTe, optoélectronique

Curved infrared focal plane array : hemispherical forming and induced optoelectronic properties

ABSTRACT : At the optoelectronics and optical systems conception boundary, focal plane arrays have a planar shape because of microelectronics technologies. Yet spherical focal plane arrays would simplify optical systems conception and reduce volume, weight and total cost. This shape is widespread in Nature - human concave eye, arthropods convex compound eyes, etc.

The advantages of the bio-inspired curved retina have been established in previous works, where a spherical infrared microbolometers array was manufactured.

During this thesis, the silicium-based devices curving proccess (*e.g.* bolometers) has been optimised thanks to a design of experiments and a finite element simulation including silicium anisotropy. Convex and concave shapes without defects (folds and flat part) have been demonstrated with square and rectangular chips due to their flexibility at small thicknesses.

Then, a new and different curving proccess for hybrid devices (flip-chip) was developed. Several curved CdHgTe focal plane arrays were obtained and fully fonctionnal. Concave and convex spherical shapes as well as concave cylindrical shapes have been successfully achieved despite a high CdHgTe fragility.

Optoelectronic measurements such as photonic current, responsivity, noise and dark current were performed with some adaptation for curved devices. High operabilities have been demonstrated (> 97 %). In addition a finite element simulation of the proccess has been conducted with the CdHgTe anisotropy. Direct relations between induced stress and strain, and optoelectronic properties, have been proved in this II-VI semiconductor. Location and surfacing of slip lines as well as dislocations identification are discussed.

Finally, a compact infrared camera prototype with a curved CdHgTe focal plane array has been manufactured for the first time. It confirms that the device is fully fonctionnal and has a great potential for high value applications.

KEYWORDS : Curved detector, HgCdTe, Optoelectronics

MINES ParisTech

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY