

UNIVERSITE DE LIEGE
Faculté des Sciences



*Etude, développement et applications à l'interférométrie
d'une caméra holographique dynamique
basée sur des cristaux photoréfractifs du type sillénite*



Année académique 1997-1998

Thèse présentée en vue
de l'obtention du grade de
Docteur en Sciences Physiques
par
Marc GEORGES

Ce travail a été accompli au Centre Spatial de Liège, au sein du groupe d'Optique Non Linéaire.

Mes remerciements vont en premier lieu à Claude Jamar, Directeur Général du Centre Spatial de Liège, pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans de bonnes conditions et, de manière plus générale, de montrer un réel intérêt aux activités du groupe d'Optique Non Linéaire. Qu'il soit aussi remercié pour ses remarques critiques tout au long de ma (jeune) carrière, ainsi que dans l'accomplissement de ce travail, et qui permettent de se remettre valablement en question.

Je voudrais aussi exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des membres du jury pour l'attention critique qu'ils voudront bien porter au manuscrit.

Merci à Pierre Rochus, Directeur du département R&D du Centre, pour avoir maintenu une dynamique de recherche au sein du département, notamment par l'organisation des réunions de doctorants mais aussi par les nombreux séminaires qui nous aèrent l'esprit.

Je ne trouve pas d'adjectif suffisamment élogieux pour qualifier mes remerciements à Philippe Lemaire, responsable du Groupe d'Optique Non Linéaire. Je me contenterai donc de lui dire simplement un grand merci pour m'avoir guidé d'une main de maître dans ce travail, pour m'avoir toujours témoigné sa confiance et son infinie patience, pour m'avoir communiqué son dynamisme et sa foi en la recherche et, enfin, pour sa réelle camaraderie.

Ma gratitude va aussi aux membres du personnel du Centre Spatial qui ont contribué, chacun à leur manière, au bon déroulement de ce travail. Je ne les citerai pas nommément, la liste serait trop longue et je risquerais d'en oublier. Je remercie donc, pour leur savoir-faire technique, les électroniciens et informaticiens, pour leur aide logistique, les services généraux (secrétariat, édition et bibliothèque) et, enfin, pour leur soutien amical, tous les collègues qui se reconnaîtront, avec une mention particulière pour Pierre-Alexandre, Véronique, Thierry et Herbert.

Merci enfin à Mireille pour m'avoir supporté (dans les deux sens du terme) dans les moments difficiles, à mes parents pour m'avoir permis d'effectuer les études dont j'avais toujours rêvé et à tous mes proches, famille et amis, pour leurs encouragements sincères.

Ce travail a été financé en partie par la Direction Générale des Technologies, de la Recherche et de l'Energie du Ministère de la Région Wallonne (Convention N° 2317, projet EUCLID-CEPA3-RTP3.1)

Résumé

Nous présentons le développement d'une caméra holographique faisant usage d'un cristal photoréfractif de type sillénite comme support d'enregistrement holographique. Ce matériau présente l'avantage d'être auto-développant *in situ* et indéfiniment réutilisable. L'objectif de ce travail est d'obtenir un prototype d'instrument transportable, d'un concept souple et simple d'utilisation, pour mesurer des déplacements et déformations quantifiés sur des objets d'une surface typique de 50x50 cm² et réfléchissant de manière diffuse. Parmi les caractéristiques de la diffraction par des réseaux inscrits dans les cristaux photoréfractifs, la configuration qui permet d'atteindre le plus simplement les objectifs visés est celle faisant usage de l'anisotropie de diffraction, associée à la technique de l'interférométrie holographique en temps réel. Sur cette base, nous avons étudié et comparé deux systèmes optiques d'imagerie, nous avons déterminé expérimentalement les figures de mérite holographique de trois cristaux de la famille des sillénites et, enfin, nous avons montré la possibilité d'employer deux méthodes de quantification des mesures. Le résultat de ces investigations est un prototype certifié de caméra holographique transportable, incluant tous les éléments nécessaires à son fonctionnement (y compris le laser), et qui peut être aisément adapté à diverses applications. Parmi celles-ci, nous montrons son utilisation dans la détection de défauts et dommages d'impacts dans des structures aéronautiques en matériaux composites, dans la mesure quantifiée d'une déformation qui évolue dans le temps et, pour finir, dans la visualisation et la mesure des modes de vibrations de plaques encastrées et d'une aube de turbine.

Abstract

We present the development of an holographic camera that uses a photorefractive crystal of the sillenite family as holographic recording medium. This material has the advantage to be self-developing *in situ* and indefinitely reusable. The aim of this work is to achieve a transportable and breadboarded instrument, with a flexible design and which is user-friendly for the quantified measurements of displacements and deformations on diffusively reflecting objects with typical surfaces of 50x50 cm². Among the characteristics of the diffraction by gratings recorded in the photorefractive crystals, the configuration yielding to reach in a simple way the above mentioned goals is the one using the anisotropy of diffraction associated with the real-time interferometric technique. On this basis, we have studied and compared two imaging systems, we have experimentally determined the holographic figures of merit of three sillenite crystal species and, finally, we have shown the use of two measurement quantification methods. The results of these investigations is a certified and transportable holographic camera prototype containing all the necessary equipment for its operations (including the laser) and that can be easily adapted to various applications. Among the latters, we show its use in the detection of defects and impact damages in composite materials based aeronautical structures, in the quantified measurement of time evolving deformations and, finally, in the visualisation and measurements of the vibration modes of clamped plates and a turbine blade.

**Etude, développement et applications à l'interférométrie
d'une caméra holographique dynamique
basée sur des cristaux photoréfractifs du type sillénite**

Table des matières	1
Chapitre I. Introduction générale	4
Chapitre II. Interférométrie holographique	7
II.1. Introduction du chapitre	7
II.2. Définitions des techniques de l'interférométrie holographique	8
II.2.1. Interférométrie holographique en temps réel	8
II.2.2. Interférométrie holographique en double exposition	10
II.2.3. Interférométrie holographique en temps moyenné	10
II.2.4. Interférométrie holographique stroboscopique	11
II.3. Interprétation des interférogrammes	13
II.4. Localisation des franges	14
II.5. Méthodes de quantification de la phase	18
II.5.1. Survol des méthodes existantes	18
II.5.2. Le décalage de phase temporel	20
II.5.3. La méthode à porteuse spatiale et filtrage de Fourier	21
II.5.4. Extraction des ambiguïtés de phase	23
Chapitre III. Les cristaux photoréfractifs en interférométrie holographique	24
III.1. Introduction du chapitre	24
III.2. Présentation de l'effet photoréfractif	25
III.2.1. Modélisation du champ de charges d'espace	25
III.2.2. Variation d'indice photoinduite	32
III.3. Diffraction par un réseau d'indice épais et statique	32
III.3.1. Introduction	32
III.3.2. Condition de Bragg	33
III.3.3. Approche des ondes couplées	34
III.4. Figures de mérite - Cristaux existants	36
III.4.1. Introduction	36
III.4.2. Figures de mérite pour l'holographie	36
III.4.3. Cristaux photoréfractifs existants	41

III.5. Particularités photoréfractives	43
III.5.1. Introduction	43
III.5.2. Configurations cristallines	43
III.5.3. Anisotropie de diffraction (transfert de polarisation)	46
III.5.4. Couplage d'ondes (transfert d'énergie)	49
III.5.5. Comparaison des deux configurations	52
III.5.6. Intensification du gain	53
III.5.7. Mélange à quatre ondes (<i>four wave mixing</i>)	53
III.6. Interférométrie holographique avec cristaux photoréfractifs	54
III.6.1. Introduction	54
III.6.2. Les premières expériences de laboratoire	54
III.6.3. Les expériences à finalité industrielle	58
III.6.4. Conclusion	60
Chapitre IV. Etude et optimisation de la caméra holographique	61
IV.1. Introduction du chapitre	61
IV.1.1. Contexte général	61
IV.1.2. Dispositif préliminaire	64
IV.1.3. Principaux points de l'étude	65
IV.2. Etude du système optique	67
IV.2.1. Introduction	67
IV.2.2. Système 1	68
IV.2.3. Système 2	71
IV.2.4. Etude comparative des deux systèmes	74
IV.2.5. Conclusion	85
IV.3. Etude des cristaux	85
IV.3.1. Introduction	85
IV.3.2. Mesures en fonction du pas du réseau	86
IV.3.3. Mesures en fonction de l'intensité de lecture	89
IV.3.4. Conclusion	92
IV.4. Etude des méthodes de quantification de phase	92
IV.4.1. Introduction	92
IV.4.2. Le décalage de phase temporel	93
IV.4.3. La transformée de Fourier	108
IV.4.4. Comparaison décalage de phase/transformée de Fourier	111
IV.5. Conclusion de l'étude et de l'optimisation de la caméra holographique	113
IV.5.1. Prototype finalisé	113
IV.5.2. Projections intéressantes	114

Chapitre V. Applications de la caméra holographique	117
V.1. Introduction du chapitre	117
V.2. Déformations statiques	117
V.2.1. Introduction	117
V.2.2. Détection de défauts dans des structures composites	118
V.2.3. Discussion	124
V.3. Déformations dynamiques (non vibratoires)	124
V.3.1. Introduction	124
V.3.2. Certification de la technique	125
V.3.3. Application en détection de défauts	128
V.3.4. Discussion	129
V.4. Déformations vibratoires	130
V.4.1. Introduction	130
V.4.2. Certification de la technique	130
V.4.3. Application à la mesure des modes d'une aube de turbine	133
V.4.4. Discussion	134
V.5. Conclusion	134
 Chapitre VI. Conclusions générales - Orientations futures	 136
 Annexe 1. Paramétrisation de l'imagerie du système 1	 139
Annexe 2. Analyse radiométrique des systèmes optiques	141
Annexe 3. Paramétrisation du vignettage dans le système 2	147
 Références	 152

Chapitre I

Introduction générale

L'interférométrie holographique est une méthode optique puissante pour l'observation de déplacements micrométriques d'objets diffusants. Par le passé, de nombreuses études sur les cristaux photoréfractifs de la famille des sillénites ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO)) ont prouvé qu'ils étaient des supports d'enregistrement holographique intéressants pour l'interférométrie holographique. Dans ces cristaux, sous l'effet de la photoconduction, une migration de charges électriques apparaît entre les zones illuminées et sombres qui résultent de l'interférence entre deux faisceaux d'écriture incidents. Après piégeage des charges dans des défauts des zones sombres, un champ de charges d'espace est créé et module l'indice de réfraction, par effet Pockels, permettant ainsi l'enregistrement d'un hologramme de phase. Ce processus est dynamique et réversible et peut prendre place via la diffusion thermique (régime diffusif) ou sous un champ électrique extérieur (régime d'entraînement). L'originalité d'un dispositif holographique utilisant de tels matériaux est de satisfaire simultanément à plusieurs caractéristiques intéressantes : l'auto-développement du support holographique et sa réutilisation indéfinie. On peut dès lors envisager des systèmes qui, à l'instar de ceux basés sur l'interférométrie de speckle, ne nécessitent plus aucune intervention ou manipulation au niveau de la tête optique en cours d'opération mais avec l'avantage, dans ce cas, d'une résolution plus élevée, typique de l'interférométrie holographique. Ces avantages majeurs sont toutefois contrebalancés par la sensibilité énergétique de ces matériaux qui, dans les meilleurs cas, est environ trois ordres de grandeur plus faibles que les supports d'enregistrement holographique classiques. Cette difficulté, jointe à une efficacité de diffraction moyenne et des dimensions optiques limitées au cm^2 pour les cristaux, a fait que les prototypes expérimentaux d'interféromètres holographiques avec cristaux photoréfractifs sont restés longtemps au stade du laboratoire où, entre autres conditions, ils disposaient de sources lasers suffisamment puissantes. Présentement, la disponibilité de cristaux de bonne qualité et de grande fenêtre optique utilisés dans une configuration optimale et l'existence de sources lasers puissantes et compactes et de caméras CCD commerciales très sensibles nous ont permis de contourner ces difficultés.

Nous allons présenter le développement d'un interféromètre holographique basé sur des cristaux photoréfractifs et dont la propriété essentielle est qu'il intègre tous les éléments nécessaires à son fonctionnement, ce qui le rend transportable. L'objectif de cette caméra holographique est de permettre de faire des mesures quantitatives de déplacements sur des objets de

surfaces moyennes à larges. En outre, ce dispositif doit être simple d'utilisation et s'adapter au plus grand nombre de cas d'applications possibles.

Le chapitre II de ce travail passe en revue les notions de base de l'interférométrie holographique. Nous en décrivons les différentes techniques et les compléments nécessaires en métrologie. Nous discuterons donc de l'interprétation des franges, du problème de la localisation et, enfin, des méthodes de quantification de la phase. Ce chapitre a pour but d'éclairer divers éléments présentés dans le reste du texte, que ce soit pour pouvoir comparer notre instrument à d'autres et mettre en lumière ses spécificités propres, ou encore pour comprendre certains développements ou résultats d'application.

Le but du chapitre III est de montrer les différentes possibilités offertes par les cristaux photoréfractifs en tant que supports holographiques. A cet effet, nous commencerons par décrire l'effet photoréfractif en insistant sur les propriétés intervenant en holographie. Les hologrammes de phases enregistrés dans les cristaux entrant dans la catégorie des réseaux épais, nous en rappellerons les spécificités utiles à notre propos. Nous établirons alors une liste des figures de mérite à considérer en interférométrie holographique et, sur cette base, nous allons comparer différentes espèces de cristaux photoréfractifs et montrer l'intérêt de la famille des sillénites considérée dans cette étude. Nous décrivons alors les particularités de la diffraction liées au caractère dynamique des réseaux photoréfractifs dans de tels cristaux. Nous mettrons ainsi en lumière deux configurations d'utilisation dont une conduit à la propriété essentielle utilisée dans notre caméra holographique : l'anisotropie de diffraction. Pour finir, nous passerons en revue les expériences effectuées par de nombreux groupes dans ce domaine. Cette étude bibliographique a pour objectif de montrer la grande diversité des approches, mais aussi de voir que des travaux récents ont, à l'instar du nôtre, l'ambition d'exporter hors des laboratoires de tels dispositifs pour les appliquer à des situations de type industriel.

Le chapitre IV est consacré à divers axes de développement pour aboutir à un prototype de caméra holographique finalisé. Le travail étant lié à un projet industriel, des exigences particulières étaient imposées. Nous nous en sommes inspirés pour dégager des lignes de conduite plus générales afin de choisir une méthode holographique et développer un instrument permettant d'aborder une gamme d'applications élargie par rapport à celle visée par le projet. Le premier axe de travail est l'étude, tant théorique qu'expérimentale, de deux systèmes optiques d'imagerie dont la finalité est d'observer une surface moyenne à large sur base d'une puissance laser typique des sources transportables actuellement disponibles. Le second axe d'étude est la comparaison expérimentale de différents cristaux de la famille des sillénites. Les expériences de caractérisation des systèmes optiques et des cristaux sont effectuées en considérant l'ensemble de l'instrument dans une configuration d'utilisation réaliste et non pas, comme c'est souvent le cas, sur des bancs d'essai séparés. Cette approche est donc originale et proche des considérations pratiques d'utilisation. Le troisième axe d'étude est la certification de deux méthodes de quantification de la phase largement utilisées en interférométrie. Il s'agit pour nous d'analyser les difficultés apportées par l'utilisation d'un cristal photoréfractif ainsi que les perturbations qu'elles entraînent sur le calcul de la phase. Nous en profiterons pour certifier expérimentalement la résolution de l'instrument. A l'issue de ces diverses voies de développement, nous pro-

poserons un prototype de caméra holographique optimisée et certifiée. L'étude ayant été paramétrée, nous pourrions alors analyser certaines limites de fonctionnement et d'utilisation de cet instrument.

Dans le chapitre V, nous montrerons l'utilisation de la caméra holographique en contrôle non destructif. Une première application est liée à la détection de défauts et dommages dans des structures aéronautiques en matériaux composites. La seconde concerne l'observation d'une déformation évoluant dans le temps. Enfin, la troisième permet la visualisation des modes de vibrations d'objets par une technique stroboscopique. Elle sera appliquée avec des plaques encastrées et une aube de turbine. Dans tous les cas, les résultats sont quantitatifs.

Enfin, la conclusion (chapitre VI) va nous permettre de resituer la démarche de notre travail et les résultats des principales tâches accomplies en insistant sur leur originalité. Nous discuterons des améliorations à apporter à l'instrument développé en vue d'élargir le champ d'application et d'augmenter la souplesse d'utilisation de celui-ci.

Chapitre II

Interférométrie holographique

II.1. Introduction du chapitre

L'Interférométrie Holographique (IH) est une méthode qui permet de faire interférer deux (voire plusieurs) fronts d'onde dont au moins un est mémorisé par voie holographique [1-3]. L'hologramme permet alors de reproduire un front d'onde mémorisé qui peut servir d'étalon, comme c'est le cas en interférométrie classique. On peut observer le résultat de l'interférence sur une image appelée interférogramme et qui traduit les variations de la phase optique entre les deux fronts d'onde sous forme de variations d'intensité (franges claires et sombres). L'IH permet des mesures de variations d'indice de réfraction ou d'épaisseur dans les objets transparents, comme en interférométrie classique, mais l'étalon est ici un état initial de l'objet, ce qui permet d'observer des densités de franges moins élevées que si on avait utilisé un étalon séparé. L'autre domaine d'application de l'IH, et celui couvert pas le présent travail, concerne les objets opaques réfléchissant de manière diffuse et dont on cherche à mesurer le déplacement global ou local (déformation). Comme toute méthode interférométrique, sa sensibilité est inversement proportionnelle à la longueur d'onde et sa dynamique de mesure est limitée par le nombre de franges identifiables.

Dans ce chapitre, nous allons passer en revue le cadre général de l'IH. Tout d'abord, nous en décrirons les techniques les plus courantes et qui peuvent être utilisées avec les cristaux photoréfractifs, à savoir le temps réel, la double exposition, le temps moyenné et la stroboscopie (II.2). Ensuite, nous aborderons l'interprétation des interférogrammes qui permet d'estimer le déplacement de l'objet à partir des variations de phase (II.3). Après quoi, nous verrons les limites d'utilisation de l'IH dues à des problèmes de localisation des franges (II.4). Enfin, nous passerons en revue les méthodes de quantification du déphasage et discuterons plus en détails de celles qui sont implantées dans la caméra holographique (II.5). Les trois derniers points sont importants dans l'utilisation pratique actuelle de l'IH en Contrôle Non Destructif (CND).

II.2. Définitions des techniques de l'interférométrie holographique

II.2.1. Interférométrie holographique en temps réel

En IH en temps réel, on enregistre l'hologramme de l'objet étudié dans un premier état (état 1). Pour ce faire, on utilise un faisceau de lumière cohérente (laser) dont une partie éclaire l'objet qui diffuse cette lumière (onde objet) vers le support d'enregistrement holographique, le reste du faisceau est dirigé directement sur ce dernier sans passer par l'objet (onde de référence) (figure II-1). Le faisceau lumineux doit avoir une longueur de cohérence supérieure à la différence des chemins optiques parcourus par les ondes objet et référence avant d'arriver sur le support holographique.

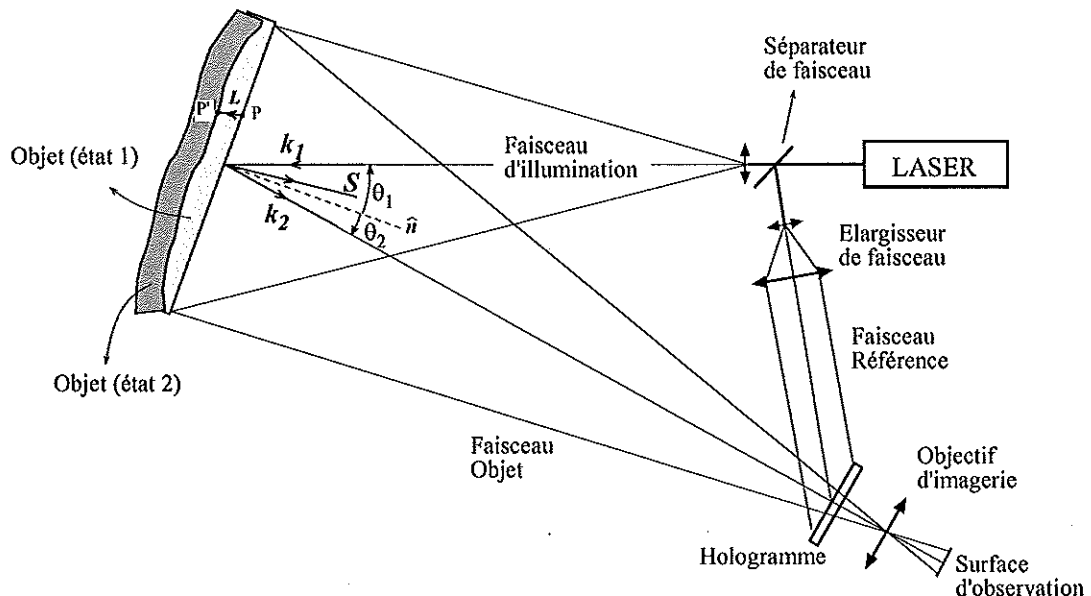


Figure II-1. Schéma de principe de l'interférométrie holographique.

Dans ces conditions, la superposition des deux ondes donne lieu à une figure d'interférence lumineuse qui va moduler localement l'absorption du support (hologramme en absorption) ou encore son indice de réfraction ou son épaisseur (hologramme de phase). Après développement, chimique ou physique selon le support d'enregistrement, l'hologramme est un réseau d'un type ou l'autre qui, lorsqu'on le rééclaire avec l'onde de référence ayant servi à l'enregistrement, va diffracter généralement plusieurs ondes dont une est la réplique de l'onde objet incidente. Elle peut être observée au travers de l'hologramme dans la direction de l'objet. Il s'agit de l'ordre +1 de diffraction et dans la suite, lorsque nous parlerons d'onde diffractée, il s'agira de cet ordre en particulier, les autres n'étant pas considérés.

L'onde diffractée peut être représentée par son champ électrique lumineux dont l'amplitude en notation complexe est donnée en chaque point (x,y) du plan d'observation par

$$U_d(x,y) = A_d(x,y) e^{i\phi_d(x,y)} \quad (\text{II-1})$$

où $A_d(x,y)$ est l'amplitude réelle et $\phi_d(x,y)$ est la distribution de phase du front d'onde. Lors de la lecture de l'hologramme, on observe, de manière simultanée à l'onde diffractée, l'onde objet transmise par l'hologramme et correspondant au nouvel état de l'objet (état 2). L'amplitude de son champ électrique s'écrit

$$U_i(x,y) = A_i(x,y) e^{i\phi_i(x,y)} \quad (\text{II-2})$$

où $\phi_i(x,y)$ est la distribution de phase du front d'onde transmis et est différent de $\phi_d(x,y)$ si l'objet ou partie de celui-ci s'est déplacé après l'enregistrement holographique.

Dans le plan d'observation, on observe la superposition cohérente des deux ondes ci-dessus qui vont interférer et donner une figure d'intensité

$$\begin{aligned} I(x,y) &= (U_d(x,y) + U_i(x,y))(U_d(x,y) + U_i(x,y))^* \\ &= I_d(x,y) + I_i(x,y) + 2\sqrt{I_d(x,y)I_i(x,y)} \cos(\phi_i(x,y) - \phi_d(x,y)) \end{aligned} \quad (\text{II-3})$$

où $I_i(x,y) = U_i(x,y) \cdot U_i^*(x,y)$ est l'intensité de l'onde i ($i=1,2$). Le troisième terme (terme d'interférence) est proportionnel au cosinus de la différence de phase des deux ondes que l'on notera par

$$\phi(x,y) = \phi_i(x,y) - \phi_d(x,y) \quad (\text{II-4})$$

De manière synthétique, nous écrirons généralement l'intensité (II-3) sous la forme

$$I(x,y) = I_{\text{moyen}}(x,y) [1 + m(x,y) \cos(\phi(x,y))] \quad (\text{II-5})$$

où l'intensité moyenne de l'interférogramme est donnée par

$$I_{\text{moyen}}(x,y) = I_d(x,y) + I_i(x,y) \quad (\text{II-6})$$

et la modulation normalisée ou contraste par

$$m(x,y) = \frac{2\sqrt{I_d(x,y)I_i(x,y)}}{I_{\text{moyen}}(x,y)} \quad (\text{II-7})$$

Dans la suite, pour abrégé les notations, nous omettrons les coordonnées (x,y) . Il faut noter que, dans le cas d'hologrammes d'absorption, le terme diffracté à l'ordre +1 (II-1) est de signe négatif et, dès lors, le terme d'interférence de (II-5) est négatif. Dans le cas des hologrammes de phase, le signe de (II-1) est positif et donc le terme d'interférence aussi (cfr. p. 70

de [2]). Ce sera notre cas car les hologrammes sont enregistrés dans les cristaux photoréfractifs sous forme de variations d'indice.

L'interférogramme (II-5) est une figure de franges lumineuses dont les maxima d'intensité sont trouvés pour

$$\phi = m 2\pi \quad (m \text{ entier}) \quad (\text{II-8})$$

La particularité de l'interférogramme temps réel (II-5) est que si ϕ , varie dans le temps, c'est-à-dire si l'objet est en évolution lors de la lecture holographique, l'interférogramme va lui aussi évoluer. On pourra donc suivre "en direct" (*live fringes*) les déplacements encourus par l'objet.

L'étape d'enregistrement holographique requiert que l'objet et son environnement soient suffisamment stables. Plus précisément, toutes les variations de phase, de quelque nature que ce soit, peuvent se produire sur des périodes beaucoup plus longues que le temps d'enregistrement de l'hologramme. De plus, durant l'étape de visualisation, l'environnement doit aussi rester stable afin de n'observer que les variations de phase de l'objet. Si ces conditions ne sont pas remplies, on doit jouer sur les temps d'illumination à l'écriture et/ou à la lecture. A cet effet, on peut envisager l'utilisation d'obturateurs rapides ou de sources laser impulsionnelles et s'adjoindre la technique de la double exposition.

II.2.2. Interférométrie holographique en double exposition

En IH double exposition, on enregistre deux fronts d'onde différents de l'objet (à deux instants séparés) sur le même support holographique. On relit ensuite l'hologramme enregistré qui va diffracter, notamment, à l'ordre +1 où nous l'observons, la réplique des deux fronts d'onde. Lors de la lecture, l'objet n'est donc plus illuminé comme c'est le cas en temps réel. La superposition des deux ondes diffractées va donner lieu à un interférogramme du même type que celui décrit par (II-3). Contrairement au temps réel, l'interférogramme est figé (*frozen fringes*). Il faut noter que le signe des deux termes de diffraction étant le même, celui du terme d'interférence est toujours positif en double exposition, que ce soit pour des hologrammes d'absorption ou de phase.

II.2.3. Interférométrie holographique en temps moyenné

Cette technique s'applique à des objets en régime de vibration sinusoïdale avec une fréquence angulaire (pulsation) Ω . La phase de l'onde objet incidente varie dans le temps selon

$$\phi(t) = \phi_0 \sin(\Omega t) \quad (\text{II-9})$$

où ϕ_0 est l'amplitude de la variation de phase. L'enregistrement holographique s'effectue lorsque l'objet est en vibration, sur un temps T_m beaucoup plus long que la période de vibration.

L'onde reconstruite a une amplitude complexe donnée par :

$$U_d = \frac{1}{T_m} \int_0^{T_m} A_d e^{i\phi_0 \sin(\Omega t)} dt \quad (\text{II-10})$$

La limite de cette expression pour T_m tendant vers l'infini est égale à $A_d J_0(\phi_0)$ et, dès lors, l'intensité de l'image reconstruite vaut

$$I = I_d J_0^2(\phi_0) \quad (\text{II-11})$$

Les franges ont une intensité qui décroît lorsque ϕ_0 augmente. Le noeud de la vibration est trouvé pour $\phi_0=0$, c'est-à-dire là où l'intensité est maximale.

II.2.4. Interférométrie holographique stroboscopique

Tout comme la précédente, cette technique peut s'appliquer au cas d'objets en vibration sinusoïdale. Nous considérons ici le cas de l'interférométrie temps réel avec lecture holographique en mode stroboscopique. Nous reprenons ci-après les grandes lignes de la description de Nakadate *et coll* [4] car cette méthode est celle que nous utiliserons. On enregistre l'hologramme de l'objet au repos et ensuite on soumet ce dernier à des vibrations sinusoïdales. On effectue alors une lecture de l'hologramme lorsque l'objet atteint son maximum d'élongation modale, c'est-à-dire lorsque tous les points de l'objet ont une vitesse nulle. Cette lecture, qui se fait pendant un instant très bref, doit donc être synchronisée à la vibration. Cela peut être obtenu, par exemple, au moyen d'une cellule acousto-optique ou électro-optique placée à la sortie du laser. La phase que l'on désire observer est donnée par

$$\phi(t) = \phi_0 \sin(\Omega t + \mu) \quad (\text{II-12})$$

qui diffère de (II-9) par le déphasage μ qui correspond à l'intervalle de temps entre le moment où l'objet en vibration passe par sa position moyenne (équivalente à sa position de repos) et le moment où il est à son déplacement maximal (idéalement $\mu=\pi/2$). En utilisant (II-12) dans (II-5), l'interférogramme instantané s'écrit

$$I(t) = I_{moyen} [1 + m \cos(\phi(t))] \quad (\text{II-13})$$

En pratique, le stroboscope est ouvert pendant un certain intervalle de temps $[-T, +T]$ centré en $t=0$ correspondant à l'instant où l'objet est à son déplacement modal maximal (figure II-2).

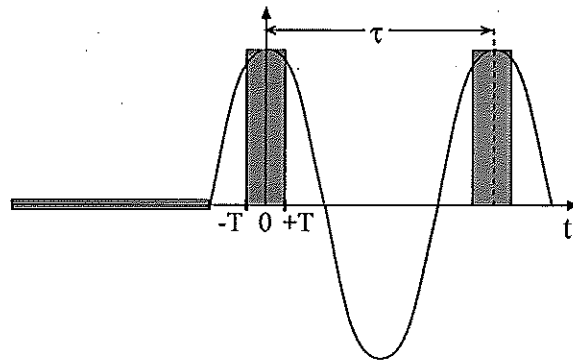


Figure II-2. Schématisation de la technique temps réel avec lecture stroboscopique. En vert, l'objet est au repos : le déplacement d'un point de la surface est nul et on enregistre l'hologramme. Le déplacement en régime vibratoire est temporellement sinusoïdal et on l'observe (en rouge) sur un intervalle de temps $[-T, +T]$. τ désigne la période de vibration.

La densité d'énergie J_{int} déposée sur le détecteur (caméra) est la superposition des intensités (II-13) observées sur les périodes d'ouverture stroboscopique ayant lieu pendant le temps d'intégration du détecteur T_c , supposé beaucoup plus grand que la période de vibration ($T_c \gg \tau = 2\pi/\Omega$). Elle est donnée par

$$J_{int} = \frac{\Omega T_c}{2\pi} \int_{-T}^{+T} I(t) dt \quad (\text{II-14})$$

En injectant (II-13) dans (II-14), on trouve la forme générale des interférogrammes observés en technique stroboscopique :

$$J_{int} = p T_c I_{moyen} \left[1 + m \left\{ J_0(\phi_0) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\phi_0) \text{sinc}(2k\pi p) \cos(2k\mu) \right\} \right] \quad (\text{II-15})$$

où p est le rapport cyclique défini comme le rapport entre la durée d'observation et la période de vibration :

$$p = \frac{\Omega T}{\pi} \quad (\text{II-16})$$

La méthode stroboscopique peut aussi s'envisager en double exposition, le premier hologramme étant enregistré au maximum de déplacement, le second, une demi-période plus tard, au minimum de déplacement. On compare donc les deux états extrêmes de la vibration au lieu d'un état extrême avec la position de repos, comme c'est le cas en temps réel.

II.3. Interprétation des interférogrammes

La surface d'un objet opaque est constituée d'un ensemble de points diffusant la lumière provenant d'une source placée en O. Un point P de la surface subit un déplacement L et arrive en P'. L'interférence observée en un point Q éloigné provient de la superposition des ondes diffusées par le même point en P et en P' (figure II-3). Les rayons OPQ et OP'Q, ainsi que les points P et P', sont dits "homologues" et eux seuls contribuent à l'interférence à basse fréquence due au déplacement. Les rayons lumineux du faisceau d'illumination partant de O et arrivant en P et P' ont des vecteurs d'ondes, respectivement, k_1 et k'_1 . Les rayons provenant des points P et P' et arrivant au point Q ont des vecteurs d'onde, respectivement, k_2 et k'_2 .

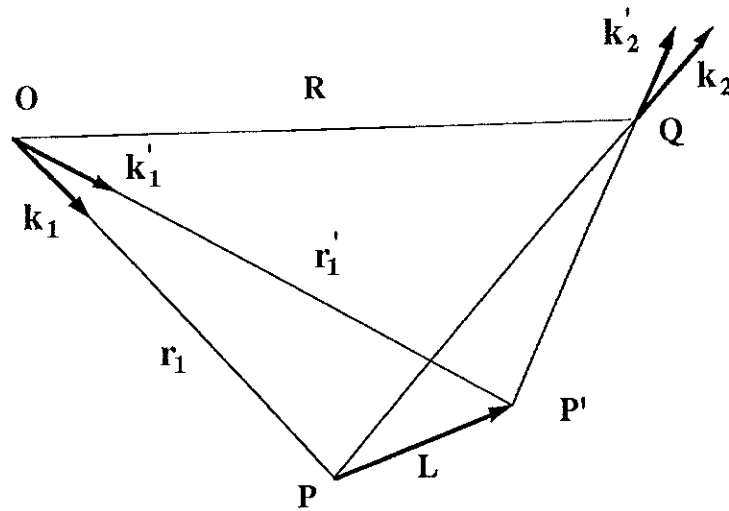


Figure II-3. Représentation schématisée des rayons homologues qui participent à l'interférence en interférométrie holographique.

Les phases respectives des rayons homologues sont données par

$$\phi_1 = k_1 \cdot r_1 + k_2 \cdot (R - r_1) + \psi \quad (\text{II-17a})$$

$$\phi_2 = k'_1 \cdot r'_1 + k'_2 \cdot (R - r'_1) + \psi \quad (\text{II-17b})$$

où ψ est une phase arbitraire au point source. La différence de phase ϕ donnée par (II-4) peut alors se calculer avec les expressions ci-dessus. Dans le cas d'un déplacement L très petit devant la distance de la source ($L \ll r_1, r'_1$), ce qui est le cas en pratique, il vient [3]

$$\phi = S \cdot L \quad (\text{II-18})$$

On définit alors le vecteur sensibilité par

$$S = k_2 - k_1 \quad (\text{II-19})$$

qui est le vecteur bissecteur des directions d'illumination et d'observation (figure II-1). Le déphasage mesuré est donc la projection du vecteur déplacement du point considéré sur le vecteur sensibilité.

Dans le cas d'un déplacement de norme L et perpendiculaire à la surface de l'objet supposée plane localement (déplacement "hors plan"), on peut déduire la formule usuelle suivante :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (\cos(\theta_1) + \cos(\theta_2)) L \quad (\text{II-20})$$

où θ_1 et θ_2 sont les angles entre la normale de l'objet \hat{n} et, respectivement, le rayon d'illumination k_1 et le rayon d'observation k_2 , tous deux de norme $2\pi/\lambda$.

Si l'on veut déterminer le déplacement du point dans l'espace, il faut une base de vecteurs sensibilité (S_a , S_b et S_c) pour mesurer le déphasage dans trois directions différentes. Cela peut se faire, par exemple, en utilisant trois directions d'illumination $k_{1,a}$, $k_{1,b}$ et $k_{1,c}$ et une direction d'observation k_2 , ce qui donne

$$\begin{aligned} \phi_a &= (k_2 - k_{1,a}) \cdot L = S_a \cdot L \\ \phi_b &= (k_2 - k_{1,b}) \cdot L = S_b \cdot L \\ \phi_c &= (k_2 - k_{1,c}) \cdot L = S_c \cdot L \end{aligned} \quad (\text{II-21})$$

Dans le cas de l'observation d'un objet large et qui généralement est éclairé par un faisceau divergent, la direction du vecteur sensibilité varie d'un point à l'autre de l'image. Dès lors, un déplacement donné ne donnera pas lieu au même déphasage. C'est le cas dans la plupart des applications sur champ large qui sont présentées au chapitre V. Cependant, nous n'en avons pas tenu compte puisque nous nous sommes intéressés dans un premier temps à des mesures de phase brutes. Il est clair qu'à des fins métrologiques, il faudra en tenir compte et les calibrer [5] ainsi que d'autres problèmes éventuels, tels que les corrections de perspective [2].

II.4. Localisation des franges

L'interférence entre les fronts d'onde est observée via un système d'imagerie. En fait, on peut conceptuellement faire abstraction de l'hologramme et considérer la superposition des deux fronts d'onde sur la surface de détection. A tout point Q' de cette surface correspond un point Q conjugué, pourvu que le système d'imagerie soit idéal. On peut donc considérer que l'interférence observée en Q' (formation de franges "subjectives", cfr. [2]) est identique à celle présente en Q (formation de franges "objectives"). Au point Q du plan imagé, les rayons lumi-

neux proviennent des deux surfaces objet comparées, ces rayons étant compris dans un cône limité par l'imagerie d'observation (figure II-4).

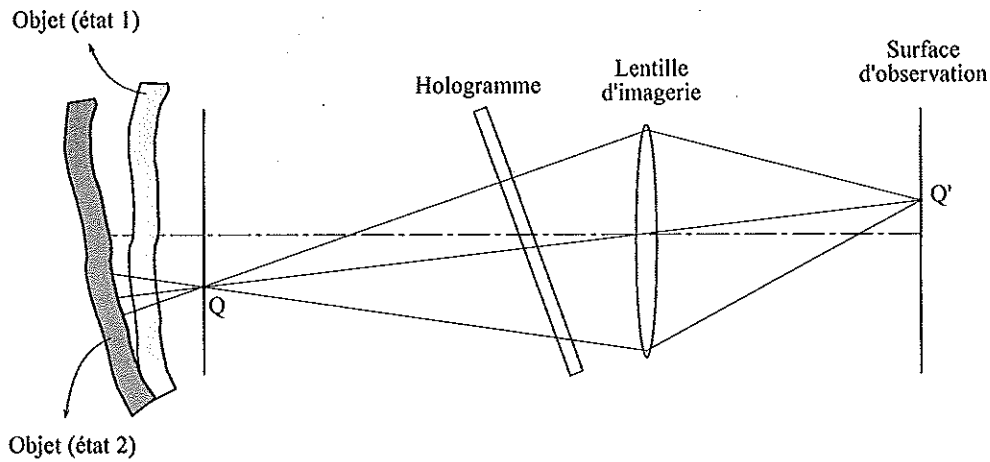


Figure II-4. Schématisation de l'observations des franges en interférométrie holographique. L'interférence observée en Q' provient de la superposition des ondes lumineuses objet présentes au point conjugué Q.

Le déphasage observé le long du rayon central est différent de celui observé le long des rayons limitant le cône. Les franges sont visibles (et donc dites "localisées") là où les variations du déphasage ϕ observé sont minimisées, ce qui revient à écrire :

$$d\phi = \frac{\partial \phi}{\partial x'} dx' + \frac{\partial \phi}{\partial y'} dy' = 0 \quad (\text{II-22})$$

où (x', y', z') est un système d'axes cartésiens attaché à l'objet avec x' et y' dans le plan de ce dernier et z' normal à sa surface. En injectant (II-18) dans la condition de localisation (II-22) et en considérant que les variations dx' et dy' sont indépendantes, on trouve un système d'équations définissant une surface de localisation des franges. Cette surface dépend du déplacement, de la géométrie d'illumination et d'observation et du type d'illumination (collimatée ou divergente). La localisation des franges est donc particulière à chaque cas de mesure et à chaque configuration expérimentale. Néanmoins, dans les applications les plus simples et courantes, il y a moyen de trouver la forme et la position de la zone de localisation des franges (cfr. [3], p. 134). Le cas idéal est celui où les franges sont localisées sur l'objet. Cela n'est généralement pas le cas lorsque l'on doit faire face à des déplacements de l'objet composés de mouvements rigides, du type translation ou rotation. Afin d'illustrer cette problématique, considérons la situation simplifiée d'un objet plan illuminé par un faisceau collimaté d'angle θ_1 par rapport à la normale à l'objet (z') et observé selon une direction faisant un angle θ_2 avec la normale (figure II-5).

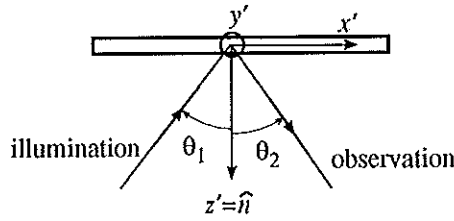


Figure II-5. Définition des axes liés à l'objet et géométrie des faisceaux.

Un premier déplacement à analyser est celui d'une rotation d'un angle ξ de l'objet autour d'un axe qu'il contient, soit par exemple selon y' (figure II-6).

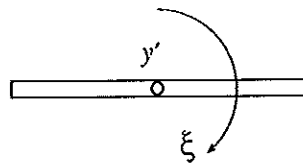


Figure II-6. Rotation d'un angle ξ autour d'un axe incliné à l'objet.

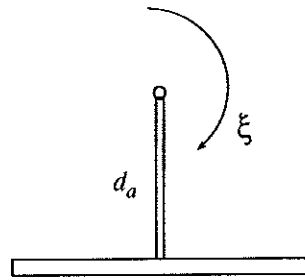
Le tableau suivant donne pour différentes valeurs particulières de θ_1 et θ_2 , l'équation de la surface de localisation (dans les cas présentés ici, il s'agit d'un plan), ainsi qu'un schéma de la situation.

Table II-1. Localisation des franges pour différentes conditions géométriques dans le cas d'une rotation autour d'un axe incliné à l'objet.

θ_1 / θ_2	$0^\circ / 0^\circ$	$45^\circ / 45^\circ$	$0^\circ / 45^\circ$	$45^\circ / 0^\circ$
localisation des franges	$z' = 0$	$z' = -\frac{x'}{4}$	$z' = -\frac{1}{2(1+\sqrt{2})}x'$	$z' = 0$
schéma				

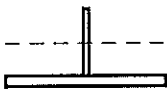
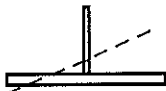


Dans le cas d'une illumination et d'une observation normale à la surface, les franges sont localisées sur l'objet. C'est ce qui se passe en interférométrie classique pour le contrôle des optiques. En interférométrie holographique, ce n'est pour ainsi dire jamais le cas et la surface de localisation n'est pas située dans le plan de l'objet pour le mouvement de rotation, comme le montrent les autres cas schématisés.

Un exemple plus problématique est celui d'une rotation autour d'un axe pivot qui n'est pas localisé dans l'objet mais à une distance d_a de celui-ci (figure II-7).

Figure II-7. Rotation d'un angle ξ autour d'un axe situé à une distance d_a de l'objet.

Le tableau suivant montre la localisation des franges pour quelques cas particuliers : pour certains, les franges sont localisées en dehors de l'objet.

Table II-2. Localisation des franges pour différentes conditions géométriques dans le cas d'une rotation autour d'un axe à une distance d_a de l'objet.

θ_1 / θ_2	$0^\circ / 0^\circ$	$45^\circ / 45^\circ$	$0^\circ / 45^\circ$	$45^\circ / 0^\circ$
localisation des franges	$z' = -\frac{d_a}{2}$	$z' = -\frac{(x'+d_a)}{4}$	$z' = -\frac{(x'+d_a)}{2(1+\sqrt{2})}$	$z' = -\frac{\sqrt{2} d_a}{(1+\sqrt{2})}$
schéma				

Pour résumer ce que nous venons de voir, les franges en IH sont observées sur une surface qui dépend de la géométrie d'illumination et d'observation et du déplacement de l'objet. Ajoutons qu'il existe une certaine "profondeur de visibilité" des franges qui est fonction de l'ouverture d'imagerie (du cône en Q) : lorsque l'ouverture du système d'imagerie augmente, cette zone diminue et inversement [3]. La surface de localisation (de visibilité maximale) n'est pas liée à la surface de l'objet lui-même. Cette notion de profondeur de visibilité ressemble à celle de profondeur de champ en imagerie.

Pour une métrologie correcte, il faut relier le déplacement mesuré à un "point" donné de la surface. Ce n'est pas toujours possible lorsque les déplacements sont des mouvements rigides particuliers comme ci-dessus et que, par conséquent, les franges sont localisées en dehors de l'objet et que la profondeur de visibilité des franges est petite. Il en va de même lorsque l'objet n'est pas correctement imagé sur toute sa surface, par exemple si celle-ci est fort incurvée et que la profondeur de champ est trop petite (ce qui est symptomatique des imageries à grande ouverture). Dans les applications que nous allons présenter au chapitre V, seul le cas d'une aube de turbine, de forme fortement incurvée, peut poser ce problème et précisons d'emblée qu'il n'a pas été résolu.

II.5. Méthodes de quantification de la phase

II.5.1. Survol des méthodes existantes

L'observation d'un interférogramme (II-5) nous renseigne qualitativement sur la phase ϕ et donc sur le déplacement en chaque point (en vertu de (II-20) par exemple) entre les deux états de l'objet. Afin d'interpréter quantitativement ϕ , il faut, sur base de la mesure de l'interférogramme, faire ressortir l'information contenue dans le cosinus de (II-5). A cet effet, deux grandes familles de méthodes existent : les méthodes basées sur l'intensité et celles basées sur l'hétérodynage.

II.5.1.1. Méthodes basées sur l'intensité

Cette première famille est une prolongation de la méthode du comptage manuel des franges qui prévalait en interférométrie avant l'avènement de l'informatique. Actuellement, elle englobe une série de procédés de reconnaissance de l'architecture des franges qui permettent de trouver les maxima et minima d'intensité dans l'interférogramme, afin de procéder ensuite à un comptage automatique des franges à partir d'un point de référence. Pour trouver ϕ en n'importe quel point ne se trouvant pas sur un maximum ou un minimum, on procède par interpolation (cfr. T. Yatagai dans [6]). Ces méthodes, peu précises, ont été progressivement supplantées par les suivantes.

II.5.1.1. Méthodes basées sur l'hétérodynage

Cette seconde famille est basée sur l'ajout d'une phase dans le terme d'interférence. On distingue diverses catégories d'hétérodynage.

L'*hétérodynage temporel* consiste à introduire un décalage de fréquence entre les deux ondes qui interfèrent. Les fréquences de modulation de chaque onde, introduites par un transducteur piézo-électrique agissant sur des miroirs dans le trajet des faisceaux, sont différentes et généralement de quelques MHz. L'interférogramme varie donc temporellement selon une fréquence de battement (quelques kHz) qui peut être mesurée par un détecteur ponctuel associé à un phasemètre. Cette méthode ne peut bien sûr pas être employée sur un interférogramme complet en une fois à cause des faibles bandes passantes des caméras utilisées. Elle est appliquée ponctuellement : on balaye l'interférogramme et on compare en chaque point la phase par rapport à celle mesurée par un autre détecteur en un point de référence. Cette opération requiert énormément de stabilité. Elle est généralement appliquée dans le cas de la double exposition avec un hologramme permanent où les deux fronts d'onde sont figés et où ils sont enregistrés et reconstruits par la technique de la double référence [7]. Cette méthode est reconnue pour donner d'excellentes précisions ($\lambda/1000$) mais elle est fastidieuse à mettre en oeuvre car un grand nom-

bre d'erreurs systématiques peuvent être présentes. Elle est couramment utilisée dans les interféromètres ponctuels qui mesurent, par exemple, des déplacements.

La variation temporelle de la phase peut s'envisager à de très basses fréquences compatibles avec les caméras usuelles : ce sont les méthodes à *décalage de phase temporel* [2, 8]. De moindre précision que la précédente, elles offrent l'avantage d'un calcul de phase qui peut se faire sur un grand nombre de pixels en un temps très court avec les moyens informatiques actuels. De plus, le calcul de la phase se conduit selon un schéma relativement simple, facile à programmer et les variations de phase dont il est question sont aisées à implanter dans un interféromètre. Pour cette raison, le décalage de phase est la méthode la plus renommée et utilisée dans la plupart des interféromètres non ponctuels. C'est aussi pour cette raison que nous avons choisi cette technique pour l'implanter dans la caméra holographique photoréfractive. Nous la discuterons plus en détails dans la section II.5.2. Malgré ses multiples avantages, le décalage de phase s'adresse à l'observation de phénomènes statiques.

Dans le cas de phénomènes dynamiques, une alternative au décalage de phase temporel est le *décalage de phase "spatial"* qui consiste à observer les interférogrammes décalés en phase simultanément avec différents détecteurs. Cette gamme de méthodes a été introduite par Smythe et Moore [9]. Dans un premier temps, on sépare en polarisation les deux ondes que l'on désire faire interférer. Ensuite, au moyen de séparateurs de faisceaux, on observe la même scène avec plusieurs détecteurs devant lesquels sont interposés des éléments polarisants qui ont pour but de faire interférer les deux ondes. Ces éléments sont orientés différemment d'un détecteur à l'autre, de sorte que les interférogrammes observés dans chaque canal soient décalés en phase l'un par rapport à l'autre. Originellement, cette technique a été conçue pour des interféromètres ponctuels où les précisions annoncées sont de $\lambda/2000$, puis pour des interféromètres optiques [9]. Elle a été appliquée dans un interféromètre de speckle [10-11] selon diverses variantes (systèmes à 3 ou 4 caméras) et, plus récemment, dans une caméra holographique photoréfractive [12]. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce dernier cas au chapitre III. Cette méthode permet d'obtenir des interférogrammes décalés simultanément qui peuvent être traités très rapidement par des processeurs parallèles. Malgré cet avantage, elle est sujette à un grand nombre de sources d'erreurs (les éléments polarisants doivent être orientés de manière très précise, les champs observés dans chaque canal doivent se superposer, etc.) [10].

L'*hétérodynage spatial* est aussi possible : on introduit une fréquence porteuse spatiale dans l'interférogramme, généralement en produisant une inclinaison mutuelle des deux ondes qui interfèrent, ce qui se traduit par des franges rectilignes. Il existe deux manières de retrouver la phase.

La première consiste à filtrer la transformée de Fourier de l'interférogramme (cfr. M. Kujawinska dans [6]). Avec le décalage de phase temporel, c'est une méthode très employée actuellement. Cette méthode sera aussi implantée dans la caméra holographique, c'est pourquoi nous en discuterons dans la section II.5.3.

La seconde est basée sur la détection synchrone spatiale : connaissant la porteuse introduite, on multiplie l'interférogramme par, d'une part, le sinus de la phase porteuse et, d'autre part, son cosinus. L'information sur la phase ϕ recherchée est contenue dans la composante à basse fréquence de ces images, qui sont donc filtrées en conséquence par intégration sur un kernel. Cette méthode est généralement appliquée en interférométrie classique, pour des interférogrammes de très bonne qualité [13]. Elle permet un traitement rapide de la phase à partir d'un seul interférogramme à cadence vidéo, c'est pour cette raison qu'on l'appelle souvent *mesure directe de phase*. Cette méthode est notamment implantée dans l'interféromètre Direct 100 de ZEISS. Bien que cette technique n'ait pas été utilisée dans la caméra holographique photoréfractive, il est clair qu'elle pourrait l'être ultérieurement.

II.5.2. Le décalage de phase temporel

Lors de la visualisation de l'interférogramme, on décale la phase d'une des deux ondes qui interfèrent, généralement dans le faisceau référence de lecture. Cela peut se faire de manière continue ou discrète. Dans les deux cas, on enregistre plusieurs interférogrammes pour différentes valeurs connues de la phase ajoutée, ce qui conduit à l'équation d'échantillonnage de phase suivante :

$$I_k = I_{moyen} [1 + m \cos(\phi + \beta_k)] \quad (\text{II-23})$$

Afin de retrouver la phase ϕ , on doit enregistrer N interférogrammes ($k=1, \dots, N$ avec $N \geq 3$), afin d'éliminer les 2 autres inconnues I_{moyen} et m (supposées constantes pour les k interférogrammes), la phase additionnelle β_k étant donnée. Il existe différentes solutions à (II-23). Tout d'abord, le saut de phase est généralement supposé connu et égal à une fraction entière de période $2\pi/M$ (M entier non nul), ce qui nous donne pour la valeur de phase ajoutée à l'interférogramme k :

$$\beta_k = \frac{2\pi}{M}(k-1) \quad (\text{II-24})$$

La phase ϕ est alors calculée sur un processus équivalent à la détection synchrone, c'est-à-dire en multipliant chaque interférogramme par, d'une part, le sinus du saut de phase correspondant et, d'autre part, son cosinus. Finalement, il vient [8]

$$\phi = \text{arctg} \left(\frac{\sum_{k=1}^N I_k \sin(\beta_k)}{\sum_{k=1}^N I_k \cos(\beta_k)} \right) \quad (\text{II-25})$$

Cette expression permet de générer une grande série d'algorithmes selon diverses variantes car les nombres N et M ne sont pas nécessairement égaux (par exemple, les algorithmes à 4 pas de 60°, à 5 pas de 60°, à 3 pas de 90°, etc.) [2]. L'algorithme le plus répandu est celui pour lequel M=N=4 (4 pas de 90°) :

$$\phi = \arctg\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right) \quad (\text{II-26})$$

Il est possible de trouver des solutions à (II-23) dans le cas où le saut de phase est inconnu, différent d'une fraction entière de période (M réel) mais égal d'un interférogramme à l'autre. Cela ajoute une inconnue dans (II-23), il faut donc au moins 4 interférogrammes (N≥4). Kreis (cfr. p. 129 de [2]) donne une méthode pour dériver un algorithme sur cette base. Dans le cas où N=4, on retrouve l'algorithme de Carré, où la phase est donnée par

$$\phi = \arctg\left(\frac{\left\{\left(I_1 - I_4 + I_2 - I_3\right)\left[3\left(I_2 - I_3\right) - \left(I_1 - I_4\right)\right]\right\}^{1/2}}{\left(I_2 + I_3\right) - \left(I_1 + I_4\right)}\right) \quad (\text{II-27})$$

On peut aussi trouver des solutions de ce type pour N supérieur à 4.

Les algorithmes à pas non calibrés, tels que celui de Carré, offrent l'avantage d'être insensibles aux problèmes de calibration du décalage de phase. Ce n'est pas le cas pour les algorithmes à pas de phase connus où les pas doivent être les plus proches possibles de la fraction de période adéquate (90° dans le cas de (II-26)). Pour ces algorithmes, il faut procéder à une étape de calibration du saut de phase, cette opération pouvant se faire dans l'interféromètre lui-même en enregistrant la variation d'intensité lumineuse (en un point du détecteur) lorsque l'on fait varier la phase. A moins d'utiliser un processus rapide (par rapport au temps de réponse du cristal PR), ce genre d'opérations ne se prête pas bien à un interféromètre photoréfractif qui va naturellement s'adapter à ces variations de phase. Il nous a donc semblé intéressant de choisir d'emblée l'algorithme de Carré dans notre caméra holographique.

Dans ce travail, nous discuterons de l'implantation du décalage de phase dans la caméra holographique et des erreurs qui surviennent dans le calcul de phase à cause du caractère dynamique de l'effet photoréfractif (effacement de l'hologramme en cours de décalage de phase) (section IV.4.2.).

II.5.3. La méthode à porteuse spatiale et filtrage de Fourier

Cette méthode consiste à introduire une fréquence porteuse spatiale dans l'interférogramme. On considère une porteuse du type $2\pi f_0$ introduite dans la direction x, par exemple horizontale, dans le plan de détection (x,y), ce qui donne l'interférogramme :

$$I = I_{moyen} \left[I + m \cos(\phi + 2\pi f_0 x) \right] \quad (\text{II-28})$$

D'après Takeda [14], certaines conditions doivent être remplies afin de reconstruire la phase sans ambiguïtés :

- son gradient le plus élevé doit être inférieur à la fréquence porteuse, c'est-à-dire

$$\max|\text{grad}(\phi)| < 2\pi |f_0| \quad (\text{II-29})$$

- l'intensité moyenne I_{moyen} et la dynamique de l'interférence $m.I_{moyen}$ répondent à la même condition :

$$\max|\text{grad}(I_{moyen})| < 2\pi |f_0| \quad (\text{II-30})$$

$$\max|\text{grad}(m.I_{moyen})| < 2\pi |f_0| \quad (\text{II-31})$$

Le calcul de la phase sur base de l'interférogramme (II-28) s'effectue de la manière suivante. On réécrit tout d'abord cette expression sous la forme :

$$I(x,y) = I_{moyen}(x,y) + c(x,y) e^{i2\pi f_0 x} + c^*(x,y) e^{-i2\pi f_0 x} \quad (\text{II-32})$$

où * désigne le complexe conjugué et

$$c(x,y) = \frac{1}{2} m(x,y).I_{moyen}(x,y) e^{i\phi(x,y)} \quad (\text{II-33})$$

On calcule la transformée de Fourier de l'interférogramme (II-32). Cela peut se faire soit dans une seule direction (1D), selon la direction de la porteuse [14], ou dans les deux directions (2D) [15]. Nous présentons ici la méthode 2D car elle comporte certains avantages au niveau du filtrage et c'est donc elle que nous utiliserons en pratique. Le résultat s'écrit :

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \tilde{I}_{moyen}(f_x, f_y) + \tilde{c}(f_x - f_0, f_y) + \tilde{c}^*(f_x + f_0, f_y) \quad (\text{II-34})$$

où le symbole $\tilde{}$ désigne la transformée de Fourier. Ces trois composantes sont bien séparées dans l'espace de Fourier lorsque les conditions (II-29) à (II-31) sont respectées. Le calcul de phase consiste à isoler le deuxième terme (ou le troisième) par une fenêtre de filtrage dans l'espace de Fourier. Généralement, il s'agit d'une fenêtre de Hanning ou de Hamming. Une fois ce terme isolé, on le translate à l'origine de l'espace fréquentiel afin d'obtenir la transformée de Fourier filtrée :

$$\tilde{I}_{filtré}(f_x, f_y) = \tilde{c}(f_x, f_y) \quad (\text{II-35})$$

En prenant la transformée de Fourier inverse de (II-35), nous retrouvons la fonction complexe $c(x,y)$ définie par (II-33) et, remarquant que les parties imaginaire (Im) et réelle (Re) de $c(x,y)$ donnent, respectivement, le sinus et le cosinus de ϕ , on en déduit

$$\phi = \text{arctg}\left(\frac{\text{Im}(c(x,y))}{\text{Re}(c(x,y))}\right) \quad (\text{II-36})$$

II.5.4. Extraction des ambiguïtés de phase

Le calcul de phase par l'une ou l'autre des méthodes présentées ci-dessus passe par la fonction arctangente, qui fournit des valeurs de ϕ modulo π . On peut déterminer la phase modulo 2π en considérant les signes du numérateur et du dénominateur des expressions (II-25) et (II-36) pour retrouver le quadrant dans lequel l'angle de phase se trouve réellement et, de là, lui attribuer une valeur correcte qui s'échelonne de 0 à 2π [8]. Une fois ce travail effectué, on doit corriger les sauts de phase de 2π pour obtenir une fonction $\phi(x,y)$ monotone sur l'ensemble de l'image. Cette opération s'appelle la démodulation de phase (*phase unwrapping*) et peut s'effectuer selon différentes procédures, mais elle implique en tous les cas la détection d'un saut de phase de $\pm 2\pi$ entre deux pixels adjacents et l'ajout de 2π avec le signe adéquat. Des difficultés apparaissent lorsque des discontinuités réelles ou des pixels bruités sont présents dans l'interférogramme. La littérature abonde de stratégies diverses afin de contourner ces problèmes. Une revue de cette problématique ainsi que des solutions se trouvent dans [6].

Chapitre III

Les cristaux photoréfractifs en interférométrie holographique

III.1. Introduction du chapitre

L'effet photoréfractif (PR) résulte de la combinaison de plusieurs processus. Le premier est l'absorption lumineuse qui permet la génération de porteurs de charges libres dans les zones éclairées du cristal. Ces charges vont ensuite migrer sous l'effet d'un mécanisme de transport pour être piégées dans les zones non éclairées. Il existe alors un champ de charges d'espace entre les zones éclairées et sombres du cristal. Le second processus est l'effet électro-optique linéaire qui va traduire le champ de charges d'espace en variations locales de l'indice de réfraction. Lorsque la distribution de lumière change, les charges se redistribuent dans le cristal. L'effet PR est donc dynamique et réversible. Nous discuterons des différentes composantes de ce dernier à la section III.2.

L'effet PR permet l'enregistrement de réseaux d'indice tout au long de l'épaisseur cristalline (hologrammes de phase volumiques). Nous allons donc discuter à la section III.3 de la diffraction par de tels réseaux, sur base d'une approche classique qui ne tient compte ni du caractère dynamique des cristaux PR, ni de l'activité optique présente dans certains de ceux-ci.

A la section III.4, nous présenterons tout d'abord les figures de mérite à considérer pour l'holographie avec cristaux PR. Nous passerons ensuite en revue les différentes familles de cristaux en comparant ceux-ci sur base des figures de mérite et montrerons l'intérêt du choix des sillénites.

La section III.5 sera consacrée aux particularités photoréfractives au niveau de la diffraction. Nous y parlerons des deux configurations cristallines couramment employées dans les applications et qui mettent à profit, l'une, la propriété d'anisotropie de diffraction et, l'autre, le transfert cohérent d'énergie. Ces deux propriétés seront discutées en détails et comparées puisqu'elles sont à la base de la plupart des expériences d'interférométrie holographique. En particulier, la caméra holographique que nous avons développée utilise l'anisotropie de diffraction.

Nous terminerons ce chapitre par la présentation, sur base d'une étude bibliographique, des différents travaux effectués dans le domaine de l'interférométrie avec les cristaux PR (section III.6). Tout d'abord, nous passerons en revue les expériences ayant eu lieu avant que débute notre travail. Nous ferons alors une comparaison des différentes possibilités et argumenterons notre choix de l'anisotropie de diffraction. Nous discuterons ensuite des travaux récents, ayant eu lieu parallèlement au nôtre, ce qui nous permettra de situer l'originalité de notre approche et de nos résultats à la fin du travail.

III.2. Présentation de l'effet photoréfractif

III.2.1. Modélisation du champ de charges d'espace

Les éléments que nous donnons ici ont été présentés par de nombreux auteurs. Nous nous sommes directement inspirés des références [16-17].

III.2.1.1. Présentation des équations de base

Différentes théories existent qui permettent de modéliser le comportement d'un matériau PR et en particulier le mécanisme de transport. Le modèle le plus répandu est celui du transport par bande. Nous allons donner les bases de ce modèle qui permet d'explicitier, entre autres, la cinétique de l'effet PR. La représentation que nous allons donner ci-dessous est quelque peu simplifiée. Elle est néanmoins suffisante pour comprendre les processus en jeu et les équations de modélisation qui seront présentées.

Dans un cristal PR, il existe des centres profonds (de densité totale $N \approx 10^{24} \text{ m}^{-3}$) situés entre la bande de conduction et la bande de valence (dans la bande interdite) (figure III-1). Ces centres proviennent soit d'impuretés soit de défauts dans la maille du cristal. Certains sont ionisés positivement (centres accepteurs, de densité $N^+ \ll N$) et d'autres sont neutres (centres donneurs, de densité $N - N^+$). La neutralité globale du cristal devant être assurée, on admet l'existence de centres ionisés (provenant d'autres impuretés, avec une densité $N_A \ll N$) situés près des bandes de valence et de conduction mais qui ne sont pas photoexcitables et ne participent donc pas à l'effet PR. En l'absence d'illumination, on a $N^+ = N_A$. En présence d'illumination, les centres neutres émettent des électrons (de densité n_e) vers la bande de conduction. Ceux-ci vont migrer jusqu'à être piégés par un centre ionisé positivement se trouvant dans une zone non-illuminée du cristal.

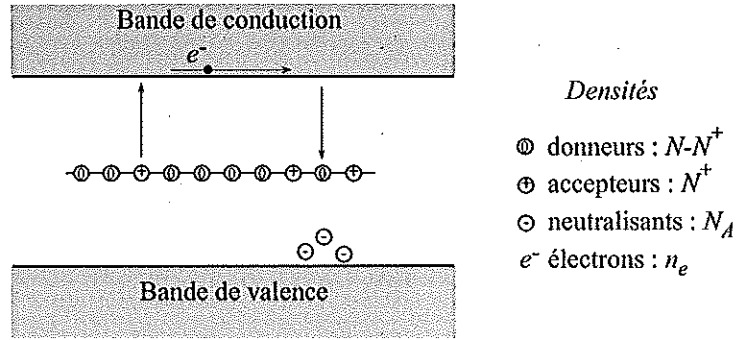


Figure III-1. Diagramme énergétique représentant le modèle de transport par bande en présence d'illumination.

Décrivons maintenant ce qui se passe lorsque le cristal est illuminé par une figure d'intensité incidente (figure III-2). On suppose que celle-ci est le résultat de l'interférence de deux ondes planes, cohérentes entre elles et de même polarisation. On désigne l'une comme étant l'onde de référence et, l'autre, l'onde objet. Leurs vecteurs d'onde respectifs sont k_{ref} et k_{obj} dont les normes sont égales entre elles et valent $2\pi/\lambda$, avec λ la longueur d'onde dans le vide. Les champs électriques associés à ces ondes sont :

$$U_{ref,obj} = A_{ref,obj} e^{-i(\omega t - k_{ref,obj} \cdot r)} \quad (III-1)$$

où $A_{ref,obj}$ est l'amplitude réelle de chaque onde, r le vecteur position de composante (X, Y, Z) dans le repère lié au cristal (défini à la figure III-2) et ω la fréquence angulaire optique. Les faisceaux ont des angles d'incidence θ_1 et θ_2 (à l'intérieur du matériau) qui sont en général différents. Dans ce cas, le réseau de franges à l'intérieur présente un pas Λ (distance entre deux maxima d'intensité) donné par

$$\Lambda = \frac{2\pi}{|K|} = \frac{\lambda}{2 n_o \sin\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)} \quad (III-2)$$

où n_o est l'indice de réfraction et le vecteur de réseau K , défini par $K = k_{ref} - k_{obj}$.

Pour simplifier les écritures, considérons le cas où les deux faisceaux sont incidents avec des angles symétriques par rapport à la normale à la face d'entrée. Le vecteur de réseau est donc parallèle à cette dernière et la figure d'intensité s'écrit

$$I = I_0 [1 + M \cos(K X)] = I_0 [1 + M \operatorname{Re}\{e^{iK X}\}] \quad (III-3)$$

avec K , la norme de K et M la modulation de l'interférence.

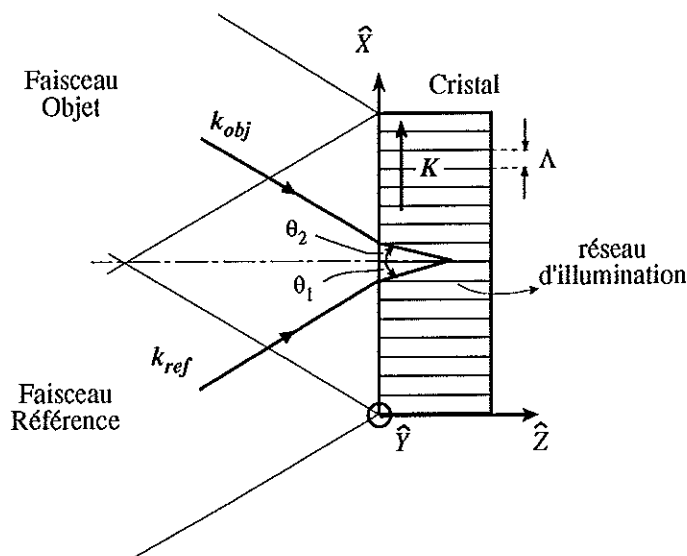


Figure III-2. Illumination d'un cristal photoréfractif par une figure résultant de l'interférence de deux ondes planes (faisceaux référence et objet) (configuration symétrique).

Sous l'effet de cette illumination, le processus PR décrit plus haut se met en place et est régi par les équations suivantes.

- L'équation de génération des donneurs ionisés :

$$\frac{\partial N^+}{\partial t} = sI(N - N^+) - \gamma n_e N^+ \quad (\text{III-4})$$

où s est la section efficace de photoionisation vers la bande de conduction ($\text{m}^2 \cdot \text{J}^{-1}$), I est l'intensité lumineuse incidente ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$), γ est le taux de recombinaison des électrons ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) et les différentes densités sont exprimées en m^{-3} . Cette équation signifie que la densité des centres ionisés augmente par excitation des centres neutres donneurs (1^{er} terme membre de droite) et diminue par la recombinaison des électrons dans les centres déjà ionisés (2^{ème} terme membre de droite). Dans cette présentation, nous négligerons la conductivité dans le noir (thermique) qui reviendrait à remplacer dans (III-4) sI par $sI + \beta$, où β est le taux d'excitation thermique.

- L'équation de transport des charges ou de conduction :

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_D + \mathbf{j}_E = \mu k_B T \text{ grad} n_e + e n_e \mu \mathbf{E} \quad (\text{III-5})$$

où k_B est la constante de Boltzmann, μ la mobilité des porteurs de charges, e la charge de l'électron, T la température absolue. Le champ \mathbf{E} est un champ électrique qui est la superposition d'un champ macroscopique \mathbf{E}_0 (dû à la présence éventuelle d'une tension aux bornes du cristal) et du champ de charges d'espace microscopique photoinduit dans le cristal. La densité de courant \mathbf{j} est la résultante des contributions de la diffusion thermique \mathbf{j}_D et d'entraînement sous champ \mathbf{j}_E . Une troisième composante photovoltaïque peut être considérée mais pas dans le cas des cristaux sillénites qui nous intéressent dans cette étude. Lorsque le champ \mathbf{E}_0 est nul, le transport des charges se fait par diffusion uniquement, on parlera alors de régime diffusif. Dans le cas contraire, on parlera de régime d'entraînement (*drift regime*).

- L'équation de continuité ou de conservation de la charge

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\text{div } \mathbf{j}}{e} + \frac{\partial N^+}{\partial t} \quad (\text{III-6})$$

- Le théorème de Gauss ou équation de Poisson

$$\text{div}(\mathbf{D}) = \text{div}(\epsilon_0 [\epsilon] \mathbf{E}) = -e (n_e + N_A - N^+) \quad (\text{III-7})$$

où \mathbf{D} est le déplacement électrique dans le matériau, ϵ_0 est la constante diélectrique ou permittivité du vide et $[\epsilon]$ la constante diélectrique relative du matériau sous forme tensorielle.

III.2.1.2. Solutions des équations

Les équations (III-4 à 7) peuvent être résolues en y injectant l'expression de l'illumination (III-3) et un développement en série de Fourier en la fréquence spatiale K des quantités N^+ , n_e , \mathbf{j} et \mathbf{E} . Le champ de charges d'espace photoinduit n'est donc pas la réplique de l'illumination puisqu'il contient des termes modulés spatialement à des fréquences multiples de K . En considérant des taux de modulation $M \ll 1$, on peut cependant linéariser les équations (III-4 à 7) et y injecter des solutions qui sont simplement la superposition d'un terme non modulé (solution à l'ordre 0) et d'un autre modulé à fréquence K (solution à l'ordre 1). Dans ces conditions, le réseau photoinduit est une réplique de l'illumination incidente. Par simplicité, nous considérons que les grandeurs vectorielles sont ramenées à leur seule composante scalaire selon X . Pour le champ E qui nous intéresse, on écrit donc

$$E(X,t) = E_0(t) + \text{Re}\{E_1(t) e^{iKX}\} \quad (\text{III-8})$$

Le système d'équations (III-4 à 7) linéarisées peut se résoudre alors dans divers cas de figure, notamment celui du régime d'excitation lumineuse quasi-continue. Celui-ci nous intéresse directement car il correspond aux expériences que nous avons menées. Dans ce cas, l'illumination est généralement suffisamment faible pour que l'effet PR ait une réponse beaucoup plus lente que le temps de recombinaison des charges. De plus, si on néglige la variation temporelle des porteurs de charges libres, ainsi que le réseau dû à ceux-ci devant le réseau des centres ionisés, on aboutit à l'équation différentielle suivante, régissant la composante du champ modulée spatialement :

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{1}{\tau_c} [E_1 - M E_{ce} e^{i\psi}] = 0 \quad (\text{III-9})$$

où τ_c désigne un temps de réponse complexe du type

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau} + i\omega_c \quad (\text{III-10})$$

E_{ce} est l'amplitude normalisée du champ de charge d'espace donnée par

$$E_{ce} = E_q \left(\frac{E_0^2 + E_d^2}{E_0^2 + (E_d + E_q)^2} \right)^{1/2} \quad (\text{III-11})$$

et ψ est un déphasage qui indique que le champ de charge d'espace E_l est décalé par rapport à la figure d'illumination (III-3). Il est donné par

$$\text{tg}(\psi) = \frac{E_0^2 + E_d(E_d + E_q)}{E_0 E_q} \quad (\text{III-12})$$

La définition des quantités apparaissant dans ces expressions sera donnée ultérieurement. Examinons maintenant les solutions de l'équation différentielle (III-9) dans un cycle du type holographique, en commençant par l'écriture avec deux faisceaux, suivie par une lecture avec un seul faisceau.

La solution de (III-9), dans le cas où les ondes référence et objet sont présentes simultanément à partir d'un instant initial $t=0$ et avec pour condition limite $E_l(t \leq 0) = 0$, est donnée par

$$E_l(t) = M E_{ce} e^{i\psi} (1 - e^{-t/\tau - i\omega_c t}) \quad (\text{III-13})$$

La solution pour le champ E est alors (en notation réelle) :

$$E(X,t) = E_0 + M E_{ce} \left\{ \cos(KX + \psi) - e^{-t/\tau} \cos(KX + \psi - \omega_c t) \right\} \quad (\text{III-14})$$

Le premier terme de la parenthèse correspond à un réseau fixe déphasé de ψ par rapport à la figure d'illumination tandis que le second est un réseau déphasé mobile (à fréquence ω_c) qui s'amortit (facteur exponentiel). La valeur à saturation (régime stationnaire) s'écrit

$$E(X) = E_0 + M E_{ce} \cos(KX + \psi) \quad (\text{III-15})$$

Dans le cas de la lecture par un faisceau d'illumination homogène éclairant le réseau photoinduit ayant atteint l'état stationnaire, on résout (III-9) avec les conditions limites : $E_l(t=0) = m E_{ce} e^{i\psi}$ et $E_l(t=\infty) = 0$. On trouve alors la solution

$$E(X,t) = E_0 + M E_{ce} e^{-t/\tau} \cos(KX + \psi - \omega_c t) \quad (\text{III-16})$$

qui montre que le champ de charges d'espace décroît exponentiellement. Les figures III-3 (a) et (b) montrent le comportement du champ de charges d'espace photoinduit durant le cycle écriture/lecture, dans le cas du régime diffusif ($\omega=0$) et dans le cas du régime d'entraînement ($\omega \neq 0$).

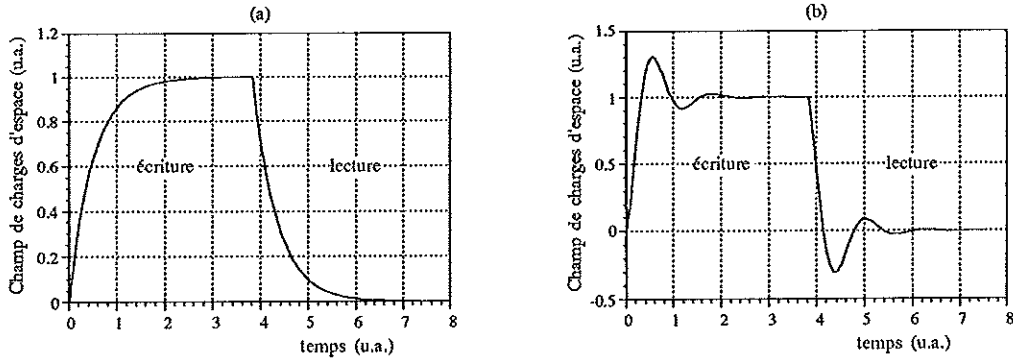


Figure III-3. Variation temporelle du champ de charges d'espace en régimes diffusif (a) et d'entraînement (b).

Définissons maintenant les quantités apparaissant dans les expressions ci-dessus.

La composante réelle τ du temps de réponse (III-10) est donnée par

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{di}} \frac{\left(1 + \frac{\tau_R}{\tau_d}\right) \left(1 + \frac{\tau_{di} \tau_R}{\tau_d \tau_I}\right) + \left(\frac{\tau_R}{\tau_E}\right)^2 \frac{\tau_{di}}{\tau_I}}{\left[\left(1 + \frac{\tau_R}{\tau_d}\right)^2 + \left(\frac{\tau_R}{\tau_E}\right)^2\right]} \quad (\text{III-17})$$

et ω_c , la fréquence d'oscillation du champ, intervenant aussi dans (III-10) est donnée par

$$\omega_c = \frac{1}{\tau_{di}} \frac{\left(1 - \frac{\tau_{di}}{\tau_I}\right) \frac{\tau_R}{\tau_E}}{\left[\left(1 + \frac{\tau_R}{\tau_d}\right)^2 + \left(\frac{\tau_R}{\tau_E}\right)^2\right]} \quad (\text{III-18})$$

Différentes constantes de temps apparaissent dans ces deux expressions.

- La constante de temps de recombinaison des charges :

$$\tau_R = \frac{1}{\gamma N_A} \quad (\text{III-19})$$

- La constante de temps de relaxation diélectrique :

$$\tau_{di} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e \mu n_{e,0}} \quad (\text{III-20})$$

avec $n_{e,0}$ la concentration des électrons libres non modulée spatialement et donnée par

$$n_{e,0} = \tau_R s (N - N_A) I_0 \quad (\text{III-21})$$

- La constante de temps de diffusion :

$$\tau_d = \frac{e}{\mu k_B T K^2} \quad (\text{III-22})$$

- La constante de temps d'entraînement sous champ électrique appliqué E_0 :

$$\tau_E = \frac{1}{\mu K E_0} \quad (\text{III-23})$$

- La constante de temps due à l'illumination :

$$\tau_I = \frac{1}{sI_0 + \gamma n_{e,0}} \quad (\text{III-24})$$

Nous voyons que, lorsque E_0 est nul, ce qui sera notre cas, la fréquence d'amortissement est nulle et les expressions de la cinétique du champ de charge d'espace (III-15 et 17) s'écrivent plus simplement.

Dans l'expression (III-11) de l'amplitude normalisée du champ de charges d'espace et celle du déphasage ψ (III-12) entre ce dernier et le réseau d'illumination, les grandeurs suivantes interviennent :

- Le champ de diffusion :

$$E_d = \frac{K k_B T}{e} \quad (\text{III-25})$$

- Le champ maximal que l'on peut photoinduire dans le cristal :

$$E_q = \frac{eN_A}{\epsilon_0 \epsilon_r K} \frac{N - N_A}{N} = \frac{eN_{eff}}{\epsilon_0 \epsilon_r K} \quad (\text{III-26})$$

Remarques :

1°) La valeur du champ de charges d'espace (III-11) dépend du vecteur d'onde du réseau d'illumination K (au travers de E_q et E_d), de la densité des centres (au travers de E_q) et du champ appliqué E_0 . L'évolution de E_{ce} en fonction du pas du réseau dépend de la valeur du champ appliqué, comme le suggère la figure III-4. En régime diffusif ($E_0=0$), nous voyons qu'il existe un pas de réseau Λ tel que le champ de charge d'espace est maximisé.

2°) Pour un champ E_0 nul, le déphasage entre le réseau d'illumination et le champ de charge d'espace est égal à $\psi = \pm\pi/2$ (le signe dépendant de celui des porteurs de charges), ce qui n'est plus le cas lorsque l'on applique un champ E_0 .

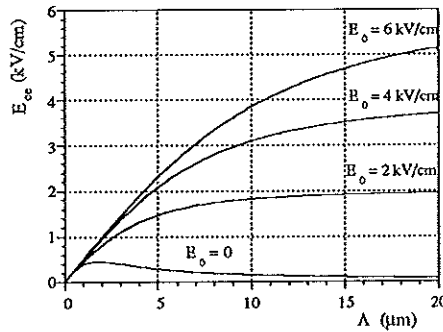


Figure III-4. Evolution de E_{cc} en fonction du pas du réseau dans deux cas : régime diffusif ($E_0=0$) et régime d'entraînement (pour 3 valeurs du champ E_0). Ces courbes sont tracées à partir de (III-11) dans le cas d'un cristal de BSO ($\epsilon_r=56$) en prenant $T=300$ K et en faisant l'approximation $N_{eff}=N_A=10^{21}$ m⁻³.

III.2.2. Variation d'indice photoinduite

Nous venons de voir qu'une figure d'illumination induit un champ de charges d'espace au sein d'un matériau photoréfractif. Par ailleurs, ces derniers possèdent un effet électro-optique linéaire (effet Pockels). Il en résulte que les variations locales du champ électrique vont se traduire par des variations de l'indice de réfraction. Celles-ci sont proportionnelles au champ local E , à l'indice de réfraction n_0 et au coefficient électro-optique r qui dépend du matériau considéré :

$$\Delta n + r n_0^3 E \quad (\text{III-27})$$

Nous verrons en temps utile que ces variations dépendent de l'orientation cristallographique et de la direction du champ électrique.

III.3. Diffraction par un réseau d'indice épais et statique

III.3.1. Introduction

Dans la section précédente, nous avons vu qu'un cristal photoréfractif permet d'enregistrer de manière dynamique des réseaux d'indice de réfraction (hologrammes de phase) lorsqu'un réseau d'illumination lui est incident. Vu l'épaisseur des cristaux et les pas généralement utilisés, les réseaux répondent sans problème au critère de réseau épais [18]. Nous allons maintenant passer en revue quelques éléments importants de la théorie de la diffraction par un hologramme de phase épais qui permet de donner certaines propriétés intéressantes qui seront vérifiées avec les cristaux (condition de Bragg, efficacité de diffraction et sélectivités). Nous nous baserons ici sur la théorie des ondes couplées de Kogelnik qui est limitée au cas d'un réseau statique. Il faut cependant rappeler que l'effet PR est dynamique et que certains cristaux

présentent de l'activité optique, propriétés dont ne tient pas compte la théorie de Kogelnik. Nous analyserons de manière détaillée dans une section ultérieure ce qu'entraînent ces deux particularités au niveau de la diffraction.

III.3.2. Condition de Bragg [16]

On considère une onde plane d'amplitude complexe U_i et de vecteur d'onde k_i incidente à un réseau de vecteur de réseau K , et dont les franges sont perpendiculaires à la face d'entrée du cristal (figure III-5). L'expression de U_i est similaire à (III-1).

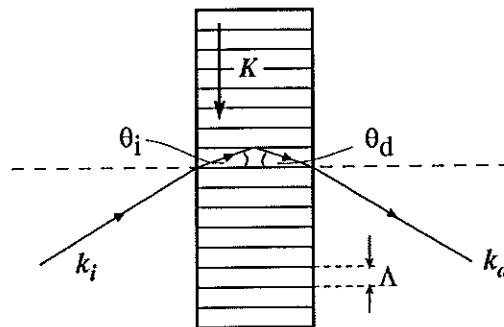


Figure III-5. Diffraction par un réseau épais dont les franges sont perpendiculaires à la face d'entrée.

L'onde incidente fait un angle θ_i avec la normale à la face d'entrée. Les angles sont mesurés à l'intérieur du cristal. Une onde plane d'amplitude complexe U_d de vecteur k_d est diffractée par le réseau dans une direction θ_d . Chaque plan d'indice constant va diffracter l'onde incidente. Il est aisé de montrer qu'il y a interférence constructive des composantes diffractées par tous les plans d'indice constant dans le volume du réseau pour deux directions particulières :

- pour $\theta_d = \theta_i$ (onde diffractée à l'ordre 0 = onde de lecture transmise)
- pour $\theta_d = -\theta_i$ (onde diffractée à l'ordre +1)

On montre que le vecteur d'onde diffracté k_d répond à la loi de conservation suivante, appelée condition de Bragg :

$$k_i - k_d = K \quad (\text{III-28})$$

L'angle θ_i est appelé l'angle de Bragg et est noté θ_B . La condition de Bragg peut se mettre sous la forme :

$$\sin(\theta_B) = |\sin(\theta_d)| = |\sin(\theta_i)| = \frac{\lambda}{2 n_0 \Lambda} \quad (\text{III-29})$$

avec n_0 l'indice de réfraction. Cette loi signifie que le maximum d'efficacité de diffraction est obtenu lorsque le faisceau de lecture est incident à un angle donné qui dépend du pas du réseau et de la longueur d'onde.

III.3.3. Approche des ondes couplées

III.3.3.1. Présentation des équations couplées

La théorie des ondes couplées développée par Kogelnik [19] permet de déterminer l'expression de l'efficacité de diffraction et des sélectivités angulaire et en longueur d'onde lors de la diffraction par un hologramme volumique. Dans son article, Kogelnik traite divers cas. On se limitera à présenter les résultats concernant les réseaux holographiques provenant d'une variation d'indice uniforme dans le cas simplifié où les franges sont perpendiculaires à la face d'entrée du cristal (comme le montre la figure III-5).

Dans le processus de diffraction, on sait qu'il y a un seul ordre diffracté répondant à la condition de Bragg. Dans le réseau, on considère qu'il y deux ondes en présence : l'onde de lecture incidente d'amplitude complexe U_i et l'onde diffractée d'amplitude U_d .

La base de la modélisation est l'introduction de la superposition des deux champs lumineux dans l'équation de propagation des ondes perturbée par la présence du réseau d'indice. En faisant une série d'approximations qui s'avèrent légitimes en pratique, on obtient un système de deux équations qui couplent les amplitudes réelles des ondes $A_i(Z)$ et $A_d(Z)$ à l'intérieur du volume holographique, où la face d'entrée du cristal est en $Z=0$ et la face de sortie en $Z=d$.

$$\begin{aligned} \cos(\theta) \frac{\partial A_i(Z)}{\partial Z} + \frac{\alpha}{2} A_i(Z) &= -i \kappa A_d(Z) \\ \cos(\theta) \frac{\partial A_d(Z)}{\partial Z} + \frac{\alpha}{2} A_d(Z) + i \vartheta A_d(Z) &= -i \kappa A_i(Z) \end{aligned} \quad (\text{III-30})$$

où α est le coefficient d'absorption du cristal, κ est la constante de couplage qui, dans le cas où le réseau résulte d'une variation d'indice Δn uniquement, est définie par

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \quad (\text{III-31})$$

et ϑ est le déphasage dû à une variation $\Delta\theta = \theta - \theta_B$ par rapport à l'angle de Bragg θ_B et une variation de longueur d'onde $\Delta\lambda$ lors de la lecture. Au premier ordre, selon les deux variations, ce déphasage est donné par

$$\vartheta = \Delta\theta K \cos(\theta_B) - \Delta\lambda \frac{K^2}{4\pi n_0} \quad (\text{III-32})$$

Cette expression signifie que pour qu'il y ait toujours accord de Bragg ($\vartheta=0$), toute variation de longueur d'onde doit être compensée par une variation de l'angle d'incidence et réciproquement.

Remarques

1°) Dans le cas $\vartheta=0$, les équations couplées sont symétriques pour les ondes U_i et U_d . Les membres de droite correspondent aux composantes diffractées par le réseau. L'onde U_d naît de la lecture du réseau par U_i mais U_d va aussi donner lieu à de la diffraction qui redonnera l'onde U_i .

2°) Les ondes diffractées sont en avance de phase de $\pi/2$ par rapport aux ondes transmises à cause du facteur $-i$ dans les membres de droite.

La résolution de ces équations couplées consiste à introduire les conditions aux frontières suivantes. En $Z=0$, on n'a que l'onde référence dont l'amplitude est maximale et unitaire, soit $A_i(0)=1$. L'onde diffractée n'existe pas encore, soit $A_d(0)=0$. L'onde de référence se propage vers les Z croissants et elle disparaît puisqu'il y a couplage au profit de l'onde diffractée. On peut calculer ce que vaut l'amplitude $A_d(Z=d)$ de cette dernière à la sortie du cristal.

III.3.3.2. Efficacité de diffraction

L'efficacité de diffraction est définie comme le rapport entre l'intensité diffractée à la sortie du cristal et l'intensité de lecture à l'entrée, soit

$$\eta_0 = \frac{I_d(d)}{I_i(0)} = \frac{A_d(d) A_d^*(d)}{A_i(0) A_i^*(0)} = e^{-\alpha d \cos(\theta)} \left[v \operatorname{sinc}(\sqrt{v^2 + \xi^2}) \right]^2 \quad (\text{III-33})$$

où sinc est la fonction sinus cardinale et les paramètres v et ξ sont définis par

$$v = \frac{\kappa d}{\cos(\theta)} \quad (\text{III-34})$$

$$\xi = \frac{\vartheta d}{2 \cos(\theta)} \quad (\text{III-35})$$

L'indice α a été ajouté car il s'agit de l'efficacité non perturbée par l'activité optique du cristal dont il n'est pas tenu compte dans l'analyse de Kogelnik. Nous donnerons à la section III.5.3. une formule analytique de l'efficacité tenant compte de ce problème. Dans le cas où le faisceau de lecture est en accord avec la condition de Bragg, alors $\xi=0$ et l'efficacité s'écrit

$$\eta_0 = e^{-\alpha d \cos(\theta)} \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda \cos(\theta)} \right) \quad (\text{III-36})$$

III.3.3.3. Sélectivités angulaire et en longueur d'onde

Si on connaît la valeur du paramètre ν , on peut trouver celle de ξ (et donc de $\Delta\theta$ et/ou $\Delta\lambda$) telle que l'efficacité vaut une fraction donnée de l'efficacité maximale obtenue à l'accord de Bragg (III-36). Ces variations "tolérables" de l'angle ou de la longueur d'onde sont appelées les sélectivités. En pratique, on n'a pas facilement accès à Δn , et donc à ν . Kogelnik [19] donne alors une règle pour trouver les sélectivités du réseau : il trace les efficacités de diffraction η_0 pour différentes valeurs de ν et remarque que $\eta_0 \approx 50\%$ pour $\xi \approx \pi/2$ dans les différents cas. On obtient ainsi la sélectivité angulaire en posant $\Delta\lambda=0$:

$$\Delta\theta_{1/2} = \frac{\Lambda}{2d} \quad (\text{III-37})$$

et la sélectivité en longueur d'onde pour $\Delta\theta=0$:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\Lambda^2 n_0 \cos(\theta)}{d} \quad (\text{III-38})$$

III.4. Figures de mérite - Cristaux existants

III.4.1. Introduction

Dans cette section, nous allons d'abord passer en revue les différentes propriétés intéressantes pour l'IH. Certaines d'entre elles ont déjà été discutées ou abordées dans les sections III.2 et III.3. Il s'agit de l'efficacité de diffraction et du temps de réponse dont nous allons discuter de certaines particularités utiles. Nous allons aussi introduire d'autres propriétés qui doivent être prises en considération lorsque l'on développe un interféromètre holographique. Ensuite, nous comparerons certaines familles de cristaux entre eux. Nous verrons que le choix des sillénites est intéressant à beaucoup de points de vue.

III.4.2. Figures de mérite pour l'holographie

III.4.2.1. Efficacité de diffraction

Nous n'allons pas revenir sur la définition de l'efficacité donnée à la section III.3. Nous allons néanmoins indiquer certaines de ses propriétés qui nous seront utiles ultérieurement.

1°) L'efficacité de diffraction en fonction du rapport des faisceaux

Dans le cas des cristaux PR, l'efficacité de diffraction est généralement faible. Dès lors, on approxime le sinus de (III-36) par son argument. Ce dernier est proportionnel à la variation d'indice, elle-même proportionnelle au champ de charges d'espace (cfr. III-27), ce dernier étant donné par le terme modulé de (III-15) en régime stationnaire.

De tout cela, il résulte que l'efficacité de diffraction est proportionnelle au carré de la modulation M du réseau inscrit. En désignant par I_{obj} et I_{ref} les intensités des faisceaux objet et référence incidents au cristal, et en définissant R comme le rapport I_{ref}/I_{obj} , il vient que

$$\eta + M^2 \div \frac{I_{obj} I_{ref}}{(I_{obj} + I_{ref})^2} = \frac{R}{(1 + R)^2} \quad (\text{III-39})$$

L'efficacité est naturellement maximisée pour $R=1$. Développant (III-39) en série de Taylor en R , on obtient l'équation (III-40) qui montre que la dépendance de l'efficacité de diffraction selon R se simplifie dans le cas limite où R est grand, condition dans laquelle nous travaillerons généralement. D'ailleurs, les rapports de faisceaux élevés sont utilisés dans la plupart des expériences d'interférométrie holographique que nous passerons en revue à la section III.6.

$$\begin{aligned} \eta + \frac{1}{R} - \frac{2}{R^2} + \frac{3}{R^3} - \dots \\ \div \frac{1}{R} = \frac{I_{obj}}{I_{ref}} \quad (\text{pour } R \gg 1) \end{aligned} \quad (\text{III-40})$$

L'intensité diffractée I_{diff} (égale au produit de l'intensité référence et de l'efficacité) est alors donnée par

$$\begin{aligned} I_{diff} \div \left(1 - \frac{2}{R} + \frac{3}{R^2} - \dots\right) I_{obj} \\ \div I_{obj} \quad (\text{pour } R \gg 1) \end{aligned} \quad (\text{III-41})$$

2°) L'efficacité de diffraction en fonction du pas du réseau inscrit

Le champ de charges d'espace est proportionnel à E_{ce} donné par (III-11). Dès lors, l'efficacité de diffraction est tributaire des paramètres intervenant dans cette quantité, notamment le pas du réseau inscrit Λ . D'après ce que nous montre la figure III-4, on peut déduire que l'efficacité est plus faible en régime diffusif qu'en régime d'entraînement. De plus, en régime diffusif, l'efficacité est maximisée pour des valeurs de Λ plus petites (angles entre faisceaux plus grands) que dans le cas du régime d'entraînement. Dans ce cas, d'après l'expression (III-11) mise au carré et avec $E_0=0$, l'efficacité en fonction de Λ est du type

$$\eta(\Lambda) = \frac{a \Lambda^2}{(b + c \Lambda^2)^2} \quad (\text{III-42})$$

où a , b et c sont des quantités dépendant des différents paramètres apparaissant dans les définitions de E_d (III-25) et E_q (III-26).

3°) L'efficacité de diffraction en fonction du champ appliqué

Un autre paramètre important est le champ externe E_0 qui, au travers de E_{ce} , influence aussi l'efficacité de diffraction. Plus E_0 est élevé, plus l'efficacité est grande, pour un pas de réseau Λ donné, comme le montre la figure III-4.

III.4.2.2. Temps de réponse

A partir du moment où une figure d'illumination est incidente au cristal, le champ de charges d'espace met un certain temps pour atteindre son régime de saturation. La variation temporelle de ce champ est montrée à la figure III-3 dans le cas d'un cycle holographique d'écriture/lecture. Dans le cas d'un matériau dynamique, il est commode de mesurer ce temps de réponse sur base de l'intensité diffractée par le réseau lorsque celui-ci est en train de s'inscrire. L'intensité diffractée I_{diff} étant proportionnelle au carré du champ de charges d'espace, à l'enregistrement, elle variera selon la loi suivante (en régime diffusif) :

$$I_{diff}^+ = I_{diff}^{(sat)} [1 - e^{-t/\tau}]^2 \quad (\text{III-43})$$

où $I_{diff}^{(sat)}$ est la valeur de l'intensité à saturation. Lorsque l'on efface l'hologramme saturé en le lisant avec une onde plane, la variation temporelle de l'intensité diffractée est donnée, toujours en régime diffusif, par

$$I_{diff}^- = I_{diff}^{(sat)} e^{-2t/\tau} \quad (\text{III-44})$$

La constante de temps τ est tributaire de nombreux paramètres comme le montre l'expression (III-17). Il est aisé de montrer que, dans le cas des illuminations faibles (ce qui est le cas en pratique), le temps de réponse est inversement proportionnel à l'intensité moyenne de la figure d'illumination incidente. D'autre part, l'utilisation d'un champ électrique permet de contrôler le temps de réponse. Par exemple, dans les sillénites, lorsque E_0 augmente, le temps de réponse augmente pour une intensité incidente donnée (cfr., p. ex. la figure 7 de la référence [17]). Enfin, le pas du réseau modifie aussi le temps de réponse. Notamment, en régime diffusif, il vient que

$$\tau(\Lambda) = \frac{\Lambda^2 + a'}{b' \Lambda^2 + c'} \quad (\text{III-45})$$

où a' , b' et c' sont des quantités dépendant des différents paramètres apparaissant dans les définitions des constantes de temps (III-19,20,22-24). Ceux-ci sont tels que τ diminue lorsque le pas Λ augmente, ce que confirmeront certaines expériences présentées au chapitre IV.

III.4.2.3. Sensibilité énergétique

La notion de sensibilité regroupe les deux figures de mérite précédentes. Il existe diverses définitions de la sensibilité (voir par exemple [20]). Une des plus utilisées est la suivante.

La sensibilité photoréfractive S est l'augmentation de la variation d'indice de réfraction Δn par unité de densité d'énergie incidente W au cristal au moment initial de la formation de l'hologramme ($t=0$).

$$S = \left[\frac{d\Delta n(t)}{dW} \right]_{t=0} = \frac{\Delta n_{sat}}{\tau I_0} \quad (\text{III-46})$$

où l'on a introduit le fait que la densité d'énergie incidente W est égale au produit du temps t et de l'intensité incidente moyenne I_0 . La variation de Δn est du même type que celle du champ de charge d'espace. Notamment, en régime diffusif, on écrit

$$\Delta n(t) = \Delta n_{sat} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (\text{III-47})$$

On peut aussi considérer la sensibilité tout au long de l'enregistrement et non pas à l'instant initial, auquel cas on a [21]

$$S(t) = \frac{\Delta n(t)}{t I_0} \quad (\text{III-48})$$

Selon cette définition, on voit que la sensibilité est maximale au premier instant et diminue progressivement lorsque l'on atteint la saturation.

On a coutume d'utiliser la quantité τI_0 que l'on appelle la densité d'énergie d'enregistrement ou, plus simplement, "énergie d'enregistrement". C'est la densité d'énergie incidente pour laquelle le réseau d'indice atteint $(1-1/e)$ de sa valeur à saturation. La saturation est atteinte plus ou moins rapidement en fonction de l'intensité incidente.

L'utilisation d'un champ électrique permet d'augmenter de manière importante Δn_{sat} mais, du fait que τ augmente aussi, la sensibilité diminue lorsque le champ augmente. Néanmoins, comme le montre la figure III-4, le champ de charges d'espace, et donc Δn_{sat} , est maximisé pour des pas de réseau Λ élevés. On se place alors dans de telles conditions, ce qui diminue le temps de réponse (cfr. expression (III-45)). La sensibilité est alors meilleure aux grands pas avec champ externe qu'aux petits pas en régime diffusif.

III.4.2.4. Sensibilité spectrale

Comme nous l'avons vu dans la section III.2.1., l'effet PR résulte de l'absorption lumineuse par le cristal. Celle-ci est efficace à certaines longueurs d'onde dépendant de la profondeur des centres donneurs dans le diagramme d'énergie (figure III-1). Cet effet est non résonnant et les matériaux PR sont sensibles sur une certaine plage spectrale. Cette dernière est située dans le visible pour les matériaux isolants, dont les sillénites font partie, et dans le proche IR pour les matériaux semi-conducteurs (bande d'énergie interdite plus étroite, énergie d'ionisation plus faible et donc longueurs d'ondes supérieures). La sensibilité spectrale est un facteur important car elle conditionne le choix de la source lumineuse.

III.4.2.5. Résolution

La phase de l'onde objet peut contenir des fréquences spatiales élevées (dans le cas d'un relief d'objet compliqué) et la reconstruction de cette onde doit restituer le plus fidèlement ces fréquences. Le problème est connu depuis les débuts de l'holographie et la configuration hors-axe de Leith-Upatnieks consiste à utiliser une onde référence plane incidente à un certain angle par rapport à la direction principale de l'onde objet. Il existe un angle de référence minimal qui, compte tenu du spectre fréquentiel de l'onde objet, permet de ne pas avoir de recouvrement spectral entre les différents ordres diffractés [22]. Cela signifie que le support holographique doit pouvoir enregistrer un réseau à fréquence spatiale élevée et donc avoir une résolution suffisante. Il faut aussi que la plus large plage de fréquences spatiales soit restituée le plus fidèlement possible et donc il faut connaître la fonction de transfert de modulation du support holographique [18].

La résolution des cristaux PR dépend de la distance entre les centres (donneurs-accepteurs) entre lesquels va se créer le champ de charges d'espace. Celle-ci est d'environ 100 nm [20] et permet ainsi d'enregistrer théoriquement des réseaux de 10000 traits, ou lignes paires, par millimètre (lp/mm), ce qui constitue une des meilleures résolutions que l'on puisse atteindre avec un matériau holographique.

Néanmoins, le champ de charges d'espace tend vers 0 dans de telles conditions et l'on doit utiliser des pas de réseau supérieurs afin de maximiser l'efficacité de diffraction. Comme le montre la figure III-4, les pas de réseau utiles sont de l'ordre du micron en régime diffusif et supérieurs au micron en régime d'entraînement.

III.4.2.6. Temps de stockage de l'hologramme

Les cristaux PR sont, par nature, des matériaux dynamiques. Cela les avantage au niveau de leur recyclabilité mais cela les handicape lorsque l'on veut conserver l'hologramme un certain temps, suivant l'application désirée. En interférométrie holographique par exemple, si on désire observer des phénomènes en évolution lente, il faut que l'hologramme ne s'efface pas trop vite. Le temps de réponse discuté à maintes reprises précédemment dépend notamment de l'intensité incidente illuminant le cristal, nous ne reviendrons pas là-dessus. Par contre, par souci de simplicité, nous n'avons pas discuté de la conductivité du cristal dans le noir (d'origine thermique) qui est non nulle et typiquement 10^8 fois plus faible que la conductivité sous illumination [16]. Si l'on désire figer un hologramme dans un cristal, on doit le laisser dans l'obscurité. Le temps de réponse tel que défini par (III-17) tend vers l'infini pour $I_0=0$ sauf si l'on tient compte de la conductivité thermique. Ce temps de relaxation thermique est donc la limite temporelle de stockage d'un hologramme dans un cristal donné.

III.4.3. Cristaux photoréfractifs existants

Il existe quelques grandes familles de cristaux PR. Nous allons présenter ci-dessous les deux plus importantes utilisées dans les applications dans le domaine visible, en particulier dans la partie bleu-vert du spectre. Il s'agit des ferroélectriques et des sillénites. Il existe une autre famille très intéressante qui est celle des semi-conducteurs (cristaux de InP, GaAs, CdTe et leurs dérivés) qui trouvent leur place dans des applications en proche infrarouge. Nous nous limiterons à présenter les deux premières familles puisque nous nous sommes intéressés au domaine visible.

III.4.3.1. Famille des ferroélectriques

Cette famille regroupe différentes espèces dont les principales sont présentées ci-dessous. Il en existe bien sûr d'autres mais on trouve généralement moins de données à leur sujet.

1°) Le LiNbO_3

L'effet PR dans ce cristal est dû à la présence d'ions métalliques provenant de dopants, en particulier le fer ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$) mais aussi le cuivre ou le manganèse. Dans le $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, la photoconductivité dépend du rapport des concentrations $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$. Le régime diffusif est prédominant dans les cristaux non dopés, tandis que dans les cristaux dopés, c'est le régime photovoltaïque (non présenté en III.2) qui domine (pour une explication de l'effet photovoltaïque dans les cristaux PR, voir par exemple [20]). Dans les deux cas, la sensibilité spectrale est située dans la partie bleu-vert du spectre visible et les efficacités de diffraction peuvent atteindre jusque 100% [23]. La sensibilité est généralement faible, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-8}$ à $5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2\text{J}^{-1}$ [20]. Les variations d'indice Δn_{sat} sont de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-5} . Les temps de stockage très longs peuvent aller jusqu'à une année [20].

2°) Le KNbO_3

La gamme de sensibilité spectrale du KNbO_3 est située dans la partie bleu-vert du spectre [24]. Généralement, on considère des cristaux dopés au fer. La sensibilité est meilleure que le LiNbO_3 : de l'ordre de $10^{-6} \text{ m}^2\text{J}^{-1}$, mais les variations d'indice sont plus faibles : de l'ordre de quelques 10^{-5} . Les efficacités de diffraction peuvent atteindre 5 % (varie selon la concentration en fer) [20]. Les temps de stockage sont plus courts que le LiNbO_3 : jusque 1 jour [20].

3°) Le BaTiO_3

La gamme de sensibilité spectrale du BaTiO_3 s'étend du bleu au proche IR. Ce cristal fonctionne généralement en régime photovoltaïque mais les deux autres mécanismes sont présents. Il est parmi les plus efficaces, les variations d'indice sont élevées : de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} [20,21]. Par contre, la sensibilité est faible : de l'ordre de $10^{-8} \text{ m}^2\text{J}^{-1}$ dans le vert [21]. Les temps de stockage peuvent aller jusque 15 h [20].

Dans le cas des deux derniers cristaux, des transitions de structure cristalline surviennent lorsque la température décroît et ces températures sont proches des températures de la pièce. Ces cristaux demandent beaucoup de précautions pour leur transport, leur stockage et lors des manipulations. De plus, le cristal est difficile à faire croître dans de grandes dimensions qui restent généralement de l'ordre du cm^3 .

III.4.3.2. Famille des sillénites

Cette famille regroupe 3 composés principaux assez semblables du point de vue des propriétés. Il s'agit du $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) et $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO). Leur gamme de sensibilité spectrale s'étend dans la partie bleu-vert du spectre. Néanmoins, en les dopant, on peut les rendre plus sensibles dans le rouge (par exemple, le BGO dopé au cuivre : BGO:Cu). Le BTO est naturellement plus sensible dans le rouge que les deux autres à cause de son absorption supérieure à ces longueurs d'onde [25].

Les variations d'indice photoinduites sont inférieures à celles rencontrées pour les ferroélectriques : en régime diffusif et à 514 nm, elles sont de l'ordre de 10^{-6} pour le BSO et le BGO [21,26] et de $5 \cdot 10^{-6}$ pour le BTO [26]. Nous avons vu à diverses reprises dans ce chapitre que l'application d'un champ électrique permet d'augmenter ces variations d'indice lorsqu'on associe ce champ à un pas de réseau supérieur. On peut gagner ainsi un facteur 10 sur Δn_{sat} dans le cas du BGO [21].

Les efficacités de diffraction en régime diffusif sont généralement faibles : de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ pour le BSO à 514 nm [27]. Ces valeurs peuvent augmenter jusque 25 % lorsque l'on applique un champ externe [28].

Les sillénites sont parmi les cristaux les plus sensibles dans le spectre bleu-vert : en régime diffusif de l'ordre de $10^{-7} \text{ m}^2\text{J}^{-1}$ (à 514 nm) et avec un champ externe, de l'ordre de $10^{-6} \text{ m}^2\text{J}^{-1}$ [21]. Les temps de stockage rapportés sont de l'ordre de 10^3 à 10^4 sec pour les BSO et BGO [23].

Les BSO, BGO ainsi que leur variantes dopées peuvent être produits dans des dimensions qui les rendent intéressants pour les applications visées ici. En effet, actuellement, on peut obtenir (au prix d'efforts importants de la part du constructeur) des cristaux de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ de face optique avec des épaisseurs allant jusque 20 mm. Bien sûr, un problème reste la qualité optique de tels cristaux. Les BTO restent confinés à des dimensions inférieures à cause du procédé de croissance plus contraignant que pour les deux autres. Ils atteignent généralement des dimensions typiques de l'ordre de $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$.

III.4.3.3. Choix du cristal pour l'interférométrie holographique

On peut généralement considérer que les cristaux sont, soit très efficaces et peu sensibles (c'est le cas des ferroélectriques, exception faite du KNbO_3), soit très sensibles et peu efficaces (sillénites et KNbO_3). On a donc un choix à faire en fonction de l'application visée.

Entrent aussi en ligne de compte d'autres paramètres qui sont dictés par des considérations plus pratiques, notamment la taille des cristaux et les contraintes liées à l'utilisation d'un champ électrique. De plus, des particularités apparaissent pour certains cristaux qui peuvent rendre leur utilisation attrayante (par exemple, l'anisotropie de diffraction).

Il n'est donc pas évident a priori de choisir un cristal PR pour l'IH. D'emblée, nous nous sommes orientés vers les sillénites qui ont toujours suscité plus d'intérêt à cause de leur sensibilité élevée. Cela permet d'envisager des temps de réponse plus courts et donc de s'affranchir plus facilement des perturbations environnementales lors de l'étape d'écriture. Au niveau des sillénites, nous pouvons aussi faire des choix. Il s'avère que le BTO est un très bon candidat lorsque l'on considère ses figures de mérite holographique comparativement aux BSO et BGO mais sa taille peut s'avérer trop petite pour certains montages. Notre choix s'est donc porté sur les BSO et BGO puisqu'il est généralement plus aisé d'obtenir des cristaux de bonne qualité avec des dimensions suffisantes qui permettent de relâcher des contraintes liées à l'imagerie.

III.5. Particularités photoréfractives

III.5.1. Introduction

Nous allons discuter maintenant de phénomènes particuliers concernant la diffraction dans un cristal photoréfractif, en particulier ceux du type sillénite. Nous présenterons d'abord deux configurations utiles dans la pratique et qui sont liées à l'orientation du cristal par rapport au réseau d'illumination incident. Nous discuterons ensuite de deux propriétés importantes dans les applications que sont l'anisotropie de diffraction et le transfert cohérent d'énergie. Nous verrons que ces particularités sont relatives à l'une ou l'autre des deux configurations cristallines. L'anisotropie de diffraction et le transfert d'énergie sont intéressants à comparer puisque les expériences d'interférométrie holographique font généralement appel à l'un ou l'autre de ces mécanismes, comme nous le verrons dans la section III.6. Nous compléterons notre analyse des particularités photoréfractives par une brève discussion des techniques d'intensification du champ de charges d'espace et du mélange à 4 ondes qui peuvent être utilisés en interférométrie.

III.5.2. Configurations cristallines

Dans les applications, on considère généralement deux configurations électro-optiques particulières. Nous allons les présenter mais il est nécessaire de préciser la nomenclature utilisée pour désigner les orientations cristallines.

III.5.2.1. Nomenclature

Les axes (x_1, x_2, x_3) sont inhérents au cristal : on associe à chacun une direction représentée, respectivement, par $\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$ et $\langle 001 \rangle$ (figure III-6). L'orientation d'une face

crystalline peut s'exprimer en fonction de sa direction perpendiculaire : par exemple, la face (100) est perpendiculaire à la direction $\langle 100 \rangle$. La direction opposée à $\langle 100 \rangle$ est désignée $\langle \bar{1}00 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ est la bissectrice de $\langle 100 \rangle$ et $\langle 010 \rangle$.

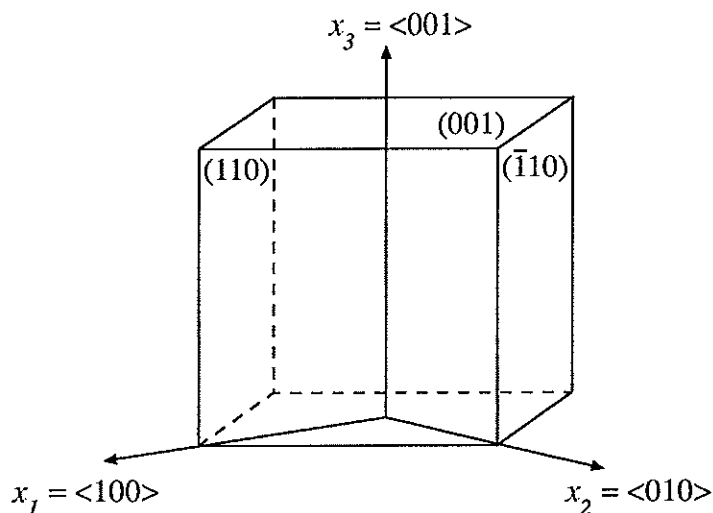


Figure III-6. Orientation des axes et des faces d'un cristal.

III.5.2.2. Configurations

La face d'entrée du cristal est $(\bar{1}10)$. Considérons le cas où un réseau est inscrit dans le cristal par des faisceaux d'incidence symétrique par rapport à la normale à la face d'entrée (situation montrée à la figure III-2). Un champ de charges d'espace est créé entraînant un réseau d'indice de vecteur K parallèle à la face d'entrée. On considère aussi un champ macroscopique E_0 de même direction que le vecteur K . On se réfère toujours à deux configurations particulières (figures III-7).

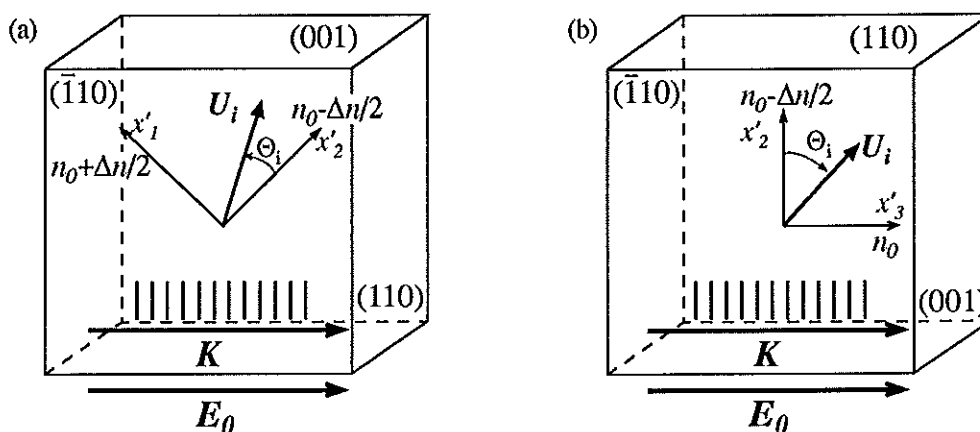


Figure III-7. Configurations cristallines. (a) configuration de rendement η_{\max} , (b) configuration de couplage Γ_{\max} . Une onde de lecture incidente polarisée linéairement a sa polarisation tournée de Θ_i par rapport à l'axe rapide x'_2 .

La première, dite configuration de *rendement* et que nous désignerons par η_{\max} , est celle pour laquelle $K \parallel \langle 110 \rangle$ (figure III-7 (a)). La seconde, dite configuration de *couplage* et que nous désignerons par Γ_{\max} , est celle pour laquelle $K \parallel \langle 001 \rangle$ (figure III-7 (b)).

Le champ total présent dans le cristal va modifier l'ellipsoïde des indices et on cherche une base d'axes principaux de biréfringence (x'_1, x'_2, x'_3) telle que l'ellipsoïde perturbé s'écrive sous forme canonique. Dans le cas où $K // \langle 110 \rangle$, il est donné par

$$x'^2_1 \left(\frac{1}{n_0^2} - r_{41} E \right) + x'^2_2 \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{41} E \right) + \frac{x'^2_3}{n_0^2} = 1 \quad (\text{III-49})$$

Les indices de réfraction selon chacun de ces nouveaux axes principaux (appelés aussi lignes neutres) sont, au premier ordre :

$$\begin{aligned} n_{x'_1} &= n_0 + \frac{\Delta n}{2} \\ n_{x'_2} &= n_0 - \frac{\Delta n}{2} \\ n_{x'_3} &= n_0 \end{aligned} \quad (\text{III-50})$$

avec

$$\Delta n = r_{41} n_0^3 E \quad (\text{III-51})$$

où r_{41} est le coefficient électro-optique des cristaux de sillénites (ces derniers présentant une symétrie cubique de la classe 23, le tenseur électro-optique ne contient que 3 éléments non nuls et égaux $r_{63}=r_{52}=r_{41}$ [29]). Pour obtenir l'orientation du nouveau système d'axes, on doit procéder à une rotation de l'ancien, de sorte que x'_1 et x'_2 sont orientés à 45° des plans de coupe du cristal (figure III-7 (a)), tandis que x'_3 est orienté dans la direction perpendiculaire à la face d'entrée.

Dans le cas où $K // \langle 001 \rangle$, par une démarche similaire à l'autre configuration, on trouve de nouveaux indices qui s'écrivent de la même manière que (III-50) mais la rotation du système d'axes est différente. L'indice varie selon une seule ligne neutre transverse (perpendiculaire à K) et selon la direction perpendiculaire à la face d'entrée (correspondant à la direction de propagation de la lumière) (figure III-7 (b)).

Cette différence est d'une importance capitale car elle engendre des comportements très particuliers quant à la diffraction par un réseau inscrit dans l'une ou l'autre des configurations. La configuration η_{\max} va donner lieu au phénomène d'anisotrope de diffraction (parfois désigné comme transfert de polarisation), tandis que Γ_{\max} va être favorable au transfert d'énergie d'un faisceau vers l'autre par couplage d'ondes. C'est ce que nous allons expliquer dans les deux sections suivantes.

III.5.3. Anisotropie de diffraction (transfert de polarisation)

III.5.3.1. Approche intuitive

On considère une onde de lecture d'amplitude complexe U_i , polarisée linéairement selon un angle de polarisation Θ_i par rapport à l'axe x'_2 (figure III-7 (a)). Cette onde est incidente au réseau inscrit et sa présence entraîne les variations d'indices décrites par (III-50). On peut décomposer la polarisation incidente en deux composantes, l'une selon x'_1 et l'autre selon x'_2 . La première va être diffractée par un réseau d'indice $+\Delta n/2$ tandis que la seconde le sera par un réseau d'indice $-\Delta n/2$. La deuxième va donc accuser un retard de phase de π par rapport à l'autre à cause du signe négatif. A la sortie du cristal, les deux composantes diffractées se recombient et la résultante est orientée symétriquement à la polarisation d'entrée par rapport aux lignes neutres. Le cristal s'est donc comporté comme une lame demi-onde qu'aurait traversé le faisceau diffracté. Un cas particulier intéressant est celui où l'angle d'entrée $\Theta_i=45^\circ$. On trouve alors que la polarisation de sortie est orthogonale à celle d'entrée.

Cette explication est donnée dans le cas des matériaux ne présentant pas d'activité optique (p.ex. LiNbO_3). Dans les sillénites, l'activité optique est très importante et vient compliquer les choses. Nous allons voir maintenant comment décrire la diffraction dans le cas des cristaux optiquement actifs.

La théorie des ondes couplées de Kogelnik ne tenant pas compte de l'activité optique, divers groupes ont essayé de résoudre ce problème suivant des approches diverses. La difficulté réside dans le fait que le déphasage introduit par l'activité optique (biréfringence circulaire) est du même ordre de grandeur que le déphasage dû à la biréfringence linéaire. Cela affecte l'efficacité de diffraction comme l'ont montré Petrov *et coll* [30]. Pour comprendre ce problème, Marrakchi *et coll* [31] ont établi un système d'équations couplées à partir de l'équation de propagation. Dans cette dernière, la perturbation du tenseur diélectrique, responsable de la formation du réseau, inclut le tenseur de giration représentant l'activité optique. Les équations couplées sont alors résolues numériquement. Une approche modale a été envisagée par Rouède [32] et décrite dans diverses publications [33,34]. Nous allons analyser cette approche qui a l'avantage de dériver analytiquement certaines propriétés importantes en pratique telles l'efficacité de diffraction et l'ellipticité de l'onde diffractée pour une valeur donnée de l'activité optique. Ces résultats sont en accord avec les résultats numériques de Marrakchi *et coll*[31].

III.5.3.2. Approche modale

Comme le calcul de Rouède nécessite la connaissance des ondes propres de propagation dans un cristal sillénite, il est utile de présenter brièvement les caractéristiques de ces ondes.

a) Modes propres de propagation

Dans un cristal purement biréfringent, les modes propres de propagation ont une polarisation linéaire. Dans un cristal purement optiquement actif, les modes propres ont des polarisations circulaires gauches et droites, l'une tournant plus rapidement que l'autre, ce qui implique

que leur recombinaison à la sortie donne une onde polarisée linéairement mais tournée par rapport à la polarisation d'entrée.

Dans un cristal présentant de la biréfringence linéaire et de l'activité optique, il existe deux ondes propres elliptiques qui restent inchangées lorsqu'elles se propagent tout au long du cristal. Les ellipses ont même ellipticité et tournent en sens opposés. Leurs grands axes sont perpendiculaires entre eux et coïncident avec les axes principaux de biréfringence, par exemple x'_1 et x'_2 dans la configuration η_{\max} (voir figure III-8). Si on oriente la polarisation linéaire d'un faisceau incident selon l'axe rapide, portant l'indice $n_0 - \Delta n/2$, l'onde transmise aura l'ellipticité qui tourne le plus rapidement et dans le même sens que l'ellipticité circulaire qui existerait si le cristal présentait de l'activité optique seule.

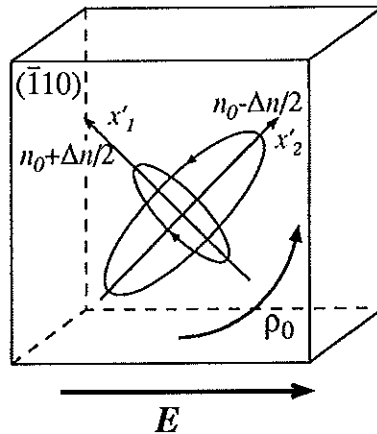


Figure III-8. Modes propres de propagation dans un cristal sillénite en configuration η_{\max} avec un champ appliqué. Les deux ondes ont même ellipticité et leurs grands axes sont les lignes neutres transverses. L'onde elliptique tournant dans le même sens que l'activité optique ρ_0 a son grand axe selon l'axe rapide.

Pour la suite, il est utile de définir le déphasage entre les deux ellipses par

$$\chi^2 = \rho^2 + \delta^2 \quad (\text{III-52})$$

avec le déphasage dû à la biréfringence donné par

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{\text{eff}} \quad (\text{III-53})$$

où Δn_{eff} est la variation d'indice effective rencontrée par une onde se propageant dans le cristal. Celle-ci vaut Δn , donné par (III-50), dans la configuration η_{\max} et $\Delta n/2$ dans la configuration Γ_{\max} . La variation d'indice est induite par la superposition du champ de charges d'espace et d'un champ externe E_0 . Le déphasage dû à l'activité optique est défini par

$$\rho = 2 \rho_0 \quad (\text{III-54})$$

où ρ_0 est le pouvoir rotatoire (en $^\circ/\text{mm}$) du cristal.

Dans le cas du régime diffusif, le déphasage produit par la biréfringence induite est plus faible que celui dû à l'activité optique ($\delta \ll \rho$). On admet alors que seul ce dernier entre en ligne de compte et, dès lors, les modes propres de propagation sont circulaires. On peut revenir sur l'approche intuitive en remarquant que toute onde incidente polarisée linéairement peut se décomposer en composantes circulaires droite et gauche. L'une va se diffracter sur le réseau $+\Delta n/2$, l'autre sur $-\Delta n/2$ prenant ainsi un déphasage π l'une par rapport à l'autre. On retrouve donc le comportement demi-onde trouvé précédemment sans activité optique. Présentons maintenant la modélisation analytique de Rouède et ses résultats importants.

b) Modélisation de l'onde diffractée

Le principe de calcul d'une onde diffractée est le suivant [32,34]. On suppose que les franges sont perpendiculaires à la face d'entrée, que le faisceau de lecture vérifie les conditions de Bragg et qu'il y a un seul ordre diffracté. On considère l'amplitude diffractée par un réseau infinitésimal d'épaisseur Δd et situé à une profondeur d_0 à partir de la face d'entrée dans le cristal d'épaisseur d . En entrant dans le cristal, le faisceau de lecture est décomposé selon les deux modes propres elliptiques. Ces deux derniers se propagent jusqu'au réseau élémentaire et la composante la plus rapide prend une avance de phase χ définie par (III-52) avant d'être diffractée. L'amplitude diffractée est une fonction linéaire de l'amplitude incidente et de la composante modulée spatialement de la variation d'indice Δn . Comme Δn n'est pas le même le long des axes principaux x'_1 et x'_2 , on considère séparément la diffraction des deux composantes incidentes vibrant le long de ces deux axes. On calcule alors la propagation de ces multiples composantes dans le restant du cristal et on les recombine à la sortie de celui-ci. L'amplitude de l'onde diffractée à la sortie est l'intégrale des composantes diffractées par tous les réseaux élémentaires Δd sur l'épaisseur du cristal. On en déduit l'efficacité de diffraction, l'ellipticité et l'orientation de l'onde diffractée.

c) Efficacité de diffraction

Après calcul, on trouve que l'efficacité ne dépend pas de l'angle Θ_i dont est tournée la polarisation d'entrée. Par contre, elle dépend de l'activité optique selon

$$\eta = \eta_0 \left[\frac{\delta^2}{\chi^2} + \frac{\rho^2}{\chi^2} \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\chi d}{2} \right) \right] \quad \text{(III-55)}$$

où η_0 est l'efficacité obtenue sans activité optique (III-36). On a évidemment que $\eta < \eta_0$.

En régime diffusif ($E_0=0$), on a généralement $\delta \ll \rho$ et dès lors on néglige δ . L'expression (III-55) se réduit à

$$\eta = \eta_0 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\rho d}{\cos(\theta)} \right) \quad \text{(III-56)}$$

Ces résultats sont en accord avec ceux trouvés numériquement par Marrakchi *et coll* [31].

d) Ellipticité de l'onde diffractée

On trouve des expressions analytiques donnant l'orientation du grand axe de la polarisation elliptique de l'onde diffractée ainsi que l'ellipticité de celle-ci. Les expressions finales étant compliquées, on se reportera aux références [32,34]. Il faut néanmoins citer le cas particulier du régime diffusif pour lequel on montre très simplement que l'ellipticité de l'onde diffractée est nulle, et donc que sa polarisation est linéaire. De plus, l'angle Θ_d dont est tourné la polarisation de sortie par rapport à l'axe rapide est tel que

$$\Theta_d = -\Theta_i \quad (\text{III-57})$$

c'est-à-dire que le cristal agit comme une lame demi-onde sur le faisceau diffracté. On retrouve ici ce que nous avons présenté intuitivement plus haut.

III.5.4. Le couplage d'ondes (transfert d'énergie)*III.5.4.1. Approche intuitive*

Considérons deux ondes incidentes, référence et objet, que nous noterons U_i et U_d pour rester dans la terminologie de l'approche couplée de la section III.3. Elles correspondent à ce que nous avons appelé les ondes référence et objet à la section III.2. Ces ondes interfèrent dans le cristal donnant lieu à un réseau d'illumination (figure III-9, lignes continues). L'effet PR engendre la création d'un réseau d'indice (figure III-9, lignes pointillées) décalé spatialement par rapport au réseau d'illumination. Le réseau d'indice va diffracter l'onde U_i qui va se superposer à l'onde U_d transmise. Symétriquement, il va diffracter l'onde U_d qui va se superposer à l'onde U_i transmise. Nous avons vu qu'en régime diffusif, le réseau d'indice est déphasé de $\psi = \pm\pi/2$ par rapport à la figure d'illumination (section III.2.1.2). De plus, dans le cas d'un réseau de phase, les ondes diffractées ont une avance de phase de $\pi/2$ par rapport aux ondes transmises (section III.3.3.1). Si les ondes transmises ont une avance de phase 0 (pour se fixer les idées), alors les ondes diffractées ont une avance de phase $(\pm\pi/2 - \pi/2)$, c'est-à-dire au total 0 ou π , selon que l'on regarde dans la direction de U_i ou U_d . Dans une direction, on aura un déphasage 0 entre les composantes transmise et diffractée et donc interférence constructive. Dans l'autre direction, on aura interférence destructive et donc une annulation de l'intensité.

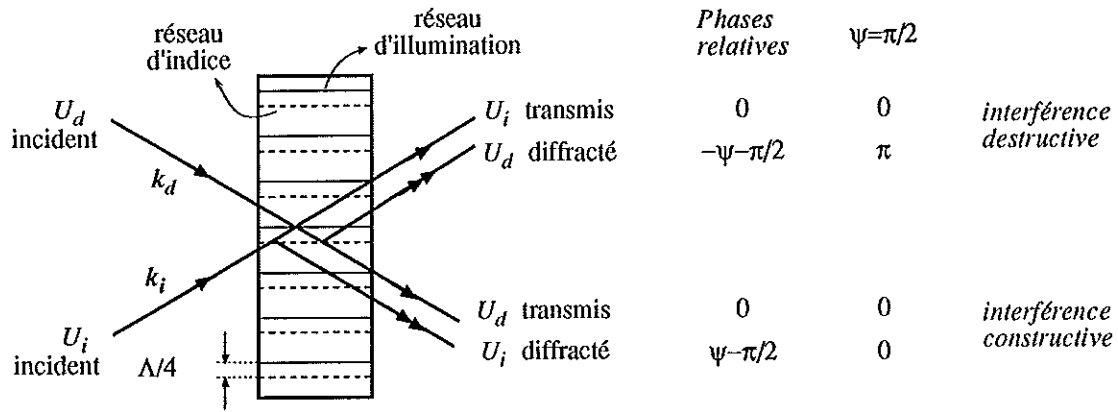


Figure III-9. Transfert d'énergie. Deux ondes sont incidentes au cristal créant le réseau d'illumination (lignes continues) dont la réplique photoréfractive déphasée d'un quart de période (pointillés) va diffracter les ondes elles-mêmes. Les déphasages entre les ondes transmises et diffractées sont indiqués [16].

Dans le cas de la configuration Γ_{max} , et sans activité optique, il faut que les polarisations soient perpendiculaires au plan d'incidence puisque c'est la seule direction selon laquelle il y a un réseau d'indice. Dans le cas de la configuration cristalline η_{max} utilisée en régime diffusif, nous avons vu que pour un angle $\Theta_i = 45^\circ$, la polarisation de l'onde diffractée est tournée de 90° par rapport à l'onde incidente et donc à l'onde transmise. Elle ne peut donc interférer constructivement et il n'y a pas de couplage dans cette situation.

Présentons maintenant l'approche des ondes couplées qui va permettre de décrire le transfert d'énergie.

III.5.4.2. Approche des ondes couplées

On peut montrer sur base de l'analyse des ondes couplées que les intensités I_i et I_d ainsi que les phases de chaque onde sont couplées comme le sont les champs [35]. Un système d'équations couplées peut être trouvé et ses solutions sont (en incluant l'absorption dont il n'est pas tenu compte à la référence [35]) :

$$I_i(d) = \frac{R I_{inc}}{R + e^{\Gamma d}} e^{-\alpha d / \cos(\theta)}$$

$$I_d(d) = \frac{I_{inc}}{R + e^{\Gamma d}} e^{(\Gamma - \alpha / \cos(\theta))d}$$
(III-58)

où $I_{inc} = I_i(0) + I_d(0)$ et $R = I_i(0)/I_d(0)$. Ces équations montrent que de l'énergie est transférée de I_i vers I_d dans le cas où le coefficient de couplage Γ est positif. Celui-ci est donné par [16]

$$\Gamma = r_{eff} E_{ce} \sin \psi$$
(III-59)

où r_{eff} est un coefficient électro-optique effectif qui dépend de r_{41} et de l'état de polarisation des ondes. (III-59) signifie que le coefficient de couplage est proportionnel à la composante déphasée du champ de charges d'espace.

On a coutume d'utiliser le gain PR qui est le facteur d'amplification du faisceau U_d et que l'on définit par

$$\gamma = \frac{I_d(d)}{I_d(0)} = \frac{(1 + R) e^{(\Gamma - \alpha/\cos(\theta))d}}{R + e^{\Gamma d}} \quad (\text{III-60})$$

Dans la limite où R est grand ($I_d(0) \ll I_i(0)$), le gain devient exponentiel : $\gamma \approx e^{(\Gamma - \alpha/\cos(\theta))d}$.

Le transfert d'énergie a été étudié dans le cas des sillénites par Marrakchi *et coll* [36]. Il ressort que le couplage n'est effectif que pour des épaisseurs d suffisantes (dans le cas du BSO à 514 nm : 10 mm). Ils trouvent que le gain est nul (pas de transfert d'énergie) dans la configuration η_{\max} pour des rapports de faisceaux très grands et est supérieur à 1 dans la configuration de couplage Γ_{\max} (amplification de l'onde diffractée), d'où son nom.

L'expression (III-59) montre qu'il y a couplage quand $\sin\psi = \pm 1$, c'est-à-dire $\psi = \pm\pi/2$, ce qui est le cas en régime diffusif. En régime d'entraînement, on amplifie E_{ce} ce qui fait augmenter Γ mais le déphasage n'est plus $\pi/2$, sauf pour des champs appliqués très élevés. Pour garder $\sin\psi = 1$ en augmentant E_{ce} , on a généralement recours aux techniques d'intensification présentées plus loin. La direction du transfert d'énergie (signe de I) dépend du signe de $\sin\psi$: on peut la changer par simple rotation du cristal.

L'approche modale de Rouède, déjà évoquée plus haut, permet de dériver quelques résultats intéressants concernant la configuration de couplage.

L'efficacité de diffraction s'écrit de manière assez compliquée [32] mais son expression peut se simplifier si l'on considère le cas où le champ appliqué est nul (régime diffusif). Elle est tributaire de l'angle de la polarisation d'entrée Θ_i :

$$\eta = \eta_0 \left[1 + \text{sinc}^2\left(\frac{\rho_0 d}{\cos(\theta)}\right) + 2 \text{sinc}\left(\frac{\rho_0 d}{\cos(\theta)}\right) \cos\left(2\Theta_i + \frac{\rho_0 d}{\cos(\theta)}\right) \right] \quad (\text{III-61})$$

D'après (III-60), l'efficacité prend une valeur maximale pour l'angle

$$\Theta_i = -\frac{\rho_0 d}{2 \cos(\theta)} \quad (\text{III-62})$$

Un cas limite est celui où il n'y a pas d'activité optique. On trouve alors $\Theta_i = 0$, ce qui signifie que la polarisation incidente doit être perpendiculaire au plan d'incidence pour maximiser l'efficacité de diffraction. Cela peut se comprendre aisément puisqu'il n'y a pas de variation d'indice parallèlement au plan d'incidence (figure III-7 (b)).

Des expressions analytiques peuvent aussi être données dans certains cas limites (cristaux minces, pas de champ externe) pour l'ellipticité et l'orientation de l'ellipse diffractée. Ces expressions étant compliquées, il est plus intéressant de se tourner vers les résultats numériques de Marrakchi *et coll* [31] dérivés sur base d'une approche couplée incluant l'activité optique.

Ces auteurs montrent que lorsque l'épaisseur dépasse une certaine valeur, l'onde diffractée possède une orientation sensiblement équivalente à celle de l'onde de lecture. On a donc de la diffraction principalement isotrope. De la diffraction anisotrope est néanmoins présente pour les faibles épaisseurs (produit $\rho_0 d$ petit) et devient négligeable aux épaisseurs élevées ($\rho_0 d$ élevé, la fonction sinc tend vers 0 en oscillant). Pour cette raison, il est indispensable d'utiliser des épaisseurs suffisantes pour se placer dans un mécanisme de diffraction isotrope qui permet d'obtenir une interférence constructive entre les ondes transmises et diffractées.

III.5.5. Comparaison des deux configurations

1°) Lorsque l'activité optique est nulle, le rendement de diffraction se ramène à celui exprimé par la théorie des ondes couplées (III-36). De plus, dans le cas des faibles variations d'indice, la fonction sinus de (III-36) peut être approximée par son argument. Dès lors, l'efficacité de diffraction est proportionnelle au carré de la modulation d'indice effective, soit

$$\eta \propto (\Delta n_{eff})^2 \quad (III-63)$$

où Δn_{eff} est la modulation effective qui est deux fois plus élevée dans la configuration d'efficacité que dans celle de couplage, d'où son nom.

2°) Pour une activité optique non nulle, en restant dans l'approximation des variations d'indice faibles et en considérant des angles d'incidence faibles, les efficacités de diffraction s'écrivent, dans le cas de la configuration η_{max} :

$$\eta_{rend} \approx (\kappa d)^2 e^{-\alpha d} \text{sinc}^2(\rho_0 d) \quad (III-64)$$

et dans le cas de la configuration Γ_{max} :

$$\eta_{coupl} \approx \left(\frac{\kappa d}{2}\right)^2 e^{-\alpha d} \quad (III-65)$$

La figure (III-10) montre une simulation numérique de l'évolution des efficacités pour les deux configurations en fonction de l'épaisseur. Nous avons pris l'exemple du BGO à une longueur d'onde de 514 nm pour lequel l'activité optique mesurée est d'environ 36 °/mm et une absorption de 1 cm⁻¹ [25]. On voit que dans la configuration de couplage, l'efficacité augmente avec l'épaisseur pour atteindre un maximum aux alentours de 19 mm. Dans l'autre configuration, l'efficacité varie très fort avec l'épaisseur à cause du facteur périodique en $\rho_0 d$. Dans ce cas, il existe une épaisseur optimale qui vaut environ 2,5 mm. On note aussi que l'efficacité de diffraction est nettement plus importante dans la configuration Γ_{max} .

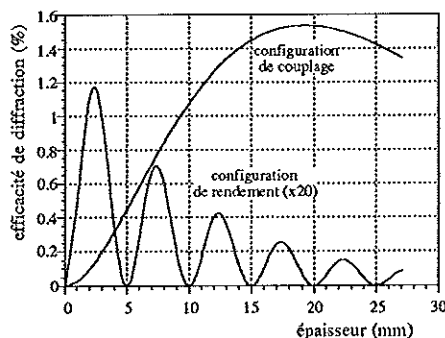


Figure III-10. Efficacité de diffraction du BGO en fonction de l'épaisseur pour les deux configurations. Dans le cas de la configuration de rendement, les valeurs sont multipliées par 20.

III.5.6. Intensification du gain

Le transfert d'énergie peut aussi être favorisé en considérant des techniques particulières qui consistent à intensifier le coefficient de couplage Γ au travers de E_{ce} . On peut en trouver une description détaillée dans la référence [16]. Ces méthodes se basent sur le fait que l'équation du champ de charges d'espace (III-9) est celle d'un oscillateur harmonique forcé que l'on peut forcer à la fréquence ω (III-18) (nulle sans champ externe). Les deux méthodes les plus répandues consistent soit à décaler à fréquence ω la figure d'illumination au moyen, par exemple, d'un miroir monté sur piézo-électrique, soit à appliquer une tension alternative aux bornes du cristal. Les deux techniques permettent de conserver un déphasage $\pm\pi/2$ entre la figure d'illumination et le réseau d'indice, pour lequel le transfert d'énergie s'effectue.

III.5.7. Mélange quatre ondes (*four wave mixing*)

Pour clore cette section, il est utile de présenter brièvement la configuration à 4 ondes qui a été largement utilisée en interférométrie holographique, en particulier dans les expériences pionnières que nous décrirons à la section suivante. Le mélange à 4 ondes consiste à inscrire un réseau d'indice avec deux faisceaux, U_{ref} et U_{obj} , de vecteurs d'onde, respectivement, k_{ref} et k_{obj} , et de le lire avec une onde pompe contre-propageante au faisceau référence, de vecteur d'onde $-k_{ref}$ (figure III-11).

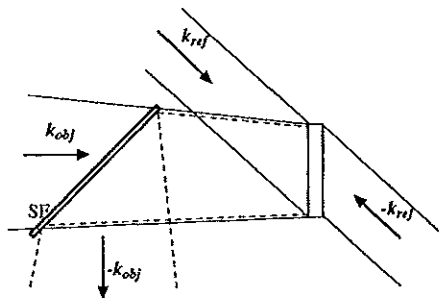


Figure III.11. Configuration à 4 ondes. L'onde conjuguée en phase de vecteur d'onde $-k_{obj}$ est observée au moyen d'un séparateur de faisceau (SF).

L'interaction du faisceau pompe avec le réseau donne lieu à la diffraction d'une onde conjuguée en phase à l'onde objet (image réelle) et de vecteur d'onde $-\mathbf{k}_{obj}$. Le faisceau pompe peut soit provenir du faisceau référence ayant traversé le cristal, se réfléchissant sur un miroir et dirigé vers le cristal, soit être prélevé en amont du cristal puis dirigé sur celui-ci par divers miroirs. Ce faisceau doit bien sûr satisfaire à la condition de Bragg ; il y a donc des contraintes d'alignement. Nous allons voir plus loin que nombre d'expériences en interférométrie holographique ont fait usage de cette configuration.

III.6. Interférométrie holographique avec cristaux photoréfractifs

III.6.1. Introduction

Nous allons maintenant proposer une revue bibliographique des applications des cristaux PR en IH. Cette revue ne se veut pas exhaustive mais doit permettre de situer le travail que nous avons effectué et de comprendre son originalité et son utilité. Nous allons reprendre les premières expériences qui nous ont guidé dans le choix de la méthode utilisée dans la caméra holographique. Nous discuterons aussi des études plus récentes qui se sont déroulées parallèlement à la nôtre et qui ont toutes l'ambition de répondre à des besoins du contrôle non destructif industriel.

III.6.2. Les premières expériences de laboratoire

Les premières expériences d'IH avec cristaux PR ont été effectuées par Huignard et Herriau [37] et employaient un montage à 2 ondes où le cristal (BSO) était utilisé dans la configuration de rendement à 488 nm (laser Argon) et avec un champ externe de 6 kV/cm. Ils ont montré l'utilisation de la double exposition sur des objets transparents. Ils mirent en évidence le fait que l'écriture du deuxième hologramme détruit partiellement le premier et donc son temps d'exposition doit être réduit par rapport au premier. L'étape de lecture des deux hologrammes est destructive et ne dure que 40 ms compte tenu des intensités incidentes. L'image est capturée par un tube vidicon avec un temps de résidence en mémoire égal à 20 minutes.

Sur base du même cristal utilisé sous champ externe, ces auteurs ont ensuite proposé l'utilisation du mélange 4 ondes [38] qui permet d'obtenir une image diffractée permanente. En effet, la lecture s'effectue par le faisceau arrière pendant que les deux faisceaux d'écriture sont présents. On observe alors l'image réelle conjuguée en phase à l'objet au moyen d'une lame séparatrice placée dans le bras objet. Ils ont appliqué cette configuration à l'étude d'objets mis en vibration et observé en temps moyenné : il s'agit d'objets transparents ou de membranes réfléchissantes. Comme d'habitude en temps moyenné, le temps d'enregistrement (ici le temps de réponse du cristal) doit être supérieur à la période de vibration de l'objet. Lors du balayage en fréquence et hors de la résonance, on observe continuellement une image de l'objet. Lors-

qu'une résonance est atteinte, des franges dont l'intensité varie selon J_0^2 se superposent à l'image. En dépit des difficultés d'alignement de la technique à 4 ondes, les auteurs notent l'extrême facilité avec laquelle les résultats sont produits. Ces auteurs ont ensuite proposé l'utilisation de la même configuration avec un objet réfléchissant de manière diffuse (haut-parleur) [39].

Le même groupe a proposé pour la première fois en 1981 l'utilisation du transfert d'énergie en IH [40]. Le cristal est un BSO de $1 \times 1 \times 1$ cm³ employé en configuration de couplage à 514 nm dans un montage à deux ondes. Il s'agit à nouveau d'étudier en temps moyenné des objets mis en vibration. Le contraste des interférogrammes est dans ce cas trop faible que pour qu'ils soient interprétables aisément. Les auteurs font alors appel à la technique du réseau mobile (cfr. III.3.5.2) pour intensifier le gain PR et augmenter le contraste qui atteint alors environ 0,8.

D'autres groupes ont suivi ces travaux en proposant des configurations similaires. Ja [41] sur base d'un cristal de BGO à 514 nm étudie des objets transparents par la méthode temps réel. Un hologramme est enregistré avec un faisceau collimaté comme "objet" de départ, puis une lame transparente est introduite, montrant les variations de phase avec et sans lame. Durant un laps de temps très court, les deux fronts d'onde conjugués coexistent, le premier s'effaçant au profit du second. Les objets observés sont très petits, limités par la taille du faisceau collimaté incident au cristal.

Les travaux de Sato *et coll* [42] concernent aussi l'observation d'une variation de phase dans un milieu transparent (jet d'air) par la méthode en temps réel. Ces travaux montrent pour la première fois l'introduction d'une technique de quantification de phase dans un interféromètre photoréfractif (méthode basée sur l'intensité (cfr. II.5.1)). Ils proposent ultérieurement [43] l'utilisation de deux cristaux de BSO en configuration 4 ondes. Ce système permet à chaque cristal de restituer deux fronts d'onde séparés. Le premier correspond à l'objet au repos, il est enregistré avec les faisceaux objet et référence et, à l'étape de lecture, il n'est relu que par le faisceau référence contre-propageant. Le second cristal restitue le front d'onde objet lorsque celui-ci est en train d'évoluer. Les deux fronts d'onde conjugués sont superposés au moyen d'un jeu de miroirs. La lecture se fait sur de brefs instants afin de ne pas trop détruire l'onde conjuguée de l'objet non déformé. Sur cette base, Sato *et coll* montrent des variations séquentielles de différents objets de phase. Il s'agit du premier exemple de temps réel séquentiel avec cristal photoréfractif.

L'année 1985 marque un tournant puisque, pour la première fois, Kamshilin et Petrov [44] appliquent l'anisotropie de diffraction en interférométrie holographique. Le principe est simple : seules deux ondes sont incidentes au cristal et participent simultanément à l'enregistrement et à la reconstruction de l'hologramme. Il y a donc accord automatique à la condition de Bragg. De plus, pour un cristal utilisé en régime diffusif et orienté selon la configuration η_{\max} , le faisceau diffracté a une polarisation linéaire perpendiculaire à celle du faisceau direct pour une orientation particulière de la polarisation d'entrée (cfr. III.5.3). Dès lors, un polariseur placé après le cristal permet de filtrer la composante diffractée lorsqu'on le croise avec la polarisation directe. Kamshilin et Petrov présentent des résultats probants dans le cas d'un objet diffusant en

vibration observé en temps moyenné avec un cristal BSO à 514 nm. Plus tard, ils emploient le temps moyenné et de la double exposition avec un cristal de BTO à 633 nm [45].

Toujours en 1985, le groupe de Huignard [46] se sert des propriétés de polarisation pour améliorer les interférogrammes. Il reprend l'expérience de Huignard et Marrakchi [40] où le cristal est le BSO employé en mélange 2 ondes, mais cette fois-ci, dans la configuration η_{\max} . L'hologramme est enregistré avec un champ externe pour assurer une plus grande variation d'indice photoinduite. De plus, la technique du réseau mobile permet d'augmenter le couplage qui est naturellement faible dans cette configuration. L'objet étudié est le plus grand jamais étudié à l'époque avec un interféromètre PR : une plaque vibrante de 20x20 cm². La technique interférométrique est à nouveau le temps moyenné. En présence d'un champ externe, l'anisotropie de diffraction, telle qu'observée par Kamshilin et Petrov, n'est pas assurée. En général, la polarisation transmise est elliptique [32,33] mais il existe un angle d'entrée tel que la linéarité est assurée. En présence d'un champ, la polarisation diffractée est elliptique (nous avons vu à la section III.5.3 que seul le régime diffusif assure la linéarité de la polarisation diffractée). Hériau *et coll* se placent donc dans cette situation : l'onde directe est linéaire et l'onde diffractée a une polarisation elliptique dont le grand axe est orienté dans la même direction que l'onde directe, ce qui assure un couplage non négligeable entre les deux ondes. Ce couplage est néanmoins moins important que celui qui aurait pu être obtenu dans la configuration Γ_{\max} . Par contre, ce qui est intéressant ici, c'est la possibilité de filtrer la composante directe importante en plaçant le polariseur de sortie en position croisée par rapport à celle-ci. On ne garde ainsi que le petit axe de l'ellipse diffractée selon lequel l'intensité est suffisante pour observer correctement l'interférogramme sur 20x20 cm².

En 1989, le groupe de Magnusson [47] emploie un cristal LiNbO₃:Fe pour l'étude de flux aérodynamiques dans un tunnel. Il s'agit donc d'un objet transparent traversé par un faisceau collimaté qui est ensuite focalisé dans le cristal (holographie de Fourier) où il interagit avec le faisceau référence. Malgré la faible sensibilité du cristal, la densité d'énergie (16 W/cm²) est telle que les temps d'exposition vont de 10 à 50 ms. La technique interférométrique est la double-exposition séquentielle. Un hologramme de l'objet non perturbé est enregistré. Ensuite le cristal est tourné d'un certain angle et un nouvel hologramme peut être enregistré lorsque l'onde objet a évolué (insertion d'un objet dans le tunnel avec un flux d'air de débit variable). Différents états sont ainsi enregistrés à différents angles (multiplexage). On peut alors relire les hologrammes deux à deux et produire un interférogramme de double exposition, pour autant que la condition de Bragg soit vérifiée pour chaque faisceau de lecture. Cette technique permet d'observer la différence de phase entre deux états consécutifs ou entre l'état de base et un état d'objet quelconque. Plus tard, le même groupe propose l'utilisation du montage précédent avec la technique du temps réel et une lecture séquentielle [48]. Un hologramme de base est enregistré puis relu en diminuant la puissance du faisceau référence pour éviter un réenregistrement. Cette technique est employée pour observer les variations thermiques autour d'une résistance électrique à différentes températures.

Le LiNbO₃:Fe est aussi à la base d'un prototype d'interféromètre pour l'observation de croissance cristalline en microgravité. Il s'agit de l'expérience HOLIDDO par Mary *et coll* [49-

50]. L'objet est une cellule cubique ($20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$) contenant du liquide et éclairé en faisceau collimaté dans deux directions orthogonales. Deux faisceaux objets sont ainsi enregistrés dans deux cristaux séparés. La technique interférométrique est le temps réel avec observations séquentielles. Durant la lecture, les intensités sont diminuées pour préserver l'hologramme de base. Mary *et coll* annoncent la lecture de 15000 interférogrammes sans modification notable de l'hologramme de base.

En 1991, Troth et Dainty reprennent la configuration d'anisotropie de diffraction du groupe de Kamshilin et montrent des résultats de bien meilleure qualité en temps moyenné et double exposition [27] avec un cristal de BSO à 514 nm. Ils étudient le rapport signal/bruit de l'interféromètre en fonction du rapport de faisceau : le polariseur de sortie du cristal est en position croisée par rapport à la polarisation du faisceau direct. Il ne laisse donc passer que la composante diffractée et une composante de bruit résiduel qu'ils attribuent à de probables variations locales de la biréfringence induites par des tensions mécaniques. Lorsque le rapport R entre les faisceaux référence et objet tend vers 1, l'efficacité tend à être maximisée. Lorsque l'intensité référence augmente, l'intensité diffractée augmente rapidement pour les faibles rapports et son augmentation commence à plafonner à partir d'une certaine valeur de R (cela est facile à voir lorsque l'on procède à une simulation numérique de l'expression (III-39) multipliée par I_{ref}). Parallèlement à cela, le bruit augmente mais moins vite que l'intensité diffractée. Dès lors, le rapport de l'intensité diffractée au bruit est maximisé pour une certaine valeur de R qui, dans le cas de leur BSO, valait environ 8. Au-delà de ce rapport, le bruit augmente tandis que l'intensité diffractée n'augmente quasiment plus. Ces résultats constituent les premières mesures en vue de l'optimisation d'un interféromètre holographique basé sur l'anisotropie de diffraction. Ces travaux ont été poursuivis par une analyse radiométrique des caractéristiques de bruit et de sensibilité de cristaux de BSO [51,52]. Cette approche leur permet d'estimer la taille observable d'un objet sur base du rapport signal/bruit et des caractéristiques de bruit de diffusion mesuré en fonction du pas du réseau inscrit. Ils concluent qu'il est possible d'observer des objets d'environ 1 m^2 de surface avec des puissances laser de typiquement 1 W.

Une étude de l'optimisation a été effectuée par Miridonov *et coll* [53,54]. Elle est assez similaire à celle de Troth et Dainty [27] quoique plus théorique. Ils utilisent un cristal de BTO à 633 nm et obtiennent des rapports signal/bruit plus élevés. On y retrouve les éléments discutés à la section III.4.2.1 1° et dans le paragraphe ci-dessus. Dans leur cas, l'objet observé ne fait que 50 cm^2 , principalement dû au fait que la puissance laser n'est que de 10 mW.

Le groupe de Frejlich propose un montage basé sur un cristal de BTO en configuration η_{\max} avec un laser HeNe [55]. L'application visée est la visualisation de modes de vibration par la technique du temps moyenné. L'originalité de ce travail repose sur une technique de stabilisation développée antérieurement mais qui n'avait pas été mise à profit jusque là en interférométrie holographique [56,57]. Lors de l'enregistrement holographique, un détecteur auxiliaire placé dans le faisceau référence après le cristal mesure les variations de phase entre l'hologramme dans le cristal et la figure d'intensité incidente causées par toute perturbation dans le montage lorsque celle-ci a une fréquence supérieure à celle d'enregistrement. Le signal est traité électroniquement et est considéré comme un signal d'erreur qui va agir sur un miroir du bras

référence monté sur piézo-électrique, afin de rattraper les perturbations. Il s'agit donc d'un processus de contre-réaction. Les résultats présentés sur la mesure de l'intensité diffractée sont impressionnants et prouvent l'efficacité de cette technique. Les interférogrammes obtenus sur un haut-parleur sont de très bonne qualité. Bien qu'il n'y ait aucune indication sur la taille de l'objet, on peut imaginer que celui-ci ne fait que quelques cm^2 vu les hautes fréquences des modes observés (12 kHz). Il apparaît néanmoins qu'il s'agit là des meilleurs résultats obtenus avec un laser HeNe et un cristal PR.

III.6.3. Les expériences à finalité industrielle

Le groupe de von Bally a investigué la double exposition avec des cristaux de BTO en configuration η_{\max} . L'objectif est de développer un interféromètre holographique stroboscopique avec un taux de répétition proche du "temps réel" (cadence vidéo) [26,58]. Les applications visées sont surtout situées dans le domaine médical (notamment la mesure de vibrations sur des tympan). Pour cela, un temps de réponse très court est nécessaire à l'enregistrement. Les temps d'écriture de chaque hologramme doivent aussi être optimisés car la seconde exposition efface partiellement la première, comme l'avaient déjà fait remarquer Huignard et Herriau [37]. Il faut aussi que le temps d'effacement soit le plus long possible lors de la lecture. Il faut donc se placer dans les conditions suivantes. Un champ électrique externe de 8 kV/cm est appliqué, ce qui augmente l'efficacité de diffraction. L'intensité totale est de 15 mW/cm², le rapport des intensités incidentes vaut 4 et dès lors l'intensité objet est de 3 mW/cm². De plus, l'angle entre faisceaux est de 20° et les focales d'imagerie utilisées sont longues. Pour ces deux raisons, les résultats sont obtenus sur un objet probablement très petit (sa dimension n'est pas indiquée). La durée totale des deux expositions est de 20 ms, le temps d'effacement à la lecture de 85 ms. Un cycle enregistrement/effacement dure un peu plus de 100 ms et plusieurs cycles peuvent être enchaînés. Il est rapporté à la référence [26] des séquences de mesure de 6 interférogrammes par seconde. Le problème est que, de cette manière, on observe les déplacements de l'objet entre les deux expositions lors de chaque cycle mais on n'a pas accès aux variations encourues entre deux cycles. A cet égard la technique de double exposition sur base du multiplexage et de la lecture différée du groupe de Magnusson avec le LiNbO₃ est plus intéressante. L'originalité de ces travaux est l'implantation d'une technique de quantification de phase basée sur la transformée de Fourier. Néanmoins, aucune porteuse n'est introduite entre les deux expositions, ce qui implique que l'on est limité à des variations de phase peu élevées. Plus récemment, ce groupe a proposé l'utilisation du décalage de phase [59] qui, dans le cas de la double exposition, doit être introduit par la technique de la double référence [60]. A nouveau, afin de prolonger le temps d'effacement, un champ électrique est appliqué lors de la reconstruction, quatre interférogrammes décalés en phase devant être enregistrés. Ensuite, ce champ est coupé et le temps d'effacement est alors plus court, ce qui permet de pouvoir enregistrer une nouvelle séquence de double exposition. Avec cette technique, des taux de répétition de mesure de 2 Hz peuvent être atteints (incluant donc deux enregistrements holographiques, 4 reconstructions et l'effacement). L'algorithme de calcul de phase est celui de Carré (cfr. expression (II-27)). Les objets ont une dimension de 1.5x1.5 cm². Sur cette base, des résultats ont été récemment obtenus avec un laser impulsif YAG Q-switch à 2 pulses de 250 mJ/pulse [61]. La lecture est

obtenue par un troisième pulse. L'intervalle de temps entre les deux expositions est fixé à 1 ms. La technique de quantification est la transformée de Fourier avec adjonction d'une porteuse entre les expositions, celle-ci étant obtenue en inclinant le faisceau référence. La porteuse introduite ainsi est limitée à cause de la sélectivité angulaire du cristal (nous en discuterons au chapitre IV).

Pouet et Krishnaswamy ont proposé l'interférométrie holographique en double exposition stroboscopique pour la mesure des modes de vibrations [62-64]. Cette technique donne des interférogrammes à profils sinusoïdaux permettant l'utilisation du décalage de phase. Le cristal est un BSO utilisé dans la configuration η_{\max} . L'objet est supposé être en résonance avec une excitation sinusoïdale, les deux expositions sont effectuées aux deux positions extrêmes où l'objet présente une vitesse nulle. L'angle entre faisceaux d'écriture est 25° , ce qui est un compromis afin d'avoir la meilleure sensibilité et des dimensions d'objet pas trop petites. Pouet et Krishnaswamy emploient un champ alternatif à l'écriture afin d'améliorer l'efficacité de diffraction. L'ouverture stroboscopique est obtenue par un modulateur acousto-optique (MAO) placé en sortie du laser et synchronisé sur la fréquence d'excitation. Le rapport cyclique est de 23% et un certain nombre de cycles sont nécessaires pour atteindre la saturation de l'hologramme. A la lecture, le MAO est arrêté, l'objet n'est plus illuminé et un interférogramme est enregistré. Le faisceau diffracté est filtré par un polariseur et, afin d'encore améliorer le rapport signal/bruit, le champ alternatif d'écriture est aussi coupé. L'interférogramme est alors enregistré. On effectue trois cycles écriture stroboscopique/lecture de ce type avec, entre chaque cycle, une variation globale de la phase (effet piston) introduite par un modulateur électro-optique. Il en résulte trois interférogrammes décalés en phase qui sont utilisés pour quantifier la mesure. Des images sont présentées avec et sans champ externe montrant l'amélioration flagrante apportée par celui-ci. Les résultats sont d'excellente qualité mais la taille des objets est quelque peu limitée (membrane de 2,5 cm de diamètre). De plus, le désavantage de la technique est sa complexité opérationnelle et le nombre d'éléments critiques nécessaires : champ alternatif, modulateurs acousto-optique et électro-optique.

Le premier exemple d'interféromètre transportable pour la mesure en ambiance industrielle a été étudié par L. Labrunie [65] sous l'égide de G. Roosen et G. Pauliat. L'objectif est la mesure de vibration au moyen d'un laser impulsif de type rubis (694 nm). La technique a d'abord été mise au point avec un cristal de BGO à 514 nm. Son applicabilité à 694 nm a été étendue au moyen d'un cristal BGO:Cu. Les cristaux sont utilisés en configuration Γ_{\max} et la technique interférométrique est le temps réel. Durant la première exposition, les faisceaux objet et référence ont une polarisation linéaire. Lors de la seconde exposition, le faisceau référence est circularisé tandis que l'objet reste linéaire. La configuration utilisée est telle qu'il n'y a pas de processus anisotrope et les deux faisceaux gardent leur polarisation à la sortie (cfr. section III.3.4.4). Après le cristal, un cube séparateur polarisant est interposé. On trouve assez simplement que les parties transmises et réfléchies par cet élément sont déphasées de $\pi/2$. On a donc deux interférogrammes, l'un proportionnel au sinus, l'autre au cosinus de la phase recherchée et qui sont enregistrés simultanément par deux caméras séparées. On peut dès lors calculer la phase moyennant une mesure préliminaire de l'intensité moyenne des interférogrammes. Après avoir été étudiée sur un objet ponctuel [66,67], cette technique a été mise au point à

514 nm sur un objet de 20x20 cm² ayant subi une rotation [68]. Dans ces conditions, l'erreur est estimée à $\lambda/31$ RMS sur le déplacement. Sur base d'un cristal de BGO:Cu des résultats ont été obtenus avec un laser à rubis impulsif de 1 J/pulse sur une aube de turbine en vibration [12]. La qualité des interférogrammes est moins bonne qu'à 514 nm à cause d'un gain PR inférieur, de la taille supérieure de la granularité laser et, enfin, du bruit de diffusion plus important dû aux défauts du cristal. Il faut dire que les conditions de travail sont limitées. En effet, des cristaux épais (20 mm pour le BGO:Cu) permettent de maximiser le gain, mais alors plus de défauts sont présents. Ensuite des rapports d'intensité très importants sont nécessaires : de 8000 à 514 nm à 10^6 à 694 nm. Il n'en reste pas moins que l'erreur estimée est de $\lambda/15$ à 694 nm (ce qui est très acceptable en contrôle non destructif) et qu'il s'agit de la première démonstration de l'interférométrie holographique en régime impulsif avec des cristaux PR sur des objets réalistes du point de vue industriel.

III.6.4. Conclusion

La revue bibliographique ci-dessus montre une grande diversité dans les approches utilisées par différents groupes pour la réalisation d'interféromètres holographiques avec cristaux PR. La plupart des expériences de laboratoire décrites en III.6.2 avaient pour ambition de mettre en lumière les particularités intéressantes liées à l'usage de ces matériaux, principalement l'auto-développement, la réutilisabilité, le transfert d'énergie et l'anisotropie de diffraction. Malgré cela, des limites sont toujours présentes et invariables : une sensibilité énergétique faible comparée à celle d'autres supports (2 à 3 ordres de grandeur par rapport aux plaques argentiques et thermoplastiques), une sensibilité spectrale centrée sur la partie bleu-vert du spectre visible, une efficacité de diffraction faible à moyenne selon le cristal et les conditions d'utilisation et, enfin, les dimensions des faces optiques des cristaux limitées au cm². Ces inconvénients ont fait que toutes ces expériences sont restées au niveau des laboratoires où l'on disposait, notamment, de lasers puissants. De plus, le caractère dynamique de l'effet PR (effacement lors de la lecture) fait que la succession des opérations doit être automatisée et qu'une capture d'image est nécessaire si l'on veut garder une trace de l'interférogramme.

Plus récemment, comme la littérature nous le montre (III.6.3), l'expérience gagnée au laboratoire a été transposée à des sujets d'étude plus appliqués grâce à la combinaison de plusieurs facteurs. Premièrement, la disponibilité croissante de cristaux PR de bonne qualité et de grande fenêtre optique. Deuxièmement, l'avènement de sources laser puissantes et compactes dans le domaine spectral utile. Troisièmement, la disponibilité commerciale de caméras CCD suffisamment sensibles. Enfin, quatrièmement, l'évolution du matériel électronique et informatique qui permet l'acquisition rapide d'un grand nombre d'images ainsi que tout traitement ultérieur (mesures quantifiées).

Chapitre IV

Etude et optimisation de la caméra holographique

IV.1. Introduction du chapitre

IV.1.1. Contexte général

IV.1.1.1. Spécifications de l'instrument à développer

La caméra holographique a été développée dans le cadre d'un projet EUCLID (CEPA3-RTP3.1) dont la finalité était l'inspection de structures aéronautiques en matériaux composites afin d'y détecter des défauts induits lors de leur utilisation ou fabrication (impacts, délamination,...). L'étude et la mise au point ont donc été largement inspirées par des impératifs liés à la fois à des spécifications fonctionnelles et à la disponibilité effective des systèmes périphériques (lasers, caméras, matériel électronique et informatique de capture d'images, etc.). Les exigences de ce projet étaient les suivantes [69] :

- L'inspection a lieu sur site, l'instrument doit être transportable, aussi compact que possible et ne requérir qu'une infrastructure légère (système de refroidissement à l'air, faible consommation électrique,...).
- La surface inspectée est de typiquement 50x50 cm².
- Le résultat de l'inspection doit être obtenu le plus rapidement possible (en "temps réel").
- L'instrument doit être utilisable et les résultats aisément interprétables (et donc de bonne qualité).

Cependant, nous avons voulu dès le départ que la caméra holographique soit utilisable sur un large éventail d'applications. Cela imposait, d'une part, un concept souple et facilement adaptable et, d'autre part, de mener une étude élargie permettant de paramétrer et de certifier le fonctionnement de l'appareil. Cette étude, qui constitue le sujet de ce chapitre, est basée sur des

lignes de conduite s'inspirant de critères appliqués et industriels évidents. Celles-ci sont les suivantes :

- Le rapport entre la surface observée et la puissance laser disponible doit être optimisé. Cela revient à dire que, sur base d'une puissance laser donnée, la surface observée doit être la plus large possible.
- L'instrument doit intégrer une ou plusieurs méthodes de quantification de phase, afin de simplifier, et éventuellement automatiser, toute étape ultérieure d'interprétation des résultats.
- La caméra holographique doit être facile à utiliser (le moins possible de réglages d'éléments critiques). Elle doit donc être basée sur un concept optique et une méthodologie holographique simples.
- L'instrument doit être compact.

Insistons encore sur le fait que, lorsque des paramètres de surface et de puissance lumineuse sont donnés, ceux-ci sont relatifs au projet moteur de l'étude et à certains périphériques disponibles. Ils sont cités pour fixer les idées et peuvent naturellement être adaptés en fonction de situations particulières ou de toute évolution des composants (lasers, caméras CCD, etc.).

IV.1.1.2. Choix de la méthode sur base des spécifications

L'analyse bibliographique de la section III.6 ainsi que la description des particularités des cristaux PR en holographie nous ont montré la diversité des configurations possibles. Il en est une qui a retenu notre attention : une configuration à deux ondes en régime diffusif (pas de champ appliqué) associée à la technique de l'IH temps réel et à l'anisotropie de diffraction. Les raisons de ce choix sont multiples.

La configuration à deux ondes est employée par opposition à celle à quatre ondes. En effet, cette dernière est plus difficile à mettre en oeuvre (notamment du point de vue de l'alignement) et n'a montré des résultats probants qu'avec l'IH en temps moyenné pour l'observation des vibrations.

Le régime diffusif est caractérisé par un maximum de l'efficacité de diffraction pour des pas de réseau de l'ordre du micron, c'est-à-dire des angles entre faisceaux d'écriture élevés (environ 50°). Ceci permet *a priori* d'utiliser des optiques de courte focale proches du cristal sans être gêné par le faisceau référence traversant celui-ci. Cela signifie plusieurs choses. Tout d'abord, les objets pourront être proches de la tête holographique et donc ne requérir qu'une faible puissance laser d'éclairage ou, sur base d'une puissance d'éclairage élevée, on pourra éloigner les objets et observer de plus grandes surfaces. Ensuite, les courtes focales rendent les dispositifs optiques plus compacts, ce qui améliore la transportabilité. Enfin, le régime diffusif implique la possibilité d'obtenir l'anisotropie de diffraction.

L'anisotropie de diffraction a deux avantages majeurs. Tout d'abord, les interférogrammes ont généralement des rapports signal/bruit (contrastes) élevés puisque l'on peut annuler ou

minimiser l'intensité de l'onde transmise (en double exposition ou temps moyenné) ou équilibrer les intensités des ondes transmise et diffractée (en temps réel). De plus, les polariseurs sont réglés une fois pour toutes, ce qui simplifie l'utilisation de cette configuration.

La technique du temps réel semble *a priori* ouvrir la voie à plus d'applications que les autres techniques. Pour le montrer, il faut définir brièvement les catégories d'applications rencontrées en IH. Sur base de la littérature [1,2,70], on peut distinguer trois gammes de phénomènes observables (pour les objets opaques réfléchissant de manière diffuse).

La première est l'observation de phénomènes statiques, c'est-à-dire des déplacements ou déformations qui ont lieu après l'enregistrement du premier hologramme et qui n'évoluent pas ou très peu dans le temps. Les interférogrammes observés sont alors stables. Cela peut s'envisager en temps réel ou en double exposition, ce qui a déjà été fait avec une caméra photoréfractive (p.ex. [27]).

La seconde est l'observation de phénomènes en cours d'évolution. Les techniques utilisables sont le temps réel avec lecture séquentielle quand l'objet est en évolution ou la double exposition associée au multiplexage avec lecture différée (plus compliquée à mettre en oeuvre). Cela a été montré avec un cristal de LiNbO_3 (p.ex. [47,48]) mais jamais avec un sillénite.

La troisième est l'observation d'objets en vibration. La technique la plus utilisée est le temps moyenné mais les interférogrammes présentent un profil d'intensité en fonction de Bessel. C'est un avantage si l'on désire trouver le noeud de vibration car il correspond au maximum d'intensité. C'est un inconvénient si l'on désire appliquer une méthode de quantification de la phase qui requiert des franges à profil sinusoïdal. Il faut alors choisir une technique stroboscopique en temps réel ou en double exposition. Cela a été fait en double exposition avec un sillénite [63] mais jamais en temps réel.

Nous voyons donc que les techniques du temps réel et de la double exposition s'adaptent à beaucoup de situations de mesure. Nous retiendrons cependant le temps réel pour diverses raisons. La première est que l'on peut plus facilement introduire la quantification de la phase par décalage de phase. En effet, dans le cas de la double exposition, il faut deux faisceaux de référence, ce qui complique fortement le dispositif optique. La seconde est que la double exposition nécessite l'enregistrement de deux hologrammes avec un contrôle du temps d'écriture du second (puisqu'il efface le premier). Cela complique les opérations, d'autant plus si l'intervalle de temps entre les deux enregistrements est court.

Avant de discuter en détails de l'étude et de l'optimisation de la caméra holographique, nous allons présenter un dispositif préliminaire basé sur l'IH temps réel associé à l'anisotropie de diffraction dans un cristal de BSO. Il nous a permis d'appréhender certaines difficultés et de définir les problèmes demandant une étude approfondie. En outre, il nous a permis de montrer pour la première fois à notre connaissance l'utilisation du décalage de phase ainsi qu'un résultat de CND avec un interféromètre photoréfractif [71,72].

IV.1.2. Dispositif préliminaire

Dans la technique du temps réel avec anisotropie de diffraction, les faisceaux objet et référence sont perpétuellement présents au niveau du cristal. Une fois enregistré, endéans un temps de réponse de quelques secondes, l'hologramme de l'objet est observé par auto-diffraction du réseau et toute variation de l'objet est directement visualisée. Les faisceaux diffracté et transmis ont des polarisations orthogonales l'une par rapport à l'autre et l'interférence est observée au travers d'un polariseur en sortie du cristal. Ce polariseur est positionné de manière à égaliser les deux contributions et maximiser le contraste des franges.

Dans ce dispositif (figure IV-1), le faisceau provenant de la source laser est séparé en deux par un séparateur de faisceau variable (SFV). Le faisceau direct (FO) va servir à éclairer l'objet. Ce dernier étant généralement large, un objectif de microscope (OM) à très courte focale permet de faire diverger le faisceau. Le faisceau dévié par le séparateur constitue le faisceau référence (FR) : après avoir été filtré spatialement (FS), il est collimaté puis envoyé sur le cristal. Le séparateur permet de faire varier le rapport des intensités des faisceaux référence et objet, ce qui aura de l'importance pour l'optimisation du rapport signal/bruit des interférogrammes. La tête optique contient le cristal (CPR) entouré des deux polariseurs correctement positionnés pour profiter de l'anisotropie de diffraction. Il est suivi de la caméra CCD qui observe l'image virtuelle de l'objet au moyen d'un objectif. Le cristal utilisé dans cette expérience préliminaire est un BSO, fabriqué par Sumitomo, de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ de face d'entrée et de 3 mm d'épaisseur. Le décalage de phase est introduit en actionnant un translateur piézo-électrique attaché au miroir M2 dans le trajet du faisceau référence.

La caméra CCD doit être suffisamment sensible. En effet, le faisceau objet traversant le cristal (absorbant) et deux polariseurs en positions quasi croisées, l'intensité lumineuse arrivant sur le détecteur est relativement faible. Notre choix s'est porté sur la DIGITAL VISION TECHNOLOGIES Micam X basée sur un senseur SONY ICX027 qui, parmi les caméras CCD commerciales, possède une des sensibilités les plus élevées (0.3 lux pour une ouverture relative d'objectif égale à 1.2). La matrice comporte 500(H) x 582(V) pixels de dimensions 12.7(H) x 8.3(V) μm^2 . La zone sensible est de 6.43(H) x 4.8(V) mm^2 .

Le pilotage de la caméra holographique est assuré par un ordinateur APPLE Macintosh II. Celui-ci est pourvu de différentes cartes d'interfaces : l'une est munie d'entrées et sorties analogiques/digitales et l'autre est une mémoire d'images qui permet de digitaliser un signal vidéo sur 8 bits. Cet ensemble est géré par le logiciel NATIONAL INSTRUMENTS LabView.

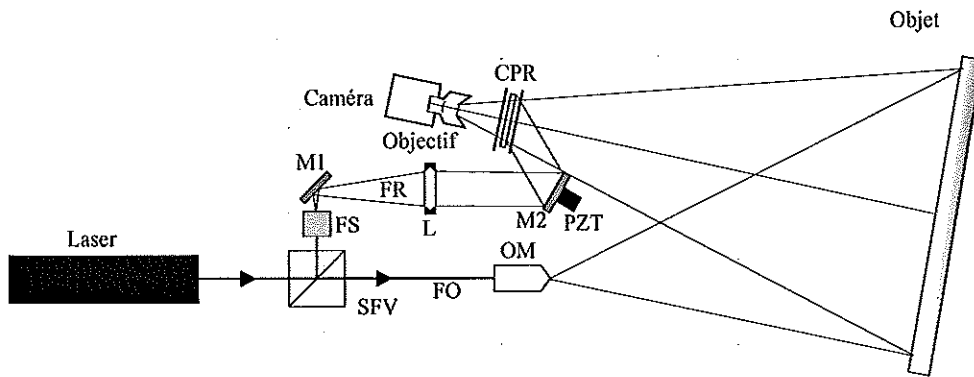


Figure IV-1. Schéma optique du dispositif préliminaire.

L'objectif a été choisi sur base de considérations géométriques et radiométriques.

D'un point de vue radiométrique, l'objet doit être suffisamment proche du cristal. En effet, l'intensité diffractée étant proportionnelle à l'intensité objet incidente au cristal (comme nous l'avons montré à la section III.4.2.1), il faut que cette dernière soit assez élevée pour donner une image diffractée suffisamment intense au niveau de la caméra CCD. Comme on doit balancer son intensité avec celle de l'image transmise au moyen du polariseur de sortie pour obtenir un interférogramme de contraste maximal, au plus l'intensité diffractée est importante, au plus l'intensité moyenne de l'interférogramme l'est aussi, ce qui permet de mieux couvrir la dynamique de digitalisation. Pour visualiser un objet proche avec un champ de vue le plus large possible, il faut employer un objectif de courte focale en évitant le vignettage par le cristal.

Le temps de réponse est conditionné par l'intensité totale incidente au cristal. Sans affecter l'intensité diffractée, il nous est possible de diminuer le temps de réponse en augmentant l'intensité de référence. Néanmoins, comme l'ont montré Troth et Dainty [27], nous remarquons qu'au-delà d'un certain niveau d'intensité référence, le bruit domine et dégrade la qualité des interférogrammes.

Sur base du laser utilisé (Argon émettant 2.2 Watts à 514 nm), la combinaison qui, après plusieurs essais, a bien fonctionné est celle où l'objet illuminé avec 2.2 Watt est placé à 1.2 m de l'objectif (un peu plus d'1 m du cristal) et est observé avec un objectif de 26 mm de focale. La zone objet observée est de 30x20 cm². L'intensité objet au niveau du cristal est de 8 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$. L'intensité du faisceau référence est environ 30 fois supérieure à celle de l'objet. L'angle entre faisceaux a été fixé à 55° car de cette manière, le faisceau référence n'entre pas dans l'objectif. Cela correspond aussi aux angles que Troth et Dainty [27] utilisent pour obtenir un maximum d'efficacité de diffraction.

IV.1.3. Principaux points de l'étude

A la suite de l'expérience préliminaire, une étude plus systématique a été menée, à la fois pour optimiser le rapport entre la surface objet observée et la puissance laser disponible, pour

déterminer les performances de différents cristaux sillénites et valider différentes méthodes de quantification de phase. A cet effet, trois axes d'étude ont été considérés.

Le premier axe est l'étude du système d'imagerie (section IV.2). En effet, l'expérience ci-dessus montre certaines limites. Il faut, pour observer un objet plus grand, un cristal de taille supérieure qui permet alors d'utiliser des focales plus courtes. Les tailles limites disponibles pour les sillénites étant d'environ $30 \times 30 \text{ mm}^2$, nous avons considéré de telles dimensions. Ensuite, nous avons fait évoluer notre système d'imagerie dans le but de diminuer la puissance laser nécessaire, afin de pouvoir inclure dans le système un laser transportable de type YAG. Différentes possibilités sont envisageables, nous en avons considéré deux. Nous discuterons les spécificités de chacune et déterminerons leurs performances expérimentalement. Ces mesures ont été menées avec un cristal BGO:Cu ($29 \times 27 \text{ mm}^2$).

Le second axe est l'étude du cristal. En effet, différents cristaux de grande taille de la famille des sillénites ont pu être acquis et leurs performances, telles que l'efficacité de diffraction et le temps de réponse (section IV.3), ont été mesurées à deux longueurs d'onde d'intérêt. A ce stade-ci, faisons une remarque sur la philosophie qui a prévalu lors de l'étude de ce point particulier. Généralement, pour qualifier un matériau holographique, on utilise des faisceaux collimatés et on mesure les différentes figures de mérite en fonction de la longueur d'onde, du rapport des faisceaux, etc... . Dans le cas des photoréfractifs, des études de ce genre ont été présentées dans la littérature et des résultats sur certains sillénites sont connus. Nous avons pris le parti de ne pas considérer le cristal seul mais bien comme un élément intégré dans un instrument complet. Cette remarque s'applique également aux mesures concernant le premier axe de l'étude. Ce que nous allons donc proposer, c'est de qualifier cet ensemble avec l'un ou l'autre cristal dans des conditions d'utilisation typiques.

Le troisième axe concerne la possibilité d'introduire des méthodes de quantification de la phase dans un interféromètre photoréfractif (section IV.4). En effet, suite au caractère dynamique de l'écriture/lecture holographique, il faut pouvoir assurer que ces techniques puissent être introduites et déterminer les erreurs sur le calcul de phase qui en résulteraient.

Puisqu'il va s'agir de travaux de comparaison entre différents systèmes optiques, d'une part, et différents cristaux, d'autre part, nous nous sommes fixés des conditions de travail standards.

La puissance du faisceau objet requise au niveau du cristal est essentiellement guidée par la sensibilité de la caméra. En effet, considérant la transmission globale du système cristal-polariseurs-objectif d'imagerie, ainsi que le niveau de diffraction autorisé avec nos meilleurs cristaux, la caméra employée donne un signal image qui se situe dans la dynamique de digitalisation. Cette dernière étant optimale en regard du matériel standard utilisé, nous avons opté pour une intensité objet d'une dizaine de $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ comme référence dans notre étude ainsi qu'une surface d'observation typique de $55 \times 37 \text{ cm}^2$ pour un objet dont la surface est blanche et qui réfléchit essentiellement de manière diffuse. Par rapport aux performances mentionnées dans la suite de ce travail, toute adaptation des deux paramètres, dimension de la zone observée

et état de la surface de l'objet, se répercutera sur la puissance laser requise et la distance entre la tête holographique et l'objet à analyser.

IV.2. Etude du système optique

IV.2.1. Introduction

Nous allons présenter le premier axe de notre étude de la caméra holographique qui concerne le dispositif d'imagerie. A cet effet, deux schémas différents ont été envisagés. Nous les avons appelés systèmes 1 et 2.

Le premier système (IV.2.2) est le prolongement du dispositif préliminaire sur base d'un cristal de plus grande taille, ce qui permet d'obtenir un champ de vision plus large. Certaines contraintes particulières apparaissent dans ce schéma et nous avons établi une modélisation géométrique simplifiée qui permet de choisir l'objectif d'imagerie *ad hoc*.

Le second système (IV.2.3) est basé sur un schéma d'holographie image dans lequel un objectif frontal forme une image intermédiaire au niveau du cristal, cette image étant observée au travers d'un second objectif. L'optique frontale a pour fonction de collecter la lumière pour la concentrer sur le cristal, ce qui doit permettre d'utiliser un laser de moindre puissance. De nouveau, considérant les contraintes particulières à ce schéma d'imagerie, nous analyserons le choix des objectifs qui conviennent le mieux.

Outre les aspects purement géométriques liés à l'imagerie, il faut analyser ces deux systèmes du point de vue radiométrique. En effet, d'une part, il nous importe de comparer les niveaux lumineux obtenus au niveau du cristal avec chaque dispositif. Pour cela, cette analyse sera menée en considérant le polariseur d'entrée seul. D'autre part, il faut comparer la quantité de lumière atteignant les plans d'observation de chacun, ce qui permet d'obtenir les performances relatives de ces deux configurations. Le cristal étant identique et le second polariseur étant *a priori* positionné de la même manière, ces deux éléments sont équivalents dans les deux dispositifs et nous en feront donc abstraction dans l'analyse radiométrique.

Nous présenterons ensuite une étude expérimentale comparative des deux systèmes (IV.2.4). Ceux-ci seront tour à tour inclus dans l'instrument complètement intégré (selon un schéma d'ensemble équivalent à celui du dispositif préliminaire) et placé dans une situation de travail réaliste. Tout d'abord, nous déterminerons pour chacun d'eux le niveau lumineux des différents faisceaux arrivant sur la caméra d'observation, puis nous mesurerons le temps de réponse de l'enregistrement holographique. Sur cette base, nous choisirons un point de fonctionnement que nous utiliserons pour la suite de l'étude. Enfin, nous déterminerons la qualité des interférogrammes obtenus avec chacune de ces configurations.

IV.2.2. Système 1

IV.2.2.1. Etude géométrique

La figure IV-2 schématise l'imagerie du système 1. L'objectif d'imagerie à sélectionner doit avoir une ouverture maximale afin de collecter le plus de lumière possible et sa focale doit être la plus courte possible afin de rapprocher l'objet de la tête optique. Cela doit être réalisé sans provoquer de vignettage, en tenant compte des dimensions du cristal. Un objectif de caméra est généralement constitué de plusieurs lentilles. Cependant pour simplifier notre propos, nous allons le considérer comme une lentille mince L , dans la mesure où le bloc optique a une longueur limitée et le rapport de conjugaison est faible. Nous vérifierons plus loin la validité de cette hypothèse par rapport à des cas concrets. L'objet de hauteur h et son image de hauteur h' sont situés à des distances, respectivement, s et s' de L . Le cristal de largeur l_c est situé symétriquement par rapport à l'axe optique et à une distance s_c de L . Le rayon r de l'objectif peut être déduit de sa focale f_L et de son ouverture relative N_L .

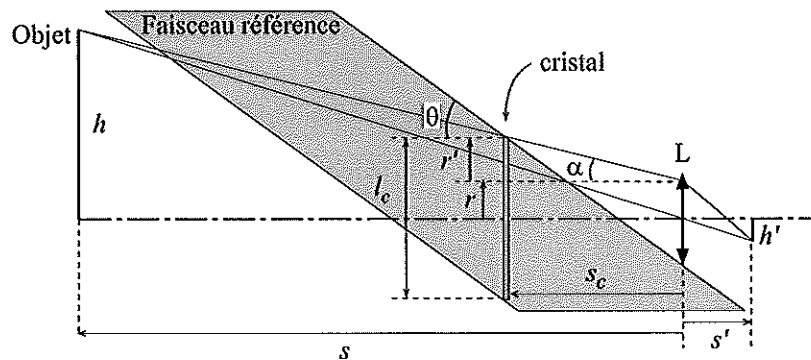


Figure IV-2. Principe de l'imagerie du système 1.

Cette figure montre tout de suite l'introduction de deux contraintes. D'une part, il faut que le cristal ne vignette pas le champ observé, c'est-à-dire qu'aucun des rayons provenant du bord de l'objet ne soit intercepté par le bord du cristal. D'autre part, le faisceau de référence collimaté est incident à ce dernier avec un angle θ et va traverser celui-ci. Dès lors, on se fixe la condition que ce faisceau n'entre pas dans l'objectif ce qui, dans le cas contraire, pourrait provoquer des réflexions parasites. Dans ce problème, les dimensions h et h' (et donc le grandissement G), ainsi que l_c , sont fixés. Les deux contraintes évoquées ci-dessus ont été développées dans l'annexe 1 et conduisent à une condition (inégalité (A1-5)) qui doit être vérifiée par l'objectif : le couple des valeurs (focale, ouverture) doit se situer dans la zone supérieure à la courbe tracée dans le plan (f_L, N_L) .

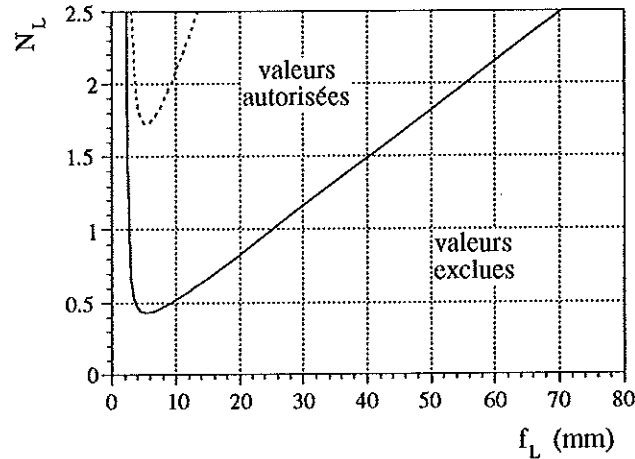


Figure IV-3. Valeurs de f_L et N_L autorisées pour le choix de l'objectif du système 1. Le couple (focale, ouverture) doit se trouver au-dessus de la courbe en trait continu, dans le cas des objectifs de type II (cfr. table IV-1). Pour ceux de type I, on doit considérer la courbe pointillée.

Sur base de la courbe en trait continu de la figure IV-3, l'objectif "théorique" le plus intéressant possède une focale de 5.5 mm et une ouverture de 0.43. Cependant, ce choix doit être également considéré dans la limite de validité de l'approche présentée ci-dessus.

Pour ce faire, le tableau IV-1 reprend les paramètres d'intérêt pour un certain nombre d'objectifs de courte focale et de grande ouverture. On y trouve la focale, l'ouverture relative, le diamètre effectif que l'on peut en déduire. Ces données sont mises en regard du diamètre de la lentille frontale et la longueur du bloc optique. Nous voyons que les quatre premiers sont d'une construction différente des cinq autres, ce qui nous amène à les classer en deux types (I et II). Ceux de type I ($f_L < 16$ mm) ont une lentille frontale dont le diamètre est typiquement 4 fois plus élevé que le diamètre effectif de l'objectif. De plus la longueur du bloc optique est environ 6 fois supérieure à la focale effective. A l'inverse, les objectifs de type II ($f_L \geq 16$ mm) ont un diamètre frontal sensiblement équivalent à leur diamètre effectif. De plus, la combinaison optique est de longueur similaire à la focale et se rapproche donc plus du concept de lentille mince utilisé dans le modèle simplifié.

Table IV-1. Caractéristiques d'objectifs de caméras existants.

focale (mm)	ouverture relative	diamètre effectif (mm)	diamètre lentille frontale (mm)	longueur bloc optique (mm)	Marque de fabrication	Type
6	1,2	5	22	40	Computar	I
8	1,3	6	22	44	Tarcus	I
10	1,9	5	26	52	Berthiot	I
12,5	1,4	9	37	65	Fujinon	I
16	1,6	10	12	17	Emitec	II
16	1,8	9	12	14	Paillard	II
25	1,4	18	21	27	Fujinon	II
25	1,8	14	15	22	Emitec	II
26	1,1	24	24	36	Kern-Switar	II

Dans le cas des objectifs de type I, une paramétrisation approchée peut tout de même être faite. On impose que le faisceau référence n'entre pas dans la lentille frontale. Celle-ci ayant un diamètre environ 4 fois supérieur au diamètre effectif, cela va changer la condition fixant les valeurs autorisées du couple (focale, ouverture) (cfr. annexe 1). La courbe correspondant aux objectifs de type I est tracée en pointillé à la figure IV-3. Elle est semblable à l'autre mais décalée vers les ouvertures supérieures. Cela est aisé à comprendre puisque qu'un objectif de type I doit être plus éloigné du cristal qu'un objectif de type II et, par conséquent, pour éviter le vignettage, il faut fermer son ouverture.

L'objectif qui se rapproche le plus du point optimal de la courbe correspondant aux objectifs de type I ($f_L=5,5$, $N_L=1,7$) est le 6 mm de Computar (cfr table IV-1) ouvert à 1,2 mais dont l'ouverture doit être ramenée à 1,7. D'un point de vue radiométrique, il est dès lors aussi avantageux de travailler avec un objectif de focale plus élevée, tel que celui de 16 mm ouvert à 1,6 (Ernitec). Nous avons opté pour cette solution car elle minimise la distribution angulaire du vecteur sensibilité dans le champ d'observation. L'objectif de 26 mm ouvert à 1,1 utilisé dans l'expérience préliminaire aurait pu être envisagé mais, pour couvrir une zone de 55×37 cm², il faut que l'objet soit placé à 2,2 m de la tête optique, ce qui va nécessiter une puissance laser supérieure et donne une configuration d'ensemble de la mesure (caméra holographique + objet) peu compacte.

Avec l'objectif de 16 mm, la distance à l'objet est de 1,38 m (s) et celle à l'image est de 16,13 mm (s'). La distance entre l'objet et le cristal est d'environ 1,3 m et la zone observée de 55×37 cm². Pour une ouverture de 1,6 et compte tenu de la dimension des pixels de la caméra CCD, la profondeur de champ est de 24 cm (calculée d'après les éléments donnés à la référence [73]).

IV.2.2.2. Etude radiométrique

Cette analyse que nous ferons pour chacun des systèmes optiques se base sur les éléments de radiométrie des références [74,75]. Dans un premier temps, nous allons déterminer la luminance de l'objet utilisé comme référence dans cette étude. La luminance (en anglais, *radiance*) est la puissance lumineuse par unité de surface de l'objet que celui-ci rayonne dans un certain angle solide. L'objet est positionné conformément à l'étude géométrique et éclairé avec un faisceau laser de puissance telle que l'intensité lumineuse incidente au cristal soit d'une dizaine de $\mu\text{W}/\text{cm}^2$, niveau obtenu avec le dispositif préliminaire. Ensuite, compte tenu des paramètres d'imagerie, nous allons calculer l'intensité au centre du plan de détection. Sur cette base, nous déterminerons la puissance collectée par un détecteur en tenant compte des particularités de chaque système (tels le vignettage, p.ex.). Pour la suite, nous nous référerons à l'annexe 2 dans laquelle les calculs radiométriques sont présentés en détails. Nous nous contenterons ici de synthétiser les résultats.

La luminance B_l peut être déterminée de manière approximative en considérant un éclairage homogène de la surface objet (en réalité il est gaussien). Nous trouvons (cfr. annexe 2)

$$B_1 \approx 37 \mu\text{W}/\text{cm}^2\text{sr}$$

Il est important de noter qu'il s'agit de la luminance effective pour l'objet observé au travers du polariseur d'entrée qui est orienté de manière à produire une polarisation diffractée orthogonale à la polarisation incidente. Connaissant la luminance et les paramètres d'imagerie relatifs à l'objectif de 16 mm employé, nous pouvons calculer l'intensité $I_1(0)$ au centre du plan image, ce qui donne

$$I_1(0) \approx 9.8 \mu\text{W}/\text{cm}^2$$

Cette intensité ne tient pas compte de la présence du cristal et du second polariseur. Rappelons que ce calcul n'est utile que pour comparer ce système optique avec celui présenté à la section IV.2.3.

Pour l'étude expérimentale (section IV.2.4), il nous sera utile de comparer les puissances collectées par chaque système optique au plan d'observation. Pour ce faire, nous ferons usage d'un détecteur de 1 cm^2 de surface. Le calcul de la puissance Φ_1 collectée au plan image du système 1 tient compte de l'éclairement gaussien de l'objet que l'on retrouve dans l'image ainsi que de la loi en $\cos^4(\theta_{ch})$ où θ_{ch} est l'angle de champ. On obtient ainsi, sans tenir compte du cristal et du second polariseur,

$$\Phi_1 \approx 3 \mu\text{W}$$

IV.2.3. Système 2

IV.2.3.1. Etude géométrique

L'introduction d'un second dispositif optique est motivé par le fait que nous désirons optimiser la surface observée par rapport à la puissance laser disponible, ce qui revient à abaisser cette dernière pour une surface donnée. L'idée est d'utiliser une imagerie à deux étages dont le premier est constitué par une lentille ou objectif placé devant le cristal (L_1) et qui va collecter la lumière en provenance de l'objet pour la concentrer sur le cristal (figure IV-4). Il faut que cet objectif frontal soit très ouvert pour collecter le plus de lumière possible. Cette optique forme donc une image intermédiaire de l'objet dans le cristal (holographie image) qui doit être observée par la caméra CCD au travers d'un second étage d'imagerie (objectif-relais L_2). Exposons maintenant les contraintes de ce second système.

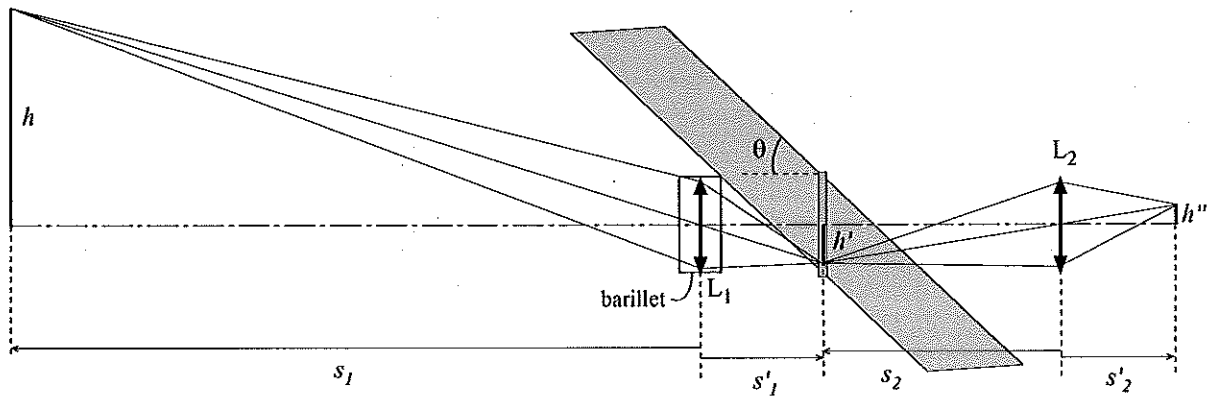


Figure IV-4. Principe de l'imagerie du système 2.

Il faut que la zone observée par ce système soit identique à celle observée par le précédent, soit $55 \times 37 \text{ cm}^2$. Si les deux étages donnent respectivement des grandissements G_1 et G_2 , le grandissement G de l'ensemble est égal à $G_1 G_2$. Décrivons maintenant les spécificités de chaque segment.

a) Premier étage

Le cristal ne doit pas vignetter le champ. Ceci impose que l'image intermédiaire au niveau du cristal ait une dimension inférieure à celle de ce dernier. Compte tenu de la largeur des cristaux dont nous disposons (le moins large étant le BGO:Cu avec 29 mm), nous prenons comme convention de n'utiliser que 27 mm, ce qui nous laisse 1 mm de chaque côté de l'image intermédiaire pour ne pas être gêné par le bord du cristal. Pour $2h' = 27 \text{ mm}$ et $2h = 550 \text{ mm}$, le grandissement G_1 vaut 0,05, ce qui contraint G_2 à 0,24.

L'objectif frontal doit avoir une distance focale arrière (distance plan image-vertex lentille de sortie) telle que l'on puisse introduire le faisceau référence collimaté sans intercepter l'objectif et son barillet. Compte tenu de la largeur du cristal, cette distance est fixée par l'angle d'incidence du faisceau référence. Ces angles sont généralement de 50° , ce qui donne une focale arrière de 35 mm.

Les objectifs du marché répondant le mieux à cette exigence sont ceux utilisés dans les appareils photographiques (format 24x36) qui ont une focale arrière de typiquement 40 mm. De plus, compte tenu qu'un objectif très ouvert est nécessaire, il faut le choisir de bonne qualité. Nous nous sommes donc orientés vers un NIKON de 50 mm de focale et d'ouverture 1,2. Dans ce cas, la distance à l'objet est de 1070 mm (s_1) et celle à l'image de 52,5 mm (s'_1).

b) Deuxième étage

Deux contraintes agissent sur le choix de l'objectif-relais. D'une part, il y a le grandissement G_2 qui a été fixé par le grandissement total et celui du premier étage. D'autre part, la focale de cet objectif, qui détermine la distance entre l'image intermédiaire (dans le cristal) et la caméra CCD, devra être la plus courte possible afin de rendre le système compact.

Il faut aussi noter un problème de vignettage inhérent à un schéma de double imagerie tel que celui présenté ici. Il est dû à la dernière lentille de l'objectif frontal dont le bord extérieur constitue un stop d'ouverture (*aperture stop*) et qui est imagé par l'objectif-relais. Comme ce stop n'est pas situé dans le plan du cristal, son image au niveau du CCD est défocalisée par rapport à l'image principale. Ce problème est traité en détails dans l'annexe 3 où l'on paramètre la zone de vignettage en fonction de la focale et de l'ouverture. Pour exclure tout vignettage, il faut envisager, par exemple, un objectif de 300 mm ouvert à 4,5. Néanmoins, la longueur totale du second étage est d'environ 2 mètres, ce qui va à l'encontre de la compacité du dispositif.

Avec un objectif de 26 mm, cette longueur se réduit à 17 cm, ce qui est nettement plus court. Nous avons donc adopté cette solution et choisi l'objectif Kern-Switar ouvert à 1.1 (cfr. table IV-1). La distance à l'objet (image intermédiaire) est de 135 mm (s_2) et la distance à l'image de 32 mm (s'_2). Compte tenu des paramètres d'imagerie des deux étages, on trouve une profondeur de champ d'environ 4 cm au niveau de l'objet.

On peut calculer l'intensité lumineuse en tout point du plan image et notamment dans le coin du champ (cfr. annexe 3). On trouve que celle-ci vaut environ 1/5 de celle au centre du champ. Cela se remarque dans les interférogrammes mais il faut noter que lorsque l'on applique un calcul de phase, ce problème est réduit vu l'indépendance de l'image de phase vis-à-vis de l'intensité moyenne (cela sera clairement illustré ultérieurement par les figures IV-11).

Une solution qui permettrait de pallier à cette perte de lumière est de placer, au niveau de l'image intermédiaire, une lentille de champ imageant l'ouverture du premier objectif sur celle du second. De cette manière, les rayons lumineux obliques qui forment la partie extérieure de l'image intermédiaire seront ramenés vers le second objectif [73]. Il y a cependant des contraintes importantes. La lentille de champ doit se trouver au plan image, c'est-à-dire au niveau du cristal, ce qui est physiquement inconcevable. En supposant qu'elle soit placée juste devant ou derrière le cristal, il faut qu'elle ait un diamètre supérieur à la diagonale de ce dernier (environ 40 mm) et une focale que l'on peut calculer sur base des distances s_2 et s'_2 données ci-dessus. Il faut alors utiliser une lentille de 36 mm de focale ouverte à 0,9. Une telle optique n'existe que sous forme d'objectif à plusieurs lentilles qui, de prime abord, semble trop encombrant à insérer dans l'espace relativement limité autour du cristal. Néanmoins quelques essais ont été tentés au laboratoire sur base de doublets achromatiques relativement minces à grands diamètres et focales élevées. Malgré le fait que ceux-ci ne répondent pas strictement à la définition de lentille de champ, ils permettent de réduire le vignettage. L'étude de cette option mériterait d'être poursuivie afin d'évaluer son impact tant du point de vue radiométrique que des aberrations.

IV.2.3.2. Etude radiométrique

Pour la focale de 50 mm de l'objectif frontal, le grandissement voulu est obtenu quand l'objet est situé à environ 1 m de la tête optique. Pour des raisons pratiques, l'objet est éclairé avec la même source divergente que dans le système 1. Dans ces conditions, nous atteignons également une intensité de $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ en provenance de l'objet au niveau du cristal, mais en

utilisant une puissance laser valant 17 % de celle requise par le précédent dispositif d'imagerie. Nous devons néanmoins pondérer ce facteur de la variation de géométrie d'illumination (rapprochement de l'objet avec même faisceau d'éclairement) qui implique une augmentation de l'intensité incidente à l'objet d'un facteur 1,8 (mesuré au centre de l'objet). Négligeant la variation d'intensité résultant du changement de géométrie, la luminance de l'objet est dans ce cas,

$$B_2 \approx 11 \mu\text{W}/\text{cm}^2\text{sr}$$

L'intensité au centre du champ du plan image de l'objectif-relais de 26 mm ouvert à 1,1 est calculée et vaut (cfr. annexe 2)

$$I_2(0) \approx 3.5 \mu\text{W}/\text{cm}^2$$

On déduit de cela la puissance Φ_2 collectée par le photodétecteur. Ce calcul fait intervenir le caractère gaussien de l'illumination de l'objet, le facteur géométrique en \cos^4 de l'angle de champ ainsi que le vignettage relativement important sur une partie du champ et dont la paramétrisation est présentée à l'annexe 3. On obtient une puissance

$$\Phi_2 \approx 0.6 \mu\text{W}$$

La luminance de l'objet dans le système 2 est 3,3 fois plus faible que dans l'autre. D'autre part, les calculs approchés ci-dessus montrent que l'intensité au centre du champ d'observation est 2,8 fois plus faible dans le système 2. Cela nous donne donc un gain théorique de 1,2 avec le second dispositif. Cependant, sur base des interférogrammes présentés à la figure IV-11 (a) et (b), nous avons déterminé que l'intensité au centre du champ est environ 1,4 fois plus faible avec le système 2, ce qui donne un gain de 2,4 (cette différence sera analysée plus loin). La puissance collectée sur la surface d'un photodétecteur de 1 cm^2 est, selon la modélisation ci-dessus, 5 fois plus faible dans le second système. Ce calcul tient compte du vignettage de celui-ci (cfr annexe 3). Les mesures de la section suivante montrent des rapports valant 4 à 5.

IV.2.4. Etude comparative des deux systèmes

IV.2.4.1. Remarques préliminaires

Nous allons présenter une étude expérimentale des deux dispositifs d'imagerie décrits dans les sections IV.2.2 et IV.2.3. L'étude a pour objectif de caractériser ces deux systèmes selon des critères de comparaison utiles en pratique. Il s'agit de mesurer les intensités des ondes intervenant dans la formation de l'interférogramme, ainsi que le temps de réponse, le tout en fonction du seul paramètre que nous avons laissé libre : l'intensité référence de lecture. A partir de cela, nous déterminerons un point de fonctionnement pour lequel nous comparerons la qualité des interférogrammes (intensité moyenne et contraste). Une partie de ces éléments a été présentée à la référence [76].

IV.2.4.2. Intensité des ondes détectées

a) Définitions

Il y a principalement trois ondes lumineuses détectées au niveau de la caméra CCD. La première est l'onde transmise ayant traversé le système d'imagerie complet, le cristal et les deux polariseurs. La seconde est l'onde diffractée par l'hologramme enregistré dans le cristal lors de la reconstruction avec le faisceau référence. La troisième est de la diffusion qui peut avoir plusieurs origines : imperfections dans le volume du cristal, griffes, poussières ou autres imperfections en surface du cristal et des polariseurs. Certains attribuent son origine à de la biréfringence induite par des tensions [27].

Les deux ondes d'écriture de l'hologramme (objet et référence incidentes, respectivement en bleu foncé et en vert sur la figure IV-5 (a)) traversent le premier polariseur, (axe de transmission P_1 , figure IV-5 (b)), ils en sortent donc polarisés linéairement (la linéarité n'est bien sûr pas parfaite). Le polariseur d'entrée est orienté de telle manière que la polarisation de l'onde diffractée soit perpendiculaire à celle de l'onde transmise. Après le cristal, on place un polariseur dont l'axe de transmission P_2 est tourné d'un angle α par rapport à la direction préférentielle de la polarisation diffractée.

Si on mesure l'intensité transmise par l'ensemble cristal-polariseurs en fonction de l'angle α , on obtient des profils d'intensité elliptiques comme le montre la figure IV-5 (b). Cette dernière reprend les profils de l'intensité de l'onde diffractée P_{diff} (obtenue avec seulement l'onde référence lisant l'hologramme), de celle de l'onde transmise P_t (obtenue avec seulement l'onde objet incidente au cristal) et celle de l'onde diffusée P_b (obtenue avec seulement l'onde référence incidente au cristal). On observe que la lumière diffusée (bruit) est principalement due aux poussières de surface et que sa polarisation P_b est du même type que celle des ondes incidentes. L'intensité transmise contient trois composantes. La première due à l'imperfection des polariseurs est négligeable (rapport d'extinction de 10^{-4}). La seconde provient de la biréfringence résiduelle induite par des tensions et s'observe aisément pour certains cristaux entre deux polariseurs croisés. La troisième est la diffusion de l'onde objet incidente par les poussières et imperfections du cristal et des polariseurs. La seconde étant cohérente, elle donne lieu à une interférence constante dans le temps, ce qui se traduit par un bruit au niveau de l'interférogramme. Celui-ci est plus ou moins important selon le degré d'homogénéité de la biréfringence résiduelle.

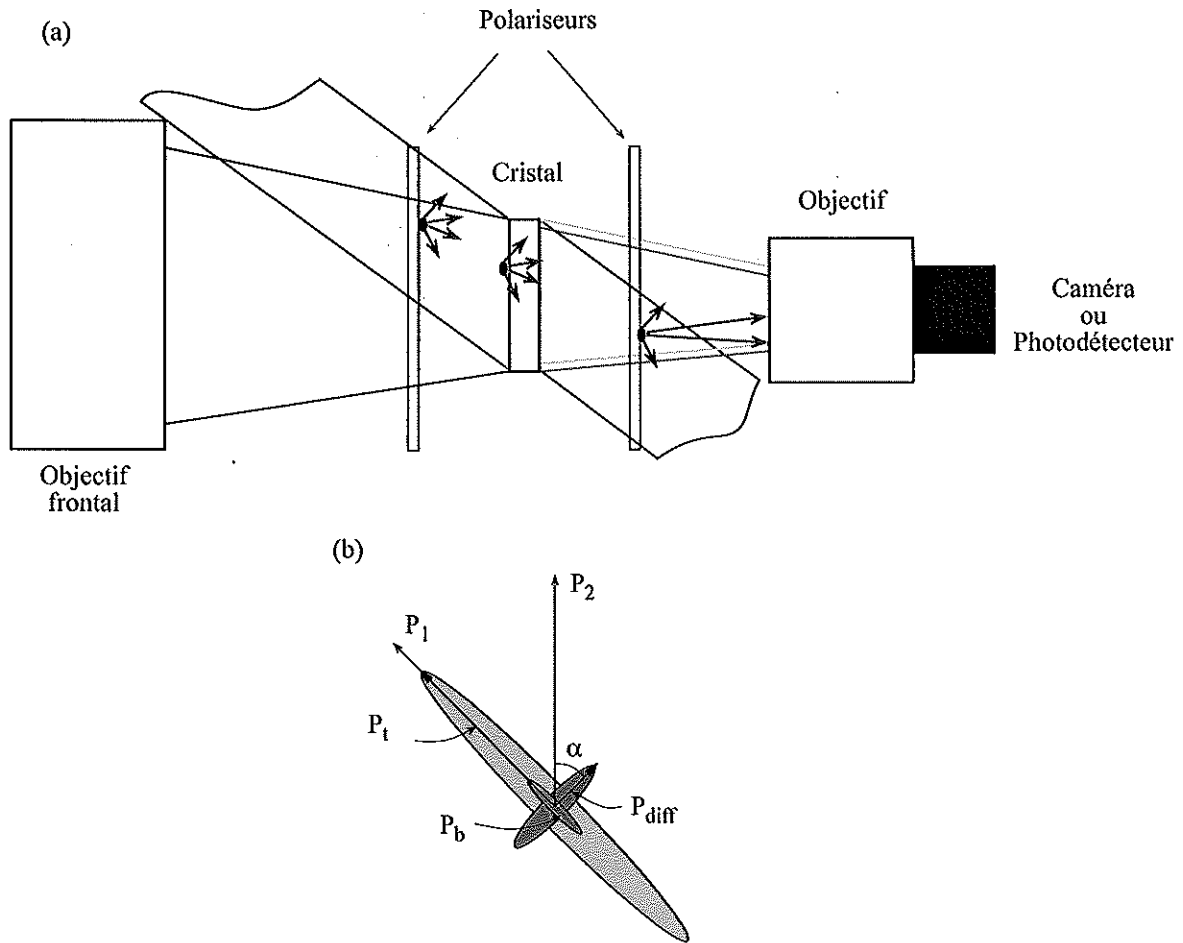


Figure IV-5. Ondes en présence au niveau du cristal. (a) Vue transversale des faisceaux : objet incident (bleu foncé), objet transmis (bleu clair), diffracté (rouge), référence (vert). De la diffusion apparaît à cause de poussières ou griffes éclairées par les divers faisceaux. (b) Profils de l'intensité lumineuse des différentes ondes à la sortie du cristal (les couleurs correspondent à celles de la figure (a)). P_1 est le polariseur d'entrée et P_2 celui de sortie qui est orienté à un angle α par rapport à la direction préférentielle de la polarisation diffractée P_{diff} (orthogonale à celle de l'onde transmise P_t à cause de l'anisotropie de diffraction).

b) Procédure expérimentale

La mesure des ondes décrites ci-dessus a été effectuée avec l'instrument complet dont le schéma général est identique à celui du dispositif préliminaire (figure IV-1) mais incluant l'un ou l'autre des deux systèmes optiques ainsi que le cristal BGO:Cu (29x27 mm²). Pour ces mesures, deux obturateurs sont placés, chacun dans un des bras de l'interféromètre. La caméra CCD a été remplacée par un photodétecteur au silicium (NRC, Modèle 818-SL).

L'analyseur a son axe P_2 orienté selon la direction de polarisation préférentielle de l'onde diffractée ($\alpha=0$). En effet, l'intensité diffractée étant relativement faible, on a intérêt à maximiser celle-ci par rapport aux deux autres ondes dont on n'observera, dès lors, plus que les intensités résiduelles dans cette direction : $I_{t,res}$ (intensité transmise résiduelle) et $I_{b,res}$ (intensité diffusée résiduelle).

Pour $I_{obj}=10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ et différentes valeurs de l'intensité référence I_{ref} mesurées au niveau du cristal (après P_1), nous procédons à la séquence d'opérations suivante (le cristal est supposé ne pas contenir d'hologramme enregistré au départ) :

- On ouvre l'obturateur-objet seul pendant quelques secondes afin de laisser thermaliser l'objet.
- On ouvre l'obturateur-référence, ainsi le cristal est illuminé pendant un certain temps (fixé au préalable) par les deux faisceaux d'écriture permettant ainsi l'enregistrement holographique. Le photodétecteur observe donc la croissance du faisceau auto-diffracté par le réseau en cours d'enregistrement dans le cristal.
- Après le temps d'enregistrement fixé, on ferme l'obturateur-objet. L'hologramme est alors illuminé par le faisceau-référence seul (intensité homogène), il s'efface donc.
- Durant ces opérations, le signal du photodétecteur a été enregistré dans la mémoire de l'ordinateur.
- On enregistre aussi les intensités résiduelles $I_{l,res}$ (obturateur-objet ouvert seul) puis $I_{b,res}$ (obturateur-référence ouvert seul).

c) Résultats

La figure IV-6 (a) montre un exemple de cycle enregistrement-effacement, tandis que la figure IV-6 (b) montre les intensités résiduelles séparément.

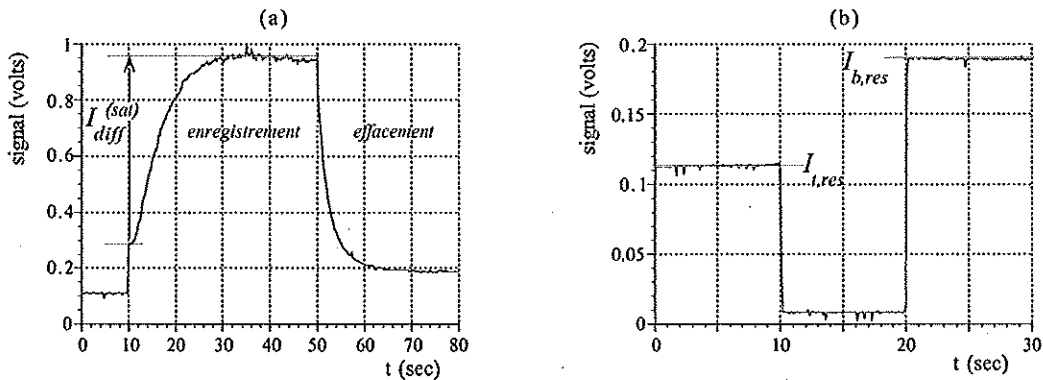


Figure IV-6. (a) Cycle de mesure du faisceau auto-diffracté par le réseau (signal en volts proportionnel à l'intensité). De 0 à 10 s : faisceau objet seul ; de 10 à 50 s, les deux faisceaux d'écriture sont incidents et on observe la croissance du faisceau diffracté ; après 50 s, le faisceau référence éclaire seul le réseau qui s'efface. (b) Mesures séparées des faisceaux résiduels transmis (0 à 10 s) et diffusé (20 à 30 s).

L'intensité observée durant l'enregistrement a l'allure temporelle suivante (cfr. section III.4.2.2) :

$$I = I_{l,res} + I_{b,res} + I_{diff}^{(sat)} \left[1 - e^{-t/\tau} \right]^2 \quad (\text{IV-1})$$

où le troisième terme du membre de droite est l'intensité diffractée qui varie en fonction du temps selon une loi exponentielle. Dans cette équation, nous avons négligé la contribution de la

biréfringence résiduelle dans l'intensité transmise résiduelle. En effet, celle-ci se traduit par une interférence avec le faisceau diffracté, qui est constante dans le temps et moyennée spatialement sur le photodétecteur. En pratique, même si certains cristaux montrent une biréfringence résiduelle importante, aucun effet n'a jamais été visiblement observé dans les mesures de croissance : la somme des intensités $I_{t,res}$ et $I_{b,res}$ mesurées séparément (figure IV-6 (b)) se retrouve dans le niveau continu d'intensité de la courbe de croissance (figure IV-6 (a)).

Pour la réduction des mesures de croissance du faisceau diffracté, on ne garde de la mesure complète que les données relatives à l'intensité diffractée et on les ajuste par une courbe à deux paramètres du même type que le troisième terme de (IV-1) (figure IV-7).

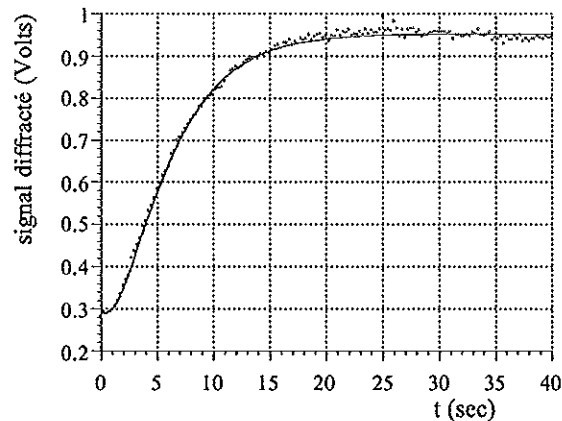


Figure IV-7. Signal diffracté en cours de croissance de l'hologramme. Les points de mesures (en rouge) sont extraits des données de la figure IV-6 (a). Le trait continu (en noir) est la courbe d'ajustement s'exprimant comme le troisième terme de (IV-1).

Après avoir répété cette réduction des données sur l'ensemble des mesures pour différentes intensités référence, on obtient les figures suivantes.

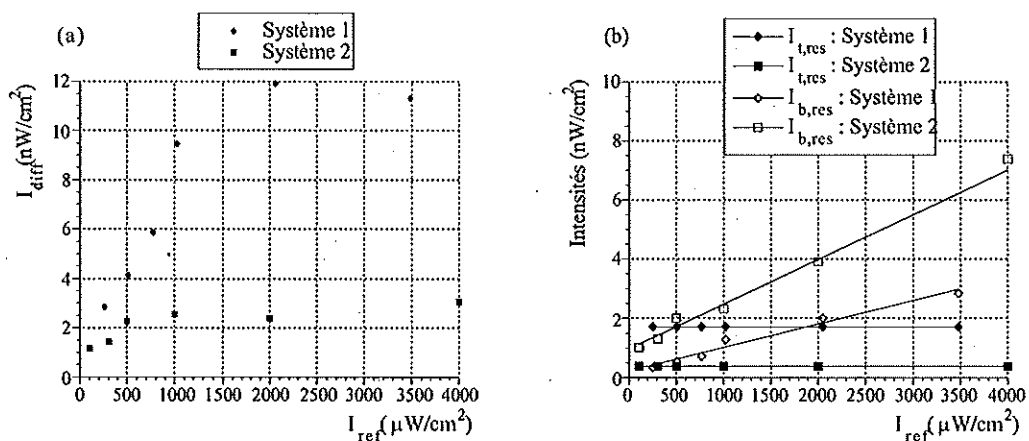


Figure IV-8. Intensités des ondes en présence au niveau du plan du CCD dans chacun des deux systèmes optiques avec le polariseur de sortie aligné selon la polarisation diffractée. (a) Intensité diffractée en fonction de l'intensité de lecture. (b) Intensité transmise et diffusée résiduelles.

d) Interprétation des résultats

1°) La figure IV-8 (a) montre que, pour les deux systèmes, lorsque l'intensité de lecture augmente, l'intensité diffractée augmente jusqu'à un certain niveau où elle plafonne. Cela est contraire au comportement prédit par l'expression (III-41) qui montre que pour un rapport R par exemple de 30, correspondant au premier point mesuré pour le système 1, l'intensité diffractée devrait atteindre 93% de la valeur maximale (obtenue pour R très grand). La seule explication est que, pour les intensités références les plus faibles (temps de réponse long), l'enregistrement holographique ne s'effectue pas jusqu'à saturation de manière correcte à cause des perturbations environnementales lors de la mesure. Cela s'observe d'ailleurs vu le caractère parfois perturbé des courbes de croissance dans ces conditions (oscillations de l'intensité avant d'atteindre la saturation). Notons qu'un maximum de précautions a été pris à ce sujet (table optique, enceinte, pas de présence humaine à proximité en cours de mesure).

2°) La figure IV-8 (a) montre que le détecteur collecte typiquement 3.5 à 4 fois plus de lumière dans le système 1 que dans le système 2, ce qui est corrélé à l'analyse radiométrique effectuée pour chacun des dispositifs optiques où l'on avait trouvé des rapports similaires.

3°) La figure IV-8 (b) montre que l'intensité diffusée résiduelle est proportionnelle à l'intensité référence, ce qui avait déjà été rapporté par Miridonov *et coll* [54]. Cela signifie que le faisceau de lecture est l'origine principale du bruit de diffusion, l'onde objet incidente y participant aussi mais dans une moindre mesure vu sa faible intensité dans le cas qui nous préoccupe. L'intensité transmise résiduelle reste constante vu que l'intensité objet incidente ne varie pas d'une mesure à l'autre.

IV.2.4.3. Temps de réponse

a) Position du problème - Motivation

La distribution angulaire $\Delta\theta$ de l'onde objet arrivant en un point du cristal est plus large dans le système 2 que dans le système 1. Pour le système 1, il est donné par la taille de l'objet et la distance entre le cristal et ce dernier. Suivant les données d'imagerie précisées à la section IV.2.2, on trouve $\Delta\theta=12^\circ$ pour les rayons arrivant au centre du champ. Pour le système 2, il est donné par l'ouverture du système et la distance du plan image soit $\Delta\theta=22^\circ$, en utilisant les données de la section IV.2.3.

Comme l'efficacité de diffraction et le temps de croissance du réseau PR dépendent de l'angle entre les faisceaux d'écriture, et comme le faisceau référence est collimaté, cela a comme conséquence qu'une partie des rayons provenant de l'objet n'entre pas à l'angle optimal. Ce dernier est relié au pas de réseau optimal (figure III-4). En vertu de cela, ces rayons lumineux participent moins à la formation de l'hologramme que ceux proches de l'angle optimal. Ce problème affectant plus le système 2 que le système 1, il est bon de vérifier son influence.

A cet effet, nous nous sommes donc intéressés au temps de réponse observé avec chacun des deux systèmes.

b) Résultats

Les temps de réponse sont tirés des données acquises pour la mesure de l'onde diffractée I_{diff} que nous avons déjà présentées à la section précédente. De l'ajustement des données par une courbe du type (IV-1), on tire le paramètre τ qui donne le temps mis pour atteindre $(1-1/e)^2=40\%$ de la saturation.

La figure IV-9 montre l'évolution de τ en fonction de l'intensité totale incidente (somme des intensités référence et objet, cette dernière étant fixée à $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$) pour les deux systèmes.

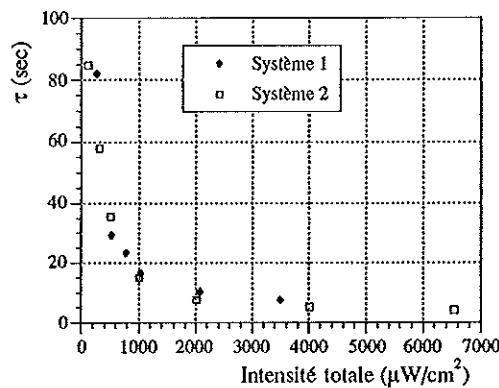


Figure IV-9. Temps de réponse en fonction de l'intensité totale mesurée dans chacun des systèmes.

c) Interprétation des résultats

1°) On trouve bien un résultat attendu, à savoir que le temps de réponse est inversement proportionnel à l'intensité totale des faisceaux d'écriture.

2°) Il apparaît clairement que les courbes des deux systèmes se superposent, ce qui indique que l'enregistrement s'effectue de manière équivalente dans les deux cas et que donc l'étalement de la distribution angulaire lorsque l'on passe du système 1 au système 2 ne joue pas un rôle important sur la formation de l'hologramme.

IV.2.4.4. Détermination du point de fonctionnement

La figure IV-8 (a) suggère que l'intensité diffractée à saturation plafonne pour une certaine valeur de l'intensité de lecture. Pour le système 1, cette valeur est typiquement de $2 \text{ mW}/\text{cm}^2$, tandis que pour le système 2, cette valeur limite apparaît pour des intensités d'environ $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$. On peut donc envisager de définir le point de fonctionnement comme étant l'intensité de lecture pour laquelle l'intensité diffractée atteint une valeur stable. Rappelons que nous

attribuons la chute de l'intensité diffractée pour les faibles valeurs de l'intensité référence au fait que l'hologramme n'atteint pas correctement sa saturation.

La figure IV-9 montre que le temps de réponse décroît lorsque l'intensité référence (et donc l'intensité totale) augmente. Néanmoins, nous voyons que celui-ci ne décroît plus de manière notable à partir d'une valeur d'environ 2 mW/cm^2 . De plus, si nous augmentons l'intensité de référence, cela va augmenter l'intensité diffusée comme le montrent les courbes de $I_{b, \text{res}}$ à la figure IV-8 (b).

En fonction de ce qui précède, on définit le point de fonctionnement comme étant l'intensité de référence pour laquelle l'intensité diffractée atteint une valeur stable, telle que le temps de réponse ne décroît plus de manière sensible et telle que le bruit de diffusion ne soit pas trop élevé. Le point qui nous semble satisfaire le mieux à cela est $I_{\text{ref}}=2 \text{ mW/cm}^2$. Pour le système 2, une intensité référence de 1 mW/cm^2 aurait pu convenir si ce n'est que le temps de réponse est presque deux fois plus élevé qu'à 2 mW/cm^2 . Nous garderons donc cette dernière valeur comme point de fonctionnement optimal pour les deux systèmes.

Bien sûr, les critères de choix de ce point de fonctionnement sont subjectifs, on peut dès lors décider de ne pas en tenir compte dans les applications en fonction de ce que l'on recherche (temps de réponse plus court, bruit de diffusion plus faible, etc...).

IV.2.4.5. Contraste et intensité moyenne des interférogrammes

a) Définitions

Au niveau de la caméra CCD, nous observons la superposition des intensités $I_t(\alpha)$, $I_{\text{diff}}(\alpha)$ et $I_b(\alpha)$ des ondes, respectivement, transmise, diffractée et diffusée après le second polariseur dont l'axe de transmission P_2 est orienté d'un angle α par rapport à la polarisation diffractée (cfr. figure IV-5 (b)).

Principalement, on observe l'interférence entre les ondes transmise et diffractée. L'onde diffusée interfère avec les deux autres de telle sorte que l'intensité totale s'écrit

$$I = I_t + I_{\text{diff}} + I_b + 2\sqrt{I_t I_{\text{diff}}} \cos(\phi_t - \phi_{\text{diff}}) + 2\sqrt{I_t I_b} \cos(\phi_t - \phi_b) + 2\sqrt{I_b I_{\text{diff}}} \cos(\phi_b - \phi_{\text{diff}}) \quad (\text{IV-2})$$

Les différences de phase des deux derniers termes contiennent des fréquences spatiales supérieures à celles du premier terme d'interférence, dès lors la moyenne de ces deux termes sur un pixel doit être égale à zéro et ils ne participent pas à l'interférogramme. L'intensité s'écrit donc :

$$I = I_{\text{moyen}} [1 + m \cos(\phi_t - \phi_{\text{diff}})] \quad (\text{IV-3})$$

avec l'intensité moyenne de l'interférogramme

$$I_{moyen} = (I_t + I_{diff} + I_b) \quad (IV-4)$$

et le contraste ou modulation

$$m = \frac{2 \sqrt{I_t I_{diff}}}{I_t + I_{diff} + I_b} \quad (IV-5)$$

N.B. L'intensité moyenne et le contraste sont ceux observés au premier instant de l'interférogramme. Il va de soi que le cristal s'effaçant lors de la lecture, I_{diff} varie dans le temps (cfr. 3^{ème} terme du membre de droite de (IV-1)) et que l'intensité moyenne et le contraste diminuent avec le temps. Ces effets et l'erreur de mesure qu'ils entraînent seront étudiés en détails à la section IV.4.2.

Dans le cas où l'intensité diffusée est nulle ($I_b=0$), la modulation maximale m_{max} peut valoir 1 dans le cas où

$$I_t(\alpha_{max}) = I_{diff}(\alpha_{max}) \quad (IV-6)$$

c'est-à-dire pour un angle d'orientation du polariseur de sortie bien choisi $\alpha=\alpha_{max}$. Lorsque la diffusion est non nulle, la modulation maximale, toujours inférieure à 1, se calcule en injectant (IV-6) dans (IV-5), ce qui donne

$$m_{max} = \frac{1}{C + 1} \quad (IV-7)$$

avec

$$C = \frac{I_b(\alpha_{max})}{2 I_t(\alpha_{max})} = \frac{I_b(\alpha_{max})}{2 I_{diff}(\alpha_{max})} \quad (IV-8)$$

Pour déterminer l'angle α_{max} , on se base sur la loi de Malus qui dit qu'au travers de deux polariseurs, l'intensité varie comme le \cos^2 de l'angle entre les axes de transmission de chaque polariseur. L'intensité diffractée en fonction de l'angle α s'écrit $I_{diff}(\alpha=0^\circ)\cos^2(\alpha)$. Comme nous avons anisotropie de diffraction et que l'angle entre la direction préférentielle de polarisation de l'onde transmise est à 90° de celle de l'onde diffractée (cfr. figure IV-5 (b)), l'intensité transmise en fonction de α s'écrit $I_t(\alpha=90^\circ)\sin^2(\alpha)$. Dès lors l'angle α_{max} est tel que

$$I_{diff}(0^\circ) \cos^2(\alpha_{max}) = I_t(90^\circ) \sin^2(\alpha_{max}) \quad (IV-9)$$

La valeur $I_{diff}(0^\circ)$ est connue car il s'agit de la valeur $I_{diff}^{(sat)}$ déterminée dans les mesures de la section IV.2.4.2. Il faut encore déterminer $I_t(90^\circ)$. Nous mesurons les profils $I_t(\alpha)$ et $I_b(\alpha)$ car le premier nous donne $I_t(90^\circ)$ et parce que nous avons besoin des valeurs $I_t(\alpha_{max})$ et $I_b(\alpha_{max})$ que l'on peut déterminer connaissant α_{max} . Le contraste maximal que l'on peut atteindre dans un interférogramme avec chacun des systèmes peut donc être estimé sur cette base.

b) Résultats

De la discussion ci-dessus, il ressort donc qu'il faut déterminer les profils de polarisation des ondes diffusée et transmise. Pour cela, on mesure l'intensité au plan image pour différentes orientations du polariseur de sortie. La mesure s'effectue avec le détecteur NRC déjà utilisé pour les mesures présentées à la section IV.2.4.2, chaque profil étant mesuré séparément, l'un avec le faisceau objet uniquement et l'autre avec le faisceau référence seul. On fait cela pour chacun des deux systèmes (figures IV-10 (a) et (b)). Bien sûr il s'agit d'une mesure de la loi de Malus, mais à ceci près qu'il y a un niveau continu (peu visible sur la figure). L'importance relative de ce niveau continu augmente lorsque le polariseur de sortie est orienté à un angle proche de 0° , ce qui est le cas en pratique.

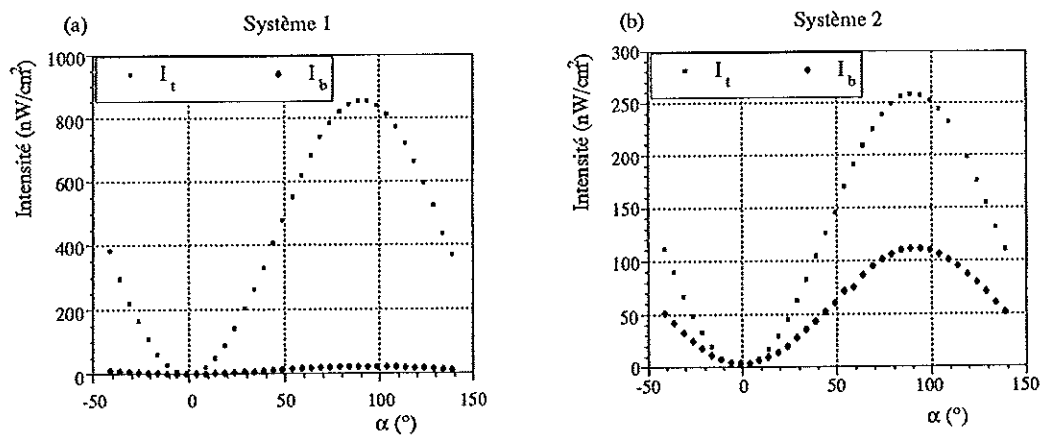


Figure IV-10. Profils d'intensité des ondes transmises et diffusées dans chacun des systèmes en fonction de l'angle α dont est tourné le polariseur de sortie (avec $\alpha=0^\circ$ la direction de la polarisation diffractée).
(a) Système 1, (b) système 2.

c) Interprétation des résultats

1° Les deux figures montrent que dans chaque cas, l'intensité transmise après le cristal est généralement plus élevée que l'intensité diffusée (pour l'intensité de lecture de 2 mW/cm^2 qui est notre point de fonctionnement).

2° Dans le système 2 (figure (b)), l'intensité diffusée est plus importante que dans le système 1 (figure (a)) pour la même intensité de lecture. Cela est dû au fait que dans le second système, on image le cristal et les polariseurs qui sont responsables de la diffusion (griffes, poussières, ...). Ces composants contribuent donc plus à la quantité de lumière diffusée et collectée au détecteur comparativement au système 1 où ils ne sont pas imagés. On suppose évidemment que la quantité de griffes et de poussières n'a pas changé entre les mesures avec chaque système.

3° L'intensité transmise est typiquement 3,3 fois plus élevée dans le système 1 que le système 2.

4° En se basant sur les valeurs $I_{diff}(0^\circ)$ obtenues au point de fonctionnement pour chaque système (figure IV-8 (a)) et les valeurs maximales de I_t (pour $\alpha=90^\circ$, cfr. figures IV-10), on peut calculer pour chaque système l'angle α_{max} tel que la condition (IV-9) est vérifiée.

Pour le système 1, $I_{diff}(0^\circ)=11,5 \text{ nW/cm}^2$ et $I_i(90^\circ)=854 \text{ nW/cm}^2$, ce qui donne $\alpha_{max}=6,6^\circ$. Pour le système 2, $I_{diff}(0^\circ)=2,5 \text{ nW/cm}^2$ et $I_i(90^\circ)=258 \text{ nW/cm}^2$, ce qui donne $\alpha_{max}=5,5^\circ$.

5°) Pour déterminer m_{max} , on ajuste d'abord les courbes de I_i et I_b avec une fonction du type

$$I = c_1 + c_2 \cos^2(c_3 \alpha)$$

Ensuite, reprenant les valeurs des paramètres c_1 , c_2 et c_3 trouvées pour chacune des courbes I_i et I_b , on calcule le coefficient C au moyen du rapport (IV-8). On en déduit m_{max} par (IV-7). La table IV-2 résume les valeurs de α_{max} , I_{moyen} et m_{max} calculées. L'intensité moyenne est typiquement 2,4 fois plus élevée dans le système 1. Le contraste est plus faible dans le cas du système 2 car le facteur limitatif est clairement la quantité de bruit due à la diffusion plus importante dans ce système.

Table IV-2. Comparaison de la qualité interférométrique observée déterminée pour chaque système optique. On y retrouve la valeur moyenne et le contraste de l'interférogramme calculés sur base des mesures d'intensité des ondes en présence. Les valeurs mesurées de l'intensité moyenne et du contraste sont données à titre indicatif.

	α_{max}	I_{moyen} (nW/cm ²) (calculée)	I_{moyen} (n.g.) (mesurée)	m_{max}	m_{mes}
Système 1	6,6°	25,6	78	0,9	0,7
Système 2	5,5°	10,7	55	0,55	0,5

6°) Il est intéressant de comparer les valeurs trouvées par calcul à celles relevées sur des interférogrammes. Pour ce faire, on utilise chacun des deux systèmes avec les paramètres d'imagerie précisés aux sections IV.2.2 et IV.2.3. Les figures IV-11 (a) et (b) montrent les interférogrammes correspondant aux systèmes 1 et 2. Les intensités moyennes (en niveaux de gris) et contrastes mesurés au centre du champ en traçant des profils de ligne dans l'interférogramme sont donnés dans la table IV-2. Il est évident que les interférogrammes sont de moins bonne qualité avec le système 2 qu'avec le système 1. Ce problème se remarque moins après un calcul de la phase par décalage de phase (figures IV-11 (c) et (d)), excepté aux bords du champ avec le système 2 à cause du vignettage important dans ce dispositif.

Remarquons aussi que le rapport des intensités mesurées est de 1,4 à comparer avec la valeur calculée précédemment (2,4) et celle calculée par l'analyse radiométrique (2,8). Ces différences proviennent de la comparaison d'une modélisation radiométrique simplifiée avec des mesures de natures très différentes. En effet, dans un cas on utilise un détecteur monolithique qui intègre une surface importante et dans l'autre le détecteur est plus petit et possède une résolution spatiale élevée.

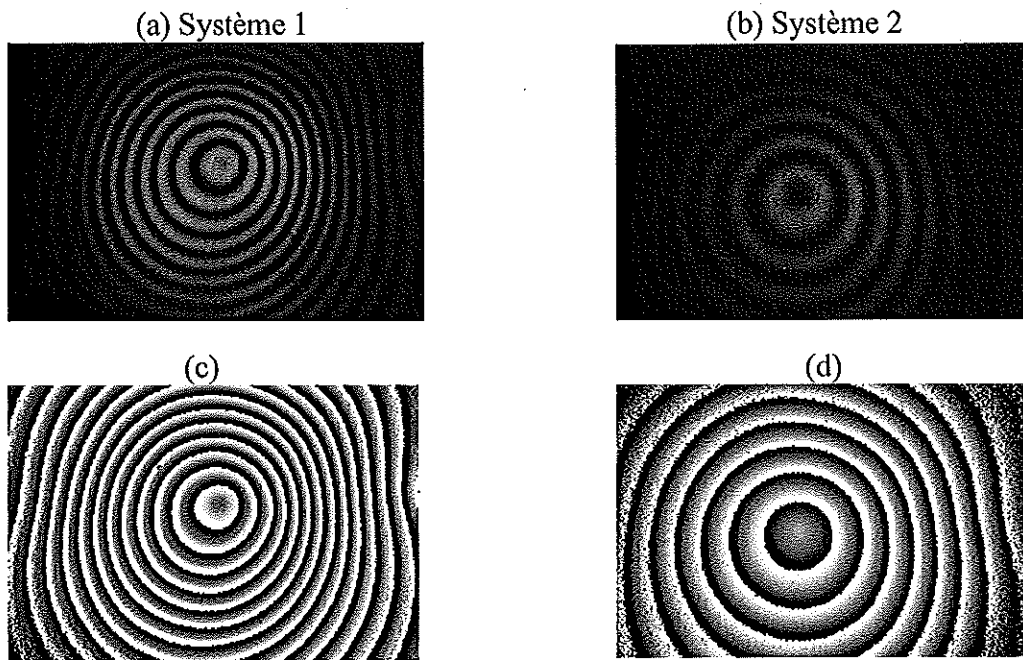


Figure IV-11. Interférogrammes obtenus avec le système 1 (a) et le système 2 (b). L'objet est fixé par ses bords et on induit une déformation au centre de celui-ci avec un translateur piézo-électrique sur la face arrière. La zone observée est de $55 \times 37 \text{ cm}^2$. Les figures (c) et (d) sont obtenues après calcul de la phase sur (a) et (b).

IV.2.5. Conclusion

A l'issue de ce premier axe d'étude, nous avons opté pour un des systèmes optiques avant d'aborder l'étude comparative des différents cristaux et l'élaboration d'un prototype de caméra holographique.

Le choix s'est porté sur le second système car, à surface observée égale, la puissance laser nécessaire est moindre que dans le premier et la qualité interférométrique est acceptable (en termes d'intensité moyenne et de contraste). De plus, l'objet est plus proche de la tête optique, ce qui est plus intéressant d'un point de vue pratique (compacité).

IV.3. Etude des cristaux

IV.3.1. Introduction

Après avoir choisi une configuration optique, il est intéressant de voir quel cristal fournira les performances optimales. Il nous paraissait donc opportun de comparer des espèces qui étaient disponibles en grande taille, soit des BGO et BSO. Les échantillons que nous avons pu acquérir sont repris à la table IV-3.

Table IV-3. Dimensions et origine des cristaux sillénites comparés dans l'étude.

	largeur (mm)	hauteur (mm)	épaisseur (mm)	origine
BSO	30	30	2,5	Castech (Ch)
BGO	37	30	2,75	ICMCB (Fr)
BGO:Cu	29	27	2,6	ICMCB (Fr)

Les cristaux ont été traités antireflet afin de diminuer les pertes par réflexion qui, vu les indices de réfraction, peuvent se chiffrer à 35 %.

Nous avons donc entrepris de comparer ces cristaux dans l'instrument et dans une configuration d'utilisation réaliste. Les propriétés qui nous intéressent sont semblables à celles que nous avons considérées dans l'étude comparative des systèmes optiques. Nous nous limiterons au système 2 et nous y placerons tour à tour les trois cristaux. Nous reprendrons pas-à-pas la procédure expérimentale suivie dans l'étude des systèmes : mesure des intensités détectées (IV.3.4), du temps de réponse (IV.3.5), détermination d'un point de fonctionnement en intensité de lecture (IV.3.6), détermination des contraste et intensité moyenne des interférogrammes (IV.3.7). Ces propriétés seront mesurées à deux longueurs d'onde d'intérêt : 514 nm (laser Argon) et 532 nm (laser YAG). Les résultats à 514 nm ont été présentés à la référence [77].

Avant d'effectuer ces mesures, il nous faut déterminer l'angle à utiliser entre les faisceaux référence et objet ou, plus précisément, le pas du réseau inscrit (dans l'étude précédente, nous avons toujours considéré 55°). Rappelons que le temps de réponse et l'efficacité de diffraction dépendent du pas du réseau (cfr. section III.4.2) qui est donné par l'expression (III-2). En vue d'une optimisation du dispositif, nous mesurerons l'influence de ce paramètre (IV.3.2). Nous en déduirons un angle de travail optimal pour chaque cristal à la section IV.3.3.

IV.3.2. Mesures en fonction du pas du réseau

IV.3.2.1. Procédure expérimentale

Le cristal est illuminé par deux ondes planes à 514 nm (laser Argon). Le rapport des faisceaux est choisi égal à 1, ce qui maximise l'efficacité de diffraction. L'intensité de chaque faisceau est de 2 mW/cm^2 . Les faisceaux sont placés symétriquement par rapport à la normale au cristal. Un faisceau-sonde à 633 nm élargi et collimaté vient lire le réseau en cours de croissance. Ce faisceau devant satisfaire la condition de Bragg afin d'être diffracté, il faut adapter son angle d'incidence sur le cristal. A chaque angle, on effectue 10 mesures de l'intensité diffractée lors de l'enregistrement holographique. Les courbes sont ajustées par une fonction du type (IV-1) dont on tire la valeur de diffraction à saturation et le temps de réponse, la valeur finale de ces paramètres en chaque angle est la moyenne sur les 10 mesures. Ces dernières sont effectuées de la même manière pour les trois cristaux considérés.

IV.3.2.2. Résultats

Les figures IV-12 (a) et (b) montrent l'évolution de l'efficacité de diffraction et du temps de réponse, en fonction du pas du réseau. Il est important de noter que l'efficacité étant mesurée à 633 nm, sa valeur doit être corrigée pour obtenir l'efficacité à 514 ou 532 nm. Les valeurs présentées sont celles à 633 nm. Les points de mesure ont été ajustés par les expressions de ces deux figures de mérite en fonction du pas du réseau. Dans le cas de l'efficacité, elle est du type (III-42), tandis que dans le cas du temps de réponse, elle est du type (III-45).

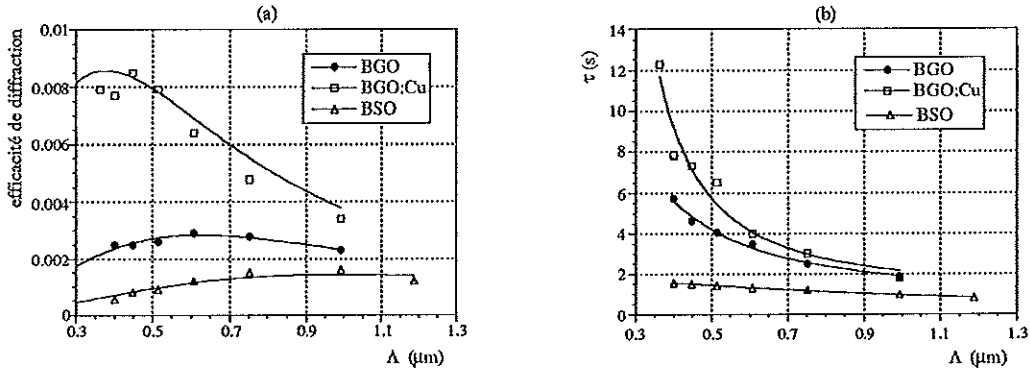


Figure IV-12. Mesures de l'efficacité de diffraction (a) et du temps de réponse (b) en fonction du pas du réseau inscrit.

IV.3.2.3. Interprétation des résultats

1°) La figure IV-12 (a) montre la dépendance de l'efficacité en fonction du pas du réseau et que celle-ci est plus marquée pour le BGO:Cu. Le pas Λ_{max} pour lequel le maximum est observé est donné pour chaque cristal à la table IV-4.

Table IV-4. Pas du réseau pour lequel l'efficacité de diffraction est maximisée pour chaque cristal étudié.

	Λ_{max} (μm)
BSO	0,9
BGO	0,7
BGO:Cu	0,4

2°) L'efficacité du BSO est relativement faible par rapport aux deux autres. Il est à noter que ce cristal présente une inhomogénéité photoréfractive importante. En effet, ayant observé une biréfringence résiduelle étendue, il apparaît que les mêmes zones sont affectées d'une efficacité de diffraction faible.

3°) Le temps de réponse décroît lorsque le pas du réseau augmente. A nouveau, comme dans le cas de la diffraction, l'évolution est très marquée dans le cas du BGO:Cu. Le BSO est nettement plus rapide que les deux autres (à 514 nm).

IV.3.2.4. Détermination du point de fonctionnement angulaire

Il faut se choisir un pas de réseau tel que le cristal ait une réponse optimale, soit un compromis entre l'efficacité la plus élevée et le temps de réponse le plus court. De ce pas optimal, nous déduirons les valeurs de l'angle à utiliser à chaque longueur d'onde par l'expression (III-2). Il est important de noter que les faisceaux d'écriture ne sont plus incidents symétriquement au cristal mais que le faisceau objet a une incidence moyenne normale à la surface du cristal. Partant du pas à l'intérieur du matériau et désirant trouver l'angle à l'extérieur, il faut tenir compte de cette asymétrie dans le calcul, les angles intérieurs et extérieurs étant liés par la loi de Snell.

Dans le cas du BSO, le choix du pas Λ est relativement simple : on peut considérer celui pour lequel l'efficacité est maximale. Le temps de réponse ne décroissant pas de manière significative pour des pas supérieurs, il convient dès lors de prendre $\Lambda=0,9 \mu\text{m}$, ce qui donne des angles extérieurs de 33° (514 nm) et 36° (532 nm). Néanmoins, ces angles sont trop petits en regard de l'espace disponible entre l'objectif frontal et l'entrée du cristal. En fait, 40° est l'angle minimum que l'on peut atteindre dans le système, ce qui signifie que pour la plus petite des deux longueurs d'onde (514 nm), le pas est de $0,8 \mu\text{m}$, l'angle équivalent à 532 nm valant $41,5^\circ$.

Dans le cas du BGO, nous prenons $\Lambda=0,75 \mu\text{m}$, ce qui correspond au maximum de l'efficacité. A nouveau, pour des pas supérieurs (matériellement limités à $0,8 \mu\text{m}$), nous n'avons pas d'évolution significative du temps de réponse.

Dans le cas du BGO:Cu, on note un comportement beaucoup plus variable qui nous oblige, pour rester dans des temps de réponse de quelques secondes, de choisir un pas d'environ $0,67 \mu\text{m}$.

La table IV-5 donne le pas recommandé pour chaque cristal ainsi que les angles correspondants à l'extérieur du cristal (pour un angle d'incidence du faisceau objet perpendiculaire à la surface du cristal). Ces angles seront donc utilisés dans les mesures qui sont présentées dans les sections suivantes.

Table IV-5. Pas de réseau utilisé pour chaque cristal et angles extérieurs correspondants aux deux longueurs d'onde d'intérêt.

	Λ	θ_{532}	θ_{514}
BSO	$0,8 \mu\text{m}$	$41,5^\circ$	40°
BGO	$0,75 \mu\text{m}$	45°	43°
BGO:Cu	$0,67 \mu\text{m}$	52°	$49,5^\circ$

IV.3.3. Mesures en fonction de l'intensité de lecture

IV.3.3.1. Mesures des intensités détectées

a) Résultats

La procédure utilisée est exactement la même que celle présentée en IV.2.4.2. L'objet est le même et l'intensité objet au niveau du cristal est égale à $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Les figures IV-13 (a) et (b) présentent les mesures de l'intensité diffractée détectée au plan image en fonction de l'intensité de lecture pour les trois cristaux et aux longueurs d'onde, respectivement, de 514 et 532 nm. De la même manière, les figures IV-14 (a) et (b) présentent les intensités diffusées résiduelles $I_{b,res}$ en fonction de l'intensité de lecture et les figures IV-15 (a) et (b), les intensités transmises résiduelles $I_{t,res}$.

N.B. Les premiers points de mesure de $I_{t,res}$ à 532 nm (figure IV-15 (b)) et relatifs aux courbes de BGO et BGO:Cu ont été supprimés car ils étaient visiblement erronés.

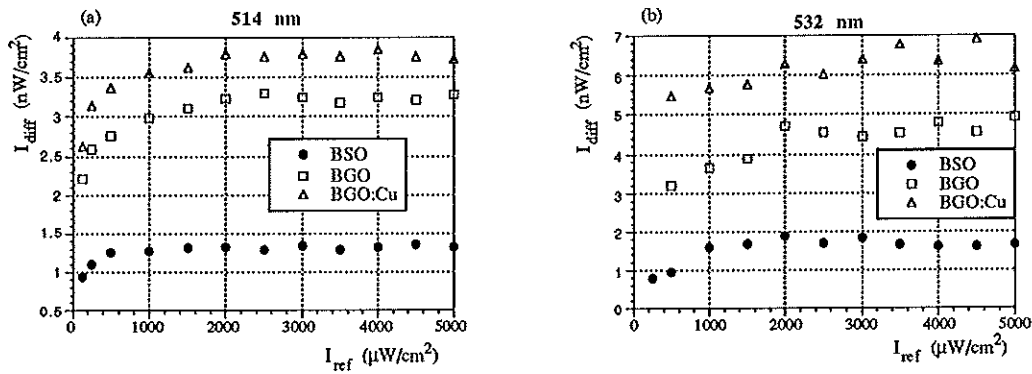


Figure IV-13. Intensités des ondes diffractées mesurées au niveau du plan d'observation au travers du polariseur P_2 orienté selon la polarisation diffractée. Mesures pour les trois cristaux (a) à 514 nm et (b) à 532 nm.

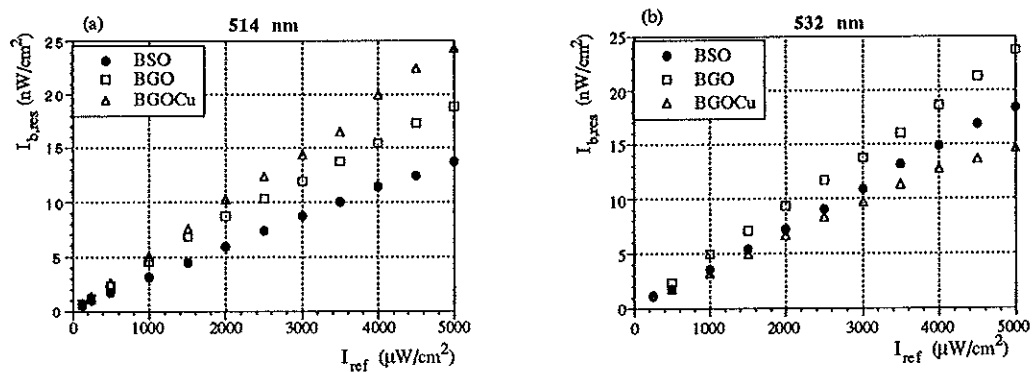


Figure IV-14. Intensités résiduelles $I_{b,res}$ de la diffusion du faisceau référence mesurées au niveau du plan d'observation au travers du polariseur P_2 orienté selon la polarisation diffractée. Mesures pour les trois cristaux (a) à 514 nm et (b) à 532 nm.

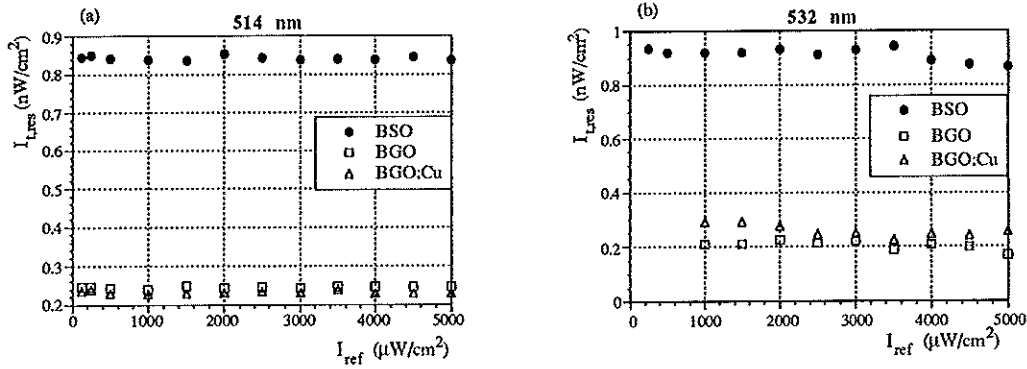


Figure IV-15. Intensités résiduelles transmises I_{Lres} mesurées au niveau du plan d'observation au travers du polariseur P_2 orienté selon la polarisation diffractée. Mesures pour les trois cristaux (a) à 514 nm et (b) à 532 nm.

b) Interprétation des résultats

Les comportements observés ici sont équivalents à ceux observés avec les deux systèmes d'imagerie sur base du cristal de BGO:Cu.

1°) L'intensité diffractée atteint son régime à saturation à partir d'une certaine valeur de l'intensité référence et, en-deçà de cette valeur, toutes les courbes montrent l'infléchissement dont l'origine est supposée due aux perturbations extérieures empêchant un enregistrement holographique complet.

2°) Le BGO:Cu est le plus efficace de tous, ce qui se voyait déjà dans les mesures angulaires. Le BSO est nettement moins efficace que les autres probablement à cause de l'inhomogénéité photoréfractive constatée.

3°) L'intensité diffusée résiduelle est linéairement proportionnelle à l'intensité de lecture.

4°) L'intensité transmise résiduelle est constante.

5°) Le BSO présente une intensité objet résiduelle nettement supérieure à celle des deux autres. Les disparités entre les courbes des trois cristaux sont dues aux différences d'absorption mais aussi, dans le cas du BSO, causées par la biréfringence résiduelle constatée sur une partie du cristal.

IV.3.3.2. Temps de réponse

a) Résultats

Des mesures de croissance holographique, on peut tirer les courbes du temps de réponse en fonction de l'intensité totale ($I_{ref} + I_{obj}$), celle-ci étant proche de l'intensité référence vu la faible valeur de l'intensité objet ($10 \mu W/cm^2$). Les figures IV-16 (a) et (b) présentent les résultats pour les trois cristaux aux longueurs d'onde de 514 et 532 nm.

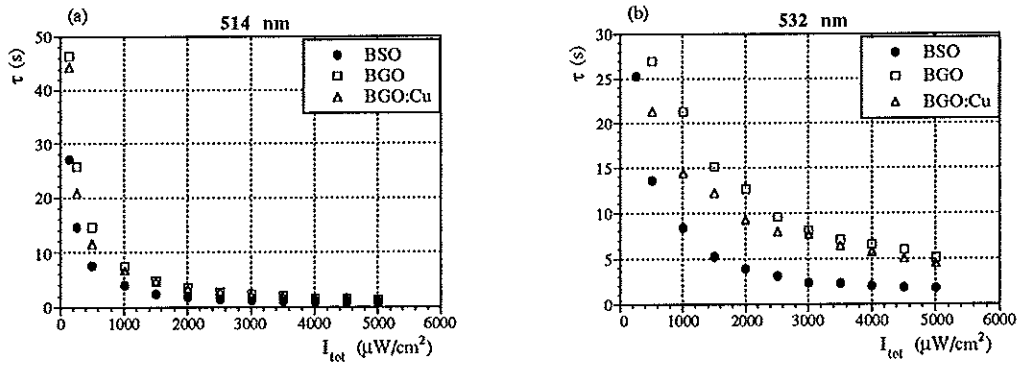


Figure IV-16. Temps de croissance de l'hologramme en fonction de l'intensité totale incidente (quasiment égale à l'intensité référence). Mesures pour les trois cristaux (a) à 514 nm et (b) à 532 nm.

b) Interprétation des résultats

Afin d'interpréter correctement ces résultats, il faut garder à l'esprit que l'angle entre les faisceaux influence le temps de réponse et que ces angles ne sont pas les mêmes pour les trois cristaux mais résultent pour chacun d'un compromis efficacité/temps de réponse.

1°) Le temps de réponse est évidemment inversement proportionnel à l'intensité totale.

2°) Le BSO est le plus rapide aux deux longueurs d'onde. Le BGO et le BGO:Cu ont un temps de réponse équivalent à 514 nm mais le BGO:Cu s'avère le plus rapide des deux à 532 nm.

IV.3.3.3. Détermination du point de fonctionnement

D'après les figures IV-13, on considère le point de fonctionnement tel que l'enregistrement s'effectue correctement jusqu'à saturation, c'est-à-dire dans le cas du BSO pour $I_{ref}=1 \text{ mW}/\text{cm}^2$ et dans le cas des deux autres pour $I_{ref}=2 \text{ mW}/\text{cm}^2$.

IV.3.3.4. Contraste et intensité moyenne des interférogrammes

Des mesures de profil de polarisation des ondes transmise et diffusée de chaque cristal aux deux longueurs d'onde d'intérêt ont été opérées. Les graphiques ne sont pas repris. Nous avons utilisé la même procédure qu'à la section IV.2.4.5. Les tables suivantes présentent les estimations des intensités moyennes et des contrastes obtenues sur base, d'une part, d'interférogrammes pris aux points de fonctionnement et, d'autre part, des profils de polarisation et des mesures de diffraction. L'intensité calculée est donnée en nW/cm^2 tandis que celle mesurée sur les interférogrammes est donnée en niveaux de gris (n.g.). Il est intéressant de noter que les valeurs calculées et mesurées sont en bon accord les unes avec les autres. Les tables IV-6 et IV-7 donnent les résultats à, respectivement, 514 nm et 532 nm.

Table IV-6. Comparaison des intensités moyennes et des contrastes, d'une part, calculés sur base des mesures d'intensités et, d'autre part, mesurés sur des interférogrammes à 514 nm.

	Intensité moyenne		Contraste		
	calculé (nW/cm ²)	mesuré (n.g.)	calculé	mesuré centre	mesuré bord
BSO	7,5	38	0,45	0,35	0,3
BGO	11	50	0,5	0,45	0,4
BGO:Cu	15	75	0,55	0,6	0,5

Table IV-7. Comparaison des intensités moyennes et des contrastes, d'une part, calculés sur base des mesures d'intensités et, d'autre part, mesurés sur des interférogrammes à 532 nm.

	Intensité moyenne		Contraste		
	calculé (nW/cm ²)	mesuré (n.g.)	calculé	mesuré centre	mesuré bord
BSO	7	50	0,5	0,4	0,2
BGO	17	100	0,55	0,55	0,4
BGO:Cu	16	90	0,6	0,6	0,45

IV.3.4. Conclusion

Au terme de cette étude, notre choix s'est porté sur le cristal BGO:Cu qui donne la meilleure efficacité de diffraction et une qualité interférométrique supérieure à celle obtenue avec les autres, en particulier le BSO. Le point de fonctionnement adopté avec ce cristal dans l'interféromètre est une intensité référence de 2 mW/cm², ce qui donne un temps de réponse de 9 secondes avec le laser YAG (532 nm).

IV.4. Etude des méthodes de quantification de phase

IV.4.1. Introduction

Nous allons maintenant considérer l'utilisation des techniques de quantification de phase ainsi que les erreurs commises sur le calcul de la phase, en particulier celles provenant du comportement dynamique des cristaux photoréfractifs. Deux méthodes ont été considérées : le Décalage de Phase Temporel (DPT) et la technique à fréquence porteuse avec filtrage dans le plan de Fourier, que l'on désigne généralement par Transformée de Fourier (TF).

Concernant le DPT (IV.4.2), nous avons étudié de manière détaillée et originale l'erreur de nature photoréfractive résultant de l'effacement holographique lors de la lecture de l'interférogramme. En effet, les images décalées en phase doivent avoir mêmes intensités moyennes et contrastes, ce qui n'est plus le cas lorsque l'hologramme disparaît. De plus, une autre perturbation intervient et est liée à l'apparition d'un hologramme de double exposition que l'on observe en plus de celui en temps réel. Il nous est apparu opportun d'entreprendre un bilan complet des erreurs de mesure communes à la technique du DPT afin de comparer celles-ci avec l'erreur photoréfractive qui vient s'ajouter dans notre instrument. Le cas particulier de la lecture stroboscopique pour la visualisation de modes de vibration donne lieu à une erreur systématique. Nous discuterons de celle-ci et d'un procédé original de correction de l'erreur.

La méthode TF (IV.4.3) n'est en principe pas perturbée par le comportement photoréfractif car elle ne nécessite que l'acquisition d'une seule image. Le bilan des erreurs effectué dans le cas du DPT ne peut être transposé à cette méthode car ces erreurs proviennent plutôt du processus de calcul (filtrage dans le plan de Fourier), ce qui fut étudié par de nombreux auteurs. Par contre, l'introduction d'une fréquence porteuse par les moyens usuels n'est pas possible si l'on considère la sélectivité angulaire du cristal. Dès lors, nous allons présenter une manière originale d'obtenir une fréquence porteuse dans les interférogrammes. Les sources d'erreurs de la méthode TF seront discutées sur base de la littérature.

IV.4.2. Le décalage de phase temporel

IV.4.2.1. Principe de base

Rappelons que le décalage de phase consiste à acquérir au moins trois interférogrammes de la même scène et décalés en phase, c'est-à-dire des figures d'intensité définies par

$$I_k = I_{moyen} [1 + m \cos(\phi + \beta_k)] \quad (IV-10)$$

Comme nous l'avons montré à la section II.5.2, afin d'éviter des difficultés de calibration, l'algorithme utilisé est celui de Carré à 4 pas dont l'expression est

$$\phi_{calc} = \tan^{-1} \left(\frac{\{(I_1 - I_4 + I_2 - I_3)[3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)]\}^{1/2}}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)} \right) \quad (IV-11)$$

où les intensités I_k sont obtenues en prenant $k=1, \dots, 4$ et $\beta_k = (k-1)\beta = (k-1)2\pi/M$ (avec M réel) dans l'expression (IV-10).

IV.4.2.2. Méthode générale pour estimer l'erreur

La méthode usuelle pour déterminer l'erreur commise en calculant la phase au moyen d'un algorithme de décalage de phase est de simuler le nombre d'interférogrammes requis par

l'algorithme, en injectant dans (IV-10) des valeurs de l'intensité moyenne I_{moyen} , du contraste m , du saut de phase β_k et de la phase ϕ à déterminer. Pour cette dernière, on génère généralement une série de valeurs croissant linéairement de 0 à 2π , ce qui est suffisant. Les interférogrammes ainsi constitués sont alors injectés dans l'algorithme de calcul (IV-11) et la phase calculée ϕ_{calc} est comparée à la phase ϕ injectée. On considère généralement l'erreur PV ("Peak-to-Valley") définie par (IV-12) et l'erreur RMS ("Root Mean Square") définie par (IV-13), cette dernière étant généralement préférée car elle permet de ne pas tenir compte d'éventuelles erreurs localisées.

$$e(PV) = \max(\phi_{calc,n} - \phi_n) - \min(\phi_{calc,n} - \phi_n) \quad (IV-12)$$

$$e(rms) = \left(\sum_n \frac{(\phi_{calc,n} - \phi_n)^2}{n} \right)^{1/2} \quad (IV-13)$$

Dans cette procédure, on peut faire intervenir l'une ou l'autre des sources d'erreur qui seront discutées dans la suite. Pour chacune d'entre elles, nous donnerons l'erreur sur la phase (en radians) et sa traduction en fraction de longueur d'onde au niveau de l'objet.

Les sources d'erreur sont divisées en deux catégories : les erreurs communes à la technique du DPT et l'erreur "photoréfractive" particulière à l'utilisation d'un cristal photoréfractif et qui vient s'ajouter aux autres.

IV.4.2.3. Erreurs communes

a) Erreur de calibration

On peut considérer les erreurs de calibration linéaire et non-linéaire. La première est sans effet sur l'algorithme de Carré utilisé ici. La seconde est donnée par la fiche de calibration fournie par le constructeur de notre translateur piézo-électrique : des variations de moins de 0,08 % par rapport à la linéarité sont annoncées. Si l'on se reporte aux graphiques de Creath donnant l'erreur PV induite par une non-linéarité quadratique du décalage de phase [8], on voit que celle-ci est largement négligeable et que l'algorithme de Carré est l'un des moins sensibles à ce problème.

b) Erreur de non-linéarité de détection

Cette erreur est considérée sur l'ensemble de la chaîne de détection, incluant la caméra CCD et la carte de digitalisation. Une non-linéarité est observée provenant probablement de cette dernière. Pour quantifier ce problème, nous avons mesuré la correspondance entre les niveaux de gris observés dans une image et l'intensité incidente à la caméra. Il suffit pour cela d'envoyer un faisceau collimaté de profil d'intensité homogène sur celle-ci, ce qui donne lieu à une image d'intensité égale partout et il suffit d'en lire le niveau de gris moyen. On procède à ces mesures pour différentes intensités incidentes jusqu'à saturation du CCD. On obtient une courbe des niveaux de gris observés NG_{obs} en fonction de l'intensité. Comme on doit avoir une relation

linéaire entre les niveaux de gris idéaux NG_{id} et l'intensité, on peut établir une courbe entre ceux-ci et les niveaux de gris observés (figure IV-17). Celle-ci est ajustée avec un polynôme.

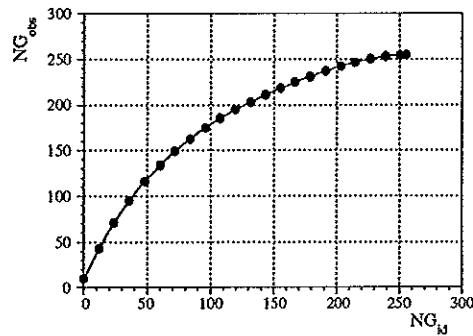


Figure IV-17. Niveaux de gris observés en fonction des niveaux de gris idéaux.

On peut injecter cette perturbation des niveaux de gris idéaux dans le calcul de l'erreur de phase. On obtient une erreur de non-linéarité de détection $e_{nld}=0.2$ rad, soit $\lambda/64$. Cette erreur n'étant pas négligeable, il faut corriger les valeurs détectées de cette non-linéarité. Cela peut se faire en inversant la courbe ci-dessus, ce qui permet d'avoir le niveau de gris idéal en fonction de celui observé. Après correction, on obtient une valeur résiduelle de l'erreur égale à 0,0018 rad, soit $\lambda/7000$, ce qui est négligeable.

c) Erreur de digitalisation

Cette problématique a été discutée par Creath [78]. L'interférogramme, enregistré sous forme de signal analogique, est digitalisé sur 256 niveaux avant d'être stocké. Le signal utile portant l'information de phase est le terme d'interférence : son amplitude doit être la plus élevée possible et la dynamique de la caméra doit couvrir l'amplitude de ce signal mI_{moyen} (cfr. expression IV-10). L'erreur est donc tributaire de cette quantité où I_{moyen} peut aller jusqu'à 127.5 (niveau de gris "théorique") et m peut varier entre 0 et 1. La figure IV-18 montre l'erreur de digitalisation e_{dig} pour des valeurs croissantes de mI_{moyen} . Le cas idéal où le signal a une intensité moyenne de 127,5 et une modulation de 1 donne l'erreur la plus petite : $e_{dig}=0,0016$ rad, soit $\lambda/8000$. Pour des valeurs typiques que l'on trouve dans nos applications et que nous avons mesurées dans l'étude des cristaux (voir tables IV-6 et 7), mI_{moyen} est généralement compris entre 40 et 50 (sauf pour le BSO), ce qui donne des valeurs de e_{dig} allant de $\lambda/900$ à $\lambda/1400$.

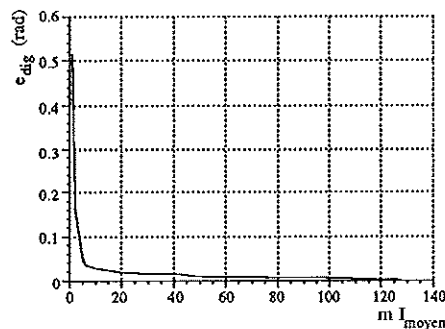


Figure IV-18. Erreur de digitalisation en fonction de la dynamique mI_{moyen} de l'interférogramme.

Nos simulations rejoignent les résultats de Creath qui considère une valeur pratique minimale de l'amplitude du terme d'interférence de 3. Pour cette valeur de mI_{moyen} , on calcule une erreur de $\lambda/100$.

d) Erreur liée aux perturbations extérieures

Les perturbations extérieures peuvent avoir plusieurs origines. Principalement, des vibrations transmises par le sol et des turbulences de l'air. Afin de minimiser les premières, on a recours à une table optique dont les pieds amortissent les vibrations. Pour les secondes, on peut entourer le montage par une enceinte, par exemple, en Plexiglas. Nous avons mesuré le niveau de perturbation dans des conditions de travail idéalisées, c'est-à-dire en considérant un interféromètre de Michelson avec des franges de contraste maximal et couvrant la dynamique de digitalisation. Un des miroirs de l'interféromètre est monté sur le piézo-électrique de décalage de phase. Une inclinaison est donnée à l'un des miroirs, ce qui permet d'observer un interférogramme contenant des franges rectilignes également espacées. Après application du décalage de phase, on calcule la phase et on l'ajuste par une droite. Les écarts des mesures à cette dernière donnent l'erreur due aux perturbations externes résiduelles $e_{p.e.}$. Nous avons trouvé une valeur d'environ $\lambda/40$.

IV.4.2.4. Erreur photoréfractive

a) Position du problème

Lorsque l'on relit l'hologramme enregistré dans le cristal et si l'objet a subi un déplacement quelconque (il est dans un nouvel état que l'on suppose statique), cet hologramme s'efface au profit d'un nouveau. Les franges disparaissent et après un certain temps, seul le second hologramme est présent. Il est possible de simuler l'erreur sur le calcul de phase qui provient de cet effacement. Une première approche que nous avons suivie [72] ne tient compte que de la décroissance progressive de la modulation m des interférogrammes. Cette approche est valable pour autant que l'acquisition des images soit rapide par rapport au temps de réponse de l'effet photoréfractif.

Nous considérons ici un modèle plus complet qui combine les variations de l'intensité moyenne et de la modulation des interférogrammes avec l'apparition d'hologrammes secondaires. En effet, entre le moment où on commence à lire le premier hologramme et le moment où il est complètement effacé, et donc que le second hologramme est enregistré à saturation, les deux hologrammes coexistent. Ainsi, ils donnent lieu à un interférogramme de double exposition concurrent de celui de temps réel. Si on applique un décalage de phase β , le nouvel hologramme va s'arrêter de croître et immédiatement commencer à décroître. Une fois le saut de phase effectué, un troisième hologramme va s'enregistrer, et ainsi de suite jusqu'au dernier saut de phase. La figure IV-19 schématise la situation où quatre interférogrammes (comme c'est le cas pour la méthode de Carré) sont enregistrés aux instants t_0 , t_1 , t_2 et t_3 . On considère aussi que les sauts de phase sont discrets et que l'intervalle de temps $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ est constant.

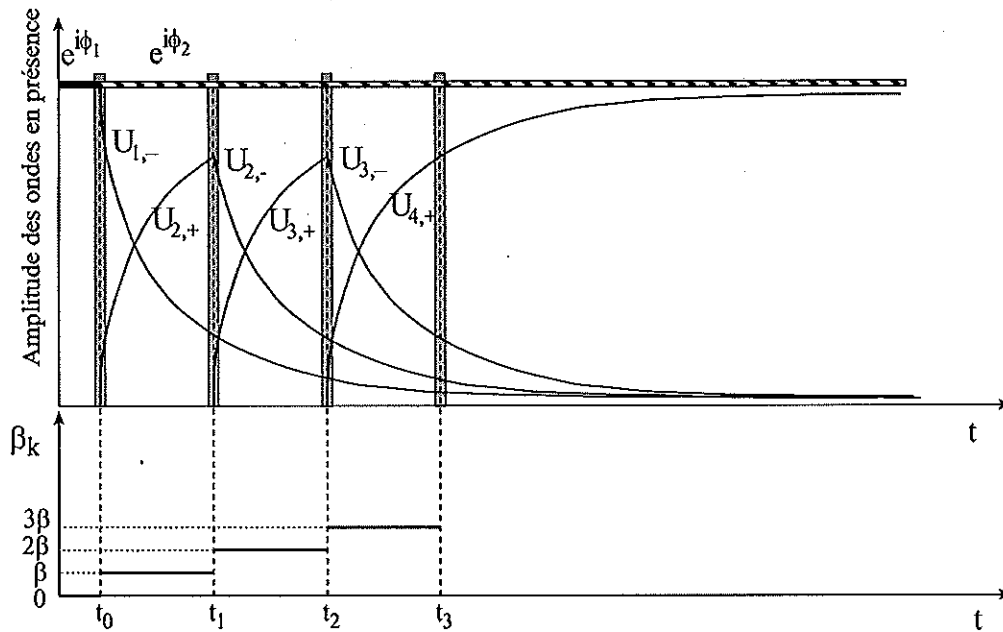


Figure IV-19. Amplitudes des ondes incidentes (et donc transmises) et diffractées durant la séquence de lecture holographique avec décalage de la phase. Les sauts de phase sont multiples d'une quantité β qui, dans le cas de l'algorithme de Carré, n'est pas une fraction entière de période.

Dans la suite, nous allons calculer analytiquement les expressions des quatre interférogrammes utilisés dans le calcul de phase. Ces intensités se calculent en considérant en chacun des instants de prise d'image (rectangles grisés sur la figure) les résultantes des champs électriques en présence. Dans tous les cas, l'onde transmise est présente : état 1 avant l'instant t_0 (ligne horizontale noire) puis état 2 après t_0 (ligne horizontale hachurée). La phase de cette onde est la réplique de celle de l'onde incidente (ϕ_1 ou ϕ_2). A chacun des instants pris successivement viennent s'ajouter des composantes dont nous allons détailler les expressions dans la suite.

Dans cette modélisation, nous supposons que :

- il n'y a pas de bruit provenant de la diffusion, seuls les ondes transmises et diffractées sont présentes,
- les amplitudes des deux ondes en présence à l'instant t_0 sont égales, ce qui est le cas lorsque l'on oriente correctement le polariseur en sortie du cristal,
- les amplitudes des deux ondes de départ sont posées égales à 1 afin d'alléger les notations,
- la mémorisation de l'interférogramme est supposé instantané et précède les décalages de phase successifs.

b) Calcul des interférogrammes

Jusqu'au temps t_0 , le champ électrique de l'onde transmise a une amplitude complexe donnée par l'expression (IV-14).

$$U_i(t < t_0) = e^{i\phi_1} \quad (\text{IV-14})$$

On suppose que l'hologramme correspondant à cette situation est enregistré à saturation. Au temps t_0 , on modifie l'objet dont la phase devient ϕ_2 . Son amplitude est alors donnée par

$$U_i(t \geq t_0) = e^{i\phi_2} \quad (\text{IV-15})$$

A partir du temps t_0 , l'hologramme diffracte une onde dont la phase est celle de l'objet enregistré, soit ϕ_1 , et dont l'amplitude diminue au cours du temps. De plus, un déphasage φ (égal à 0 ou π) doit être introduit. Sa valeur est fonction de la position relative du polariseur P_2 par rapport à la position du faisceau diffracté. Comme le montre la figure IV-20, on peut orienter l'axe de transmission du polariseur selon deux directions α_{max} et $-\alpha_{max}$ (ou leurs supplémentaires) qui permettent d'égaliser les intensités transmise et diffractée au niveau de la caméra (condition (IV-6)). L'existence de ces deux angles opposés se vérifie d'ailleurs en considérant l'expression (IV-9). Dans un cas, le polariseur est tourné de manière à faire interférer les champs électriques d'amplitude positive ($P_i (+)$ et $P_{diff} (+)$) ($\varphi=0$) et, dans l'autre cas, on considère la superposition de composantes opposées en signe ($\varphi=\pi$).

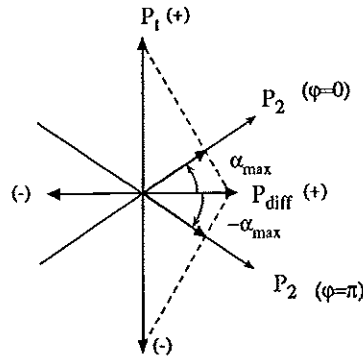


Figure IV-20. Diagramme schématisant des polarisations transmise et diffractée associées chacune à une amplitude soit positive, soit négative (en se fixant à un instant de la vibration). Le polariseur de sortie peut être orienté selon deux angles opposés, qui permettent d'égaliser les intensités (projection de P_i et P_{diff} sur P_2) mais en déphasant de manière différente les champs se superposant ($\varphi=0$ ou $\varphi=\pi$).

* Premier interférogramme :

L'onde diffractée s'écrit donc

$$U_{1,-}(t) = e^{i(\phi_1 + \varphi)} e^{-(t-t_0)/\tau} \quad (\text{IV-16})$$

où l'indice - se rapporte au fait que l'on est en présence d'une onde d'amplitude décroissant dans le temps.

Le premier interférogramme est enregistré à $t=t_0$. Le champ électrique total est simplement la superposition de (IV-15) et (IV-16). On a donc

$$U(t_0) = e^{i(\phi_1 + \varphi)} + e^{i\phi_2} \quad (\text{IV-17})$$

L'intensité du premier interférogramme est le produit du champ électrique par son complexe

conjugué (*), c'est-à-dire

$$I_1 = U(t_0) U^*(t_0) = 2[1 + \cos(\phi + \varphi)] \quad (\text{IV-18})$$

où $\phi = \phi_1 - \phi_2$.

* *Deuxième interférogramme :*

A partir de t_0 , un nouvel hologramme est en cours de croissance et va diffracter une onde dont le champ électrique s'écrit

$$U_{2,+}(t_0 \leq t \leq t_1) = e^{i(\phi_2 + \varphi)} (1 - e^{-(t-t_0)/\tau}) \quad (\text{IV-19})$$

où l'indice + se rapporte au fait que l'onde a une amplitude croissante dans le temps. Le second interférogramme est enregistré à t_1 , après le saut de phase $\beta_1 = \beta$. Le champ électrique lumineux total à cet instant contient l'onde transmise (IV-15), l'onde diffractée décroissante (IV-16) évaluée en t_1 et décalée en phase de β et le nouvel hologramme. Il s'écrit donc

$$U(t_1) = e^{i(\phi_1 + \varphi + \beta)} e^{-\Delta t/\tau} + e^{i(\phi_2 + \varphi)} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) + e^{i\phi_2} \quad (\text{IV-20})$$

L'intensité est donnée par

$$I_2 = \left[1 + e^{-2\Delta t/\tau} + (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 \right] + 2 \cos(\phi + \varphi + \beta) e^{-\Delta t/\tau} + 2 \cos(\phi + \beta) e^{-\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) + 2 \cos(\varphi) (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \quad (\text{IV-21})$$

* *Troisième interférogramme :*

Après l'acquisition du second interférogramme, on décale à nouveau la phase d'une quantité β . Le second hologramme ne va donc plus croître et, dès lors, il décroît de manière exponentielle de la même manière que l'onde $U_{1,-}$ (IV-16). Le champ électrique associé à l'onde diffractée par ce dernier s'écrit

$$U_{2,-}(t_1 \leq t \leq t_2) = U_{2,+}(t_1) e^{i\beta} e^{-(t-t_1)/\tau} \quad (\text{IV-22})$$

De plus, un nouvel hologramme s'enregistre de la même manière que $U_{2,+}$ précédemment. Le champ électrique associé à l'onde diffractée par ce dernier s'écrit

$$U_{3,+}(t_1 \leq t \leq t_2) = e^{i(\phi_2 + \varphi)} (1 - e^{-(t-t_1)/\tau}) \quad (\text{IV-23})$$

Le champ total contient : l'onde transmise, l'onde diffractée (IV-16) évaluée en $t=t_2$ et décalée en phase de 2β , et les composantes (IV-22) et (IV-23) évaluées en t_2 .

$$\begin{aligned}
 U(t_2) = & e^{i(\phi_1+\varphi+2\beta)} e^{-2\Delta t/\tau} + e^{i(\phi_2+\varphi)} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \\
 & + e^{i(\phi_2+\varphi+\beta)} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) e^{-\Delta t/\tau} + e^{i\phi_2}
 \end{aligned} \tag{IV-24}$$

L'intensité est donnée par

$$\begin{aligned}
 I_3 = & \left[1 + e^{-4\Delta t/\tau} + (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 + e^{-2\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 \right] \\
 & + 2 \cos(\phi+\varphi+2\beta) e^{-2\Delta t/\tau} + 2 \cos(\phi+\beta) e^{-3\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \\
 & + 2 \cos(\phi+2\beta) e^{-2\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) + 2 \cos(\beta) e^{-\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 \\
 & + 2 \cos(\varphi+\beta) e^{-\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) + 2 \cos(\varphi) (1 - e^{-\Delta t/\tau})
 \end{aligned} \tag{IV-25}$$

* *Quatrième interférogramme :*

Après l'acquisition de I_3 , on décale une dernière fois la phase d'une quantité β . Le troisième hologramme $U_{3,+}$ ne va plus croître, il décroît de manière exponentielle :

$$U_{3,-}(t_2 \leq t \leq t_3) = U_{3,+}(t_1) e^{i\beta} e^{-(t-t_2)/\tau} \tag{IV-26}$$

De la même manière qu'à l'intervalle de temps précédent, un nouvel hologramme s'enregistre :

$$U_{4,+}(t_2 \leq t \leq t_3) = e^{i(\phi_2+\varphi)} (1 - e^{-(t-t_2)/\tau}) \tag{IV-27}$$

Les ondes diffractées $U_{1,-}$ et $U_{2,-}$ vont subir un décalage de phase β supplémentaire et leur amplitude va encore diminuer du facteur exponentiel. Le champ total en t_3 s'écrit donc

$$\begin{aligned}
 U(t_3) = & e^{i(\phi_1+\varphi+3\beta)} e^{-3\Delta t/\tau} + e^{i(\phi_2+\varphi+2\beta)} e^{-2\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \\
 & + e^{i(\phi_2+\varphi+\beta)} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) e^{-\Delta t/\tau} + e^{i(\phi_2+\varphi)} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) + e^{i\phi_2}
 \end{aligned} \tag{IV-28}$$

L'intensité du dernier interférogramme est alors donnée par

$$\begin{aligned}
 I_4 = & \left[1 + e^{-6\Delta t/\tau} + (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 \left\{ e^{-4\Delta t/\tau} + e^{-2\Delta t/\tau} + 1 \right\} \right] \\
 & + 2 \cos(\phi+\varphi+3\beta) e^{-3\Delta t/\tau} + 2 \cos(\phi+\beta) e^{-5\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \\
 & + 2 \cos(\phi+2\beta) e^{-4\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) + 2 \cos(\phi+3\beta) e^{-3\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \\
 & + 2 \cos(\beta) e^{-\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 \left\{ 1 + e^{-2\Delta t/\tau} \right\} \\
 & + 2 \cos(2\beta) e^{-2\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 + 2 \cos(\varphi+\beta) e^{-\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \\
 & + 2 \cos(\varphi+2\beta) e^{-2\Delta t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) + 2 \cos(\varphi) (1 - e^{-\Delta t/\tau})
 \end{aligned} \tag{IV-29}$$

c) Discussion

La discussion de l'erreur se fait sur base des paramètres temporels Δt et τ . Les quatre interférogrammes calculés, (IV-18), (IV-21), (IV-25) et (IV-29), peuvent se décomposer en la somme d'une intensité moyenne (le premier terme des membres de droite entre crochets []) et d'un ou plusieurs termes d'interférence qui ont chacun leur contraste. Ce dernier augmente ou diminue selon le cas. On retrouve aisément dans chacune des 4 expressions le terme "temps réel", c'est-à-dire celui qui résulte de l'interférence de l'onde de phase ϕ_1 (dont l'amplitude décroît dans le temps) avec l'onde transmise de phase ϕ_2 (d'amplitude constante). Dans les expressions d'intensité, ce terme est chaque fois celui qui suit celui d'intensité moyenne. D'un interférogramme à l'autre, sa modulation diminue. La figure IV-21 montre l'évolution de l'intensité moyenne des interférogrammes normalisée par rapport à celle du premier, pour une situation typique de celle que nous utilisons, c'est-à-dire $\tau=10$ s et $\Delta t=200$ ms.

N.B. L'intervalle de temps entre acquisitions a été choisi de la manière suivante. En pratique, le translateur piézo-électrique employé est capable d'atteindre sa position finale très rapidement (environ 1 ms). Cependant nous avons observé des oscillations autour de cette position durant 150 ms, ce qui nous contraint d'attendre un délai de cet ordre avant d'acquérir les interférogrammes. Si l'on tient compte du temps nécessaire à la capture d'image, on aboutit à un intervalle de temps entre deux décalages de phase de 200 ms.

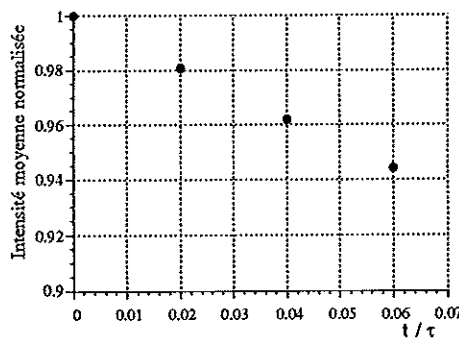


Figure IV-21. Variation de l'intensité moyenne normalisée par rapport à celle du premier interférogramme.

Après l'instant t_3 , il n'y a plus de décalage de phase et le dernier hologramme $U_{4,+}$ peut atteindre sa saturation. Lorsque l'on prend la limite pour $\Delta t \gg \tau$ de l'expression (IV-29), seules les intensités U_i et $U_{4,+}$ restent en présence. L'intensité devient

$$I(t) \approx 2 [1 + \cos(\varphi)] \quad (\text{IV-30})$$

On voit que l'intensité peut prendre une valeur minimale égale à 0 ($\varphi=\pi$: interférence destructive) ou maximale égale à 4 ($\varphi=0$: interférence constructive) en fonction du signe de l'angle α_{max} dont est orienté l'axe de transmission du polariseur (figure IV-20).

d) Simulation de l'erreur

Les formules d'intensité sont normalisées à 4 car les amplitudes de départ valent 1. Afin de simuler des interférogrammes réalistes, on les renormalise à 255 qui est la valeur maximale que l'on peut atteindre en niveaux de gris lorsque le signal vidéo est digitalisé sur 8 bits. L'erreur a été simulée pour différentes valeurs de $\tau/\Delta t$ et $\varphi=0$ (figure IV-22). On notera que la valeur φ (0 ou π) n'a pas d'incidence significative sur les résultats.

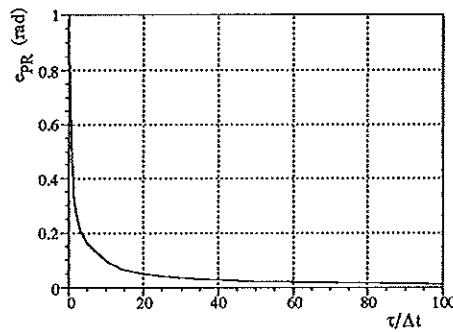


Figure IV-22. Erreur photoréfractive en fonction du paramètre temporel $\tau/\Delta t$.

Dans l'exemple où $\tau=10$ s et $\Delta t=0,2$ s et pour $\varphi=0$, on obtient une erreur photoréfractive $e_{PR}=0,022$ rad, soit $\lambda/580$.

Lorsque l'on enlève la contribution des hologrammes secondaires qui sont en train de croître, on obtient $e_{PR}=0,017$ rad, soit $\lambda/730$. Ceci montre que les interférogrammes "parasites" de double exposition sont de faible importance par rapport à la contribution principale, à savoir l'interférogramme de temps réel dont l'intensité moyenne et le contraste varient dans le temps.

IV.4.2.6. Bilan des erreurs

D'après les discussions ci-dessus, on voit que les sources d'erreur importantes sont, principalement, les perturbations extérieures et, dans une moindre mesure, les niveaux de digitalisation du signal et l'erreur photoréfractive. Ces deux dernières peuvent s'avérer significatives si l'on utilise des conditions de travail défavorable. Dans les conditions que nous utilisons habituellement (niveaux lumineux, modulation des interférogrammes et temps de réponse), l'erreur de mesure de la phase e_ϕ est limitée par les vibrations. Que l'on prenne la somme des erreurs ou leur moyenne quadratique, on retrouve

$$e_\phi \approx \lambda/40$$

Bien sûr, cette erreur change lorsque l'on travaille dans un environnement. Néanmoins, ce qui est intéressant à retenir, c'est que ce n'est pas l'instrument qui limite la qualité du résultat mais bien le type d'environnement dans lequel on l'utilise.

IV.4.2.7. Expérience de certification

Une expérience de certification a été menée et qui a pour but de vérifier que le bilan des erreurs trouvé dans l'analyse précédente est corroboré par une mesure réaliste. L'expérience consiste à mesurer une déformation par décalage et de procéder à une contre-mesure de la même déformation par une autre méthode éprouvée. Cette expérience a été décrite à la référence [72].

a) Procédure expérimentale

L'objet analysé est une plaque d'aluminium de $13 \times 13 \text{ cm}^2$, attachée en ses 4 coins à une monture fixe. Un translateur piézo-électrique est placé derrière la plaque, au centre de celle-ci. Après avoir enregistré l'hologramme de la plaque au repos, celle-ci n'est plus illuminée pour ne pas détruire l'hologramme et on induit un déplacement avec le piézo-électrique. Une fois le déplacement terminé, l'objet est illuminé et on observe l'interférogramme. Le décalage de phase est alors appliqué et la phase calculée.

La contre-mesure s'effectue au moyen d'un interféromètre de Michelson dont le miroir mobile est un petit miroir collé au centre de la plaque d'aluminium. Le déplacement est mesuré par comptage des franges d'intensité qui sont détectées au plan d'observation du Michelson par un photodétecteur au travers d'un pinhole.

b) Résultats et interprétation

La figure IV-23 (a) montre l'interférogramme de phase modulo 2π de la déformation de la plaque et la figure IV-23 (b), la phase démodulée.

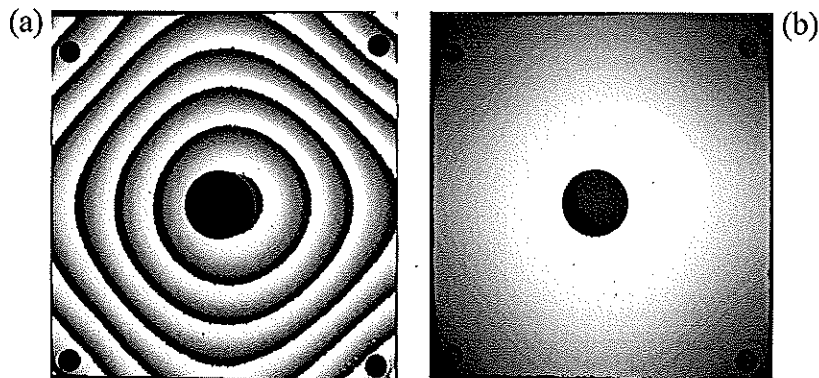


Figure IV-23. Interférogramme de phase modulo 2π (a) et démodulé (b) d'une plaque métallique ($13 \times 13 \text{ cm}^2$) attachée aux 4 coins et déformée par un translateur piézo-électrique appuyant au centre (sur la face arrière). Un petit miroir est collé au centre de la face avant pour les besoins de l'expérience de certification.

Les zones circulaires noires dans les coins correspondent aux points d'attache et la zone centrale au petit miroir collé. On prend alors un profil de phase selon la diagonale (figure IV-24). La phase ϕ le long de ce profil peut être ajustée de manière fidèle par un polynôme. On peut dès lors déduire le déphasage entre le point de déplacement maximal et un point fixe. On en tire le déplacement donné à la table IV-8 pour différentes expériences. On y retrouve aussi le déplacement du point central mesuré dans l'interféromètre de Michelson pour les mêmes essais. La dispersion des mesures obtenues par chacune des deux méthodes est d'environ 10 nm, et les

valeurs moyennes obtenues s'écartent d'environ 10 nm l'une de l'autre, soit environ $\lambda/50$, ce qui est inférieur à l'erreur due aux perturbations extérieures.

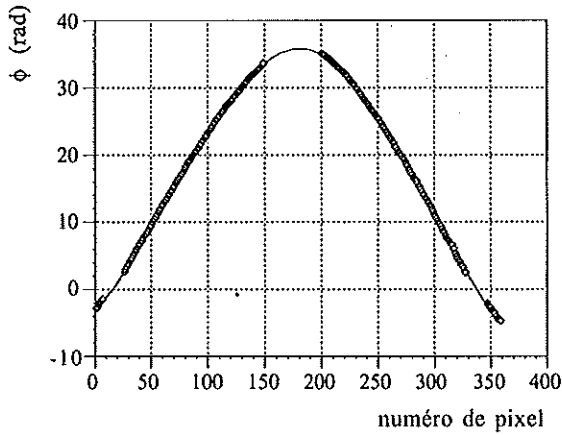


Figure IV-24. Valeurs de la phase le long d'un profil diagonal. Les données manquantes correspondent au miroir et aux vis d'attache.

Table IV-8. Comparaison des déplacements mesurés avec la caméra holographique et avec un interféromètre de Michelson.

Expérience	Déplacement (nm)	
	Int. Holog.	Michelson
1	1536	1549
2	1558	1569
3	1552	1547
4	1539	1558
moyenne	1546±10	1555±10

IV.4.2.7. Erreur particulière à la technique stroboscopique

a) Position du problème

Une erreur particulière apparaît dans l'observation en mode stroboscopique d'objets en vibration. Elle résulte du fait que l'on observe l'objet pendant un certain intervalle de temps autour de son maximum de déformation modale. Pour clarifier la discussion de l'erreur, rappelons que la phase en chaque instant t en cours de vibration est donnée par

$$\phi(t) = \phi_0 \sin(\Omega t + \mu) \tag{IV-31}$$

où ϕ_0 est l'amplitude de la variation de phase, Ω la pulsation de la vibration de l'objet et le déphasage μ correspondant à l'intervalle de temps entre le moment où l'objet en vibration passe par sa position moyenne (équivalente à sa position de repos) et le moment où on l'observe (idéalement $\mu=\pi/2$, si on veut observer la déformation maximale). L'interférence à chaque instant de la vibration est donné par

$$I(t) = I_{moyen} [1 + m \cos(\phi(t))] \tag{IV-32}$$

L'interférogramme observé durant l'ouverture stroboscopique est dès lors proportionnel à l'intégrale de (IV-32) sur cet intervalle de temps (cfr. expression II-14).

D'autre part, on suppose que l'interférogramme observé par la technique stroboscopique a une forme similaire à l'interférogramme instantané (IV-32). Simplement, la phase du terme d'interférence est désignée par ϕ_{int} (indice int pour indiquer qu'il s'agit de la phase observée

après intégration temporelle) et le contraste est réduit par rapport à celui de l'interférogramme de base d'un facteur γ . Si p désigne le rapport cyclique (rapport entre l'intervalle d'observation et la période de vibration) et T_c le temps d'intégration de la caméra, on écrit donc l'interférogramme sous forme d'une densité d'énergie détectée :

$$E_c = p T_c [I_0 + I_0 m \gamma \cos(\phi_{int} + \Delta\phi)] \quad (IV-33)$$

où ϕ_{int} et γ sont des fonctions de l'amplitude de la phase vraie ϕ_0 . Pour trouver la relation entre ces quantités, il suffit d'injecter les expressions (IV-31) dans (IV-32) et d'intégrer sur la période d'observation et ensuite comparer le résultat à (IV-33). De la sorte, il vient

$$\gamma(\phi_0) \cos(\phi_{int}(\phi_0)) = J_0(\phi_0) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\phi_0) \text{sinc}(2k\pi p) \cos(2k\mu) \quad (IV-34.a)$$

$$\gamma(\phi_0) \sin(\phi_{int}(\phi_0)) = 2 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\phi_0) \text{sinc}((2k+1)\pi p) \sin((2k+1)\mu) \quad (IV-34.b)$$

où J_k est la fonction de Bessel d'ordre k .

b) Simulation de l'erreur

Les discussions qui suivent ont été présentées aux références [79-80]. L'erreur commise par intégration est la différence entre la phase mesurée ϕ_{int} et la phase vraie ϕ_0 . Pour une valeur de la phase vraie, on peut calculer la phase mesurée : il suffit d'évaluer les équations (IV-34) et de prendre l'arctangente du rapport entre le sinus (IV-34.b) et le cosinus (IV-34.a), comme l'a fait Nakadate [4]. D'après la théorie de la mesure de phase par décalage de phase [78], le sinus et le cosinus sont obtenus par soustraction d'interférogrammes décalés en phase d'une fraction entière de période. De cette manière, pour calculer la phase, on peut prendre directement le rapport (IV-34.b)/(IV-34.a). Cette procédure est théoriquement équivalente à la méthode usuelle consistant à simuler les interférogrammes décalés en phase pour les injecter dans l'expression de la phase (II-25). Dans le cas de la simulation de l'erreur stroboscopique, l'erreur commise est donc indépendante de l'algorithme utilisé, à condition que le saut de phase soit bien une fraction entière de période. Comme ce n'est pas nécessairement le cas ici avec l'algorithme de Carré, la procédure de Nakadate n'est pas valable *a priori*. Dès lors, nous allons utiliser la méthode usuelle pour estimer la phase.

Les 4 interférogrammes sont générés pour des valeurs croissantes de ϕ_0 et un rapport cyclique $p=0,16$ (valeur typique utilisée en pratique). On a pu déterminer expérimentalement que la phase initiale μ , dont la valeur n'est pas mesurable dans notre expérience mais que l'on peut faire varier, est comprise dans un intervalle $[\mu_-, \mu_+]$ où $\mu_{\pm} = (1 \pm 0,04)\pi/2$. L'effet d'une variation de μ induit une variation de netteté des franges. En effet, si $\mu = \pi/2$, l'instant d'observation est centré sur la position de déformation maximale (l'objet a une vitesse nulle) et les franges sont nettes. Si l'on s'en écarte, on observe les points en mouvement et l'interférogramme devient flou. L'intervalle $[\mu_-, \mu_+]$ est celui dans lequel la variation de netteté des franges n'est pas perceptible visuellement.

On injecte les interférogrammes générés dans (IV-11) et on calcule la phase ϕ_{calc} . Il faut noter que, pour ce calcul, aucune des autres sources d'erreur n'a été introduite dans les interférogrammes. Dès lors, ϕ_{calc} est égal à ϕ_{int} (à la précision du calcul près). L'erreur commise sur la phase à cause de l'intégration stroboscopique est donnée par $e_{int} = \phi_{int}(\mu) - \phi_0$. La figure IV-25 montre les valeurs simulées de ϕ_{int} en fonction de ϕ_0 pour $\mu = \pi/2$ ainsi que l'erreur e_{int} . Différents sauts de phase ont été essayés et ont conduit aux mêmes valeurs. De plus, nous avons envisagé plusieurs rapports cycliques et avons trouvé des résultats équivalents à ceux présentés par Nakadate [4]. Il faut noter que dans notre cas le signe a été considéré, au contraire de ce qui est présenté par Nakadate car, comme nous allons le montrer plus loin, cette erreur peut être déduite des valeurs mesurées de la phase.

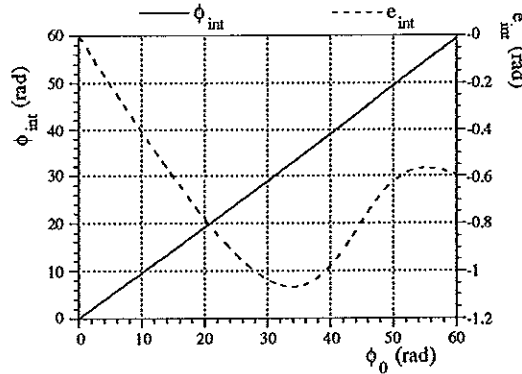


Figure IV-25. Phase observée ϕ_{int} et erreur e_{int} en fonction de la phase vraie ϕ_0 .

De la même manière, on peut calculer l'erreur provenant de l'incertitude sur la valeur de la phase initiale μ en fonction de ϕ_0 pour $\mu = \mu_{\pm}$. On trouve dès lors une marge d'erreur $e_{\mu\pm} = \phi_{int}(\mu_{\pm}) - \phi_{int}(\pi/2)$. Cette erreur est hautement dépendante de l'amplitude de la phase vraie comme le montre la figure IV-26.

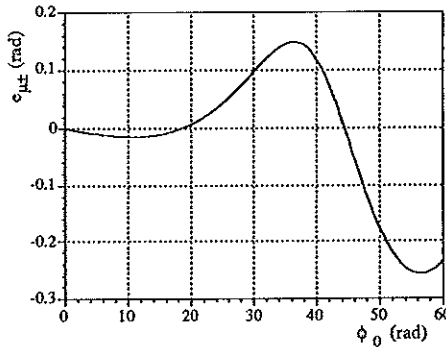


Figure IV-26. Erreur sur la phase ϕ_{int} en fonction de la phase vraie ϕ_0 pour $\mu_{\pm} = (1 \pm 0.04)\pi/2$.

On trouve que l'erreur $e_{\mu\pm}$ peut valoir jusque -0,26 rad, soit $\lambda/50$, pour une phase vraie allant jusque 60 rad (typiquement 10 franges), ce qui n'est pas négligeable.

c) Procédure de correction

Comme on est capable de calculer la phase observée ϕ_{int} à partir de la phase vraie ϕ_o , on doit être capable de pouvoir retourner à cette dernière à partir des valeurs mesurées. A cause de la complexité des expressions (IV-34), il n'est probablement pas possible d'inverser le problème analytiquement. Dès lors, nous avons opté pour une approche numérique.

Une première possibilité aurait été d'inverser le graphe de ϕ_{int} en fonction de ϕ_o (figure IV-25), et d'ajuster le graphe résultant par une fonction. Néanmoins, cette fonction est quasi linéaire avec une pente proche (mais pas égale) de 1. Si l'on opère une régression linéaire, les petites variations seront perdues. D'un autre côté, il n'apparaît pas évident de trouver une autre fonction d'ajustement.

Une seconde possibilité est de créer une "Look-Up Table" (LUT) qui associe un ensemble de valeurs discrètes de la phase $\phi_{int}(j)$ à des valeurs de $\phi_o(j)$, pour $j=1,2,\dots,M$. Dès lors, pour toute valeur de phase ϕ_{mes} mesurée en un pixel de l'interférogramme, on trouve un couple de valeurs successives de la LUT $[\phi_{int}(j), \phi_{int}(j+1)]$ tel que $\phi_{int}(j) \leq \phi_{mes} \leq \phi_{int}(j+1)$. Ensuite, une valeur corrigée de la phase (ϕ_{corr}) peut être obtenue par une interpolation linéaire :

$$\phi_{corr} = \phi_o(j) + \frac{\phi_o(j+1) - \phi_o(j)}{\phi_{int}(j+1) - \phi_{int}(j)} (\phi_{mes} - \phi_{int}(j)) \quad (IV-35)$$

qui peut être considérée valide si le niveau de discrétisation M de la LUT est pris suffisamment grand (en pratique M=200 suffit). La figure IV-27 montre un exemple de correction. Un profil en ligne de la phase mesurée a été pris dans un mode de vibration observé à 631 Hz (excitation par haut-parleur) sur une plaque en aluminium encastrée en un de ses bords (l'interférogramme correspondant sera présenté au chapitre V, dans la section consacrée à l'étude d'objets en vibration). Sur la figure on a aussi porté les valeurs de phase à déduire de la mesure (différentes à chaque amplitude) et calculées à partir de la LUT. Dans cet exemple, la correction maximale est de 1 rad ($\lambda/12$) PV, tandis qu'une valeur RMS de la correction sur tous les points donne 0,6 rad ($\lambda/21$), ce qui est loin d'être négligeable.

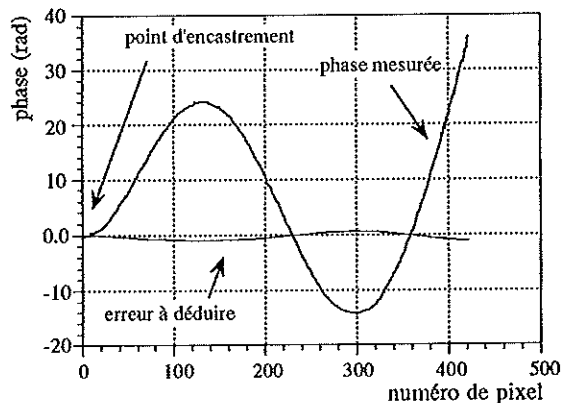


Figure IV-27. Phase observée le long d'un profil de ligne d'un mode de vibration d'une plaque métallique encastrée. L'erreur à déduire calculée à partir de la LUT est donnée.

Ce principe de correction des résultats au moyen d'une LUT est quelque peu équivalent à celui utilisé par Stetson et Brohinski [81], et plus tard par Bushman *et coll* [82], pour corriger les mesures faites en appliquant le décalage de phase sur des interférogrammes en temps moyenné (avec des franges de profil J_0^2 au lieu de franges sinusoïdales). Dans leur cas, les erreurs à corriger sont bien supérieures aux nôtres, si l'on compare notre figure IV-25 à la figure 2 de Bushman *et coll*.

IV.4.3. La transformée de Fourier

IV.4.3.1. Introduction de la porteuse dans l'interférogramme

Cette technique nécessite l'addition d'une fréquence spatiale porteuse dans l'interférogramme. Cette opération se fait juste avant la lecture holographique. L'interférogramme prend alors la forme

$$I = I_{moyen} [I + m \cos(\phi + 2\pi f_0 x)] \quad (IV-36)$$

Les étapes successives du filtrage jusqu'au calcul de la phase ont été expliquées à la section II.5.3.

La principale difficulté dans l'utilisation de cette technique avec un cristal photoréfractif est la manière dont on introduit la fréquence porteuse : généralement on incline un des faisceaux par rapport à l'autre. Une figure de franges rectilignes vient alors s'ajouter à la figure principale contenant l'information ϕ recherchée. Dans le cas d'un interféromètre holographique, la difficulté provient de la sélectivité angulaire du matériau d'enregistrement. Dans le cas des hologrammes minces (plaques holographiques, thermoplastiques), si on incline le faisceau de lecture après l'enregistrement holographique, on garde en principe une efficacité de diffraction nominale. Dans le cas d'un hologramme épais, comme c'est le cas avec les cristaux, on a une très forte sélectivité angulaire : l'efficacité de diffraction diminue rapidement lorsque l'on s'éloigne de l'angle de Bragg θ_B . On peut montrer que pour un angle $\theta_B \pm \Delta\theta_{1/2}$, l'efficacité de diffraction diminue de moitié. Nous avons vu que la variation angulaire est donnée par $\Delta\theta_{1/2} \approx \lambda/2d$, où λ est le pas du réseau inscrit et d est l'épaisseur du cristal (cfr. expression III-37). Dans notre cas, on utilise des pas de réseau de typiquement 700 à 800 nm, pour des épaisseurs d proches de 2,5 mm. On trouve dès lors $\Delta\theta_{1/2} \approx 0,15$ mrad. Compte tenu qu'il faut garder un niveau de diffraction acceptable, on doit donc se restreindre à des variations angulaires inférieures à 0,1 mrad. Au niveau du plan image, on peut calculer que les fréquences spatiales doivent être de l'ordre de 0,4 franges/mm, soit dans le cas de notre CCD, moins de 3 franges. D'aussi faibles fréquences porteuses rendent le filtrage dans l'espace de Fourier compliqué, induisent l'élimination de détails intéressants dans l'interférogramme et constituent donc une source d'erreur importante.

Des résultats récemment présentés [61] montrent l'adjonction d'une porteuse par inclinaison du faisceau référence. Une dizaine de franges porteuses sont visibles dans le champ d'observation mais la sélectivité est plus faible que dans notre cas. Bien que les résultats présentés ne mentionnent pas les grandeurs utiles pour déterminer la sélectivité angulaire et en déduire le nombre de franges, le fait que les auteurs utilisent un champ électrique appliqué au cristal entraîne qu'ils doivent choisir des angles entre faisceaux plus faibles que les nôtres et donc des valeurs supérieures de $\Delta\theta_{1/2}$.

Nous avons opté pour une méthode résolument différente et originale présentée pour la première fois en 96 [83-84]. Elle consiste à traduire transversalement l'objectif de microscope qui produit l'illumination divergente de l'objet. Cette illumination peut être considérée comme provenant d'un point source émettant une onde sphérique. La translation se fait après l'enregistrement holographique, juste avant la lecture de l'hologramme. Lors de la relecture, l'image virtuelle diffractée par l'hologramme montre l'objet éclairé par un premier point source. On observe aussi l'image directement transmise de l'objet et qui est éclairé par un second point source. Si l'on fait abstraction de l'hologramme, la situation est équivalente à celle où l'on observerait l'objet éclairé par deux points sources séparés. Cette situation donne lieu à une figure de franges "projetée" sur l'objet et qui résulte de l'interférence de deux points sources décalés. Il est connu (cfr. page 336 de [85]) que le lieu des maxima d'interférence est une famille de surfaces qui sont des hyperboloïdes de révolution dont les foyers sont occupés par les deux points sources en question. Ces hyperboloïdes sont intersectés par l'objet situé typiquement à 1,3 m de la source (système 1). On voit donc en principe une figure de franges hyperboliques. En pratique, l'objet étant à grande distance, on observe des franges quasiment rectilignes et leur caractère hyperbolique est minime. Dans la mesure où il est gênant, il pourrait être déconvolué des mesures en traitant le cas de la porteuse seule. La figure IV-28 montre une image de l'objet (panneau en bois mélaminé blanc déjà utilisé lors de l'étude des systèmes, section IV.2) qui, n'ayant pas subi de déformation, comporte seulement la figure de franges porteuses.

Les franges porteuses, typiques de celles utilisées dans les applications présentées au chapitre V, sont induites en traduisant l'objectif de microscope horizontalement de 0,5 mm : 110 franges apparaissent alors sur la surface de 35 cm de large. L'interférogramme étant digitalisé sur 512 pixels, 4,6 pixels sont couverts par une frange. Lorsqu'une déformation apparaît, le nombre de franges peut augmenter localement. Certains des interférogrammes présentés plus loin comportent jusqu'à 3 pixels/frange, ce qui est proche de la fréquence de Nyquist (2 pixels/frange). La modulation des franges est généralement supérieure à 0,3.

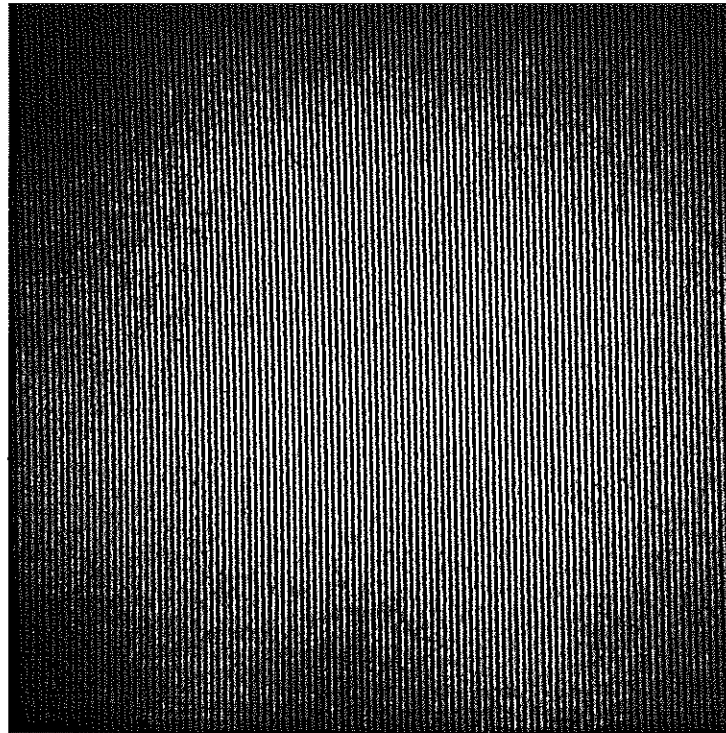


Figure IV-28. Interférogramme contenant uniquement la fréquence spatiale porteuse introduite en déplaçant latéralement l'objectif d'illumination de l'objet.

Le format carré des résultats présentés avec cette technique provient du fait que l'on utilise la transformée de Fourier rapide (FFT) qui requiert l'utilisation d'une fenêtre carrée de largeur $2^N \times 2^N$ pixels (N entier), soit ici 512×512 .

IV.4.3.2. Erreurs de mesure

Les erreurs de cette méthode sont d'une autre nature que celles du décalage de phase. Il n'y a pas a priori d'erreur due au comportement photoréfractif, car cette méthode ne nécessite l'acquisition que d'un seul interférogramme. Il importe donc peu de savoir si l'intensité moyenne et la modulation varient. Les erreurs sont généralement de nature plus calculatoire que liées à l'expérience elle-même (sauf les perturbations extérieures) comme c'est le cas pour le décalage de phase. Pour cette raison, nous n'avons pas analysé les erreurs de mesure comme nous l'avons fait à la section IV.4.2. D'autant plus que ces erreurs ont été déjà étudiées intensivement par d'autres comme, par exemple, Kujawinska dans [86]. Les principales sources d'erreurs sont les suivantes.

a) Du fait que l'intervalle d'échantillonnage de l'interférogramme est fini, celui dans l'espace des fréquences est limité. Lorsque l'on procède à la translation de l'ordre +1 (contenant l'information de phase) vers l'origine de l'espace fréquentiel, on retire une valeur discrète de la fréquence qui ne correspond pas nécessairement à la fréquence porteuse réellement introduite dans l'interférogramme. La phase calculée est alors empreinte d'une phase linéaire résiduelle (*tilt*). Il y a moyen de corriger cet effet en comparant la phase en un endroit de l'image avec celle calculée au même endroit par une méthode insensible au problème, mais cela ne se fait pas de

manière automatique [87]. Une autre méthode consiste à calculer le plan résiduel sur une portion de l'image qui est supposée ne pas contenir de contribution de la phase ϕ . On trouve ce plan par ajustement et on le retire du résultat [15]. Le problème est de savoir si ce plan fait partie de la phase à mesurer ou non.

b) Un effet de repliement (*aliasing*) peut être induit si la fréquence porteuse est proche d'une fréquence spatiale dans l'interférogramme. Cela n'arrive pas lorsque les conditions (II-29 à 31) sont respectées, à savoir que la fréquence porteuse est supérieure à la plus grande des fréquences spatiales du signal à mesurer.

c) La fréquence d'échantillonnage a une grande influence sur l'erreur de phase. Cependant, l'estimation de cette erreur dépend principalement du spectre fréquentiel de la déformation mesurée. Sur base d'interférogrammes contenant des hautes fréquences, Macy [88] montre que l'erreur est minimisée ($\lambda/100$) lorsque l'on utilise des fréquences porteuse de 3-4 pixels/frange. Elle augmente de manière dramatique ($\lambda/20$) lorsque l'on s'approche de 2 pixels/frange (fréquence de Nyquist) ainsi que pour les plus basses fréquences car on commence à perdre de l'information sur la déformation.

d) Les frontières de l'interférogramme peuvent être source de problèmes considérables (cfr. Kujawinska [86]). L'utilisation de la TF implique que les données s'étendent de manière périodique à l'infini, ce qui n'est pas le cas en pratique, car l'interférogramme occupe un certain domaine : soit tout le cadre de l'image, soit l'image de l'objet. Ces discontinuités vont avoir pour conséquence que le pic d'ordre 1 que l'on désire filtrer va s'étendre en fréquence et peut-être même englober l'origine de l'espace fréquentiel. Cela donne lieu à des erreurs de filtrage. Pour contourner le problème, on peut extrapoler les données en dehors de l'interférogramme et/ou les multiplier par une fenêtre de Hamming, Hanning ou autre, qui a pour effet de réduire à zéro les bords du domaine. Kujawinska montre une réduction d'un facteur 2 de l'erreur PV par une simple multiplication par une fenêtre de Hamming, et d'un facteur presque 2,5 lorsqu'en plus on extrapole l'interférogramme. Dans notre cas, le problème, bien qu'existant, n'est pas crucial à cause de l'éclairage à profil gaussien de l'objet.

e) Dans des conditions de filtrage optimales, les perturbations externes aléatoires sont les sources d'erreur prédominantes car elles se retrouvent en principe sur toute l'étendue fréquentielle. Pour un bruit blanc de niveau RMS donné et une fenêtre de filtrage fixée (par exemple Hanning), l'erreur sur la phase dépend de l'étendue spectrale de la phase ϕ et il n'est donc pas évident d'en discuter. Les travaux les plus complets à ce sujet ont été présentés par Bone *et coll* [15].

IV.4.4. Comparaison décalage de phase/transformation de Fourier

N'ayant pas encore analysé expérimentalement l'erreur commise dans les résultats utilisant la TF et qui seront présentés au chapitre V, il est cependant intéressant de comparer des résultats de la même déformation obtenus par décalage de phase et par transformation de Fourier. La figure IV-29 (a) montre la phase calculée sur un échantillon en matériau composite ayant

subi un chauffage et une relaxation et qui montre des défauts d'impact superposés au champ de déformation plus global. La figure IV-29 (b) montre une déformation similaire mais avec une analyse de phase par transformée de Fourier. Il est manifeste que les résultats obtenus avec la transformée de Fourier ont un aspect plus lisse que ceux obtenus avec décalage de phase. Cela montre bien que de l'information est perdue dans le processus de filtrage. Cependant, les détails d'intérêt (de l'ordre de 10 pixels au niveau de l'image) sont encore parfaitement visualisés pour une fréquence porteuse de quelques pixels par frange.

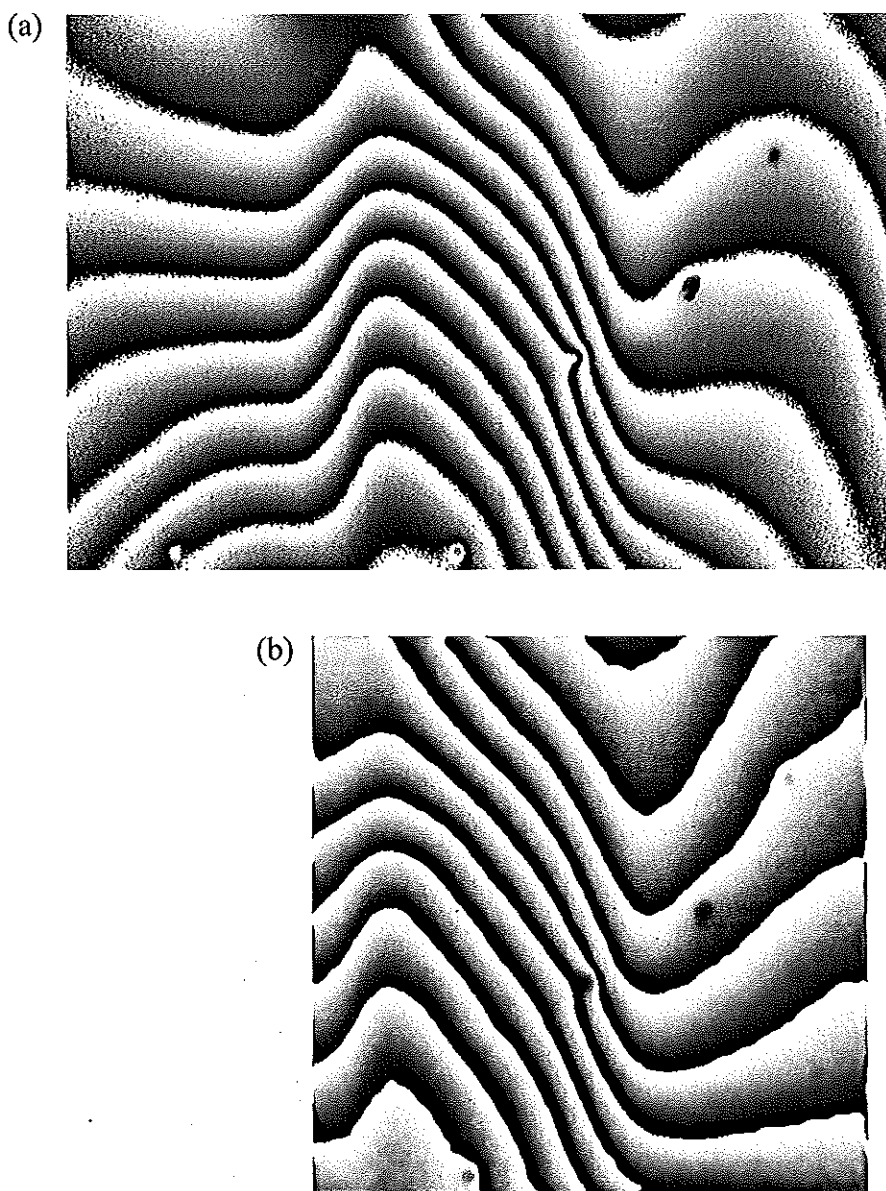


Figure IV-29. Interférogrammes de phase modulo 2π calculés par décalage de phase (a) et par transformée de Fourier (b) pour une déformation équivalente.

IV.5. Conclusion de l'étude et de l'optimisation de la caméra holographique

IV.5.1. Prototype finalisé

Au terme des trois volets de l'étude, il est bon d'intégrer les résultats afin de présenter un prototype finalisé de la caméra holographique.

L'étude du système optique nous a permis de trouver un schéma d'imagerie qui, sur base d'un laser de puissance moyenne (400 à 500 mW), permet d'observer des interférogrammes de bonne qualité sur des objets d'une surface de l'ordre de 50x50 cm². Cela signifie qu'il est possible d'utiliser un laser YAG continu pompé par diode. Ce type de laser étant transportable, il est envisageable de l'intégrer dans le montage. L'instrument contient alors tous les éléments dont il a besoin pour fonctionner.

L'étude sur les cristaux nous a permis de mettre en évidence des comportements différents entre BSO, BGO et BGO:Cu. Elle montre qu'en faisant une sélection sur plusieurs cristaux, il est possible d'obtenir, avec de grandes fenêtres optiques, une bonne qualité photoréfractive et une biréfringence résiduelle minimale. Les résultats confirment que les BSO sont plus sensibles que les BGO mais montrent que l'échantillon dont nous disposons est de piètre qualité photoréfractive. Le cristal que nous utiliserons dans le prototype final est le BGO dopé cuivre : c'est le plus efficace et, comparativement au BGO non dopé, c'est celui qui répond le plus vite.

L'étude des méthodes de quantification de phase nous a permis de voir qu'il est possible d'introduire de manière performante deux méthodes classiques (décalage de phase et transformée de Fourier). Dans le cas du décalage de phase, nous avons trouvé que l'erreur était limitée par les perturbations extérieures et celle-ci a été estimée à $\lambda/40$ sur l'objet dans des conditions de laboratoire. L'erreur de nature photoréfractive liée au temps de réponse du cristal et au temps d'acquisition des interférogrammes a été discutée et trouvée négligeable pour les conditions de travail que nous nous étions fixées. Il faut bien sûr revoir ce problème si nous changeons celles-ci (p.ex. temps de réponse plus court).

La figure IV-30 montre un schéma du prototype de la caméra holographique photoréfractive. Ce schéma est pour l'essentiel identique à celui du dispositif préliminaire (figure IV-1) dans lequel le système d'imagerie à un objectif a été remplacé par celui à deux étages (objectif frontal et objectif-relais) avec le cristal BGO:Cu.

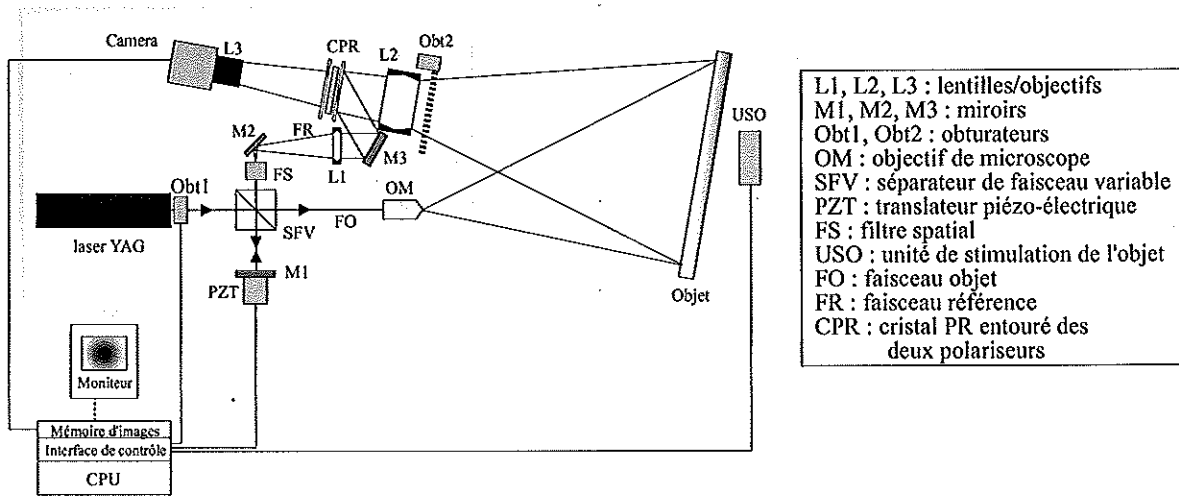


Figure IV-30. Schéma de principe de la caméra holographique finalisée.

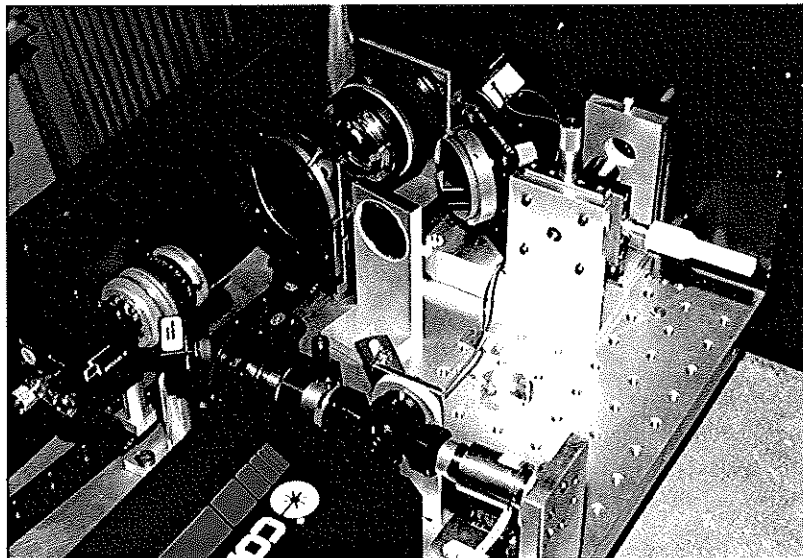


Figure IV-31. Photographie de la caméra holographique.

IV.5.2. Projections intéressantes

Le travail dont il a été question dans ce chapitre a été mené de manière suffisamment paramétrée pour que l'on puisse effectuer quelques projections sur le comportement de l'instrument dans d'autres conditions d'utilisation (diminution de la puissance laser, augmentation de la surface observée,...).

Nous allons tout d'abord examiner l'influence de la diminution de la puissance laser sur la résolution de mesure, en d'autres termes, sur l'erreur du calcul de la phase. Nous postulons que le temps de réponse et la surface observée sont identiques, c'est-à-dire que l'intensité du faisceau référence ne change pas.

Lorsque l'on diminue la puissance d'éclairage de l'objet, l'intensité provenant de celui-ci diminue au niveau du cristal et de la caméra. L'intensité diffractée étant proportionnelle à l'intensité objet incidente, le signal diffracté arrivant au plan image va diminuer. Par rapport à la situation nominale considérée dans l'étude, il va donc falloir orienter le polariseur de sortie plus proche de la polarisation diffractée, ce qui va diminuer l'intensité moyenne. La dynamique de l'interférogramme étant plus petite, cela conduit à une erreur de digitalisation plus importante dans le calcul de la phase. On va donc calculer jusqu'à quelle puissance laser on peut descendre pour obtenir un niveau d'erreur donné. Nous allons expliciter diverses étapes de calcul faisant appel à des éléments du chapitre.

Tout d'abord, notons que la puissance P_{obj} illuminant l'objet peut être reliée à l'intensité mesurée au plan image. En effet, les intensités transmise et diffractée I_t et I_{diff} collectées au plan image sont proportionnelles à l'intensité objet incidente au cristal et à l'angle d'orientation du polariseur. Celui-ci est tel que les intensités I_t et I_{diff} sont égalisées ($I_t = I_{diff} = I_0$). On écrit donc, en introduisant une constante radiométrique C_R , qui fait intervenir l'ensemble des paramètres liés à l'imagerie et qui sont supposés ne pas varier :

$$P_{obj} = C_R I_t = C_R I_{diff} = C_R I_0 \quad (IV-37)$$

Pour $P_{obj}=340$ mW, l'intensité diffractée que l'on mesure au plan image est d'environ $6,5$ nW/cm² à 532 nm (voir figure IV-13 (b)). On déduit donc que $C_R=2,8 \cdot 10^7$ cm².

Ensuite, la dynamique du signal mI_{moyen} est donnée par (IV-4) et (IV-5) et peut être obtenue par

$$m I_{moyen} = 2\sqrt{I_t I_{diff}} = 2 I_0 \quad (IV-38)$$

Pour calculer l'erreur de digitalisation e_{dig} , nous avons besoin d'exprimer la dynamique de l'interférogramme en niveau de gris (n.g.). Connaissant sa valeur en nW/cm² et sur base des données de la table IV-7, on obtient la conversion suivante

$$I(\text{n.g.}) \approx 5,8 I(\text{nW/cm}^2) \quad (IV-39)$$

Enfin, l'erreur de digitalisation peut être exprimée analytiquement en fonction de mI_{moyen} de manière approchée en ajustant la courbe de la figure IV-18 par une fonction du type

$$e_{dig} (\text{rad}) = \frac{0,26}{I_{moyen} m (\text{n.g.}) - 0,5} \quad (IV-40)$$

Se fixant une erreur de phase e_{dig} , on en déduit donc une valeur de mI_{moyen} en n.g. par (IV-40) que l'on convertit en nW/cm² par (IV-39) et que l'on injecte dans (IV-38) puis dans (IV-37) pour trouver la puissance utile d'éclairage de l'objet. Plus simplement, une relation approchée entre la puissance objet en mW et l'intensité au plan image en n.g. peut se calculer sur base de C_R et de (IV-39)

$$P_{obj}(\text{mW}) \approx 5 I(\text{n.g.}) \quad (\text{IV-41})$$

Prenons par exemple le cas où la dynamique de l'interférogramme est de 3 niveaux, soit $I_0=1,5$ (n.g.) d'après (IV-40), ce qui équivaut à une erreur $e_{dig} \approx \lambda/170$. D'après (IV-41), la puissance du faisceau d'éclairage de l'objet est de 15 mW (!) soit un laser de 40 mW pour tenir compte de ce qu'il faut apporter dans le faisceau référence et des diverses pertes encourues dans le système (filtrage, etc.). L'inconvénient est que l'interférogramme aura une très faible intensité moyenne et donc presque invisible au moniteur. Néanmoins, il sera utilisable pour le calcul de phase.

Une seconde projection que nous allons faire maintenant consiste à doubler les dimensions observées en conservant la quantité de lumière arrivant au niveau du cristal et au plan image et en ne faisant pas varier le faisceau référence (temps de réponse conservé). Pour observer une surface de $110 \times 74 \text{ cm}^2$ (soit un peu moins de 1 m^2), il faut placer l'objectif frontal à 2 m de l'objet contre 1 m pour observer $55 \times 37 \text{ cm}^2$. La distance étant doublée, la luminance diminue d'un facteur 4. De plus, cet éloignement entraîne que la surface à éclairer est également 4 fois plus large. Il faut donc environ 16 fois plus de lumière au départ, donc un laser d'environ 5,5 Watts. Cette puissance est disponible dans les modèles des lasers YAG pompés par diode les plus récents (COHERENT Verdi).

Chapitre V

Applications de la caméra holographique

V.1. Introduction du chapitre

Après avoir présenté l'étude qui a abouti à une version optimisée de la caméra holographique photoréfractive transportable pour objets larges, ce chapitre est consacré aux résultats obtenus avec cet instrument. Certains de ceux-ci ont été acquis sur base du premier système optique avec le laser argon, d'autres plus récents l'ont été avec la caméra holographique dans sa version finalisée avec le laser YAG.

Nous allons présenter trois problèmes importants en contrôle non destructif (CND), que nous avons déjà évoqués à la section IV.1.1. Tout d'abord, nous discuterons de l'observation des phénomènes statiques (ou quasi statiques) à la lecture de l'hologramme (V.2). Ensuite, nous considérerons l'observation de phénomènes dynamiques non vibratoires (qui évoluent dans le temps) (V.3). Enfin, nous discuterons des mesures de vibrations (V.4).

V.2. Déformations statiques

V.2.1. Introduction

Il s'agit de la situation où l'on observe une déformation ou un déplacement stable dans le temps lors de la lecture de l'hologramme. C'est le cas le plus simple auquel on puisse être confronté et il permet l'introduction aisée du décalage de phase temporel (cfr II.5.2). La plupart des travaux qui montrent des résultats de ce type considèrent une plaque ayant subi une rotation ou une flexion. Nous avons déjà montré un exemple de ce genre où une plaque fixée en ses 4 coins subissait une déformation en son centre (expérience de certification, section IV.4.2.7). Nous n'y reviendrons donc pas. Nous allons présenter un cas particulier qui est la recherche de défauts dans des structures en matériaux composites utilisées dans la construction aéronautique (avions, hélicoptères).

V.2.2. Détection de défauts dans des structures composites

V.2.2.1. Position du problème

Cette application est liée au projet EUCLID que nous avons déjà évoqué à la section IV.1.1 et dont les exigences ont servi de base à ce travail. La finalité du projet était l'inspection de structures aéronautiques en matériaux composites pour y détecter des défauts de plusieurs types. On y trouve notamment les impacts induits lors de la fabrication ou la maintenance (chute d'outils) ou en vol (projectiles, oiseaux). Ce sont des défauts de surface qui peuvent ne pas être visibles sur la face avant mais qui ont souvent des conséquences à l'intérieur de la structure. D'autres défauts sont internes : inclusion lors de la fabrication, délamination, etc.

La problématique de la recherche de défauts est complexe. La manière de révéler ceux-ci dépend de leur nature, dimension et profondeur et du milieu qui les entoure. Chaque cas doit donc être traité séparément et il n'y a pas de recette universelle. Généralement, on a besoin d'une méthode de stimulation, qui consiste à faire subir à l'échantillon un changement physique (non destructif). En interférométrie temps réel, ce dernier a lieu après l'enregistrement holographique de l'échantillon au repos. A la lecture, l'endroit défectueux a une réponse au stimulus qui est différente de celle du reste de l'objet. En CND, on considère généralement les stimuli suivants : changement de pression, changement de température, choc mécanique, mise en vibration [89]. Nous avons étudié différentes procédures basées sur les deux premiers types de stimuli, les plus simples à mettre en oeuvre avec les moyens dont nous disposons au laboratoire. On imagine aisément dans ce cadre l'intérêt d'une caméra holographique dynamique, conviviale, très rapide et avec une capacité de réutilisation illimitée. Après avoir procédé par essais-erreurs, nous avons trouvé une méthodologie qui a donné de bons résultats sur tous les échantillons que nous avons testés. Ces essais sortant du cadre de la présente thèse, on se référera aux documents [90-92]. Nous allons nous borner à présenter maintenant les résultats avec la méthode de stimulation qui s'est avérée la plus adéquate.

V.2.2.2. Mode opératoire

Le schéma de l'instrument est montré à la figure V-1. Le système optique utilisé est le système 1 avec un laser à argon qui n'est pas intégré au reste de l'instrument. L'objet est sur la même table (table holographique) que la caméra holographique.

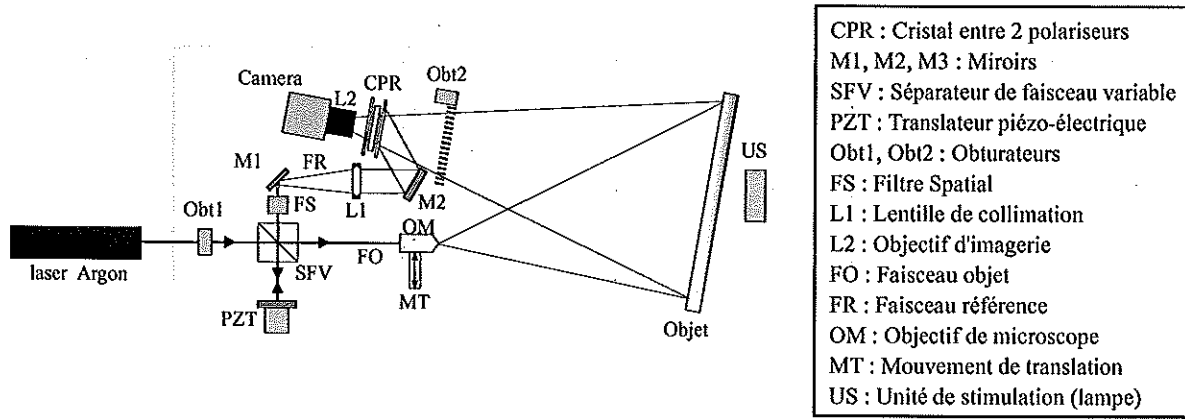


Figure V-1. Schéma de l'instrument utilisé pour cette application.

La procédure suivie est schématisée à la figure V-2. Tout d'abord, on enregistre l'hologramme de l'échantillon au repos, puis on ferme les obturateurs. Ensuite, on procède à la stimulation. Celle-ci consiste à chauffer l'échantillon au moyen d'une source lumineuse halogène rayonnant dans l'infrarouge (2 lampes de 500 W) pendant un temps t_{ch} . On a placé un obturateur (Obt2) devant la tête optique pour que la lumière provenant de la lampe de chauffage ne détruise pas l'hologramme. L'échantillon se déforme sous l'action de la chaleur et lorsque l'on arrête le chauffage, il se relâche. Après un certain temps de relaxation t_{rel} , la chaleur ayant diffusé dans tout le volume de l'objet, la déformation globale diminue et l'objet est quasiment stable. A ce moment-là, on peut procéder à la lecture de l'hologramme et visualiser l'interférogramme de la déformation résiduelle de l'échantillon qui est suffisamment stationnaire pour acquérir les 4 interférogrammes du décalage de phase.

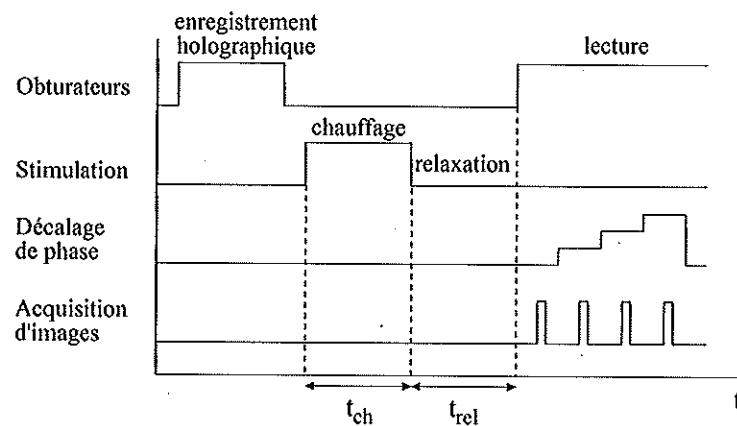


Figure V-2. Diagramme temporel schématisant la procédure utilisée en détection de défauts.

Cette déformation d'ensemble résiduelle dépend de la construction de la structure (présence de raidisseurs, notamment) et des conditions aux frontières (la manière dont la pièce est fixée sur son support). Les défauts apparaissent comme des variations locales plus importantes dans le champ des franges dues à la déformation d'ensemble. La déformation résiduelle s'atténue progressivement et l'objet peut retrouver son état initial après un temps plus ou moins long selon le cas (en général quelques minutes). Le gradient de phase local plus important dû à la présence de défauts peut s'expliquer de plusieurs manières. Par exemple, par le fait que la chaleur ne se propage pas de manière égale aux endroits des défauts et dans la matière environ-

nante, ou encore par une modification des propriétés thermo-mécaniques entraînant une déformation différente pour un même gradient de température.

V.2.2.3. Résultats

La méthodologie décrite ci-dessus a été appliquée sur 4 échantillons et a donné dans chaque cas d'excellents résultats. Néanmoins, comme nous l'avons déjà dit, les échantillons diffèrent les uns des autres et les temps de chauffage et de relaxation doivent être bien choisis. A nouveau, ces mises au point ont été rendues aisées par la facilité avec laquelle ces essais ont été répétés et grâce au caractère dynamique de l'instrument.

Les figures V-3 (a) et (b) concernent un échantillon fabriqué par DASA (D) et contenant des défauts d'impact. L'interférogramme de base (a) fait apparaître 3 défauts du côté droit. Après avoir appliqué le décalage de phase, on obtient l'interférogramme de phase modulo 2π (b) qui montre 2 défauts supplémentaires dans le bas du champ et qui n'étaient pas bien visualisables dans l'image de base. Cette amélioration tient au fait que le calcul de phase élimine l'intensité moyenne et la modulation en chaque point. L'image de phase est donc bien utile pour la détection de défauts. La zone objet observée est de $55 \times 37 \text{ cm}^2$. Les conditions expérimentales sont semblables à celles précisées lors de l'étude du système optique (section IV.2.2).

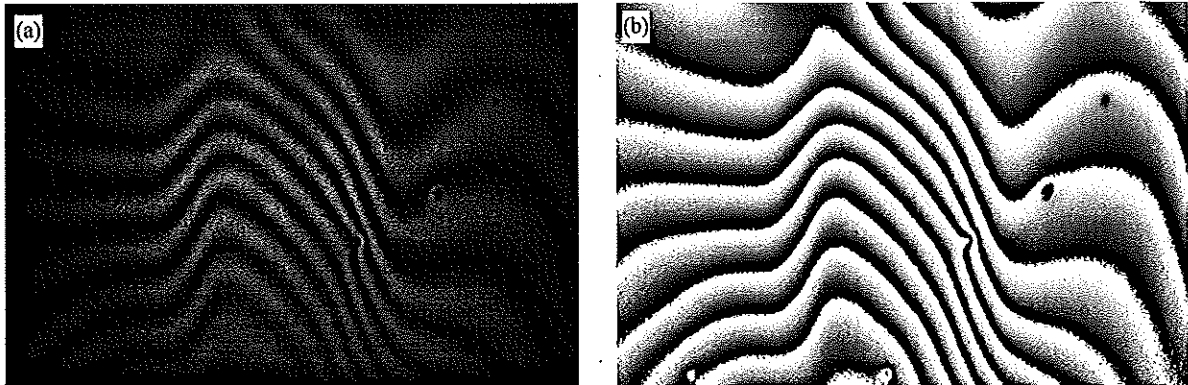


Figure V-3. Echantillon DASA : $t_{ch}=5 \text{ s}$, $t_{rel}=45 \text{ s}$. (a) Interférogramme d'intensité, (b) interférogramme de phase modulo 2π .

Les figures V-4 (a)-(c) montrent les interférogrammes de phase d'autres échantillons avec divers types de défauts. La figure V-4 (d) concerne l'échantillon DASA mais avec une zone d'observation décalée vers le bas, d'autres points de fixation de la structure et la lampe de chauffage orientée différemment. Malgré ces nombreux changements, les 5 défauts restent visibles, ce qui montre que la méthodologie de stimulation est robuste pour ce genre de problème. L'échantillon fabriqué chez PER UDSEN (Dk) (figure V-4 (a)) présente une inclusion bien visible et une autre plus faible. En outre, on aperçoit aisément une partie d'épaisseur plus importante qui est située sur la face arrière. Ce résultat est en fait le premier que nous ayons obtenu avec le système préliminaire décrit au chapitre IV, sur base d'un cristal de BSO ($1 \times 1 \text{ cm}^2$ de face optique), le champ observé n'est que de $30 \times 20 \text{ cm}^2$ [71,72]. La figure V-4 (b) concerne un échantillon fabriqué au NLR (NL) : 3 défauts sont visibles. La figure V-4 (c) montre une multitude de choses dans un échantillon fabriqué par DORNIER/IABG (D). On y retrouve des

défauts d'impact, des jauges de contraintes (observables visuellement) et une réparation. Dans tous les cas, sauf (a), les conditions expérimentales sont semblables à celles de l'échantillon DASA.

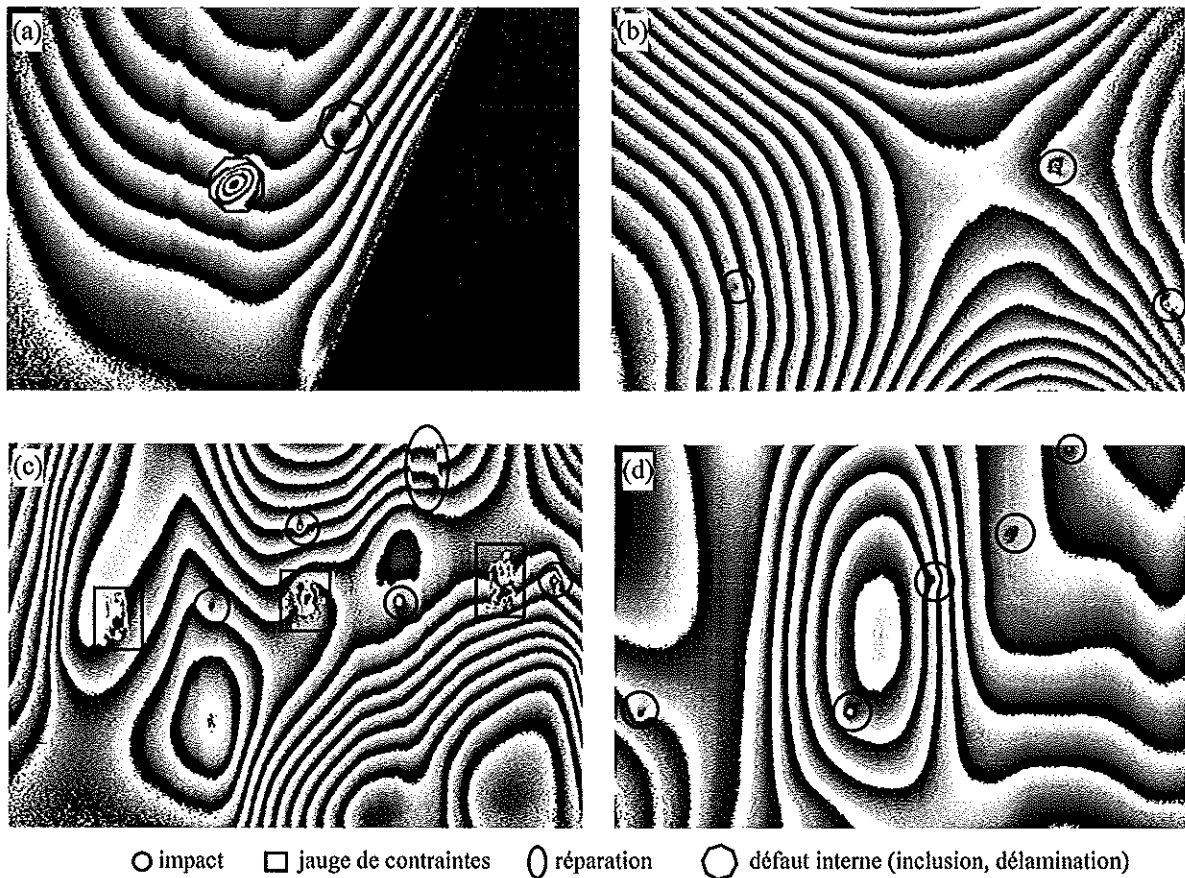


Figure V-4. Exemples variés de détection de défauts dans des structures en matériaux composites utilisés en aéronautique (images de phase modulo 2π). (a) PER UDSEN : $t_{ch}=0.5$ s, $t_{rel}=25$ s, (b) NLR : $t_{ch}=15$ s, $t_{rel}=25$ s, (c) DORNIER/IABG : $t_{ch}=5$ s, $t_{rel}=45$ s, (d) DASA : $t_{ch}=5$ s, $t_{rel}=45$ s.

V.2.2.4. Traitement des images en vue de la détection de défauts

Les images de phase modulo 2π sont assez pratiques pour déterminer la présence de défauts. En effet, les variations locales de phase que ceux-ci entraînent sont généralement de $1/10$ de franges à quelques franges. Tout dépend aussi de leur étendue spatiale ("dans le plan" de l'objet). Ceux de plus faible amplitude peuvent être difficiles à détecter, car ils représentent moins de niveaux de gris. On peut néanmoins faciliter leur détection en procédant à divers traitements des images de phase.

a) Traitement préliminaire : le démodulation de la phase

Afin de pouvoir procéder à un traitement de ces images, il faut d'abord éliminer les sauts de phase qui s'y trouvent (cfr. section II.5.4), ce qui donne les images de la figure V-5. Cette étape semble a priori défavorable pour la visibilité des défauts puisque, une fois ramenés sur 256 niveaux de gris, les gradients locaux sont noyés dans la déformation globale beaucoup plus

large. Cependant cette étape est indispensable pour pouvoir procéder à d'autres traitements : la différentiation spatiale ou le masque flou.

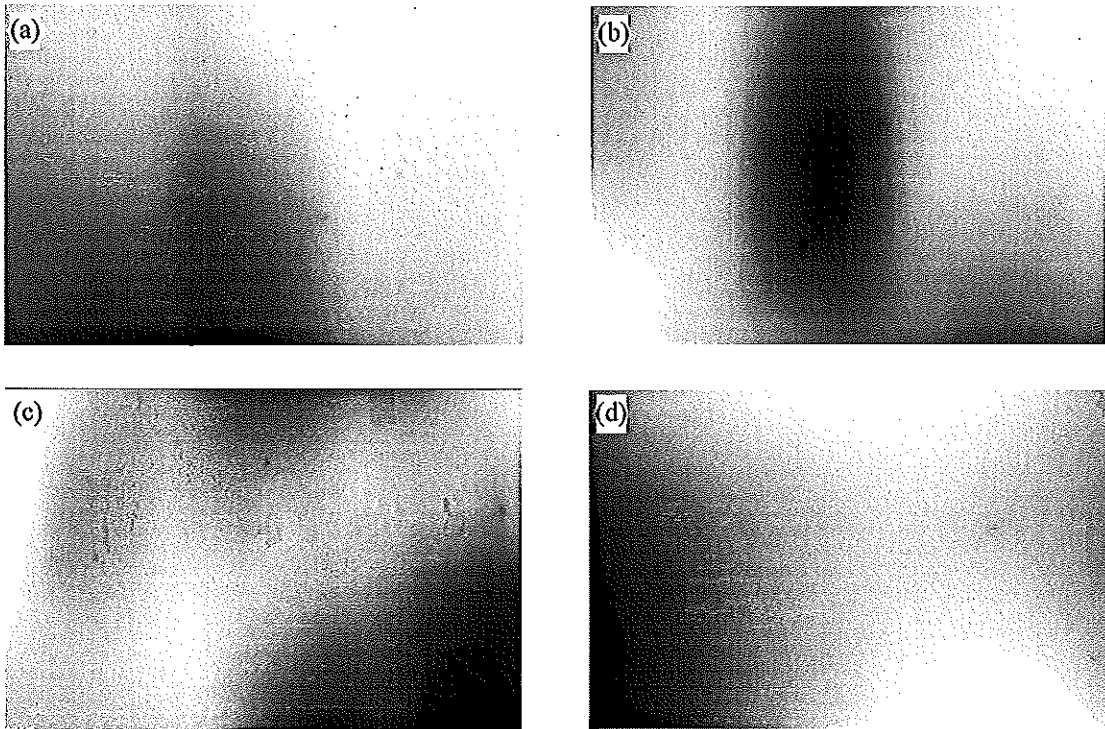


Figure V-5. Images de phase démodulées. (a) et (b) : échantillon DASA (déroulage des images V-3 (b) et V-4 (d)), (c) échantillon DORNIER/IABG, (d) échantillon NLR.

b) La différentiation spatiale

Cette technique consiste à soustraire l'image à elle-même décalée transversalement d'une certaine quantité (en terme de pixels). Le résultat est alors étalé sur 256 niveaux de gris. Les images sont équivalentes à celles que l'on peut obtenir par interférométrie de cisaillement basées sur le speckle, si ce n'est que les résultats obtenus ici sont moins bruités. Dans les images dérivées, la déformation globale qui a généralement une pente faible n'est plus visible, sa dérivée étant sensiblement la même partout. Par contre, un défaut apparaissant comme une bosse, sa dérivée donnera lieu à une bosse suivie d'un creux, dans la direction du cisaillement (figure V-6).

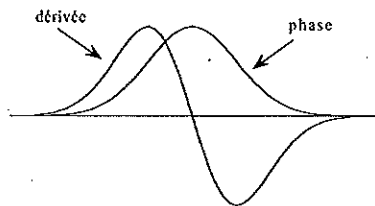


Figure V-6. Représentation schématique d'un défaut dans une image de phase et dans sa dérivée.

Les figures V-7 présentent les dérivées des interférogrammes démodulés des figures V-5.

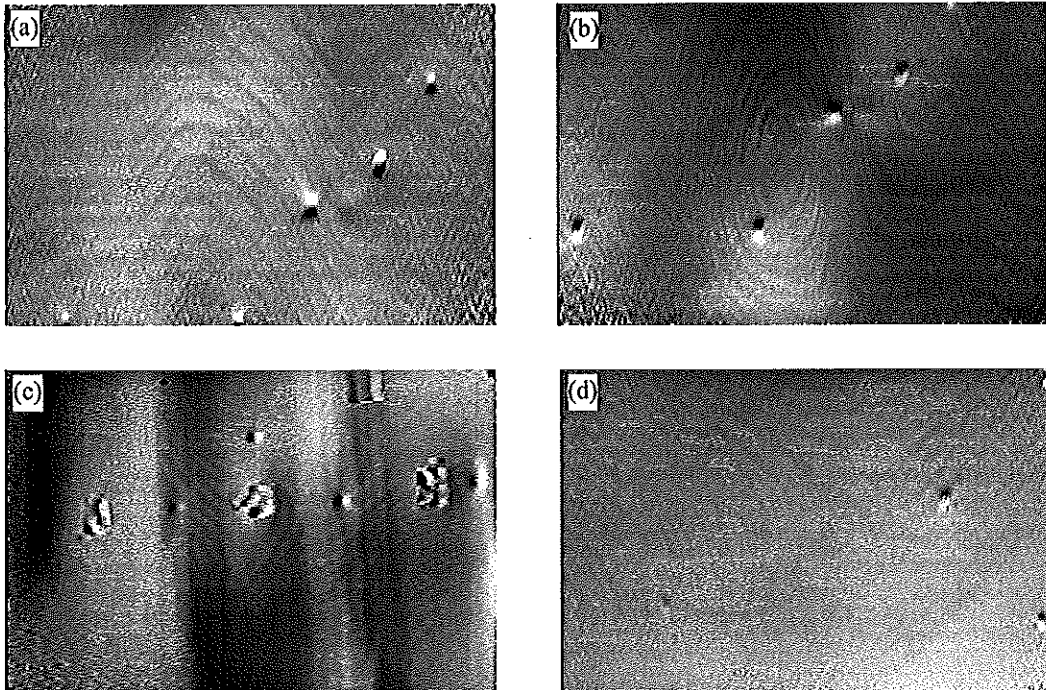


Figure V-7. Interférogrammes dérivés à partir de ceux de la figure V-5. (c) : différentiation horizontale, les autres : différentiation verticale.

c) Le masque flou

Cette technique connue depuis longtemps en photographie est devenue aisée à appliquer grâce au traitement numérique d'images. Elle est particulièrement utilisée en astronomie [93]. Elle permet de faire ressortir des détails à partir d'images peu contrastées. Sur base d'une image démodulée initiale, on en calcule une image floue (masque) en lui appliquant un filtre passe-bas (convolution par un kernel gaussien 7×7). Le masque, ne contenant que de l'information à basses fréquences, est alors soustrait de l'image originale contenant en plus les hautes fréquences (défauts). Le résultat est une image dans laquelle les hautes fréquences dominent. La figure V-8 (a) montre le cas de l'échantillon NLR. Le défaut le plus faible, sur la gauche, apparaît mieux avec cette technique qu'avec la précédente (figure V-7 (d)). La figure V-8 (b) est obtenue par seuillage de (a) et permet de localiser aisément les défauts. On note la présence de bruit en haut à droite de l'image.

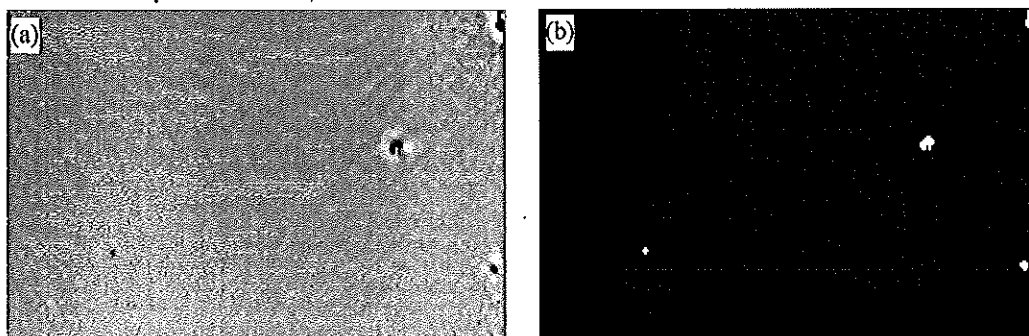


Figure V-8. (a) Application de la technique du masque flou à l'interférogramme démodulé V-6 (d). (b) Carte de défauts après application d'un seuillage à l'image (a).

V.2.3. Discussion

Les résultats des mesures de déformations statiques que nous venons de présenter sont, à notre connaissance, les premiers obtenus avec une caméra holographique photoréfractive sur des objets aussi larges. Hormis les images relatives à l'échantillon PER UDSEN présentées dans les références [71,72], les interférogrammes sur un champ de 55x37 cm² ont été présentés pour la première fois en 1996 [84,94].

L'erreur de mesure a été analysée en détails à la section IV.4.2. Les conditions expérimentales utilisées ici (temps de réponse d'environ 8 à 10 s) sont telles que l'erreur photoréfractive est négligeable. Nous avons trouvé que l'erreur finale était dominée par les perturbations environnementales soit, dans des conditions standards de laboratoire, $\lambda/40$. Les expériences présentées ici ayant été effectuées dans les mêmes conditions, on peut donc dire que l'erreur de mesure commise est du même ordre.

V.3. Déformations dynamiques (non vibratoires)

V.3.1. Introduction

Il s'agit ici d'une application importante de l'interférométrie qui permet d'observer l'évolution des déformations d'un objet au cours du temps. Sur base de la technique du temps réel, on compare la situation dans le temps par rapport à l'état de base en utilisant la lecture séquentielle. Nous avons vu (section III.6.2) que certains travaux avaient fait usage d'un cristal de LiNbO₃ plus rémanent que les sillénites, ce qui permet d'assurer un grand nombre de lectures. Les cristaux plus sensibles, tels les nôtres, ouvrent la voie à la double exposition mais il faut faire appel au multiplexage pour assurer la continuité du suivi de la déformation, ce qui n'a jamais été entrepris avec ce type de cristaux. De plus, notre objectif est de retirer une information quantitative. Le temps réel avec lecture séquentielle est un choix intéressant car il s'intègre bien à la caméra holographique. Comme on acquiert des interférogrammes dynamiques, on ne peut utiliser le décalage de phase temporel qui requiert une grande stabilité de l'image pendant la multiple acquisition. Dès lors, la méthode de quantification employée est celle de la transformée de Fourier qui permet de travailler sur un seul interférogramme (cfr II.5.3). Il faut alors introduire la porteuse nécessaire avant la lecture séquentielle.

Nous allons montrer deux applications. La première est un cas-test de laboratoire que nous avons mis au point pour certifier la technique : une plaque en bois en cours de chauffage. La seconde est l'observation des défauts d'un des échantillons en composite déjà étudiés à la section V.2. On désire ici voir l'évolution des interférogrammes au cours de la relaxation, avant que l'objet ne soit stabilisé en température et de comparer les résultats obtenus avec les précédents.

V.3.2. Certification de la technique

V.3.2.1. Mode opératoire

L'instrument est identique à celui de l'application précédente (figure V-1). La procédure est schématisée à la figure V-9. Tout d'abord, on enregistre l'hologramme de l'objet au repos. Ensuite, on obture les faisceaux objet et référence, afin de ne pas perturber l'hologramme. On introduit alors la fréquence porteuse dans l'interférogramme en déplaçant latéralement l'objectif de microscope servant à illuminer l'objet (cfr. IV.4.3). On enregistre un interférogramme ne contenant que la porteuse en ouvrant les obturateurs. A partir de ce moment-là, l'objet peut se déformer ou se déplacer sous l'effet d'une stimulation quelconque et la lecture séquentielle peut commencer. A chaque lecture holographique, on stocke l'interférogramme de la déformation additionnée à la porteuse. Une fois cette opération terminée, on referme les obturateurs et le cristal n'est plus éclairé par aucun faisceau jusqu'à la lecture suivante.

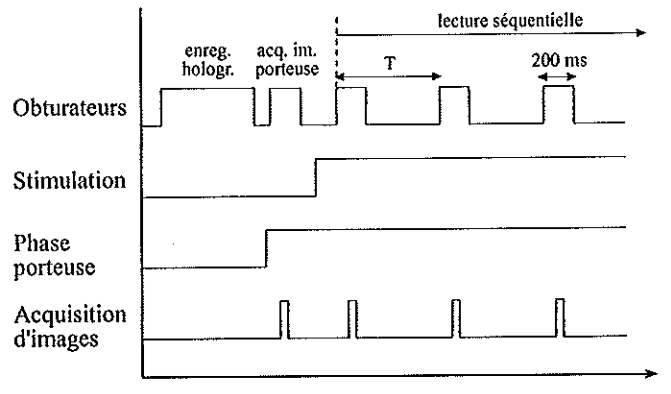


Figure V-9. Diagramme temporel de la technique temps réel avec lecture séquentielle.

V.3.2.2. Résultats

L'objet utilisé est un panneau en bois mélaminé blanc qui, vu son caractère isolant, peut être contrôlé pour avoir une déformation lente d'amplitude limitée. Cela nous permet d'acquérir la séquence d'interférogrammes avec une cadence suffisamment lente. De ce fait, les mesures seront étalées dans le temps et nous pourrons apprécier la rémanence de l'information dans le cristal. Cet objet est carré, de surface égale à $60 \times 60 \text{ cm}^2$, d'une épaisseur de 10 mm et est attaché par ses bords sur un cadre métallique. La caméra holographique est sur la même table que l'objet. L'échauffement est produit par un spot halogène à l'arrière du panneau. La zone observée est de $52 \times 35 \text{ cm}^2$ mais on ne garde qu'une zone carrée de $35 \times 35 \text{ cm}^2$ pour l'application de la transformée de Fourier rapide, équivalent à 512×512 pixels après digitalisation. La figure V-10 montre l'interférogramme de la déformation, additionnée de la porteuse, subie par le panneau (a) ainsi que la transformée de Fourier de l'interférogramme (b). L'image d'une porteuse seule a été donnée à la figure IV-28 (section IV.4.3).

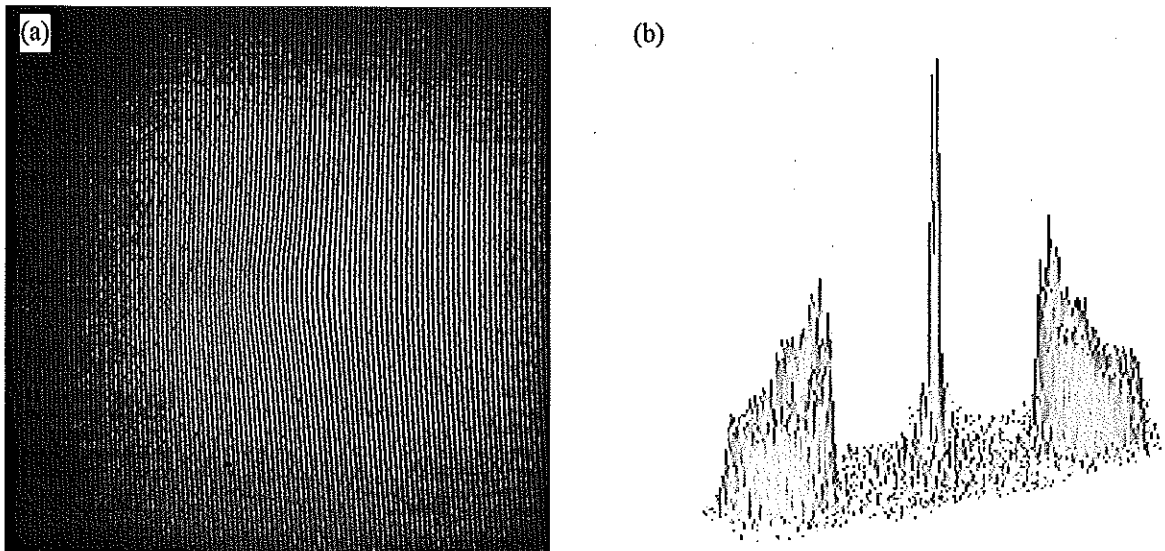


Figure V-10. Interférogramme avec fréquence porteuse (a) et vue 3D de sa transformée de Fourier (b).

La figure V-11 montre les interférogrammes de phase modulo 2π obtenus après calcul. Le premier état déformé est observé 20 secondes après que le spot ait été allumé. L'intervalle de temps T entre chaque lecture est de 1 minute. La durée de chaque lecture est de 200 ms.

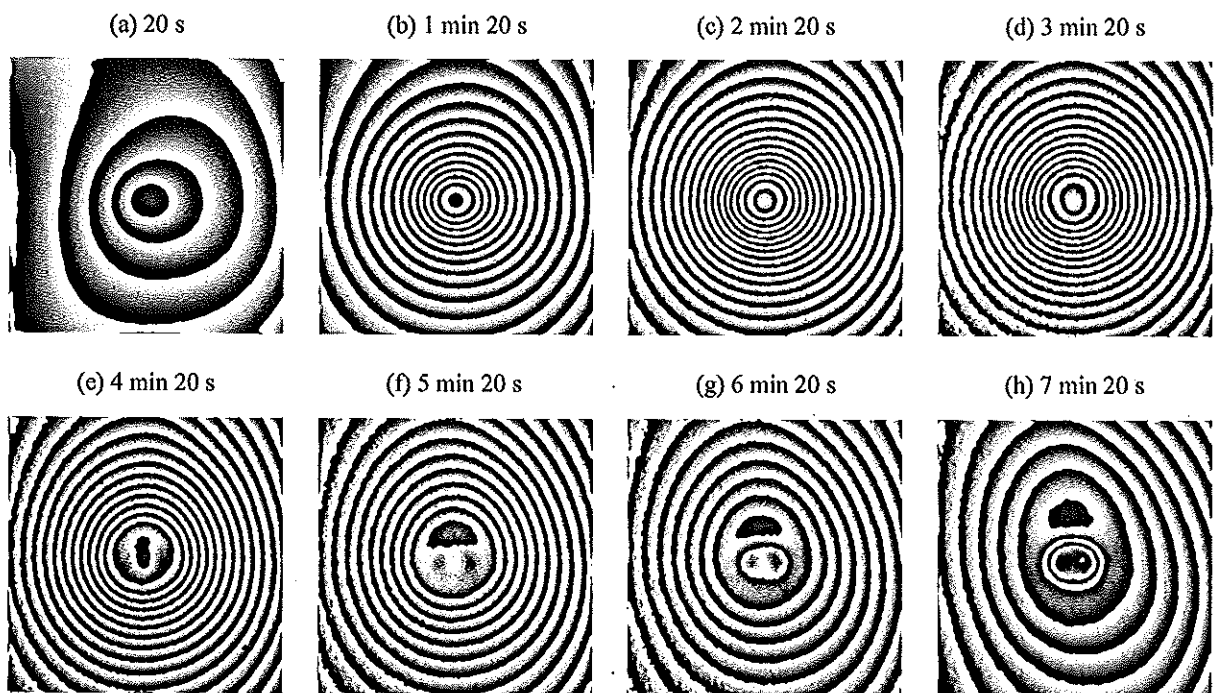


Figure V-11. Images de phase modulo 2π montrant la déformation du panneau en bois sous l'action de l'échauffement. Au-dessus de chaque figure est indiqué le temps écoulé après le démarrage du chauffage.

Il faut noter que le spot reste allumé jusqu'au bout de la séquence, même si la déformation à l'air de diminuer, vu le nombre de franges plus petit dans les dernières images. Bien que notre but ne soit pas d'étudier les phénomènes ayant lieu au sein de cet objet, ceci nécessite un mot d'explication. Malgré que la stimulation thermique soit restée présente tout au long de la séquence, on observe une diminution de la déformation après passage par un maximum. Ceci

ne doit pas nécessairement être interprété comme une relaxation globale du panneau. En effet, on observe une sous-zone de celui-ci ne comportant pas de point fixe.

La possibilité d'observer une séquence d'interférogrammes de phase évolutifs est donc bien démontré par ce cas de figure. On remarque que la qualité des images est très bonne mais que le bruit augmente dans les dernières. Ceci tient au fait que les interférogrammes d'intensité ont un contraste qui décroît lorsque le nombre de lectures augmente, ce qui est normal vu l'effacement holographique partiel à chaque lecture. Ce phénomène se traduit par un étalement du spectre autour de l'ordre 1 dans le plan de Fourier : les 2ème et 3ème termes de (II-34), contenant l'information de phase et de contraste, ont des extensions qui se rapprochent de l'origine des fréquences. Afin de conserver toute l'étendue du spectre de la déformation lors du filtrage, il faut appliquer une fenêtre de Hanning de plus en plus large. L'étape suivante qui consiste à translater le spectre filtré vers l'origine ramène ces basses fréquences vers les hautes fréquences, d'où le bruit observé. Deux dernières images (figure V-12) ont été acquises et montrent bien la dégradation tant au niveau de l'interférogramme d'intensité que du résultat en phase. Les figures V-12 (a) et (b) sont à comparer avec la figure V-10 (a) correspondant au premier interférogramme de la figure V-11.

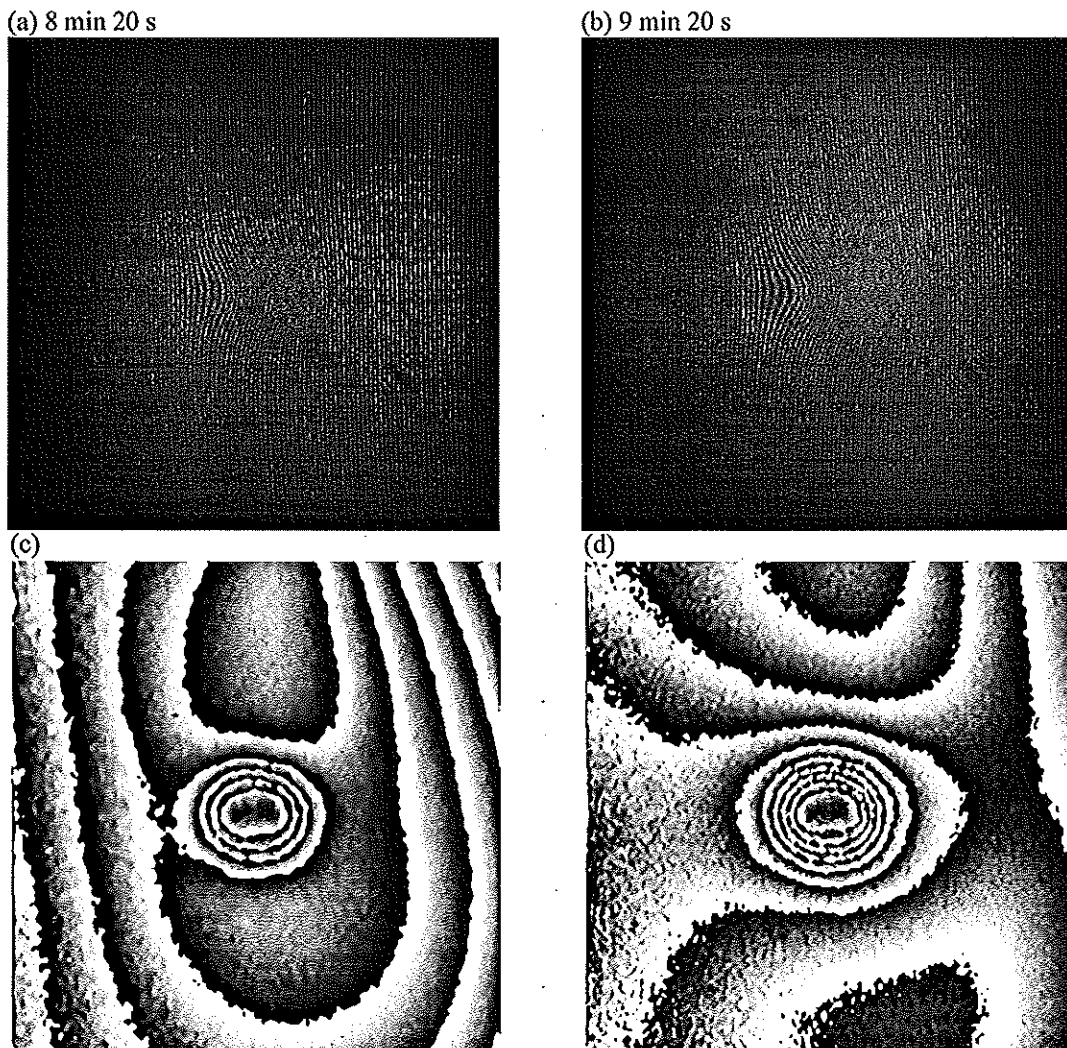


Figure V-12. Dernières images de la séquence de la figure V-11. (a) et (b) Interférogrammes en intensité, (c) et (d) interférogrammes de phase mod 2π correspondants.

V.3.3. Application en détection de défauts

L'échantillon DASA est soumis à la même stimulation que dans l'expérience décrite à la section V.2.2 : chauffage de 5 s suivi d'une relaxation thermique. Au cours de cette dernière, une séquence d'interférogrammes a été acquise : le premier, 10 s après l'arrêt de la stimulation, les suivants, toutes les 10 s (figure V-13).

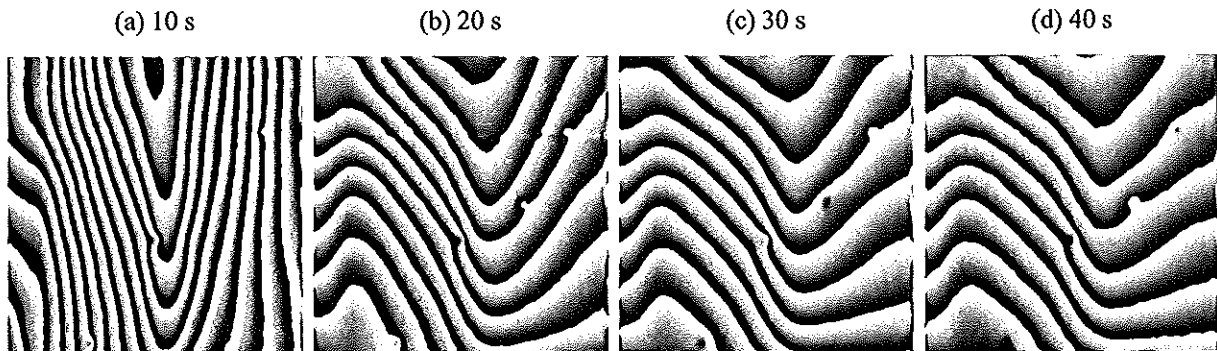


Figure V-13. Séquence d'interférogrammes de phase modulo 2π de l'échantillon DASA en cours de relaxation après chauffage de 5 s par lampes halogènes (2x500 W). La ligne horizontale dans l'image (b) est due à un problème de caméra lors de l'acquisition.

Ces résultats sont à comparer avec celui de la figure V-3. Dans les premiers instants de relaxation (a), on aperçoit déjà les défauts mais pas tous. La déformation évolue et tend à se stabiliser après 30 s : il n'y a pour ainsi dire pas de différence entre les images (c) et (d), si ce n'est une phase constante (franges décalées). Dans les expériences de la section V.2.2., il fallait attendre un certain temps que l'échantillon se soit suffisamment stabilisé en température pour appliquer le décalage de phase et dans le cas précis de l'échantillon DASA, nous avons attendu 45 s. Nous voyons ici que cela est justifié mais que l'on aurait peut-être pu lire l'hologramme déjà après 30 s.

Il ressort de ceci que les techniques à décalage de phase ou à lecture séquentielle donnent un résultat semblable au niveau de la détection des défauts. On peut cependant préférer la méthode à décalage de phase car elle offre généralement une meilleure résolution et permet de voir des défauts de plus faible amplitude qui risquent d'être éliminés des images de phase par la méthode de Fourier. Dès lors, on peut associer intelligemment les deux techniques en effectuant une première série de mesures séquentielles en cours de relaxation afin de déterminer le moment où l'échantillon est stabilisé et reprendre ensuite une mesure par décalage de phase avec le temps de relaxation trouvé. Cette méthodologie est susceptible de diminuer le nombre d'essais-erreurs pour trouver les bons paramètres temporels liés à un échantillon.

V.3.4. Discussion

La méthode temps réel à lecture séquentielle sur base des cristaux de type sillénite permet de suivre la déformation dynamique d'un objet. Nous avons montré des résultats où l'intervalle de temps varie de 10 s à 1 minute. La cadence d'échantillonnage n'est limitée que par l'électronique d'acquisition d'images. Par contre, le nombre de mesures est intrinsèquement limité par l'effacement de l'hologramme à cause de la combinaison de plusieurs facteurs.

Le premier de ceux-ci est la relaxation diélectrique (effacement dans le noir). Nous avons vu (section III.4.3.2) que les temps de relaxation diélectrique peuvent être de quelques heures, ce qui donne la limite maximale de durée des phénomènes observables.

Le second facteur est le plus limitatif : il s'agit de l'effacement provoqué par chaque lecture. Il est donc impératif de limiter strictement le temps d'ouverture des obturateurs au temps nécessaire à l'acquisition d'images. Dans le cas d'une cadence vidéo de 25 Hz, et considérant un temps de réponse d'une dizaine de secondes, on peut raisonnablement enregistrer une centaine d'interférogrammes.

Le troisième facteur est l'excitation des charges due aux lumières parasites. Elle peut être réduite, voire éliminée, en enfermant complètement l'instrument dans un boîtier protégé des lumières extérieures, mais aussi en empêchant la lumière laser diffusée dans l'instrument lui-même d'atteindre le cristal par un bafflage interne.

Nous avons présenté l'application de la technique temps réel avec lecture séquentielle sur base d'un cristal sillénite pour la première fois de manière originale en 1996 [83-94]. Ces résultats sont à comparer à ceux obtenus avec une technique similaire et un cristal de LiNbO_3 par le groupe de Magnusson [48] ainsi que par Mary *et coll* [49], ces derniers ayant rapporté des séquences de 15000 interférogrammes. Dans leur cas, le temps de stockage est plus long que le nôtre et ils diminuent l'intensité du faisceau de lecture pour augmenter le temps de réponse, ce que nous ne pouvons pas faire dans la configuration actuelle. Par ailleurs, Dirksen et von Bally [26] ont appliqué la double exposition de manière séquentielle dans les sillénites. Celle-ci permet de comparer des états de déformation successifs entre eux mais ne permet pas de relier les interférogrammes entre eux à cause d'un délai temporel entre les différentes séquences de double exposition. Ce problème peut être contourné en associant le multiplexage à la double exposition comme l'a montré le groupe de Magnusson [47] avec un cristal LiNbO_3 . Cette technique semble appropriée pour mesurer de grandes déformations mais, en contrepartie, présente la difficulté de nécessiter la technique de la double référence [60] pour appliquer le décalage de phase.

V.4. Déformations vibratoires

V.4.1. Introduction

Nous avons discuté de l'intérêt de la technique stroboscopique pour la mesure de vibrations comparativement à la méthode en temps moyenné, qui requiert un profil sinusoïdal des franges d'interférence, permettant l'utilisation du décalage de phase. De plus, nous avons vu l'intérêt d'une technique en temps réel associée à l'anisotropie de diffraction (possibilité d'observer des objets larges), par rapport à la technique de double exposition, compliquée à mettre en oeuvre et appliquée sur des objets plus petits (cfr. section III.6.3).

La base de la technique stroboscopique a été expliquée à la section II.2.4. Nous avons aussi discuté (section IV.4.2.7) de l'implication du caractère stroboscopique sur l'erreur systématique commise en appliquant le décalage de phase et de la méthode originale pour corriger celle-ci.

Dans cette section, nous allons présenter deux applications. La première est un cas-test de laboratoire qui est l'étude d'une plaque encastrée vibrant sous l'effet d'un haut-parleur et qui nous a permis de certifier la technique. La seconde est l'étude d'une aube de turbine soumise à une excitation piézo-électrique.

V.4.2. Certification de la technique

V.4.2.1. Spécificités expérimentales liées au régime stroboscopique

L'instrument utilisé dans cette application est basé sur le système d'imagerie avec objectif frontal (système 2) et un laser YAG de 490 mW. Le reste du montage est le même que celui de la figure V-1, si ce n'est que l'obturateur devant la tête optique n'a plus aucune utilité et que l'obturateur général (Obt1) est remplacé par le stroboscope, en l'espèce, un modulateur acousto-optique (MAO). Ce dernier laisse passer le faisceau laser dans le montage lorsque l'objet en vibration est à son maximum de déplacement. Le MAO est donc synchronisé au dispositif d'excitation (que l'on suppose de type sinusoïdal). On peut introduire un délai d'ouverture permettant de faire varier le déphasage μ (cfr expression II-12) qui vaut idéalement $\pi/2$, ainsi que le rapport cyclique p (cfr expression II-16) qui indique le pourcentage du temps d'ouverture par rapport à la période de vibration.

Les conditions expérimentales en régime stroboscopique sont quelque peu différentes de celles suivies en régime continu. En effet, à la lecture avec le stroboscope actif, l'intensité totale arrivant au CCD vaut p fois l'intensité en régime continu (stroboscope inactif), avec $p < 1$. Afin d'augmenter la quantité de lumière au plan de détection, on doit alors, sur base d'une puissance laser fixe, rapprocher l'objet de la caméra holographique aux dépens de la surface observée.

De plus, à la lecture, le faisceau référence va diminuer dans la même proportion. Il est donc nécessaire d'augmenter son intensité si l'on veut garder un rapport de faisceaux proche de celui que nous avons trouvé dans l'étude du système ($R=200$). En pratique, les rapports cycliques que nous avons utilisés sont de 14 à 16 %. Pour garder un champ raisonnable ($34 \times 23 \text{ cm}^2$) et $p=0,16$, l'intensité objet au niveau du cristal est de $30 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ (objet peint en blanc) et le faisceau référence est amené à $5 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Ainsi les niveaux diffractés sont suffisants et les interférogrammes de bonne qualité. Nous avons trouvé, sur base des images présentées un peu plus loin, que l'intensité moyenne d'un interférogramme est de 40 et son contraste de 0,3. Ces deux quantités sont plus faibles que pour les interférogrammes en régime continu, mais cela reste tolérable au niveau de l'erreur de phase due à la perte de dynamique du signal (cfr section IV.4.2.3.c). Il faut noter que durant l'écriture de l'hologramme de base, le stroboscope n'est pas actif et l'intensité incidente au cristal est d'environ $5 \text{ mW}/\text{cm}^2$, ce qui donne un temps de réponse de 4,5 s. En lecture stroboscopique avec $p=0,16$, le temps d'effacement est d'environ 30 s.

V.4.2.2. Mode opératoire

La procédure est divisée en deux parties.

La première consiste à détecter les fréquences de résonance de l'objet donnant chacune lieu à un mode de vibration.

Tout d'abord, on enregistre l'hologramme de l'objet au repos (stroboscope inactif). L'objet est ensuite mis en vibration et le stroboscope devient actif. Au moyen d'un générateur, on fait varier la fréquence d'excitation mécanique Ω avec des pas égaux dans une gamme donnée. Lorsque Ω approche d'une résonance Ω_0 , on observe continûment l'apparition d'un nombre croissant de franges qui atteint un maximum pour $\Omega=\Omega_0$. On précise cette fréquence de résonance en procédant à des itérations successives avec un pas de plus en plus fin.

Dans la mesure où on n'obtient pas exactement la résonance (manque de résolution du générateur), il est nécessaire d'ajuster finement le délai de phase μ à une valeur qui n'est pas égale à $\pi/2$. Cet ajustement est fait de manière visuelle sur base du contraste des franges. Nous avons déterminé qu'il n'y avait pas de dégradation de celui-ci dans une gamme $\Delta\mu$ d'environ 2% de 2π , soit $\pm 1\%$ autour de la meilleure valeur de μ . Cela a de l'importance pour déterminer l'erreur sur le calcul de phase due aux variations de ce paramètre (cfr. section IV.4.2.7.b).

La seconde partie de la procédure concerne la mesure de la déformée modale proprement dite. On enregistre un hologramme au repos, après quoi on excite à la fréquence de résonance Ω_0 et le décalage de phase est effectué automatiquement.

V.4.2.3. Résultats

Nous avons considéré deux cas-test. Il s'agit de plaques en aluminium encastrées sur un de leurs bords qui sont mises en vibration par un haut-parleur. Celles-ci, désignées par plaque 1 et plaque 2, ont des dimensions (Largeur x Hauteur x Epaisseur), respectivement, de $10 \times 22 \times 0,1 \text{ cm}^3$ et $23 \times 23 \times 0,15 \text{ cm}^3$. La plaque 1 est encastrée sur toute sa largeur et la plaque 2 sur 10 cm au centre d'un de ses bords.

La figure V-14 montre les interférogrammes d'intensité et de phase (mod 2π) du mode à 631 Hz de la plaque 1. Nous avons utilisé ce résultat après démodulation de la phase pour illustrer la procédure de correction de l'erreur systématique qui survient par la nature stroboscopique de la lecture (cfr. section IV.4.2.7.c).

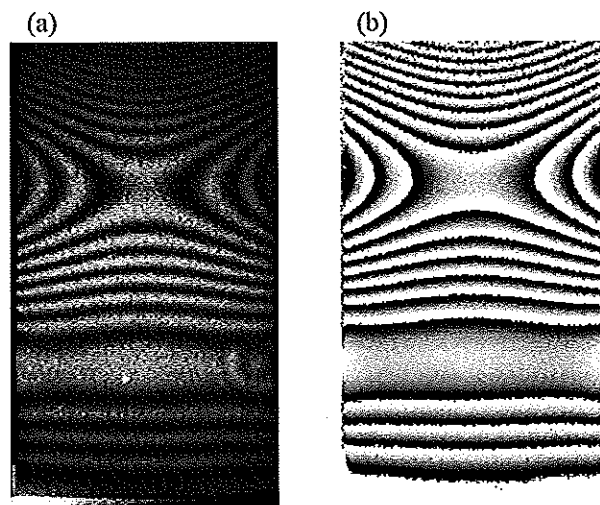


Figure V-14. Plaque 1, mode à 631 Hz. Interférogramme d'intensité (a) et de phase modulo 2π (b). Le côté encastré est en bas.

La figure IV-15 montre d'autres modes de la plaque 1. La figure IV-16 montre divers modes de la plaque 2, l'encastrement est en bas.

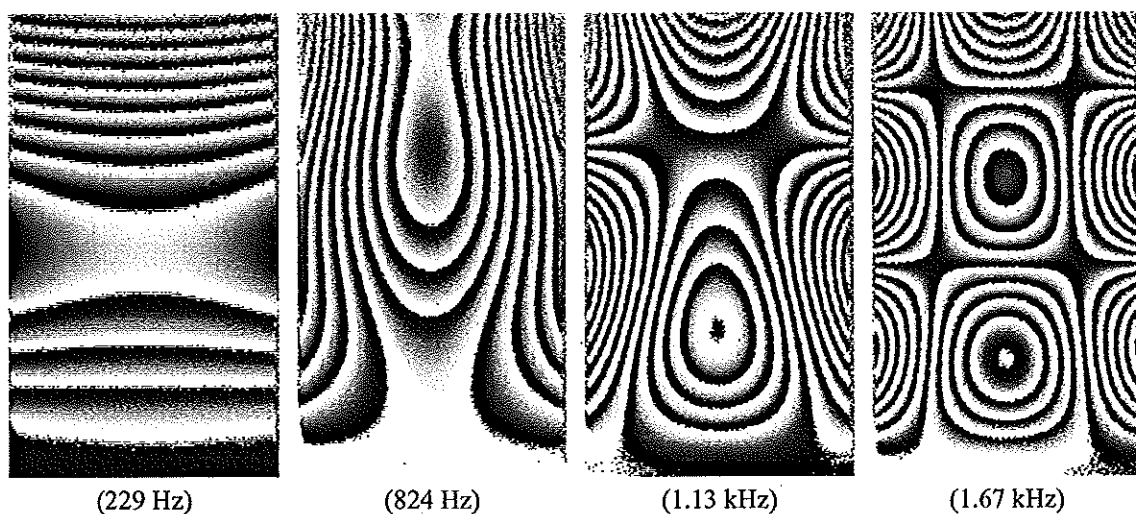


Figure V-15. Plaque 1, interférogrammes de phase mod 2π de divers modes dont la fréquence est indiquée.

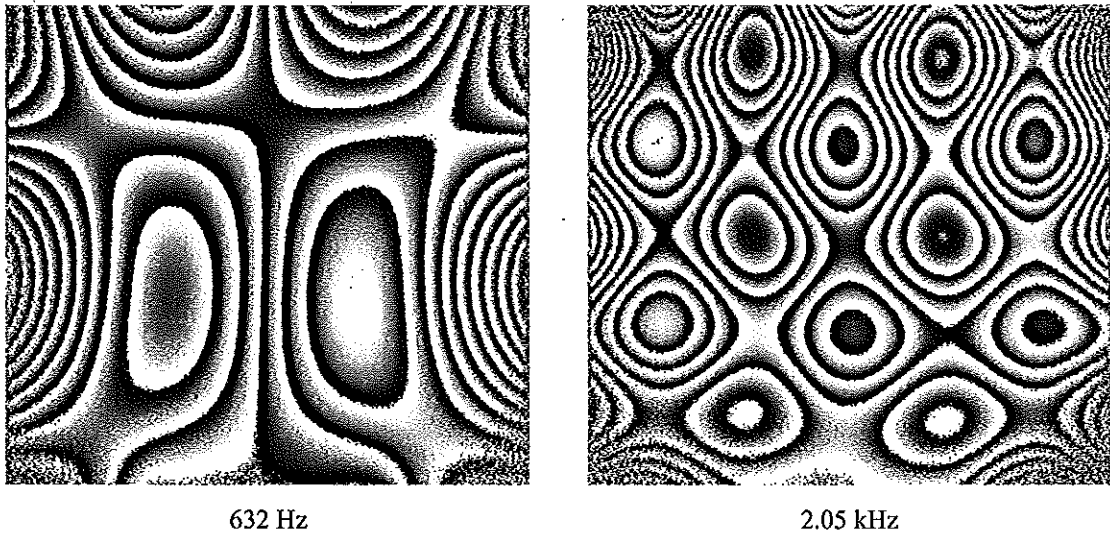


Figure V-16. Plaque 2, interférogammes de phase mod 2π de divers modes dont la fréquence est indiquée.

V.4.3. Application à la mesure des modes d'une aube de turbine

La technique temps réel avec lecture stroboscopique a été utilisée dans le cas d'une aube de turbine. Celle-ci appartient à la société TechSpace Aéro et nous a été prêtée par le Laboratoire de Techniques Aéronautiques et Spatiales (LTAS) de l'Université de Liège. Elle est construite en acier, sa hauteur est de 10 cm et sa largeur de 6 cm. Sa base est encastrée dans un bloc métallique. L'excitation est fournie par un transducteur piézo-électrique collé au bloc métallique, il s'agit donc d'une excitation par la base. La figure V-17 montre divers modes de vibration de cette aube.

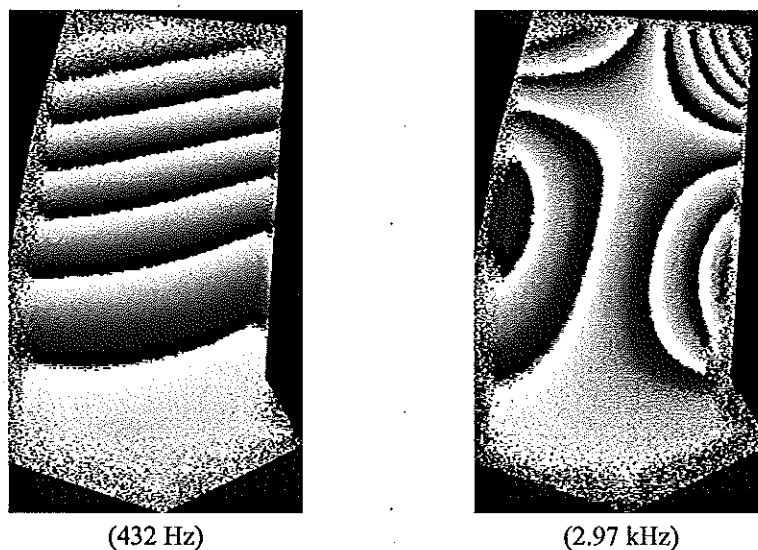


Figure V-17. Aube de turbine soumise à une excitation piézoélectrique, interférogammes de phase mod 2π de divers modes dont la fréquence est indiquée.

V.4.4. Discussion

Ces résultats sont à comparer avec ceux obtenus par d'autres et que nous avons déjà eu le loisir de présenter aux sections III.6.2 et III.6.3. La méthode temps réel avec lecture stroboscopique permet d'utiliser le décalage de phase qui produit des résultats d'excellente qualité. Nous avons discuté de l'erreur de phase obtenue avec cette technique (cfr section IV.4.2.7) et trouvé que celle-ci, moyennant la correction d'une erreur systématique, était équivalente à celle observée en régime continu pour les déformations de type statique. Cette erreur est principalement limitée par les sources de bruit environnementales, soit une erreur estimée typiquement à $\lambda/40$. Des mesures de vibration par décalage de phase avaient été décrites par Pouet et Krishnaswamy [63] mais en double exposition, se limitant généralement à des objets petits. L'erreur de mesure n'avait pas été estimée dans leur cas. Ici nous avons effectué une certification complète de la technique et proposé des résultats sur des cas-tests montrant que des objets de $34 \times 23 \text{ cm}^2$ pouvaient être testés avec un laser transportable (YAG) et des résultats de nature industrielle (aube de turbine) ont été présentés. On peut aussi faire une comparaison avec les résultats observés en temps moyenné qui ont été obtenus sur base de l'anisotropie de diffraction [27] ou avec des techniques de réseau mobile pour renforcer le champ de charges d'espace [46]. Les plus grandes surfaces rapportées sont de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et, malgré l'excellente qualité des interférogrammes obtenus, ces configurations n'ont pas l'avantage de pouvoir introduire de manière simple une méthode de quantification de la phase, comme c'est le cas en temps réel stroboscopique.

Les résultats acquis sur les cas-tests ont été présentés pour la première fois en 1996 [94] et la technique a été discutée plus en détails dans les références [79,80]. Les derniers résultats obtenus sur l'aube de turbine ont été présentés à la référence [95]. Il faut noter que les travaux du groupe de Roosen et Pauliat [12,65] ont abouti à une mesure en régime impulsionnel (laser à rubis) d'un mode d'une aube de turbine similaire à celle présentée ici.

V.5. Conclusion

La caméra holographique a été utilisée dans différentes situations rencontrées en contrôle non destructif.

Premièrement, l'étude du problème de la détection de défauts et dommages dans des structures aéronautiques en matériaux composites a été facilitée par la simplicité de fonctionnement et le caractère réutilisable de la caméra holographique. Sur base de la stimulation thermique, nous avons montré qu'il est possible de mettre en évidence des défauts de divers types dans de telles structures. Nous avons aussi montré que le décalage de phase permet d'obtenir des images de phase d'excellente qualité qui, moyennant un traitement ultérieur élémentaire, simplifie la visualisation des endroits défectueux. Ces résultats démontraient pour la première fois l'emploi d'une caméra holographique photoréfractive dans une application industrielle [71,72,84].

Deuxièmement, nous avons mis en évidence la possibilité de suivre une déformation au cours du temps, sur base de l'observation séquentielle d'interférogrammes montrant la différence de phase par rapport à un état de référence. La quantification de la mesure s'effectuant sur base d'une seule image, la technique de la transformée de Fourier est utilisée. Certifiée sur un cas-test, la méthode a été appliquée à la détection de défauts. Elle montre l'intérêt d'utiliser une fréquence porteuse élevée qu'il est possible d'introduire en déplaçant latéralement le faisceau d'illumination de l'objet. En effet, cela permet de conserver, après le processus de filtrage, des informations à hautes fréquences spatiales, notamment dans le cas de la détection de défauts. Cette application est originale car elle montre pour la première fois des mesures quantifiées de déformations évolutives.

Troisièmement, nous avons appliqué, de manière originale avec une caméra holographique photoréfractive, la technique du temps réel avec lecture stroboscopique pour la visualisation de modes de vibration, la quantification étant assurée par le décalage de phase. D'abord appliqué dans le cas de plaques encadrées excitées sinusoidalement par haut-parleur, l'instrument a été utilisé pour l'obtention des modes de vibrations d'une aube de turbine avec excitation piézo-électrique.

Chapitre VI

Conclusions générales et orientations futures

Ce travail a été effectué dans le cadre d'un projet industriel dont la finalité est le développement d'un instrument holographique permettant la détection de défauts et dommages dans des structures aéronautiques de surface moyenne. Le dispositif devait être transportable, utilisable sur site, être à la fois souple et simple à l'utilisation et fournir des résultats aisés à interpréter. Nous avons élargi ces exigences pour développer un instrument qui pouvait être facilement adapté à d'autres situations.

Le fruit de cette étude est un prototype optimisé de caméra holographique transportable utilisant un cristal photoréfractif comme support d'enregistrement et qui permet de mesurer des déplacements quantifiés d'objets diffusants et de surfaces moyennes à larges. Pour arriver à ce résultat, la démarche adoptée a comporté trois volets : 1°) une étude bibliographique complétée d'une appréhension de la théorie de l'interférométrie et de l'effet photoréfractif, 2°) une étude de différents aspects liés au développement et à la certification de l'instrument et 3°) l'utilisation de celui-ci dans un grand nombre d'applications en CND de type industriel.

Dans un premier temps, sur base de notre connaissance des propriétés particulières des cristaux photoréfractifs et de leur utilisation en interférométrie holographique, nous avons montré que la configuration d'anisotropie de diffraction associée à la technique du temps réel avec les cristaux sillénites était performante à divers titres. En effet, elle permet de s'adapter à un grand nombre d'applications et répond aux spécifications instrumentales que nous nous étions fixées sur base des exigences industrielles, notamment la possibilité de visualiser un objet large et la simplicité opérationnelle. Un premier dispositif non transportable appliquant cette technique nous a permis de montrer de manière originale l'utilisation du décalage de phase avec un interféromètre photoréfractif ainsi que l'intérêt de l'instrument en CND. Il a aussi été utile pour cerner les difficultés liées à la méthode pour nous guider dans l'optimisation de ses performances.

Dans un second temps, nous avons entrepris une étude comportant trois axes. Le premier axe concerne l'étude comparative de deux systèmes d'imagerie. Celle-ci a montré qu'un dispositif du type holographie image permet d'obtenir des interférogrammes de bonne qualité sur des surfaces moyennes avec un laser de quelques centaines de milliwatts, tel le YAG transportable. Le deuxième axe consiste à comparer expérimentalement les performances holographiques de différents cristaux de grande taille de la famille des sillénites afin d'en sélectionner un pour la caméra holographique. Considérant à la fois des critères de dimensions de faces op-

tiques, d'homogénéité photoréfractive, de niveaux de diffraction et de sensibilité, notre choix s'est porté sur le cristal de $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ dopé au cuivre. Au niveau des études expérimentales des deux premiers axes, notre originalité se situe dans le fait que la comparaison de systèmes optiques et de différents cristaux a été effectuée avec ceux-ci complètement intégrés dans l'instrument dans une situation de mesure réaliste. Le troisième axe concerne l'étude de deux méthodes de quantification de la phase. La première de celles-ci est le décalage de phase temporel. Un calcul d'erreur original, tenant compte du caractère dynamique du cristal, a montré que ce phénomène n'entraîne pas de perturbations significatives par rapport aux autres sources d'erreur du montage, en tout cas dans les conditions d'utilisation typiques. L'erreur de mesure est principalement tributaire des perturbations de l'environnement de travail et nous avons trouvé que, dans des conditions standards de laboratoire, elle était de $\lambda/40$ RMS sur le déplacement de l'objet. Ce niveau d'erreur est conservé dans le cas de la technique stroboscopique puisque nous avons montré qu'une erreur systématique apparaissant dans cette méthode pouvait être calculée et déduite des mesures de phase. La deuxième méthode de quantification consiste à filtrer l'interférogramme dans l'espace de Fourier et nécessite l'adjonction d'une porteuse élevée. Nous avons rapporté de manière originale une technique permettant l'introduction de cette porteuse par translation de l'illumination de l'objet.

L'intégralité de ces résultats a conduit à un prototype de caméra holographique transportable optimisé et certifié, permettant d'obtenir des mesures de déplacement quantifiées sur des objets diffusants de surface moyenne.

La dernière partie du travail est la démonstration de l'utilisation de l'instrument dans différentes applications. Dans tous les cas, la technique de base est l'interférométrie holographique en temps réel associée à l'anisotropie de diffraction. Nous l'avons appliquée aux mesures de déformations statiques, dynamiques (non vibratoires) et à l'observation de modes de vibration. Notre originalité se situe à différents niveaux. Tout d'abord, nous avons présenté des techniques particulières nécessaires pour l'observation de ces divers types de phénomènes et non encore envisagées avec les sillénites (lecture séquentielle, lecture stroboscopique). De plus, nous avons cherché à leur associer une méthode de quantification de la phase la plus adaptée possible. Ensuite, les objets étudiés sont les plus larges jamais observés avec un interféromètre photoréfractif. Enfin, la plupart des exemples montrés sont des cas d'étude industriels (détection de défauts dans des structures aéronautiques en matériaux composites, modes de vibration d'une aube de turbine). Ce qui doit être souligné est le fait que l'instrument a été adapté de manière simple d'une application à l'autre, le but que nous nous étions fixés est donc atteint.

Le prototype de caméra holographique dynamique présenté est une première étape et doit encore être amélioré si on désire assouplir son utilisation et étendre sa gamme d'applications. A ces fins, nous envisageons diverses voies d'étude.

Une première voie consiste à rendre le système plus compact par l'utilisation de fibres optiques monomodes. Nous voyons à cela plusieurs avantages. La fibre joue le rôle de filtre spatial, ce qui simplifie fortement la mise en forme du faisceau référence. Le faisceau d'illumi-

nation de l'objet provenant aussi d'une fibre, les conditions géométriques d'éclairage sont assouplies (notamment pour des petits objets proches de la tête optique). Le décalage de phase peut être aisément introduit par un étirement contrôlé de la fibre, ainsi qu'une éventuelle compensation de variations de phase encourues dans les deux bras fibrés. Malgré ces avantages, il reste un défi important qui est le problème de l'injection d'une puissance laser élevée dans une fibre monomode afin d'obtenir quelques centaines de milliwatts à la sortie et ainsi conserver les caractéristiques du prototype actuel.

Une seconde voie d'étude est l'utilisation de lasers impulsionnels. En effet, ces derniers sont en constante évolution technologique et les progrès récents dans ce domaine permettent de penser que dans un moyen terme, les lasers de type YAG Q-switched doublés en fréquence seront matures pour pénétrer l'environnement industriel. En effet, ces sources peuvent émettre des énergies élevées avec une très bonne homogénéité transverse du faisceau. De plus, ils gagnent en compacité et modularité. L'emploi de tels lasers aurait des avantages mais introduirait certaines contraintes. Au niveau de l'enregistrement holographique, ils permettent de travailler en environnement perturbé puisque l'énergie lumineuse requise pour l'écriture est apportée en une impulsion de quelques nanosecondes. Au niveau de la visualisation de l'interférogramme, il faut que l'intervalle de temps entre les impulsions (une d'écriture, une de lecture) soit plus court que le temps caractéristique de la perturbation extérieure car il est clair que, si l'amplitude de celle-ci est importante, elle peut gêner l'interprétation de la figure d'interférence observée. Cela remet évidemment en cause les stimulations applicables aux objets étudiés, en particulier dans leur cinétique. Malgré cette restriction, on pourrait envisager l'analyse de vibrations à hautes fréquences, la mesure de phénomènes ultra-rapides (fissures, impacts, détonique,...) ou la mesure de déformations larges en considérant les techniques de multiplexages. Des travaux ont déjà permis de qualifier les cristaux photoréfractifs en régime impulsionnel. Il conviendrait de continuer de manière approfondie ces expériences au niveau des applications industrielles. Pour cette raison, une vaste étude doit être menée qui doit déterminer l'adéquation entre les phénomènes à observer, les sources lasers existantes, les techniques holographiques (temps réel, double exposition), les techniques de quantification et, enfin, les cristaux eux-mêmes.

La dernière voie d'investigation est l'utilisation des cristaux semi-conducteurs (CdTe, ZnTe, CdZnTe,...) sensibles dans le proche IR et intrinsèquement plus sensibles que les sillénites. Cela permettrait d'employer des sources IR de petites tailles (YAG ou diodes laser) avec des systèmes fibrés, ce qui rendrait le système très compact, souple d'utilisation et mieux adapté aux environnements perturbés. Ces cristaux présentant des caractéristiques similaires à celles des sillénites (on peut envisager aisément l'anisotropie de diffraction), il est permis de penser qu'il y aurait moyen de remplacer les sillénites par les semi-conducteurs sans trop de changements au niveau du reste de l'instrument. Il reste une difficulté importante qui est la relativement faible sensibilité des caméras CCD dans le proche IR, les caméras standards étant automatiquement livrées avec un filtre bloquant ces longueurs d'onde. Il faut donc du matériel non standard ou fait sur mesure. De plus, il y a encore des progrès à faire concernant la croissance des cristaux proprement dits, afin d'obtenir des monocristaux de taille suffisante avec une bonne qualité optique.

ANNEXE 1. Paramétrisation de l'imagerie du système 1

Sur base du schéma d'imagerie du système 1 (figure A1-1) et dans l'approximation que l'objectif est une lentille mince, ce qui est supposé pour les objectifs de type II (table IV-1), on trouve la largeur du cristal l_c minimale telle qu'il n'y ait pas de vignettage :

$$l_c \geq 2 \left[r_L + s_c \operatorname{tg} \alpha \right] = 2 \left[r_L + s_c \left(\frac{h - r_L}{s} \right) \right] \quad (\text{A1-1})$$

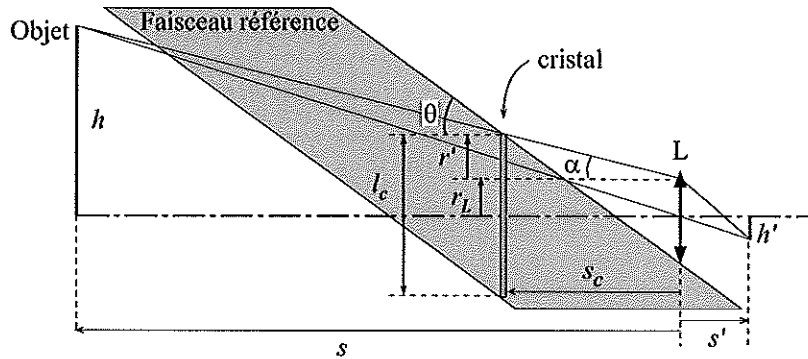


Figure A1-1. Principe de l'imagerie du système 1.

De plus, la condition que le faisceau référence n'entre pas dans l'objectif implique que la distance s_c entre L et le cristal est donnée par

$$s_c = \frac{1}{\operatorname{tg} \theta} \left(\frac{l_c}{2} + r_L \right) \quad (\text{A1-2})$$

D'autre part, la focale f_L de l'objectif est liée à la distance s et au grandissement $G=h'/h$ par

$$s = f_L \left[1 + \frac{1}{G} \right] \quad (\text{A1-3})$$

Enfin, nous exprimons le rayon de la lentille en fonction de la focale et de l'ouverture relative N_L par

$$r_L = \frac{f_L}{2 N_L} \quad (\text{A1-4})$$

En injectant les trois dernières équations dans l'inégalité (A1-1), celle-ci s'écrit

$$\frac{f_L}{N_L} + \frac{G}{2 f_L \operatorname{tg} \theta (G+1)} \left(l_c + \frac{f_L}{N_L} \right) \left(h - \frac{f_L}{2 N_L} \right) - l_c \leq 0 \quad (\text{A1-5})$$

Pour des valeurs données de h , G , θ et l_c , l'objectif d'imagerie doit donc être choisi de sorte à respecter (A1-5). Comme $h=55$ cm et $h'=6,43$ mm, le grandissement est de 0,012.

L'angle d'incidence est de 55° et les cristaux une largeur typique de 30 mm. Dans ces conditions, le couple (focale, ouverture) doit se situer dans une certaine région autorisée du plan (f_L, N_L) : au-dessus de la courbe en trait plein de la figure A1-2.

Dans le cas des objectifs de type I, nous remarquons que le diamètre de la lentille frontale, à tenir en compte si l'on ne veut pas l'interception du faisceau référence, est 4 fois supérieur au diamètre effectif. Dès lors, une condition similaire à (A1-5) peut être obtenue en remplaçant r_L par $4r_L$, ce qui donne l'inégalité

$$\frac{4 f_L}{N_L} + \frac{G}{2 f_L \operatorname{tg} \theta (G+1)} \left(l_c + 4 \frac{f_L}{N_L} \right) \left(h - 2 \frac{f_L}{N_L} \right) - l_c \leq 0 \quad (\text{A1-6})$$

La zone d'autorisation obtenue dans ce cas est délimitée par la courbe en pointillé (figure A1-2).

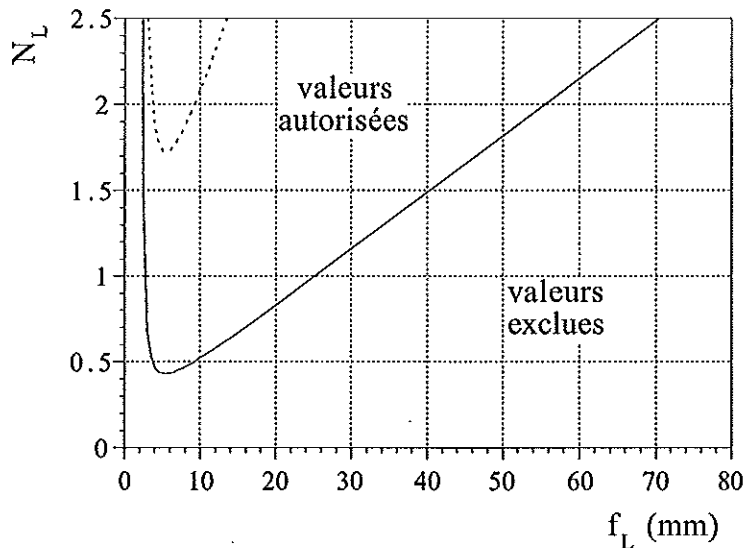


Figure A1-2. Valeurs de f_L et N_L autorisées pour le choix de l'objectif du système 1. Le couple (focale, ouverture) doit se trouver au-dessus de la courbe en trait plein, dans le cas des objectifs de type II. Pour ceux de type I, on doit considérer la courbe pointillée.

ANNEXE 2. Analyse radiométrique des systèmes optiques

Nous allons présenter l'analyse radiométrique des deux systèmes optiques qui sont introduits aux sections IV.2.2 et IV.2.3, puis comparés à la section IV.2.4. Les définitions et unités de base de la radiométrie sont données dans les livres de références [74, 75].

A2.1. Système 1

A2.1.1. Détermination de la luminance de l'objet

La luminance d'un objet est la puissance lumineuse rayonnée par unité de surface de celui-ci et par unité d'angle solide. L'objet est supposé lambertien, à savoir que sa luminance B_l ne dépend pas de l'angle sous lequel on le regarde. Le détecteur de surface $S_{dét}$ est placé à la position occupée par le cristal et derrière le polariseur d'entrée à une distance $s_{dét}$ de l'objet de surface S_{obj} (figure A2-1). Le polariseur n'est pas représenté sur la figure.

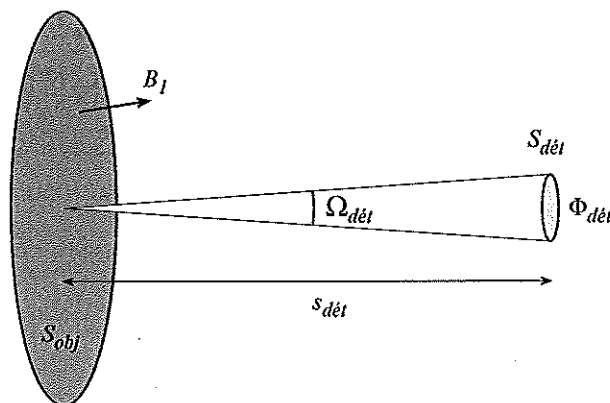


Figure A2-1. Schéma radiométrique élémentaire : un objet lambertien diffuse de la lumière dont une partie est captée par un détecteur.

La luminance B_l peut être déterminée de manière approximative en considérant un éclairage homogène de la surface objet (en réalité il est gaussien). La puissance (flux) collectée par le détecteur est donné par (cfr. [75])

$$\Phi_{dét} = B_l S_{obj} \Omega_{dét} \quad (\text{A2-1})$$

où l'angle solide $\Omega_{dét}$ est défini par

$$\Omega_{dét} = \frac{S_{dét}}{s_{dét}^2} \quad (\text{A2-2})$$

La relation (A2-1) exprime que la quantité de lumière collectée au niveau du cristal augmente quand la distance de l'objet diminue (au travers de l'angle solide qui augmente).

L'objet de référence est placé à 1,3 m de l'entrée de la tête holographique. Le diamètre du faisceau d'illumination est estimé à 76 cm sur l'objet. Cette valeur est obtenue avec un faisceau laser de profil d'intensité gaussien et d'un diamètre de 2,5 mm (largeur à $1/e^2$) et avec un objectif de microscope x40 (focale de 4.3 mm). Nous mesurons avec un photodétecteur circulaire de 1 cm^2 de surface une intensité de $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ au niveau du cristal, après le premier polariseur. On applique alors les équations (A2-1) et (A2-2) et on trouve une luminance

$$B_1 \approx 37 \mu\text{W}/\text{cm}^2\text{sr}$$

Il est important de noter qu'il s'agit de la luminance effective pour l'objet observé au travers du polariseur d'entrée qui est orienté de manière à produire une polarisation diffractée orthogonale à la polarisation incidente. Pour ce calcul, on a aussi négligé le caractère gaussien de l'éclairage. Néanmoins, cette approximation est suffisante puisque ce calcul n'est utile que pour la comparaison des deux systèmes.

A2.1.2. Détermination de l'intensité et de la puissance au plan image

La situation est schématisée à la figure A2-2. Le détecteur est placé au plan image (à distance s') de l'objectif L, de transmittance T_L et dont la surface S_L sous-tend un angle solide Ω_L au détecteur.

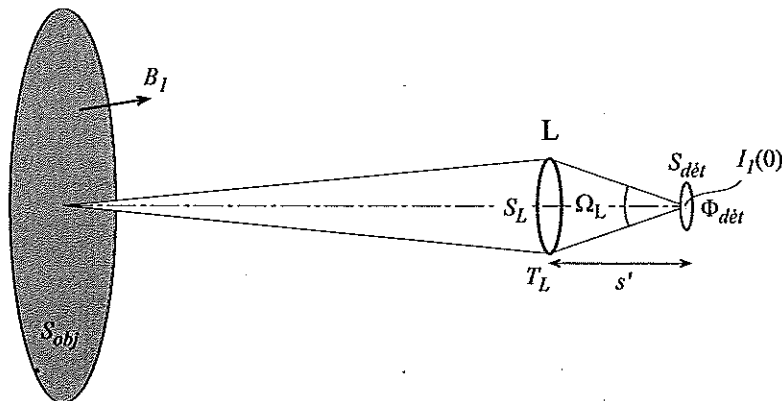


Figure A2-2. Schéma radiométrique du système 1.

L'intensité au centre du champ est donnée par (cfr. [75])

$$I_1(0) = T_L B_1 \Omega_L \quad (\text{A2-3})$$

où l'angle solide Ω_L est défini par

$$\Omega_L = \frac{S_L}{s^2} \quad (\text{A2-4})$$

Le faisceau d'illumination de l'objet a un profil d'intensité gaussien. Il en va de même dans l'image et l'intensité peut s'écrire

$$I_I(h') = I_I(0) e^{-2(h'/a)^2} \quad (\text{A2-5})$$

avec $a=0,45$ cm dans le plan image, ce qui correspond à un rayon d'éclairement de 38 cm (à $1/e^2$). Compte tenu de la transmittance de l'objectif (0,88) et de l'angle solide (0,3 sr), on obtient une intensité axiale dans le plan image de

$$I_I(0) \approx 9,8 \mu\text{W}/\text{cm}^2$$

On peut aussi montrer que l'intensité varie selon l'angle de champ θ_{ch} :

$$I_I(\theta_{ch}) = I_I(0) \cos^4(\theta_{ch}) \quad (\text{A2-6})$$

Le calcul de la puissance collectée au plan image par un détecteur de surface $S_{dét}$ doit tenir compte de ces deux facteurs. On écrit donc

$$\Phi_I = \int_{S_{dét}} I_I(0) e^{-2(h'/a)^2} \cos^4(\theta_{ch}) dS \quad (\text{A2-7})$$

Dans le cas d'un détecteur de surface circulaire, l'élément de surface s'écrit $dS=d\varphi h' dh'$ où $\varphi \in [0,2\pi]$ et $h' \in [0,h'_{dét}]$, avec $h'_{dét}$ le rayon du détecteur. Comme $h'=s' \operatorname{tg}\theta_{ch}$ et que $\cos\theta_{ch}=(1+\operatorname{tg}^2\theta_{ch})^{-1/2}$, l'intégrale s'écrit

$$\Phi_I = I_I(0) \int_0^{h'_{dét}} 2\pi s'^4 \frac{e^{-2(h'/a)^2} h'}{(s'^2 + h'^2)^2} dh' \quad (\text{A2-8})$$

Connaissant $h'_{dét}$, s' et ayant déterminé a , on peut évaluer l'intégrale numériquement, par exemple par la méthode des trapèzes, on trouve finalement

$$\Phi_I \approx 3 \mu\text{W}$$

A2.2. Système 2

A2.2.1. Détermination de la luminance de l'objet

La situation radiométrique du système 2 est schématisée à la figure A2-3.

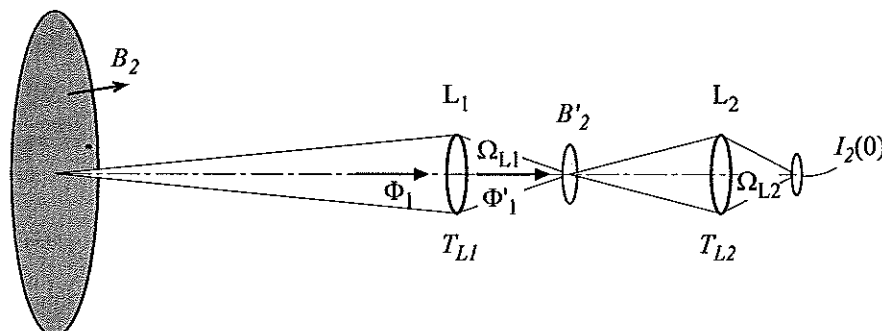


Figure A2-3. Schéma radiométrique du système 2.

Pour des raisons pratiques, l'objet est éclairé avec la même source divergente (objectif de microscope x40) mais à 1 m de distance à cause des paramètres d'imagerie propres à ce dispositif. Dans ces conditions, nous atteignons également une intensité de $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ en provenance de l'objet au niveau du cristal, mais en utilisant une puissance laser valant 17 % de celle requise par le précédent dispositif d'imagerie. Nous devons néanmoins pondérer ce facteur de la variation de géométrie d'illumination (rapprochement de l'objet avec même faisceau d'éclairement) qui implique une augmentation de l'intensité incidente à l'objet d'un facteur 1,8 (mesuré au centre de l'objet). Négligeant la variation d'intensité résultant du changement de géométrie, la luminance de l'objet est dans ce cas,

$$B_2 \approx 0,17 \cdot 1,8 B_1 = 0,3 B_1$$

soit,

$$B_2 \approx 11 \mu\text{W}/\text{cm}^2\text{sr}$$

Désirant évaluer les niveaux lumineux au plan du CCD, nous avons besoin de la luminance de l'objet observé par le second étage d'imagerie, c'est-à-dire la luminance de l'image intermédiaire. Le "théorème de la luminance" (*brightness theorem*) [75] permet de relier les luminances dans les espaces objet et image. Comme le flux Φ'_1 sortant de l'objectif L_1 est égal au flux Φ_1 qu'il collecte à la transmittance près ($\Phi'_1 = T_{L1} \cdot \Phi_1$), il en va de même pour les luminances :

$$B'_2 = T_{L1} B_2 \tag{A2-9}$$

On en déduit la luminance de l'image intermédiaire

$$B'_2 \approx 9,5 \mu\text{W}/\text{cm}^2 \text{sr}$$

A2.2.2. Détermination de l'intensité et de la puissance au plan image

L'intensité au centre du plan image est donnée par

$$I_2(0) = T_{L2} B'_2 \Omega_{L2} \quad (\text{A2-10})$$

où T_{L2} est la transmittance de l'objectif-relai (0,88) et Ω_{L2} l'angle solide que sous-tend le détecteur (0,42 sr), ce qui donne

$$I_2(0) \approx 3,5 \mu\text{W}/\text{cm}^2$$

Comme dans le cas du système 1, le calcul de la puissance collectée au plan image du système à deux lentilles par un détecteur de surface $S_{\text{dét}}$ doit tenir compte de l'éclairement gaussien (dont la largeur à $1/e^2$ vaut ici $a=0,34$ cm dans le plan image) et du facteur géométrique \cos^4 . Cependant, nous avons vu à la section IV.2.3. qu'il existe un troisième effet qui est le vignettage et qu'il faut incorporer dans l'intégrale de surface permettant de déduire la puissance. Celui-ci est expliqué et paramétré à l'annexe 3.

Il existe une zone de vignettage qui s'étend de $h''_{nv}=c_v-l_v/2$ (hauteur non vignettée) à $h''_v=c_v+l_v/2$ (hauteur complètement vignettée), où c_v et l_v sont donnés respectivement par (A3-4) et (A3-5). La fonction de vignettage V telle que décrite par l'expression (A3-7) étant quelque peu difficile à faire entrer dans l'intégrale de surface, il suffit de remarquer que V est quasi linéaire sur la zone de vignettage (voir figure A3-7), soit $\forall h'' \in [h''_{nv}, h''_v]$:

$$V(h'') \approx 1 - \frac{(h'' - h''_{nv})}{l_v} \quad (\text{A2-11})$$

Dès lors, la puissance collectée est composée de deux termes

$$\Phi_2 = I_2(0) \left[\int_{S_{nv}} e^{-2(h''/a)^2} \cos^4 \theta_{ch} dS + \int_{S_v} e^{-2(h''/a)^2} \cos^4 \theta_{ch} V(h'') dS \right] \quad (\text{A2-12})$$

Le premier terme s'étend sur la zone non vignettée, de surface $S_{nv}=\pi h''_{nv}{}^2$, et est donc du même type que (A2-7). Le second tient compte du vignettage $V(h'')$ qui s'étend sur une surface annulaire allant de h''_{nv} à h''_v . De h''_v à $h''_{\text{dét}}$, $V(h'')=0$ et dès lors on n'intègre pas plus loin que h''_{nv} . Comme pour l'intégrale (A2-7), on se ramène à une intégration sur dh'' et connaissant les bornes des intégrales, ainsi que le paramètre a de la gaussienne, un calcul numérique permet d'obtenir une puissance de

$$\Phi_2 \approx 0,6 \mu\text{W}$$

A2.3. Comparaison des deux systèmes

La luminance de l'objet dans le système 2 est 3,3 fois plus faible que dans l'autre. D'autre part, les calculs approchés ci-dessus montrent que l'intensité au centre du champ d'observation est 2,8 fois plus faible dans le système 2. Cela nous donne donc un gain théorique de 1,2 avec le second dispositif.

Cependant, sur base des interférogrammes présentés à la figure IV-11 (a) et (b), nous avons déterminé que l'intensité au centre du champ est environ 1,4 fois plus faible avec le système 2, ce qui donne un gain de 2,4.

La différence des résultats obtenus par les deux approches est probablement due à la sévérité du modèle radiométrique, compte tenu des variations de géométrie qui ne sont pas prises en considération dans la détermination de la luminance, ainsi que des imprécisions sur la mesure des transmittances. Il faut souligner que même si le gain final n'est de toute manière pas très élevé lorsque l'on travaille avec le second système d'imagerie, la configuration d'ensemble est plus compacte, ce qui est un avantage pratique certain.

La puissance collectée sur la surface d'un photodétecteur de 1 cm^2 est, selon la modélisation ci-dessus, 5 fois plus faible dans le second système. Ce calcul tient compte du vignettage de celui-ci (cfr annexe 3). Les mesures de la section IV.2.4 montrent des rapports valant 4 à 5.

ANNEXE 3. Paramétrisation du vignettage dans le système 2

Le principe de l'imagerie du second étage (objectif-relais) du système 2 est montré à la figure A3-1. L'objectif-relais est représenté par ses plans principaux dans les espaces objet (H_2) et image (H'_2). La lentille de sortie de l'objectif frontal (hauteur $h_l=19$ mm, dans notre cas) et son barillet apparaissent comme un objet secondaire (à une distance s_l de H_2) dont l'image (hauteur h'_l) se forme à une distance s'_l de H'_2 , proche du plan de détection du CCD. L'image du stop constitue, par définition, la pupille de sortie du système et on observe son image défocalisée au niveau du CCD (hauteur h''). La figure A3-2 donne un détail de cette région.

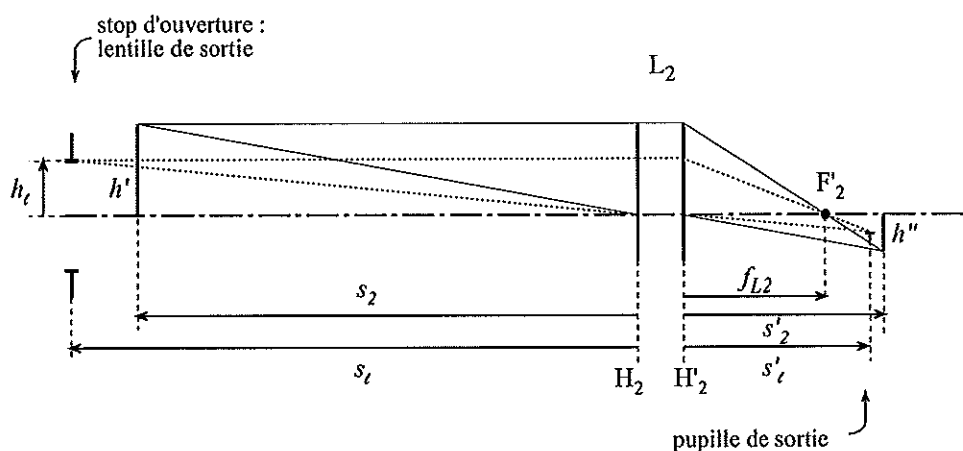


Figure A3-1. Principe de l'imagerie du second étage du système 2. F'_2 est le foyer arrière.

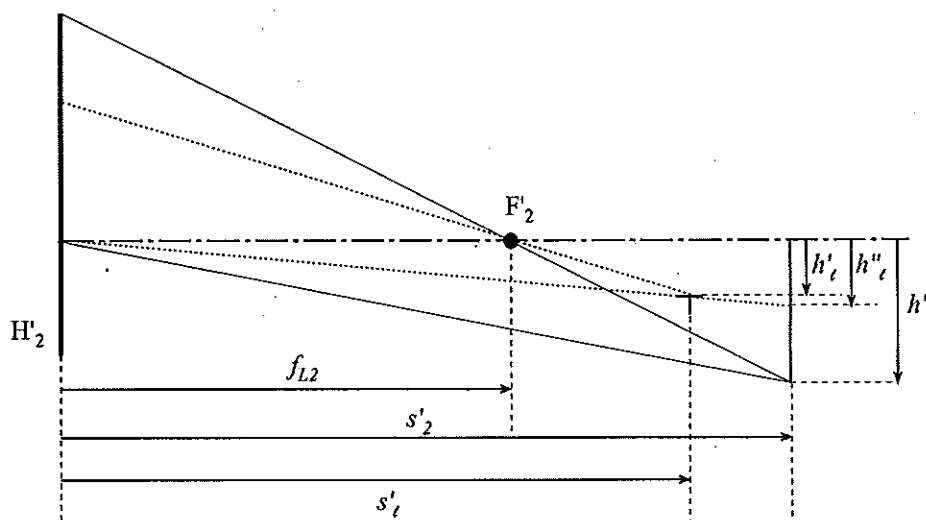


Figure A3-2. Détail de l'imagerie dans l'espace image de l'objectif-relais.

L'image finale (hauteur h'') est superposée à la projection de la pupille de sortie (hauteur h'). Il y a donc un obscurcissement au bord du champ de vue qui est plus ou moins important en fonction de la focale et de l'ouverture de l'objectif-relais. Nous allons paramétrer ce phénomène afin de guider le choix de cet objectif.

Partant d'un point P'' dans le plan image, on trace les rayons limités par l'ouverture de l'objectif-relais et qui passent par le point conjugué P' au niveau de l'objet (figure A3-3). Le prolongement de ces rayons intercepte le plan H_t du stop d'ouverture. Les rayons qui sont arrêtés à cet endroit contribuent au vignettage au niveau du CCD, les autres pas. Le cône des rayons intercepte H_t en un cercle de rayon r_t donné par

$$r_t = r_2 \frac{d_{ti}}{s_2} \quad (\text{A3-1})$$

où r_2 est le rayon effectif de la lentille épaisse équivalente que constitue l'objectif-relais et est donné par

$$r_2 = \frac{f_{L2}}{2 N_{L2}} \quad (\text{A3-2})$$

avec N_{L2} , le rapport d'ouverture.

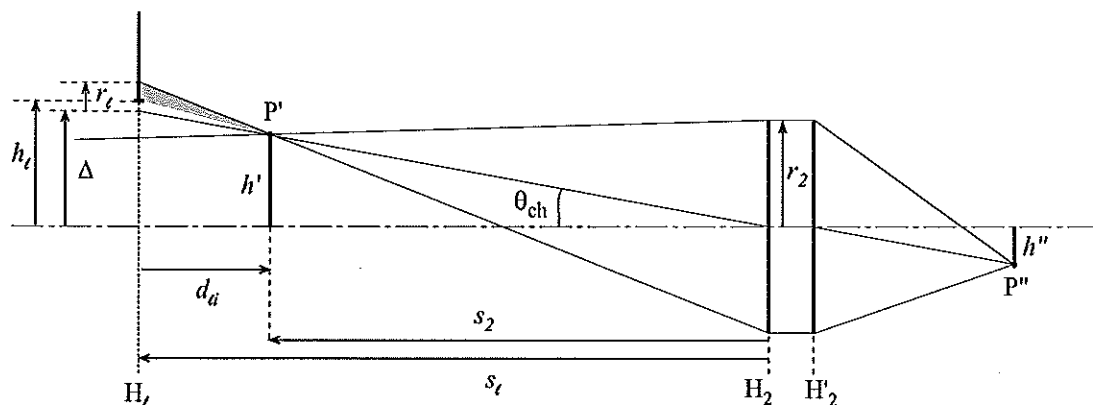


Figure A3-3. Schématisation du vignettage. La partie grisée du cône en H_t contribue au vignettage.

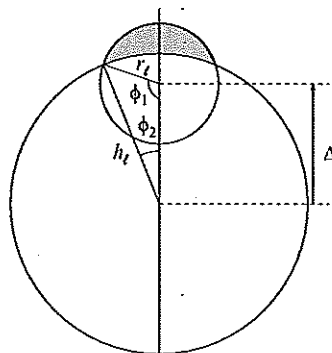


Figure A3-4. Projection du cône des rayons lumineux (cercle de rayon r_t) sur le stop d'ouverture. La partie grisée (vignettée) correspond à celle de la figure précédente.

La distance Δ entre le centre de ce cercle et le centre du stop (axe optique) est donnée par

$$\Delta = s'_\ell \operatorname{tg} \theta_{ch} = (d_{di} + s_2) \frac{h''}{s'_2} \quad (\text{A3-3})$$

On a donc superposition de 2 cercles, l'un de rayon r_ℓ , l'autre de rayon h_ℓ , qui se décentrent l'un par rapport à l'autre en fonction de l'angle du champ θ_{ch} (figure A3-5).

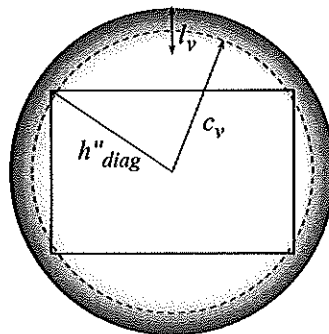


Figure A3-5. Zone de vignettage.

Appelons zone de vignettage l'anneau centré sur l'axe optique au niveau du plan du CCD et qui fait la transition entre le champ non vignetté et le champ complètement vignetté. La figure A3-5 montre cette zone ainsi que la fenêtre d'observation au niveau du plan image. Le rayon moyen de cet anneau se trouve à une distance c_v de l'axe optique et est donné par :

$$c_v = M_\ell \left(h_\ell + r_\ell + \frac{1}{2} |h_\ell - r_\ell| \right) = \begin{cases} \frac{1}{2} M_\ell (h_\ell + 3 r_\ell) & \text{si } h_\ell \leq r_\ell \\ \frac{1}{2} M_\ell (3 h_\ell + r_\ell) & \text{si } h_\ell \geq r_\ell \end{cases} \quad (\text{A3-4})$$

La largeur radiale l_v de cet anneau est donné par le diamètre de l'image de celui des deux cercles (situés au plan H_j) qui a le plus petit diamètre, c'est-à-dire :

$$l_v = M_\ell (h_\ell + r_\ell - |h_\ell - r_\ell|) = \begin{cases} 2 M_\ell h_\ell & \text{si } h_\ell \leq r_\ell \\ 2 M_\ell r_\ell & \text{si } h_\ell \geq r_\ell \end{cases} \quad (\text{A3-5})$$

avec M_ℓ le grandissement de la pupille de sortie au niveau du CCD :

$$M_\ell = \frac{h''_\ell}{h_\ell} = \frac{s'_2}{s_\ell} \quad (\text{A3-6})$$

Notons que en général, $h_\ell \geq r_\ell$ et dès lors la largeur de la zone de vignettage est inversement proportionnelle à l'ouverture de l'objectif N_{L2} en vertu de (A3-1) et (A3-2).

Nous pouvons calculer la perte de lumière en fonction de l'angle de champ à l'intérieur de cette zone de vignettage : la fonction de vignettage $V(\theta_{ch}) = V(\Delta) = V(h'')$ dont les valeurs sont comprises entre 0 (vignettage total) et 1 (pas de vignettage) se calcule à partir de la surface

commune aux 2 cercles. Ce calcul est identique à celui présenté à la référence [75] sur un autre cas de figure. Pour autant que l'on ait $|h_l - r_l| \leq \Delta \leq h_l + r_l$, on peut calculer

$$V = \frac{1}{\pi r_i^2} [\phi_1 r_l^2 + \phi_2 h_l^2 - r_l h_l \sin(\phi_1 + \phi_2)] \quad (\text{A3-7})$$

avec $r_i = \min(r_l, h_l)$ et

$$\cos(\phi_1) = \frac{r_l^2 + \Delta^2 - h_l^2}{2 r_l \Delta} \quad (\text{A3-8.a})$$

$$\cos(\phi_2) = \frac{h_l^2 + \Delta^2 - r_l^2}{2 h_l \Delta} \quad (\text{A3-8.b})$$

La table A3-1 donne les dimensions de la zone de vignettage pour différents objectifs existants (focale f_{L2} et ouverture N_{L2}). Sur base du grandissement G_2 donné et de la focale, on tire les distances objet s_2 et image s'_2 dont la somme donne la longueur du second étage (en considérant les plans principaux confondus).

Table A3-1.

f_{L2} (mm)	N_{L2}	c_v (mm)	l_v (mm)	longueur (mm)
10	1,6	2,38	0,68	64
16	1,6	2,86	0,82	102
26	1,1	3,29	1,36	166
35	1,4	3,51	1,15	224
50	1,2	3,72	1,42	320
50	1,4	3,72	1,22	320
50	1,8	3,72	0,94	320
105	1,8	4,02	1,02	671
200	4	4,16	0,95	1279
300	4,5	4,21	0,43	1918

La figure A3-6 montre schématiquement la zone de vignettage dans trois cas. L'objectif utilisé est celui de 26 mm de focale. Pour exclure le vignettage, il faut augmenter la focale (ce qui agrandit c_v) et diminuer l'ouverture (ce qui diminue l_v).

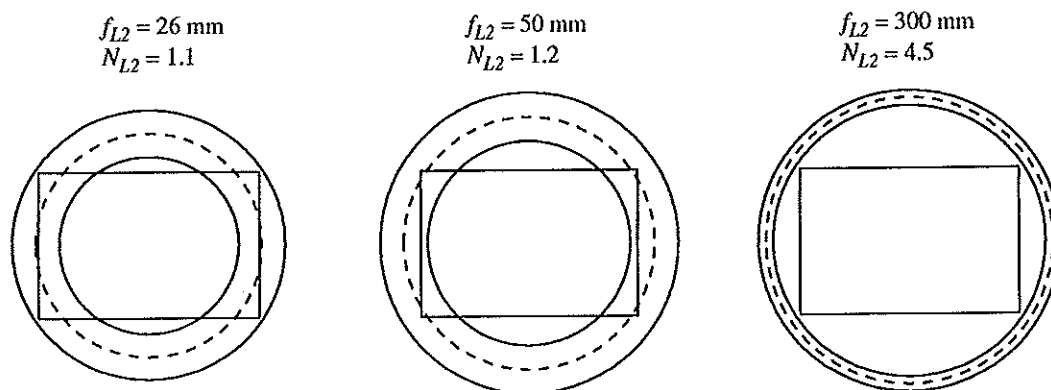


Figure A3-6. Zone de vignettage pour 3 objectifs.

On peut calculer la perte de lumière en un point de l'image au moyen de l'équation (A3-7). La figure A3-7 montre pour l'objectif de 26 mm une simulation numérique de l'intensité normalisée détectée dans le plan du CCD (pour un objet lambertien illuminé de manière homogène) et qui est proportionnelle à $V(\theta_{ch})\cos^4(\theta_{ch})$ [75]. De l'axe optique jusqu'à une hauteur à l'axe de 2,86 mm, seul le facteur \cos^4 entre en ligne de compte. Plus haut, le vignettage vient s'ajouter. L'intensité dans un coin de l'image ($h''_{diag}=3,8$ mm) vaut environ 1/5 de celle au centre.

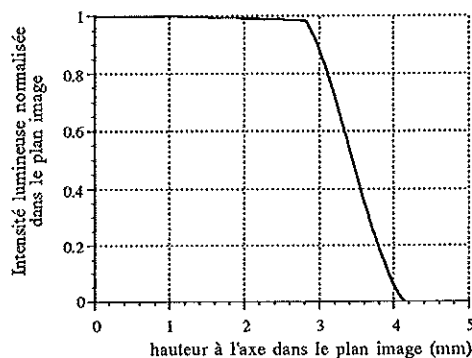


Figure A3-7. Intensité lumineuse normalisée en fonction de la hauteur dans le plan image de l'objectif-relais de 26 mm de focale. Jusqu'à la zone de vignettage (hauteur de 2,86 mm), seul le facteur \cos^4 est considéré. Pour des hauteurs supérieures, on considère le produit de la fonction de vignettage V et du \cos^4 .

Références

- [1] P.K. Rastogi, Ed., *Holographic Interferometry : Principles and Methods*, Springer Series in Optical Sciences **68**, Springer-Verlag, Berlin (1994)
- [2] T. Kreis, *Holographic Interferometry : Principles and Methods*, Akademie Verlag Series in Optical Metrology **1**, Akademie Verlag, Berlin (1996)
- [3] C.M. Vest, *Holographic Interferometry*, John Wiley & Sons, New York (1979)
- [4] S. Nakadate, H. Saito, T. Nakajima, "Vibration measurement using phase-shifting stroboscopic holographic interferometry", *Opt. Acta* **33** (10), pp. 1295-1309 (1986)
- [5] R.J. Pryputniewicz, "Determination of the sensitivity vectors directly from holograms", *J. Opt. Soc. Am.* **67** (10), pp. 1351-1353 (1977)
- [6] D.W. Robinson, G.T. Reid, Eds., *Interferogram Analysis : Digital Fringe Pattern Measurement Techniques*, Institute of Physics, London (1993).
- [7] R. Dändliker, R. Thalmann, "Heterodyne and quasi-heterodyne holographic interferometry", *Opt. Eng.* **24** (5), pp. 824-831 (1985)
- [8] K. Creath, "Phase-measurement interferometry techniques", *Prog. Optics* **XXVI**, pp. 349-393 (1988)
- [9] R. Smythe, R. Moore, "Instantaneous phase measuring interferometry", *Proc. SPIE* **429** on *Precision Surface Metrology*, pp. 16-21 (1983).
- [10] A.J.P. van Haasteren, *Real-Time Phase Stepped Speckle Interferometry*, Ph.D. Thesis of Delft University of Technology (1994)
- [11] A.J.P. van Haasteren, H.J. Frankena, "Real time displacement measurement using a multi-camera phase stepping speckle interferometer", *Appl. Opt.* **33** (19), pp.4137-4142 (1994)
- [12] L. Labrunie, G. Pauliat, J.C. Launay, S. Leidenbach, G. Roosen, "Real-time double exposure holographic phase shifting interferometer using a photorefractive crystal", *Opt. Comm.* **140**, pp. 119-127 (1997)
- [13] V.I. Vlad, D. Malacara, "Direct spatial reconstruction of optical phase from phase modulated images", *Prog. Optics* **XXXIII**, pp. 261-317 (1994)
- [14] M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi, "Fourier transform method of fringe pattern analysis for computer based topography and interferometry", *J. Opt. Soc. Am.* **72** (1), pp. 156-160 (1972)
- [15] D.J. Bone, H.-A. Bachor, R. John Sandeman, "Fringe pattern analysis using a 2-D Fourier transform", *Appl. Opt.* **25** (10), pp. 1653-1660 (1986)
- [16] G. Roosen, G. Pauliat, *Effet Photoréfractif*, Cours de DEA en photonique, Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Orsay
- [17] G. Roosen, G. Le Saux, G. Pauliat, M. Allain, J.M.C. Jonathan, A. Brun, "Effet photoréfractif dans les cristaux d'oxyde de bismuth et de silicium ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) ou de germanium ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$)", *Revue Phys. Appl.* **22**, pp. 1253-1267 (1987)

- [18] P. Hariharan, *Optical holography : Principles, techniques and methods*, Cambridge Studies in Modern Optics 2, Cambridge University Press, Cambridge (1986)
- [19] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *Bell System Tech. J.* **48** (9), pp. 2909-2947 (1969)
- [20] P. Günter, J.P. Huignard dans *Photorefractive materials and their applications I, Fundamental phenomena*, P. Günter et J.P. Huignard, eds., Topics in Applied Physics **61**, Springer Verlag, Berlin (1988)
- [21] Ph. Delaye, J.M.C. Jonathan, G. Pauliat, G. Roosen, "Photorefractive materials : specifications relevant to applications", *Pure Appl. Opt.* **5**, pp. 541-559 (1996)
- [22] J. Goodman, *Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie*, (traduction française), Masson, Paris (1972)
- [23] M.P. Petrov, S.I. Stepanov, A.V. Khomenko, *Photorefractive crystals in coherent optical systems*, Springer Series in Optical Sciences **59**, Springer Verlag, Berlin (1991)
- [24] P. Günter, F. Micheron, "Photorefractive effects and photocurrents in KNbO₃:Fe", *Ferroel.* **18**, pp. 27-38 (1978)
- [25] Ph. Lemaire, *Etude et développement d'une méthodologie expérimentale globale pour la caractérisation optique des cristaux photoréfractifs de type sillénite*, Thèse de doctorat de l'Université de Liège (1993)
- [26] D. Dirksen, G. von Bally, "Holographic double exposure interferometry in near real time with photorefractive crystals", *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (9), pp. 1858-1863 (1994)
- [27] R. Troth, J.C. Dainty, "Holographic interferometry using anisotropic self-diffraction in Bi₁₂SiO₂₀", *Opt. Lett.* **16**, pp. 53-55 (1991).
- [28] J.P. Huignard, F. Micheron, "High-sensitivity read-write volume holographic storage in Bi₁₂SiO₂₀ and Bi₁₂GeO₂₀ crystals", *Appl. Phys. Lett.* **29** (9), pp. 591-593 (1976)
- [29] A. Yariv, P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Wiley, New York (1984)
- [30] M.P. Petrov, T.G. Pencheva, S.I. Stepanov, "Light diffraction from volume phase holograms in electrooptic photorefractive crystals", *J. Optics* **12** (5), pp. 287-292 (1981).
- [31] A. Marrakchi, R.V. Johnson, A.R. Tanguay Jr., "Polarization properties of photorefractive diffraction in electrooptic and optically active sillenite crystals (Bragg regime)", *J. Opt. Soc. Am. B* **3** (2), pp. 321-336 (1986)
- [32] D. Rouède, *Contribution à l'étude des réseaux de phase photoinduits dans un cristal de Bi₁₂SiO₂₀*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (1987)
- [33] A.G. Apostolidis, S. Mallick, D. Rouède, J.P. Herriau, J.P. Huignard, "Polarization properties of phase gratings recorded in a Bi₁₂SiO₂₀ crystal", *Opt. Comm.* **56** (2), pp. 73-78 (1985)
- [34] S. Mallick, D. Rouède, A.G. Apostolidis, "Efficiency and polarization characteristics of photorefractive diffraction in a Bi₁₂SiO₂₀ crystal", *J. Opt. Soc. Am. B* **4** (8), pp. 1247-1259 (1987)
- [35] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state", *Ferroel.* **22**, pp. 949-960 (1979)

- [36] A. Marrakchi, J.P. Huignard, P. Günter, "Diffraction efficiency and energy transfer in two-wave mixing experiments with $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals", *Appl. Phys.* **24**, pp. 131-138 (1991)
- [37] J.P. Huignard, J.P. Herriau, "Real-time double exposure interferometry with $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals in transverse electrooptic configuration", *Appl. Opt.* **16** (7), pp. 1807-1809 (1977)
- [38] J.P. Huignard, J.P. Herriau, T. Valentin, "Time average holographic interferometry with photoconductive electrooptic $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals", *Appl. Opt.* **16** (11), pp. 2796-2798 (1977)
- [39] A. Marrakchi, J.P. Huignard, J.P. Herriau, "Application of phase conjugation in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals to mode pattern visualisation of diffuse vibrating structures", *Opt. Comm.* **34** (1), pp. 15-18 (1980)
- [40] J.P. Huignard, A. Marrakchi, "Two-wave mixing and energy transfer in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals : application to image amplification and vibration analysis", *Opt. Lett.* **6**, pp. 622-624 (1981)
- [41] Y.H. Ja, "Real-time double-exposure holographic interferometry in four-wave mixing with photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystals", *Appl. Opt.* **21** (18), pp. 3230-3231 (1982)
- [42] T. Sato, T. Hatsuzawa, O. Ikeda, "Dynamic interferometric observation of differential movement", *Appl. Opt.* **22** (23), pp. 3895-3897 (1983)
- [43] S. Chang, M. Isono, T. Sato, "Dynamic interferometry using two phase conjugate waves", *Appl. Opt.* **27** (22), pp. 4735-4738 (1988)
- [44] A.A. Kamshilin, M.P. Petrov, "Continuous reconstruction of holographic interferograms through anisotropic diffraction in photorefractive crystals", *Opt. Comm.* **53** (1), pp. 23-26 (1985)
- [45] A.A. Kamshilin, E.V. Mokrushina, M.P. Petrov, "Adaptive holographic interferometers operating through self-diffraction of recording beams in photorefractive crystals", *Opt. Eng.* **28** (6), pp. 580-585 (1989)
- [46] J.P. Herriau, J.P. Huignard, A.G. Apostolidis, S. Mallick, "Polarization properties in two wave mixing with moving grating in photorefractive BSO crystals. Application to dynamic interferometry", *Opt. Comm.* **56** (3), pp. 141-144 (1985)
- [47] A. Hafiz, R. Magnusson, J.S. Bagby, D.R. Wilson, T.D. Black, "Visualization of aerodynamic flow using photorefractive crystals", *Appl. Opt.* **28** (8), pp. 1521-1524 (1989)
- [48] X. Wang, R. Magnusson, A. Haji-Sheikh, "Real-time interferometry with photorefractive reference holograms", *Appl. Opt.* **32** (11), pp. 1983-1986 (1993)
- [49] J. Mary, Y. Bernard, F. Lefauchaux, J.P. Cadoret, F. Gonzalez, "A new interferometer : HOLIDDO", *Proc. VIIth Symp. Materials and Fluid Sciences in Microgravity*, Oxford (UK), ESA SP-295, pp. 581-586 (1990)
- [50] J. Mary, Y. Bernard, F. Lefauchaux, "Development of a space interferometer with a $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal as holographic support", *J. Opt. Soc. Am. B* **7** (12), pp. 2356-2361 (1990)

- [51] R.C. Troth, S.L. Sochava, S.I. Stepanov, "Noise and sensitivity characteristics of $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals for optimisation of a real-time self-diffraction holographic interferometer", *Appl. Opt.* **30** (26), pp. 3756-3761 (1991)
- [52] R.C. Troth, J.C. Dainty, S.L. Sochava, S.I. Stepanov, "Crystal noise limited holographic interferometry in BSO", presented at OSA Topical Meeting on *Photorefractive Materials and their Applications*, New England (1991).
- [53] S.V. Miridonov, A.A. Kamshilin, D. Tentori, "Low-noise holographic interferometer using photorefractive crystals", *Proc. SPIE 2004 on Interferometry VI: Applications*, pp. 244-254 (1993)
- [54] S.V. Miridonov, A.A. Kamshilin, E. Barbosa, "Recyclable holographic interferometer with a photorefractive crystal : optical scheme optimization", *J. Opt. Soc. Am. A* **11** (6), pp. 1780-1788 (1994)
- [55] E.A. Barbosa, J. Frejlich, V.V. Prokofiev, N.J. Heraldo Gallo, J.P. Andreetta, "Adaptive holographic interferometry for two-dimensional vibrational mode display", *Opt. Eng.* **33** (8), pp. 2659-2662 (1994)
- [56] A.A. Kamshilin, J. Frejlich, L. Cescato, "Photorefractive crystals for the stabilization of the holographic set-up", *Appl. Opt.* **25** (14), pp. 2375-2381 (1986)
- [57] J. Frejlich, A.A. Kamshilin, V.V. Kulikov, E.V. Mokrushina, "Adaptive holographic interferometry using photorefractive crystals", *Opt. Comm.* **70** (2), pp. 82-86 (1989)
- [58] D. Dirksen, G. von Bally, "Photorefractive crystals as storage media for holographic interferometry", in *Optics in medicine, biology and environmental research*, Elsevier Sciences Publishers, pp. 52-54 (1993)
- [59] D. Dirksen, F. Matthes, S. Riehemann, G. von Bally, "Phase shifting holographic double exposure interferometry with fast photorefractive crystals", *Opt. Comm.* **134**, pp. 310-316 (1997)
- [60] R. Dändliker, R. Thalmann, "Heterodyne and quasi-heterodyne holographic interferometry", *Opt. Eng.* **24** (5), p. 824-831 (1985)
- [61] G. von Bally, F. Rickermann, S. Riehemann, "Applications of photorefractive crystals in stroboscopic double exposure holographic interferometry", *Proc. of Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices*, Chiba, Japan, pp. 527-530 (1997)
- [62] B. Pouet, S. Krishnaswamy, "Application of photorefractive crystals for holographic interferometry of vibrating diffuse specimens", *Proc. SPIE 2622 (part II) on Optical Engineering Midwest '95*, pp. 532-542 (1995)
- [63] B. Pouet, S. Krishnaswamy, "Dynamic holographic interferometry by photorefractive crystals for quantitative deformation measurements", *Appl. Opt.* **35** (5), pp. 787-794 (1996)
- [64] B. Pouet, S. Krishnaswamy, "Real time visualization of dynamic holographic interferometric images using photorefractive crystals", *Proc. SPIE 2860 on Laser Interferometry VIII: Techniques and Analysis*, pp. 296-301 (1996)
- [65] L. Labrunie, *Interféromètre holographique photoréfractif pour l'analyse en temps réel de vibrations*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VII (1996)

- [66] L. Labrunie, G. Pauliat, G. Roosen, J.C. Launay, "Simultaneous acquisition of $\pi/2$ phase-stepped interferograms with a photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystal : application to real-time double-pulse holography", *Opt. Lett.* **20** (15), pp. 1652-1654 (1995)
- [67] L. Labrunie, G. Pauliat, J.C. Launay, G. Roosen, "Real-time phase shift determination mod 2π in double pulse laser holography with BGO crystals", Technical Digest of Conf. on *Photorefractive Materials, Effects and Devices*, Estes Park, USA, pp. 512-515 (1995)
- [68] L. Labrunie, G. Pauliat, J.C. Launay, G. Roosen, "Unambiguous determination of object displacement in double exposure interferometry with photorefractive materials", EOS-SFO Conf. on *Optics and Information*, paper 7.2, Mulhouse (1995)
- [69] Erdl, EUCLID-CEPA3-RTP3.1 report on WP 2110 "Specification of requirements : Condition for *On-Aircraft* inspection", document IABG EUC-DOC-2110-01-IABG (27/09/93)
- [70] P. Smigielski, *Holographie industrielle*, Teknea, Toulouse (1994)
- [71] M.P. Georges, Ph.C. Lemaire, "Real time holographic interferometer with BSO crystal using phase-shifting for quantitative deformation measurements", Technical Digest of NIST/OSA Conference on *Photorefractive Materials, Effects and Devices*, Estes Park, Colorado, USA, pp. 403-407 (1995)
- [72] M.P. Georges, Ph.C. Lemaire, "Phase-shifting real-time holographic interferometry that uses bismuth silicon oxide crystals", *Appl. Opt.* **34** (32), pp. 7497-7506 (1995)
- [73] R. Kingslake, *Optics in photography*, SPIE Optical Engineering Press, Washington (1992)
- [74] F. Grun, R.J. Becherer, *Optical radiation measurements. Volume 1 : Radiometry*, Academic Press, New York (1979)
- [75] D.C. O'Shea, *Elements of modern optical design*, John Wiley & Sons, New York (1985)
- [76] M.P. Georges, Ph.C. Lemaire, "Holographic interferometry using photorefractive crystals for quantitative phase measurement on large objects", *Proc. SPIE 2652 on Practical Holography X*, p.248-257 (1996)
- [77] M.P. Georges and Ph.C. Lemaire, "Real-time holographic interferometry with sillenite crystals : a breadboard system for industrial applications II. Optimization", *Proc. of JSAP/OSA Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices*, Chiba, Japan, pp. 637-640 (1997)
- [78] K. Creath dans *Holographic Interferometry : Principles and Methods*, P.K. Rastogi, ed., Springer Series in Optical Sciences **68**, Springer-Verlag, Berlin (1994)
- [79] M.P. Georges and Ph.C. Lemaire, "Stroboscopic real-time holographic interferometry with photorefractive crystals applied to modal analysis", *Proc SPIE 3098 on Optical Inspection and Micromasurements II*, Munich, FRG, pp. 241-250 (1997)
- [80] M.P. Georges and Ph.C. Lemaire, "Real-time stroboscopic holographic interferometry using sillenite crystals for the quantitative analysis of vibrations", *Optics Comm.* **145**, pp. 249-257 (1998)
- [81] K.A. Stetson, W.R. Brohinski, "Fringe-shifting technique for numerical analysis of time-average holograms of vibrating objects", *J. Opt. Soc. Am. A* **5** (9), pp. 1472-1476 (1988)

- [82] T.W. Bushman, M.A. Gennert, R.J. Pryputniewicz, "Phase unwrapping by least squares error minimization of phase curvature", Proc. SPIE **2003** on *Laser Interferometry VI : Techniques and Analysis*, pp. 334-347 (1993).
- [83] M.P. Georges and Ph.C. Lemaire, "Real-time quantitative holographic interferometry using sillenite crystals for the study of varying objects", EOS Topical Meetings Digest 7 on *Materials for Non Linear Optics*, p. 145-146 (1996)
- [84] M.P. Georges and Ph.C. Lemaire, "Holographic interferometry using photorefractive crystal : recent advances and applications", Proc. SPIE **2782** on *Optical Inspection and Micromasurements I*, Besançon, France, pp.476-485 (1996)
- [85] E. Hecht, *Optics*, (2nd edition) Addison-Wesley, Reading, USA (1987)
- [86] M. Kujawinska dans *Interferogram Analysis : Digital Fringe Pattern Measurement Techniques*, Institute of Physics Publishing, London (1993)
- [87] K.A. Nugent, "Interferogram analysis using an accurate fully automatic algorithm", Appl. Opt. **24** (18), pp. 3101-3105 (1985)
- [88] W.W. Macy, Jr., "Two-dimensional fringe pattern analysis", Appl. Opt. **22** (23), pp. 3898-3901 (1983)
- [89] C. Brousset, EUCLID-CEPA3-RTP3.1 report on WP 2312 "Stimulation Methods : Analysis of the state of the art", document Aérospatiale EUC-DOC-2312-01-AS (19/09/94).
- [90] M. Georges, EUCLID-CEPA3-RTP3.1 report on WP 2341 "Experiment on representative structure parts", document CSL EUC-RCO-2341-01-CSL (01/12/95).
- [91] M. Georges, Convention Région Wallonne N°2317, Rapport d'activité 01/07/94-31/12/94, document CSL RP-CSL-EUC-95001 (15/03/95)
- [92] M. Georges, Convention Région Wallonne N°2317, Rapport d'activité 01/01/95-30/06/95, document CSL RP-CSL-EUC-95002 (15/09/95)
- [93] C. Buil, *CCD Astronomy : Construction and Use of an Astronomical CCD Camera*, Willmann-Bell, Richmond, USA (1991)
- [94] Ph. Lemaire, M. Georges, "Les cristaux photoréfractifs de type sillénite comme support d'enregistrement en interférométrie holographique : originalités, potentialités et applications", 9ème colloque HOLO3/SFO sur *Les Applications Industrielles de l'Holographie et des Techniques Connexes*, Saint-Louis, France (Nov 1996)
- [95] M.P. Georges and Ph.C. Lemaire, "A Breadboard Holographic Interferometer with Photorefractive Crystals and Industrial Applications", SPIE's Holography Working Group Newsletter (January 1998)