

Imagerie en thermotransmittance : premières approches vers une super résolution

F. Crouau^{1,2@}, J. Maire^{1,2}, S. Chevalier^{1,2}, JL Battaglia^{1,2}

Affiliations :

¹ Université de Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France

² ENSAM, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France

@ Correspondances : florian.crouau@u-bordeaux.fr

Mots clés : Imagerie, Infrarouge, Super résolution, thermo transmittance, méthodes inverses

Résumé - En imagerie, la résolution spatiale est limitée par le montage instrumental (échantillonnage ou diffraction). Plusieurs méthodes ont été développées pour dépasser ces limites, en particulier en microscopie à fluorescence. Ici, l'objectif est de mettre en place dans le cadre de l'imagerie thermique des techniques du traitement de l'image indispensables à toute implémentation de méthodes de super résolution. En particulier sont développées dans cet articles des considérations sur la déconvolution dans le cadre de mesures en thermotransmittance.

Nomenclature

<i>PSF</i>	Point Spread Function	Γ	Transmittance
<i>MTF</i>	Modulation Transfer Function	ν	fréquence spatiale
<i>bSIM</i>	blind Structured Illumination Microscopy	f	fréquence temporelle
λ	Longueur d'onde	κ	Coefficient de thermotransmittance
		ν_e	fréquence spatiale d'échantillonnage

1. Introduction

La mesure de thermotransmittance sur des objets semitransparents a récemment été développée dans notre équipe. Cette technique en étant encore à ses débuts, de nombreuses méthodes de traitement des données peuvent être appliquées sur les images résultantes pour en extraire un maximum d'informations. Une piste explorée dans d'autres travaux de l'équipe [1] est la mesure 3D, une autre est l'amélioration de la résolution 2D.

En effet, notre système de mesure est nécessairement limité en termes de résolution, que ce soit par des considérations de numérisation ou par des considérations optiques. Dans le premier cas, il s'agit d'un problème d'échantillonnage tel que décrit par Shannon [2] avec un échantillonnage sur 2 dimensions. Dans le second cas, il s'agit d'un problème de limite de diffraction, tel que décrit par Abbe [3] et Rayleigh [4]. Nous allons ici aborder des concepts centraux pour une grande partie des méthodes de restauration d'image que sont la transformée de Fourier et la déconvolution.

Dans ce travail, nous avons effectué des mesures de thermotransmittance au travers d'un verre borosilicaté sur lequel a été photolithographié un fil d'or de dimensions connues afin de chauffer localement le matériau. Après caractérisation du système instrumental, ces mesures ont été traitées via des méthodes de dépliement spectral et de déconvolutions afin d'obtenir des images mieux résolues et retrouver la largeur de la résistance.

2. Méthode

2.1. Principe de mesure en thermotransmittance

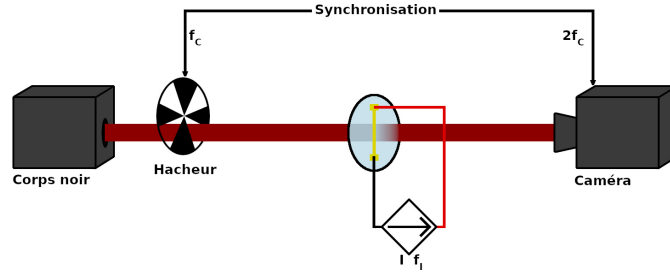


Figure 1 : Schéma de principe

La mesure de thermotransmittance est telle que décrite dans des travaux précédents [5] avec pour principale différence que la source de chaleur est un fil d'or de $30\ \mu\text{m}$ agissant comme une résistance. Le montage est représenté en Figure 1. Une partie de l'illumination incidente créée par un corps noir, est transmise par l'échantillon. Elle est détectée par une caméra (InSb FLIR modèle SC7500) équipée d'un objectif de grandissement $\times 2$, un pixel image représentant $15\ \mu\text{m}$. Le fil est alimenté en courant par un signal de fréquence f_I .

Le signal ainsi mesuré est la somme du signal transmis et de l'émission propre du matériau. Afin d'extraire uniquement le signal transmis, la caméra est synchronisée avec un hacheur optique de telle sorte que la fréquence de la caméra soit 2 fois plus grande que celle du hacheur f_C . Cette méthode permet de mesurer l'émission propre seule, puis l'ensemble et donc de pouvoir en déduire la différence à condition que le temps entre ces deux acquisitions soit beaucoup plus faible que le temps caractéristique associé aux variations thermiques du matériau. Cette paire de mesures est répétée 20 fois pour chaque « instant » ce qui donne une image moyenne associée. Le tout est ensuite répété un grand nombre de fois avec un temps entre deux séries de mesure donné afin d'obtenir un échantillonnage satisfaisant de la variation temporelle du signal. Enfin, la transformée de Fourier temporelle est calculée pour chaque pixel de la série d'images, pour extraire la composante à la fréquence f_T . f_T étant la fréquence du signal thermique imposée par f_I la fréquence du courant dans le fil, telle que $f_T = 2f_I$. Nous mesurons ainsi une variation de transmittance $\Delta\Gamma$, qui est liée à la variation de température ΔT via l'équation :

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_0} = \kappa\Delta T \quad (1)$$

Les paramètres Γ_0 correspondant à la transmittance de référence à température ambiante, et κ le coefficient de thermotransmittance spécifique au matériau à la longueur d'onde de mesure ($\lambda = 3.3\ \mu\text{m}$, $\kappa(\lambda) = 5.2 \times 10^{-4}\ \text{K}^{-1}$).

Pixel pitch	30 μm	Fréquence courant	10 mHz
Distance réelle inter-pixels	15 μm	Amplitude de modulation I	90 mA
Temps d'intégration	200 μs	Temps entre 2 séries d'acquisition	2.5 s
Fréquence caméra	175 Hz	Nombre d'images par acquisition	40
Fréquence hacheur	85 Hz	Nombre de séries d'acquisitions	800

Tableau 1 : Paramètres associés à la mesure

2.2. Principe de déconvolution et mesure de la PSF

Une méthode classique afin de reconstruire la source d'une mesure en traitement d'image et du signal est la déconvolution. Le système est modélisé par une boîte noire linéaire avec pour entrée l'échantillon d'intérêt et en sortie l'image effective. Il peut être décrit par l'équation $y(\mathbf{r}) = PSF(\mathbf{r}) \otimes x(\mathbf{r}) + \epsilon(\mathbf{r})$ avec \mathbf{r} les coordonnées spatiales, $y(\mathbf{r})$ la mesure, $x(\mathbf{r})$ l'objet réel et $\epsilon(\mathbf{r})$ un bruit de mesure. L'opérateur \otimes correspond au produit de convolution 2D. $PSF(\mathbf{r})$ est la fonction d'étalement du point (PSF en Anglais) modélisant le système de mesure, il s'agit de la réponse impulsionnelle spatiale (2D voire 3D) ($h(t)$ sur des signaux 1D temporels).

Pour déconvoluer l'image, il est donc nécessaire de mesurer la PSF. Plusieurs méthodes existent selon le contexte, par exemple via la mesure de la réponse du système à une impulsion spatiale (i.e. un point) ou à un échelon. La méthode ici utilisée est différente de ces exemples car elle ne se base pas sur une unique mesure d'un échelon ou dérivée mais plutôt d'une série de mesures. Elle consiste à tracer la réponse en fréquence spatiale d'une série de signaux périodiques connus, ce qui a pour avantage de ne pas avoir à mesurer une impulsion de Dirac difficile à mettre en œuvre. Pour ce faire, une mire de calibration type USAF 1951 (Figure 2a) a été utilisée. Il est à noter que ces mesures de PSF sont différentes du système dans le sens où les motifs de la mire ne sont pas chauffés contrairement à l'objet étudié, mais les autres paramètres sont suffisamment proches (même focale, même montage optique, etc.) pour que la PSF reste valable.

Pour chaque fréquence spatiale ν de la mire selon une direction, nous avons mesuré la visibilité du signal définie comme un rapport d'intensités pour obtenir la fonction de réponse à des signaux carrés parfois nommée CTF (Contrast Transfer Function) $CTF(\nu) = \frac{I_{max}(\nu) - I_{min}(\nu)}{I_{max}(\nu) + I_{min}(\nu)}$. Après ajustement via la formule de Coltman [6], on obtient la MTF (Modulation Transfer Function) selon la direction des mesures, similaire à un diagramme de Bode en amplitude.

$$\mathcal{F}\{PSF\}(\nu) = MTF(\nu) = \frac{\pi}{4} \left(CTF(\nu) + \frac{CTF(3\nu)}{3} - \frac{CTF(5\nu)}{5} + \dots \right) \quad (2)$$

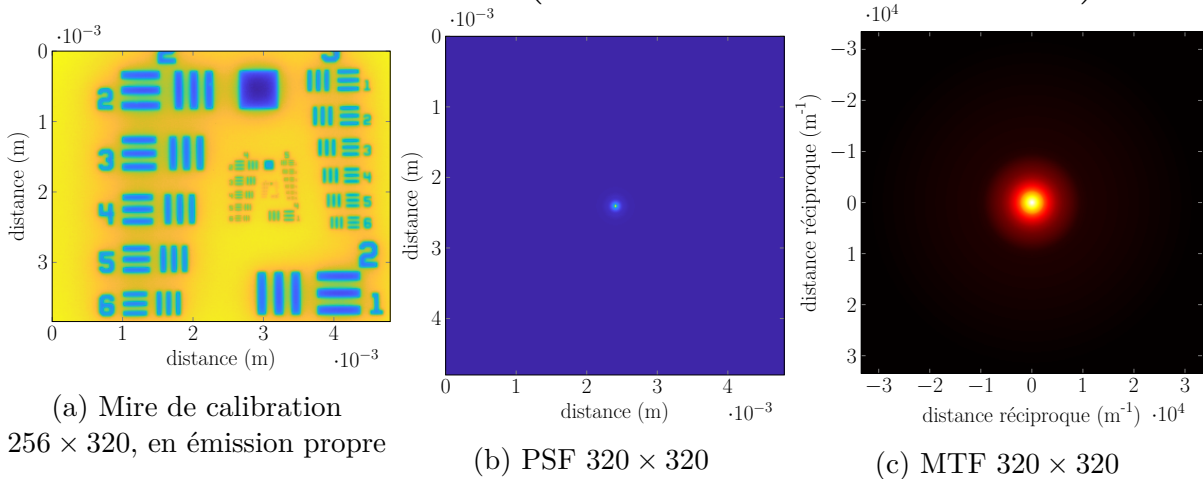


Figure 2 : Mire de calibration utilisée, réponse impulsionnelle et fonction de transfert obtenues, pour une résolution de 15 $\mu\text{m}/\text{pixel}$

Pour obtenir la MTF 2D, on suppose la réponse du système symétrique par rotation. Cette dernière correspond au module de la transformée de Fourier 2D spatiale de la PSF, modélisant le système optique comme un filtre en fréquences spatiales pour chaque direction. Les images ainsi obtenues sont représentées en Figure 2b et 2c. Ce filtre est passe-bas

pour tout montage optique, avec une fréquence de coupure correspondant à la limite de diffraction si le critère de Shannon est respecté. Mais il peut aussi contenir d'autres informations associées au montage, en particulier les éventuelles aberrations auquel cas l'hypothèse de symétrie n'est souvent plus valable. Il est tout de même notable que cette hypothèse de symétrie n'est pas strictement nécessaire et est faite à la fois par simplicité et pour rester généraliste. Alternativement, il est aussi possible soit de répéter les mesures selon plusieurs angles différents soit de ne garder que la MTF 1D selon l'axe de la ligne, la réponse n'étant plus impulsionnelle mais linéique.

3. Résultats

3.1. Mesure d'origine

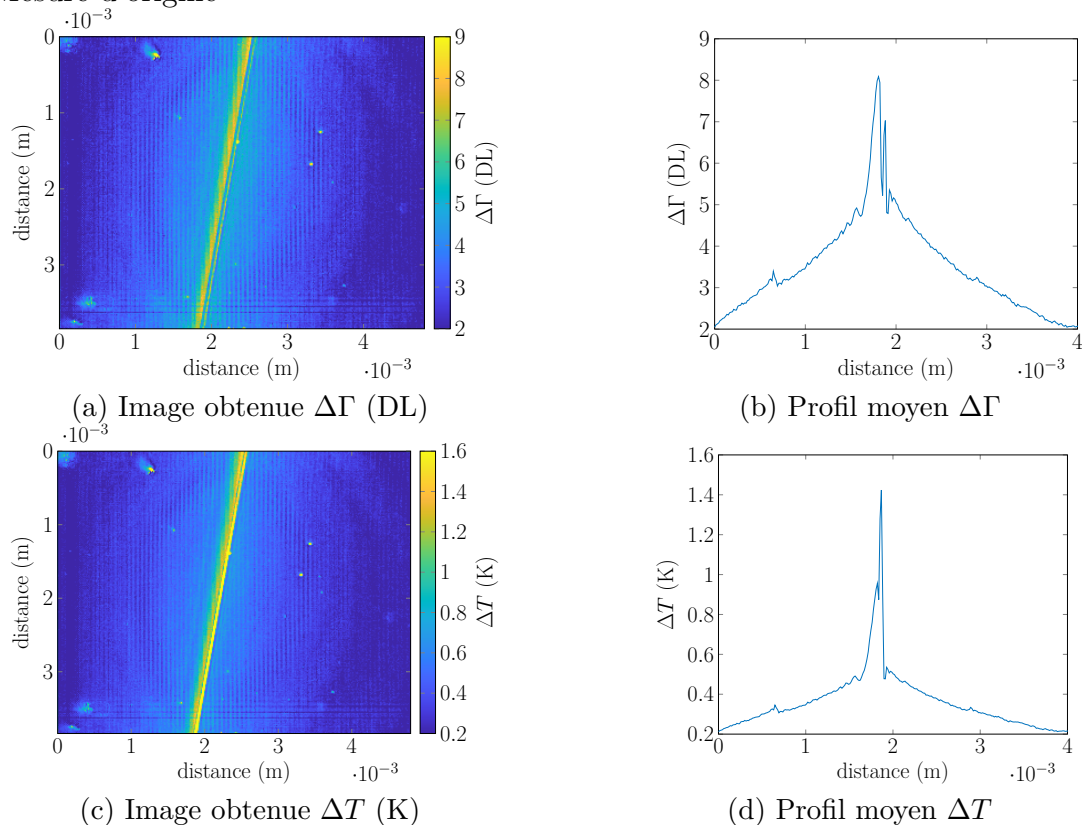


Figure 3 : Images démodulées pour $\Delta\Gamma$ et ΔT avec un signal émis par la résistance à la fréquence $f_T = 20$ mHz. 3b et 3d sont les moyennes du signal selon la normale au fil.

Dans un premier temps, nous avons acquis la cartographie de transmittance. La figure 3a la représente incluant le fil ainsi que le champ de transmission. La ligne métallique étant opaque, seules les valeurs dehors de la résistance peuvent être utilisées pour l'analyse thermique. La cartographie de température (Figure 3c) est ensuite déduite via l'équation 1. Les profils de transmittance et de température (Figure 3b et 3d) en fonction de la distance par rapport au fil sont moyennés sur 250 pixels selon sa normale. Dans la suite, les traitements ont été testés sur les deux images, mais se sont avérés généralement plus satisfaisant avec la mesure de transmittance.

3.2. Filtrage

Le passage dans l'espace de Fourier montre clairement qu'étant donné la symétrie du système, l'information utile associée au système effectivement mesuré est essentiellement contenue selon une droite (visible sur le logarithme de la transformée, Figure 4a)

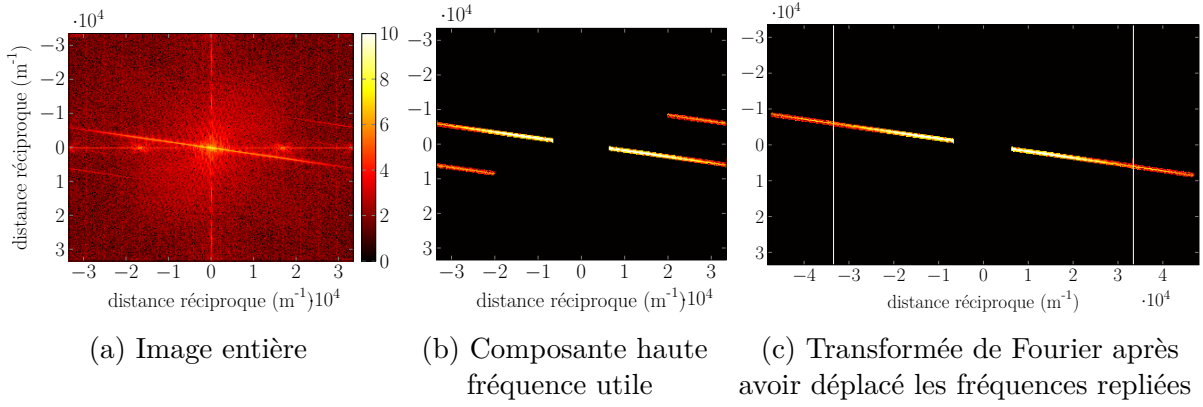


Figure 4 : Logarithme du module de la transformée de Fourier spatiale pour ΔT

Il met aussi en avant certains défauts liés à la mesure, notamment un signal à la fréquence spatiale $\frac{\nu_e}{4}$ selon l'axe horizontal, avec $\nu_e = \frac{1}{15} \mu\text{m}^{-1}$ la fréquence d'échantillonnage ($\frac{\nu_e}{4} = 1.67 \times 10^4 \text{m}^{-1}$). L'origine de ce défaut n'est toujours pas connue, et n'apparaît clairement qu'après l'étape de démodulation (i.e. transformée de Fourier temporelle appliquée sur chaque pixel), une hypothèse serait que cet artéfact soit lié à la matrice de CCD. Quelle que soit son origine, ce défaut est le principal obstacle à l'application directe d'une déconvolution à l'image de thermotransmittance obtenue. Il a été décidé d'utiliser des filtres fréquentiels afin d'éliminer toute composante n'étant pas associée au système d'intérêt, ainsi que les basses fréquences.

Par simplicité les filtres sont ici des masques binaires. Un filtrage différent et moins brusque, type Butterworth ou Tchebychev permettrait d'atténuer les artéfacts créés par les filtres dans une certaine mesure.

3.3. Dépliection spectral

L'image obtenue via le logarithme de la transformée de Fourier discrète 2D (Figure 4a) montre la présence d'un repliement spectral, mis en évidence sur l'image Figure 4b. Il s'agit de 2 bandes hautes fréquences sur l'axe y parallèle avec le signal fréquentiel principal. La résistance n'étant pas alignée à la matrice de pixels, il est possible de replacer numériquement les repliements spectraux afin de retrouver une information plus haute fréquence, et donc une meilleure résolution. Le nombre de pixels dans l'espace de Fourier passe ici de 256×320 à 256×460 , pour le même pas fréquentiel (un « pixel » correspondant à $\Delta\nu = \frac{1}{\Delta y(N-1)} = 209 \text{m}^{-1}$ avec $N = 320$, $\Delta y = 15 \mu\text{m}$ la dimension du pixel dans l'espace réel). Donc, après transformée inverse (Figure 4c) $\Delta y_2 = 10.4 \mu\text{m}$.

3.4. Déconvolutions

Il existe plusieurs méthodes de déconvolution en imagerie, parmi lesquelles nous avons décidé d'utiliser les algorithmes de Richardson-Lucy et Wiener. Ces méthodes sont implémentées grâce aux fonctions Matlab `deconvlucy` et `deconvwnr` sur l'image obtenue via les traitements précédents (Figure 5a). À titre de comparaison, la déconvolution via la division directe dans l'espace de Fourier a aussi été calculée selon $\mathcal{F}^{-1} \left\{ \left| \frac{\mathcal{F}\{\Delta T(\mathbf{r})\}(\boldsymbol{\nu})}{MTF(\boldsymbol{\nu}) + \epsilon} \right| \right\}$ avec ϵ une valeur arbitraire faible d'offset. À l'exception de ϵ , cette méthode est équivalente à la solution au sens des moindres carrés. Similairement, la méthode du filtre de Wiener peut être décrite via l'opération dans l'espace de Fourier $\mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F}\{\Delta T(\mathbf{r})\}(\boldsymbol{\nu}) \cdot MTF(\boldsymbol{\nu})}{|MTF^2(\boldsymbol{\nu}) + \mu D^2|} \right\}$ avec μ un paramètre de régularisation et D un filtre gradient.

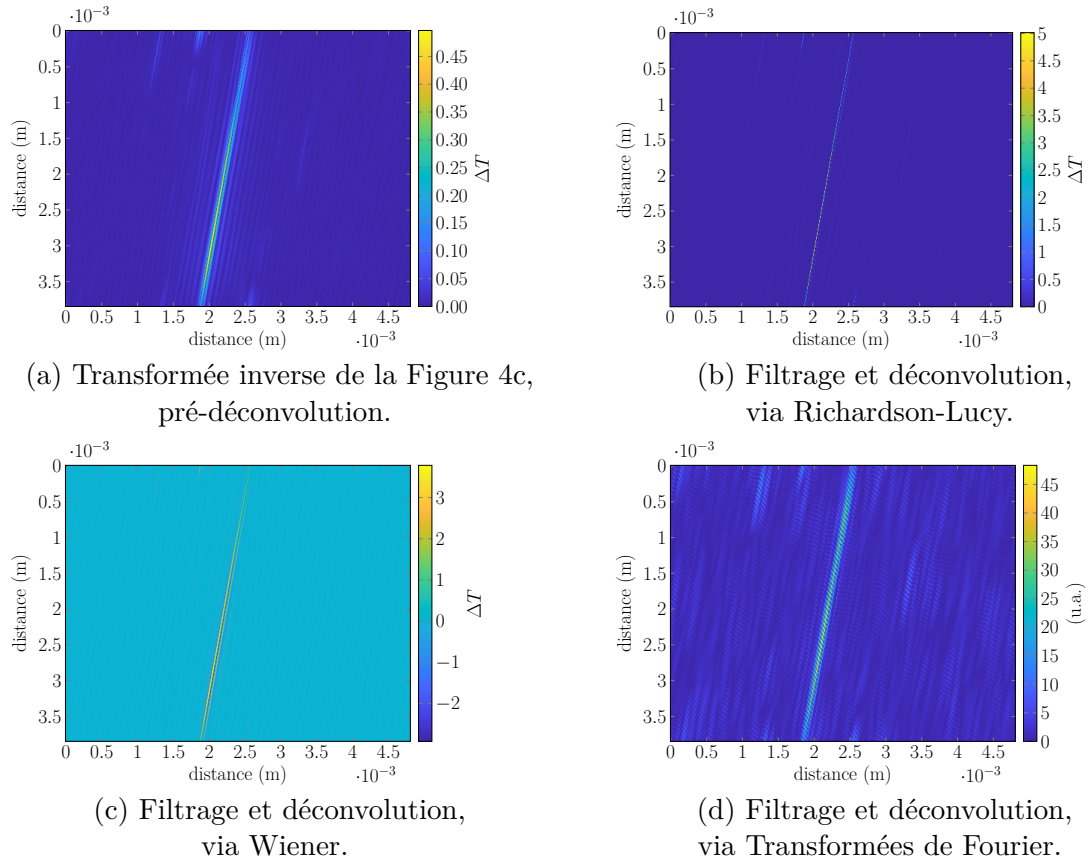


Figure 5 : Images obtenues par dépliement et déconvolution des cartographies de ΔT via les différentes méthodes. Dimensions 256×460 , 1 pixel représentant $15 \times 10.4 \mu\text{m}^2$.

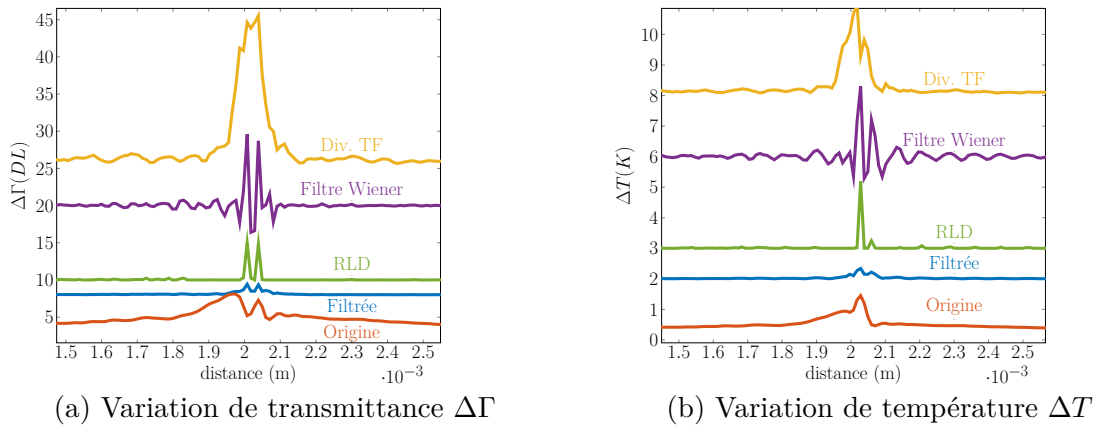


Figure 6 : Profil des différentes méthodes de déconvolution pour $\Delta\Gamma$ et ΔT . Dans les deux cas chaque méthode est séparée de la précédente par un offset pour la lisibilité. Dans le cas de la mesure sur ΔT , la résistance correspond au pic principal du signal. Pour $\Delta\Gamma$ la résistance correspond sur le signal haute fréquence au creux entre les pics.

	Origine	Filtrée	RLD	Wiener	Division TF
$\Delta\Gamma$	40 μm	30 μm	30 μm	30 μm	80 μm
ΔT	50 μm	20 μm	10 μm	10 μm	90 μm

Tableau 2 : Mesures de la largeur de la résistance pour les différentes méthodes

Pour la valeur de transmittance, la largeur à mi-hauteur pour le signal filtré et les méthodes de déconvolution est de 3 pixels, ce qui correspond à 30 μm . Elle correspond bien à la dimension réelle de la résistance produite par photolithographie. En prenant cette moyenne, le filtrage haute fréquence permet déjà de distinguer le fil, même si le rapport signal à bruit reste faible. Les méthodes de Richardson-Lucy et Wiener permettent donc elles aussi de bien retrouver la largeur attendue. Pour la valeur de température, la largeur à mi-hauteur est de 1 à 2 pixels, ce qui est inférieur à la valeur attendue. La division par la valeur moyenne Γ_0 (Eq. 1) semble être à l'origine de cette erreur.

Le principal problème ici de la déconvolution est qu'il est difficile d'obtenir une méthode conciliant la mesure de composantes basse fréquence et hautes fréquences en même temps. Les signaux thermiques sont souvent essentiellement basse fréquence dû à la nature diffusive du phénomène sous-jacent et cette information basse fréquence reste primordiale. La déconvolution a pour défaut d'être très sensible au bruit et donc a tendance à noyer le signal basse fréquence dans du bruit amplifié, il est donc difficile de concilier les deux. La méthode utilisée ici consistant à filtrer les hautes et basses fréquences pour les traiter séparément est une première approche pour séparer la question des discontinuités du matériau des autres effets observés mais reste une solution au cas par cas, sachant que ce filtrage lui-même ajoute d'autres artéfacts de reconstruction.

4. Discussion

4.1. Dépliage spectral

Les problèmes de repliement spectral en image comme en signal sont généralement associés à un mauvais choix du système d'acquisition et en particulier de la dimension de son échantillonneur par rapport aux dimensions résolubles par le système analogique, d'après le théorème de Shannon. Autrement dit, la fréquence de coupure du système optique devrait être supérieure à la moitié de la fréquence d'échantillonnage.

Cependant, pour des mesures de certaines images géométriquement simples (lignes droites, circuits imprimés) il est possible de retrouver l'information décalée en fréquences plus simplement que pour un signal 1D, si l'objet n'est pas aligné à la matrice de pixels. Cette méthode peut donc permettre dans ces conditions d'utiliser une caméra avec un « pixel pitch » plus large et donc de volontairement sous échantillonner afin de gagner en performances sur un autre paramètre de la caméra (rapport signal à bruit, coût, etc.).

Il est notable que l'idée d'induire des décalages fréquentiels est utilisée en super résolution comme la Ptychographie de Fourier [7] et la Microscopie à Illumination Structurée (SIM) [8, 9], à la différence que ce décalage de fréquence est effectué volontairement à l'entrée du montage optique et non pas par l'échantillonnage.

4.2. Mesure de la PSF

Le fait d'obtenir un repliement spectral est aussi un indice que la mesure de la PSF n'est pas idéale. En effet d'après la MTF mesurée, la fréquence de coupure du système devrait être inférieure à la fréquence de Shannon et donc aucun aliasing ne devrait être observé. Ce qui n'est pas le cas pour la mesure de thermotransmittance considérée où le logarithme de la transformée de Fourier met en avant ce défaut. Il est possible que la méthode de mesure de la PSF soit un facteur limitant en particulier étant donné les différences entre la mesure de la PSF en émission propre, avec une mire de calibration

lithographiée sur un matériau différent, d'épaisseur différente et la mesure de l'image.

5. Conclusion

Plusieurs méthodes ont été mises en œuvre afin d'améliorer la résolution spatiale des images obtenues via le montage de thermotransmittance. Tout d'abord l'image a été filtrée spatialement, et un effet de repliement spectral a été compensé. Ensuite les différentes méthodes de déconvolution ont été appliquées. La méthode de Richardson-Lucy s'avère ici la plus efficace car elle permet à la fois de distinguer les bords de la résistance et ce sans créer de gros artefacts de reconstruction.

Les méthodes de déconvolution pour la mesure quantitative des propriétés thermiques restent assez difficile à mettre en œuvre sur des mesures réelles car même si théoriquement au moins certaines d'entre elles conservent les quantités mesurées, que ce soit la déconvolution de Wiener ou Richardson-Lucy, leur sensibilité au bruit fait qu'en général il est très difficile d'aller au delà d'une analyse qualitative des discontinuités d'un échantillon. En particulier dans la mesure traitée ici le signal d'intérêt principal reste le signal basse fréquence, et celui-ci est dans l'ensemble dégradé par la déconvolution.

La connaissance de la PSF est un aspect central de la plupart des méthodes de reconstruction d'image, étant donné qu'elle représente l'effet du système de mesure. Plusieurs façons de la mesurer existent, allant de la mesure d'un échelon d'intensité, dite « knife edge » utilisée par exemple en infrarouge par Datcu et al. [10] à diverses mires de test. Il est donc important de choisir le protocole le plus adapté au contexte expérimental.

6. Perspectives

Pour aller plus loin dans ces travaux, une étape suivante envisagée est d'implémenter des méthodes d'illumination aléatoire (bSIM/RIM) [8, 9] afin d'aller chercher des plus hautes fréquences. Cependant, le cumul de ces méthodes avec le montage en thermotransmittance tel qu'utilisé actuellement pose plusieurs difficultés. Il faudrait que chaque série de 20 images éclairées uniformément deviennent chacune n images éclairées aléatoirement, tout en possédant un rapport signal à bruit décent. Il est donc probablement nécessaire au moins dans un premier temps de séparer le problème de thermotransmittance et celui de super resolution. L'objectif serait alors de commencer par faire de l'illumination aléatoire en infrarouge soit avec un diffuseur, soit à l'aide de méthodes type flying spot (suggéré par Burgholzer et al. [11]).

Par la suite, il serait aussi possible de compléter l'information contenue par la PSF afin d'y ajouter une représentation de la réponse thermique du système. Ce concept de PSF thermique déjà mentionné par Burgholzer et al. [11, 12] semble très prometteur dans beaucoup d'applications de reconstruction via méthodes inverses.

Ces méthodes d'illuminations aléatoires font appel à des algorithmes de minimisation, pour lesquels il est possible par exemple de faire des estimations jointes de plusieurs paramètres, y compris la PSF (notamment fait par Yeh et al. [13]) ce qui permettrait aussi d'ajuster d'éventuelles erreurs liées à sa mesure.

Références

- [1] C. Bourgès, “Thermography in semitransparent media based on mid-infrared thermotransmittance,” thèse de doct., Université de Bordeaux, 2023.
- [2] C. Shannon, “Communication in the Presence of Noise,” *Proceedings of the IRE*, t. 37, n° 1, p. 10-21, 1949. doi : 10.1109/JRPROC.1949.232969.
- [3] E. Abbe, “Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung,” 1873.
- [4] L. Rayleigh, “On the theory of optical images, with special references to the microscope,” *Phil. Mag.*, 1896.
- [5] C. Bourgès, S. Chevalier, J. Maire et al., “Mid-infrared spectroscopic thermotransmittance measurements in dielectric materials for thermal imaging,” *Applied Physics Letters*, t. 124, n° 1, p. 012202, jan. 2024, issn : 0003-6951. doi : 10.1063/5.0176689. eprint : https://pubs.aip.org/aip/apl/article-pdf/doi/10.1063/5.0176689/18288566/012202_1_5.0176689.pdf. adresse : <https://doi.org/10.1063/5.0176689>.
- [6] J. W. Coltman, “The Specification of Imaging Properties by Response to a Sine Wave Input,” *J. Opt. Soc. Am.*, t. 44, n° 6, p. 468-471, 1954. doi : 10.1364/JOSA.44.000468. adresse : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josa-44-6-468>.
- [7] G. Zheng, C. Shen, S. Jiang et al., “Concept, implementations and applications of Fourier ptychography,” *Nature Reviews Physics*, t. 3, p. 207-223, 3 fév. 2021, issn : 2522-5820. doi : 10.1038/s42254-021-00280-y.
- [8] E Mudry, K Belkebir, J Girard et al., “Structured illumination microscopy using unknown speckle patterns,” *Nature Photonics*, t. 6, p. 312-315, 5 2012, issn : 17494885. doi : 10.1038/nphoton.2012.83. adresse : <https://www.nature.com/articles/nphoton.2012.83>.
- [9] J. Min, J. Jang, D. Keum et al., “Fluorescent microscopy beyond diffraction limits using speckle illumination and joint support recovery,” *Scientific Reports*, t. 3, p. 2075, 1 2013, issn : 20452322. doi : 10.1038/srep02075. adresse : <https://www.nature.com/articles/srep02075>.
- [10] S. Datcu, “Focal plane array infrared camera transfer function calculation and image restoration,” *Optical Engineering*, t. 43, p. 648, 3 2004, issn : 0091-3286. doi : 10.1117/1.1645846.
- [11] P. Burgholzer, T. Berer, M. Ziegler et al., “Blind structured illumination as excitation for super-resolution photothermal radiometry,” *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, t. 17, p. 268-278, 4 2020, issn : 21167176. doi : 10.1080/17686733.2019.1655247. adresse : <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/17686733.2019.1655247>.
- [12] P. Burgholzer, M. Thor, J. Gruber et al., “Three-dimensional thermographic imaging using a virtual wave concept,” *Journal of Applied Physics*, t. 121, 10 mars 2017, issn : 0021-8979. doi : 10.1063/1.4978010.
- [13] L.-H. Yeh, S. Chowdhury, N. A. Repina et al., “Speckle-structured illumination for 3D phase and fluorescence computational microscopy,” *Biomedical Optics Express*, t. 10, p. 3635, 7 2019, issn : 2156-7085. doi : 10.1364/boe.10.003635. adresse : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=boe-10-7-3635>.