

Microscope tomographique diffractif avec échantillon fixe et directions d'illumination variables.

Bertrand Simon¹, Matthieu Debailleul¹, Vincent Georges¹, Olivier Haeberlé¹

¹ *Laboratoire MIPS-Lab-El, IUT Mulhouse,
61 rue A. Camus 68093 Mulhouse Cedex France*

Résumé. Nous présentons un microscope diffractif optique avec échantillon fixe et illumination de directions variables, un système capable d'imager une distribution d'indice complexe en 3D. Nous rappelons d'abord les fondements théoriques : la diffraction sous la première approximation de Born et son interprétation dans l'espace de Fourier des fréquences spatiales permettent d'expliquer le lien entre le champ diffracté, les fréquences spatiales de l'objet et ses propriétés physique. Dans la deuxième partie, le montage expérimental est décrit. Le procédé d'ouverture synthétique à la base de la tomographie est alors détaillé. La reconstruction tomographique est appliquée à un squelette (ou frustule) de diatomée, une algue unicellulaire dont les parois sont composées de silice. Cette reconstruction tomographique est ensuite comparée à la reconstruction holographique. Dans la dernière partie, les méthodes tomographiques alternatives sont présentées et comparées au système décrit dans ce papier. En particulier, nous discutons du remplissage de l'espace de Fourier et de ses conséquences sur la résolution.

Pour citer cet article, faire référence à [1].

I. INTRODUCTION

La microscopie tomographique optique permet d'imager en trois dimensions un échantillon en utilisant une succession d'illuminations. Pour chaque illumination, on enregistre chaque onde diffractée qui va permettre de reconstruire une image de cet échantillon.

Nous utilisons l'approche développée dans [2] : l'échantillon est fixe et les directions d'illumination de la source cohérente sont variables. Cette méthode permet une imagerie 3D haute résolution et peut potentiellement devenir un système d'imagerie 3D rapide, car la tomographie est effectuée sans rotation de l'échantillon ni déplacer d'éléments lourds. La direction d'illumination peut en effet être changée rapidement grâce à des miroirs galvanométriques ou encore des déflecteurs acousto-optique. Dans notre système, le détecteur est placé dans un plan image, ce qui simplifie le montage et augmente la vitesse d'acquisition. Dans ce papier, nous décrivons d'abord les principes généraux sous-jacent pour atteindre une haute résolution. Nous détaillons ensuite le montage expérimental et la méthode pour obtenir les images 3D. Nous discutons également des techniques tomographiques alternatives. Enfin, nous concluons avec les développements et perspectives de la microscopie tomographique optique.

II. FONDEMENTS THÉORIQUES

Nous donnons d'abord une brève description de l'approche de la diffraction par Wolf [3] sous la première approximation de Born, c'est à dire pour des objets faiblement diffusant.

Quand un objet est illuminé par une onde ψ_i , de vecteur d'onde \mathbf{k}_i , il diffracte seulement une petite partie de la lumière incidente et ψ_d décrit la part de ψ_i qui est diffusée dans toute les directions. Le champ diffracté est décomposé comme une somme d'onde plane de vecteurs d'onde \mathbf{k}_d . En outre, la condition d'élasticité implique pour chaque vecteur \mathbf{k}_d que :

$$\|\mathbf{k}_d\| = \|\mathbf{k}_i\| \tag{1}$$

il en résulte que l'ensemble des extrémités des vecteurs \mathbf{k}_d décrivent une surface sphérique, appelée la sphère d'Ewald. Wolf [3] a montré que pour un objet faiblement diffusant, illuminé par une onde plane, les vecteurs dans l'espace réciproque sont liés par :

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_o \tag{2}$$

De plus, le rayon de la sphère d'Ewald dans l'espace de Fourier est lié au module du vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$, où λ est la longueur d'onde d'observation. Il existe un lien direct en terme de

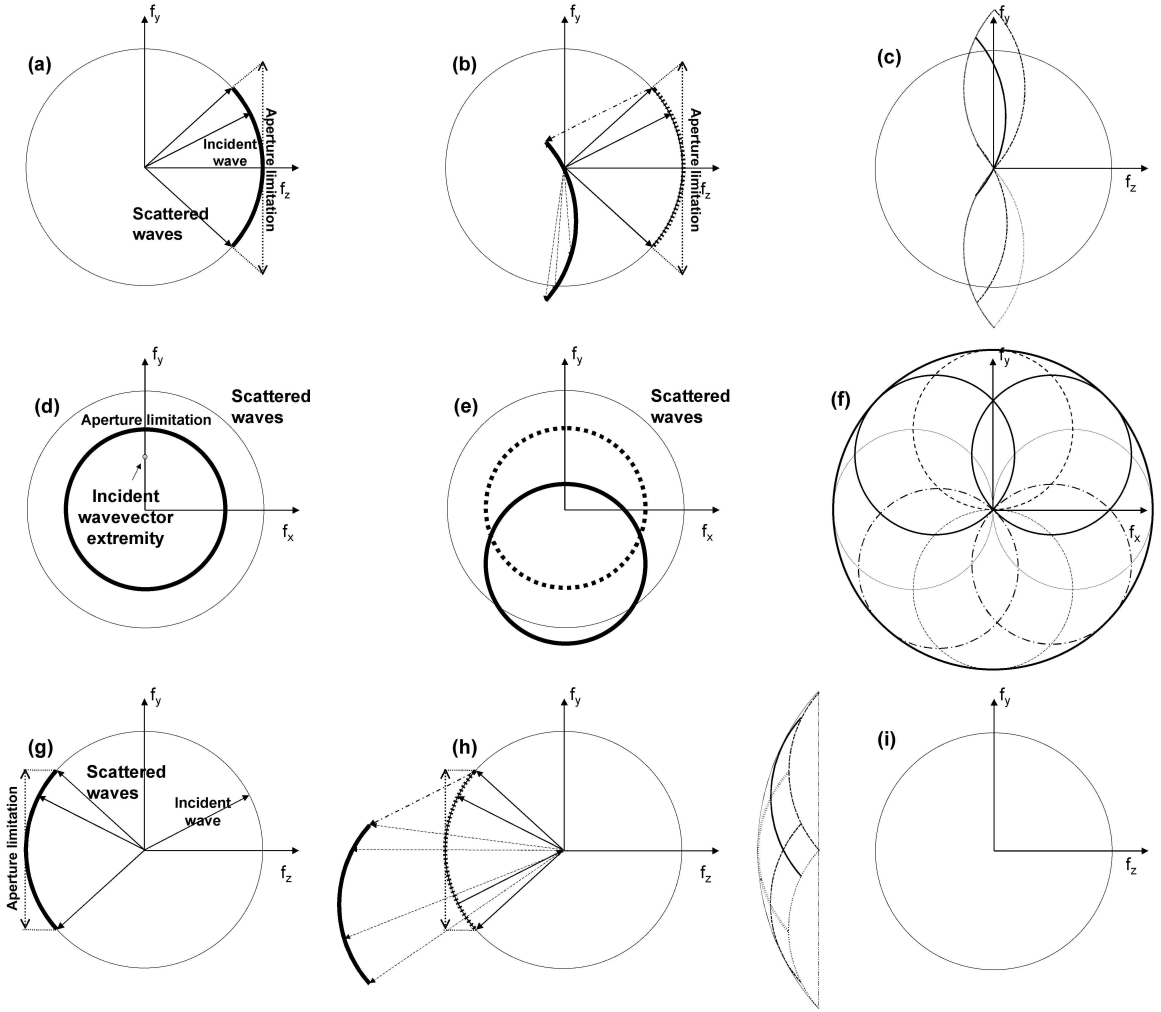


FIGURE 1: Principe de la microscopie diffractive optique : construction du support des fréquences spatiales dans le cas de la microscopie en transmission (en haut) et du système en réflexion (en bas).

fréquences spatiales :

$$\mathbf{f}_d = \mathbf{f}_i + \mathbf{f}_o \quad (3)$$

où $\mathbf{f}_d = \mathbf{k}_d/2\pi$ est une fréquence spatiale de l'onde diffractée, $\mathbf{f}_i = \mathbf{k}_i/2\pi$ est la fréquence spatiale de l'onde d'illumination et $\mathbf{f}_o = \mathbf{k}_o/2\pi$ est une fréquence spatiale de la permittivité de l'objet. Ceci montre qu'il est possible de reconstruire un sous-ensemble sphérique en 2D de la représentation tridimensionnelle de l'objet faiblement diffusant : la diffraction est interprétée comme une transformée de Fourier, dont les variables conjuguées sont les coordonnées de l'espace et les coordonnées fréquentielles prises en $k_d - k_i$ [4].

La figure 1 montre comment l'espace de Fourier est rempli en faisant varier l'illumination.

L'onde diffractée par l'objet faiblement diffusant est enregistrée à la fois en amplitude et en phase grâce à une technique holographique. Cependant, l'ensemble des composantes de Fourier de l'onde diffractée (arc de cercle en gras sur la figure 1(a)) qui peuvent être enregistrées est limité par l'ouverture numérique de l'objectif de microscope (NA_{obj}) utilisé en détection.

Pour une direction incidente donnée \mathbf{f}_i et une direction d'observation \mathbf{f}_d , la fréquence spatiale correspondante de la permittivité de l'objet est $\mathbf{f}_d - \mathbf{f}_i$. L'ensemble des fréquences spatiales $\mathbf{f}_d - \mathbf{f}_i$ enregistrées est montré sur un arc de cercle sur la figure 1(b). $-\mathbf{f}_i$ est indiquée par une flèche en tirets sur la figure 1(b).

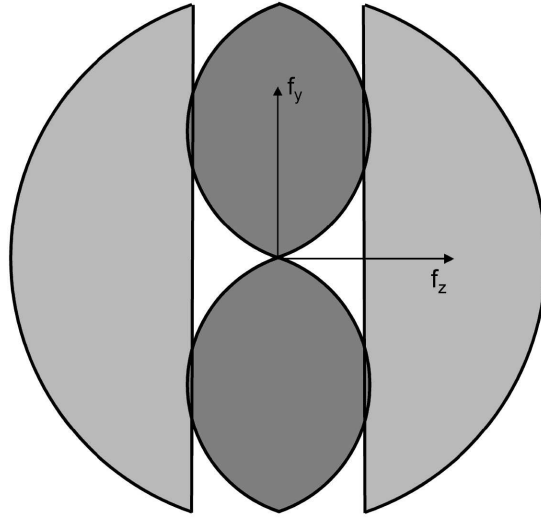


FIGURE 2: Principe de la microscopie tomographique diffractive : le support des fréquences détectées correspond au cas où deux objectifs de microscope sont utilisés : un pour la transmission (gris sombre) et un en réflexion (gris clair)

L'idée clé de la tomographie est d'augmenter l'ensemble des composantes de Fourier qui peuvent être enregistrées afin d'obtenir une reconstruction plus précise de la permittivité de l'objet. Dans notre approche, le système de détection et l'échantillon sont fixés. L'acquisition tomographique est effectuée en changeant l'angle d'incidence de l'onde d'illumination. Ainsi, la direction de l'onde incidente est changée mais les directions d'observations restent les mêmes.

Cependant, après un décalage correct fixé par l'onde d'illumination, d'autres ensembles de fréquences sont détectées (Fig.1(c)). En particulier, remarquez qu'une onde incidente inclinée permet d'enregistrer des fréquences spatiales du spécimen plus élevées : il est donc intéressant d'utiliser des angles d'illumination les plus élevés possible. Dans un microscope tomographique, de la même façon que pour un microscope à transmission classique, l'utilisation d'un condenseur à haute ouverture numérique NA permet d'atteindre de tels angles. Une version modifiée de la figure 1(a,b,c), correspondant à la détection d'onde réfléchies est montrée sur la figure 1(g,h,i).

Les procédés décrits sur les figure 1(a,b,c) ou 1(g,h,i) dans le plan (f_y, f_z) plane sont aussi visibles sur la figure 1(d,e,f) dans le plan (f_x, f_y) . Les différentes parties de la figure 1 permettent de comprendre le remplissage de l'espace des fréquences spatiales dans les montages en transmission et réflexion. Par exemple, le disque en tirets du haut de la figure 1(f) correspond à une illumination à 90° . Avec un nombre suffisant d'incidence, le support des fréquences détectées dans le plan $(x, y, z = 0)$ devient un disque (figure 1(f)).

Dans le plan (y, z) , le domaine de Fourier balayé avec un nombre d'ondes incidentes suffisant prend la forme bien connue en « papillon » de la fonction de transfert optique (FTO) du microscope à transmission.

Dans le cas du dispositif en réflexion (FIG. 1(g,h,i)), la forme du support et sa position dans l'espace de Fourier est différente de celle d'un microscope en transmission.

Notons également que la représentation étant en 2D, une calotte de sphère apparaît comme un arc de cercle. En 3D, le support complet est une portion de sphère (transmission+réflexion) dont la limite est décrite par une ligne en tiret sur la figure 1(i).

Les figures 1(a-i) ont été construites en considérant une faible ouverture numérique. ce qui explique le large espace entre l'ensemble des fréquences détectées en transmission et en réflexion (comparez les figures 1(c) et 1(i)). À haute ouverture numérique et pour des spécimens transparents, le dispositif en réflexion et transmission permet d'atteindre un support de fréquence bien plus important (FIG. 2). Dans ce cas, deux objectifs se faisant face sont utilisés : ils sont utilisés l'un après l'autre en illumination et en détection.

Dans toutes les configurations (transmission seule, réflexion seule ou les 2 combinées), le microscope tomographique optique peut être vu simplement comme un microscope qui acquiert une succession d'hologrammes avec différents angles d'illumination. Si le procédé holographique est classique, un point clé de ce type de microscopie est l'extension du support des fréquences

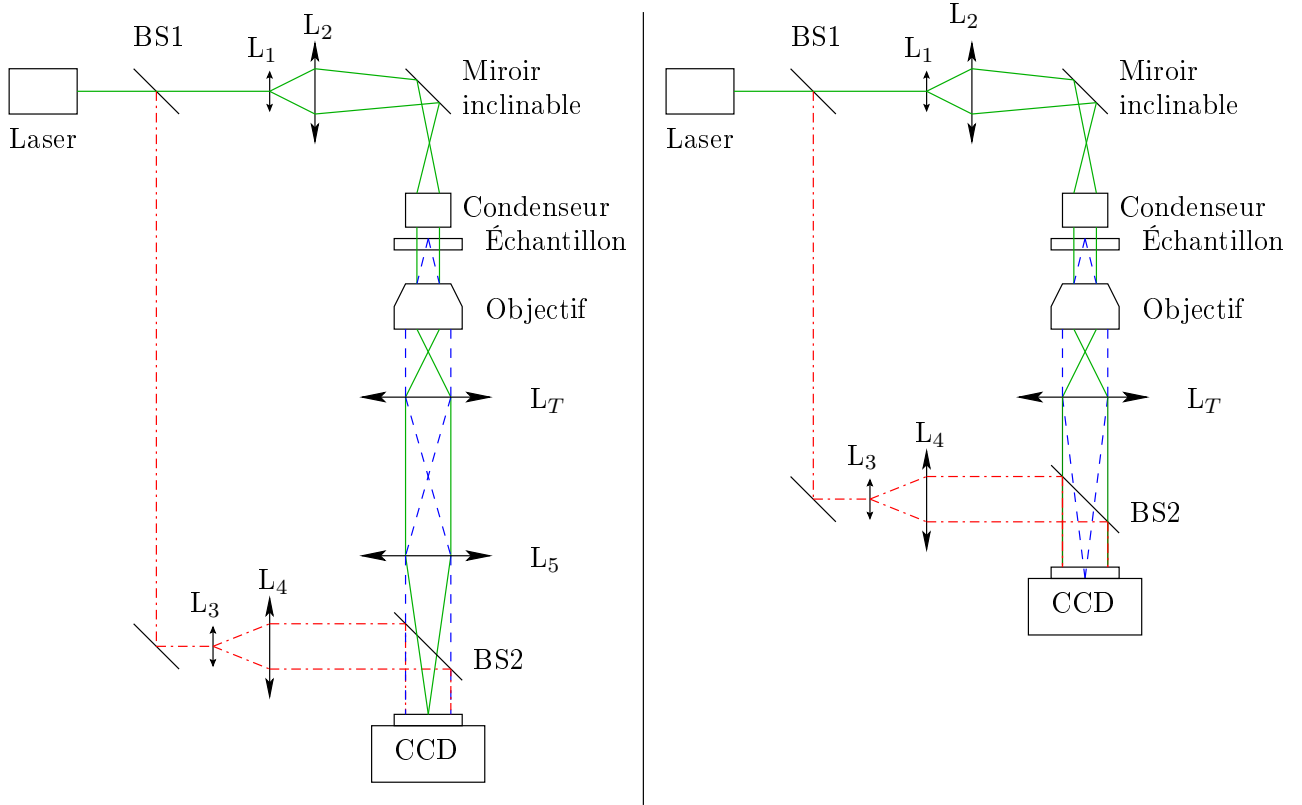


FIGURE 3: Dispositif expérimental du microscope tomographique en transmission. Sur la figure 3(a), la CCD est dans un plan de Fourier, alors qu'elle est dans un plan image sur la figure 3(b).

de l'objet enregistrées, c'est à dire la réalisation d'une synthèse d'ouverture. Cette extension du support est faite en recalant correctement les fréquences spatiales diffractées par rapport à la direction d'illumination afin de placer correctement les fréquences spatiales de l'objet.

III. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL EN TRANSMISSION

La figure 3a présente un schéma du dispositif expérimental utilisé dans [2]. Il est basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder pour réaliser l'holographie à décalage de phase [5].

Un faisceau laser He-Ne est séparé en 2 ondes par le séparateur de faisceau BS1. L'onde de référence en pointillé-tiret rouge sur la figure 3 est rendue plane par les lentilles L₃ and L₄. L'holographie à décalage de phase est réalisée grâce à un miroir monté sur un déplacement piézoélectrique qui permet de contrôler la phase de l'onde de référence.

Les lentilles L₁ et L₂ focalisent l'onde d'illumination (en trait plein vert) dans le plan focal objet du condenseur. Le condenseur rend plane cette onde d'illumination avec un angle d'incidence qui varie avec la position de ce point focal. Le faisceau d'illumination est incliné grâce au miroir motorisé inclinable : une légère inclinaison de ce miroir génère un angle d'inclinaison important par rapport à l'axe optique de l'onde d'illumination en sortie de condenseur.

L'échantillon diffracte l'onde d'illumination, générant une onde diffractée (en tirets bleu). L'onde d'illumination et l'onde diffractée sont collectées par l'objectif. Les lentilles L_T et L₅ rendent plane l'onde diffractée. Les ondes de référence, d'illumination et diffractée sont recombinaées par le cube BS2. Les interférences sont enregistrées par la CCD placée au point focal de l'onde non diffractée, c'est à dire dans un plan de Fourier.

Pour chaque direction de l'onde d'illumination, 4 images sont enregistrées. Leur phase respective est décalée de $\pi/2$. Une image complexe en est déduite, utilisant la formule $V = I_0 - I_\pi + j(I_{\pi/2} - I_{3\pi/2})$ ou V est une valeur complexe définie pour chaque pixel de la CCD. Cependant, placer la CCD dans un plan de Fourier a un désavantage majeur : dans un tel plan, l'onde non diffractée génère un spot très brillant sur la caméra. Si ce point est précisément

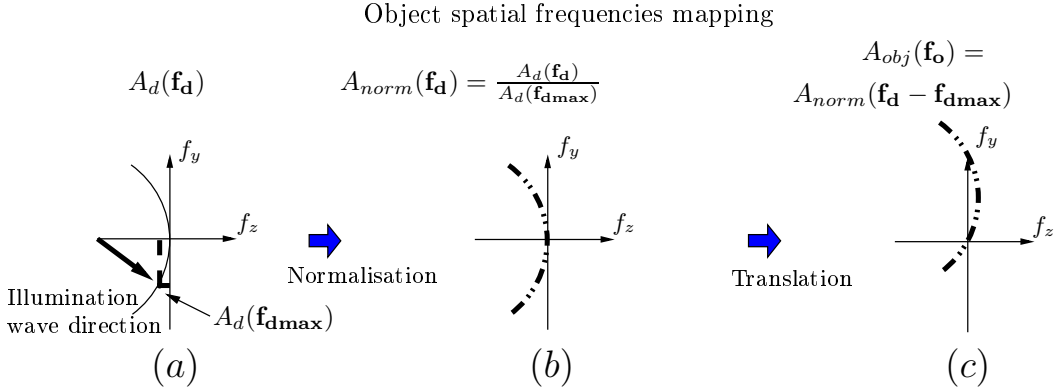


FIGURE 4: Vue d'ensemble des différentes étapes effectuées pour reconstruire une image du microscope tomographique diffractif.

détecté, les autres fréquences sont sous le seuil de détection du capteur. Pour résoudre ce problème, on peut utiliser un atténuateur de faisceau et acquérir 2 images complexes pour chaque direction du faisceau d'illumination.

Une autre solution est de placer la CCD dans un plan image (FIG. 3(b)) : le faisceau non diffracté génère alors un fond uniforme mais sans saturer la caméra. Après avoir extrait le front grâce à l'interférométrie à décalage de phase, une transformée de Fourier numérique permet de retrouver un spectre spatial dont on va extraire les fréquences spatiales de la permittivité de l'objet.

IV. TOMOGRAPHIE DIFFRACTIVE ET IMAGERIE 3D

D'après l'équation 3, à incidence fixée et pour un faisceau diffracté donné, respectivement de fréquence spatiale \mathbf{f}_i and \mathbf{f}_d , la fréquence objet correspondante \mathbf{f}_o est

$$\mathbf{f}_o = \mathbf{f}_d - \mathbf{f}_i \quad (4)$$

La figure 4 donne un résumé des opérations effectuées, en 2D pour plus de simplicité. La CCD enregistre une projection du front d'onde expérimental. L'holographie à décalage de phase et la FFT 2D fournissent l'amplitude complexe pour chaque composante fréquentielle de l'onde diffracté. L'ouverture numérique de l'objectif étant limitée, les fréquences spatiales se répartissent sur une calotte de sphère (au lieu d'une demie sphère). L'onde d'illumination étant plane et sa direction connue, on peut déduire les fréquences spatiales objet à l'aide des fréquences spatiales de l'onde diffractée en utilisant la relation 4. Il faut cependant noter que l'origine des fréquences spatiales objet est définie par la direction d'illumination. Par conséquent, lorsque la direction d'illumination varie, l'onde d'illumination varie en direction et en phase : on doit alors ajuster les fréquences spatiales diffractées afin d'obtenir les fréquences spatiales de la permittivité de l'objet. Ce recalage est effectué numériquement de la façon suivante :

L'onde d'illumination étant plane, elle est caractérisée par une fréquence spatiale unique. De plus, l'objet étant faiblement diffusant, cette fréquence unique peut être déterminée grâce au maximum d'intensité du champ diffracté. De cette façon, on obtient facilement l'origine des fréquences spatiales objet.

Il faut de la même façon recalculer l'amplitude complexe qui a varié : les décalages de phase entre les différentes illuminations sont dus aux changements mécaniques dans les positions ou les orientations lors des mouvements du miroir. Des variations d'amplitude peuvent se produire si un système à haute ouverture numérique est utilisé. Une fois encore, l'objet étant faiblement diffractant, on peut supposer que l'onde d'illumination n'est pas perturbée par l'objet, et donc que l'amplitude complexe de l'onde d'illumination peut être extraite à la position du maximum d'intensité de l'onde diffractée. Finalement, le calcul de l'amplitude complexe de la permittivité de l'objet est réalisé grâce à ces 3 étapes :

1. Extraire les coordonnées $(f_{dxmax}, f_{dymax}, f_{dzmax})$ du maximum d'intensité du champ diffracté. L'amplitude complexe $A_d(f_{dxmax}, f_{dymax}, f_{dzmax})$ à ce point est égale à l'amplitude complexe de l'onde d'illumination.

2. Normaliser l'amplitude de l'onde diffractée par rapport à l'amplitude complexe de l'onde d'illumination :

$$A_{dxnorm}(f_{dx}, f_{dy}, f_{dz}) = A_d(f_{dx}, f_{dy}, f_{dz}) / A_d(f_{dxmax}, f_{dymax}, f_{dzmax}) \quad (5)$$

3. Translater cette amplitude complexe normalisée d'une valeur de coordonnées opposées aux coordonnées du maximum d'intensité, menant alors à l'amplitude complexe de la permittivité objet A_{obj} :

$$A_{obj}(f_{ox}, f_{oy}, f_{oz}) = A_{norm}(f_{dx} + f_{dxmax}, f_{dy} + f_{dymax}, f_{dz} + f_{dzmax}) \quad (6)$$

Ces trois opérations sont réalisées pour les fronts d'onde successivement obtenus en faisant varier la direction d'illumination. Des amplitudes complexes peuvent être redondantes à certaines fréquences spatiales. Dans ce cas, la moyenne entre ces valeurs redondantes est prise, ce qui permet de lisser le bruit. Enfin, la transformée de Fourier 3D inverse permet d'obtenir la permittivité complexe de l'objet.

V. RÉSULTATS EN TRANSMISSION

Une comparaison entre les reconstructions holographiques et tomographiques (792 angles) est présentée sur la figure 5 pour des plans (x, y) et (y, z) . Ces techniques ont été appliquées à des diatomées *Coscinus discus sp* dont le squelette (ou frustule) est composé de silice. Ces données ont été acquises avec $NA_{obj}=1,4$ et dans le cas tomographique, avec $NA_{cond}=1,1$.

a. Plan transverse Comparé au cas holographique, la reconstruction tomographique présente une meilleure résolution grâce au procédé d'ouverture synthétique sous-jacent. Cet effet est clairement visible sur un plan (x, y) en comparant les figures 5(a) et 5(b). Les détails apparaissent au fur et à mesure que l'ouverture synthétique s'agrandit : structure interne du squelette, petits objets en haut à droite, invisibles sur l'hologramme... Les bords deviennent nets lorsque des fréquences plus élevées sont ajoutées. Contrairement au cas de l'hologramme unique, les informations des autres plans z , rendant flous une coupe holographique, ne sont pas présentes dans un plan (x, y) donné. Le bruit est également lissé, grâce à la fusion d'informations des différents hologrammes.

b. Plan longitudinal Sur la figure 5(c), l'image présente des franges typiques d'une reconstruction holographique. Ces franges fournissent une information qui est difficile à interpréter, excepté pour les bords et une analyse morphologique est quasiment impossible. Ceci peut être expliqué par l'extension longitudinale limitée du support de fréquences détectées en holographie, tel que décrit sur la figure 1.

Sur l'image obtenue avec la reconstruction tomographique (FIG. 5(d)), la morphologie de la cellule, avec sa structure des parois périodique, est bien visible. Des mesures morphologiques peuvent désormais être réalisées, même si la résolution est inférieure à celle d'un plan transverse, comme souligné dans la section II.

Néanmoins, il faut noter que ce montage expérimental a quelques inconvénients : comme on peut le voir sur la figure 5(d), les parois horizontales sont difficiles à imager à cause du cône de fréquences manquant le long de l'axe longitudinal dans l'espace de Fourier. Ce cône manquant peut être rempli à l'aide d'un dispositif en réflexion ou avec un échantillon tournant (voir section VI).

VI. MÉTHODES DE MICROSCOPIE TOMOGRAPHIQUES ALTERNATIVES

La microscopie tomographique est l'objet de nombreuses recherches et différentes techniques tomographiques ont été développées afin de remplir au mieux l'espace de Fourier, de détecter l'onde diffractée et donc d'améliorer la résolution.

c. Concernant le remplissage de l'espace de Fourier, ces différentes techniques ont été utilisées :

1. une alternative courante est de faire tourner l'échantillon au lieu de faire varier la direction d'illumination [7–9]. Dans un tel dispositif, l'échantillon doit être installé dans un cylindre. Ce dispositif peut être modifié pour une utilisation en lumière incohérente [10]. Les auteurs [8–10] utilisent une transformée de Radon, ce qui peut être vu comme une approximation

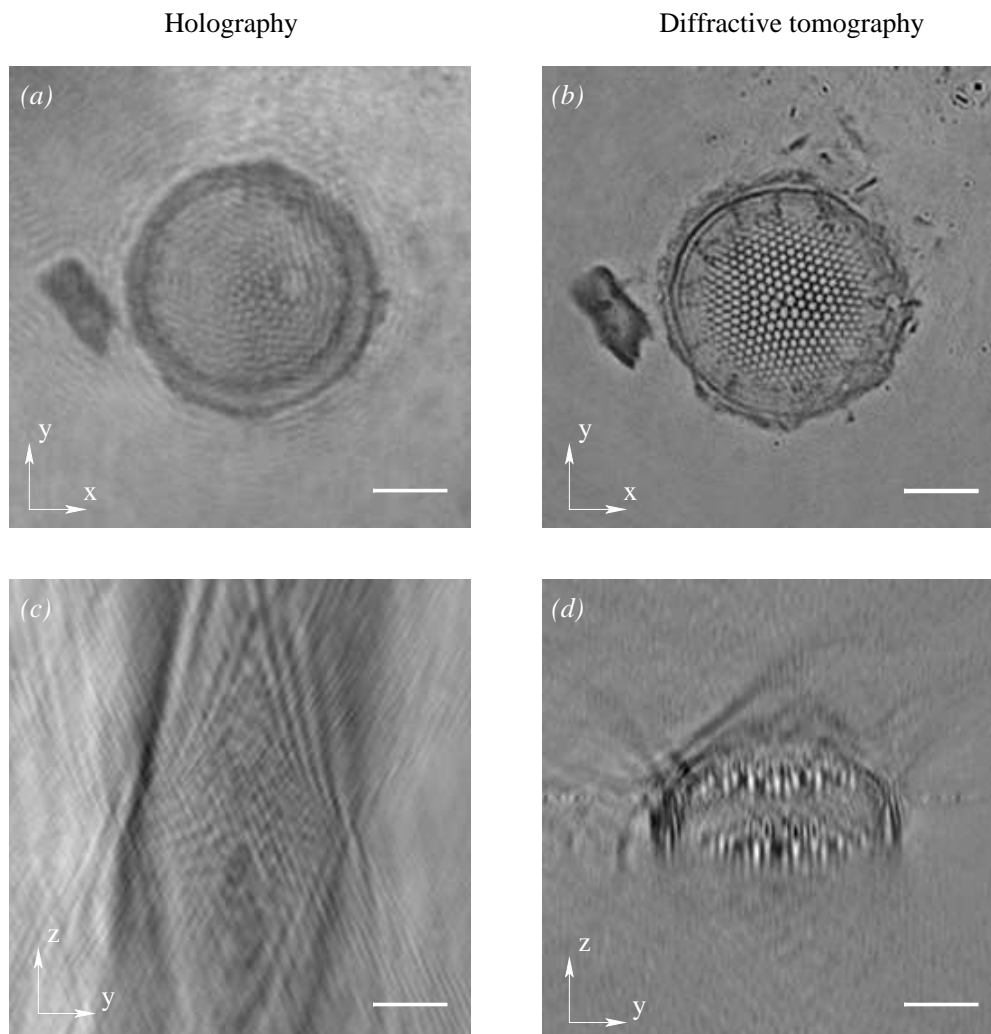


FIGURE 5: Comparaison holographie et tomographie. Sur le côté gauche sont présentées 2 coupes extraites d'un hologramme sur un plan (x, y) (FIG. 5(a)) et un plan (x, z) (FIG. 5(c)). A droite, le même objet dans le cas tomographique : plan (x, y) (FIG. 5(b)) et plan (x, z) (FIG. 5(d)). La barre d'échelle vaut $5 \mu\text{m}$.

valide aux faibles ouvertures numériques. Dans [7], une projection exacte a été faite. Dans [9], une comparaison entre la projection exacte et la transformée de Radon a été faite.

2. Une autre solution, est d'utiliser plusieurs illuminations simultanées avec plusieurs faisceaux parallèles. [6, 11]. Un nombre limité d'illuminations peut seulement être utilisé, mais l'avantage est que ces illuminations sont simultanées.
3. Enfin, Il est également possible de faire varier la longueur d'onde d'illumination.[11].

Dans ce papier, l'espace de Fourier est rempli par variations des directions d'illumination. L'avantage est une certaine simplicité d'utilisation, l'échantillon n'a pas besoin d'être spécialement préparé, et un remplissage correct de l'espace de Fourier. Cependant, chaque alternative a des avantages spécifiques selon la situation et le remplissage de l'espace de Fourier diffère à chaque fois.

d. Concernant la détection de l'onde diffractée, différentes méthodes ont également été proposées :

1. une alternative est d'utiliser l'holographie en ligne [13] plutôt que d'utiliser des ondes de référence et d'illumination séparées. Cependant, l'algorithme de reconstruction de la phase utilisé ne permet pas de retrouver facilement à la fois la phase et l'amplitude de l'ensemble du faisceau diffracté.
2. La technique d'holographie en ligne peut être modifiée pour être utilisée en lumière in-

cohérente auquel cas l'imagerie de contraste de phase est utilisée à la place de l'holographie [14]. Dans cet exemple, l'échantillon est supposé purement déphasant (c.à.d. non absorbant).

3. Un hologramme peut être acquis avec un seule image (au lieu de 3 interférogrammes minimum dans le cas de l'interférométrie à décalage de phase), en holographie hors axe [8] mais cette alternative fournit une champ de vision et une résolution transversale réduite[5].

Nous avons utilisé l'holographie à décalage de phase pour maximiser à la fois le champ de vision et la résolution.

e. Concernant l'amélioration de la résolution : Des informations connues a priori sur l'objet peuvent être utilisées afin d'améliorer la résolution [15, 16]. Ces techniques peuvent devenir un complément intéressant à l'approche développée dans ce papier

VII. CONCLUSIONS

La microscopie tomographique diffractive permet d'imager en haute résolution un échantillon de façon quantitative en trois dimensions. Alors que la microscopie de fluorescence a connu une évolution importante avec la généralisation de la microscopie de fluorescence confocale, il n'y a pas eu d'évolution similaire pour la microscopie optique en transmission et en réflexion. L'utilisation des microscopes confocaux en transmission pour l'imagerie 3D soulève certains problèmes et son utilisation n'a donc pas été généralisée. Nous espérons que le microscope tomographique apportera l'amélioration dont a besoin le microscope optique en transmission pour rester dans la course face à l'imagerie de fluorescence confocale. Le microscope tomographique présenté dans ce papier, permet l'imagerie complexe haute résolution d'échantillon non marqués : cette information supplémentaire quantitative en 3D pourra compléter celles des images obtenues en confocal, à la place des images non quantitatives obtenues en DIC.

Références

-
- [1] M. Debailleul, B. Simon, V. Georges, O. Haeberlé & V. Lauer, "Holographic microscopy and diffractive microtomography of transparent samples", *Meas. Sci. Technol.* **19**, 074009 (2008).
 - [2] Lauer V 2002 New approach to optical diffraction tomography yielding a vector equation of diffraction tomography and a novel tomographic microscope, *Journal of Microscopy*, **205**, 165
 - [3] Wolf E 1969 Three-dimensional structure determination of semi transparent objects from holographic data *Optics communications* **1** 153
 - [4] Born M, Wolf E 1991 Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light
 - [5] Zhang T Yamaguchi I 1997 Phase-shifting digital holography, *Optics Letters* **22** 1268
 - [6]
 - [7] Woodford P, Turpin T, Rubin M, Lapidés J, Price C 1996 The synthetic aperture microscope, experimental results *SPIE proceedings* **2751** 230
 - [8] Charrière F, Pavillon P, Colomb T, Marquet P, Rappaz B, Depeursinge C, Heger J T, Mitchell A D 2006 Living specimen tomography by digital holographic microscopy : morphometry of testae amoeba *Optics Express* **14** 7005
 - [9] Gorski W, Osten W 2007 Tomographic imaging of photonic crystal fibers *Optics letters* **32** 1977
 - [10] Fauver M and Seibel E J 2005 Three-dimensional imaging of single isolated cell nuclei using optical projection tomography *Optics express* **13** 4210
 - Fercher AF et al 1979 Image formation by inversion of scattered field data : experiments and computational simulations *Applied optics* **18** 2427
 - [11] Mico V, Zalevsky Z, Garcia J 2007 Synthetic aperture microscopy using off-axis illumination and polarization coding *Optics communications* **276** 209
 - [12] Kühn J et al 2007, Real-time dual-wavelength digital holographic microscope with a single hologram acquisition *Optic express* **15** 7231
 - [13] Devaney AJ, Schatzberg A 1992 The coherent optical tomographic microscope *SPIE proceedings* **1767** 62

- [14] Noda T, Kawata S, Minami S 1992 Three-dimensional phase-contrast imaging by a computed-tomography microscope *Applied Optics* **31** 670
- [15] Kawata S, Nakamura O, Minami S 1987 Optical microscope tomography I Support constraints *Journal of the optical society of America A* **9** 1356
- [16] Chaumet P, Belkebir K and Sentenac A 2004 Superresolution of three-dimensional optical imaging by use of evanescent waves *Optical letters* **29** 2740