

Imagerie thermique de composants actifs

Plus de détails sur la thermoréfectance

1.1 Problèmes spécifiques aux structures issues des approches dites *top-down*

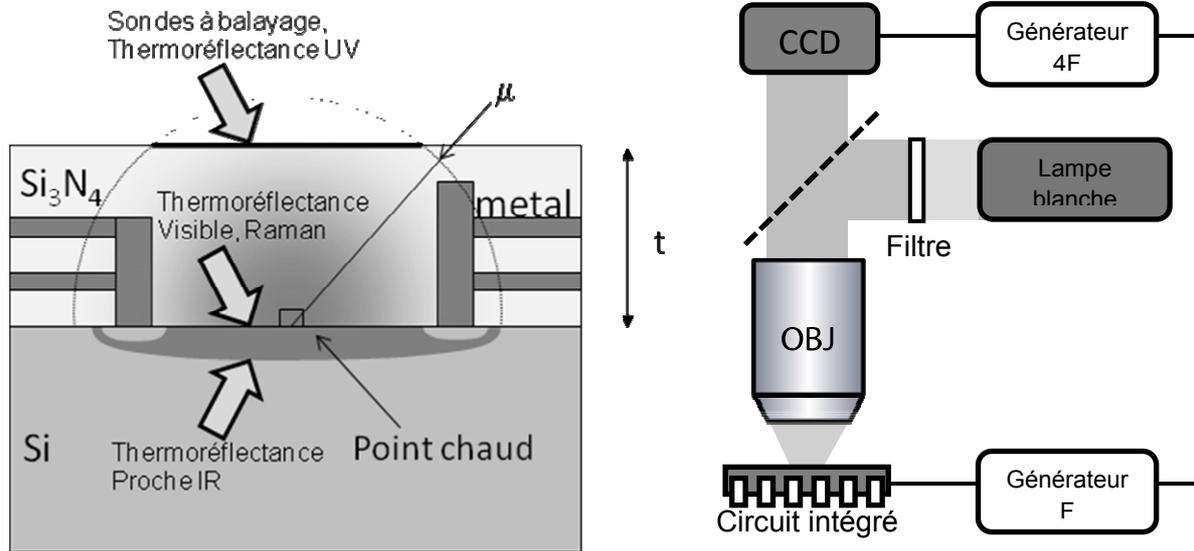


Figure 1 : A gauche, vue en coupe schématisée d'un circuit intégré, figurant les couches métalliques, interconnexions, le substrat et les zones dopées ainsi que la couche de passivation. En régime modulé, la composante alternative de la température diffuse sur une distance μ . Les flèches indiquent les zones auxquelles il est possible d'accéder avec différentes techniques. A droite, représentation schématisée d'un montage de thermoréfectance CCD.

Comme on peut le voir sur la vue en coupe de la figure 1, les circuits intégrés modernes sont des dispositifs tridimensionnels, comprenant plusieurs niveaux de pistes métalliques et des épaisseurs variées de diélectriques couvrant les régions actives, généralement proches du substrat. Dans certains cas, les préoccupations thermiques ont même mené à l'adoption de configurations dites *flip-chip*, dans lesquelles le côté actif du circuit intégré est solidaire d'un dissipateur, laissant seulement apparaître en surface l'arrière du substrat. L'essentiel de la chaleur est donc produite dans des régions profondément enterrées, inaccessibles à la plupart des techniques de mesure thermique. En surface, la seule information accessible résulte de la diffusion de la chaleur à travers les couches supérieures. La résolution maximale est donc, au mieux, de l'ordre de l'épaisseur de la couche traversée, soit plusieurs centaines de nanomètres et jusqu'à plusieurs micromètres.

Les techniques optiques sans contact, comme la spectroscopie Raman¹, la photoluminescence^{2, 3} ou la thermoréfectance, peuvent donner accès à la température de ces dispositifs enterrés, à condition que les matériaux soient transparents à la longueur d'onde utilisée.

1.2 Thermoréflectance et caméras CCD

La thermoréflectance est une méthode optique sans contact utilisant les variations locales de réflectivité induites par le chauffage pour déduire une mesure de la température, et peut être utilisée à pratiquement n'importe quelle longueur d'onde. Des résolutions spatiales limitées par la diffraction, de l'ordre de $\lambda / 2$, soit 200 à 500 nanomètres, peuvent ainsi être obtenues. Cette mesure peut être effectuée en balayant un faisceau laser focalisé à la surface de l'échantillon ^{4, 5} ou en utilisant un détecteur matriciel de manière à obtenir une mesure simultanée en plusieurs points. L'avantage immédiat des CCD est évidemment de diminuer le temps d'acquisition d'images, en multiplexant la mesure. Le prix en est généralement une diminution du rapport signal à bruit due à la limitation du nombre de photons qu'il est possible de détecter (capacité des puits du CCD) et donc à une augmentation de la part relative du bruit de photons. Mais, plus que la vitesse, le principal avantage des techniques CCD est probablement de permettre l'utilisation de sources non cohérentes spatialement, puisqu'il n'est plus nécessaire de focaliser le faisceau pour obtenir une bonne résolution. Dès lors, la quasi totalité du spectre lumineux devient accessible en utilisant filaments, arcs ou diodes électroluminescentes.

Comme schématisé sur la figure 1, cette technique aujourd'hui bien maîtrisée permet, dans le domaine visible, la mesure de températures sous plusieurs micromètres de couches transparentes, avec une résolution spatiale submicronique et une précision généralement inférieure au Kelvin. Dans la gamme ultra-violette, les couches diélectriques d'encapsulation sont opaques et la thermoréflectance donne accès à la température de surface. Enfin, dans l'infrarouge proche, la thermoréflectance est une solution intéressante pour effectuer des mesures de température à travers les substrats en silicium, qui sont transparents dans cette région du spectre. Après une description du principe des mesures de thermoréflectance par caméra CCD, la structure de ce chapitre s'articule ainsi autour des principales gammes de longueurs d'onde actuellement explorées : le visible, l'ultraviolet, et le proche infrarouge.

2 IMAGERIE DE THERMOREFLECTANCE: PRINCIPES

2.1 Origine du phénomène

A la réflexion sur une surface, l'amplitude et la phase d'une onde optique incidente sont modifiées. Ces modifications, propres à la surface, sont riches d'information, notamment utilisées en ellipsométrie. La présence d'un phénomène thermique variable se traduit également par une variation du coefficient de réflexion : $\mathfrak{R}(T) = (R_0 + \Delta R(T))e^{i(\varphi_0 + \Delta\varphi(T))}$. Les variations de phase optique qui peuvent être mesurées à l'aide de techniques interférométriques sont à la fois liées aux mouvements de la surface (notamment induits par dilatation) et aux modifications de ses propriétés optiques. Les variations d'amplitude, elles, ne sont liées qu'à la

modification de la permittivité ε , ou de l'indice n liée à la température. De manière phénoménologique, on considère souvent cette dépendance comme linéaire, et on écrit simplement : $\Delta R = \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T$.

Cette dépendance est commune à tous les matériaux, mais recouvre des processus physiques très différents. Malheureusement, hormis les matériaux utilisés couramment en optique (voir le volume « thermo-optic coefficients », G.Ghosh dans ⁶) et certains semiconducteurs, il est difficile de trouver des valeurs fiables dans la littérature.

2.2 Méthodes de mesure

D'une manière générale, ce coefficient est de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-5} K^{-1} pour la plupart des solides. En raison du bruit inhérent à la plupart des sources lumineuses, de si petites variations de R ne peuvent pas être mesurées en régime continu. Le fait d'alimenter le circuit à une fréquence F produit un échauffement à la même fréquence si le signal a une moyenne non nulle.

Nous avons choisi d'utiliser une méthode dite « 4 images » (*4-buckets* en Anglais). La caméra est alors déclenchée à $4F$ pour fournir 4 images I_1 à I_4 au cours de chaque période de l'échauffement modulé. En tenant pour implicite la dépendance en x et y des grandeurs utilisées (puisque l'on fait une image), l'amplitude et la phase de cette modulation sont alors obtenues utilisant le complexe ^{7, 8}: $A = I_1 - I_3 + j(I_2 - I_4)$.

Nous obtenons : $\left| \frac{\Delta R}{R_0} \right| = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{|A|}{I_0}$ si R est modulé sinusoïdalement, et $\left| \frac{\Delta R}{R_0} \right| = \sqrt{2} \frac{|A|}{I_0}$ pour une modulation carrée, avec $I_0 = (I_1 + I_2 + I_3 + I_4)$ moyenne des quatre images.

Sur un matériau donné, le calcul de l'image $\Delta R/R$ donne une image des variations de température locales ΔT à un facteur constant $\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T}$ près. L'utilisation d'une moyenne d'images prises quatre à quatre permet d'augmenter le rapport signal à bruit et donc la détection de valeurs de ΔR aussi petites que 10^{-5} en quelques minutes. Pour des acquisitions plus longues, le rapport signal à bruit peut encore être amélioré. En établissant une description théorique des bruits et des imperfections de la conversion analogique / numérique des capteurs CCD, l'équipe de R. Ram a pu donner une expression analytique des signaux mesurés et un calcul explicite des barres d'erreurs⁹. Au prix de temps d'acquisition relativement long (10^5 périodes de modulation, soit 4,7 heures pour un montage optimal), une résolution record de 18 mK a ainsi pu être obtenue à l'aide d'un CCD.

Dans la mesure où la plupart des caméras fonctionnent à des cadences maximales de quelques dizaines de Hertz, les systèmes à base de CCD sont limités à des fréquences relativement basses. Un dispositif utilisant une illumination modulée à une fréquence différente (hétérodynage) peut être employée pour travailler à de plus

hautes fréquences^{7, 10, 11}. Une autre possibilité pour accéder à une information équivalente, est évidemment de travailler dans le domaine temporel. Pour cela, un laser pulsé est généralement utilisé pour illuminer l'échantillon. Le délai entre l'excitation électrique et l'impulsion sonde est alors ajusté de manière à obtenir une mesure de l'évolution temporelle de R ^{12, 13}.

3 THERMOREFLECTANCE SOUS ILLUMINATION VISIBLE

Dans cette gamme de longueurs d'onde, la plupart des matériaux employés pour l'encapsulation de circuits intégrés (Si_3N_4 , SiO_2 , polymères, seuls ou combinés) sont transparents. La lumière envoyée sur le dispositif est essentiellement réfléchiée par la première couche opaque rencontrée, par exemple le métal ou le silicium, et les images thermiques reflètent la température de cette région¹⁴.

Cependant, la structure multicouche des circuits intégrés modifie fortement les coefficients thermo-optiques effectifs. En effet, des interférences se produisent dans les couches transparentes de passivation, modifiant à la fois le coefficient de réflexion R et sa dépendance en température, dR/dT ¹⁵⁻¹⁸. Une variation de l'épaisseur de passivation de quelques nanomètres est suffisante pour modifier radicalement ces valeurs. Les valeurs de dR/dT données dans la littérature pour des matériaux nus ne sont alors que de peu d'intérêt lorsque ces mêmes matériaux sont passivés. Il est possible de tirer parti de tels effets de manière à mettre en évidence l'échauffement dans un matériau donné, en utilisant une ou plusieurs longueurs d'onde adaptées¹⁹⁻²².

3.1 Spectroscopie de dR/dT

Afin de mesurer la dépendance spectrale du coefficient dR/dT , il est possible d'utiliser une source ou un filtre accordable^{12, 13, 22}, ou une illumination blanche suivie d'une détection spectroscopique. Cette dernière configuration permet des mesures plus rapides, puisqu'elle est multiplexée en longueur d'onde, et souvent plus continues. On peut pour cela remplacer la caméra CCD par un spectromètre CCD déclenché, de la même manière que précédemment, à 4 fois la fréquence de modulation du circuit intégré. Une alternative consiste à insérer entre le microscope et la caméra un spectromètre imageur, c'est à dire un système dispersant la lumière issue d'une fente suivant une direction, la direction perpendiculaire conservant une information spatiale (imagerie 1D)^{18, 21, 23}. Ainsi, on obtient non pas quatre images par période de modulation, mais quatre spectres des variations d'intensité réfléchiée $I_{\text{therm}}(\lambda)$. La mesure du produit du spectre de la source par la réponse spectrale du système, $I_{\text{ref}}(\lambda)$, est aisément obtenue en utilisant un miroir de réflectivité connue, et on en déduit $|\Delta R(\lambda)| = |dR/dT(\lambda) \cdot \Delta T| = I_{\text{therm}}(\lambda) \cdot R_{\text{Al}}(\lambda) / I_{\text{ref}}(\lambda)$. Afin d'obtenir le signe, la phase ϕ du signal doit être prise en considération. Le signe de dR/dT est alors simplement celui de ϕ .

La figure 2 présente une illustration de ce type de mesure. Cette mesure a été obtenue dans la gamme de longueurs d'onde 400-800 nm sur une résistance intégrée en polysilicium passivé, dans les mêmes conditions mais en utilisant des objectifs d'ouvertures numériques différentes. Le coefficient dR/dT varie très fortement, et il est bien évidemment nécessaire d'éviter les régions du spectre dans lesquelles il est nul. Comme on peut le voir, le spectre obtenu dépend fortement de l'ouverture numérique utilisée : les franges, nombreuses et étroites pour de faibles ouvertures numériques, deviennent plus larges aux grandes ouvertures. En effet, l'objectif recueille des faisceaux sur une gamme d'angles d'incidence d'autant plus large qu'il est ouvert. A forte ouverture, ce sont donc des spectres issus d'incidences très différentes qui sont recueillis et moyennés sur le détecteur, d'où l'effet de lissage observé.

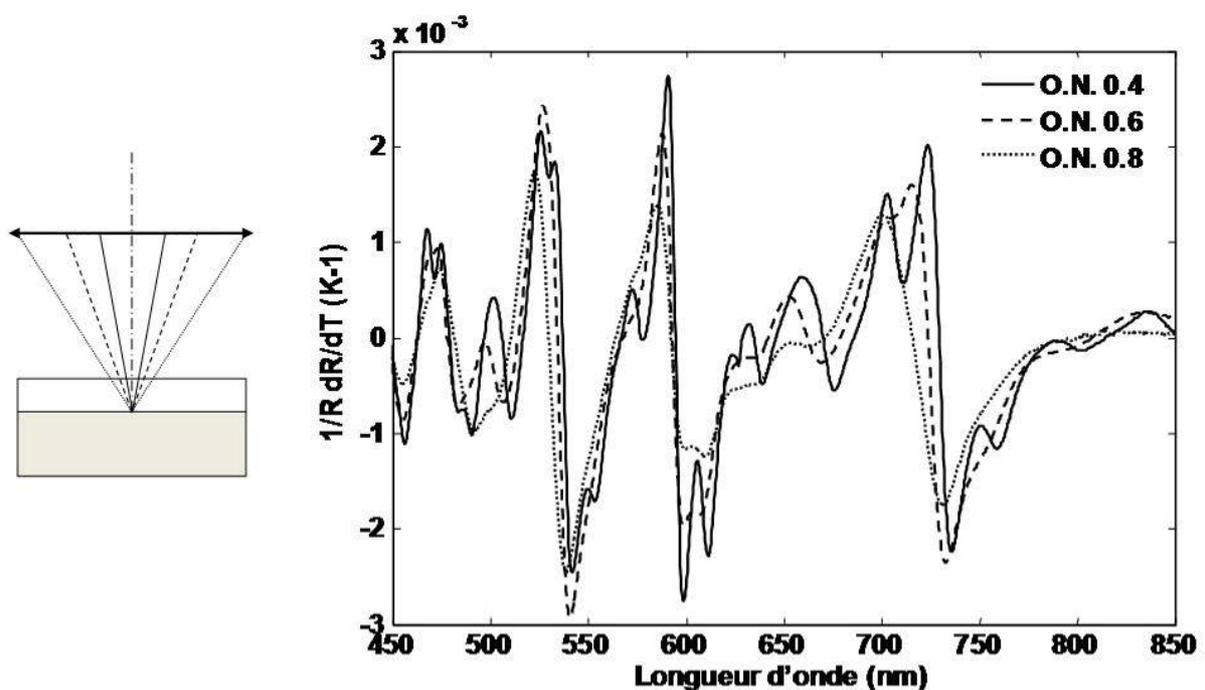


Figure 2 : Spectres de thermoreflectance $1/R \frac{dR}{dT}$ mesurés en 1 min d'intégration sur une résistance en Polysilicium couverte d'une couche de Si_3N_4 et de polyamide dissipant une puissance de $0.12 \text{ mW} \cdot \text{mm}^2$ ($\Delta T_{\text{surf.}}=100^\circ\text{C}$). Les trois objectifs d'ouvertures numériques différentes utilisés collectent la lumière dans des cônes variables (schéma de gauche), d'où des spectres très différents.

3.2 Etalonnage

Les méthodes de mesure ou de simulation spectroscopiques qui viennent d'être présentées sont indispensables pour déterminer la longueur d'onde permettant d'obtenir un coefficient dR/dT optimal. Ensuite, il importe de connaître quantitativement la valeur de ce coefficient. Compte tenu du nombre de paramètres thermiques et optiques entrant en jeu, cela ne peut se faire qu'expérimentalement, en connaissant la température du système.

Pour obtenir une référence de température, la plupart des méthodes actuelles^{12, 20, 24-30} utilisent un élément Peltier pour appliquer une excitation en température externe, connue, de l'ensemble du boîtier du circuit. Un contrôle de la focalisation, voire du positionnement latéral de l'échantillon, est alors nécessaire en raison des mouvements induits par dilatation. Ceci est cependant grandement facilité lorsqu'on utilise une caméra, puisqu'une simple analyse d'image permet de déterminer la qualité de la mise au point et l'amplitude des déplacements latéraux.

Dans le système présenté à la figure 3, les mouvements latéraux ont été simplement corrigés en calculant le décalage (x,y) qui optimise la corrélation entre l'image courante et une image de référence. Les mouvements verticaux ont été compensés en utilisant un déplacement piézoélectrique de l'objectif, dont la position est déterminée par un calcul de gradient 2D (dérivée spatiale) sur l'image^{26, 31}.

Ceci permet d'obtenir des images pour différentes températures T de l'échantillon, sur lesquelles il est possible de relever la valeur du signal $I(T)$ dans une région donnée. Puisque $\frac{I(T)}{I(T_0)} = \frac{R(T)}{R(T_0)} \approx 1 + \frac{1}{R(T_0)} \frac{\partial R}{\partial T} (T - T_0)$, une simple régression linéaire sur les valeurs de $\frac{I(T)}{I(T_0)}$ permet d'obtenir la pente $\frac{1}{R(T_0)} \frac{\partial R}{\partial T}$. Dans la mesure où la thermalisation de l'ensemble du boîtier est lente, aucune modulation de température ne peut être appliquée. Ceci interdit l'utilisation de techniques de détection synchrone, d'où un rapport signal à bruit modeste, mais pouvant être en partie compensé par l'acquisition de nombreux points pour $I(T)$.

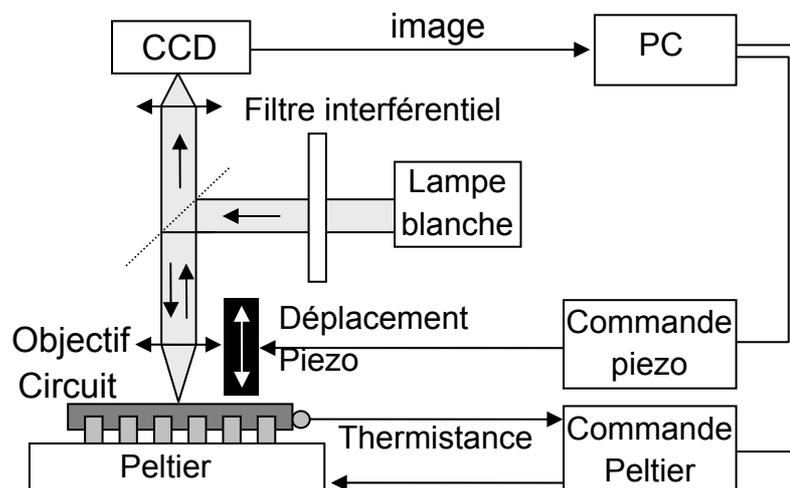


Figure 3: montage pour la mesure du coefficient d'étalonnage dR/dT . La température du boîtier du circuit intégré est pilotée par un Peltier associée à une boucle de rétroaction. Pour chaque température, une analyse d'images détermine le déplacement latéral et la focalisation optimale.

Pour valider cet étalonnage, nous avons notamment employé une structure spécialement conçue et implémentée en technologie $0.6 \mu\text{m}$ BCD (Bipolar-CMOS-

DMOS, ST Microelectronics). Ce circuit, dont une image thermique est présentée à la figure 5, comprend cinq résistances de chauffage en série, dissipant moins de 1 W, et deux types de sondes pour des mesures locales de la température. Sur les trois résistances de chauffage situées au centre, où l'on s'attend à ce que la température soit la plus homogène, une piste résistive en aluminium ($1 \mu\text{m}$ de large) est déposée, et dispose de quatre bornes de manière à éliminer les résistances de contact (configuration de Van der Pauw) : deux contacts sont employés pour alimenter avec un courant constant $I_{VdP}=1 \text{ mA}$ dans la structure, les deux autres pour mesurer la tension V_{VdP} . Cette structure a été calibrée dans un four pour plusieurs températures bien connues, donnant une pente $dV_{VdP}/dT = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ V.K}^{-1}$.

Une jonction (diode) soumise à une tension inverse constante $V_d=-1 \text{ V}$ est également implémentée sur ce dispositif, entre les éléments chauffants. Le courant dans la diode constitue alors un thermomètre extrêmement précis et sensible. A nouveau, un étalonnage dans un four a permis d'obtenir une pente $dI_d/dT = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ A.K}^{-1}$ pour une tension de -1 V .

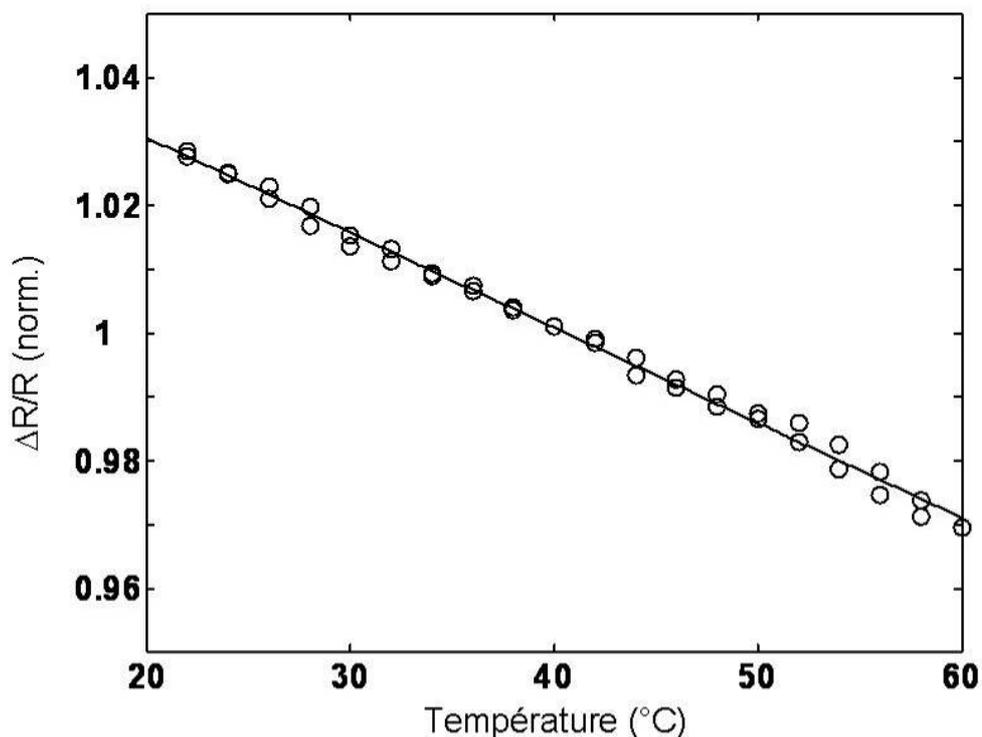


Figure 4 : Etalonnage obtenu pour $\lambda=536 \text{ nm}$ (cf fig. 4), avec un objectif x50, O.N.=0,6 sur une résistance en polysilicium passivée ($\text{Si}_3\text{N}_4 + \text{polyamide}$). La ligne indique le meilleur ajustement linéaire, avec une pente $-1,49 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, et une incertitude de $0,04 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Les spectres présentés précédemment (figure 2) ont été réalisés sur cette structure. Comme on peut le voir, la longueur d'onde de 543 nm est optimale pour des mesures de thermoréfectance si l'on utilise un objectif d'ouverture numérique 0,6. Pour des raisons pratiques, nous avons utilisé pour illuminer l'échantillon une lampe blanche

suivie d'un filtre passe bande centré à $\lambda_0=536$ nanomètre et de largeur 13 nm. À cette longueur d'onde, l'étalonnage présenté à la figure 2 donne $\left. \frac{1}{R(T_0)} \frac{\partial R}{\partial T} \right|_{\text{PolySi}} = -1.49 \pm 0.04 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ sur la résistance de polysilicium passivée. En utilisant ce coefficient, toute image de thermoreflectance obtenue sur le polysilicium peut donc être convertie en image de température pourvu que l'épaisseur d'encapsulation et la longueur d'onde d'illumination soient identiques.

Des mesures effectuées sur cet échantillon, avec un chauffage carré de $F=7.5$ Hz et pour plusieurs tensions crête entre 0 et 20 sont présentées à la figure 5. Les températures moyennes mesurées sur la résistance et sur la diode sont également reportées (graphe de gauche). L'accord avec la mesure délivrée par les capteurs intégrés est excellent, avec un écart type de 2.3% seulement. On peut noter que la température obtenue avec la diode est presque 70% inférieure à celui de la résistance, en raison de l'excellent contact thermique entre la diode et le substrat, qui contribue fortement à la dissipation de la chaleur.

Ce type de structure complexe n'est pas modélisable de manière analytique, mais peut être étudié à l'aide de codes utilisant des éléments ou volumes finis. La figure 5 compare ainsi un calcul de température obtenu à l'aide du logiciel TMapper^{32, 33}, en utilisant pour paramètres physiques la chaleur spécifique, les conductivités thermiques, la puissance dissipée et la géométrie du système, sans effectuer d'ajustement. Comme attendu, la température varie linéairement avec la puissance dissipée et présente un bon accord avec les mesures de thermoréfectance. Le calcul tridimensionnel permet notamment de vérifier que la couche de SiO_2 séparant la résistance du substrat a un fort rôle d'isolation thermique et contribue aux hautes températures obtenues sur la résistance et les thermistances en aluminium. En revanche, la région où sont implantées les diodes, entre les résistances, est beaucoup plus froide en raison du contact thermique direct avec le substrat, qui présente une conductivité thermique presque 100 fois plus grande que celle de SiO_2 .

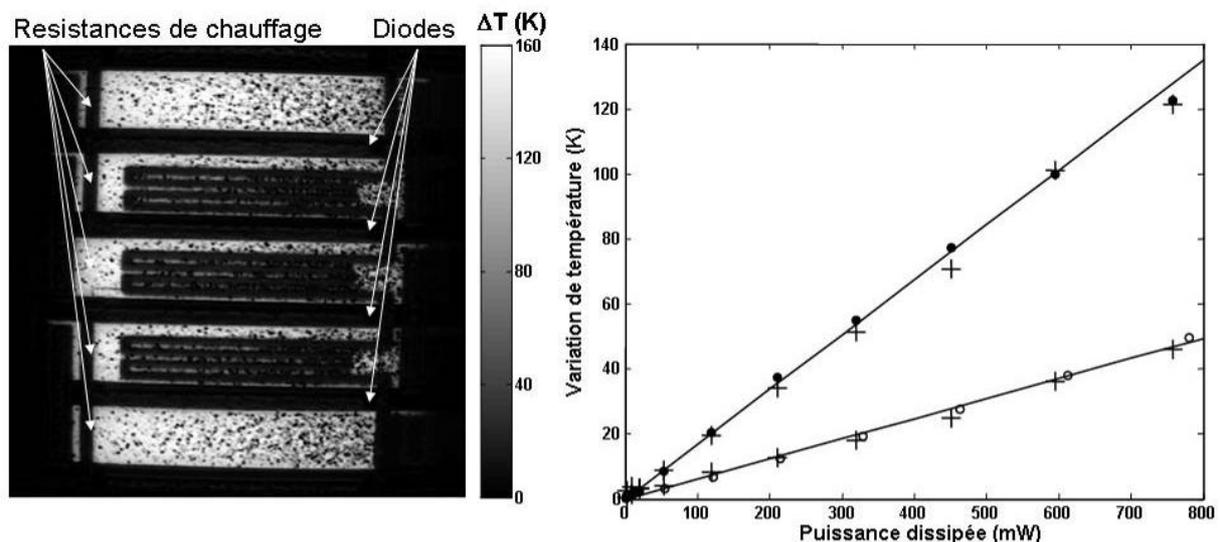


Figure 5 : Images thermiques (90 x 90 μm) obtenues sur les résistances intégrées de polysilicium, soumises à une modulation carrée avec $F=7.5$ hertz et $V_{pp}=20$ V, pour $\lambda_0= 536$ nm. L'échelle de température n'est valide que sur la résistance de polysilicium. Temps d'acquisition : 1 min. A droite : température moyenne mesurée par thermoreflectance (croix) sur la résistance et au dessus de la diode, pour différentes puissances de chauffage. Les points représentent les températures obtenues avec la thermistance 4 points en aluminium. Les cercles la température donnée par la diode. Traits pleins : simulation TMapper.

4 THERMOREFLECTANCE SOUS ILLUMINATION ULTRA-VIOLETTE

Comme nous venons de le voir, le coefficient dR/dT dépend fortement de la nature des matériaux et des interférences se produisant dans les couches de passivation, ce qui peut fortement complexifier l'obtention de températures quantitatives sur des structures comprenant plusieurs matériaux. Il est cependant possible de tirer parti de la forte absorption des diélectriques de passivation dans la gamme Ultra Violet (UV). Sur ces couches opaques, la réflectivité peut être mesurée, comme sur n'importe quel autre matériau, de manière à obtenir une cartographie de la température à la surface de la passivation, indépendamment des matériaux sous-jacents. L'information obtenue est alors proche de celle délivrée par les sondes locales à balayage³⁴.

Si_3N_4 ne présente pas d'absorption notable au dessus de 280 nm, mais cette absorption croit de manière monotone dans l'UV profond. La plupart des composés à base de Si_3N_4 atteignent des absorptions comprises entre $5 \cdot 10^6$ et $2 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, même en deçà du seuil d'absorption des UV par l'oxygène de l'air, autour de 200 nm⁶. Sans avoir à travailler sous vide, il est donc possible d'obtenir sur des surfaces diélectriques en Si_3N_4 des absorptions et des réflectivités comparables à celles des métaux. En pratique, ces couches deviennent suffisamment absorbantes pour écranter les matériaux sous jacents pour $\lambda < 250$ nm. Les interférences sont alors éliminées, et un seul matériau, uniforme, est visible à la surface. La connaissance de son coefficient dR/dT suffit donc à obtenir une température quantitative en tout point de la surface³⁵.

Dans le cas présenté ci-dessous pour illustrer cette technique, les mesures ont été effectuées à l'aide d'un montage monofaisceau utilisant une détection synchrone et non à l'aide d'une caméra. La source est alors un laser Ti :saphir ($\lambda=720$ nm) triplé à $\lambda/3= 240$ nm. Notons cependant que la cohérence du laser n'a pas été utilisée ici, et que ces expériences restent réalisables à l'aide d'une source UV quelconque. La cadence de ce laser impulsif, de l'ordre de 100 MHz, est bien au-delà des fréquences utilisées pour cette expérience et dépasse la bande passante des électroniques utilisées, ce qui nous autorise à considérer le faisceau comme continu. Le faisceau est filtré, de manière à éliminer les éventuels résidus à λ et $\lambda/2$, puis focalisé étroitement à l'aide d'une lentille en silice fondue. La polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence. Après réflexion, la lumière traverse un filtre

passer bande étroite autour de 240 nm éliminant la lumière parasite, puis est mesurée à l'aide d'une photodiode.

Le circuit électronique utilisé est une simple série de résistances en NiCr (154 Ω), déposé sur un substrat GaAs, alimentée par des pistes en or et recouverte de Si₃N₄²⁰. Chaque résistance reçoit une modulation carrée 0-10 V de fréquence comprise entre 0,2 et 1600 Hz et dissipe une puissance moyenne de 325 mW. Les images sont alors obtenues en balayant l'échantillon devant le faisceau. La résolution est donnée par la taille de la tache de focalisation : 1 μm dans le cas présenté ici, mais on peut attendre dans un montage optimisé une résolution de l'ordre de $0,6\lambda/\text{N.A.} \approx 240 \text{ nm}$ avec une ouverture numérique de $\text{N.A.} = 0,6$, typique des objectifs UV.

Sous illumination UV, comme on peut le voir à la figure 6, la source de chaleur, ainsi que la diffusion dans le substrat sont clairement visibles. Le profil (à droite de l'image) est remarquablement continu, contrairement à ce qui est observé dans le visible^{20, 35}, ce qui est une bonne indication de la cohérence du résultat. Afin d'obtenir une température quantitative, un étalonnage a été réalisé selon une méthode similaire à celle présentée dans la section précédente : $dR/dT \approx \Delta R/\Delta T = (3 \pm 0.5) 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

Les températures mesurées à l'aide de cette technique sont principalement celles de la surface supérieure. La diffusion à travers la couche de passivation étale notablement la chaleur, ce qui réduit la résolution spatiale³⁶. A des fréquences basses, la passivation peut cependant être considérée comme thermiquement mince. Dans cette expérience, avec une diffusivité thermique $D_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 0,23 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, et à $F = 1600 \text{ Hz}$, la longueur de diffusion thermique $\mu = \sqrt{D/\pi F}$ est de 60 μm , soit deux ordres de grandeur plus grande que l'épaisseur de la couche de passivation. Cependant, comme évoqué plus tôt, il est impossible d'utiliser une technique de surface comme celle-ci pour imager des phénomènes plus brefs que 50 ns ou à des fréquences supérieures à 20 MHz.

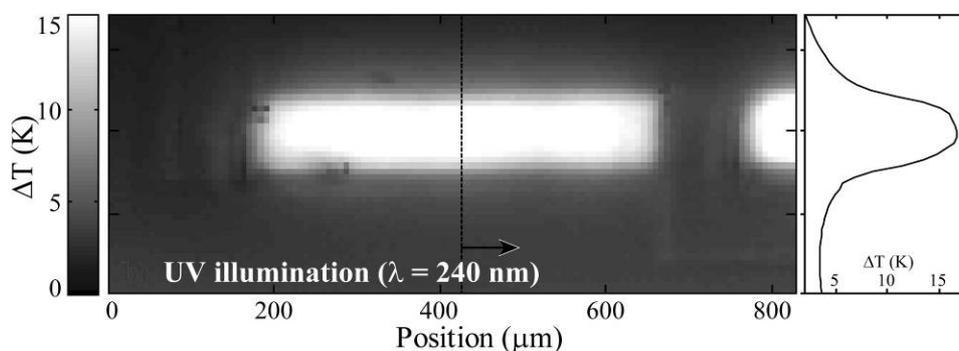


Figure 6 : Image thermique d'une résistance intégrée (NiCr sur GaAs) sous illumination UV ($\lambda = 240 \text{ nm}$). Le profil de température, à droite, est parfaitement continu, contrairement à ce qui peut être

observé sous illumination visible, lorsque les différents matériaux sont visibles sous la couche de passivation.

5 THERMOREFLECTANCE DANS L'INFRAROUGE PROCHE : IMAGERIE EN FACE ARRIÈRE

Le silicium utilisé dans la grande majorité des circuits intégrés est parfaitement transparent aux longueurs d'ondes supérieures à $1,1 \mu\text{m}$. Ces longueurs d'onde constituent donc un excellent moyen d'observer les circuits intégrés à travers leur substrat^{37, 38}, mais aussi d'obtenir des mesures de thermoréfectance. La lumière réfléchie par l'interface entre le silicium et les autres matériaux présents permet alors d'obtenir une information sur la température des couches actives^{39, 40}.

5.1 Thermoréfectance dans l'infra rouge proche : illumination incohérente

Pour éliminer ce phénomène, il est intéressant d'utiliser une illumination de spectre large, dont la longueur de cohérence sera inférieure à l'épaisseur du substrat⁴¹. Pour cela, on peut utiliser une lampe à filament classique, qui émet beaucoup dans la gamme proche infrarouge. Un montage utilisant un microscope et une caméra décrit précédemment peut être utilisé, pourvu que l'on prenne la précaution d'éliminer du microscope les filtres utilisés pour éliminer cet infrarouge habituellement indésirable. Nous avons utilisé ici une caméra InGaAs Sensors Unlimited (SU320 MS, 12 bits, efficacité quantique $>0,6$ dans la gamme comprise entre 1 et $1,7 \mu\text{m}$) déclenchée à une cadence $4F = 20\text{Hz}$, pour un temps d'intégration 8ms . Le circuit est alimenté par une tension carrée à $F = 5 \text{Hz}$, induisant un échauffement et une variation de réflectivité à la même fréquence.

Les mesures présentées ici ont été obtenues sur une piste d'aluminium de largeur $3 \mu\text{m}$ et longue de $200 \mu\text{m}$ déposée sur une couche d'accrochage de titane (20nm), avec des plots de contact (Au) de 100nm de côté. Cette structure a été réalisée sur un substrat de silicium non dopé de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur, poli sur ses deux faces. Cette résistance de 29Ω , alimentée entre 0 et $4,2 \text{V}$ et 145mA dissipait une puissance crête de 609mW .

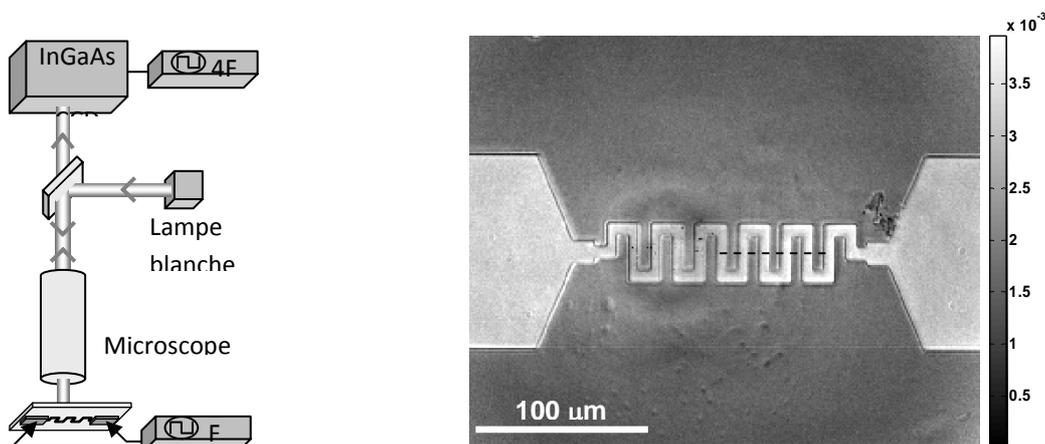


Figure 7 : A gauche, montage de thermoréfectance proche IR pour l'imagerie à travers le silicium. Le CI est alimenté *via* des aiguilles sur sa face inférieure. A droite, image de thermoréfectance d'une résistance dissipant 609 mW (crête) obtenue à travers 500 μm de silicium avec un objectif x50, O.N.= 0,6. La résolution mesurée le long de la ligne pointillée est de 1,7 μm . La température à proximité immédiate de la résistance est de $\Delta T_{\text{Si}} \approx 27 \text{ K}$.

L'image présentée à la figure 7 peut délivrer une information quantitative si l'on connaît les coefficients thermo optiques de chacun des matériaux. Dans le substrat de silicium, on peut utiliser $dn/dT = 1.835 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (d'après ⁴²), d'où $\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \Big|_{\text{Si}} = \frac{4}{(n-1)(n+1)} \frac{dn}{dT} = 6.6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. On en déduit, à proximité de la résistance, où $\Delta R/R \approx 1.8 \cdot 10^{-3}$ (figure 7), un échauffement $\Delta T_{\text{Si}} \approx 27 \text{ K}$. Ces mesures montrent clairement qu'aucune interférence ne se produit dans le substrat lorsque l'on utilise une illumination incohérente. De plus, la réflexion parasite à l'interface air/silicium, non modulée, est éliminée par la détection synchrone.

La résolution spatiale des images obtenues avec l'ensemble des méthodes que nous venons de présenter est cependant limitée. Sous faisceau focalisé ou non, comme en utilisant une porte temporelle, on ne peut espérer une résolution meilleure que 670 nm pour les longueurs d'ondes supérieures à 1,1 μm , même avec une hypothétique ouverture numérique de 1. Ainsi, la résolution de l'image de la figure 7, estimée en dérivant le profil selon la ligne pointillée, est de 1,7 μm . Ceci correspond à la limite de diffraction $1,22 \cdot \lambda / 2 \cdot \text{NA} = 1,7 \mu\text{m}$ compte tenu du fait que la caméra est sensible jusqu'à $\lambda = 1,7 \mu\text{m}$ et que l'on utilise un objectif d'ouverture O.N. = 0,6.

Pour de nombreuses applications en électronique intégrée, de telles résolutions sont cependant insuffisantes.

5.2 Amélioration de la résolution à l'aide d'une lentille à immersion solide

En microscopie classique, la limite de diffraction ne peut guère être améliorée qu'en diminuant λ ou en augmentant l'ouverture numérique O.N. Puisque l'imagerie à travers le silicium impose de travailler dans la gamme de transparence $\lambda > 1,1 \mu\text{m}$, le seul paramètre libre est O.N. Dans l'eau ou dans l'huile, l'immersion permet de dépasser la limite O.N.=1. Dans les solides, il est possible de faire de même en utilisant des lentilles plan-convexes dont l'indice est le même que celui du substrat⁴³, dites Lentilles à Immersion Solide (LIS ou SIL en Anglais), ou NAILs (Numerical Aperture Increasing Lenses). Récemment, ces dispositifs ont été adaptés au cas du silicium^{37, 44, 45}. Ils permettent d'obtenir une image stigmatique pourvu que la relation

$D+X=R(1+1/n_{Si})$ soit respectée (voir figure 8 pour les notations). L'angle de collection de la lumière est alors significativement augmenté en raison du très fort indice du silicium, $n_{Si}=3,5$, dans le proche infrarouge⁶. Il est en théorie possible d'atteindre des ouvertures numériques de 3,5 au lieu de 1 dans l'air, ce qui se traduit par une amélioration de la résolution d'un facteur 3,5. Dans le domaine de l'inspection de circuits intégrés, des configurations de ce type ont été utilisées pour de l'imagerie en réflexion sur la face arrière³⁷ ou par absorption à deux photons³⁸ ou pour l'imagerie d'émission thermique dans la bande 8-12 μm ^{46, 47}. Dans le cas présent, l'utilisation de l'infrarouge proche, jusqu'à $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$, permet d'attendre une limite de résolution théorique aussi basse que $1,22 \lambda/2n_{Si} = 192 \text{ nm}$.

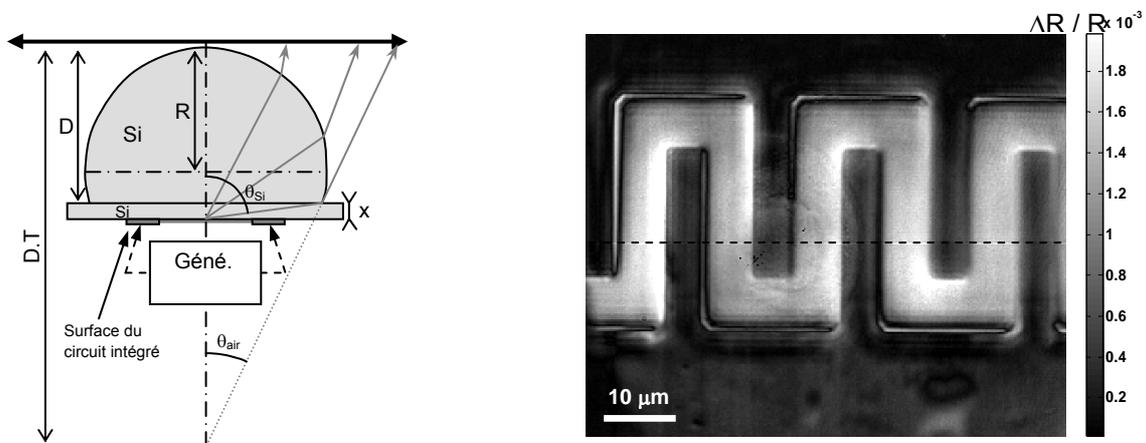


Figure 8 : A gauche, vue schématique de la lentille à immersion solide, avec $x= 500 \mu\text{m}$, $R=3,5 \text{ mm}$ et $D=4 \text{ mm}$. A droite, image thermique d'une résistance en aluminium dissipant 609 mW, obtenue à travers un substrat de silicium de 500 μm et une LIS avec un objectif x50, O.N.= 0,6. La résolution mesurée le long de la ligne pointillée est de 440 nm, ce qui correspond à une ouverture effective de 2,36.

Dans le cas présent⁴¹, pour un substrat d'épaisseur $X=500 \mu\text{m}$, la LIS est aplanétique (c.à.d. que $D>R$), avec $R= 3,5 \text{ mm}$ et $D=4 \text{ mm}$. Un simple calcul d'optique géométrique permet d'obtenir l'angle maximal de collecte de la lumière dans le silicium, $\theta_{Si}= 81.8^\circ$, correspondant à $O.N._{SiL}=n_{Si}.\sin\theta_{Si}=3.47$, proche de la limite de 3,5. Ces faisceaux émergent de la lentille avec un angle de $\theta_{air}= 16.4^\circ$ correspondant à $O.N._{air}=\sin \theta_{air} = 0.28$, et sont donc aisément collectés par la plupart des objectifs de microscope. Dès lors que ces rayons sont correctement collectés, augmenter l'ouverture au delà de ce chiffre n'améliore en rien la résolution. La principale difficulté résulte alors de la grande distance $D.T.$ entre le plan objet virtuel, situé nettement en dessous de la surface du circuit intégré, et la surface supérieure de la LIS. Pour pouvoir effectuer la mise au point, l'objectif doit donc avoir une distance de travail plus longue que 1,58 cm. C'est un objectif Nikon x20, N.A=0,33, permettant de travailler à longue distance, $D.T. =0,6$, qui a été employé ici.

La mesure présentée à la figure 8 a été conduite dans les mêmes conditions que précédemment ($F=5$ Hz, puissance crête 609 mW). L'image thermique met en évidence un échauffement plus fort près des angles de la piste résistive, ce qui est attendu dans ces régions où la densité d'électrons est plus élevée. La résolution est estimée à 440 nm, à nouveau en dérivant un profil (le long de la ligne pointillée), et en mesurant la largeur à mi hauteur des pics obtenus. Cette résolution correspond à une ouverture numérique effective $O.N._{SiL}=2,36$ à $\lambda=1,7 \mu\text{m}$, certes en deçà des prévisions théoriques, est bien au delà de la limite de diffraction dans l'air, qui serait de $3,1 \mu\text{m}$ avec l'objectif d'ouverture 0,33 utilisé ici, et de $1 \mu\text{m}$ avec un objectif idéal d'ouverture 1.

Quantitativement, les signaux obtenus avec la LIS sont de $\Delta R/R=5,2 \cdot 10^{-4}$ dans Si et $\Delta R/R=2,2 \cdot 10^{-3}$ sur la résistance. Quoique les conditions électriques soient identiques, ces valeurs sont respectivement 2,8 et 1,7 fois plus basses que dans l'expérience précédente, sans LIS. La lentille de silicium, en agissant comme un dissipateur, pourrait contribuer à cet effet, mais des simulations aux éléments finis ont permis d'établir qu'elle n'a que peu d'influence. Puisque les températures sont probablement les mêmes dans ces deux expériences, cette différence doit probablement être attribuée à une différence entre les coefficients dR/dT des deux configurations. Comme nous l'avons montré plus haut dans le cas d'une illumination visible (figure 2), ces coefficients dépendent fortement de l'ouverture numérique utilisée et ont donc vraisemblablement des valeurs différentes avec $O.N. = 0,6$ (sans LIS, $\theta=36^\circ$) et $O.N.= 2,36$ (avec LIS, $\theta_{Si}= 81.8^\circ$), et expliquent vraisemblablement les différences obtenues avec ces deux techniques, tout en soulignant la nécessité d'un étalonnage spécifique dans chaque nouvelle configuration de mesure.

L'ensemble des techniques présentées ici sont autant de réponses possibles à la nécessité de techniques capables de délivrer une imagerie thermique en face arrière, particulièrement dans les cas où les zones actives sont recouvertes par des couches opaques. Dans chacun de ces cas, un polissage de la face arrière est nécessaire pour minimiser les aberrations, ce qui ne pose aucune difficulté dans la majorité des processus de fabrication. La présence de silicium dopé, qui peut présenter une forte absorption dans l'infrarouge proche, peut cependant s'avérer problématique. Dans ce cas, les températures mesurées seront celles des zones dopées qui réfléchiront la lumière. La limite de résolution ultime des LIS devrait pouvoir être atteinte en optimisant les montages d'imagerie, et notamment en diminuant les aberrations chromatiques. Pour cela, il sera utile d'employer une bande plus étroite située autour de $1,1 \mu\text{m}$ pour l'illumination. A environ 200 nm de résolution, et compte tenu des densités d'intégration actuelles, ces techniques devraient alors permettre l'étude de phénomènes thermiques dans la plupart des circuits intégrés.

¹ G. Abstreiter, Applied Surface Science **50**, 73 (1991).

² M. Cazzanelli, C. Vinegoni, and L. Pavesi, Journal of Applied Physics **85**, 1760 (1999).

³ L. Pavesi and M. Guzzi, Journal of Applied Physics **75**, 4779 (1994).

⁴ S. Grauby, A. Salhi, J. M. Rampnoux, et al., Review of Scientific Instruments **78**, 74902 (2007).

5 S. Dilhaire, D. Fournier, and G. Tessier, *Microscale and Nanoscale Heat Transfer* **107**, 239
(2007).

6 E. D. Palik, *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision* **1**,
1297 (1984).

7 S. Grauby, B. C. Forget, S. Hole, et al., *Review of Scientific Instruments* **70**, 3603 (1999).

8 P. Gleyzes, F. Guernet, and A. C. Boccara, *Journal of Optics-Nouvelle Revue D Optique* **26**, 251
(1995).

9 P. M. Mayer, D. Luerssen, R. J. Ram, et al., *Journal of the Optical Society of America a-Optics
Image Science and Vision* **24**, 1156 (2007).

10 C. Filloy-Corbrion, G. Tessier, S. Hole, et al., *Journal De Physique Iv* **125**, 105 (2005).

11 B. C. Forget, S. Grauby, D. Fournier, et al., *Electronics Letters* **33**, 1688 (1997).

12 M. G. Burzo, P. L. Komarov, and P. E. Raad, *Ieee Transactions on Components and Packaging
Technologies* **28**, 637 (2005).

13 M. G. Burzo, P. L. Komarov, and P. E. Raad, *Ieee Transactions on Components and Packaging
Technologies* **28**, 39 (2005).

14 G. Tessier, C. Filloy, M. L. Polignano, et al., *Journal De Physique Iv* **125**, 423 (2005).

15 R. Abid and F. Miserey, *Comptes Rendus De L Academie Des Sciences Serie Ii* **319**, 631 (1994).

16 R. Abid, F. Miserey, and F. Z. Mezroua, *Journal De Physique Iii* **6**, 279 (1996).

17 V. Quintard, G. Deboy, S. Dilhaire, et al., *Microelectronic Engineering* **31**, 291 (1996).

18 G. Tessier, G. Jerosolimski, S. Hole, et al., *Review of Scientific Instruments* **74**, 495 (2003).

19 S. Hole, G. Tessier, C. Filloy, et al., *Electronics Letters* **38**, 986 (2002).

20 G. Tessier, S. Hole, and D. Fournier, *Applied Physics Letters* **78**, 2267 (2001).

21 G. Bautista, C. M. Blanca, S. Delica, et al., *Optics Express* **14**, 1021 (2006).

22 L. R. de Freitas, E. C. da Silva, A. M. Mansanares, et al., *Journal of Applied Physics* **98**, 63508
(2005).

23 G. Bautista, C. M. Blanca, and C. Saloma, *Applied Optics* **46**, 855 (2007).

24 S. Dilhaire, S. Grauby, and W. Claeys, *Applied Physics Letters* **84**, 822 (2004).

25 S. Dilhaire, S. Grauby, and W. Claeys, *Ieee Electron Device Letters* **26**, 461 (2005).

26 G. Tessier, M. L. Polignano, S. Pavageau, et al., *Journal of Physics D-Applied Physics* **39**, 4159
(2006).

27 V. V. Pavlov, G. Tessier, C. Malouin, et al., *Applied Physics Letters* **75**, 190 (1999).

28 G. Tessier and P. Beauvillain, *Applied Surface Science* **164**, 175 (2000).

29 V. V. Pavlov, J. Ferre, P. Meyer, et al., *Journal of Physics-Condensed Matter* **13**, 9867 (2001).

30 G. Tessier, A. Salhi, Y. Rouillard, et al., *Journal De Physique Iv* **125**, 375 (2005).

31 G. Tessier, S. Pavageau, B. Charlot, et al., *Ieee Transactions on Components and Packaging
Technologies* **30**, 604 (2007).

32 J. S. Wilson and P. E. Raad, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **47**, 3707 (2004).

33 P. E. Raad, P. L. Komarov, and M. G. Burzo, *Ieee Transactions on Components and Packaging
Technologies* **30**, 597 (2007).

34 L. Aigouy, G. Tessier, M. Mortier, et al., *Applied Physics Letters* **87** (2005).

35 G. Tessier, S. Hole, and D. Fournier, *Optics Letters* **28**, 875 (2003).

36 S. Gomes, P. O. Chapuis, E. Nepveu, et al., *Ieee Transactions on Components and Packaging
Technologies* **30**, 424 (2007).

37 S. B. Ippolito, B. B. Goldberg, and M. S. Unlu, *Applied Physics Letters* **78**, 4071 (2001).

38 E. Ramsay, N. Pleyne, D. Xiao, et al., *Optics Letters* **30**, 26 (2005).

39 J. Christofferson and A. Shakouri, *Microelectronics Journal* **35**, 791 (2004).

40 J. M. Rampnoux, H. Michel, M. A. Salhi, et al., *Microelectronics Reliability* **46**, 1520 (2006).

41 G. Tessier, M. Bardoux, C. Boue, et al., *Applied Physics Letters* **90** (2007).

42 H. H. Li, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **9**, 561 (1980).

43 S. M. Mansfield and G. S. Kino, *Applied Physics Letters* **57**, 2615 (1990).

44 S. B. Ippolito, B. B. Goldberg, and M. S. Unlu, *Journal of Applied Physics* **97** (2005).

45 E. Ramsay, K. A. Serrels, M. J. Thomson, et al., *Applied Physics Letters* **90** (2007).

46

S. B. Ippolito, S. A. Thorne, M. G. Eraslan, et al., Applied Physics Letters **84**, 4529 (2004).

47

O. Breitenstein, F. Altmann, T. Riediger, et al., Microelectronics Reliability **46**, 1508 (2006).