



HAL
open science

Vision conoscopique 3D : Calibration et reconstruction

Didier Gava

► **To cite this version:**

Didier Gava. Vision conoscopique 3D : Calibration et reconstruction. Informatique [cs]. Université René Descartes - Paris V, 1998. Français. NNT: . tel-00273319

HAL Id: tel-00273319

<https://theses.hal.science/tel-00273319>

Submitted on 15 Apr 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE RENE DESCARTES
- PARIS V -
Centre Universitaire des Saints-Pères
U.F.R. DE Mathématiques et Informatique

THESE PRESENTEE EN VUE DE L'OBTENTION DU GRADE
DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE RENE DESCARTES -PARIS V

Discipline : Sciences de la Vie et de la Matière
Spécialité : Mathématiques et Informatique

par Didier GAVA

Sujet de la Thèse :

Vision conoscopique 3D : calibration et reconstruction

Soutenue le 19 juin 1998

devant le Jury composé de :

Pr. P. MERLE, Université de Montpellier
Pr. P. MEYRUIES, Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg
Pr. C. GRAFFIGNE, Université Paris V
Pr. C. LAURGEAU, Ecole des Mines de Paris
Pr. F. PRETEUX, Institut National des Télécommunications
Pr. G. SIRAT, Optimet
M. T. DANIEL, Timeat

Table des matières

Introduction	1
1 Etat de l'art en métrologie tridimensionnelle	5
1.1 Systèmes optiques passifs de mesure tridimensionnelle	6
1.1.1 Méthodes stéréométriques	6
1.1.2 Méthodes photogrammétriques	7
1.1.3 Méthodes par projection de lumière structurée	8
1.2 Systèmes optiques actifs de mesure tridimensionnelle	9
1.2.1 Techniques de mesure absolue de distance	9
1.2.2 Techniques de mesure relative de distance	11
1.3 Conclusion	21
2 Conoscopie et dispositif conoscopique	25
2.1 Introduction	25
2.2 Notions élémentaires d'optique	25
2.2.1 Biréfringence	26
2.2.2 Cohérence	26
2.3 Principe de la conoscopie	30
2.3.1 Principe de fonctionnement du conoscope	30
2.3.2 Développements théoriques sur la conoscopie	31
2.3.3 Hologramme conoscopique d'un objet plan	44
2.3.4 Hologramme conoscopique d'un objet tridimensionnel	44
2.4 Propriétés du montage conoscopique	45
2.4.1 Robustesse aux perturbations mécaniques	45
2.4.2 Utilisation d'une lumière spatialement incohérente	46
2.4.3 Faible contrainte de monochromaticité	46
2.4.4 Utilisation comme télémètre	46
2.5 Le dispositif conoscopique	49
3 Rétine à couplage de charges et calibration	51
3.1 Rétine à couplage de charges	52
3.1.1 Historique	52

3.1.2	La capacité MOS	52
3.1.3	Mécanisme du transfert de charges	53
3.2	Calibration des caméras à couplage de charges	56
3.2.1	Etat de l'art des méthodes de calibration de caméra	57
3.2.2	Calibration d'une caméra par méthode physique	63
3.2.3	Algorithmes de calibration développés	68
3.3	Simulations	70
3.4	Résultats expérimentaux	74
4	Calibration du dispositif conoscopique	79
4.1	Méthodes d'évaluation de la distance longitudinale	79
4.1.1	Méthode directe du calcul de la phase	80
4.1.2	Méthode par comptage de franges	82
4.2	Sources de bruit dans le dispositif conoscopique	83
4.2.1	La granularité laser	84
4.3	Capteur fixe	86
4.3.1	Evaluation du signal de fond	90
4.3.2	Dépendance en température	92
4.3.3	Performance du dispositif conoscopique	94
4.3.4	Améliorations du prototype du dispositif conoscopique	97
4.4	Capteur à balayage	100
4.4.1	Calibration dans l'axe du dispositif conoscopique	100
4.4.2	Application du dispositif conoscopique en balayage	109
4.5	Applications en métrologie 3D	111
4.5.1	Applications en ligne	112
4.5.2	Application hors ligne	112
	Conclusion	115
	 Annexes	 121
A	Calcul de la différence de phase au deuxième ordre	121
B	Analogie entre l'holographie classique et l'holographie conoscopique	125
B.1	Hologramme de Gabor	125
B.2	Hologramme conoscopique	127
C	Développement limité du déphasage	129
D	Formalisme de Jones	131
E	Résultats d'une simulation de calibration	133

Remerciements

Ce travail de thèse, qui s'est déroulé dans le cadre du contrat européen BRITE-EURAM *n°* ER-BRE2CT943070, a été réalisé au sein du Département Signal et Image de l'Institut National des Télécommunications en partenariat avec les sociétés **TIMEAT** et **CDO**.

Je remercie tout d'abord M. T. DANIEL, Directeur Général de la Société **Timeat**, pour m'avoir accueilli et offert l'opportunité de découvrir le passionnant sujet de la conoscopie industrielle.

Que mon Directeur de thèse, Madame le Professeur F. PRETEUX, responsable du Département Signal et Images, trouve ici l'expression de toute ma gratitude et reconnaissance pour ses très nombreux conseils, ses encouragements chaleureux et son dynamisme communicatif, source d'une motivation constante au cours de ces trois années.

Je souhaite également remercier bien vivement Messieurs les Professeurs P. MERLE de l'Université de Montpellier et P. MEYRUIES de L'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg pour avoir accepté la lourde tâche de rapporteur.

Je souhaite exprimer ma profonde gratitude à Madame le professeur C. GRAFFIGNE et à Messieurs les professeurs C. LAURGEAU et G. SIRAT pour avoir accepté de faire partie de ce jury.

Je ne saurais oublier de mentionner les collaborateurs des Sociétés **Timeat** et **CDO**, et tout particulièrement C. NERRIEC et Y. MALET pour avoir bien voulu partager leur expérience et leur savoir-faire technique pour améliorer le capteur conoscopique.

Que mes collègues et amis du Département SIM soient ici remerciés pour leur soutien amical et leur gentillesse, avec une pensée particulière envers Nicolas ROUGON pour ses "English Structures" et sa patience pour me faire découvrir les joies du logiciel LATEX!

Enfin, je remercie profondément mes parents pour avoir toujours eu confiance en moi et pour avoir fait les sacrifices nécessaires afin que je puisse toujours étudier et apprendre.

Une pensée amicale à celle qui, à distance et en pyjama, n'a jamais cessé de m'encourager.

Introduction

La métrologie tridimensionnelle est l'un des enjeux actuels de tous les secteurs d'activité qui nécessitent de réaliser un contrôle dimensionnel des produits. Pour atteindre un critère de qualité "zéro défaut", les exigences de contrôle deviennent de plus en plus draconiennes, d'où l'apparition de nouveaux systèmes de mesure, à la fois sophistiqués et robustes, dédiés à la vérification de la conformité, installés aux différents stades de la chaîne de production.

Si les méthodes optiques sont généralement réservées à un usage de laboratoire, les méthodes de mesures électriques de grandeur mécanique et le palpage mécanique sont bien implantés dans l'industrie, aussi bien pour le test de matériaux et de structures, que pour la surveillance de systèmes techniques. Ces systèmes avec contact fournissent une bonne précision de mesure (de 0,01 mm à 10 μm pour les rugosimètres). Malheureusement, ils sont limités par la vitesse de la mécanique d'asservissement ne sont pas applicables à l'analyse de n'importe quel type de pièces et ne peuvent pas travailler dans n'importe quel environnement.

Afin de palier les carences de ces capteurs, des systèmes de mesure sans contact ont été développés.

Leurs principaux avantages sont :

1. Absence de contact, d'où une absence de déformations engendrées par le capteur,
2. Possibilité de fonctionnement en milieu hostile,
3. Augmentation du nombre de pièces vérifiées grâce à l'automatisation,
4. Grande précision (supérieure à 0.01mm).

La diminution du coût des caméras à couplage de charges et l'augmentation de la puissance des calculateurs embarqués ont favorisé la création de systèmes reposant sur l'utilisation de ces caméras et d'algorithmes de traitement d'images ou sur des principes optiques tels que l'interférométrie, la triangulation active, le temps de vol ou le moiré ([Erf74], [SA93], [Opt96], [Gas95]).

Les systèmes à base de caméras à couplage de charges sont les techniques les plus répandues en contrôle d'aspect. Ils peuvent se placer en différents points de la ligne de production et fournissent des mesures avec une précision submillimétrique. Néanmoins, ces systèmes souffrent de deux inconvénients :

1. Les zones d'ombre provoquées par un éclairage ambiant non stabilisé peuvent introduire des erreurs au niveau de la numérisation de l'image,
2. La caméra doit être orientée en fonction de l'éclairage de l'objet.

Les systèmes reposant sur l'interférométrie fournissent les mesures les plus précises, de l'ordre du dixième de la longueur d'onde de la source. Les objets à analyser sont comparés à un matériau étalon.

Les systèmes à base de triangulation active peuvent comme les capteurs reposant sur la technologie des rétines à couplage de charges, être installés en différents points de la ligne de production et fournir une précision de mesure submillimétrique. Toutefois, cette technologie ne convient pas pour des objets présentant des surfaces courbes, puisque le signal réfléchi par la surface de l'objet n'est plus détecté.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet OMEGA (Optical MEasuring system for complex Geometry in Adverse environment) du programme BRITE-EURAM (*n°* BRE-02025, projet *n°* BRE-5470) qui vise à contrôler en milieu sidérurgique, la qualité géométrique de produits sidérurgiques en sortie de chaîne. En effet, dans les aciéries, les procédures de mise en forme des matériaux tels que l'extrusion ou le laminage nécessitent de disposer de capteurs précis, associés à des modules de contrôles rigoureux de la qualité, afin de réduire le taux de rejet et d'optimiser le coût de production.

Ce même principe de contrôle dimensionnel d'objets présentant des géométries complexes peut être appliqué dans des milieux moins contraignants mais tout aussi exigeants sur le plan de la qualité, comme l'industrie des plastiques, du bois, du caoutchouc, des textiles ou le domaine biomédical ou pharmaceutique.

L'objectif de cette thèse consiste à développer un nouveau capteur optique de mesure 3D sans contact reposant sur la technologie conoscopique, appelé *scanner conoscopique*, pour des applications industrielles ou médicales. Cette recherche est conduite en collaboration avec les sociétés **Timeat** (Rennes), **CDO** (Paris), et **Optimet** (Jérusalem) au sein desquelles les réalisations technologiques et expérimentales sont développées.

Nous allons montrer que le *scanner conoscopique*, composé d'un dispositif conoscopique et d'une caméra à couplage de charges, apporte une solution aux différentes limitations des systèmes de métrologie tridimensionnelle mentionnés ci-dessus.

Dans le premier chapitre, nous décrivons succinctement les différentes techniques optiques utilisées en mesure industrielle et soulignons les avantages et inconvénients des différents systèmes.

Au chapitre deux, nous présentons la conoscopie et expliquons le principe du capteur conoscopique en tant que télémètre. En particulier, comme tout système de mesure, le *scanner conoscopique* doit être calibré. Nous détaillons successivement les deux méthodes de calibration que nous avons développées. La première se fonde sur le calcul direct de la phase. La seconde, expérimentale, dénombre les franges de la figure d'interférence et repose sur la connaissance de points d'amer.

Le chapitre trois est consacré à la calibration de la caméra à couplage de charges. Nous décrivons la méthode physique de calibration la plus adaptée à notre application, dans le cadre de la mesure

tridimensionnelle de surface gauche d'objets industriels. Nous présentons ensuite les résultats de simulation de calibration et une calibration de caméra en situation réelle.

Le dernier chapitre est consacré à la calibration du dispositif conoscopique. Durant cette étape, un travail de développement, d'assemblage des composants et de test a été conduit afin de rendre ce dispositif compact et utilisable sur site. Nous proposons les méthodes de calibration pour deux configurations du capteur conoscopique : fixe et à miroir tournant. Ce prototype a été utilisé et validé sur divers échantillons connus et sur des objets industriels. Il est actuellement commercialisé.

Chapitre 1

Etat de l'art en métrologie tridimensionnelle

La métrologie tridimensionnelle industrielle dispose de divers capteurs et systèmes de contrôle de la production qui doivent être rapides, précis, fiables et faciles de mise en oeuvre et automatiques. Les capteurs généralement employés dans ce contexte sont de type mécanique, acoustique ou optique.

Jusqu'à présent, nous avons identifié plus d'une centaine de systèmes de mesure tridimensionnelle différents, chacun spécialisé dans le cadre d'une application dédiée. Dans ce chapitre, nous proposons de présenter et de décrire les principales technologies de mesures sur lesquelles ils reposent en distinguant les capteurs avec contact des capteurs sans contact.

La première catégorie renvoie aux capteurs mécaniques, les plus couramment utilisés dans l'industrie. Le capteur et l'objet à tester sont en contact, par exemple, en étant montés sur une machine mobile multi-axes. Le déplacement par rapport à l'origine permet d'estimer la position tridimensionnelle des points de la surface de l'objet avec une précision de 0.01 mm. Malheureusement, de par sa conception, cette technique induit des micro-déformations lors de l'acquisition [Mah96], [Hom96], [Mit96].

La classe des capteurs sans contact renvoie aux systèmes acoustiques et optiques. Dans ce contexte, les techniques de mesure optique sans contact sont généralement classées par les métrologues en actives et passives, et, absolues et relatives [Chr93], [Opt96], [Nan96], [SA93].

Les systèmes acoustiques reposent sur la mesure du temps écoulé entre l'émission d'une onde et son écho sur l'objet à tester. La qualité de la mesure dépend fortement des paramètres physiques tels que le coefficient de réflexion sur la surface de l'échantillon, l'atténuation atmosphérique ou l'angle entre la normale à la surface et la direction de l'onde.

Les techniques dites actives utilisent un éclairage structuré pour obtenir des informations de contour ou de surface de l'objet testé. En revanche, les techniques passives exploitent la lumière ambiante.

Une mesure est qualifiée d'absolue lorsque la mesure conduit à l'information de profondeur en utilisant la géométrie du capteur. La mesure est dite relative ou comparative lorsque la géométrie de la surface de l'objet est déterminée mais non sa position dans l'espace.

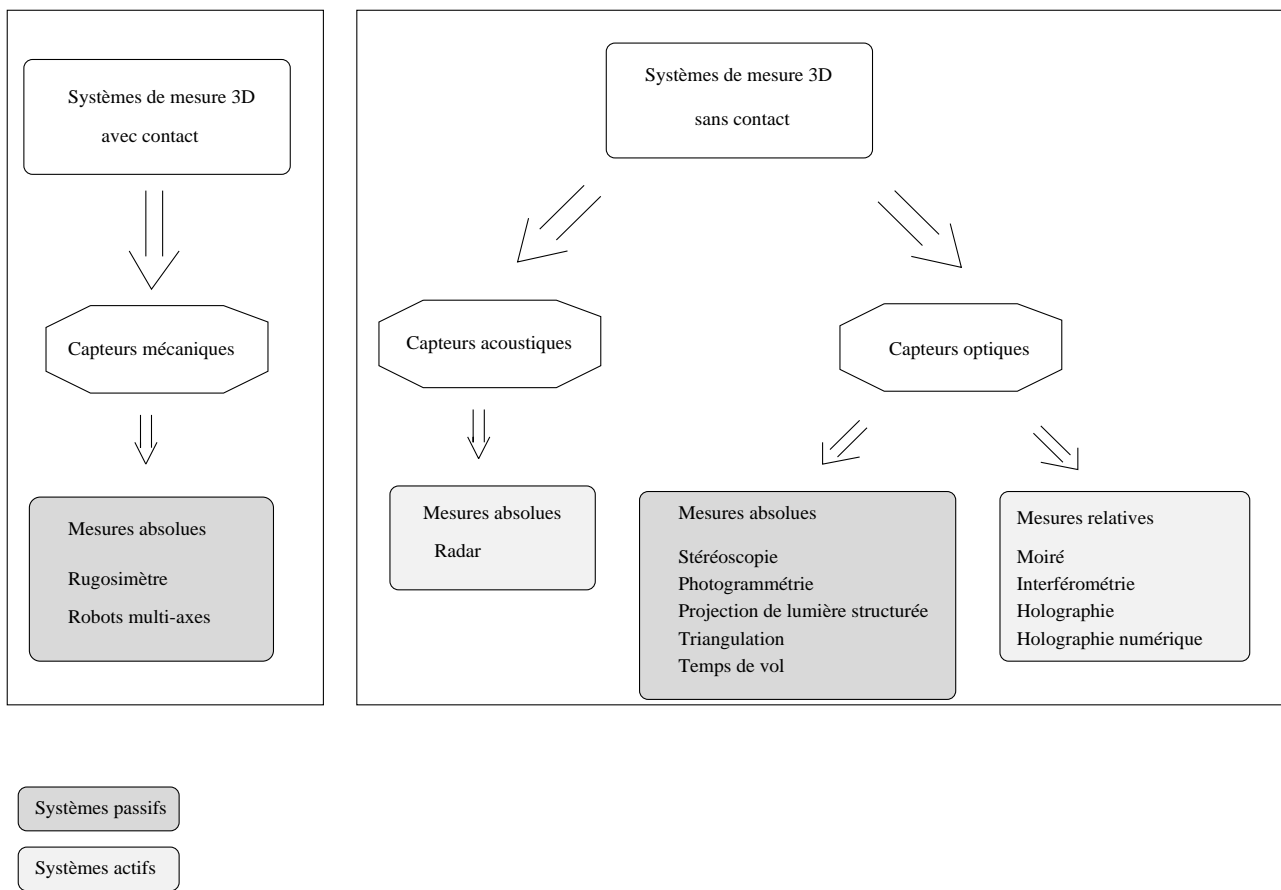


Figure 1.1: Gamme des techniques de mesure tridimensionnelle.

Un schéma synoptique des principales techniques de mesure tridimensionnelle est présenté à la figure 1.1.

Dans le cadre de ces développements, nous nous sommes intéressés aux seuls capteurs optiques (sans contact) et présentons les principes sur lesquels la métrologie repose.

1.1 Systèmes optiques passifs de mesure tridimensionnelle

Les systèmes optiques de mesure tridimensionnelle, dits systèmes passifs, reposent généralement sur des méthodes géométriques de stéréométrie, de photogrammétrie ou de vidéo-laser et utilisent l'éclairage ambiant.

1.1.1 Méthodes stéréométriques

La stéréoscopie est une technique qui permet d'obtenir des informations tridimensionnelles sur les coordonnées des points d'un objet à partir d'une ou plusieurs caméras localisées en différentes positions

(figure 1.2).

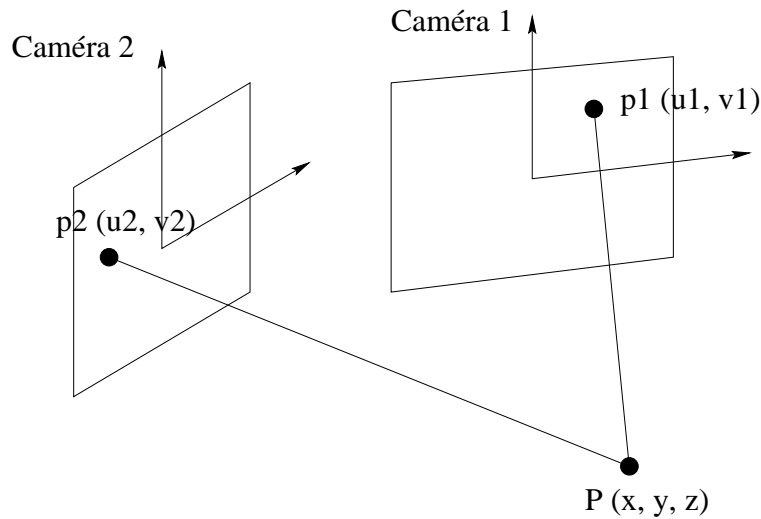


Figure 1.2: Principe de la mesure stéréoscopique à l'aide de deux caméras.

La reconstruction tridimensionnelle des points à partir de leurs points images acquis dans N plans images (N correspond au nombre de caméras) repose sur les deux étapes suivantes :

1. La calibration, consistant à estimer la matrice de transformation des points tridimensionnels en points bidimensionnels, étape réalisée pour les N caméras,
2. La résolution d'un système de $2N$ équations du type $M_i X - U_i = 0$, où l'inconnue est le point X de l'objet, où M_i est la matrice de calibration de la caméra i et où U_i sont les coordonnées images de X .

Ces techniques représentent le système de la vision humaine, en utilisant l'appariement entre les pixels homologues dans deux ou plusieurs images. Une fois ces pixels déterminés, on calcule les coordonnées du point correspondant dans l'espace par triangulation. Ces systèmes ont fait l'objet d'une importante littérature [Tos87], [OFM92], [Cha91], [Aya89], [Bes89], [BB82]. Les différences entre les méthodes proposées résident essentiellement dans la manière de calibrer la caméra et de reconstruire l'information de profondeur.

L'approche stéréoscopique est plus dédiée à la description de scènes (localisation d'objets 3D) qu'à la détermination d'un ensemble de points représentant la surface à analyser [Cha90], [Cha91] dans l'utilisation.

1.1.2 Méthodes photogrammétriques

La photogrammétrie est une technique qui étudie et définit avec une grande précision les formes, les dimensions et la position d'objet de grande dimension. Cette méthode utilise les mesures faites sur

plusieurs photographies différentes d'un même objet et a le mérite de pouvoir acquérir instantanément des informations [Lei94], [Pir88], [Soc80]. Malheureusement, le traitement de la masse d'information recueillie sur le terrain, bien qu'automatique et rapide se fait généralement *a posteriori*.

La méthodologie de mise en oeuvre de cette technique comporte cinq phases ([Leg94]) :

1. La simulation qui permet de régler les différentes caméra et d'estimer l'incertitude de mesure dans la configuration choisie;
2. L'acquisition sur le terrain qui débute par la pose d'amers permettant de garantir une haute précision, les images étant ensuite acquises et stockées sur un support *ad hoc*;
3. Le traitement des images qui consiste à repérer et à mesurer la position des amers dans l'image,
4. Le calcul des coordonnées des points qui repose sur la résolution des équations géométriques fournies par le référentiel, les optiques de la caméra et les coordonnées de l'image.
5. L'exploitation des résultats du calcul qui permet, à partir des coordonnées tridimensionnelles des points désirés, la mise en forme des résultats dans un référentiel déterminé ainsi que l'analyse des éléments géométriques par rapport à leurs données théoriques.

La photogrammétrie permet d'atteindre des précisions de l'ordre du centmillième de la plus grande dimension.

Les applications visées par cette méthode relèvent principalement de l'aéronautique, de l'aérospatiale, ou du nucléaire [Leg94]. Par exemple, caractériser une section d'une aile d'Airbus avec une précision de 0,15 mm sur un volume de 3 m x 3 m 3 m, caractériser en géométrie et dimension un satellite avec une précision de 0,08 mm dans un volume de $2.5^3 m^3$ ou déterminer les positions et orientations d'une bride de tuyauterie avec avec une précision de 0,06 mm dans un volume de 1 m x 0,5 m x 0,5 m.

Malgré l'arrivée des caméras de type à couplage de charges à haute résolution et des calculateurs portables puissants, cette technique ne fournit pas de résultat en temps quasi-réel. De plus, il nécessite plusieurs angles de vue pour recouvrir l'information tridimensionnelle.

1.1.3 Méthodes par projection de lumière structurée

Les systèmes de projection de lumière structurée comportent une ou plusieurs caméras et un laser. La projection du faisceau laser sur l'objet peut être réalisée par différents moyens tels que la ligne, la grille, la matrice de point, etc.

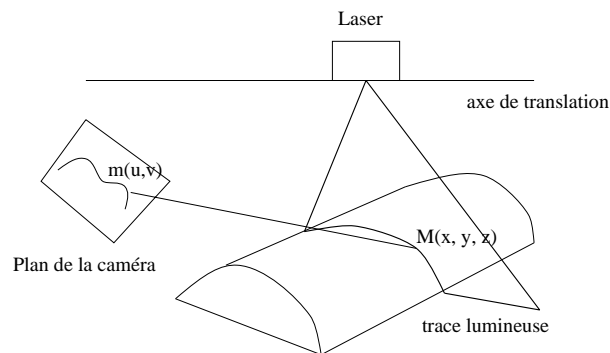


Figure 1.3: Système de projection de ligne [Cha91].

Le générateur du rideau laser se déplace selon un axe de l'objet à inspecter de manière à balayer complètement sa surface (figure 1.3). Une caméra est placée en hauteur, avec un angle de vue judicieux pour éviter les zones d'ombre. La mesure tridimensionnelle est réalisée par l'analyse de l'image des courbes formées par l'intersection de la ligne et de l'objet.

Cette technologie est très répandue et est généralement dédiée à des applications spécifiques telles que la numérisation d'orthèse du tronc, la mesure de cotes d'objets, ... [Uni94], [Cha91] [Bes88].

Les précisions de ces capteurs varient de $50 \mu m$ pour une profondeur de champ de 19 mm [Dif87] à 0,25 mm pour une profondeur de champ de 50 mm [CSN86].

1.2 Systèmes optiques actifs de mesure tridimensionnelle

Ces méthodes utilisent une lumière structurée et fournissent une mesure obtenue par analyse de la lumière réfléchie ou rétrodiffusée.

1.2.1 Techniques de mesure absolue de distance

1.2.1.1 Technique de triangulation

La triangulation reposant sur la loi des triangles est sans doute la plus ancienne méthode de mesure tridimensionnelle [SA93], [Bes88]. La configuration de base d'un capteur de ce type est montrée figure 1.4 et comprend une source lumineuse, un détecteur et un analyseur.

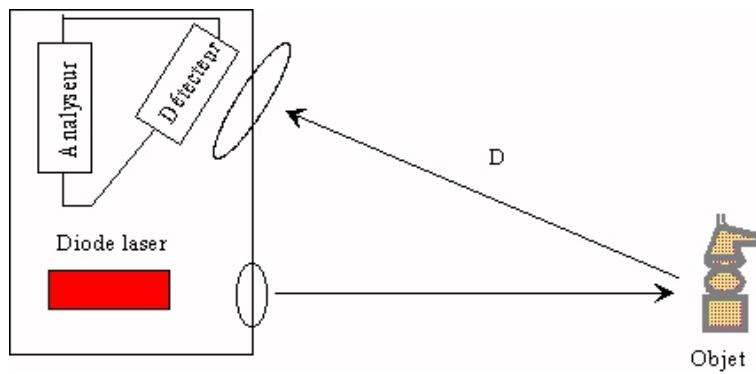


Figure 1.4: Système de triangulation de base.

La lumière projetée sur la cible est réfléchiée par l'objet pour se focaliser grâce à une lentille de focale f sur le détecteur. Le système optique est réglé de telle manière que lorsque la surface à analyser est située au milieu du champ de mesure (figure 1.4), la lumière retournée est focalisée au milieu du détecteur (position de référence). Le détecteur et la source lumineuse sont séparés d'une distance b . Le rayon lumineux issu de la source est incliné d'un angle θ par rapport à la droite joignant le détecteur à la source. Un point de coordonnées $[x, y, z]$ est projeté sur le détecteur en un point de coordonnées $[u, v]$, selon les lois de l'optique géométrique. Les coordonnées $[x, y, z]$ d'un point de l'objet à tester sont calculées par :

$$[x, y, z] = \frac{b}{f \cot \theta - u} [u, v, f]. \quad (1.1)$$

Les systèmes à triangulation sont des techniques assez simples de mise en oeuvre qui fournissent des résultats précis jusqu'à $1 \mu m$ grâce à l'utilisation d'une mécanique dite de haute précision. L'inconvénient principal de ces capteurs est la position angulaire fixe entre la source et le détecteur, ce qui induit des angles morts. En outre, cet angle doit être connu de façon très précise. Toute modification de cette estimée, par des variations de température par exemple, peut engendrer des erreurs importantes.

1.2.1.2 Technique de temps de vol

La technique de temps de vol (figure 1.5) repose sur la mesure du temps de propagation d'un faisceau lumineux monochromatique, cohérent et collimaté.

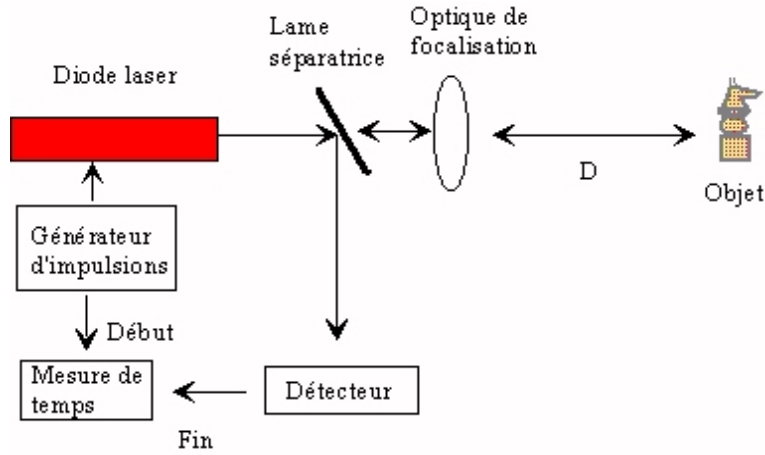


Figure 1.5: Schéma de principe de la mesure par temps de vol.

La source laser émet une impulsion lumineuse à l'instant t , qui est partiellement réfléchiée par l'objet et qui est ensuite détectée au retour au temps $t + T$. Ce signal lumineux est converti en un signal électrique. L'équation de base est :

$$vT = 2D, \quad (1.2)$$

où D est la distance entre l'objet et le détecteur, et v la vitesse de propagation du signal.

Les capteurs à temps de vol sont généralement destinés à évaluer de grandes distances (typiquement 10m) et ont été développés à l'origine pour la détection d'obstacles par des véhicules automatiques [LJ77], [Bes88].

La précision sur l'évaluation de la profondeur est au mieux de 30cm dans un champ de 75 m [Ros78].

1.2.2 Techniques de mesure relative de distance

1.2.2.1 Technique de moiré

Le phénomène de moiré apparaît lorsque deux réseaux formés de traits équidistants alternativement opaques et transparents se superposent. Ce phénomène peut se produire naturellement dans la vie courante lorsque le jour passe au travers d'au moins deux épaisseurs de rideau.

Les figures de moiré peuvent être générées par différents types de réseau, par exemple, des réseaux circulaires, des réseaux linéaires, etc. En général, les réseaux utilisés en moiré sont transparents, avec une transmittance donnée par des fonctions carrées. Dans le cas de réseaux sinusoïdaux de fréquence

fixe, la fonction de transmittance des deux réseaux est définie par l'équation 1.3.

$$\begin{aligned} t_1(x, y) &= a(1 + \cos(\frac{2\pi}{p}x)), \\ t_2(x, y) &= a(1 + \cos(2\pi(\frac{x}{p} + \psi(x)))), \end{aligned} \quad (1.3)$$

où p représente la période du réseau, $0 < a < 0,5$, $\psi(x) = \frac{u(x)}{p}$, $\psi(x)$ la fonction de démodulation, et $u(x)$ le déplacement de l'objet.

Lorsque les deux réseaux définis par les équations 1.3 sont mis en contact, la transmittance résultante est le produit des transmittances individuelles :

$$\begin{aligned} t(x, y) &= t_1 t_2 \\ &= a^2 [1 + \cos(\frac{2\pi}{p}x) + \cos(2\pi(\frac{x}{p} + \psi(x))) + \frac{1}{2} \cos(2\pi(\frac{2x}{p} + \psi(x))) + \\ &\quad \frac{1}{2} \cos(2\pi\psi(x))]. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Les trois premiers termes de l'équation 1.4 représentent les réseaux originaux, le quatrième terme le second réseau dont la fréquence a été doublée, tandis que le dernier terme dépend de la fonction de modulation $\psi(x)$. C'est seulement ce terme qui décrit le moiré.

Une autre façon de combiner les réseaux est l'addition ou la soustraction de ceux-ci. On obtient ce type de transmittance en imageant les réseaux en double exposition sur un même support photographique. Dès lors la transmittance résultante vaut :

$$\begin{aligned} t(x, y) &= t_1 + t_2 \\ &= 2a [1 + \cos(\pi\psi(x)) \cos(2\pi(\frac{x}{p} + \frac{1}{2}\psi(x)))]. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Les équations 1.4 et 1.5 présenteront un maximum (franges claires) lorsque $\psi(x) = n$, pour $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ et un minimum (franges noires) lorsque $\psi(x) = n + \frac{1}{2}$, pour $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Dans les paragraphes qui suivent, nous donnons les relations qui lient $\psi(x)$ et les grandeurs mesurées lors des contrôles industriels.

La technique de moiré peut être utilisée pour mesurer des déformations dans ou hors du plan de l'objet à tester [Gas95]. Seul le dernier cas nous intéresse car nous étudions les déformations du relief de l'objet à tester.

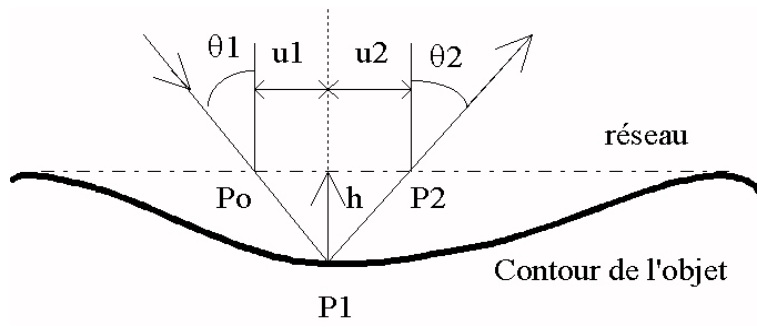


Figure 1.6: Moiré pour la mesure de déplacement hors du plan.

Le principe de la mesure de distance à partir du moiré est décrit figure 1.6. Le réseau placé sur la surface courbe à analyser est illuminé sous un angle d'incidence θ_1 , et vu sous un angle θ_2 . Avec les notations de la figure 1.6 le point P_0 du réseau est projeté au point P_1 sur la surface, lequel est vu sur le réseau au point P_2 . Ceci est équivalent à un déplacement du réseau par rapport à son ombre. Ce déplacement u vaut :

$$u = u_1 + u_2 = h(x, y)(\tan \theta_1 + \tan \theta_2), \quad (1.6)$$

où $h(x, y)$ représente la différence d'altitude entre le point P_1 de la surface et le réseau. En accord avec l'équation 1.3, la fonction de modulation $\phi(x)$ est égale à :

$$\psi(x) = \frac{u}{p} = \frac{h(x, y)}{p}(\tan \theta_1 + \tan \theta_2). \quad (1.7)$$

Une frange claire est obtenue pour $\psi(x) = n$, $n = 0, 1, 2, \dots$, et la hauteur $h(x, y)$ vaut donc :

$$h(x, y) = \frac{np}{\tan \theta_1 + \tan \theta_2}, \quad (1.8)$$

et

$$h(x, y) = \frac{(n + \frac{1}{2})p}{\tan \theta_1 + \tan \theta_2}, \quad (1.9)$$

pour une frange sombre.

De cette façon, une carte topographique est formée sur toute la surface. Dans le cas d'une illumination par des ondes planes et d'un observateur situé à l'infini, θ_1 et θ_2 sont constants sur toute la surface et les équations 1.8 et 1.9 représentent une carte de contour, avec un intervalle entre les contours (ou interfrange) fixe et constant. Dans le cas où la source et l'observateur sont à une distance finie de la surface à analyser, les angles θ_1 et θ_2 varient sur la surface, ce qui introduit une dépendance de l'interfrange par rapport aux coordonnées spatiales de la surface. Cependant, si le point source et le détecteur sont placés à une même altitude z_p au dessus de l'objet à tester et que celui-ci présente

des variations négligeables par rapport à z_p , alors $\tan \theta_1 + \tan \theta_2$ sera constant sur toute la surface, ce qui conduit à un interfrange constant. Cette configuration permet d'analyser de grandes surfaces. L'exemple le plus populaire illustrant cette technique est celui proposé par Takasaki [Tak73] dans le domaine médical pour la détection de scoliose. La mesure de l'asymétrie des franges sur le dos du patient permet de déterminer la déviation dorsale (figure 1.7).

L'intérêt du moiré est actuellement bien établi pour suivre des déformations de structures aéronautiques en temps réel en raison de sa simplicité de mise en oeuvre et d'interprétation [Sme94]. Dans le cadre de mesures sur des objets non stables (avec vibrations ou défilant), comme une membrane de baffle de 50 mm de diamètre [eVC94], la précision de ces mesures peut atteindre 0,01 mm sur un champ de 20 mm.

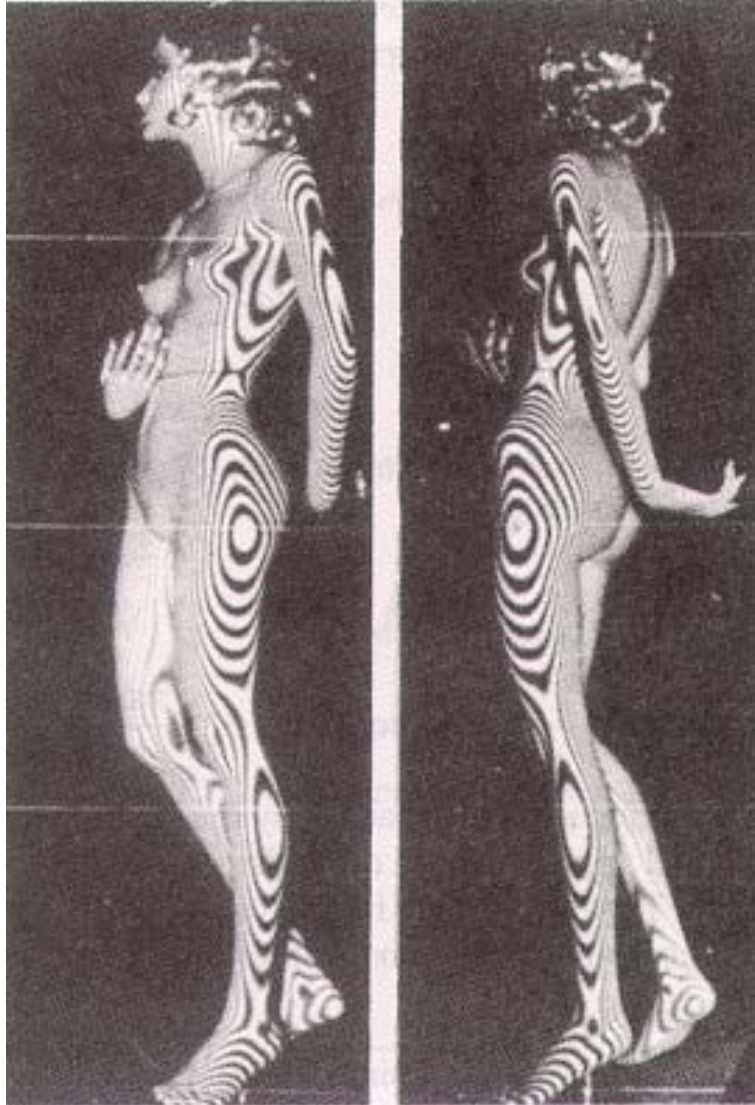


Figure 1.7: Utilisation du moiré pour la détection de scoliose extrait de [Tak73].

1.2.2.2 Techniques interférométriques

Une autre classe de techniques utilisées pour le contrôle de qualité est l'interférométrie. Le principe de l'interferométrie (figure 1.8) repose sur la mesure de la différence de chemin optique entre deux ondes.

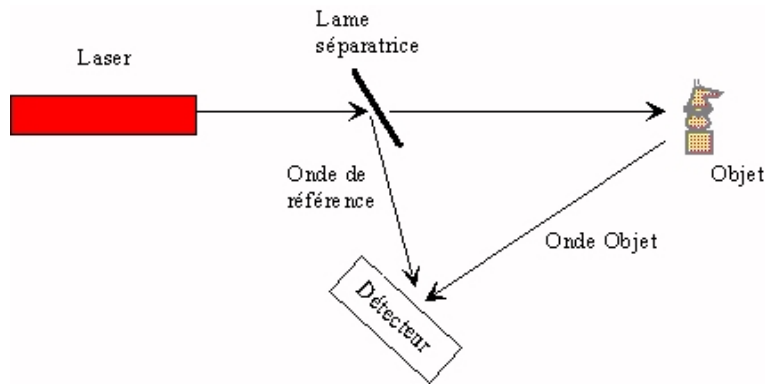


Figure 1.8: Méthode interférométrique pour la mesure de déplacements relatifs.

Le chemin optique de l'onde de référence est fixé par la géométrie du montage, tandis que le chemin optique de l'onde objet dépend de la surface de l'objet. Le signal enregistré par le détecteur est une variation d'intensité de la forme (équation 1.10).

$$I(x, y, z) = I_0(x, y)(1 + \gamma(x, y, z)\cos\phi(x, y, z)) \quad (1.10)$$

où $I_0(x, y)$ est l'intensité moyenne mesurée, $\gamma(x, y, z)$ le contraste des franges, et $\phi(x, y, z)$ la différence de phase.

Les techniques reposant sur le principe de l'interférométrie sont l'analyse des franges et l'interférence en lumière blanche utilisée en microscopie pour l'analyse de l'état et de la planéité de surfaces.

L'interférométrie en lumière blanche est une technique interférométrique par division d'amplitude, avec une différence de chemin optique plus grande que la longueur de cohérence de la source. Cette technique est une technique puissante pour la mesure de distance absolue dans le champ de travail de $10 \mu m$ à 1 mm [UD95]. Le capteur reposant sur cette technologie est utilisée pour la mesure avec une précision de 12 nm , de micro-déplacements dans le domaine de la micro-électronique. [USG96].

La différence entre l'interférométrie et le moiré réside dans le fait que dans le moiré, les franges sont formées par addition des intensités dues au réseau, tandis que dans l'interférométrie elles résultent de l'addition d'amplitude d'ondes électromagnétiques.

1.2.2.3 Techniques holographiques

L'holographie a débuté en 1948 avec les recherches de Dennis Gabor sur l'amélioration de la résolution des microscopes électroniques [Gab48]. Au début des années 60, avec l'avènement des lasers, Emmitt Leith et Youris Upatnieks ont développé l'holographie "hors-axe" [LU62].

A la fin des années 60, l'holographie interférométrique a été appliquée au contrôle non destructif de matériaux grâce aux travaux de Vest, Abramson, Erf et Collier [Ves79], [Abr81], [Erf74] et [CBL71]. En effet, l'interférométrie holographique permet de fournir des déplacements de surfaces tridimensionnelles gauches, le changement d'épaisseur ou d'indice de réfraction d'objets transparents ou d'amplitudes locales et de phase relative ou le mouvement de surfaces vibrantes.

Un interféromètre holographique utilise de la lumière cohérente issue d'une source laser pour produire des figures d'interférence. Un hologramme est un enregistrement de franges obtenues lorsque deux ou plusieurs ondes cohérentes interfèrent.

Une onde monochromatique issue d'une source cohérente est divisée en deux ondes, une éclairant l'objet (appelée faisceau objet) et l'autre (appelée faisceau de référence) illuminant directement la plaque holographique (figure 1.9 a). La figure d'interférence est stockée dans l'émulsion quand la plaque est développée.

Une fois la plaque holographique repositionnée dans son état d'origine et illuminée par le faisceau de référence (figure 1.9 b), l'hologramme se comporte comme un réseau de diffraction et l'observateur perçoit une image virtuelle de l'objet localisée précisément à la position originale de l'objet.

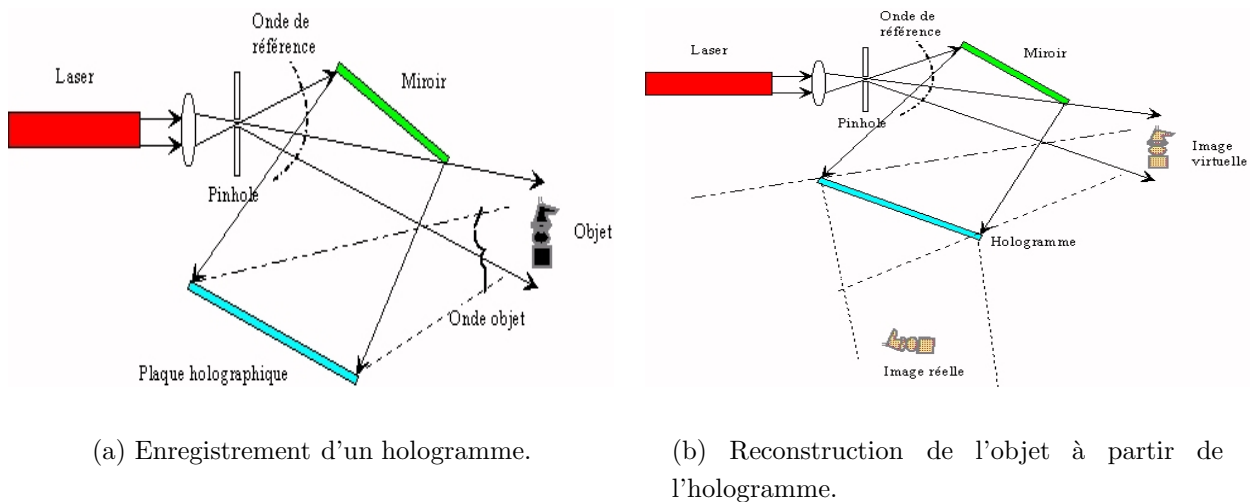


Figure 1.9: Principe de formation (a) et de restitution (b) d'un objet par holographie.

En holographie, seules des différences de chemin optique des rayons interférant sont mesurées. L'intensité enregistrée est donnée par la formule suivante :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi), \quad (1.11)$$

et la variation de profondeur est :

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\phi. \quad (1.12)$$

L'interférogramme ainsi enregistré fournit une carte d'iso-altitude avec une précision inférieure à la longueur d'onde de la source. Les surfaces des objets mesurés doivent être relativement planes.

L'interférométrie holographique utilisée dans le cadre d'applications industrielles correspond à une interférométrie en double exposition pour analyser les variations de surface, et une interférométrie en temps réel pour observer instantanément les variations microscopiques de la surface.

Les méthodes citées sont utilisées en contrôle non destructif pour visualiser des contraintes thermiques, des effets de pression, des fissures microscopiques, des écoulements de fluides ... [Mad85], [WH85] et [ECW85]

1.2.2.4 Interférométrie en double exposition.

La méthode de la double exposition consiste à enregistrer deux hologrammes de l'objet à tester pour deux positions différentes sur une même émulsion holographique (figure 1.10). La première position correspond à un état de référence (l'objet n'est soumis à aucune contrainte) et la seconde position à un état déformé.

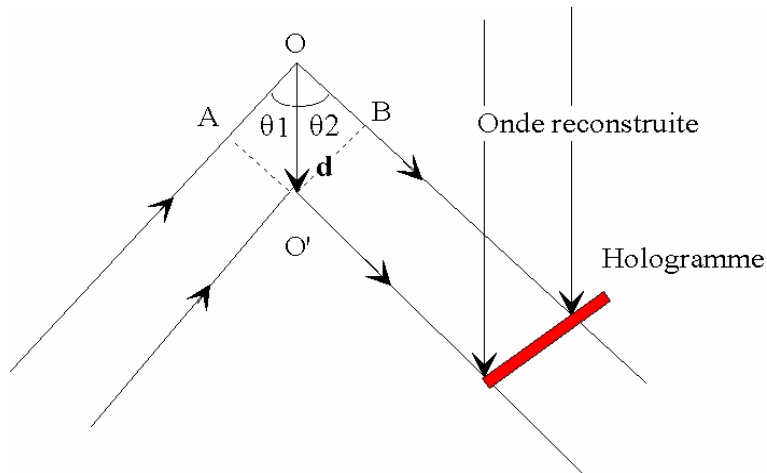


Figure 1.10: Principe de la mesure par double exposition.

À la reconstruction, la figure d'interférence enregistrée indique un déplacement d d'un point de l'objet. Cette méthode est simple parce que les deux ondes sont reconstruites dans leurs positions originales et la distorsion résultant de la formation de l'hologramme affecte l'image de la même manière.

Malheureusement, cette méthode présente les limitations suivantes :

- Les petits déplacements ne sont pas observables,
- Les informations sur les états intermédiaires sont perdues.

1.2.2.5 Holographie en temps réel

La méthode de l'holographie en temps réel ne requiert qu'une seule prise de l'hologramme de l'état de l'échantillon à tester (en général dans un état non contraint). Après développement, la plaque holographique est replacée exactement à sa position originale. L'image reconstruite est superposée à l'image originale de l'objet testé. Les franges d'interférences peuvent être visualisées lorsque l'objet est déplacé de sa position originale.

Avec cette technique, les différents mouvements (dynamiques ou statiques) peuvent être étudiés avec seulement un développement de la plaque holographique. En outre, de petits déplacements peuvent être visualisés en raison de la sensibilité de cette technique.

Son principal inconvénient est le repositionnement précis de la plaque holographique après développement. En effet, si la plaque est replacée approximativement à sa position originale, quelques franges apparaissent sans que l'objet soit déplacé ou mis sous contrainte. Si aucune frange n'apparaît lors d'un déplacement, cela veut dire que la plaque et l'objet sont séparés par plus d'une demi-longueur d'onde : la figure d'interférence est brouillée. De plus, durant le développement, des précautions doivent être prises pour éviter les déformations locales de l'émulsion holographique. Ces problèmes sont résolus par une illumination et un développement *in situ* de la plaque ou en évitant le développement "humide" par une utilisation de films thermoplastiques.

Analyse des franges

L'holographie interférométrique permet l'obtention d'une figure d'interférence entre une onde diffusée par l'objet et une onde de référence décrites par $u_1 = U_1 e^{i\phi_1}$ et par $u_2 = U_2 e^{i\phi_2}$. En réalité, les déformations sont très petites de sorte que $U_1 = U_2 = U$. L'intensité I résultant de l'interférence entre ces deux ondes est donnée par :

$$I = 2U^2[1 + \cos\Delta\phi], \quad (1.13)$$

où $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$.

Voyons à présent la relation entre le déphasage $\Delta\phi$ et la déformation d . Soit un point O de la surface de l'objet (1.10). Ce point a subi un déplacement d perpendiculaire à sa surface. Si α est l'angle d'illumination et β l'angle d'observation, le chemin optique parcouru entre la position non-déformée et la position déformée est $AO + OB$. Le déplacement d devient :

$$AO + OB = d(\cos\alpha + \cos\beta). \quad (1.14)$$

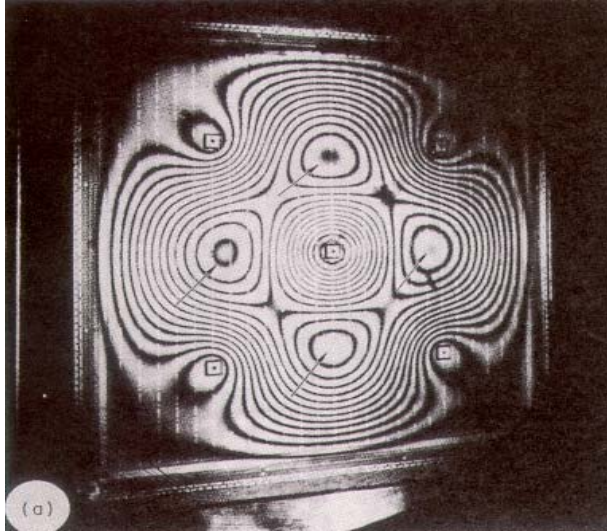
La différence de phase $\Delta\phi$ est reliée à la différence de chemin optique par :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta d. \quad (1.15)$$

Une frange claire est obtenue lorsque $\Delta\phi$ est un multiple pair de π tandis qu'une frange sombre est obtenue lorsque $\Delta\phi$ est un multiple impair de $\frac{\pi}{2}$.

Le déplacement d s'écrit alors pour une frange claire (respectivement pour une frange sombre), en combinant les équations 1.14 et 1.15 $d = \frac{N\lambda}{(\cos\alpha + \cos\beta)}$ (respectivement $d = \frac{2N+1}{2} \frac{\lambda}{(\cos\alpha + \cos\beta)}$), où N est le nombre de franges.

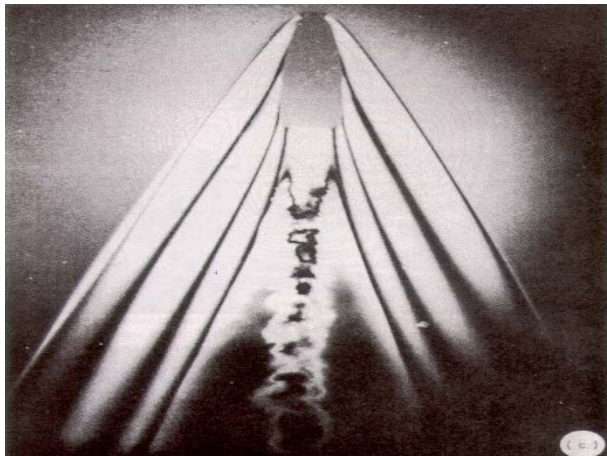
Les quatre exemples suivants illustrent les différentes façons de contrôler un échantillon en l'interférogramme holographique.



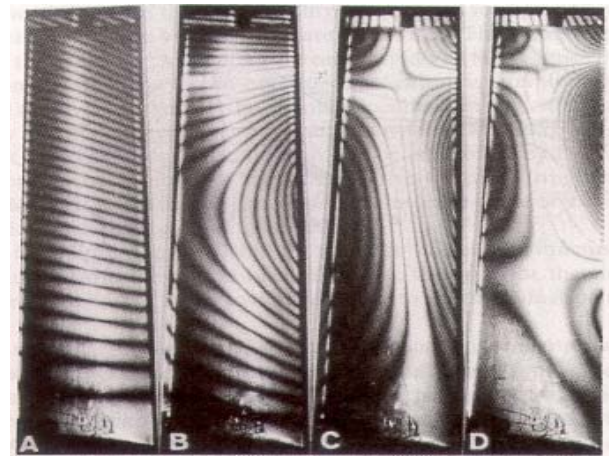
(a) Déflexion d'une plaque rectangulaire sous pression [AWS71].



(b) Déflexion d'un composite en nid d'abeille [Ves79].



(c) Visualisation de la vitesse d'une balle [CBL71].



(d) Visualisation des modes de résonance d'une aube de turbine [Erf74].

Figure 1.11: Exemple d'hologrammes interférométriques.

L'interférométrie holographique est adaptée au contrôle qualité des pièces mécaniques. La figure

1.11 (a) montre une déflexion d'une plaque rectangulaire, soumise à une pression constante. La figure 1.11 (b) présente une détection de région où la délamination (défaut dû à une séparation locale de deux couches de fibres) est présente dans un panneau en nid d'abeille. La figure 1.11(c) visualise d'une balle en vol à travers un hologramme en double exposition et enfin la figure 1.11 (d) met en évidence les modes propres (déflexions) d'une aube de turbine.

1.2.2.6 Holographie numérique

L'holographie numérique ou ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry) se caractérise par le fait que la plaque holographique est remplacée par une caméra de type à couplage de charges [AMS71], [Sch72] et [LS87].

La granularité laser survient lorsque de la lumière cohérente tombe sur une surface rugueuse. En d'autres termes si les variations d'altitude de la surface sont plus grandes que la longueur d'onde de la source émettrice, les ondes diffusées par cette surface interfèrent et forment une figure d'interférence de grains clairs et sombres 1.12 et [LS87].

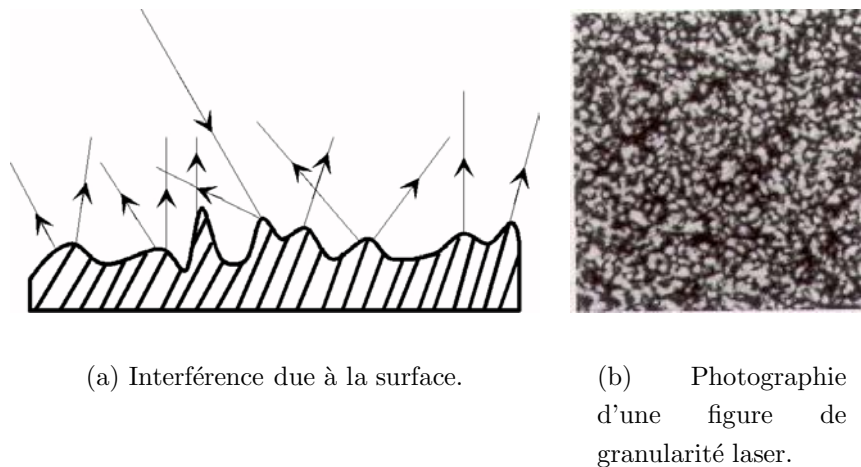


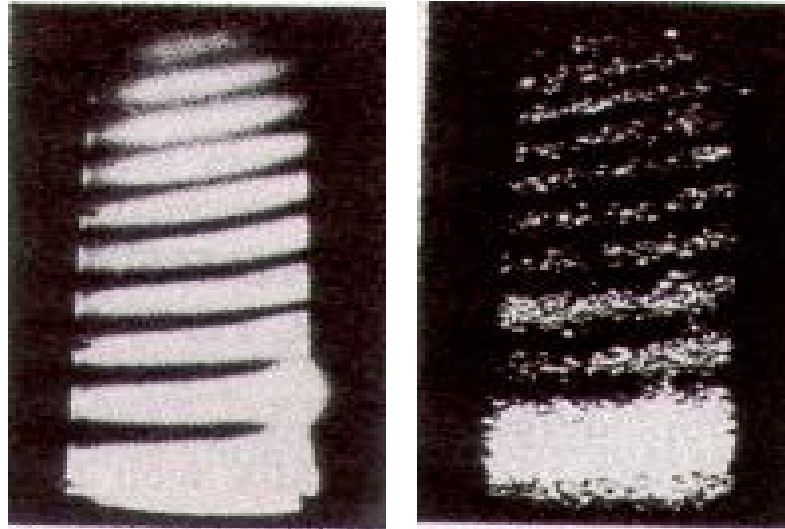
Figure 1.12: Granularité laser : Principe de formation (a) et visualisation (b).

L' ESPI est une technique numérique de comparaison de figures de franges en corrélant leur distribution d'intensité. Les images capturées par la caméra sont stockées directement dans la mémoire centrale d'un ordinateur. L'absence de développement, et de repositionnement de la plaque holographique présente les deux avantages suivants :

1. obtention des images en temps réel (selon la puissance de l'ordinateur utilisé),
2. pas de contacts avec l'objet, d'où des possibilités d'utilisation en milieu très hostile.

Toutefois, la nature aléatoire de la granularité laser couplée à la faible résolution de la caméra (30 lignes par mm comparées aux 3 000 lignes par mm pour des émulsions holographiques) conduit à des

difficultés d'analyse des franges (figure 1.13). Il est donc nécessaire de développer des algorithmes de traitement d'image de plus en plus sophistiqués.



(a) Analyse vibratoire d'une aube de turbine par holographie.

(b) Analyse vibratoire d'une aube de turbine par ESPI.

Figure 1.13: Comparaison entre l'holographie classique (a) et l'ESPI (b).

1.3 Conclusion

Les capteurs de mesure tridimensionnelle ont pour objectif de collecter une quantité importante d'information en provenance de la surface visible des objets à analyser. Cette quantité d'information, une fois traitée, peut servir dans les domaines d'application tels que le contrôle de la conformité des produits en sortie de ligne de fabrication, l'assemblage mécanique, la navigation de robot, la cartographie automatique, le diagnostic médical.

Quel que soit le domaine d'application, on exige que les systèmes de mesure soient rapides, très précis, robustes, faciles d'utilisation et bon marché. De plus, dans le cadre industriel, le capteur doit pouvoir facilement être intégré dans une chaîne de production et analyser des objets de forme gauche dans différents environnements.

Pour chaque méthode optique en métrologie et pour chaque système, le tableau 1.1 présente les précisions et résolutions nominales, le champ de mesure.

	Stéréométrie	Photogrammétr	ieTriangulation	Temps de vol	Moiré	Interférométrie	Holographie	ESPI
Type de surface	Toute	Toute	Diffusante	Diffusante	Toute	Faible courbure	Faible courbure	Faible courbure
Résolution	0,2 mm	0,3 mm	1 μ m (rms)	< 2 cm	1 μ m (rms)	0,1 nm	0,1 nm	10 nm
Précision	1 mm	de 0,06 mm à 0,15 mm	50 μ m	20 cm	0,2 μ m	0,2 μ m	0,2 μ m	0,2 μ m
Profondeur de champ	Dépend des objectifs	Dépend des objectifs	De 2 mm à 35 mm	De 0,5 m à 20 m	10 m	100 μ m	100 μ m	100 μ m
Distance de travail	Dépend des objectifs	Dépend des objectifs	20 mm	20 m	Dépend des objectifs	Dépend des objectifs	Dépend des objectifs	Dépend des objectifs
Temps de mesure	2 images	2 images	50 pts/s	4 – 6 images/s	1 image	2 μ m/s	2 μ m/s	2 μ m/s

Table 1.1: Comparaison des différents systèmes.

Les systèmes stéréoscopiques et photogrammétriques permettent d’acquérir des informations sur la forme de la surface en une seule acquisition. L’obtention des informations de profondeur nécessite un post-traitement informatique important. Les systèmes photogrammétriques sont généralement appliqués pour l’analyse de grandes surfaces, telles que les ailes d’avion. En revanche, les systèmes stéréoscopiques sont utilisés en vision robotique. Ces systèmes fournissent des mesures tridimensionnelles avec une précision submillimétrique.

Les systèmes utilisant la projection de lumière structurée permettent de reconstruire avec une précision nominale de 100 μ m des surfaces qui ne présentent pas des variations brutales de pente.

Les capteurs par triangulation ont une résolution de mesure variant de 1 μ m sur un champ de 20 mm à 30 cm sur un champ de 100 m. Un des inconvénients de cette technique est l’angle mort dû à sa géométrie.

Les télémètres à temps de vol permettent de localiser des objets situés entre quelques mètres jusqu’à quelques centaines de mètres, avec une précision de quelques dizaines de centimètres. Ces capteurs ne sont pas très adaptés aux mesures de très haute précision.

Les systèmes à base de moiré sont limités par les mêmes résolutions que les systèmes à triangulation et ne sont applicables qu’aux surfaces présentant de faibles variations. La profondeur de champ dépend de la résolution de la caméra et de la période du réseau.

Les systèmes interférométriques (holographie, ESPI) ont des résolutions inférieures à longueur d’onde utilisée. Les variations de surface doivent être douce pour respecter les conditions holographiques. Les techniques holographiques sont très spécifiques et généralement dédiées à l’analyse de la planéité de surfaces et au contrôle non destructif. De plus, ces techniques donnent des mesures relatives par rapport à un étalon de référence. Les systèmes holographiques sont volumineux et exigent un milieu très propre (salle blanche).

Les méthodes précises, telles que la triangulation, la projection de lumière structurée, le moiré et l’interférométrie ne sont performantes que sur des surfaces quasi-planes et requièrent un appareillage souvent volumineux.

Nous allons montrer, dans la suite, que la technologie conoscopique offre une solution adaptée à la mesure tridimensionnelle d'objet de forme gauche, avec une précision équivalente aux systèmes à base de triangulation. De plus, de par sa conception, il est compact et peut être facilement intégrable dans une chaîne de production, et fonctionner en milieu très hostile.

Chapitre 2

Conoscopie et dispositif conoscopique

2.1 Introduction

Les premières publications sur la conoscopie remontent à 1985 et sont dues aux professeurs G.Y. Sirat et D. Psaltis lors de leurs travaux au California Institute of Technology [GP85]. A son retour en France, G.Y. Sirat poursuit ses travaux et crée en 1988, la société Le Conoscope SA dans le but d'industrialiser les résultats de ces recherches, sous la protection de brevets internationaux.

La conoscopie peut être définie comme une méthode interférométrique à polarisation utilisant une lumière spatialement incohérente. Le terme conoscopie vient du grec *conos* qui signifie cône et qui symbolise la réflexion de la lumière sur l'objet.

Le principe de base de la conoscopie repose sur les propriétés de biréfringence de certains cristaux uniaxes (calcite ou niobate de lithium). Ceux-ci permettent la séparation de l'onde provenant de chaque point de l'objet, en deux ondes déphasées proportionnellement à la géométrie du montage. L'absence d'onde de référence globale permet de travailler en lumière spatialement incohérente. La cohérence de polarisation doit toutefois être respectée afin que les deux ondes créées puissent interférer. Dans ce but, deux polariseurs circulaires sont placés de part et d'autre du cristal. Ce montage, appelé aussi conoscope, est illustré la figure 2.3.

Nous présenterons dans ce chapitre, après un bref rappel des notions élémentaire d'optique, comment la technologie conoscopique peut être utilisée comme instrument de mesure tridimensionnelle.

2.2 Notions élémentaires d'optique

Afin de faciliter la compréhension du principe de la conoscopie, rappelons les notions, par ailleurs bien connues en optique, de biréfringence, polarisation et cohérence.

2.2.1 Biréfringence

Les substances cristallines sont composées de réseaux cristallins et sont optiquement anisotropes. Les électrons, excités par le champ électrique \mathbf{E} de l'onde incidente, en retombant dans leur niveau fondamental, libèrent des photons qui excitent les électrons voisins. Ceux-ci deviennent des émetteurs secondaires. L'onde créée se propage ainsi dans le cristal. L'indice de réfraction (et donc la vitesse) de l'onde est déterminé par la différence entre les fréquences du champ électrique \mathbf{E} et la fréquence naturelle des électrons. Un matériau qui présente deux indices de réfraction différents est dit biréfringent [Hei90].

Le calcite ou carbonate de calcium ($CaCO_3$) est un cristal typiquement biréfringent. Chaque groupe CO_3 forme un plan triangulaire dont les sommets sont des oxygènes. Ces plans sont perpendiculaires à l'axe optique. La biréfringence naît du fait que les groupes sont tous normaux à l'axe optique. Le comportement des électrons est différent lorsque le champ \mathbf{E} est parallèle ou normal à ces plans.

En d'autres termes, un cristal illuminé par une onde monochromatique sera très absorbant pour une direction de propagation et transparent pour l'autre.

2.2.2 Cohérence

La notion de cohérence est liée à la nature de la source lumineuse utilisée. Elle est très importante en interférométrie optique car la variation des trains d'onde doit précisément être la même pour une onde ou pour plusieurs [BW80], [Hei90].

Une source lumineuse est composée d'atomes se situant dans des niveaux d'énergie dits excités. En retombant à leur niveau fondamental, les atomes émettent des photons d'énergie égale à la différence entre le niveau excité et le niveau fondamental. Comme l'émission est aléatoire, l'onde émise est continue par morceaux. On parle alors de train d'onde (figure 2.1). Une source monochromatique parfaite a un train d'onde d'une longueur infinie. Plus la longueur du train d'onde est longue, plus la source est quasi-monochromatique. Le temps de cohérence t_c est le temps d'émission d'onde sans interruption. La longueur de cohérence l_c est physiquement la longueur du train d'onde.

Une source lumineuse cohérente est définie comme étant une source de radiations électromagnétiques où la lumière émise a une relation de phase constante point à point. Une source lumineuse parfaitement cohérente est une source ponctuelle, émettant un train d'onde de longueur infinie et monochromatique. Dès lors, la différence de phase entre deux points le long de la direction de propagation est indépendante du temps. Pratiquement, les trains d'onde ne sont pas infinis mais ont une longueur dépendant de la façon dont les atomes de la source émettent les ondes lumineuses. Une conséquence immédiate est que l'amplitude de modulation de l'intensité de la figure d'interférence est réduite.

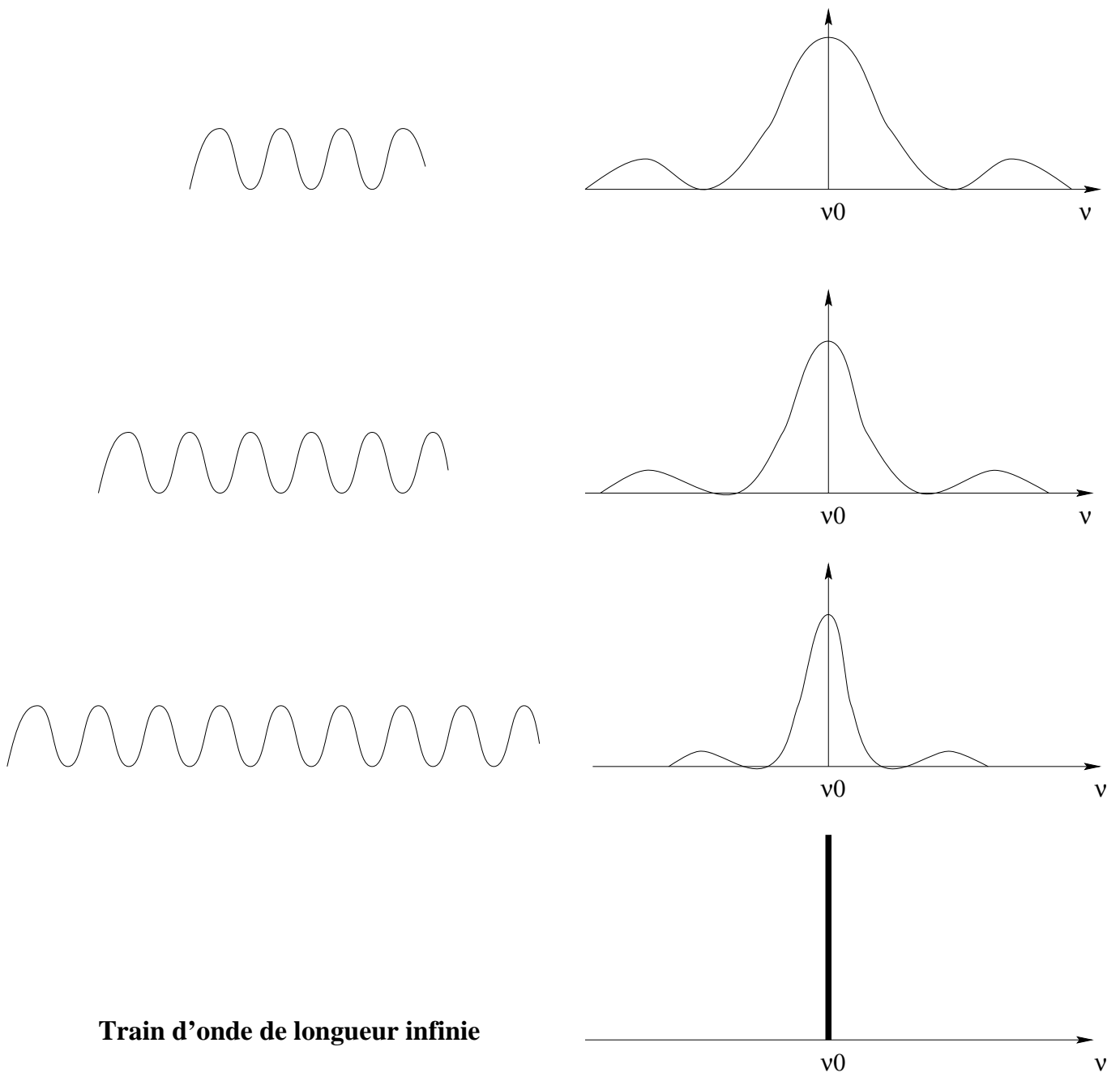


Figure 2.1: Relation entre la longueur du train d'onde et le spectre de la lumière émise.

Un faisceau cohérent répond à trois propriétés :

1. Cohérence temporelle.
2. Cohérence spatiale.
3. Cohérence de polarisation.

Cohérence temporelle

La cohérence temporelle est une mesure de la consistance de la phase de fronts d'onde successifs. Elle est caractérisée par deux grandeurs : la longueur de cohérence l_c et le temps de cohérence t_c . La longueur de cohérence est exprimée par l'équation 2.1 :

$$l_c = c\Delta t_c \quad (2.1)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et Δt_c le temps durant lequel la source émet sans interruption un train d'onde.

Ce temps de cohérence est calculé à partir de la mesure de la largeur à mi-hauteur de la fonction de densité spectrale de la source utilisée (figure 2.2). La longueur de cohérence, en interférométrie, est une borne supérieure de la différence de phase autorisée entre l'onde de référence et l'onde objet. La longueur de cohérence l_c est d'autant plus longue que la largeur spectrale de la source est étroite. En effet, par transformée de Fourier, un train d'onde infini correspond à un pic de Dirac dans le domaine spectral. La cohérence temporelle exprime donc l'aspect de monochromaticité de la source lumineuse.

Cohérence spatiale

La cohérence spatiale est une mesure de l'uniformité de la phase d'un front d'onde. Elle caractérise la propriété qu'ont deux points d'émettre des faisceaux capables d'interférer. Elle décrit les effets provenant de l'extention spatiale finie des sources lumineuses. En effet, deux points radiateurs de même fréquence, séparés par une distance supérieure à la longueur d'onde utilisée, se comporteront de façon indépendante. Il n'y aura pas de corrélation entre les phases des deux émetteurs.

La cohérence spatiale exprime donc un critère géométrique de la source.

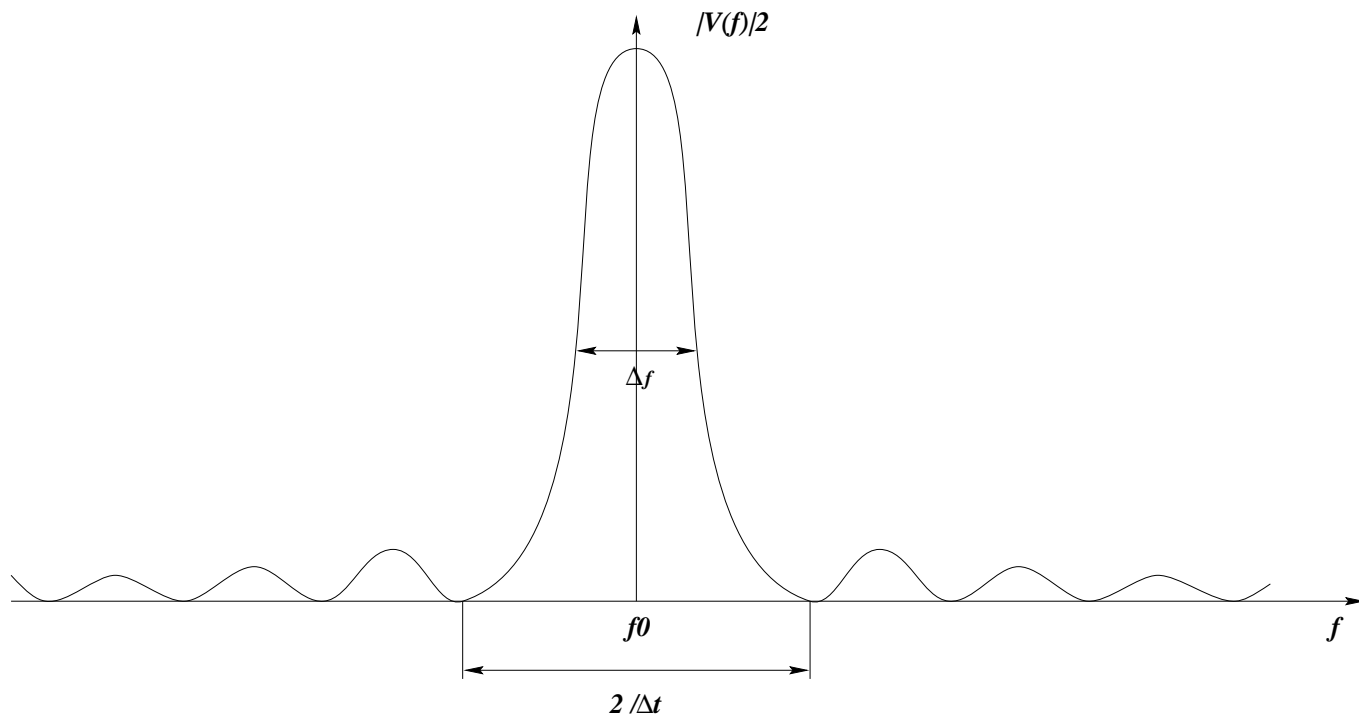


Figure 2.2: Densité spectrale d'un pulse mono fréquentiel de durée Δt .

Cohérence de polarisation

La cohérence de polarisation est un aspect très peu usité en interférométrie. Elle exprime la possibilité qu'ont deux faisceaux lumineux, répondant aux conditions de cohérences spatiale et temporelle requises par l'interféromètre, d'interférer uniquement s'ils comportent des composantes de polarisations communes. Deux faisceaux polarisés perpendiculairement ne pourront pas interférer. Cependant, on peut corrélérer les polarisations grâce à l'orientation du polariseur d'entrée et du polariseur de sortie.

Conclusion

La notion de cohérence rappelée brièvement dans ce paragraphe est la condition nécessaire de formation des figures d'interférence. Toutes les méthodes interférométriques présentés au chapitres 1 exigent que ces contraintes soient satisfaites pour obtenir la reconstruction tridimensionnelle de l'objet testé. De plus, ces contraintes imposent un appareillage lourd et des conditions d'utilisation strictes. Toutefois, certaines méthodes interférométriques n'ont pas besoin de réunir toutes ces contraintes.

La conoscopie en est un exemple puisqu'elle travaille en lumière spatialement incohérente. Nous verrons pourquoi cette technologie est supérieure aux systèmes interférométriques classiques.

2.3 Principe de la conoscopie

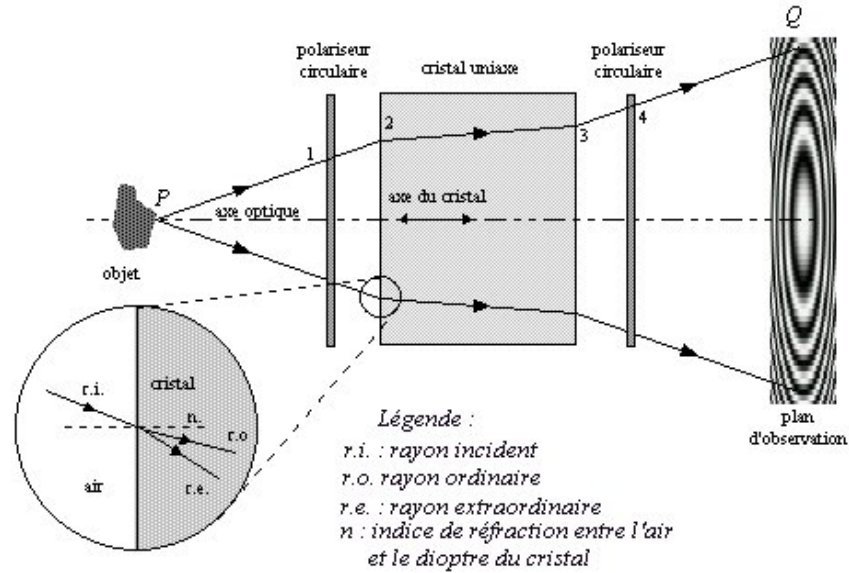


Figure 2.3: Principe de base du conoscope. La région de l'interface air-cristal a été agrandie afin d'illustrer le phénomène de séparation angulaire entre les deux modes de propagation.

2.3.1 Principe de fonctionnement du conoscope

Le conoscope est composé d'un cristal uniaxe (par exemple du calcite) placé entre deux polariseurs circulaires (figure 2.3). Chaque point P de l'objet émet, diffuse ou réfléchit de la lumière quasi-monochromatique et spatialement incohérente, dans un cône de lumière vers le système [SP88].

Chaque rayon de ce cône traverse le premier polariseur circulaire qui génère deux faisceaux de polarisations orthogonales déphasés l'un par rapport à l'autre de $\frac{\pi}{2}$.

A l'intérieur du cristal, les deux rayons se propagent l'un suivant le mode ordinaire, l'autre suivant le mode extraordinaire avec des vitesses différentes, dues aux indices de réfraction différents. L'indice de réfraction du mode ordinaire est constant, tandis que celui du mode extraordinaire (et donc la différence de phase entre les deux rayons) est une fonction de l'angle que fait le rayon avec l'axe optique.

A la sortie du cristal, les deux rayons sont déphasés en accord avec la différence de vitesse. Après le second polariseur, les deux rayons retrouvent un même état de polarisation, et peuvent donc interférer de manière constructive ou destructive selon la différence de phase. L'interférogramme observé sur un médium est une figure de Fresnel illustré (figure 2.4).

L'intensité lumineuse en un point de l'interférogramme dépend de l'angle que fait le rayon lumineux avec l'axe optique du système, et donc de la position du point émetteur P par rapport au conoscope.

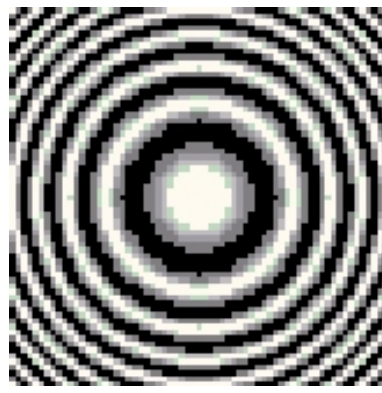


Figure 2.4: Figure de Fresnel.

2.3.2 Développements théoriques sur la conoscopie

Après une brève introduction à la conoscopie, montrons comment, à partir de l'analyse de l'interférogramme, la distance théorique peut être reconstruite.

2.3.2.1 Réponse impulsionnelle du dispositif conoscopique

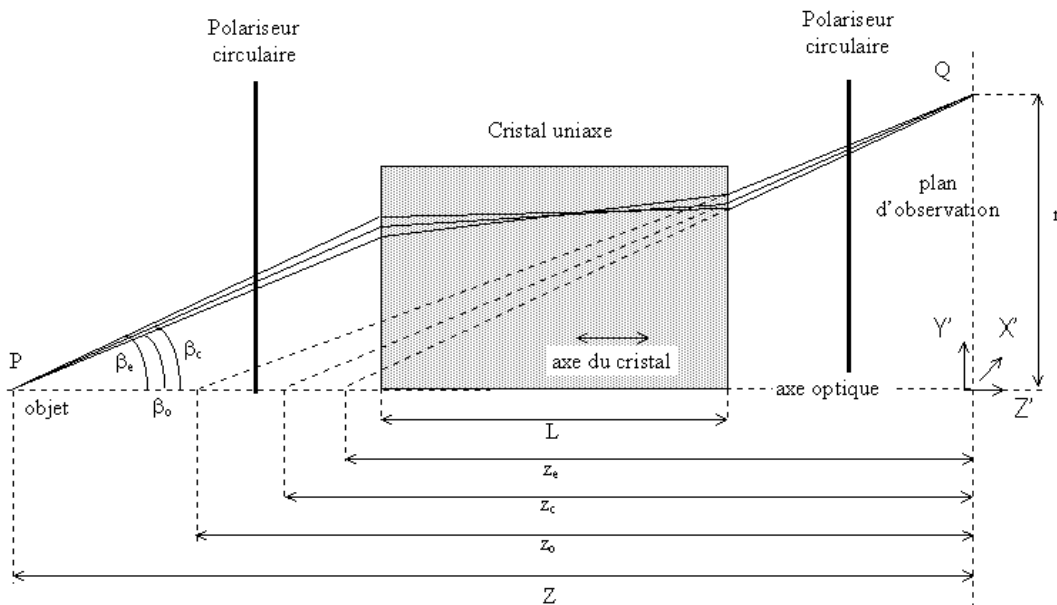


Figure 2.5: Dispositif conoscopique: conventions de notation

La figure 2.5 reprend le montage conoscopique de base (un cristal biréfringent placé entre deux polariseurs circulaires). Les notations conventionnelles sont illustrées à la figure 2.5 et explicités ci-dessous.

Soit un repère orthonormé $X'Y'Z'$ centré en un point du plan d'enregistrement (intersection entre l'axe optique et le plan d'enregistrement). L'axe Z' est orienté suivant l'axe optique. Soient P un point du plan objet et Q un point du plan d'observation. Le plan d'observation ou plan d'enregistrement est la localisation de la surface sensible du détecteur utilisée. Celle-ci sera également appelée plan du détecteur.

Le cristal a son axe optique parallèle à celui du système. La longueur du cristal est notée L . L'indice de réfraction du mode ordinaire sera noté n_o et celui du mode extraordinaire n_e . Les intersections de l'axe optique avec les rayons issus de Q (en pointillé sur la figure 2.5) définissent la distance apparente ordinaire Z_o et extraordinaire Z_e du point P vu du plan d'observation. Ces projections peuvent être considérées comme étant la suppression de l'effet géométrique introduit par le cristal. Leur moyenne géométrique est la distance conoscopique corrigée $Z_c = \sqrt{Z_o Z_e}$. Les angles que forment les rayons allant de P à Q avec la direction de l'axe optique seront notés β dans l'air, θ dans le cristal. On les indicera par o , e ou c suivant qu'ils renvoient au rayon ordinaire, au rayon extraordinaire ou au rayon moyen relatif à la distance conoscopique corrigée.

Les coordonnées du point P sont (x_0, y_0, Z_0) . Comme l'origine du repère se trouve dans le plan d'enregistrement, celles du point Q sont $(x', y', z' = 0)$. Dans le plan du détecteur, la distance radiale r du point Q est par définition égale à $r = \sqrt{(x' - x_0)^2 + (y' - y_0)^2}$. Finalement θ_E représente l'angle que fait le vecteur de Poynting associé à l'onde extraordinaire avec l'axe optique.

2.3.2.2 Calcul de l'interférence

Au point Q , nous observons l'interférence entre les rayons ordinaires et extraordinaires provenant d'un point P de l'objet. Soient :

$$\vec{\mathbf{E}}_o = \Psi_o e^{-i2\pi\nu t} \vec{e}_o, \quad (2.2)$$

et

$$\vec{\mathbf{E}}_e = \Psi_e e^{-i2\pi\nu t} \vec{e}_e, \quad (2.3)$$

les expressions du champ électrique de l'onde ordinaire (indice o) et de l'onde extraordinaire (indice e) où \vec{e}_o et \vec{e}_e définissent les vecteurs unitaires, ν la fréquence de l'onde (monochromatique) et t la variable temporelle.

Les amplitudes complexes de ces ondes sont données par :

$$\Psi_o = A_o e^{i\phi_o}, \quad (2.4)$$

et

$$\Psi_e = A_e e^{i\phi_e}, \quad (2.5)$$

où A_o et A_e sont les amplitudes des champs électriques ordinaire et extraordinaire et ϕ_o et ϕ_e les

phases correspondantes.

Le champ électrique résultant de l'interférence entre les ondes ordinaire et extraordinaire est donné par l'équation 2.7 :

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}_o + \vec{\mathbf{E}}_e \quad (2.6)$$

$$= (\Psi_o \vec{e}_o + \Psi_e \vec{e}_e) e^{-i2\pi\nu t}. \quad (2.7)$$

L'intensité lumineuse de l'interférence qui définit l'éclairement détecté au point Q vaut alors :

$$I = \Psi_o \Psi_o^* + \Psi_e \Psi_e^* + (\Psi_o \Psi_e^* + \Psi_e \Psi_o^*) \vec{e}_o \vec{e}_e. \quad (2.8)$$

Posons :

1. $\Psi_o \Psi_o^* = \Psi_e \Psi_e^* = \frac{I_o}{2}$,
qui signifie que l'onde incidente a été séparée harmonieusement en onde ordinaire et extraordinaire et que les coefficients de transmission sont les mêmes à travers le système pour les deux composantes.
2. $\vec{e}_o \vec{e}_e = 1$ qui suppose que la cohérence de polarisation soit respectée.
3. $\Delta\phi = \phi_e - \phi_o$ qui signale que l'on ne prend en compte que la différence de phase entre les ondes engendrée par le cristal.

L'éclairement en Q défini par l'équation 2.8 s'écrit en tenant compte des remarques ci-dessus :

$$I = I_o[1 + \cos(\Delta\phi)], \quad (2.9)$$

où $\Delta\phi = \Delta\Pi + \Delta\varphi$ et $\Delta\Pi$ représente le déphasage introduit par les polariseurs et $\Delta\varphi$ le déphasage dû par le cristal.

A présent, nous allons déterminer la valeur de $\Delta\phi$ en calculant l'influence du cristal et des polariseurs.

2.3.2.3 Calcul du déphasage induit par le cristal

Les lois de Snell-Descartes relatives à la réfraction dans les milieux fournissent les équations suivantes :

$$\sin \beta_o = n_o \sin \theta_o, \quad (2.10)$$

pour le rayon ordinaire et

$$\sin \beta_e = n_e(\theta_e) \sin \theta_e, \quad (2.11)$$

pour le rayon extraordinaire.

La variation de l'indice de réfraction $n_e(\theta_e)$ de l'onde extraordinaire en fonction de l'angle que fait le rayon avec l'axe optique est donnée par :

$$\frac{1}{n(\theta_e)^2} = \frac{(\cos \theta_e)^2}{n_o^2} + \frac{(\sin \theta_e)^2}{n_e^2}, \quad (2.12)$$

pour les indices de réfraction dans les cristaux uniaxiaux.

La direction du vecteur de Poynting est donnée par :

$$\tan \theta_E = \frac{n_o^2}{n_e^2} \tan \theta_e. \quad (2.13)$$

La géométrie du dispositif fournit les deux relations suivantes :

$$r = (Z' - Z - L) \tan \beta_o + L \tan \theta_o, \quad (2.14)$$

$$r = (Z' - Z - L) \tan \beta_e + L \tan \theta_E. \quad (2.15)$$

Les équations 2.10 à 2.15 représentent les équations constitutives de la conoscopie.

La géométrie des rayons ordinaire et extraordinaire (figure 2.5) donne les chemins optiques des rayons ordinaire l_o et extraordinaire l_e :

$$l_o = \frac{Z' - Z - L}{\cos \beta_o} + \frac{Ln_o}{\cos \theta_o}, \quad (2.16)$$

$$l_e = \frac{Z' - Z - L}{\cos \beta_e} + \frac{Ln_e(\theta_e) \cos(\theta_E - \theta_e)}{\cos \theta_E}. \quad (2.17)$$

La différence de phase $\Delta\varphi$ entre les deux rayons est la différence de chemin optique multipliée par le nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, où λ est la longueur d'onde de la source utilisée :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(l_e - l_o). \quad (2.18)$$

En remplaçant dans l'équation 2.18 les expressions l_o et l_e par les équations 2.16 et 2.17, nous obtenons le déphasage introduit par le cristal en un point Q du détecteur :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{Z' - Z - L}{\cos \beta_e} - \frac{Z' - Z - L}{\cos \beta_o} + \frac{Ln_e(\theta_e) \cos(\theta_E - \theta_e)}{\cos \theta_E} - \frac{Ln_o}{\cos \theta_o} \right). \quad (2.19)$$

En combinant les équations constitutives 2.10 à 2.17 dans l'équation 2.19, la différence de phase $\Delta\varphi$ s'écrit en fonction des paramètres du système:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} [(Z' - Z - L) \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta_e}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta_o}} \right) + (Ln_o) \left(\frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \beta_e}} - \frac{n_o}{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \beta_o}} \right)] \quad (2.20)$$

2.3.2.4 Développement du déphasage à l'ordre deux et quatre

Les relations 2.10 à 2.17 ne permettent pas d'exprimer explicitement la différence de phase $\Delta\varphi$ en fonction de la coordonnée radiale r dans le plan du détecteur.

Pour faciliter le lien avec le détecteur, nous exprimerons ce déphasage en fonction de la coordonnée radiale r dans le plan du détecteur. Nous cherchons donc le déphasage $\Delta\varphi$ sous la forme [Sir92b], [Sir92a] :

$$\Delta\varphi = \sum_{k=0,2,4,\dots}^{+\infty} a_k r^k. \quad (2.21)$$

La symétrie cylindrique par rapport à l'axe optique est la raison pour laquelle seuls les termes d'ordre pair sont considérés.

Développement à l'ordre 2

Afin d'exprimer explicitement l'équation 2.19 en fonction de la position longitudinale Z et de la coordonnée radiale r , nous sommes amenés à trouver un développement limité à l'ordre 2 pour r/Z petit [Sir92a].

Le développement limité de $\Delta\varphi$ s'écrit :

$$\Delta\varphi = c_2(Z)r^2. \quad (2.22)$$

Dans le cas de l'approximation paraxiale, les angles β_o et β_e sont petits et les sinus sont approximés par leurs angles. Dès lors l'équation 2.19 devient:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta n L}{n_c^2 Z_c^2} r^2, \quad (2.23)$$

où

- Δn représente la biréfringence,
- λ la longueur d'onde de la source utilisée,
- L la longueur du cristal,
- n_c l'indice de réfraction effectif défini en annexe A,
- Z_c la distance conoscopique corrigée définie en annexe B,

Développement à l'ordre 4

Le développement à l'ordre 4 de la différence de phase $\Delta\varphi$ a été effectué à l'aide du logiciel **Mathematica**. Il se met sous la forme suivante :

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda} \left\{ \left(\frac{1}{Z_o} - \frac{1}{Z_e} \right) r^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{\frac{L}{n_o^3} - (Z - L)}{Z_o^4} - \frac{\frac{Ln_o}{n_e^4} - (Z - L)}{Z_e^4} \right) r^4 \right\}, \quad (2.24)$$

où Z_e et Z_o sont définis dans l'annexe B.

Nous voyons que nous avons un système plus complexe à résoudre afin d'extraire la coordonnée longitudinale Z .

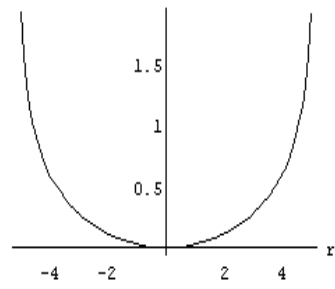
Analyse de la précision due au développement en série

Nous proposons de quantifier l'erreur introduite par le développement en série de la différence de phase $\Delta\varphi$ (définies par les équations 2.23 et 2.24) par rapport à l'expression exacte (équation 2.19).

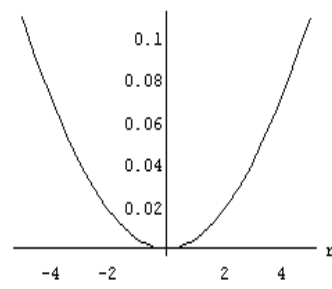
La différence de phase $\Delta\varphi$ considérée exacte a été développée à l'ordre 10. La représentation mathématique de cette équation est donnée dans l'annexe C.

Les valeurs des paramètres nécessaires à l'estimation numérique sont :

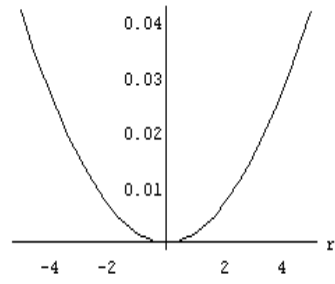
- $\lambda = 632 \text{ nm}$,
- $L = 30 \text{ mm}$,
- $n_o = 1,66$,
- $n_e = 1,49$,
- $Z \in [20\text{mm}, 90\text{mm}]$.



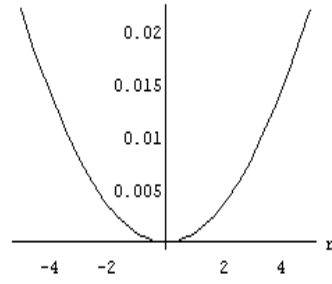
(a) $Z= 20$ mm.



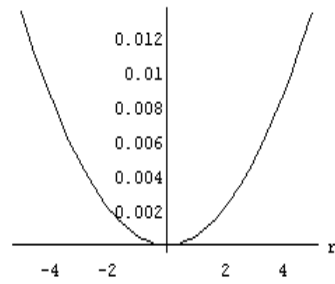
(b) $Z= 30$ mm.



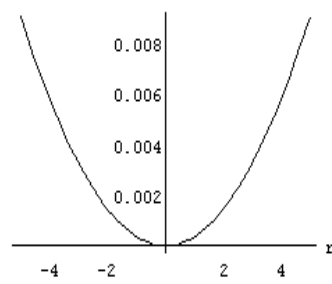
(c) $Z= 40$ mm.



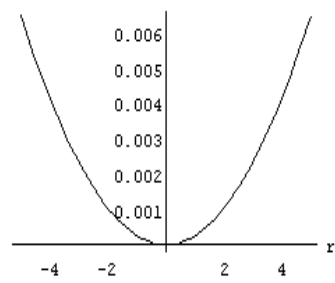
(d) $Z= 50$ mm.



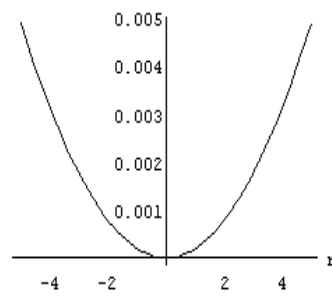
(e) $Z= 60$ mm.



(f) $Z= 70$ mm.



(g) $Z= 80$ mm.



(h) $Z= 90$ mm.

Figure 2.6: Erreur de la différence de chemin optique pour un développement à l'ordre 2.

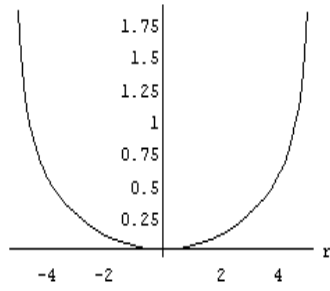
Les figures 2.6 représentent l'écart entre l'approximation à l'ordre deux du déphasage et du déphasage théorique. L'analyse montre que lorsque le point émetteur P s'éloigne du plan d'enregistrement, la différence par rapport à la courbe théorique a tendance à diminuer. Pour une position radial égale à 2 mm, nous avons un écart de 0,01 rad pour $Z = 40$ mm et un écart de 0,001 rad pour $Z = 90$ mm.

Le modèle représentant le déphasage au second ordre introduit une erreur inférieure à 0,01 rad, dans les hypothèses de l'approximation paraxiale. Nous remarquons que la courbe 2.6a ($Z = 20$ mm) montre une différence 20 fois plus importante que les autres courbes : 0,5 rad en $r = 4$ mm et 0,02 rad pour $Z = 40$ mm. Ce cas représente physiquement la position du point émetteur à l'intérieur du cristal. De plus, afin de diminuer les effets de l'approximation du second ordre du déphasage sur la reconstruction de la profondeur, le point P devrait se situer aux alentours de 90 mm du cristal, par exemple en utilisant une optique frontale *ad hoc*.

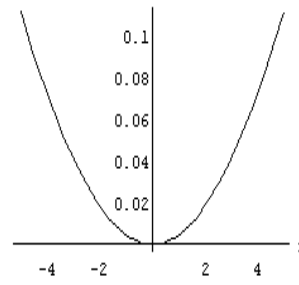
Les figures 2.7 représentent l'écart entre l'approximation à l'ordre quatre du déphasage et du déphasage théorique. L'analyse de ces figures conduit aux mêmes conclusions que dans le cas de l'ordre 2.

Le terme supplémentaire n'apporte pas une amélioration perceptible du calcul du déphasage par rapport à l'ordre deux.

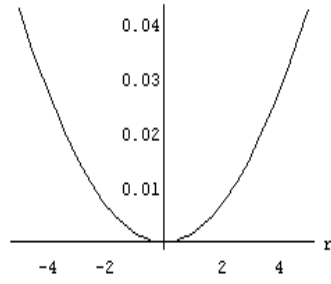
L'analyse de la figure 2.8 représentant la différence entre les ordres 2 et 4 montre qu'au centre du détecteur (entre -2 mm et 2 mm), la différence par rapport à l'ordre 4 est négligeable (0,01 rad). De plus, l'ordre 4 ajoute une complexité numérique de reconstruction de la profondeur. L'expression du déphasage qui sera retenue est celle correspondant à l'équation 2.23. Elle est généralement utilisée dans les calculs de la réponse impulsionnelle des dispositifs conoscopiques.



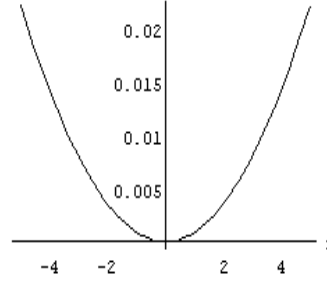
(a) $Z= 20$ mm.



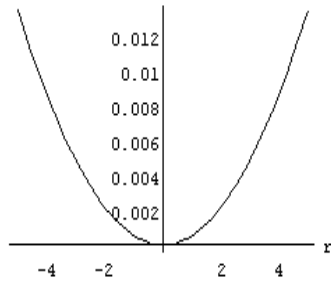
(b) $Z= 30$ mm.



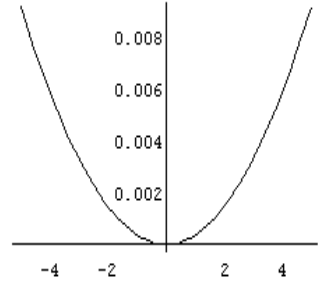
(c) $Z= 40$ mm.



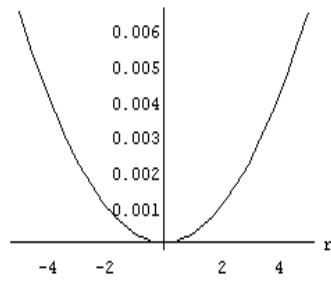
(d) $Z= 50$ mm.



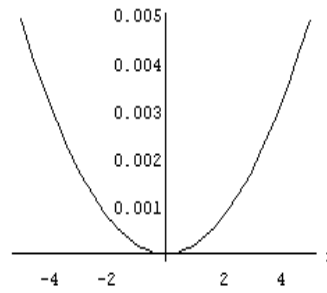
(e) $Z= 60$ mm.



(f) $Z= 70$ mm.

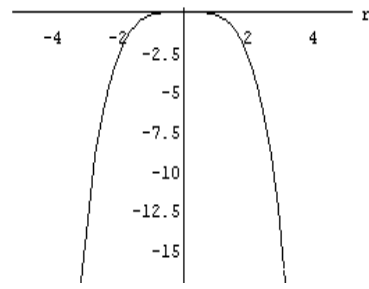


(g) $Z= 80$ mm.

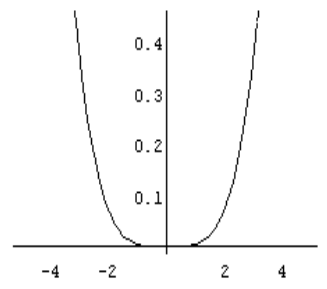


(h) $Z= 90$ mm.

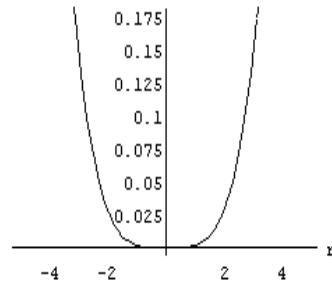
Figure 2.7: Erreur de la différence de chemin optique pour un développement à l'ordre 4.



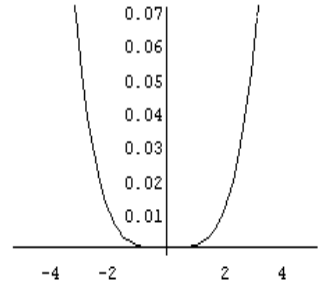
(a) $Z= 20$ mm.



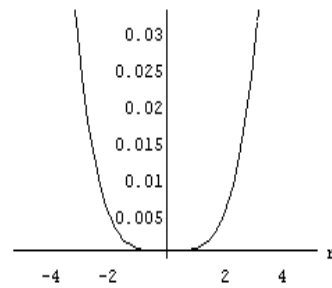
(b) $Z= 30$ mm.



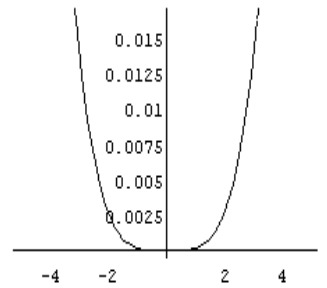
(c) $Z= 40$ mm.



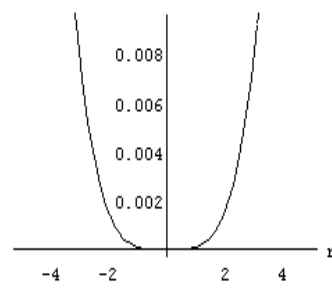
(d) $Z= 50$ mm.



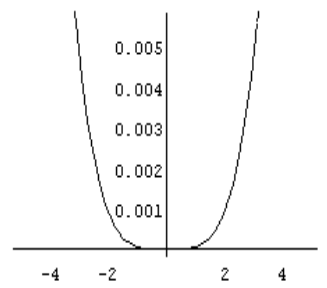
(e) $Z= 60$ mm.



(f) $Z= 70$ mm.



(g) $Z= 80$ mm.



(h) $Z= 90$ mm.

Figure 2.8: Comparaison de l'erreur pour les deux ordres.

2.3.2.5 Influence des polariseurs

Afin de déterminer la réponse impulsionnelle $H(r, z)$ du système conoscopique pour un point P d'un objet, nous allons intégrer en plus du déphasage du cristal $\Delta\varphi$, le déphasage $\Delta\Pi$ généré par les polariseurs circulaires.

Pour faciliter l'étude de notre système, nous allons adopter le formalisme de Jones (annexe D) qui consiste à représenter chaque composant par une matrice.

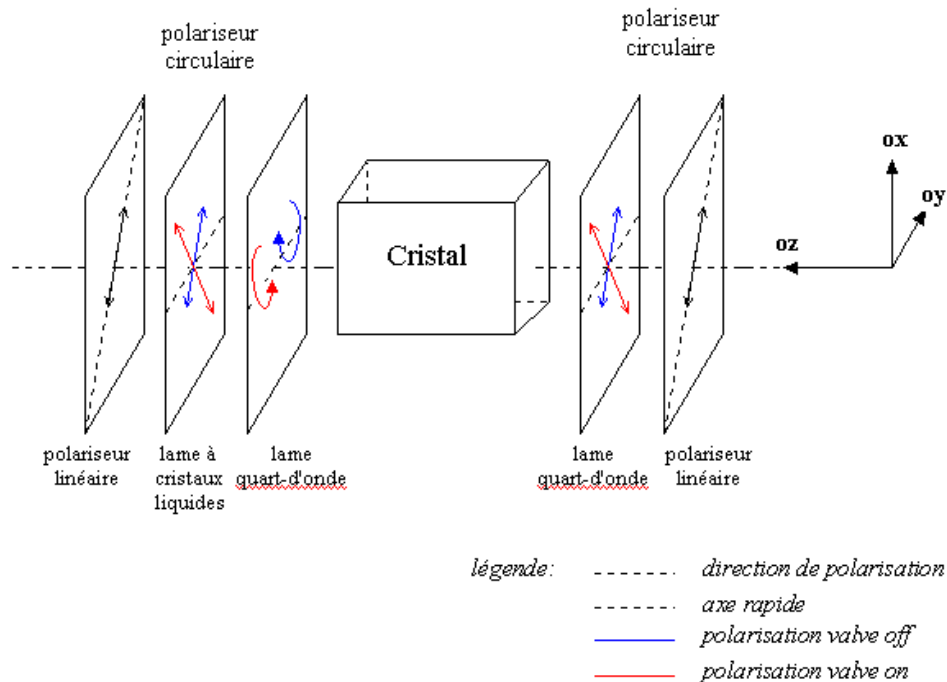


Figure 2.9: Comportement des polariseurs.

Un polariseur circulaire est composé d'un polariseur linéaire et d'une lame quart-d'onde fenêtrée à la longueur d'onde de travail. Cependant, dans le premier polariseur circulaire, on insère une lame à cristaux liquides (LCD) entre le polariseur linéaire et la lame quart-d'onde (figure 2.9). Cette lame a la particularité de faire tourner la polarisation de 90° lorsqu'elle est mise sous tension. Elle agit donc comme une lame demi-onde orientée à 45° par rapport à l'axe du polariseur linéaire.

Deux cas seront donc considérés :

- La lame est hors tension,
- La lame est sous tension.

Les orientations des divers composants des polariseurs sont indiquées figure 2.9.

La représentation sous forme de matrice des éléments du montage est la suivante (on ne tient pas compte des facteurs de normalisation) :

- Premier polariseur circulaire :

- Polarisation après le polariseur linéaire : $\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$

- lame à cristaux liquides hors tension : $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

- lame à cristaux liquides sous tension : $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$

- lame quart-d'onde : $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$

- Cristal : $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix}$

- Second polariseur circulaire :

- lame quart-d'onde : $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$

- Polariseur linéaire : $\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$

L'état à la sortie du système est le résultat du produit des matrices écrit de droite à gauche dans l'ordre de traversée :

- lame LCD hors tension :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - e^{-i\varphi} \\ 1 - e^{-i\varphi} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

- lame LCD sous tension :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - e^{-i\varphi} \\ 1 - e^{-i\varphi} \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Nous obtenons à la sortie du conoscope une composante de polarisation suivant l'orientation du polariseur linéaire de sortie. Le déphasage $\Delta\Pi$ introduit par le conoscope sera positif ou bien négatif selon que la lame LCD sera sous ou hors tension.

2.3.2.6 Réponse impulsionnelle positive et négative

En combinant les résultats du paragraphe précédent avec les équations 2.9 et 2.23, nous obtenons les réponses impulsionnelles suivantes pour le dispositif conoscopique.

Si la lame LCD est sous tension, la réponse la réponse impulsionnelle conoscopique positive s'exprime par (figure 2.10a) :

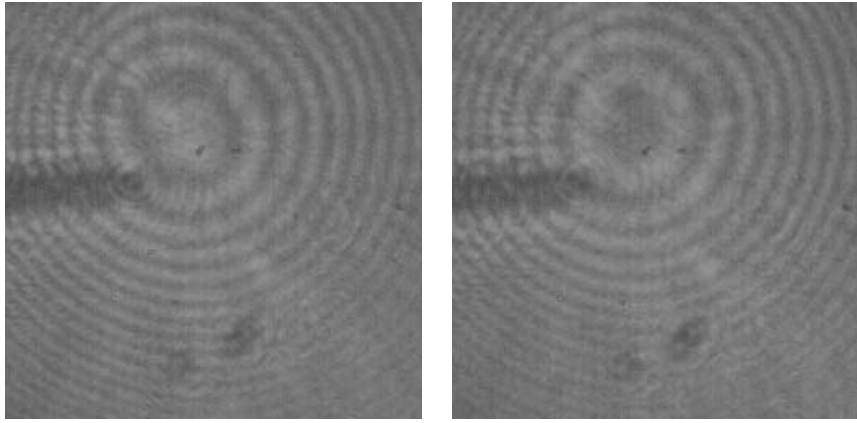
$$I_+ = I_0[1 + \cos(\Delta\phi)], \quad (2.27)$$

$$= I_0[1 + \cos(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta n L}{n_c^2 Z_c^2} r^2)]. \quad (2.28)$$

Si la lame LCD est hors tension, la réponse impulsionnelle négative (figure 2.10b) est donnée par

$$I_- = I_0[1 - \cos(\Delta\phi)] \quad (2.29)$$

$$= I_0[1 - \cos(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta n L}{n_c^2 Z_c^2} r^2)]. \quad (2.30)$$



(a) Positif.

(b) Négatif.

Figure 2.10: Hologramme conoscopique.

La figure 2.10 représente des hologrammes numériques obtenus à partir d'un dispositif conoscopique. Notons que les bruits optiques sont localisés aux mêmes endroits dans les deux hologrammes.

2.3.2.7 Notion de contraste conoscopique

Afin de s'affranchir des bruits optiques qui altèrent les hologrammes conoscopiques (figure 2.11), on introduit la notion de contraste conoscopique, qui est défini par :

$$C = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}, \quad (2.31)$$

$$= \cos(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta n L}{n_c^2 Z_c^2} r^2). \quad (2.32)$$

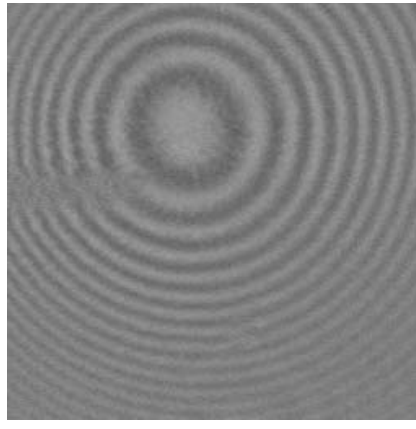


Figure 2.11: Contraste holographique (le bruit de fond est supprimé par rapport à la figure 2.10).

Pour simplifier l'écriture des réponses impulsionnelles, nous pouvons introduire la constante conoscopique κ_o définie par :

$$\kappa_o = 2 \frac{\Delta n L}{\lambda n_c^2}. \quad (2.33)$$

Cette constante ne dépend que des paramètres physiques du dispositif à savoir la longueur L , la biréfringence Δn et les indices de réfraction n_o et n_e du cristal et la longueur d'onde de travail (λ).

2.3.3 Hologramme conoscopique d'un objet plan

Considérons un objet plan localisé à une position Z du plan d'enregistrement Σ , $I(x, y)$ représente son intensité de distribution. A chaque point $P(x, y)$ correspond dans le plan Σ une zone de Fresnel. Au point $Q(x', y')$ de Σ , l'intensité résultant dans le plan d'enregistrement Σ est la somme de toutes les zones de Fresnel, générées par chaque point $P(x, y)$, agissant comme des émetteurs incohérents. L'hologramme d'un objet plan d'intensité $I(x, y)$ est donné par la formule suivante 2.34 :

$$H(x', y') = \int \int_{\text{objet}} I(x, y) (1 + \cos(\frac{\pi \kappa_o}{Z^2} r^2)) dx dy, \quad (2.34)$$

où $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$.

En supposant que $I(x, y)$ est nulle en dehors de l'objet, l'équation 2.34 devient une équation de convolution.

2.3.4 Hologramme conoscopique d'un objet tridimensionnel

Un objet tridimensionnel est caractérisé par l'équation $z = f(x, y)$ de son enveloppe. Chaque point de la surface contribue additivement à l'hologramme de l'objet, qui n'est plus une simple convolution. L'hologramme d'un objet tridimensionnel est donné par l'équation 2.35 :

$$H(x', y', z') = \int \int \int_{\text{objet}} I(x, y, z(x, y)) (1 + \cos(\frac{\pi \kappa_o}{Z_c^2} r^2)) dx dy dz(x, y). \quad (2.35)$$

Remarquons que l'équation 2.35 peut être interprétée comme une somme de convolutions correspondant à des épaisseurs fines de l'objet tridimensionnel. Ce cas est réalisé en utilisant des optiques *ad hoc*.

2.4 Propriétés du montage conoscopique

Au paragraphe précédent, nous avons obtenu la réponse impulsionnelle du conoscope. Nous allons à présent énumérer ici quelques propriétés intéressantes des systèmes conoscopiques par rapport aux autres systèmes de mesure.

Une grandeur importante en holographie conoscopique est le nombre de franges F . Par convention, F représente le nombre de franges claires et sombres comptées le long d'une ligne de l'hologramme numérisée. La dépendance en cosinus implique que le nombre de franges F soit un multiple de π dans l'argument du cosinus. Soit R_f le rayon de l'hologramme, nous avons :

$$F = \Delta\varphi \quad (2.36)$$

$$= \frac{2\Delta n L}{\lambda n_c^2} \frac{R_f^2}{Z_c^2} \quad (2.37)$$

$$= \kappa_o \frac{R_f^2}{Z_c^2}. \quad (2.38)$$

Cette relation relie les grandeurs importantes du conoscope, la constante conoscopique κ_o , le rayon de la figure d'interférence R_f , le nombre de franges F à la distance corrigée du point source par rapport au plan d'observation Z_c .

2.4.1 Robustesse aux perturbations mécaniques

Les systèmes conoscopiques "on-axis" (c'est-à-dire axe du cristal parallèle à l'axe optique du montage conoscopique) sont invariants par translation perpendiculaire à l'axe optique. Cela signifie que si un point $P(x_0, y_0, z_0)$ de l'objet est translaté dans le plan z_0 d'une quantité Δx et Δy , l'hologramme conoscopique est lui-même translaté de la même manière et avec la même amplitude.

Le système est invariant par translation

Cette propriété explique que les systèmes conoscopiques sont moins sensibles aux perturbations mécaniques que les autres méthodes interférométriques.

2.4.2 Utilisation d'une lumière spatialement incohérente

La conoscopie n'utilise pas de faisceau de référence. En effet, la différence de phase qui intervient lors de la construction de la figure d'interférence est générée par le cristal entre les modes de propagations extraordinaire et ordinaire.

Avec la conoscopie, on peut donc travailler en lumière spatialement incohérente. Cela est en grande partie dû au fait que l'on a la possibilité de retirer le fond continu de l'interférogramme pour n'en garder que l'information utile (équation 2.11). Tout l'intérêt de la conoscopie réside sur ce point qui représente la principale différence de cette technique par rapport aux autres méthodes interférométriques.

Les systèmes conoscopiques peuvent fonctionner en lumière spatialement incohérente diode (laser ou électroluminescentes) ou de lampes (sodium, mercure).

2.4.3 Faible contrainte de monochromaticité

Si la conoscopie est une technique d'interférométrie en lumière spatialement incohérente, elle doit néanmoins travailler impérativement avec une source cohérente temporellement donc quasi-monochromatique, spécialement pour l'enregistrement des hologrammes tridimensionnels.

Puisque nous enregistrons l'interférence entre une onde ordinaire et une onde extraordinaire, la contrainte de cohérence temporelle impose que la différence de marche entre ces deux rayons soit inférieure à la longueur de cohérence de la source.

En pratique, si F est le nombre de franges observées, la contrainte de monochromaticité s'écrit :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{F}, \quad (2.39)$$

où λ est la longueur d'onde centrale d'émission de la source et $\Delta\lambda$ la largeur à mi-hauteur de sa distribution spectrale.

Les résultats montrent qu'on pourra utiliser des diodes électroluminescentes, ainsi que des sources lumineuses beaucoup plus étendues spectralement, comme par exemple une lampe à sodium, en utilisant un filtre interférentiel adapté à une des raies d'émission (de l'ordre de quelques dizaines de nm).

2.4.4 Utilisation comme télémètre

2.4.4.1 Mesure de distances absolues

Contrairement aux dispositifs interférométriques classiques de mesure de distance, les dispositifs conoscopiques fournissent des distances absolues. En effet, lors de la reconstruction de l'objet, nous

pouvons accéder directement au paramètre Z_c , la distance conoscopique corrigée, et finalement à la distance Z du point P de l'objet.

2.4.4.2 Système pseudo-colinéaire

Le système conoscopique peut être rendu colinéaire. Il suffit en effet, à l'aide d'une lame séparatrice, d'un prisme ou d'un cube séparateur, de rendre l'éclairage de l'objet parallèle à l'axe optique du dispositif conoscopique. L'angle de vision dû à la surface du détecteur étant minimale, on parlera de système pseudo-colinéaire.

2.4.4.3 Utilisation d'un système optique associé

On peut utiliser une optique associée afin d'adapter le champ de travail et la résolution. En effet, les grandeurs mesurées ainsi que la résolution sont simplement multipliées par un facteur de grandissement optique. Les aberrations optiques seront atténuées par un choix de lentilles de grande qualité et corrigées par logiciel. Cette optique pourra même être utilisée comme système d'illumination de l'objet.

2.4.4.4 Utilisation de rétines à transfert de charges

La numérisation des hologrammes sur des rétines à couplage de charges, ainsi que l'utilisation de composants permettant de modifier l'état de polarisation de l'onde incidente, afin d'obtenir des hologrammes complémentaires (figures 2.10 a et 2.10b). Le fond continu est enlevé par soustraction d'images (figure 2.11).

2.4.4.5 Résolutions latérale et longitudinale

L'hologramme conoscopique d'un point a une extension finie, soit par le support d'enregistrement, soit par l'ouverture d'entrée du système (l'angle β). Dans l'annexe B, nous montrons que l'interferogramme est optiquement équivalent à une lentille sphérique de distance focale f_c et de rayon $2R_f$.

Les résultats connus sur les résolutions latérale et longitudinale des lentilles peuvent être appliquées aux hologrammes conoscopiques.

- La résolution latérale, limitée par la diffraction et définie selon le critère de Raleigh [BW80], s'écrit en terme de nombres de franges F :

$$\Delta x = 0,61 \frac{R_f}{F}, \quad (2.40)$$

- La résolution longitudinale en terme de nombres de franges est :

$$\Delta y = 2 \frac{R_f^2}{\lambda F^2}. \quad (2.41)$$

On peut régler la résolution en fonction de ce que l'on désire, en jouant sur les paramètres du montage. Par exemple, supposons que le montage possède un cristal de calcite de 3 cm de longueur, une source lumineuse ponctuelle émettant une radiation de longueur d'onde $\lambda = 633$ nm située à 5 cm du plan d'observation et la taille de la zone de fresnel de 1 cm de rayon dans le plan d'observation, l'ordre de grandeur des différents paramètres sont :

- $\kappa_0 = 6997$
- $\lambda_{eq} = 7,15 \mu m$
- $F = 279,88$
- $\Delta x = 21,8 \mu m$
- $\Delta y = 4,03 mm$
- $\Delta \lambda = 2,3 nm$

Dans l'exemple traité, la résolution latérale (de l'ordre de la vingtaine de micromètres) est réduite par rapport à l'holographie classique. Néanmoins, en utilisant une optique correctement choisie, Elle peut être améliorée d'un facteur 10.

La résolution longitudinale est moins bonne que la résolution latérale du fait de sa dépendance en $\frac{1}{\lambda}$. En pratique, les deux résolutions sont du même ordre de grandeur, car la résolution latérale est limitée par celle du détecteur (10 – 15 μm).

Les avantages présentés permettent de concevoir un capteur pouvant travailler en lumière spatialement incohérente. Comme les interférogrammes peuvent être numérisés et un traitement informatique approprié fournit une distance absolue de points d'objets quasiment en temps réel.

2.5 Le dispositif conoscopique

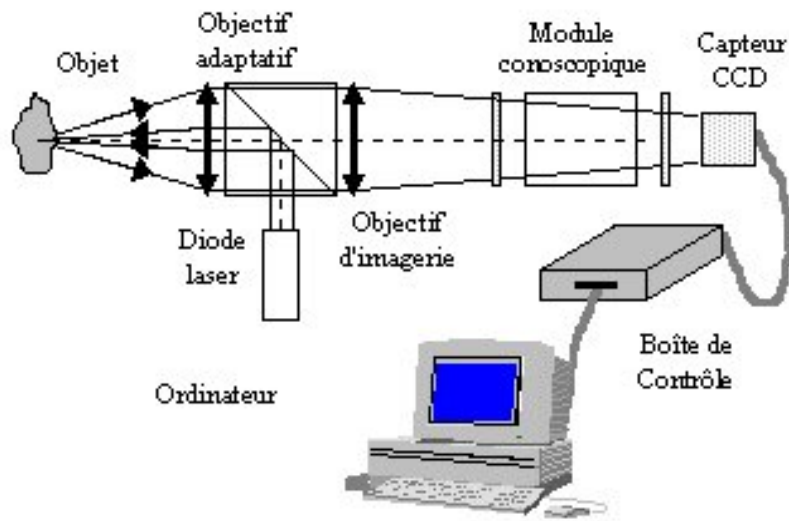


Figure 2.12: Dispositif conoscopique de base.

Les raisons mentionnées ci-dessus, nous ont conduits à développer des systèmes de mesure (télémètre) reposant sur cette technique. Un dispositif conoscopique ou système conoscopique (figure 2.12), comporte les composants suivants :

- Un conoscope ou coeur conoscopique (figure 2.5),
- Un dispositif permettant d'enregistrer des hologrammes complémentaires,
- Un détecteur opto électronique,
- Une source lumineuse,
- Un calculateur qui extrait la phase codée dans l'interférogramme.

Le dispositif conoscopique est un système polyvalent qui peut travailler à partir d'une résolution submicronique jusqu'à un mètre de distance, seulement en changeant l'optique frontale qui adapte le champ de mesure aux paramètres conoscopiques, grâce à sa propriété de colinéarité.

Le travail réalisé au cours de cette thèse a consisté à développer un nouvel appareil de mesure tridimensionnelle appelé *scanner conoscopique*. Une grande partie du travail a été consacrée à l'assemblage mécanique du scanner et au test des divers composants du dispositif conoscopique.

Le *scanner conoscopique* comporte une rétine à couplage de charge et un dispositif conoscopique. Il est défini comme un capteur bidimensionnel / tridimensionnel qui associe à l'information bidimensionnelle fournie par la rétine à couplage de charges l'information de profondeur fournie par le dispositif conoscopique. Pour les deux systèmes, il est nécessaire de déterminer la relation qui lie les données fournies par les capteurs et les coordonnées tridimensionnelles du repère absolu.

Chapitre 3

Rétine à couplage de charges et calibration

Si les appareils de vision, précédemment présentés, fournissent des mesures de distance entre le capteur et l'objet à tester avec une précision inférieure à 0.1mm, ils souffrent de deux inconvénients majeurs :

- Nécessité d'un éclairage spécifique.
En effet, une caméra n'a pas la même faculté d'adaptation à la variation de luminosité ambiante que l'oeil humain. De plus, selon le type de défaut de fabrication à mettre en évidence, la caméra et la source devront être placées judicieusement.
- Appareillage souvent volumineux.
Les interféromètres sont montés sur des bancs volumineux et massifs pour limiter les perturbations dues à l'environnement (par exemple les vibrations générées par les mouvements du sol, les courants d'air,...).

L'utilisation de la technologie conoscopique permet de s'affranchir de ces contraintes. En effet, un dispositif conoscopique fournit la position longitudinale à laquelle le point émetteur se trouve et ne nécessite pas d'éclairage particulier. L'association d'un tel dispositif et d'une caméra à couplage de charges permet de mesurer et de fournir la valeur des coordonnées spatiales d'un point observé par l'ensemble des deux capteurs.

La propriété de colinéarité du dispositif conoscopique en permet l'utilisation simultanément avec l'image d'un objet de la scène obtenue par la rétine à couplage de charges. La zone de travail du *scanner conoscopique* est déterminée par le dispositif conoscopique. En effet, la distance à laquelle l'objet doit se trouver dépend de l'optique frontale et de la puissance de la source lumineuse du dispositif conoscopique. Si le point objet se trouve loin du point de focalisation de l'optique frontale, le contraste holographique est médiocre et les mesures sont entâchées d'erreur.

L'éclairage utilisé pour la visualisation de l'objet par la rétine à couplage de charges ne doit pas perturber le signal du dispositif conoscopique. Les hallogènes par exemple sont à bannir. Ceux-ci ont des composants qui émettent dans la bande spectrale de la source du dispositif conoscopique.

Après une description de la technologie des rétines à couplage de charges et des techniques de leur calibration, la solution adoptée pour calibrer l'ensemble sera présentée ainsi que la précision de mesure qui en découle.

3.1 Rétine à couplage de charges

3.1.1 Historique

A la fin des années 60, Boyle et Smith [BS70], [GAs70] inventent, dans les laboratoires de la Bell, le concept du couplage de charges. Ils recherchaient l'équivalent électrique d'une mémoire à bulles magnétique qu'ils pourraient fabriquer en utilisant la technologie des circuits intégrés au silicium. La rétine à couplage de charges fut d'abord conçue comme un circuit à mémoire et non comme un élément photosensible.

Une rétine à couplage de charges est une série de capacités positionnées en réseau sur la surface isolée d'un semi-conducteur. Les puits de potentiel brutalement créés sous les électrodes emmagasinent des charges de porteurs minoritaires qu'il est possible de déplacer d'un condensateur au suivant en appliquant aux électrodes des tensions adéquates. La première rétine a été réalisée sous la forme d'une ligne à retard et d'une ligne de huit éléments photosensibles [SME73].

La détection d'image a été le point de départ de leur évolution rapide. Les informations ont été introduites dans la rétine par des moyens optiques, en exploitant les propriétés photoélectriques du silicium. Les photons incidents créent des porteurs minoritaires qui sont intégrés dans le puit de potentiel sous les électrodes de transfert. Décrivons plus en détail le principe et la technologie associés.

3.1.2 La capacité MOS

Les rétines à couplage de charges sont composées de rangées d'électrodes. Chaque électrode forme une capacité MOS (Metal Oxyde Silicium). La structure d'un condensateur MOS est schématisée figure 3.1.

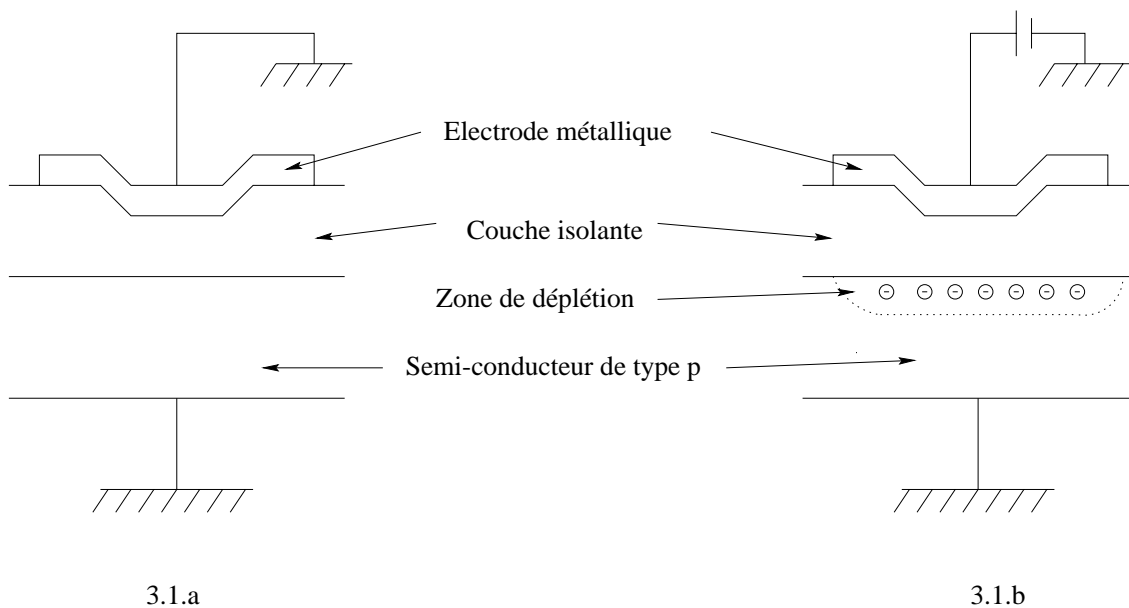


Figure 3.1: 3.1.a Construction de base d'une capacité MOS. 3.1.b Formation d'une zone de déplétion sous une tension.

Une électrode est déposée sur une couche isolante de SiO_2 formée par oxydation à la surface d'un substrat de silicium dopé de type p (figure 3.1a). Quand une tension positive est soudainement appliquée à l'électrode métallique, les porteurs majoritaires, des trous dans notre cas, sont repoussés et un puit de potentiel se forme dans la zone du substrat où une diminution des porteurs de charge est créée (figure 3.1b). Plus la tension appliquée est forte, plus la zone où les trous sont absents est épaisse. Les porteurs minoritaires, des électrons ici, vont pouvoir s'accumuler dans cette zone et combler le puit de potentiel. Cette situation ne perdure pas car, le puit de potentiel se remplit rapidement d'électrons annulant le potentiel d'interface.

Rappelons que le temps de relaxation d'une capacité MOS est le temps que la capacité met pour équilibrer les porteurs. Ce temps est fonction de la température mais aussi de la pureté des matériaux et varie de quelques secondes à quelques heures selon la température. Pour des temps courts par rapport au temps de relaxation, la capacité MOS peut servir de lieu de stockage d'une information analogique représentée par la quantité de charges contenue dans le puit de potentiel. Cette charge peut être injectée électriquement dans le puit de potentiel ou y être générée optiquement. Dans ce dernier cas, la quantité de charges contenue dans le puit est une fonction du flux lumineux intégré. La capacité peut être donc utilisée comme détecteur de lumière.

3.1.3 Mécanisme du transfert de charges

Une rétine à couplage de charges est organisée sous forme d'un réseau de cellules. Pour illustrer le phénomène du transfert de charge, nous allons prendre le type de rétine à canaux de surface. Pour

plus d'informations et de détails le lecteur intéressé pourra se reporter à [Bey75], [GAs70], [Bar75] et [Sze81].

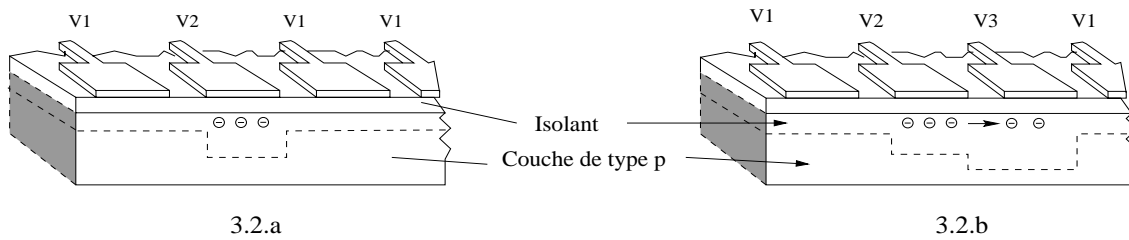


Figure 3.2: Cellule élémentaire d'une rétine à trois phases formée par trois capacités MOS : durant l'intégration et le stockage 3.2.a et durant le transfert de charge 3.2.b.

Pour les rétines à canaux de surface (figure 3.2a), les cellules consistent en de simples capacités MOS où la charge est stockée à la surface d'un semi-conducteur de type p. Les cellules sont connectées de manière à ce que la charge produite puisse être transférée d'une cellule à la cellule adjacente et finalement à un amplificateur de sortie.

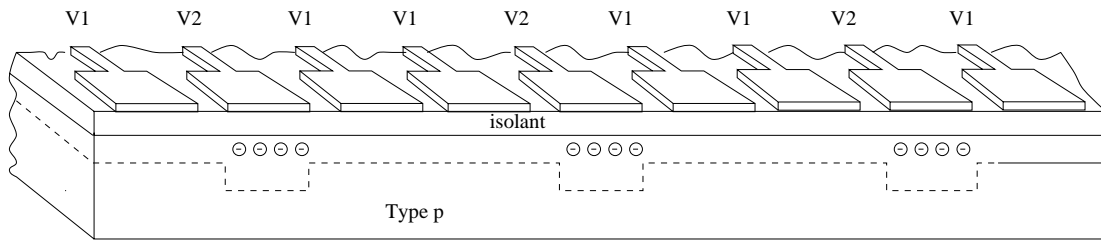
Si deux électrodes sont disposées de manière suffisamment proche les unes des autres, leurs zones de déplétion se superposent partiellement et les deux puits de potentiel sont couplés. Les porteurs minoritaires formés s'accumulent à l'endroit où le potentiel de surface est le plus important. En jouant sur le potentiel des deux électrodes, il est donc possible de déplacer les charges de l'une à l'autre (figure 3.2b).

Quand les deux électrodes adjacentes sont au même potentiel, les charges se répartissent également en-dessous des deux. Si la tension appliquée à la première électrode est coupée, les charges se déplacent pour se concentrer complètement sous la seconde. De cette façon, on a transféré des charges de l'électrode 1 à l'électrode 2. On continue ce processus entre l'électrode 2 et l'électrode 3 : une tension positive est appliquée à l'électrode 3, les charges se répartissent de manière égale entre les électrode 2 et 3; ensuite la tension de l'électrode 2 est coupée, etc...

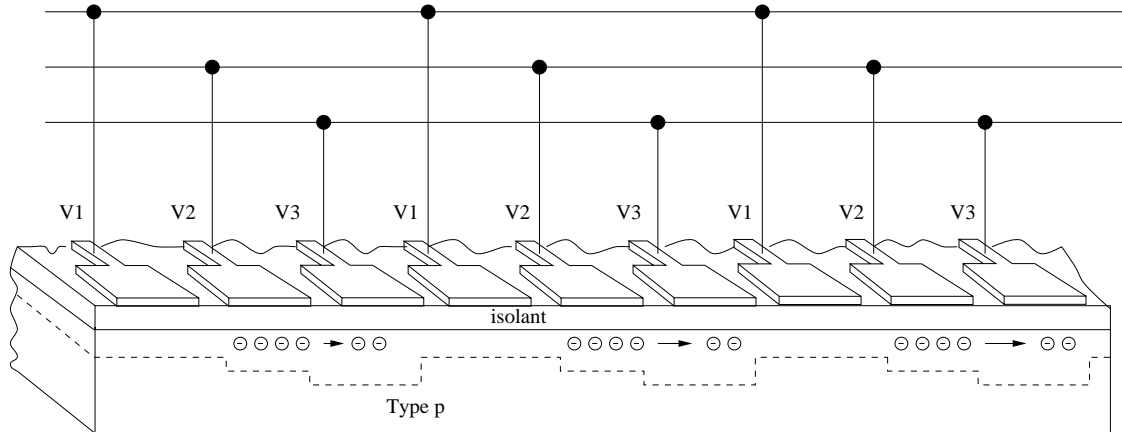
Transférer des charges de la première électrode vers la sortie à travers un nombre n de sites n'est pas très utile. Le but est de transférer en une même opération les charges de la première vers la deuxième, de la deuxième vers la troisième, de la $n - 1^{ieme}$ vers la n^{ieme} et de la n^{ieme} vers la sortie. Ce transfert est réalisé par un couplage des électrodes qui les maintienne en phase.

La première rétine à couplage repose sur un système à trois phases illustré 3.3 [Sze81]. Cette rétine possède des électrodes isotropes, et dans ce cas, trois phases au moins sont nécessaires pour définir la direction de transfert. Si une électrode contient la charge à un certain moment, sa voisine de droite

par exemple doit être activée et sa voisine de gauche désactivée : l'électrode de droite reçoit la charge alors que l'électrode de gauche sert de barrière.



3.3.a



3.3.b

Figure 3.3: Configuration de base d'une rétine à couplage de charges : stockage des charges (3.3.a), transfert des charges (3.3.b).

Le système de base présenté souffre de multiples inconvénients :

- L'espace inter-électrode doit être inférieur à $3 \mu m$,
- Les croisements entre les interconnexions des électrodes sont inévitables,
- Des champs extérieurs au détecteur peuvent affecter le transfert des charges ,
- La miniaturisation est difficile : chaque élément de stockage contient trois électrodes,
- Une grande partie de la surface est couverte par des électrodes métalliques qui coupent la lumière avant qu'elle n'atteigne le silicium.

Ces inconvénients ont conduit à la floraison de nombreuses variantes, telles que les électrodes non-directionnelles, ou directionnelles, canaux de surfaces ou enterrés, les unes compensant les défauts des autres [ST75], [NB82].

L'organisation de base d'une rétine à couplage de charges est illustrée figure 3.4. Le réseau d'éléments détecteurs est adressé par un registre à décalage et fournit l'information à un bus commun.

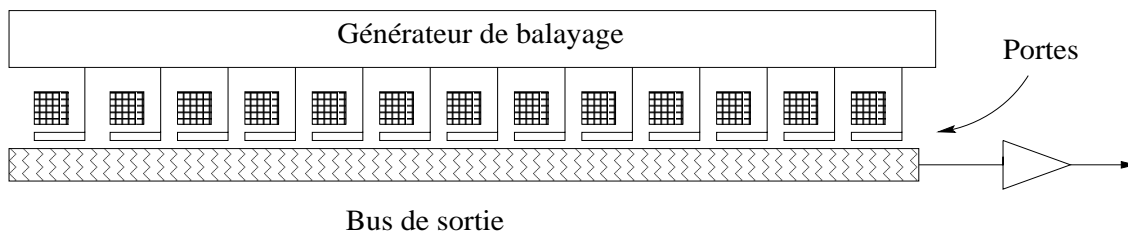


Figure 3.4: Organisation d'un réseau de photodiodes adressé par un registre à décalage.

Cette configuration de base présente des inconvénients tels que :

- Si le détecteur est long, le bus est long,
- Le détecteur présente une grande hétérogénéité due aux transitions de connection.
- Le détecteur a une capacité importante.

Dès lors, de nombreuses solutions techniques ont été proposées afin d'améliorer le transfert des charges ([NB82], [HM79], [Kim79]). Un détecteur bidimensionnel est composé de détecteurs linéaires en parallèle. Les informations contenues dans chaque ligne du détecteurs sont successivement transférées dans un registre à décalage commun. Il existe deux systèmes de transfert : le transfert d'image et le transfert interligne [CSF85].

1. Le transfert d'image consiste à transférer les charges verticalement de la partie photosensible du détecteur vers une zone de stockage. Toutes les colonnes sont transférées en parallèle par des électrodes communes. L'avantage de ce transfert est que le détecteur est opérationnel et intègre de la lumière pendant que la zone de stockage se vide à travers le registre série, ligne par ligne. L'inconvénient majeur réside dans le fait qu'une traînée peut apparaître si un point est deux ordres de grandeur plus intense que l'éclairement moyen. Dans ce cas, une ligne verticale blanche apparaît sur l'image.
2. Afin de palier l'inconvénient de la traînée due aux signaux intenses, la solution est de couvrir tous les registres de transfert. Comme dans les détecteurs linéaires, les sites d'intégration sont placés à côté des registres dans lesquels ils transfèrent immédiatement leur information. Le transfert de l'image vers une zone couverte a lieu en un seul pas. Cette simplicité de fonctionnement se paie par une complexité de structure au niveau du pixel.

3.2 Calibration des caméras à couplage de charges

Une rétine à couplage de charges représente une scène tridimensionnelle dans un espace bidimensionnel. Afin de corréliser les données fournies par le capteur et les coordonnées tridimensionnelles des points de la scène, il est nécessaire d'établir une relation entre les points correspondants [OFM92] .

La calibration des rétines à couplage de charges consiste à établir les équations de la transformation ponctuelle qui à tout point $P(x_w, y_w, z_w)$ de l'espace tridimensionnel rapporté à un repère $R_w(O_w, X_w, Y_w, Z_w)$ associe un point $p(u, v)$ de l'espace bidimensionnel du plan image rapporté à un repère $R_r(O_r, U, V)$.

En vision artificielle, l'interprétation de la scène réelle nécessite la connaissance de la formation de son image numérisée. Contrairement à l'oeil, les rétines à couplage de charges ont une faible sensibilité radiométrique, une résolution spatiale limitée et une distance focale invariable.

La précision de la localisation d'un point de l'espace tridimensionnel dans l'espace bidimensionnel dépend du soin apporté à la détermination des paramètres de calibration. La précision des paramètres repose sur :

- La qualité de la fabrication de la mire,
- Le choix de la méthode de calibration,
- La détermination des coordonnées des points de calibration.

D'après H. Beyer [BM93], l'obtention d'une précision de 1 mm sur la détermination des coordonnées tridimensionnelles d'un point dans l'espace objet R_w requiert une précision de 0,1 pixel sur la détermination des coordonnées bidimensionnelles de l'image de ce point dans l'espace image R_r .

Afin de descendre à un niveau équivalent de précision avec le *scanner conoscopique*, il faut déterminer tous les facteurs qui influent sur la qualité radiométrique et géométrique des images. Ces facteurs sont :

- L'illumination et les caractéristiques émissives de l'environnement [Tar95],
- L'objet,
- Les optiques et l'électronique de la caméra à couplage de charges,
- La transmission de l'information,
- Les cartes d'acquisition d'images associées au *scanner conoscopique*,
- Les conditions environnementales telles que l'éclairage, la température, les vibrations,...

3.2.1 Etat de l'art des méthodes de calibration de caméra

La calibration d'une caméra vidéo est la technique qui détermine ses caractéristiques géométriques pour en déduire des informations tridimensionnelles à partir des coordonnées dans le plan image. Par ailleurs, elle en déduit les coordonnées bidimensionnelles à partir des informations tridimensionnelles.

Dans la littérature([Tos87], [Tsa87],[HMK81]), il existe deux familles de techniques de calibration :

1. Méthodes reposant sur un modèle physique,
2. Méthodes reposant sur un modèle mathématique,

dont nous allons présenter un bref état de l'art.

3.2.1.1 Le modèle physique

Le modèle sténopé repose sur le modèle des lentilles minces [FT87], [ZF94], [Wan94], [HR92], [AIS85] et [Rob94]. (figure 3.5). Dans cette approche, l'objectif est considéré comme une lentille idéale et l'objet se trouve suffisamment éloigné pour être considéré comme un objet plan.

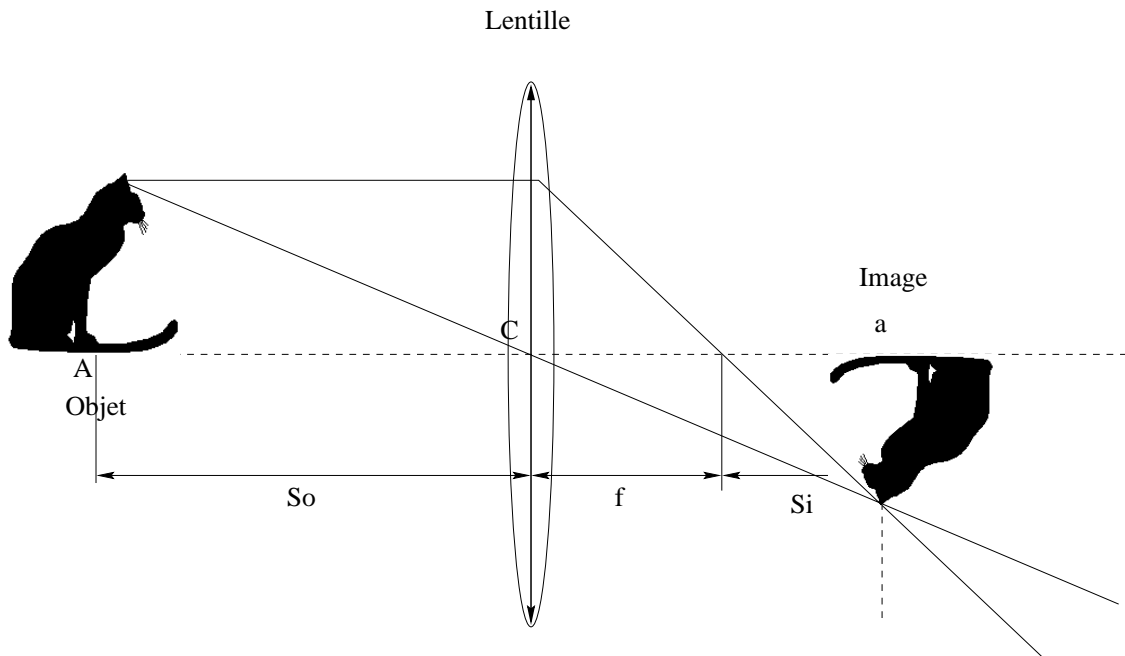


Figure 3.5: Modèle des lentilles minces.

La loi régissant la position de l'image de l'objet en fonction de la position de l'objet et de la distance focale de la lentille mince utilisée est exprimée par :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{S_o} + \frac{1}{S_i}, \quad (3.1)$$

où S_i représente la distance du plan principal de la lentille au plan de l'image, S_o la distance du plan principal à l'objet et f la distance focale de la lentille.

Le modèle sténopé, (figure 3.6), repose sur le modèle de projection perspectif d'un point tridimensionnel sur un plan. Les hypothèses sur lesquelles repose ce modèle sont :

- L'orthogonalité des axes du plan de projection,
- La planéité de la surface.

Cette projection perspective est l'outil mathématique sous-jacent au modèle sténopé. Elle permet de transformer une scène tridimensionnelle en une scène bidimensionnelle.

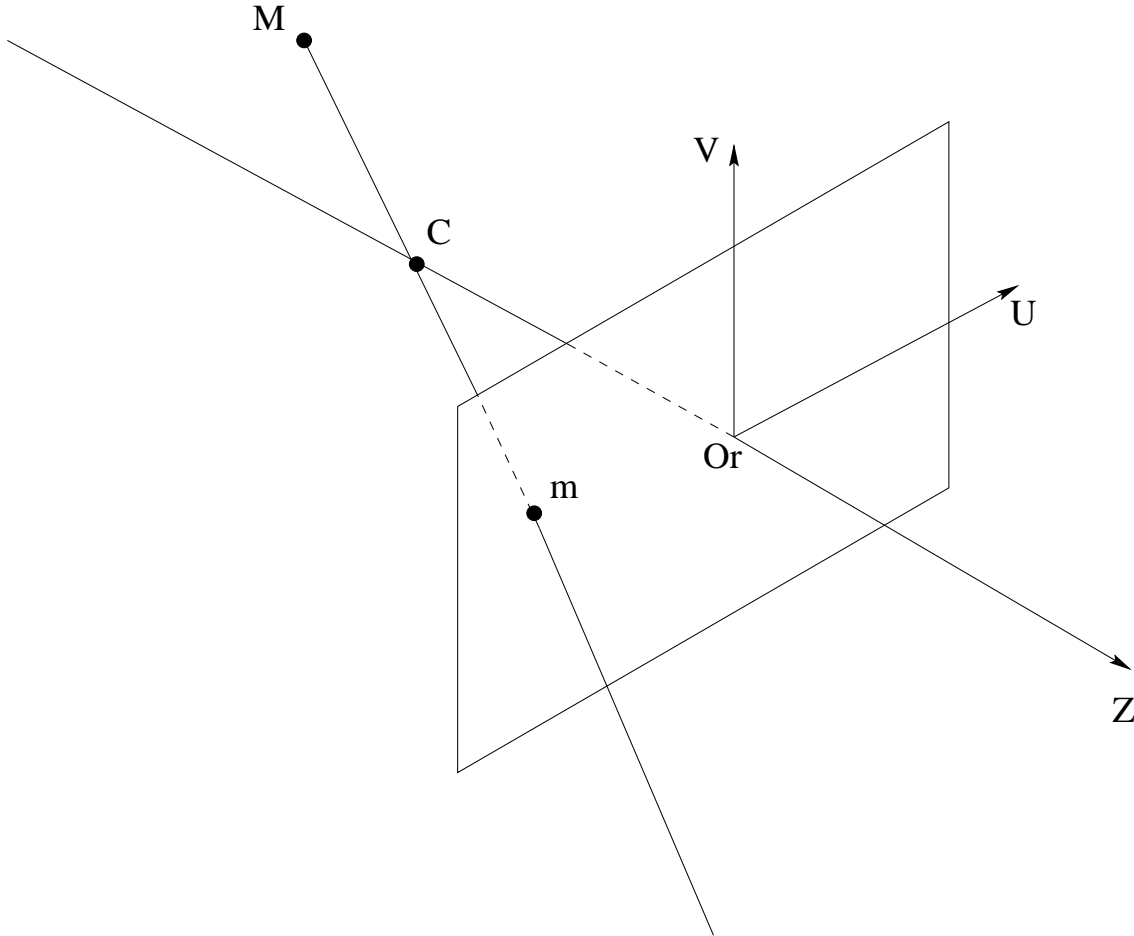


Figure 3.6: Modèle sténopé.

Le point M de l'objet est projeté en un point m sur le plan de la caméra utilisée (appelé aussi plan rétinien), par l'intermédiaire du point C . Ce point définit le centre de projection et est aussi appelé centre optique. La distance entre le centre optique C et le plan rétinien est la distance focale f .

Les expressions analytiques de la projection perspective sont tributaires du référentiel choisi. Par souci de simplification, l'origine du repère de la caméra R_c coïncide avec le centre optique.

Les équations qui lient les coordonnées tridimensionnelles du point M aux coordonnées bidimensionnelles de son image m sont :

$$u = f \frac{x_c}{z_c}, \tag{3.2}$$

$$v = f \frac{y_c}{z_c}, \tag{3.3}$$

où (x_c, y_c, z_c) représentent les coordonnées cartésiennes du point M dans l'espace objet et f la distance focale du système.

3.2.1.2 Modèle mathématique

Une autre approche consiste à ne pas utiliser de modèle explicite de la caméra utilisée pour définir la projection. La principale différence entre cette approche et l'approche physique réside dans le fait que les lignes de projections ne passent pas obligatoirement par le centre optique.

Cette méthode est proposée par Martins ([HMK81]) et utilise deux plans de calibration. Le principe de la méthode (figure 3.7) consiste à associer à chaque pixel P_r du plan de la rétine deux points P_1 et P_2 des plans de calibration 1 et 2 respectivement. Les plans de calibration 1 et 2 sont composés de points caractéristiques dont les coordonnées dans le repère objet et le repère image sont connus. Les coordonnées des autres pixels sont connues par interpolation. Les méthodes de calibration reposant sur cette méthode se différencient par le choix de la fonction d'interpolation, par exemple une fonction linéaire, quadratique ou par spline linéaire.

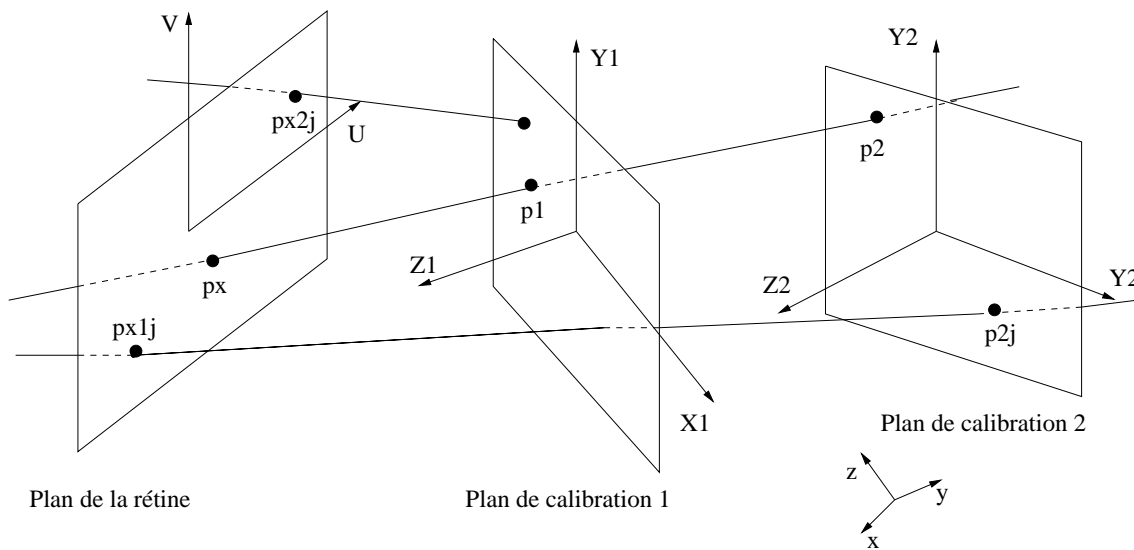


Figure 3.7: Méthode des deux plans.

L'utilisation de plusieurs plans de calibration a permis de construire d'autres fonctions d'interpolation comme les splines bicubiques et les coques bicubiques ([Hai93]).

Chaque plan est exprimé par une combinaison linéaire des coordonnées images.

Soient p_{ij} et px_{ij} les points respectivement situés dans les plans de calibration et dans le plan rétinien, où i représente le numéro du plan de calibration et j le numéro du point. La transformation entre p_{ij} et px_{ij} est donnée par :

$$p_{ij} = A_i px_{ij}, \quad (3.4)$$

où A_i est une matrice 3 3. Pour N mesures, la relation 3.4 devient :

$$P_i = A_i P x_i, \quad (3.5)$$

où $P_i = [p_{i1}, p_{i2}, \dots, p_{iN}]^T$ et $P x_i = [px_{i1}, px_{i2}, \dots, px_{iN}]^T$.

Théoriquement, trois points suffisent pour déterminer les composants de la matrice A_i . Pour un nombre $N > 3$, le système 3.5 peut être résolu par moindres carrés. Chaque matrice A_i contient 9 coefficients. Si les deux plans de calibration sont parallèles au plan rétinien, la dernière ligne de la matrice est connue, ce qui réduit le nombre de coefficients à 6 [WM91], [GCC92], [Cha91].

3.2.1.3 Discussion des méthodes

Le tableau 3.1 présente les principaux avantages et inconvénients des deux modèles. Il montre que l'approche physique est facile à mettre en oeuvre, mais que le modèle mathématique fournit des résultats plus précis moyennant un coût de calcul accru.

	Avantages	Inconvénients
Modèle physique	<ul style="list-style-type: none">• Simple de mise en oeuvre,• Coût de calcul faible, seulement 20 opérations élémentaires sont nécessaires pour la recherche des coordonnées d'un point à partir de leur image,• Le nombre de paramètres est réduit puisque le modèle représente la réalité physique.	<ul style="list-style-type: none">• Connaissance de la physique de toute la chaîne d'acquisition de l'image.• La géométrie est fixe : la méthode n'est valable que pour une configuration donnée.
Modèle mathématique	<ul style="list-style-type: none">• Indépendant de la nature du système d'acquisition de l'image.• Plus précis que le modèle physique [GCC92].	<ul style="list-style-type: none">• Coût de calcul important : entre 25 et 400 opérations élémentaires sont nécessaires pour rechercher les coordonnées d'un point à partir de son image.• Difficulté pratique d'obtenir des plans rigoureusement parallèles. Des écarts de 10% ont été mesurés [Fri92].• Si des points de calibration sont colinéaires, le calcul des coefficients est biaisé.

Table 3.1: Comparaison des deux familles de méthodes de calibration.

Champleboux [Cha91] a vérifié la précision des deux familles de méthodes de calibration de caméras. Ils utilisent cinq plans (en réalité, un plan disposé en cinq positions différentes). Trois de ces plans servent à la calibration et les deux autres de contrôle. La mesure de l'erreur moyenne σ et de l'erreur maximum Σ pour les différentes méthodes sont présentés dans le tableau 3.2

Nous avons malgré tout adopté le modèle physique. La raison majeure de ce choix réside dans la simplicité de calcul et d'inversion du modèle pour la rétro-projection, le faible coût de calcul permettant

	Erreur max (mm)	Erreur moy. (mm)
Modèle physique	2,19	0,63
Modèle mathématique (linéaire et N plans)	3,25	0,90
Modèle mathématique (quadratique et N plans)	1,63	0,39
Modèle mathématique (spline linéaire)	0,67	0,20
Modèle mathématique (B-spline)	0,46	0,15

Table 3.2: Performance des méthodes de calibration (d’après [GCC92]).

un portage sur des ordinateurs du type PC.

3.2.2 Calibration d’une caméra par méthode physique

Cette méthode physique est la plus utilisée ([Tsa87], [FT87], [LT88], [Fri92], [RHL93], [Lav89], [YLF90], [eFD95]) et est plus connue sous le nom de méthode sténopé ou “pinhole camera” en anglais. La méthode consiste à déterminer l’intersection de la droite CP avec le plan de la rétine R_r comme illustré à la figure 3.8. Le point C est le centre optique.

Soient (figure 3.8) :

- $R_w(W, x_w, y_w, z_w)$ un repère orthonormé associé à W , un point du laboratoire,
- $R_c(C, x_c, y_c, z_c)$ un repère orthonormé associé au centre optique C de la caméra, tel que l’axe z_c soit perpendiculaire au plan de la rétine,
- $R_r(c, x_r, y_r, z_r)$ un repère orthonormé associé au point principal c du plan de la rétine,
- $R_I(I, u, v)$ un repère de coordonnées associé au point I du plan de la rétine.

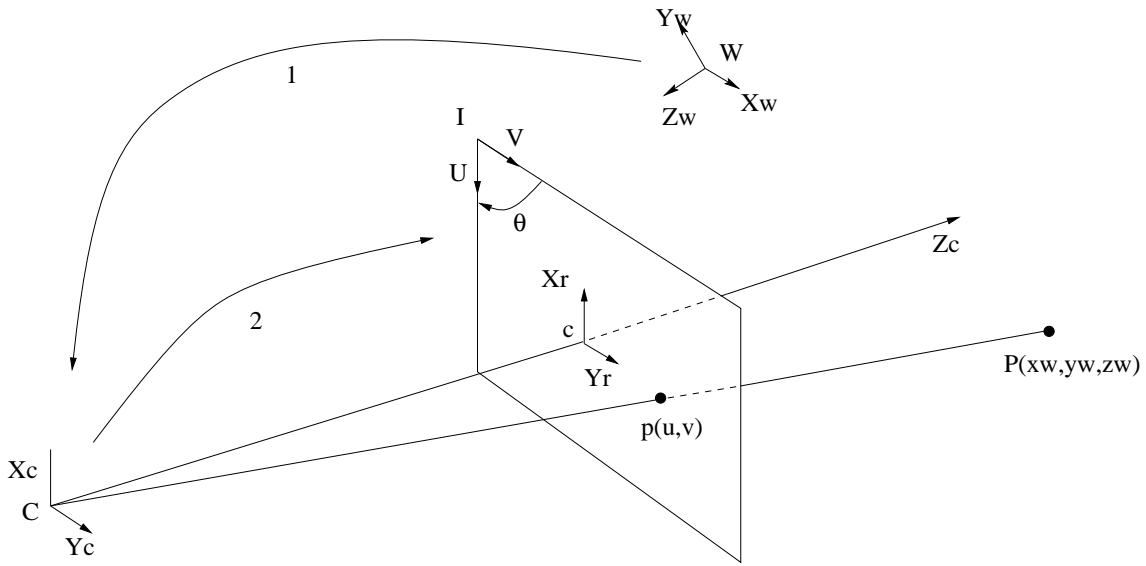


Figure 3.8: Modèle sténopé : en 1, passage du repère R_w lié au laboratoire vers le repère caméra R_c . En 2, passage du repère R_c lié au centre optique de la caméra vers le repère image R_i .

Tout point $P(x_w, y_w, z_w)$ de l'espace R_w se projette en un point $p(u, v)$ dans l'espace R_r , obtenu par intersection de la droite CP avec le plan de la rétine. L'intersection de l'axe z_w avec le plan rétinien définit le point principal c . A ce point, est associé un repère orthonormé R_r , d'unités égales à celles du repère R_c .

Le modèle sténopé est défini par ses paramètres extrinsèques (transformation du repère R_w en R_c par une rotation définie par sa matrice R suivie d'une translation définie par son vecteur T) et par ses paramètres intrinsèques (u_o, v_o coordonnées du point principal en pixel dans le repère R_r , les deux facteurs d'échelle k_u et k_v , l'angle entre les axes u et v , la distance focale f effective et les coefficients de distorsion).

La projection perspective transforme les coordonnées d'un point défini dans le repère R_r en de nouvelles définies dans le repère R_c par les relations de transformation 3.3.

Ces équations s'écrivent en coordonnées projectives :

$$\begin{bmatrix} \alpha x_r \\ \alpha y_r \\ \alpha \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f & 0 & 0 & 0 \\ 0 & f & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_c \\ y_c \\ z_c \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (3.6)$$

où α est un facteur multiplicatif.

Les relations :

$$\begin{bmatrix} su \\ sv \\ s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_u & -k_u \cot \theta & u_o \\ 0 & \frac{k_v}{\sin \theta} & v_o \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_r \\ y_r \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

expriment la transformation des coordonnées du repère R_r dans le repère R_I avec un changement d'échelle et une translation sous forme de coordonnées projectives, en pratique, $\theta = \frac{\pi}{2}$.

La transformation des coordonnées d'un point défini dans le repère R_w en de nouvelles définies dans le repère R_c s'effectue par une rotation suivie d'une translation. La rotation est composée de trois rotations élémentaires Ψ , θ et ϕ autour des axes z_w , y_w , x_w respectivement (angles d'Euler). La relation de la transformation s'écrit alors en coordonnées projectives :

$$\begin{bmatrix} X_c \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R & t \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_w \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

où :

$$X_c = \begin{bmatrix} x_c \\ y_c \\ z_c \end{bmatrix} \quad X_w = \begin{bmatrix} x_w \\ y_w \\ z_w \end{bmatrix} \quad 0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ et } R = [R_{ij}],$$

avec $1 \leq i, j \leq 3$.

Les équations 3.6 et 3.7 permettent de définir les coordonnées d'un point exprimées dans le repère R_c dans le repère R_I . En considérant l'angle θ égal à 90° , cette transformation s'écrit :

$$\begin{bmatrix} su \\ sv \\ s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_u & 0 & u_o & 0 \\ 0 & a_v & v_o & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_c \\ y_c \\ z_c \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (3.9)$$

où $a_u = f k_u$ et $a_v = f k_v$.

Finalement, la représentation des coordonnées exprimées dans le repère R_w dans le repère R_I est définie en coordonnées projectives par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} su \\ sv \\ s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_u & 0 & u_o & 0 \\ 0 & a_v & v_o & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & t_x \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & t_y \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & t_z \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} x_w \\ y_w \\ z_w \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

$$U = A E X \quad (3.11)$$

où :

U représente les coordonnées du point numérisé,

A , la matrice des paramètres intrinsèques,

E , la matrice des paramètres extrinsèques,

X représente les coordonnées du point de l'espace attaché au repère R_w

Dans ce modèle, qui ne tient pas compte des distorsions introduites par les optiques utilisées, la transformation d'un point du laboratoire en son image est linéaire. Il comprend :

- 6 paramètres extrinsèques (3 paramètres de rotation et 3 de translation)
- 4 paramètres intrinsèques (u_0, v_0 les coordonnées du point principal en pixel, (a_u) et (a_v) la taille de la focale en pixels horizontal et vertical respectivement).

3.2.2.1 Introduction des distorsions

Le système optique de la caméra présente des imperfections [BC92], [HK92], [Ste95] ce qui conduit à une modification de la position du point image de la scène par rapport à la position idéale [JW90], [JWH92], [Na92], [TH94], [SRL94a], [SRL94b]. Les coordonnées du point dans le plan de la rétine deviennent alors :

$$u_d = u + \Delta u, \quad (3.12)$$

$$v_d = v + \Delta v. \quad (3.13)$$

De toutes les imperfections introduites par les optiques des caméras, les distorsions géométriques sont les plus significatives. Dans la pratique, les optiques utilisées n'introduisent que des distorsions radiale et de décentrement [JWH92] :

$$\Delta u = \Delta_{ur} + \Delta_{ud}, \quad (3.14)$$

$$\Delta v = \Delta_{vr} + \Delta_{vd}. \quad (3.15)$$

Distorsions radiales

La distorsion radiale est due à la courbure des lentilles. Elle est symétrique par rapport au point central. Pour une lentille parfaitement centrée, elle est modélisée par l'expression suivante :

$$\delta_{pr} = \sum_{i=1}^{\infty} k_i \rho^{2i+1}, \quad (3.16)$$

où ρ est la distance radiale du point principal de l'image et k_i ($i=1,2,\dots$) sont les coefficients de distorsion radiale.

En coordonnées cartésiennes, la distorsion radiale revêt la forme suivante au premier ordre non nul :

$$\Delta_{ur} = k_1 u(u^2 + v^2) + O(u, v)^5, \quad (3.17)$$

$$\Delta_{vr} = k_1 v(u^2 + v^2) + O(u, v)^5. \quad (3.18)$$

Distorsion de décentrement

Les distorsions de décentrement sont dues à la non-colinéarité des différentes lentilles du système optique. Elles génèrent des distorsions radiales et tangentielles. Celles-ci se modélisent par :

$$\delta_{\rho d} = 3(\sum_{i=1}^{\infty} j_i \rho^{2i}) \sin(\varphi - \varphi_0), \quad (3.19)$$

$$\delta_{\rho t} = (\sum_{i=1}^{\infty} j_i \rho^{2i}) \cos(\varphi - \varphi_0), \quad (3.20)$$

où j_i ($i=1,2,\dots$) sont les coefficients de distorsion de décentrement et φ_0 l'angle entre l'axe positif de u et une ligne de référence, appelée axe de distorsion tangentielle maximum.

Les quantités $\delta_{\rho d}$ et $\delta_{\rho t}$ dans les axes u, v sont exprimées en fonction de Δ_{ud} et Δ_{vd} par :

$$\begin{bmatrix} \Delta_{ud} \\ \Delta_{vd} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta_{\rho d} \\ \delta_{\rho t} \end{bmatrix}. \quad (3.21)$$

En posant $p_1 = -j_1 \sin(\varphi_0)$, $p_2 = j_1 \cos(\varphi_0)$, et en notant que $\cos(\varphi) = u/\rho$ et $\sin(\varphi) = v/\rho$, les équations 3.21 deviennent au premier ordre non nul :

$$\Delta_{ud} = p_1 u(3u^2 + v^2) + 2p_2 uv + O[(u, v)^4], \quad (3.22)$$

$$\Delta_{vd} = 2p_1 uv + p_2 u(u^2 + 3v^2) + O[(u, v)^4]. \quad (3.23)$$

Le modèle proposé est à la fois non-linéaire par rapport aux paramètres et non-linéaire par rapport aux coordonnées tridimensionnelles de l'objet. Les termes perturbatifs Δ_u et Δ_v sont non-linéaires en u et v et par conséquent en x, y et z . Tsai [Tsa87] préconise de ne tenir compte que de la distorsion radiale. L'algorithme non-linéaire développé détermine le premier coefficient k_1 (baptisé K_d par la suite) des équations 3.14.

3.2.3 Algorithmes de calibration développés

Les coefficients de la matrice $M = AE$ sont déterminés par la méthode des multiplicateurs de Lagrange. La matrice de transformation M peut s'exprimer en fonction des vecteurs U et X , représentant respectivement les coordonnées du point dans l'espace image et objet. La relation 3.10 s'écrit :

$$BI = 0, \quad (3.24)$$

où

$$B = \begin{bmatrix} ux_w & uy_w & uz_w & -x_w & -y_w & -z_w & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & u \\ vx_w & vy_w & vz_w & 0 & 0 & 0 & -x_w & -y_w & -z_w & 0 & -1 & v \end{bmatrix},$$

et

$$I^T = (i_1 \ i_2 \ i_3 \ i_4 \ i_5 \ i_6 \ i_7 \ i_8 \ i_9 \ i_{10} \ i_{11} \ i_{12}),$$

avec

$$\begin{aligned} i_1 &= r_{31} & i_4 &= r_{31}u + r_{11}a_u & i_7 &= r_{31}v + r_{21}a_v & i_{10} &= z_w u + x_w a_u \\ i_2 &= r_{32} & i_5 &= r_{32}u + r_{12}a_u & i_8 &= r_{32}v + r_{22}a_v & i_{11} &= z_w v + y_w a_v \\ i_3 &= r_{33} & i_6 &= r_{33}u + r_{13}a_u & i_9 &= r_{33}v + r_{23}a_v & i_{12} &= z_w \end{aligned} \quad (3.25)$$

La résolution de ce système linéaire ne requiert que 6 points non coplanaires. Afin d'augmenter la précision des résultats, il est nécessaire d'augmenter le nombre de points de mesure.

La solution triviale ne nous intéresse pas. Afin d'obtenir une solution non nulle, une contrainte liée à l'orthonormalité de la matrice de rotation est utilisée. Cette contrainte se définit par :

$$r_{31}^2 + r_{32}^2 + r_{33}^2 = 1. \quad (3.26)$$

Le critère à minimiser selon la méthode de Lagrange est :

$$C(X_3, X_9) = \left\| B_3 X_3 + B_9 X_9 \right\|^2 + \lambda (1 - \left\| X_3 \right\|^2), \quad (3.27)$$

où : λ est un multiplicateur de Lagrange et

$$X_3 = (i_1 \ i_2 \ i_3)^t,$$

$$X_9 = (i_4 \ i_5 \ i_6 \ i_7 \ i_8 \ i_9 \ i_{10} \ i_{11} \ i_{12})^t,$$

B_3, B_9 sont les sous-matrices de M associées à X_3 et X_9 respectivement.

L'annulation des dérivées partielles de $C(X_3, X_9)$ par rapport à X_3 et X_9 conduit à :

$$\begin{cases} \frac{DC}{DX_3} = B_3^t B_3 + B_3^t B_9 X_9 - \lambda X_3 = 0 \\ \frac{DC}{DX_9} = B_9^t B_3 X_3 + B_9^t B_9 X_9 = 0 \end{cases} \quad (3.28)$$

Le système 3.29 permet d'extraire les vecteurs X_3 et X_9 .

$$\begin{cases} X_9 = -(B_9^t B_3)^{-1} + B_9^t B_3 X_3 \\ EX_3 = \lambda X_3, E = B_3^t B_3 - B_3^t B_9 (B_9^t B_9)^{-1} B_9^t B_3 \end{cases} \quad (3.29)$$

Le critère C a pour valeur propre λ si X_3 est un vecteur propre unitaire de E (E est une matrice symétrique définie positive). X_3 est donc le vecteur propre unitaire associé à la plus petite valeur propre λ de E .

Une fois les vecteurs X_3 et X_9 déterminés, et grâce à l'orthonormalité de la matrice de rotation, les paramètres intrinsèques et extrinsèques sont déduits à partir des relations 3.25.

Ce modèle linéaire ne tient pas compte des distorsions introduites par les optiques du système de vision et introduit des erreurs de mesure en présence de bruit.

La méthode de minimisation non-linéaire ci-après permet d'extraire le coefficient de distorsion radial utilisé K_d . Elle est fondée sur la minimisation du critère suivant :

$$C_{NL} = \sum_{i=1}^N [(x_{es,i} - x_{m,i})^2 + (y_{es,i} - y_{m,i})^2], \quad (3.30)$$

où :

$(x_{es,i}, y_{es,i})$ représente les coordonnées du point i estimées par le modèle linéaire.,

et

$(x_{m,i}, y_{m,i})$ les coordonnées du point i mesurées dans l'image numérisée.

Les paramètres obtenus par la méthode linéaire servent d'estimées initiales pour la méthode non-linéaire. Le coefficient de distorsion radial K_d est pris égal à 0. La méthode non-linéaire repose sur la méthode de Gauss-Newton pour la détermination des paramètres ([WR71]).

La méthode de Lagrange est une méthode linéaire de détermination des paramètres intrinsèques et extrinsèques de la caméra.

Les six paramètres extrinsèques définissent une transformation rigide d'un repère de coordonnées vers un autre. Les quatre paramètres intrinsèques définissent la transformation d'un point objet en son image.

La figure 3.9a montre les principales étapes du calcul des paramètres par la méthode de Lagrange et la figure 3.9b l'obtention des paramètres par la méthode de Gauss Newton.

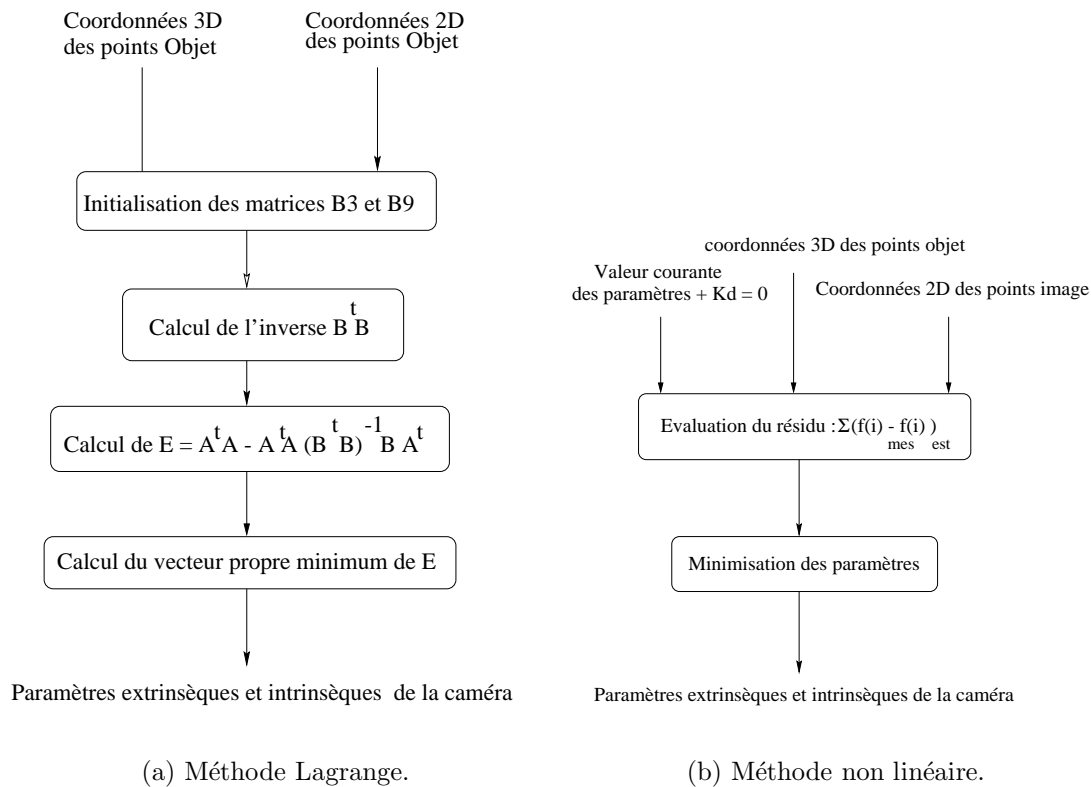


Figure 3.9: Principe de calcul des paramètres de la caméra.

3.3 Simulations

Une mire synthétique a été créée afin de vérifier la robustesse de l'algorithme de calibration. Chaumette [Cha90] a simulé des images bruitées spatialement par un bruit blanc uniforme d'amplitude maximale de 0,5, 1,0, 1,5 et 2 pixels. Sa conclusion est, qu'en présence d'un bruit blanc uniforme même peu important, l'identification des paramètres par la méthode de Lagrange donne des résultats biaisés mais suffisants pour permettre la convergence de la méthode non-linéaire.

Deux séries de 100 simulations ont été effectuées afin de déterminer l'influence d'une mauvaise localisation des centres de gravité des points de calibration sur l'identification des paramètres et de

définir la qualité de la mire.

La première série consiste à bruitez uniformément de la coordonnée z des points caractéristiques et la seconde consiste à bruitez les coordonnées $x - y$. Dans les deux cas, les amplitudes maximales du bruit blanc uniforme sont 0,01, 0,1, 0,5, 1 et 2 mm.

Les paramètres intrinsèques et extrinsèques à retrouver sont :

$$\begin{aligned} X_c &= 260 \text{ pxl} & Y_c &= 240 \text{ pxl} \\ F_x &= 500,0 & F_y &= 400,0 \\ K_d &= 0,0 & & \\ T_x &= -100,0 \text{ mm} & T_y &= -200,0 \text{ mm} & T_z &= 500,0 \text{ mm} \\ R_x &= -50,9548 & R_y &= -32,1327 & R_z &= 5,3296 \end{aligned} \tag{3.31}$$

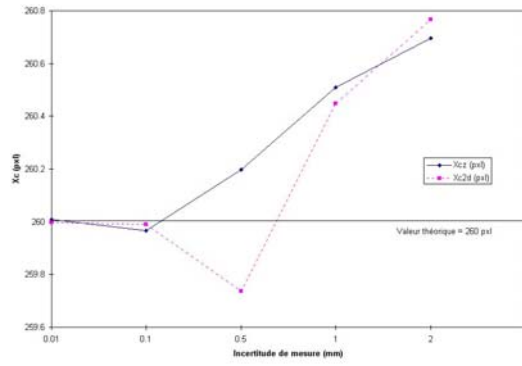
La mire synthétique générée est une mire de 6 x 8 disques. Dans la configuration choisie, la mire se trouve à 500 mm de la caméra. Dans le cas où le bruit est nul, la détermination des paramètres caméra est excellente, c'est-à-dire que l'erreur sur l'estimation des paramètres de la caméra est inférieure à 0,001%.

En revanche, dans le cas le plus défavorable, à savoir quand l'erreur de localisation des coordonnées des points de calibration dans l'espace objet est de 2 mm, la détermination des paramètres de calibration est entachée d'une erreur de 4% (respectivement 5%) dans le cas d'une mauvaise évaluation de la profondeur (respectivement des coordonnées 2 D) des points de calibration (figures 3.10 et 3.11 et tableaux E.9, E.10, E.19 et E.20 de l'annexe E).

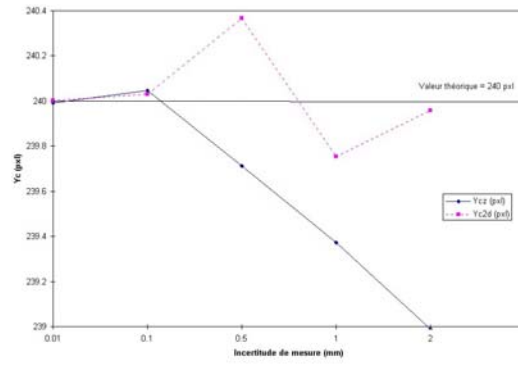
Pour une incertitude d'évaluation des coordonnées des points dans l'espace objet inférieur à 0,5 mm, la détermination des paramètres de calibration est précise à moins de 1 % (figures 3.10 et 3.11 et tableaux E.1 à E.16 de l'annexe E).

Pour l'application visée par le projet *scanner conoscopique*, les incertitudes de mesure sur la position des points de calibration dans l'espace objet devront être d'au plus 0,1 mm. Ce critère est facilement satisfait en utilisant par exemple des instruments de mesure gradués au 1/20ème de mm.

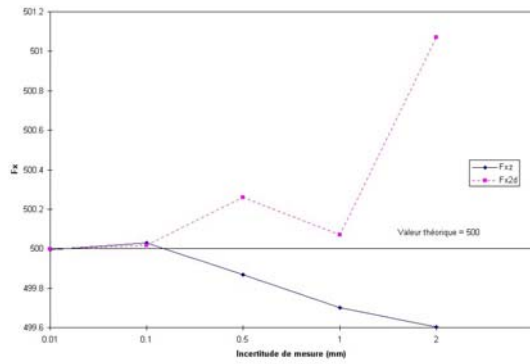
Les fluctuations autour de la valeur moyenne des paramètres de la caméra sont moins importantes lorsque la profondeur des points de calibration est bruitée que lorsque les coordonnées bidimensionnelles des points le sont. En effet, une variation d'altitude de l'amer dans l'espace objet induit une faible variation des coordonnées dans l'espace image, contrairement aux variations des coordonnées bidimensionnelles.



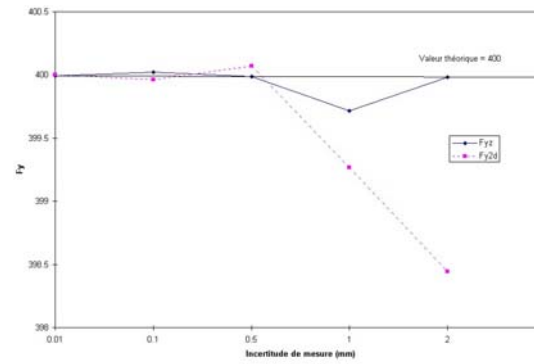
(a) Point principal X_c



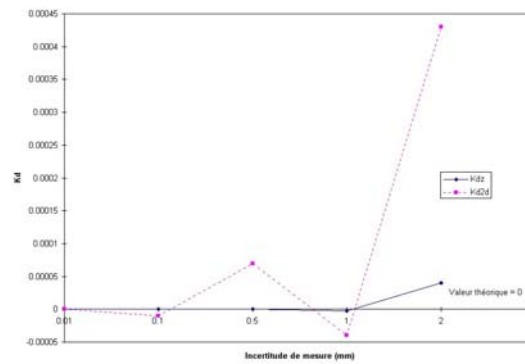
(b) Point principal Y_c



(c) Taille de la focale F_x

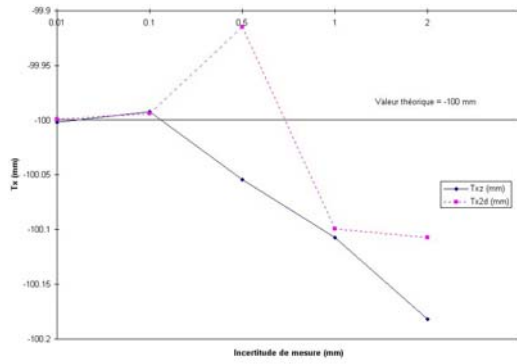


(d) Taille de la focale F_y

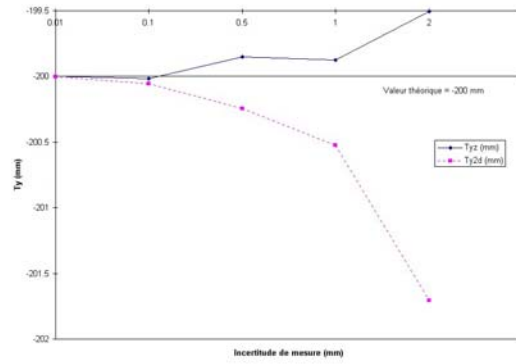


(e) Coefficient de distorsion K_d

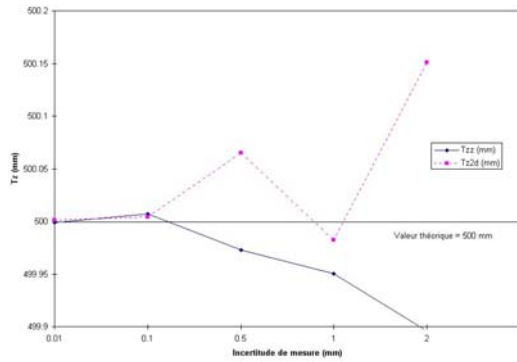
Figure 3.10: Résultats de la simulation des paramètres intrinsèques de calibration pour des niveaux de bruit égaux à 0,01, 0,1, 0,5, 1 et 2 mm.



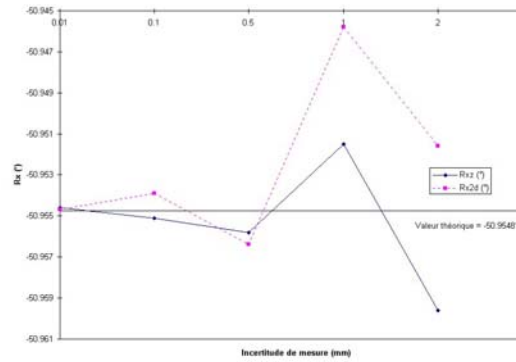
(a) Translation selon l'axe O_X T_x



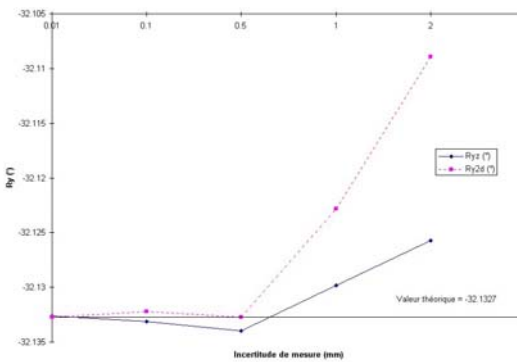
(b) Translation selon l'axe O_Y T_y



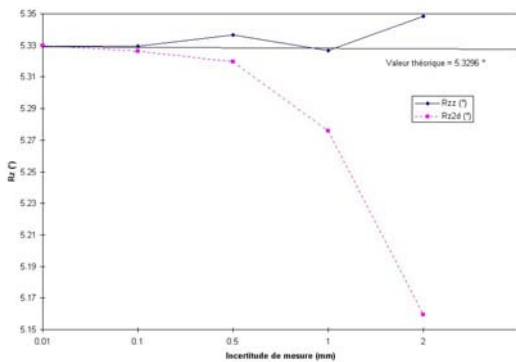
(c) Translation selon l'axe O_Z T_z



(d) Rotation selon l'axe O_X R_x



(e) Rotation selon l'axe O_Y R_y



(f) Rotation selon l'axe O_Z R_z

Figure 3.11: Résultats de la simulation des paramètres extrinsèques de calibration pour des niveaux de bruit égaux à 0,01, 0,1, 0,5, 1 et 2 mm.

3.4 Résultats expérimentaux

Avant de pouvoir mettre en place l'expérimentation en site réel, un travail de conception et de validation d'une chaîne d'extraction de points caractéristiques dans une image numérique a été réalisé.

Dans ce cas, la calibration de la rétine à couplage de charges est soumise aux trois contraintes suivantes :

1. Rapidité d'extraction des points caractéristiques dans l'image digitale,
2. Rapidité de calcul,
3. Précision inférieure à 1% pour garantir une excellente estimation des paramètres de la caméra en site réel,
4. Portabilité sur micro-machine.

Plusieurs formes de mire ont été envisagées : mires composées de carrés, de grilles et de disques. Pour les formes en carré, respectivement en grille, les points caractéristiques sont les coins, respectivement les intersections. Dans le cas de mires composés de disques, les points caractéristiques sont les barycentres. Nous avons finalement retenu une mire de forme circulaire car la détermination d'un barycentre est relativement stable même en présence de bruit dans l'image.

La mire réalisée comprend 6 x 8 disques imprimés sur un support plastifié.

Les conditions de travail lors de l'expérimentation ont été les suivantes :

- Mire rétro-éclairée par un néon circulaire inséré dans un support translucide,
- Caméra fixée à un support perpendiculaire au plan de la mire et mobile par rapport à celui-ci,
- Coordonnées 2D des points caractéristiques évaluées avec une précision de 0,5mm et précision sur la profondeur de 1 mm.

Trois méthodes d'extraction des coordonnées des points caractéristiques dans l'espace image ont été développées. Les deux premières reposent sur la méthode de l'histogramme mais avec des LUT (Look Up Table) différentes.

Rappelons que la méthode de l'histogramme utilise tous les pixels de la région définie par un et un seul disque. Une LUT est ensuite calculée afin de modéliser les contours du disque par une sigmoïde définie par $f(x) = \frac{1}{1+\exp(ax)}$.

La troisième méthode "méthode de Huertas" [HM86] consiste à calculer les barycentres du système formé des points de contours avec une précision subpixellique, à sélectionner les fréquences spatiales basses, puis à identifier le lieu du front aux points qui annulent la dérivée seconde du signal filtré.

Les méthodes d'extraction de barycentre ont été testées sur des mires synthétiques formées de disques binaires de diamètre différents. La précision de la localisation des barycentres est de 0,17 pixel pour la méthode de Huertas et de 0,15 pixel pour la méthode de l'histogramme.

La caméra utilisée est une caméra SONY composée d'une matrice de 512 x 512 pixels. Cette matrice est constituée de 488 lignes et de 380 colonnes. La surface d'un pixel élémentaire est de 15 x 15 μm^2 et la distance focale de l'objectif est de 16 mm.

Les paramètres à estimer sont :

- les paramètres extrinsèques :
 - $T_x = 146$ mm, $T_y = 97$ mm, $T_z = 125$ mm, donnant la position de la caméra par rapport au référentiel objet,
 - $R_x = -0,5^\circ$, $R_y = 3^\circ$, $R_z = 180^\circ$, exprimant les rotations de la caméra par rapport au référentiel objet.
- les paramètres intrinsèques de la caméra, à savoir les coordonnées du point principal (X_c, Y_c), le coefficient de distorsion K_d , et les focales F_x, F_y dont on ne dispose pas de valeurs de référence.

Les tableaux 3.3 et 3.4 présentent les estimations des paramètres de calibration.

Histogramme 1	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	266,5	205,6	1 086,5	1 529,0	-0,16
Ecart-type	6,9	7,2	4,5	4,3	0,01
Histogramme 2					
Moyenne	262,4	201,8	1 085,6	1 528,8	-0,15
Ecart-type	6,3	7,9	4,2	4,2	0,01
Huertas					
Moyenne	261,9	224,0	1 134,2	1 592,8	-0,26
Ecart-type	8,6	9,7	6,1	5,7	0,02

Table 3.3: Paramètres de calibration intrinsèques.

Histogramme 1	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	146,1	97,6	123,2	-1,21	3,07	179,30
Ecart-type	1,2	1,3	1,3	0,02	0,06	0,15
Histogramme 2						
Moyenne	146,4	97,9	122,3	-0,88	3,29	179,28
Ecart-type	1,1	1,2	1,1	0,01	0,05	0,01
Huertas						
Moyenne	146,6	96,9	101,1	-0,83	2,10	179,32
Ecart-type	1,5	1,7	1,3	0,07	0,09	0,04

Table 3.4: Paramètres de calibration extrinsèques.

L'analyse du tableau 3.4 montre que l'estimation des paramètres extrinsèques de la caméra utilisée par la méthode de l'histogramme 2 ne donne pas de résultats acceptables. La méthode de l'histogramme 1 est satisfaisante pour l'évaluation des translations, en revanche, la méthode de Huertas est plus indiquée pour l'estimation des rotations. La cause majeure de ces différences est due aux variations de luminosité ambiantes qui introduisent des modifications de texture sur la mire utilisée.

Le modèle sténopé utilisé pour la calibration de la caméra fournit une estimation des paramètres extrinsèques avec une incertitude de 1,5%. En ce qui concerne les paramètres intrinsèques, les focales F_x et F_y estimées sont du même ordre de grandeur que les valeurs fournies par le constructeur ($F_{x,const} = 1\ 067$, $F_{y,const} = 1\ 437$). L'estimation des coordonnées (X_c et Y_c) fournie par les différentes méthodes laisse supposer que le décentrement doit être considéré pour une modélisation correcte de la caméra. Les méthodes par histogramme fournissent des estimées du coefficient de distorsion K_d pratiquement identiques alors que la méthode d'Huertas semble donner des estimées très différentes.

Il en résulte que la méthode par histogramme semble à la fois précises à 1,5% et robustes, en situation réelle de calibration, où l'éclairage non uniforme conduit à une légère déformation des contours des images des disques.

Une fois la phase de calibration réalisée, le modèle sténopé développé permet d'estimer les coordonnées des amers avec une précision de 2% du champ de mesure. De cette expérience, nous retenons que :

- La mire de calibration doit être rigide et traitée contre les réflexions spéculaires,
- L'éclairage utilisé doit être uniforme,
- Le protocole de calibration de la caméra doit satisfaire la contrainte simultanée de précision de calcul et de rapidité d'exécution.

Dans ces conditions la précision de la calibration des paramètres extrinsèques et intrinsèques est de 2,5 % par la méthode à base d'histogramme. Le temps d'exécution, sur un micro ordinateur 486DX 33

est de 40 s pour la méthode à base d'histogramme et 120 s pour la méthode de Huertas. La méthode retenue est celle à base d'histogramme de type "1".

Chapitre 4

Calibration du dispositif conoscopique

Nous avons vu au chapitre 2 que le dispositif conoscopique fournit une mesure de distance absolue Z entre l'objet à tester et le capteur. La distance Z est codée dans la phase de l'hologramme enregistré selon l'équation :

$$\Delta\varphi = \frac{\pi\kappa_o}{Z_c^2}r^2, \quad (4.1)$$

où

- $\kappa_o = 2\frac{\Delta n L}{\lambda n_c^2}$ représente la constante conoscopique,
- r la distance radiale mesurée à partir du centre de l'hologramme,
- Z_c la distance conoscopique corrigée, qui est la distance apparente de l'objet vu du détecteur.

Rappelons selon les notations du chapitre 2, que l'intensité lumineuse $I(Q)$ recueillie en un point Q du détecteur, d'un point émetteur P résultant de la différence de phase entre les rayons ordinaire, est donnée par l'équation 2.31 :

$$\begin{aligned} C &= \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}, \\ &= \cos(\Delta\varphi), \end{aligned} \quad (4.2)$$

où $I_{\pm} = I_0[1 \pm \cos(\Delta\varphi)]$, avec le signe $+$, respectivement $-$ pour l'hologramme positif, respectivement négatif.

4.1 Méthodes d'évaluation de la distance longitudinale

La distance longitudinale Z entre l'objet et le capteur est codée dans la distance conoscopique Z_c , elle-même codée dans la phase de l'hologramme (équation 4.1).

Deux méthodes de reconstruction de la profondeur à partir de l'image du contraste holographique ont été développées.

4.1.1 Méthode directe du calcul de la phase

La méthode directe de calcul de la phase repose sur la réponse conoscopique théorique [Mes97].
Ecrivons l'équation 4.1 sous la forme suivante :

$$\Delta\varphi = ar^2, \quad (4.3)$$

pour mettre en évidence la variation parabolique de la phase, en fonction de la distance radiale à partir du centre de l'hologramme.

Ici, $a = \frac{2\pi\kappa_o}{\lambda Z_c^2}$ représente la courbure de la phase. Le contraste enregistré défini par l'équation 4.2 peut être exprimé par :

$$C = \cos(ar^2). \quad (4.4)$$

L'estimation de la distance conoscopique Z_c est réalisée en trois étapes :

1. Calcul de la phase : Il s'agit d'obtenir la différence de phase sous la forme définie par l'équation 4.3 à partir de l'image du contraste holographique. Néanmoins, selon l'équation 4.4, le contraste conoscopique ne fournit qu'une détermination partielle de la phase dans l'intervalle $[0, \pi]$. La solution adoptée pour obtenir une solution unique dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$, consiste à utiliser une transformée de Hilbert qui approche le sinus à partir du cosinus par un filtrage des fréquences négatives dans le domaine de Fourier.
2. Estimation de la courbure de phase : Cette étape consiste à évaluer une estimée \hat{a} du paramètre a par régression parabolique de la phase.
3. Reconstruction : Connaissant l'estimée \hat{a} , la distance conoscopique corrigée \hat{Z}_c est estimée à partir de la formule suivante :

$$\hat{Z}_c = \sqrt{\frac{\pi\kappa_o}{\hat{a}}}. \quad (4.5)$$

Cela conduit à l'estimation de la profondeur de l'objet.

En dehors de la simplicité de cette approche, son intérêt réside dans la modélisation d'une estimée $d\hat{Z}_c$ de l'erreur de reconstruction exprimée par :

$$d\hat{Z}_c = \frac{\hat{Z}_c^3 d\hat{a}}{2\pi\kappa_o}, \quad (4.6)$$

où $d\hat{a}$ représente l'erreur de l'estimation de la courbure de phase a .

L'erreur $d\hat{Z}_c$ dépend donc de la constante conoscopique κ_o et du cube de l'estimée de la distance conoscopique \hat{Z}_c du point et de l'erreur de régression $d\hat{a}$ qui varie en fonction du nombre de points d'appariement (typiquement le nombre de cellules de la rétine à couplage de charges utilisée).

Des tests effectués sur des profils en marche d'escalier [Mes97] conduisent aux résultats présentés à la figure 4.1

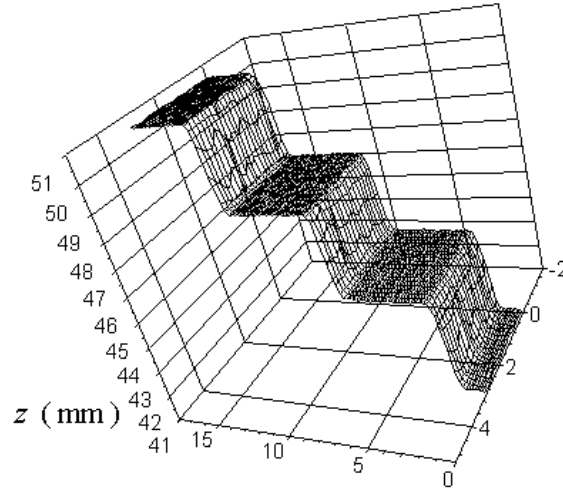


Figure 4.1: Reconstruction d'un profil en escalier pour une succession de marches, hautes de 3 mm sculptées dans un bloc de plastique.

Les erreurs de reconstruction expérimentales sont comparées aux erreurs théoriques (figure 4.2). Dans l'intervalle $[40\text{ mm}, 50\text{ mm}]$, on observe une bonne adéquation entre l'expérience et la théorie. En dehors de cet intervalle, l'incertitude augmente comme Z_c^3 , en cohérence avec la théorie. Les faibles valeurs de l'incertitude de mesure obtenues sont principalement dues à l'état de surface de l'objet à tester. En règle générale, plus la surface est diffusante et opaque, plus la matérialisation du point est nette et meilleure est la mesure. De plus, l'incertitude de mesure dépend du contraste holographique qui diminue rapidement en s'éloignant du plan focal de la lentille.

L'inconvénient majeur de cette méthode repose sur le fait que les facteurs de grandissement et les distorsions introduites par l'optique frontale du capteur ne sont pas pris en compte. Afin de pallier cette limitation, nous avons développé une méthode expérimentale à la fois de calibration et de reconstruction pour le système conoscopique.

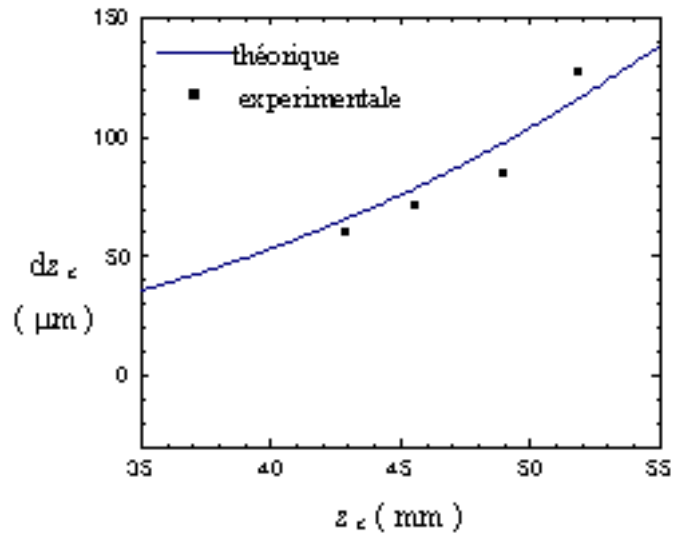


Figure 4.2: Erreurs de reconstruction expérimentales et théoriques pour le profil en escalier.

4.1.2 Méthode par comptage de franges

La méthode développée repose sur le comptage du nombre de franges. En interférométrie, une frange correspond à une variation d'une demi-longueur d'onde du chemin optique. En conoscopie, une frange est la succession d'une frange claire et sombre, mesurée le long d'un rayon. Le nombre de franges F relatif à la différence de phase aux frontières de la zone de Fresnel est donné par l'identité suivante :

$$\Delta\varphi = aR^2 = \pi F, \quad (4.7)$$

où R représente le rayon de la zone de Fresnel.

Le comptage de franges, évite le problème de l'estimation de la phase de la méthode directe.

La méthode de reconstruction proposée utilise des amers pour construire une courbe de calibration $z(F)$. Cette courbe donne la distance Z de la surface de l'objet au centre de l'hologramme, comme une fonction du nombre de franges F . Aux points situés entre les amers, l'estimation de la profondeur est estimée par interpolation polynomiale. La méthode de calibration a été développée pour deux configurations spécifiques du *scanner conoscopique*, correspondant au capteur fixe et au capteur en balayage.

Le *scanner conoscopique* possède des éléments actifs tels que des rétines à couplage de charges et la diode laser. Avant d'analyser les performances du capteur conoscopique, voyons les sources de bruit susceptibles d'altérer les acquisitions.

4.2 Sources de bruit dans le dispositif conoscopique

La majorité des sources lumineuses émet de la lumière au moyen d'émission spontanée à partir d'un ensemble d'atomes excités. Les exemples de ces sources lumineuses, aussi appelées sources thermiques, sont le soleil, les lampes à décharges, les lampes à incandescence. Contrairement à l'émission chaotique générée par les sources thermiques, l'émission stimulée générée par des sources laser est mieux ordonnée. En effet, les atomes excités sont confinés dans une cavité résonante et rayonnent en synchronisme. Les sources thermiques et les lasers émettent des ondes qui varient aléatoirement en fonction du temps [Goo85].

Les dispositifs conoscopiques possèdent une source lumineuse active. Afin de minimiser toutes fluctuations aléatoires de l'intensité lumineuse, les valeurs obtenues au cours de plusieurs expériences sont moyennées, soit directement par la carte d'acquisition du signal, soit par un traitement informatique adéquat.

Une autre source de bruit est celle produite par le détecteur utilisé. En effet, une rétine à couplage de charge engendre les bruits suivants [Sze81] :

- Bruit thermique : Ce bruit provient du fait que la rétine est un circuit électrique avec une impédance $Z = R + jX$, où R , respectivement X représente l'impédance réelle, respectivement complexe du circuit. Il est directement proportionnel à la résistance R et à la température T . Ce bruit est minimisé en refroidissant le système.
- Bruit de flicker : Ce bruit est intrinsèque aux semi-conducteurs et est proportionnel à $\frac{1}{f}$, où f est la fréquence du système. Ce bruit est dû aux effets de surface.
- Bruit de "reset" : il est propre au mode de fonctionnement d'une rétine à couplage de charges. Il est provoqué par la capture d'électrons parasites dans les puits de potentiels qui ne doivent théoriquement contenir que des électrons générés par l'effet photo-électrique. Certaines caméras sont dotées de circuit permettant l'évaluation de ce bruit et de le retrancher directement au signal de sortie.
- Bruit de courant d'obscurité : Le courant d'obscurité est le signal à la sortie de la rétine en l'absence d'irradiation. Ce signal est fortement influencé par la température.
- Bruit de transfert : Ce bruit est introduit par le transfert des électrons jusqu'à la cellule de sortie. Afin de minimiser ce bruit, il convient de réduire le temps de transfert total.

La minimisation de ces bruits passe par :

- Une augmentation du temps d'intégration afin d'obtenir un signal cohérent,
- Une diminution de la température du système, afin de réduire le bruit thermique et le bruit de courant d'obscurité,
- Une diminution du courant d'obscurité.

4.2.1 La granularité laser

La granularité laser ou "speckle" est définie comme un bruit optique dû la cohérence de la source utilisée. Un faisceau de rayons se réfléchit sur une surface rugueuse [Fra78].

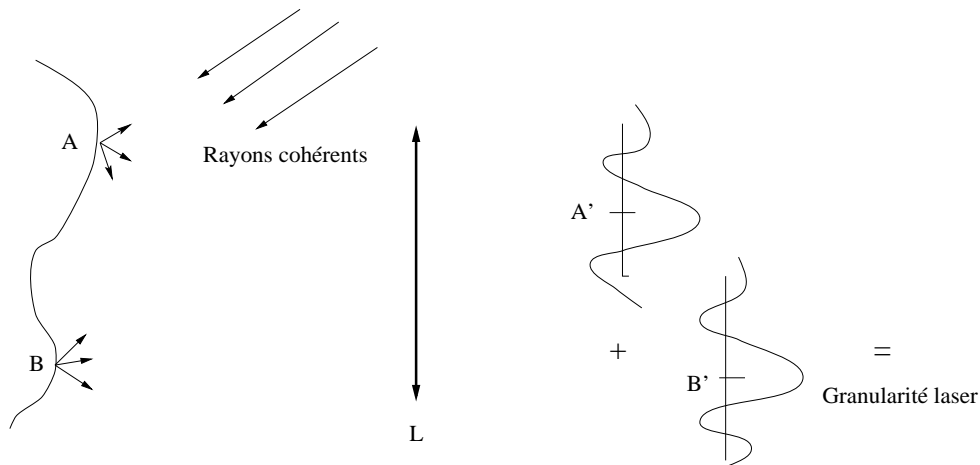


Figure 4.3: Formation de la granularité laser.

Soit une source ponctuelle A . L'image de ce point A à travers une optique L (figure 4.3) est une figure de diffraction due à l'ouverture limitée du système. Pour la surface entière de l'objet, l'image résultante est la superposition en amplitude des figures de diffraction générées par les points de l'objet. Cette figure d'interférences est appelée granularité laser.

En conoscopie, ce bruit est particulièrement gênant, puisqu'il rend difficile ou empêche tout traitement numérique de l'hologramme

4.2.1.1 Méthodes d'élimination de la granularité laser

L'idée générale pour éliminer la granularité laser consiste à casser la cohérence, c'est-à-dire à faire varier la structure de la granularité laser sans altérer l'image.

Une première méthode consiste à diminuer la taille de la tache laser en dessous de la limite de résolution du système optique.

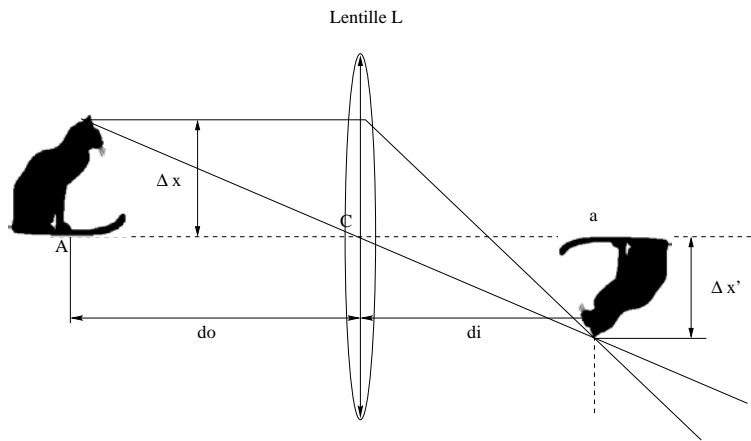


Figure 4.4: Calcul de la limite de résolution d'une lentille L .

Soit une source ponctuelle située à une distance d_o de la lentille. Son image est située à une distance $d_i = \frac{d_o f}{d_o - f}$ du plan principal de la lentille mince (figure 4.4), où f est la focale de l'optique frontale L du système. La taille de la tache de diffraction est donnée par la formule d'Airy suivante :

$$R = 1,22 \frac{\lambda}{D} d_i, \quad (4.8)$$

où D est le diamètre d'entrée de l'optique frontale L .

Un objet de taille Δx situé à une distance d_o du plan focal de l'optique frontale a pour image un objet de taille $\Delta x'$ telle que $\Delta x' = \frac{\Delta x f}{d_o - f}$.

Dès lors, pour satisfaire la condition de limite de résolution, il faut que

$$\Delta x < 1,22 \frac{\lambda d_o}{D}. \quad (4.9)$$

Dans une application typique en conoscopie, nous avons :

- $\lambda = 670 \text{ nm}$
- $d_o = 50 \text{ cm}$
- $D = 4 \text{ cm}$

La taille du point laser doit être inférieure à $10 \mu\text{m}$.

La solution adoptée pour réduire la taille du faisceau laser est de le focaliser suffisamment à la sortie de la diode. Cette solution ne donne des résultats valables que dans les cas de profondeurs de

champ réduites (typiquement 25 mm). Cette profondeur de champ n'est généralement pas exploitable en télémétrie macroscopique.

Une autre méthode consisterait à utiliser un diffuseur intercalé entre la diode laser et le système conoscopique. Ce diffuseur introduirait une répartition transversale de la phase qui se retrouverait dans l'éclairage de l'objet.

Deux possibilités d'utilisation du diffuseur s'offrent pour l'élimination de ce bruit :

1. Des hologrammes sont enregistrés pour différentes positions angulaires du diffuseur. Ensuite ces hologrammes sont moyennés.
2. Le diffuseur est monté sur un support en rotation et les hologrammes sont enregistrés pendant une durée T .

Cette dernière utilisation est efficace mais au détriment d'un encombrement mécanique.

Une autre méthode reposant sur l'utilisation d'un générateur de balayage et exploitant ses propriétés sera exposée dans le paragraphe consacré au capteur en balayage.

Au cours de cette thèse, deux prototypes du palpeur conoscopique ont été réalisés. Le premier est destiné à l'analyse d'objets de petite taille (capteur fixe), le second à l'analyse d'objets volumineux (capteur à balayage).

4.3 Capteur fixe

Une grande partie du travail a été consacrée à la construction et à la validation de certains composants du dispositif conoscopique, tels que les diodes lasers et les rétines à couplage de charges.

Le prototype du *scanner conoscopique* de type capteur fixe (figure 4.5) se compose d'une rétine à couplage de charge, d'une lame séparatrice et d'un capteur conoscopique.

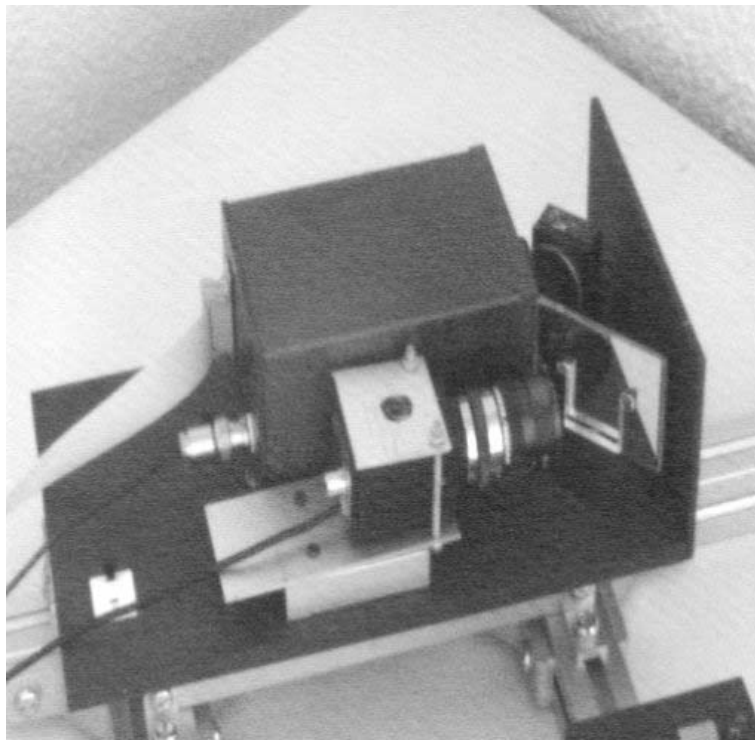


Figure 4.5: Prototype du *scanner conoscopique* de type capteur fixe.

Le capteur conoscopique utilise une diode laser collimatée de longueur d'onde égale à 830 nm. De plus, il possède une optique frontale de distance focale égale à 200 mm et une profondeur de champ égale à 100 mm.

Des mesures du nombre de franges en différents points du champ de mesure et sur différents matériaux ont été effectuées. Dans cette configuration du capteur, des mesures sur des matériaux très spéculaires, comme par exemple des échantillons métalliques, donnent des résultats décevants. En effet, soit l'intensité lumineuse réfléchiée par l'objet sature la rétine, soit elle est trop faible pour être analysée. Les seuls matériaux convenables pour une analyse dans cette configuration sont des matériaux diffusants.

Le tableau 4.1 présente les mesures du nombre de franges F en différents points hors du plan focal du système conoscopique. Les mesures ont été effectuées sur un échantillon en matière plastique et de couleur blanche.

L'analyse du tableau 4.1 montre que le champ de mesure varie de 150 mm à 250 mm ou de 12,293 F à 20,825 F, car l'interfrange doit décroître de façon monotone. Dans cette configuration, 1 F équivaut à 11 mm, et donc, la précision théorique du dispositif conoscopique dans cette configuration est 0,01 mm, la précision fournie par le constructeur étant de un millièrme de frange.

Distance (mm)	150	175	200	225	250	275
Moyenne (F)	12,93	14,916	17,16	19,081	20,825	23,18
Ecart-type (F)	0,00439	0,00461	0,00143	0,00224	0,0755	0,0101
Interfrange (F)		2,623	2,224	1,922	1,744	2,355
Interfrange (mm)		9,529	11,143	13,008	14,336	10,616

Table 4.1: Répétabilité sur 100 mesures dans le champ.

Afin de modéliser le comportement des acquisitions en site réel, 512 mesures en un même point localisé soit aux extrémités, soit au centre du champ ont été effectuées (figures 4.6a à 4.6c).

L'analyse des courbes montre que dans la majorité des cas, la mesure est entachée d'un bruit gaussien, d'où une modélisation des mesures par une gaussienne d'équation :

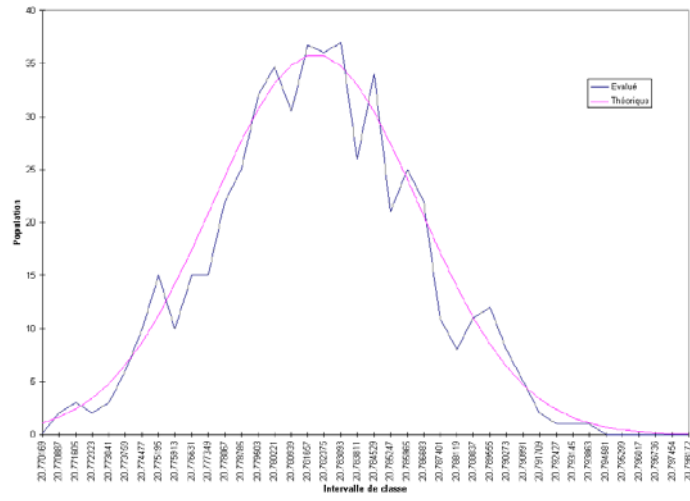
$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}}, \quad (4.10)$$

où σ représente l'écart-type et \bar{x} la valeur moyenne.

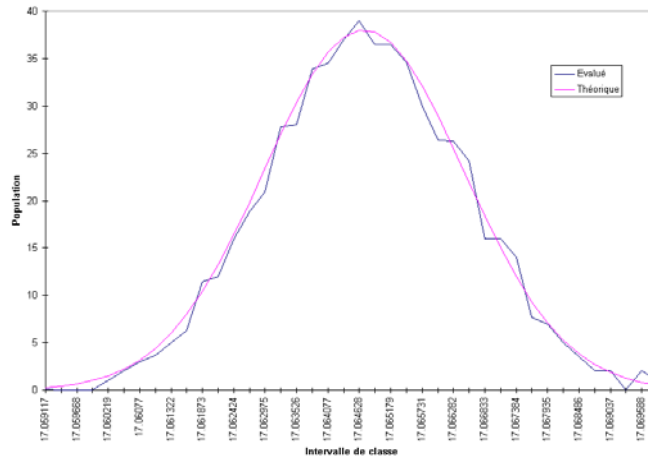
	Moy. (F)	E-T (F)	E-T (mm)	Max. (F)	Min. (F)
Limite sup.	12,115	0,0047	0,05	12,130	12,098
Plan focal	17,065	0,0017	0,02	17,07	17,059
Limite inf.	20,782	0,0044	0,05	20,798	20,769

Table 4.2: Répétabilité pour des surface blanches.

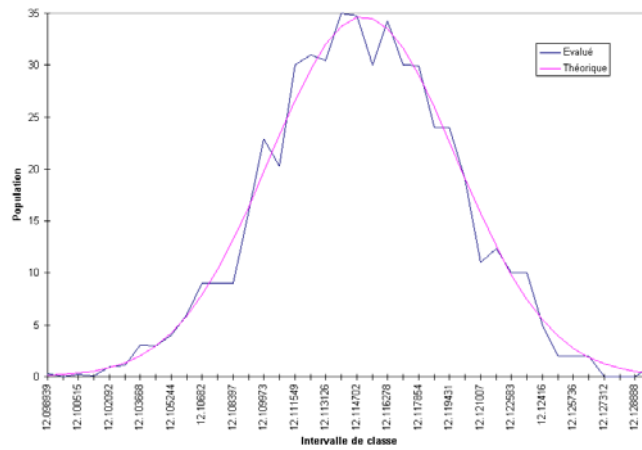
Le tableau 4.3 résume les principaux résultats illustrés sur les figures 4.6a à 4.6c. Il met en évidence que le bruit pour un point situé à la distance focale est deux moins important que pour un point situé aux extrémités. Cela est dû au fait que dans le plan focal, la surface du faisceau laser est minimum.



(a) Limite supérieure.



(b) Distance focale.



(c) Limite inférieure.

Figure 4.6: Répétabilité aux extrémités et au milieu du champ de mesure.

Afin de modéliser le comportement des acquisitions en site réel, 512 mesures en un même point localisé soit aux extrémités, soit au centre du champ ont été effectuées (figures 4.6a à 4.6c).

L'analyse des courbes montre que dans la majorité des cas, la mesure est entachée d'un bruit gaussien, d'où une modélisation des mesures par une gaussienne d'équation :

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}}, \quad (4.11)$$

où σ représente l'écart-type et \bar{x} la valeur moyenne.

	Moy. (F)	E-T (F)	E-T (mm)	Max. (F)	Min. (F)
Limite sup.	12,115	0,0047	0,05	12,130	12,098
Plan focal	17,065	0,0017	0,02	17,07	17,059
Limite inf.	20,782	0,0044	0,05	20,798	20,769

Table 4.3: Répétabilité pour des surface blanches.

Le tableau 4.3 résume les principaux résultats illustrés sur les figures 4.6a à 4.6c. Il met en évidence que le bruit pour un point situé à la distance focale est deux moins important que pour un point situé aux extrémités. Cela est dû au fait que dans le plan focal, la surface du faisceau laser est minimum.

4.3.1 Evaluation du signal de fond

Des acquisitions de signaux conoscopiques exigeant un important temps d'intégration (plus de 10 ms) introduisent du bruit qui détériore le signal, ce qui conduit à une mauvaise reconstruction de la profondeur.

Ce bruit représente le bruit de fond. Il est principalement dû aux réflexions parasites sur les parois des composants du capteur conoscopique. En pratique, ce signal est évalué lorsqu'il n'y a pas de signal en retour, c'est-à-dire lorsque l'objet est placé à l'infini et que les conditions d'interférence sont non satisfaites. Le signal acquis ne provient plus de l'objet mais des réflexions sur les différents éléments composant le palpeur.

Les mesures présentés à la figure 4.7 montrent l'effet du temps d'intégration sur le signal de fond.

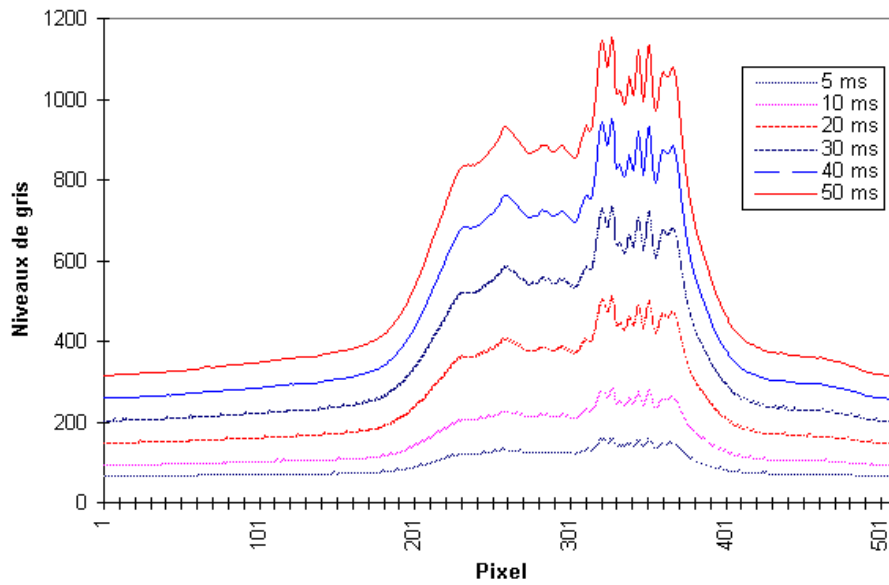


Figure 4.7: Signal de fond pour différents temps d'intégration.

Dans la pratique, les deux signaux conoscopiques positif et négatif sont acquis. L'analyse est montrée pour le signal positif. Le même raisonnement est appliqué au signal négatif. Pour de longs temps d'intégration (typiquement 20 ms), l'allure de la courbe de bruit est différent en raison de la polarisation par la valve électro-optique de certains composants du signal de fond.

L'analyse de la figure 4.7 montre que pour des temps d'intégration inférieur à 10 ms , le signal de fond est constant et négligeable par rapport au signal : seul un biais est ajouté. Le bruit devient significatif pour des temps d'intégration importants, lorsque le signal émis par l'objet est faible. Ce cas se présente lorsque le matériau est peu diffusant, comme par exemple les caoutchoucs noirs.

Une fois les signaux de fond évalués et stockés pour différents temps d'intégration, l'étape suivante consiste à soustraire ce bruit de fond du signal pertinent (figure 4.8). Pour un temps d'intégration du signal donné, et une fois le signal objet acquis et numérisé, le filtrage du signal bruité consiste simplement à soustraire du signal objet le signal de fond correspondant au temps d'intégration choisi. Cette opération se fait quasiment en temps réel.

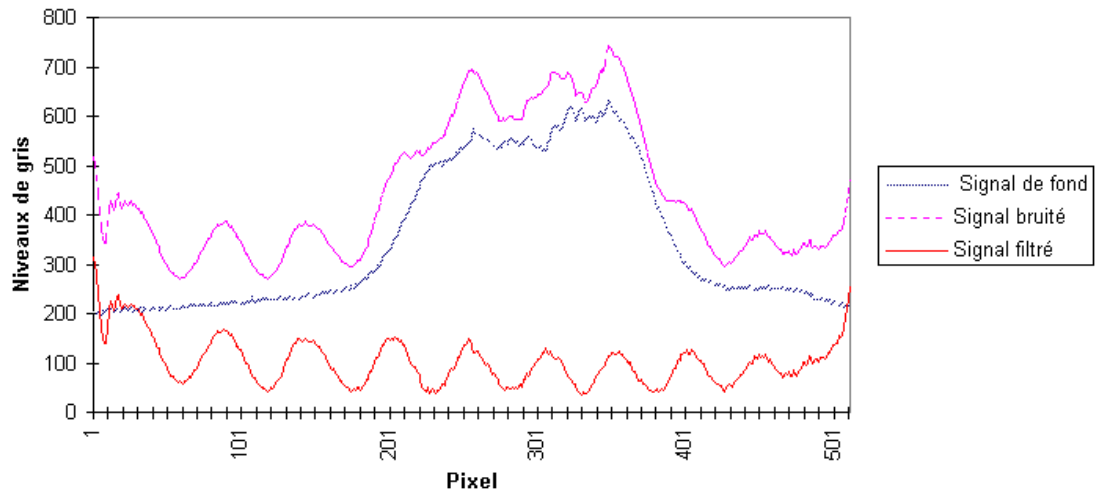


Figure 4.8: Soustraction du signal de fond du signal pertinent.

4.3.2 Dépendance en température

Le signal de fond est indépendant du type de matériau constituant l'échantillon à tester, mais dépend de la température, comme illustré à la figure 4.9.

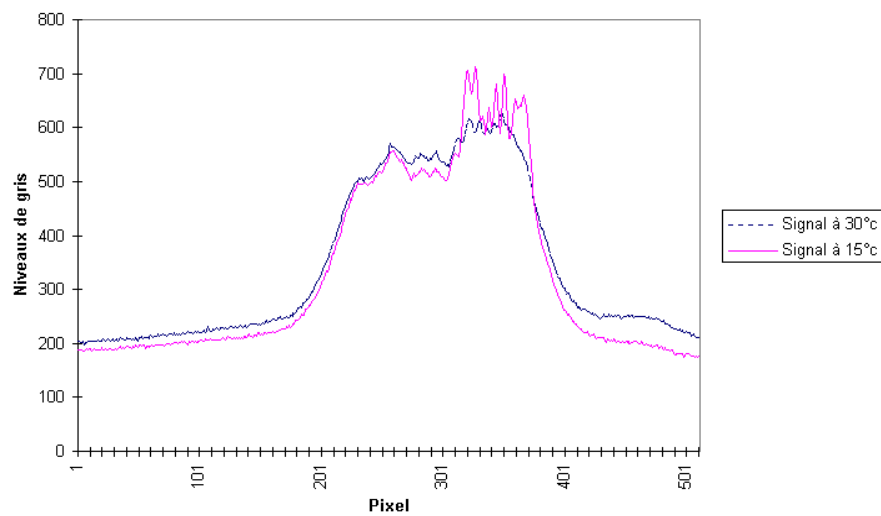


Figure 4.9: Dépendance en température du signal de fond.

La dépendance en température est due au fait que le dispositif conoscopique utilisé contient des composants sensibles aux variations de température, comme la diode laser et la rétine à couplage de charges.

Les solutions proposées pour améliorer le prototype sont :

- Une régulation en température de la diode laser et de la rétine à couplage de charges utilisées,
- Un travail dans une pièce climatisée,
- Un enregistrement du signal de fond pour une température et un temps d'intégration dans un même fichier.

La solution adoptée pour le prototype est la dernière proposition.

La variation de température a aussi un effet sur la courbe de calibration : Dans l'intervalle de température $[19,2^{\circ}C, 20,2^{\circ}C]$, on observe une décroissance de $0,01 F/^{\circ}C$ comme illustrée à la figure 4.10.

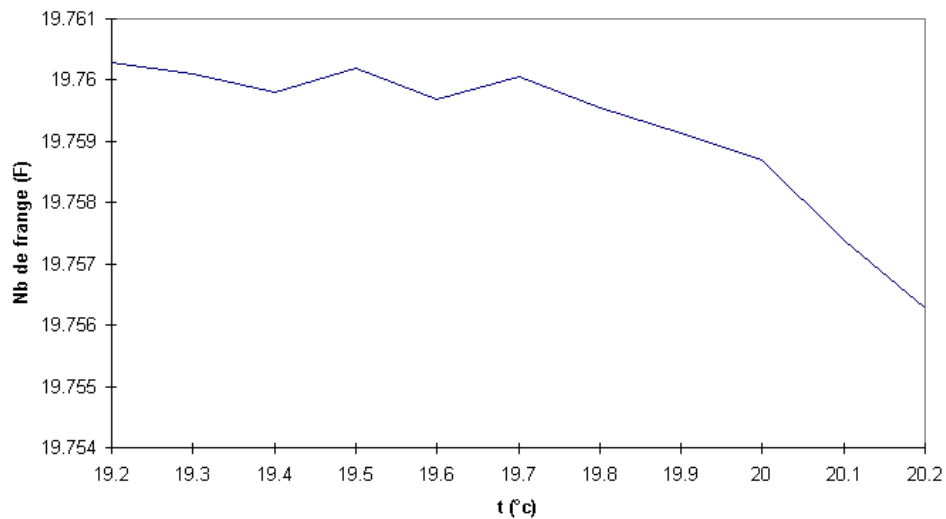


Figure 4.10: Effet de la température sur la mesure du nombre de franges.

Cette variation de température induit une modification de l'allure de la courbe de calibration ce qui biaise la reconstruction de la profondeur (figure 4.11).

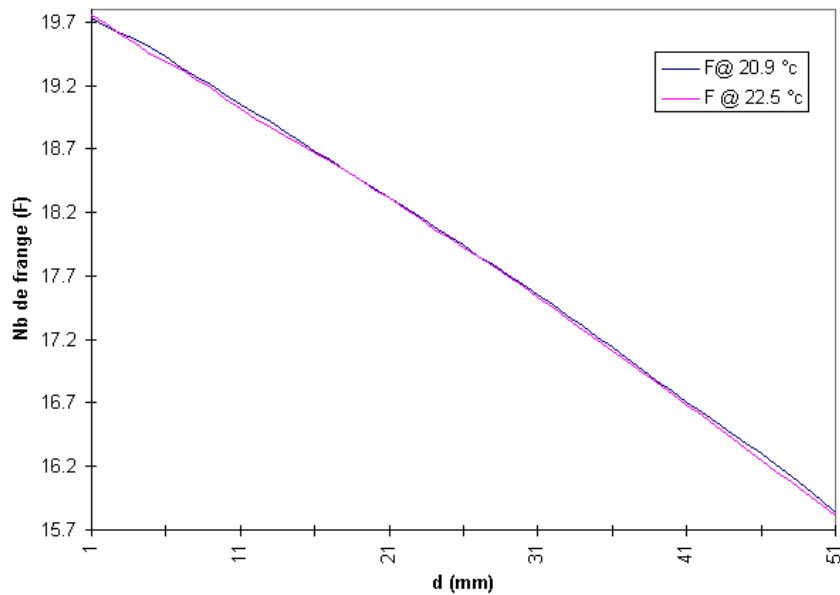


Figure 4.11: Courbes de calibration à différentes températures.

4.3.3 Performance du dispositif conoscopique

Afin d'évaluer les performances du dispositif conoscopique, deux séries de tests ont été effectuées sur une surface plane et blanche.

La première série de tests évalue la précision de la reconstruction. Le tableau 4.4 montre que l'incertitude de la reconstruction aux amers est inférieure à 1%, sauf pour l'extrémité (0 mm). Cette incertitude est principalement due à la différence de température ambiante lors de la phase de calibration et durant la phase de mesure.

Dist. théo.(mm)	0	5	10	15	20	25
Dist. recons. (mm)	0,11	4,99	10,08	15,04	20,02	25,03

Table 4.4: Reconstruction aux amers.

La seconde série de tests permet une évaluation de la reconstruction d'une ligne, pour une position donnée de l'objet plan.

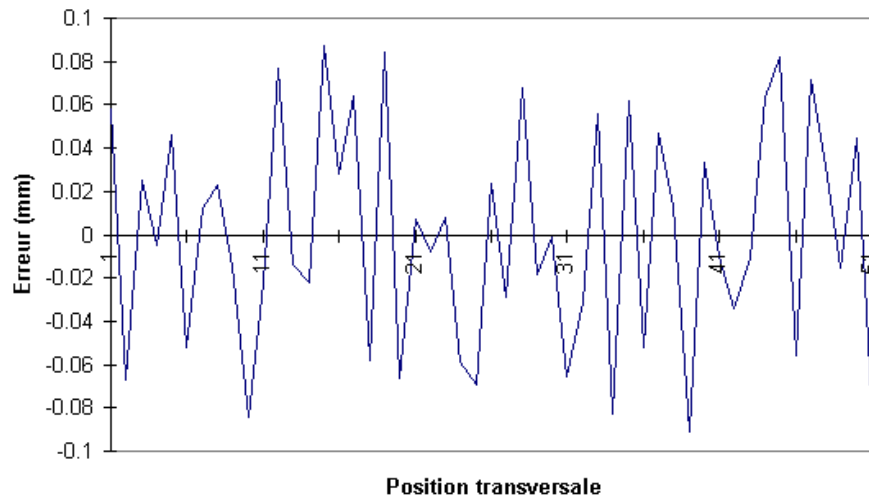


Figure 4.12: Evaluation de l'incertitude de mesure lors d'un balayage de l'objet.

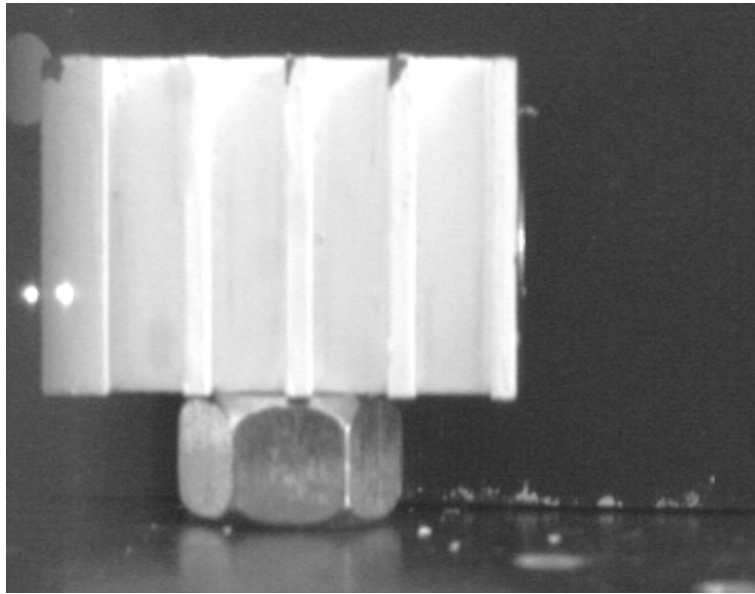
La figure 4.12 montre l'incertitude de mesure évaluée sur une surface plane et blanche. L'incertitude crête à crête est égale à 0,2 mm. Cette importante incertitude est essentiellement due à la conception du prototype, au faible contraste holographique et à l'effet de la granularité laser. Cette incertitude peut valoir 0,6 mm lorsque les matériaux sont peu diffusants.

Afin de garantir une précision de 0,2 % dans les mesures, il est essentiel de :

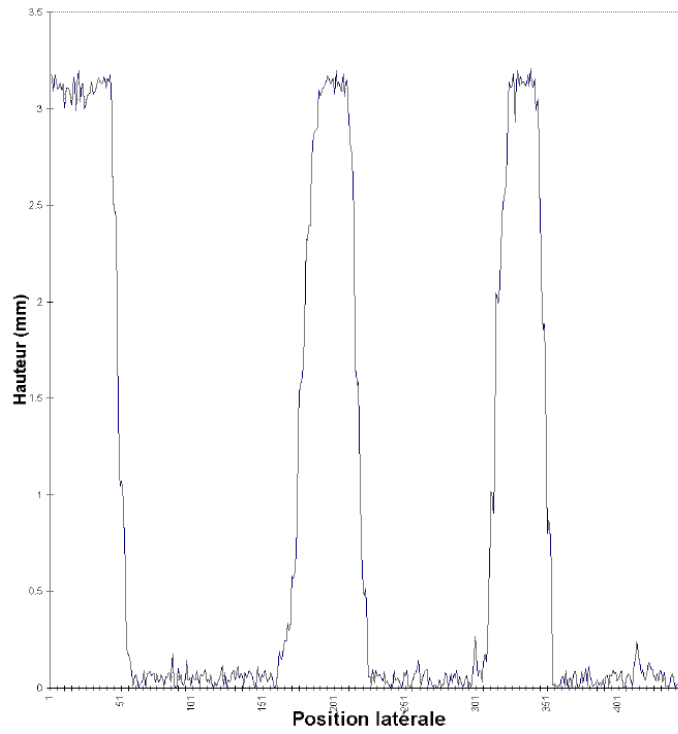
- De contrôler le capteur conoscopique en température,
- De revoir la conception du palpeur, afin de réduire au maximum le bruit de fond.

La granularité laser ne peut malheureusement pas être évitée, puisque le palpeur conoscopique utilise une diode laser comme source lumineuse. La raison pour laquelle une source cohérente est utilisée en conoscopie est que le faisceau reste gaussien sur une très longue distance. Néanmoins, cette granularité laser est atténuée par de long temps d'intégration.

Finalement dans cette configuration, des mesures ont été effectuées sur un profil simple en créneau (figure 4.13 a). La reconstruction (figure 4.13 b) de l'objet conduit à une précision de 0,2 mm sur tout le profil.



(a) Objet original.



(b) Profil reconstruit.

Figure 4.13: Reconstruction conoscopique d'un profil en créneau.

4.3.4 Améliorations du prototype du dispositif conoscopique

La nouvelle version du dispositif conoscopique ne contient plus les défauts rencontrés avec le précédent prototype. Le champ de mesure est de 30 mm et la focale de l'optique frontale de 50 mm . L'incertitude de mesure crête à crête évaluée lors d'une acquisition d'une ligne d'une surface plane est de $2,5\ \mu\text{m}$ (ou $0,04 F$). La figure 4.14 montre un exemple d'incertitude de mesure évaluée lors d'acquisition d'une ligne d'une surface blanche et plane.

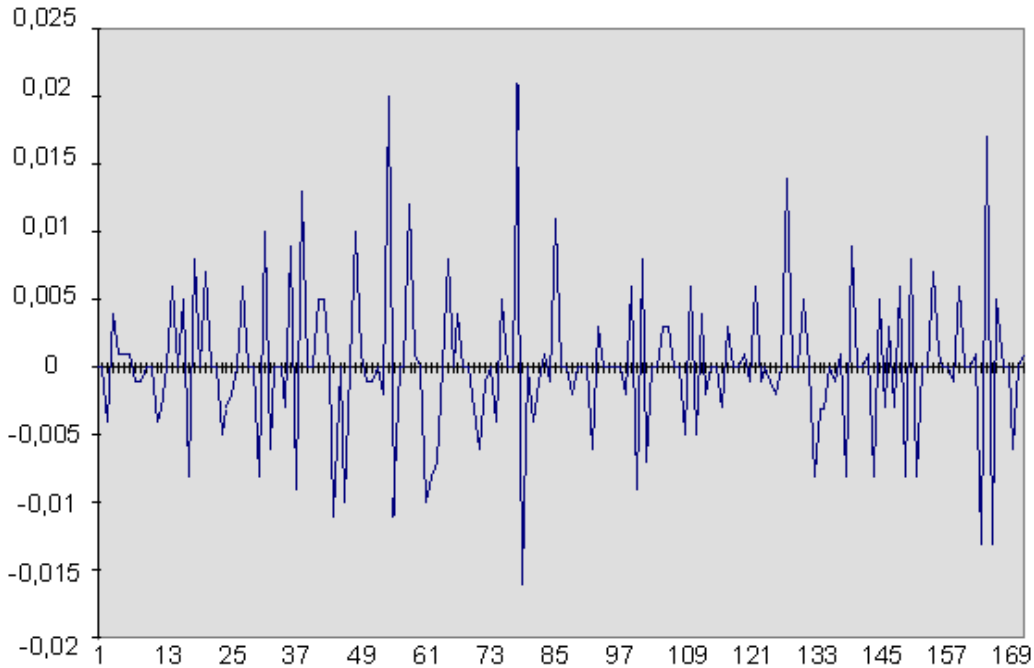
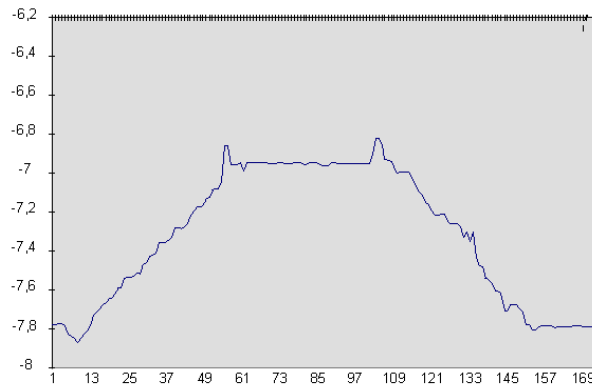
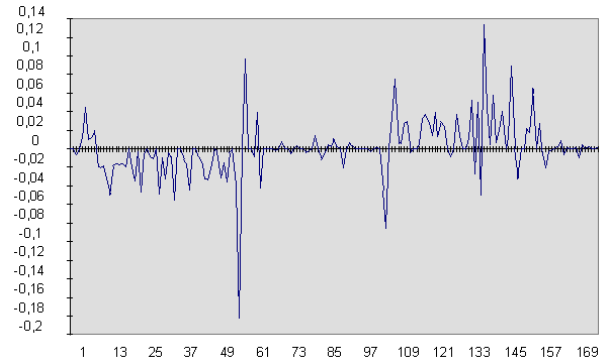


Figure 4.14: Incertitude de mesure lors d'un balayage de l'objet (mesure effectuée en nombre de franges F).

L'incertitude dépend des conditions d'alignement, comme le met en évidence les tests effectués sur des échantillons présentant des pentes. En effet, l'incertitude augmente pour des surfaces pentues car l'intensité du signal reçue par le capteur est plus faible. Une partie de la lumière de retour n'est plus collectée par la rétine du dispositif conoscopique. Sur la figure 4.15, on remarque que l'incertitude sur les surfaces inclinées de la figure 4.15a est deux fois plus importante que celle évaluée sur la surface plane ($3\ \mu\text{m}$ et $1,3\ \mu\text{m}$). La figure 4.16 représente une autre section du cône et renforce cette idée.

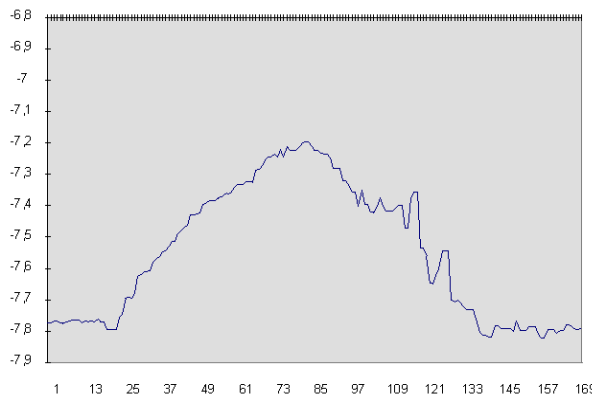


(a) Profil reconstruit.

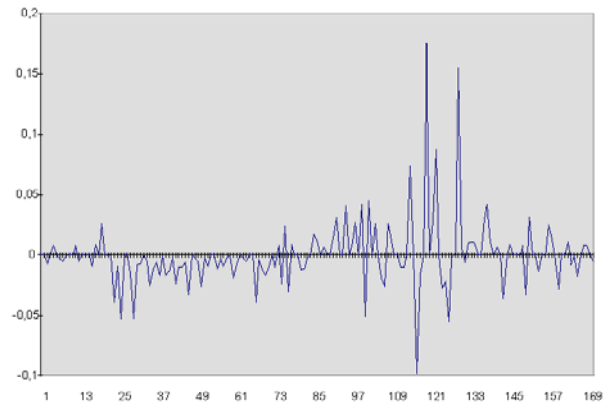


(b) Incertitude correspondante.

Figure 4.15: Acquisition d'une section au milieu d'un objet conique.



(a) Profil reconstruit.



(b) Incertitude correspondante.

Figure 4.16: Acquisition d'une section décalée d'un objet conique.

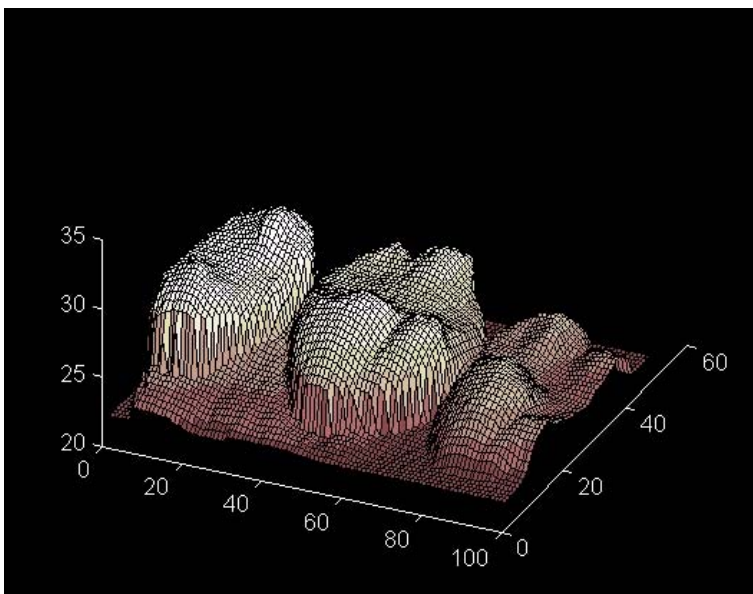
Bien que l'horizontalité de l'échantillon ait été réglée, la reconstruction du cône n'est pas symétrique. Les figures 4.15a et 4.16a montrent que le côté droit forme un angle plus grand avec le plan horizontal qu'à gauche. La raison de cet état de fait est que le rayon lumineux issu de la source du dispositif conoscopique n'est pas vertical mais forme un angle θ avec l'axe optique du système conoscopique.

Le but principal du capteur est de fournir des mesures et reconstructions précises de pièces manufacturées. Les domaines d'applications du *scanner conoscopique* sont vastes et peuvent aller des industries plastiques à l'industrie dentaire. L'exemple suivant traite de la reconstruction d'un dentier

en plâtre. La figure 4.17a représente l'échantillon à analyser et la figure 4.17b présente la reconstruction de molaires. L'incertitude de mesure évaluée lors de l'acquisition de l'objet vaut 0,05 mm dans un champ de mesure de 50 mm.



(a) Objet original.



(b) Profil reconstruit (hauteur en mm).

Figure 4.17: Reconstruction d'une partie de dentier.

4.4 Capteur à balayage

Le dispositif conoscopique utilisé dans la configuration capteur en balayage, est d'une conception mécanique et optique différente de celle employée dans la configuration capteur fixe. Il est donc impossible de comparer les performances intrinsèques des dispositifs conoscopiques. Seules les incertitudes de mesure seront données.

L'utilisation du *scanner conoscopique* en configuration capteur en balayage (figure 4.18) utilise une diode laser émettant à 540 nm (vert). La longueur d'onde de la couleur verte convient particulièrement bien à des expériences sur la peau humaine.

A ce capteur conoscopique, est associé un dispositif extérieur de balayage angulaire sur lequel est monté un miroir. L'utilisation de ce système de balayage permet une acquisition d'un profil d'un échantillon sans bouger l'objet et le capteur. L'acquisition d'une ligne sur l'objet se fait grâce à un miroir monté sur un galvanomètre, commandée par un générateur de fréquences délivrant un signal triangulaire. En paramétrant la fréquence et l'amplitude du signal délivré, nous pouvons acquérir et reconstruire une ligne de longueur variable. De plus, la position du miroir peut être commandée par le micro-ordinateur.

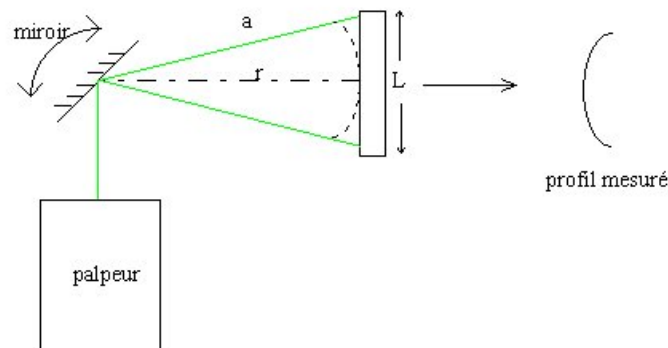


Figure 4.18: Principe du capteur à balayage.

4.4.1 Calibration dans l'axe du dispositif conoscopique

Une première calibration du dispositif conoscopique est réalisée lorsque le miroir monté sur le système de balayage est fixe et forme un angle de 45° avec l'axe optique du dispositif conoscopique. Nous recherchons ici une première relation entre le nombre de franges mesuré F et la distance z entre le point mesuré et le capteur conoscopique.

La figure 4.19 représente une acquisition de 124 échantillons d'un point d'un objet plan situé à une distance de 200 mm du miroir.

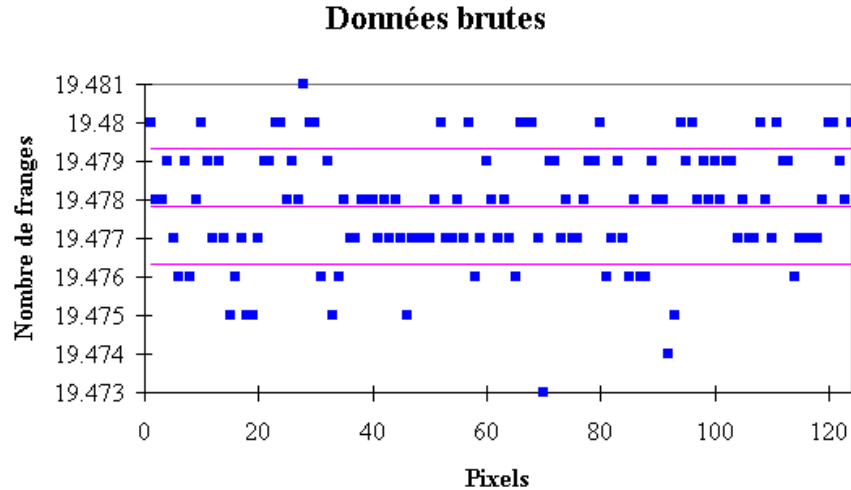


Figure 4.19: Etude de répétabilité sur un échantillon plan.

L'analyse statistique du tableau donne une valeur moyenne de 19,478 F pour la distance 200 mm, avec un écart-type de 0,001 F (0,01 mm). La résolution du *scanner conoscopique* dans la configuration capteur en balayage est donc estimée à 0,01 mm.

La répétition de ces mesures pour différents points du champ de mesure conduit à la courbe de calibration représentée à la figure 4.20.

L'utilisation d'un algorithme modélisant le comportement de la profondeur z en fonction du nombre de franges F est instable et conduit à une reconstruction entachée d'une incertitude importante. Le calcul de l'incertitude moyenne de reconstruction de la profondeur générée par l'algorithme de calibration est présenté (figure 4.21).

La reconstruction de la profondeur en utilisant cette technique de calibration conduit à une incertitude moyenne de 2,89 mm. Cette valeur élevée est essentiellement due au système d'acquisition : pendant une série d'acquisition nous avons observé que dans certains cas, cette instabilité est due à l'électronique de la chaîne d'acquisition et / ou à l'optique intégrée du capteur conoscopique.

4.4.1.1 Calibration hors axe du *scanner conoscopique*

La calibration hors axe du *scanner conoscopique* dans cette configuration est plus difficile que dans la configuration "capteur fixe". La reconstruction est sensible aux sources de distorsion. Afin de quantifier ces sources de distorsion, nous utilisons un échantillon plan en bois, placé perpendiculairement à l'axe du rayon pris comme axe de référence.

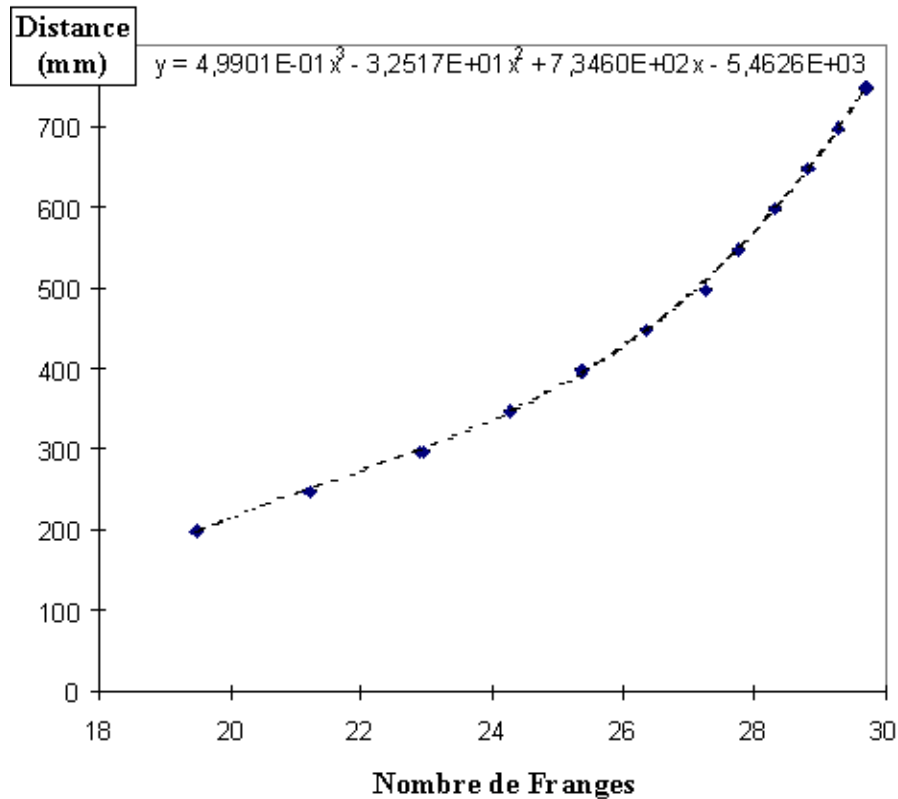


Figure 4.20: Courbe de calibration pour la position du miroir fixe à 45° .

1. La première distorsion est due à l'utilisation du miroir. La distance estimée aux extrémités du plan est plus importante qu'au milieu. Cette distorsion est intrinsèque à cette configuration et peut être corrigée si le balayage est symétrique.
2. La seconde distorsion est introduite par le fait que le faisceau incident ne passe pas par l'axe du miroir. Cela crée une distorsion qui varie avec l'angle de rotation du miroir.
3. La troisième distorsion implique l'introduction d'un offset dans l'angle que fait le faisceau laser incident avec le miroir. Cet offset est nul dans la position initiale du miroir (c'est-à-dire à 45°) et varie avec l'angle du miroir.

Le faisceau est supposé ne subir aucune distorsion entre le miroir et le coeur conoscopique.

Le balayage d'une surface plane d'un échantillon à tester conduit à une reconstruction d'un profil courbe (figure 4.18). Si la largeur L de l'objet est grande par rapport à la distance r du miroir à la surface de l'objet, l'effet de courbure devient significatif. Dès lors, il est nécessaire de corriger les données mesurées.

Nous proposons un modèle expérimental du comportement du nombre de franges F en fonction de la distance longitudinale z et du déplacement angulaire θ sous la forme polynomiale suivante [GP97a] :

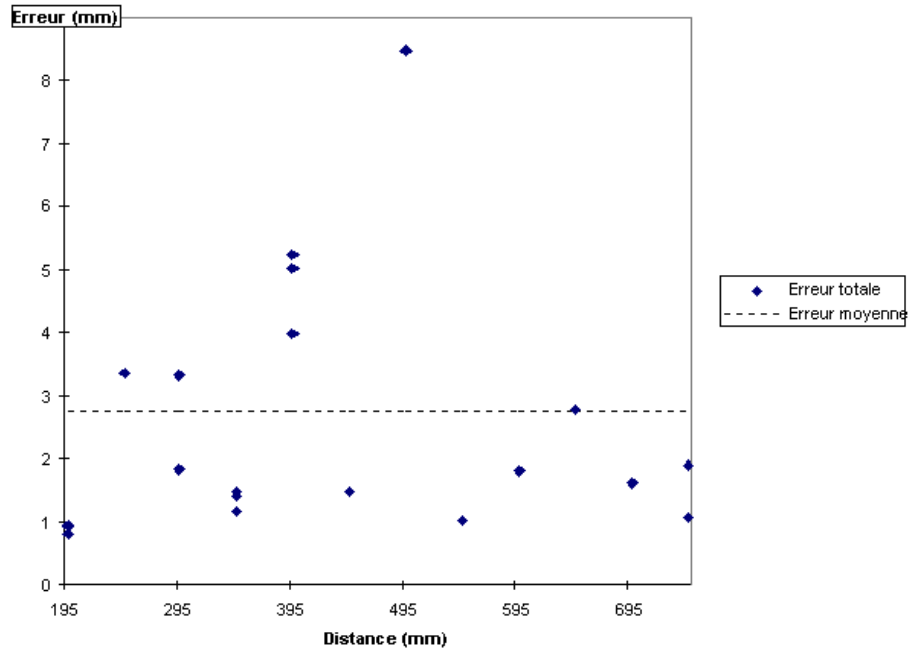


Figure 4.21: Incertitude liée à l’algorithme de calibration.

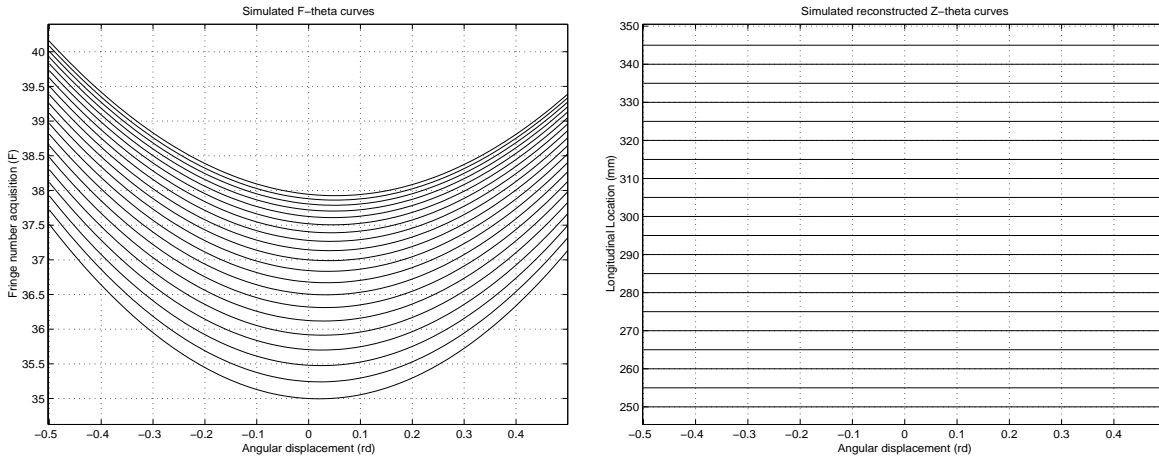
$$F(z, \theta) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m a_{ij} \theta^i \theta^j, \quad (4.12)$$

Où $n \leq 4$ et $m \leq 3$ et a_{ij} représente les coefficients polynomiaux.

En pratique, n et m sont pris égaux à 2. La distance longitudinale ou profondeur z est estimée en deux étapes :

1. Un plan métallique blanc est déplacé à intervalle régulier Δz dans le champ de mesure. Pour chaque déplacement angulaire θ , le nombre de franges F est mesuré et stocké dans la mémoire d’un micro-ordinateur, afin d’évaluer les coefficients polynomiaux a_{ij} .
2. La reconstruction de la profondeur z est réalisée en inversant l’équation 4.12.

L’évaluation des performances de la méthode de reconstruction exige la connaissance des effets du bruit sur les mesures. La procédure implique la génération de courbes synthétiques (figure 4.22) perturbées par addition de bruit. Deux sortes de bruit ont été étudiées : Le bruit blanc uniforme et le bruit gaussien. L’analyse de la mesure du nombre de franges ([Gav96]) montre que la distribution est gaussienne autour d’une valeur moyenne.



(a) Acquisition simulée du nombre de franges.

(b) Distance longitudinale z reconstruite.

Figure 4.22: Reconstruction des courbes de calibration dans le cas idéal.

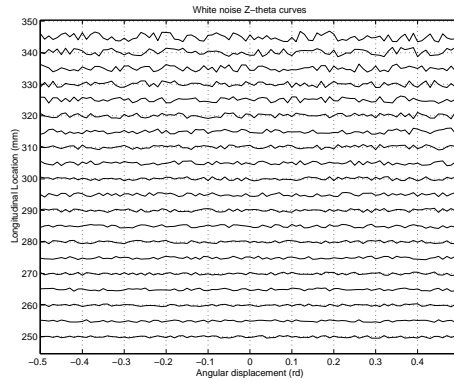
Dans le but d'évaluer la robustesse de la reconstruction, il est nécessaire de simuler l'incertitude relative sur l'évaluation des amers. Nous proposons d'ajouter un bruit d'une amplitude de 1 mm sur la profondeur z . Le déplacement angulaire θ est supposé non bruité, puisqu'il est fourni par un système mécanique très précis. La mesure du nombre de franges F est aussi bruité afin de simuler les incertitudes d'acquisition. De plus, la résolution au centre du champ de mesure est deux fois meilleure qu'aux extrémités. Cela est dû à l'optique du capteur conoscopique. Dans la configuration capteur en balayage, la résolution au centre du champ de mesure est évaluée à $0,02 F$.

La figure 4.22 montre le cas idéal correspondant à la reconstruction des courbes de calibration non bruitées. La figure 4.22 a représente une simulation de l'acquisition des franges, tandis que la figure 4.22 b montre la reconstruction de la distance longitudinale z .

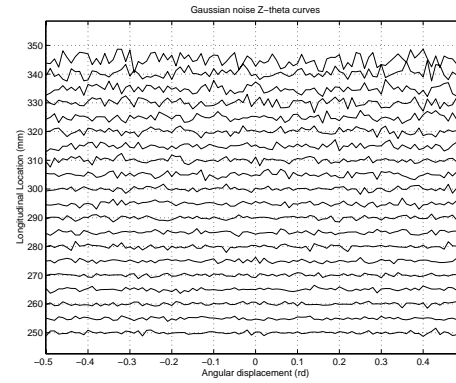
Niveau de bruit sur les franges (F)	B.B. (mm)	E.A. (%)	B.B. (%)	E.R. (%)	B.G. (mm)	E.A. (%)	B.G. (%)	E.R. (%)
0,04	1,824		0,53		4,791		1,41	
0,02	0,986		0,29		1,983		0,6	
0,01	0,643		0,19		1,473		0,4	

Table 4.5: Erreur absolue (E.A.) et relative (E.R.) de reconstruction estimée dans le cas d'un bruit blanc uniformes (B.B.) et d'un bruit Gaussien (B.G.).

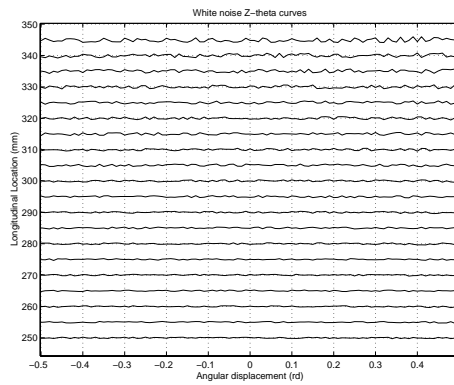
Le tableau 4.5 montre les valeurs des erreurs de reconstruction. L'erreur absolue (E.A.) qui représente le maximum des erreurs sur tous les points et l'erreur relative (E.R.) le maximum du rapport entre l'erreur absolue et de la mesure.



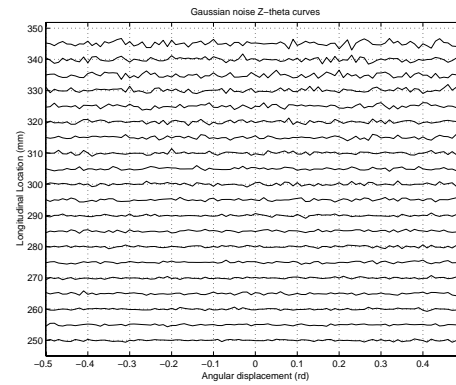
(a) Ampl. B.B 0,04 F



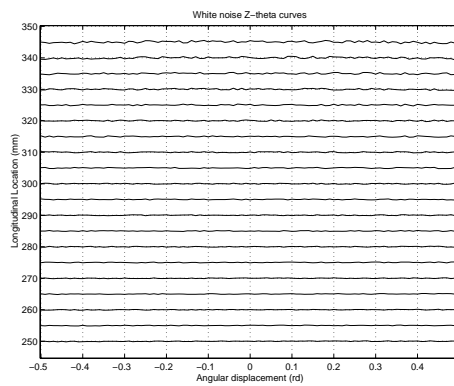
(b) Ampl. B.G. 0,04 F



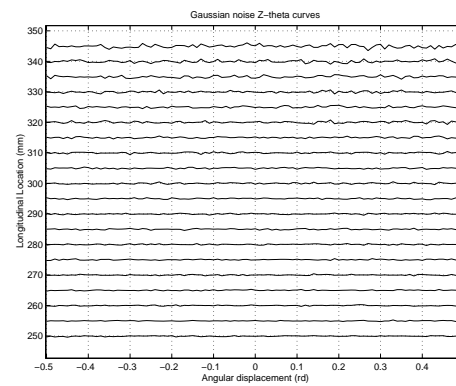
(c) Ampl. B.B 0,02 F



(d) Ampl. B.G. 0,02 F



(e) Ampl. B.B 0,01 F



(f) Ampl. B.G. 0,01 F

Figure 4.23: Comportement du modèle expérimental face aux bruits blanc uniforme et gaussien.

Aux extrémités du champ de mesure (respectivement au centre du champ), l'erreur de reconstruction représente 1,5 % (respectivement 0,6 %). Toutes les courbes bruitées par une distribution dont l'amplitude est élevée (supérieure à $0,5 F$), présentent de grandes incertitudes de reconstruction aux extrémités du champ. Cela est dû au mauvais ajustage. La figure 4.24 montre une acquisition du nombre de franges aux amers en fonction du déplacement angulaire θ . Toutes les données sont obtenues grâce au palpeur conoscopique. Le niveau de bruit sur les mesures est inférieur à $0,02F$ (figure 4.24a). La figure 4.24b montre que le plan de référence utilisé lors de la calibration n'était pas perpendiculaire à l'axe du système. Ainsi, lors de l'acquisition de la courbe à l'amer situé à 290 mm du miroir du capteur, la reconstruction est-elle entachée d'erreur.

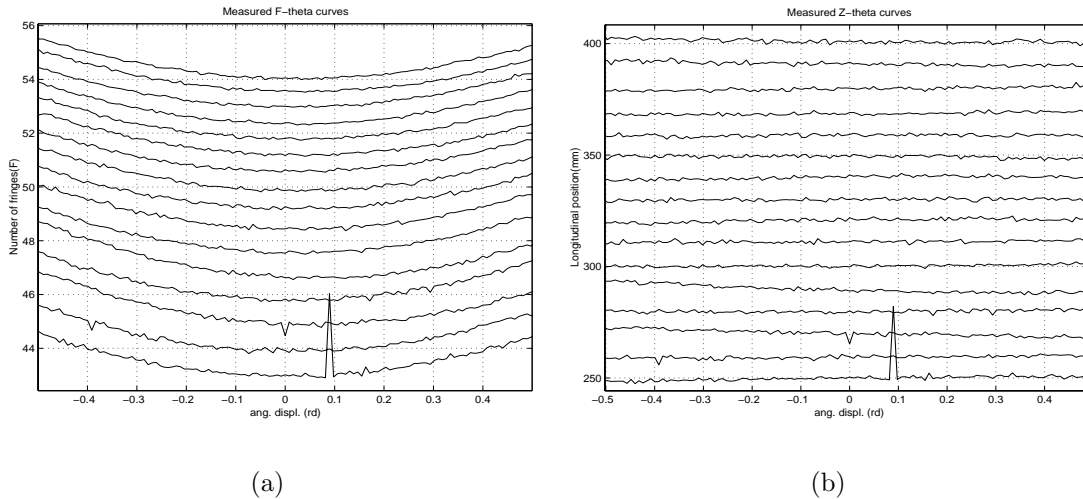


Figure 4.24: Courbes mesurées (a) et reconstruites (b).

Le modèle expérimental du comportement de F en fonction de z et θ apparaît être robuste, même dans des configurations bruitées. Une erreur de 0,6 % sur les mesures est obtenue lorsque l'objet est placé au milieu du champ de travail (c'est-à-dire à la distance focale de l'optique du système). L'étape de calibration (c'est-à-dire la détermination des coefficients du polynôme) doit être soigneusement évaluée, sinon, la construction des courbes de calibration peut être quelque peu imprécise (figure 4.24).

4.4.1.2 Réduction du bruit de granularité laser

L'utilisation d'une source lumineuse cohérente crée de la granularité laser qui est assimilée à un bruit comme rappelé au chapitre 1.2.1.

Ce bruit est intrinsèque au capteur conoscopique et ne peut être filtré simplement par un filtre interférentiel fenêtré à 540 nm . Vu que le bruit est aléatoire et que son niveau est égal à celui du signal

mesuré, la répétabilité devient médiocre et peut atteindre des niveaux inacceptables dans le cadre de la métrologie. La figure 4.25 montre un cas typique de signal altéré par ce type de bruit.

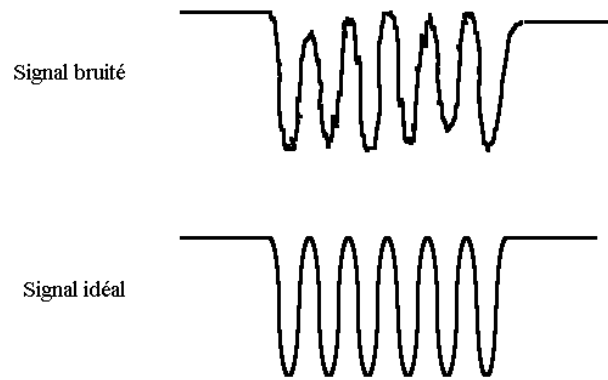
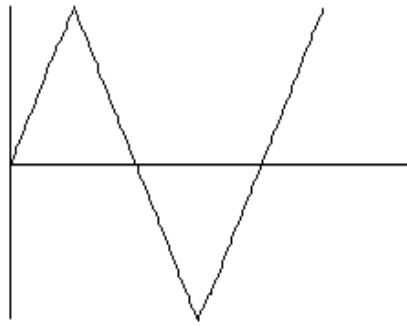


Figure 4.25: Signaux conoscopiques idéaux et bruités.

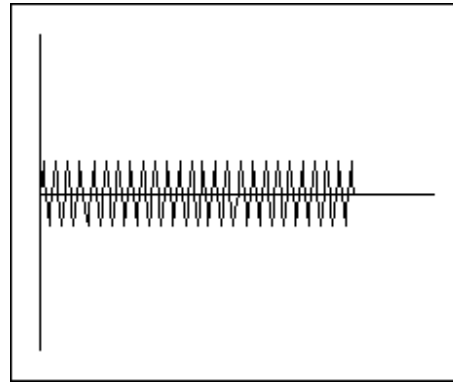
Dans le cas de la configuration “capteur en balayage”, la solution adoptée pour réduire ce bruit est d’ajouter à la fréquence de balayage une fréquence plus élevée (figure 4.26) :

Après une étude de la dépendance de la granularité laser à la fréquence et à l’amplitude de la modulation, l’effet de ce bruit sur l’acquisition des points a été réduit d’un facteur 2. La figure 4.27a représente le signal conoscopique en présence de granularité laser et la figure 4.27b le signal lorsque le miroir vibre.

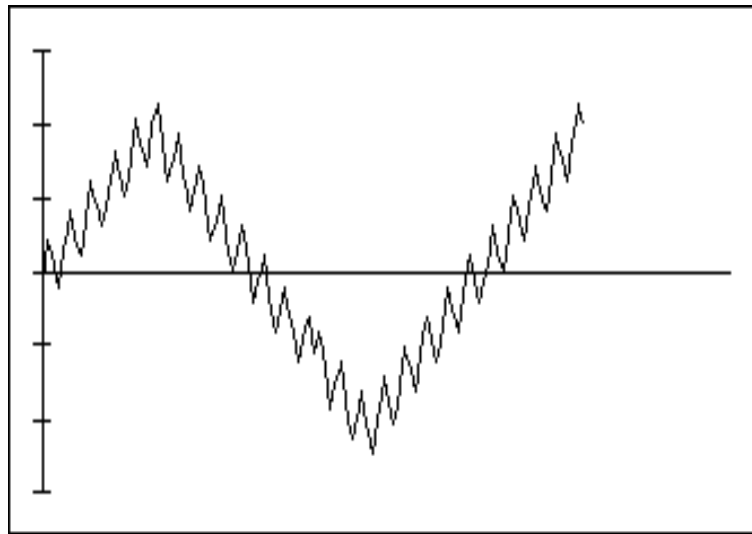
En faisant vibrer le miroir du galvanomètre à une fréquence de 150 Hz , les discontinuités du signal sont largement atténuées (figure 4.27 b). Remarquons que si l’amplitude du signal secondaire est trop importante par rapport à celle de l’objet, la mesure sera altérée ainsi que la localisation latérale. Un compromis entre l’obtention du meilleur signal et la perte de résolution latérale devra être établi.



(a) Tension de balayage

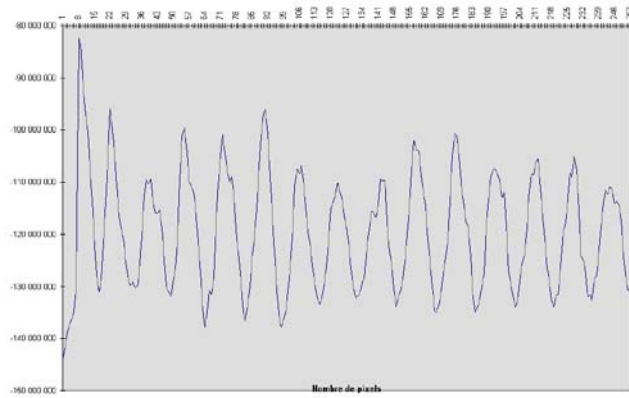


(b) Tension de vibration

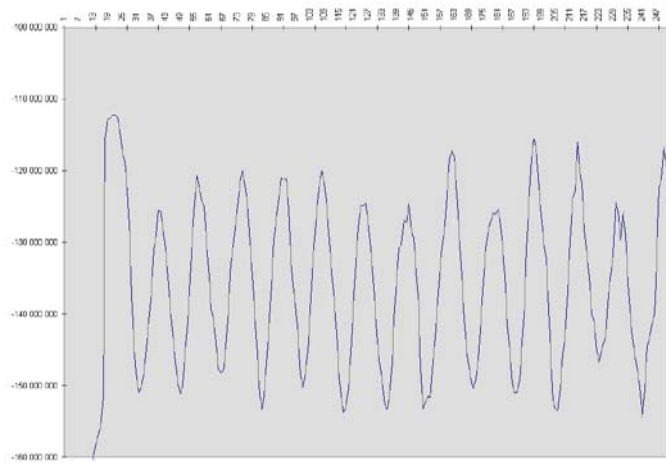


(c) Tension résultante

Figure 4.26: Tension alimentant le galvanomètre couplé au miroir.



(a) Signal conoscopique bruité



(b) Signal conoscopique acquis lorsque le miroir vibre à une fréquence de 150 Hz

Figure 4.27: Exemples de signaux conoscopiques acquis.

4.4.2 Application du dispositif conoscopique en balayage

La configuration capteur en balayage a été développée dans le cadre d'une application biomédicale, dans le contexte chirurgical.

Les premiers résultats expérimentaux ont permis la mise au point du palpeur conoscopique et la validation de l'alignement des composants du palpeur conoscopique. Le profil présenté à la figure 4.28 montre l'acquisition d'une ligne d'un visage. La première courbe représente une acquisition brute. La forme allongée du visage aux extrémités de la zone de mesure est liée à l'effet de courbure du système.

La seconde courbe montre la reconstruction après correction angulaire.

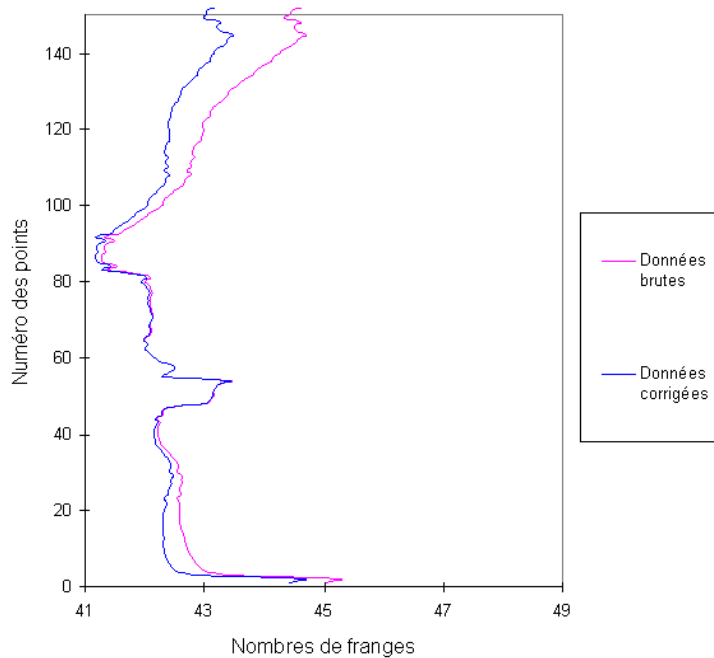


Figure 4.28: Comparaison entre un profil “brut” et un profil corrigé.

La figure 4.29 représente l’acquisition complète d’une tete. La pseudo forme rectangulaire que l’on voit au dessus du nez sur les figures 4.29b et c représente la monture des lunette de protection contre le laser.

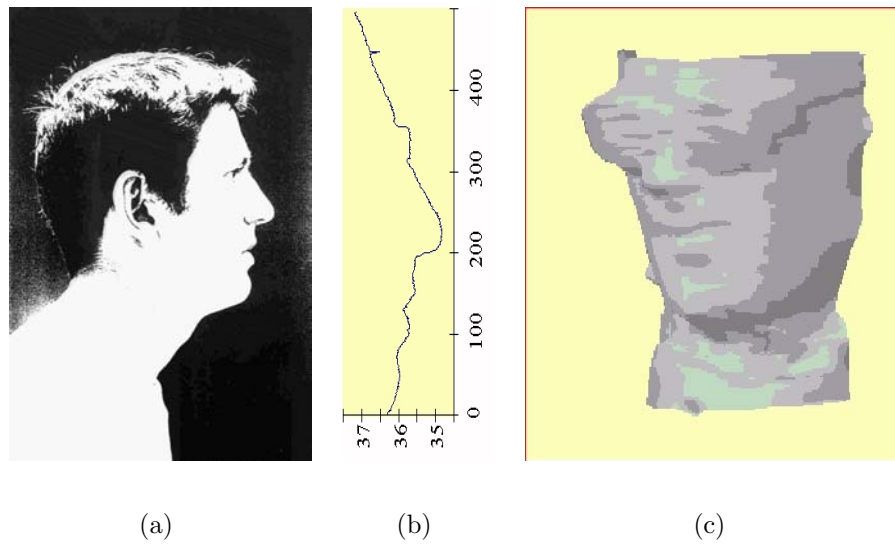


Figure 4.29: Reconstruction d'un visage humain: (a) tête originale, (b) ligne acquise, et (c) tête reconstruite.

L'utilisation du *scanner conoscopique* dans la configuration "capteur en balayage", fournit des résultats tout à fait satisfaisants. L'incertitude longitudinale est égale à $1,2\text{ mm}$ dans un volume de 120^3 mm^3 . Les incertitudes de mesures sont essentiellement dues aux mouvements de la tête du patient pendant l'acquisition (figure 4.29 c) et aux défauts du prototype utilisé. Pour les générations à venir de la tête conoscopique destinée aux applications biomédicales, l'incertitude de mesure sera diminué d'au moins un facteur 5.

La résolution transversale peut être améliorée, mais doit satisfaire le compromis vitesse d'acquisition et résolution. En attendant une nouvelle version du palpeur conoscopique, les efforts se poursuivent sur l'amélioration de la vitesse d'acquisition.

4.5 Applications en métrologie 3D

Le *scanner conoscopique* se révèle être un capteur polyvalent qui peut travailler à une grande variété d'échelles, partant du domaine macroscopique jusqu'au domaine microscopique, seulement en changeant l'optique frontale. Cette optique adapte, en effet, le champ de mesure au paramètre conoscopique grâce à sa propriété de colinéarité [GP97b].

Le capteur conoscopique est principalement dédié à la mesure tridimensionnelle en haute résolution d'objets avec des surfaces gauches. Cela rend les capteurs conoscopiques efficaces aussi bien dans des applications en ligne que pour des applications hors ligne. Ces propriétés polyvalentes sont illustrées par plusieurs exemples dans les paragraphes qui suivent.

4.5.1 Applications en ligne

Le *scanner conoscopique* est utilisé pour reconstruire certains points caractéristiques sur la surface d'un l'objet à tester [GP97b]. Deux exemples traitent de la reconstruction du profil d'un objet :

- Le cas d'un profil en marche d'escalier (figure 4.30a),
- Le cas d'un créneau dans le contexte de l'inspection automatique de crémaillère (figure 4.30b).

Le capteur conoscopique utilisé pour les mesures est un capteur de seconde génération qui à une profondeur de champ de 50 mm et une diode laser émettant dans le rouge. Le capteur est immobile, tandis que l'objet à tester est placé sur une table de translation micrométrique. La précision de reconstruction obtenue est de $0,1\%$ du champ, pour une vitesse de balayage de 1 kHz . Cela permet une analyse en temps quasi-réel.

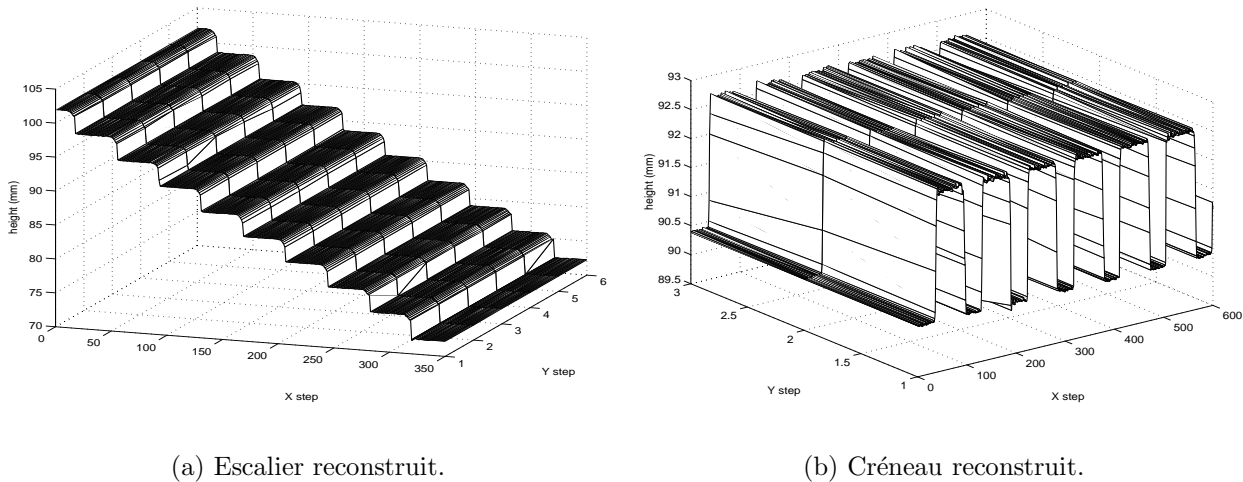


Figure 4.30: Analyse d'objet de profil simple.

4.5.2 Application hors ligne

Ici, nous nous intéressons à l'obtention d'une cartographie très précise de la surface d'un objet. Les applications sont nombreuses et peuvent aller des métiers de formage du plastique jusqu'à l'industrie dentaire, et concernent tous les objets moulés.

Les trois exemples suivants ont été enregistrés avec la même tête conoscopique que celle utilisée pour les applications en ligne. Dès lors la précision de la reconstruction est $0,1\%$ du champ, mais le pas de la table de translation est de $50\ \mu\text{m}$. Le premier objet moulé considéré est une empreinte de pneu de moto (figure 4.31a). Nous sommes intéressés par l'évaluation avec une précision de $0,1\%$

de la hauteur et de la forme des stries. Les figures 4.31b et 4.31c, montrent les deux reconstructions obtenues. Ces reconstruction montrent très clairement les trous localisés de part et d'autre de la strie.

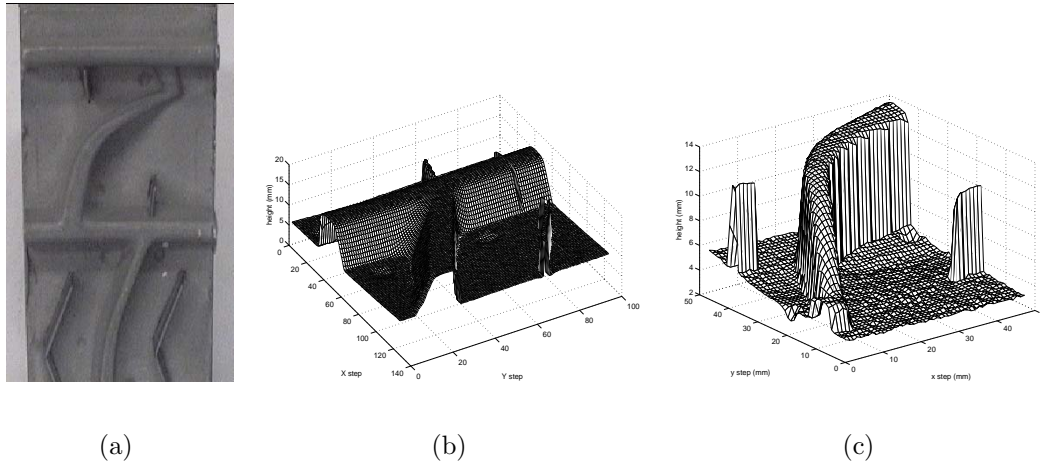
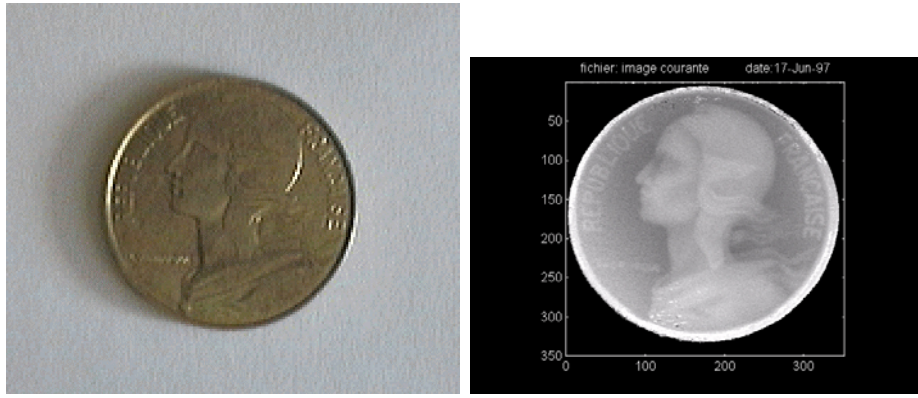


Figure 4.31: Reconstruction d'un moule de pneu: (a) moule original, (b) (resp. (c)) partie inférieure (resp. supérieure) reconstruite.

La seconde application traite d'une empreinte de dentier en plâtre (figure 4.17). La difficulté rencontrée était l'analyse des surface gauches représentant les facettes de la dent. A la jonction de deux ou plusieurs surfaces, l'information de profondeur dépend de la taille de la tache du laser qui est en contact avec l'objet. Néanmoins, puisque l'objet est placé au milieu du champ de mesure, cette effet est atténué (figure 4.17b).

Une autre application traite de la reconstruction de la cartographie de la surface d'une pièce de monnaie (figure 4.32). La configuration optique du palpeur conoscopique utilisé n'est pas bien adapté pour une analyse précise de la pièce. Néanmoins, il est possible de reconstruire les principales caractéristiques de la pièce, comme la tête de Marianne et le nom du pays "République française". Cet exemple montre les limitations du capteur conoscopique utilisé. Afin de garantir une meilleure reconstruction, le champ de travail doit être réduit.



(a) Objet original.

(b) Surface reconstruite (hauteur en mm).

Figure 4.32: Reconstruction d'une pièce de monnaie.

La méthode de calibration-reconstruction est intégrée dans le *scanner conoscopique*, équipé du logiciel approprié, afin de fournir des profils ou des cartographies d'objets diffusifs. Cette méthode simple permet de satisfaire la contrainte d'acquisition temps quasi réel.

Des études privées et concluantes sur des échantillons prêter par des sociétés confirment l'énorme potentiel des *scanner conoscopique* dans le domaine de la métrologie industrielle.

L'incertitude sur la reconstruction des surfaces est actuellement de 0,1 % du champ de mesure pour les *scanners conoscopiques* configurés en "capteur fixe" et de 0,6 % du champ dans la configuration "capteur en balayage".

Parmi les applications développées, une partie fut réalisée pour des clients dont ils voulaient préserver la confidentialité de leurs applications. celles-ci ne pourront pas être largement publiées et commentées mais néanmoins, un rapport sera remis aux rapporteurs.

L'arrivée de nouveaux palpeurs conoscopiques permettra à l'avenir de diminuer l'incertitude de la méthode, grâce à l'amélioration des différentes faiblesses telles que la dépendance en température de la diode laser, les réflexions parasites sur les composants du dispositif conoscopique et la conception mécanique et optique. L'industrialisation des *scanners conoscopiques* permettra de rivaliser en performance avec les autres systèmes de mesures tridimensionnelles. En effet, les dispositifs conoscopiques sont compacts (157 x 106 x 128 mm), légers (600 g) et ont un champ angulaire pour des surfaces diffuses de $\pm 85^\circ$. Cette dernière caractéristique permet de supplanter, à performance égale, les systèmes à triangulation. La compacité et la légèreté permettent de les associer à d'autres systèmes de mesures.

Conclusion

Dans le cadre de la vision industrielle tridimensionnelle, les capteurs optiques sans contact offrent une réponse aux besoins en mesure, contrôle de qualité et guidage de robot.

Nous avons présenté les limitations des technologies fondées sur la stéréométrie, la photogrammétrie, la projection de lumière structurée, la triangulation, le temps de vol, le moiré et l'holographie classique et numérique dans les applications de mesure et de contrôle de la qualité des pièces manufacturées. Nous avons proposé dans le cadre des recherches industrielles avancées, sous le contrat européen n° ERBRE2CT943070, conduite par **TIMEAT** en collaboration avec **CDO** de développer un nouveau capteur tridimensionnel appelé *scanner conoscopique* et exploitant le principe de la conoscopie. Nous avons rappelé les principaux concepts d'interférométrie en conoscopie et les avons appliqués en grandeur réelle dans le cadre de la réalisation d'un prototype dont les performances ont été améliorées de 1 % en précision à 0,1 % du champ de mesure.

En particulier, dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés à la réalisation du système de calibration de la caméra à couplage de charges, sa validation en situation réelle d'éclairément et de température variable. Nous sommes parvenus à des résultats de 1,5 % en précision sur la reconstruction des amers de la mire et avons recommandé les conditions d'exploitation suivantes :

- Eclairément uniforme de la mire,
- Mire de calibration constituée de disques.

et les améliorations suivantes :

- Mire rigide et traitée contre les réflexions spéculaires,
- Algorithmes d'extractions des points caractéristiques dans l'image numérique à modifier en fonction de la puissance de calcul des micro-ordinateurs.

Dans un second temps, nous avons développé les aspects relatifs au conoscope. En particulier, nous avons participé aux montages physiques et à la mise au point des différents prototypes du palpeur conoscopique. De plus, nous avons développé des méthodes de calibration théorique et expérimentale et avec des résultats correspondant à une précision de 0,2 % du champ de mesure.

La calibration du capteur conoscopique a été réalisée pour deux configurations et deux prototypes différents du palpeur conoscopique : le capteur fixe et le capteur à balayage.

Les méthodes de calibration ont été validées sur des objets de référence diffusifs de forme et de nature différentes tels que des profils métalliques mats et plastifiés en escaliers et en créneaux. Elles ont ensuite été appliquées dans divers contextes industriels allant de la métrologie microscopique à la métrologie macroscopique. Citons, entre autres, l'analyse de la rugosité de surface métallique, la reconstruction de moule de dentier et la reconstruction du visage humain. Les applications ne sont pas exhaustives et peuvent aussi bien intéresser aussi bien les industries de fabrication pour le contrôle en sortie de chaîne de la conformité des pièces que les chirurgiens pour la numérisation précise de différentes parties du corps pour des interventions chirurgicales.

Les performances actuelles sont de :

- 0,05 *mm* dans un champ de mesure de 50 *mm* pour la configuration “capteur fixe” ,
- de 1,2 *mm* dans un volume de 120³ *mm*³ pour la configuration “capteur à balayage”.

Les limitations portent essentiellement sur :

- La conception mécanique des dispositifs conoscopiques,
- Le problème de stabilité en température de la diode laser,
- Les vibrations des objets à analyser.

Perspectives

Les résultats de cette étude permettront dans un avenir proche la commercialisation du *scanner conoscopique* comme appareil de mesure ou de contrôle dans un environnement industriel.

Les perspectives de développement sont les suivantes :

- Automatisation du lien entre la rétine à couplage de charges et le dispositif conoscopique pour une interface conviviale d'utilisation,
- Amélioration technique sur l'intégration d'un système de balayage plus compact et d'une optimisation mécanique de l'ensemble.

Enfin, pour augmenter la qualité des images conoscopiques, et par conséquent la précision de mesure, un développement des aspects traitant du signal conoscopique est à envisager, notamment sur les points suivants :

-
- Elimination du bruit de granularité laser sur les hologrammes conoscopiques,
 - Elimination des signaux parasites dus aux réflexions sur des surfaces spéculaires,
 - Amélioration de l'algorithme de comptage du nombre de franges.

Annexes

Annexe A

Calcul de la différence de phase au deuxième ordre

A partir de l'équation 2.4 exprimant la différence de phase entre le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire générée par le cristal, nous allons exprimer cette différence de phase explicitement en fonction de la coordonnée radiale r d'un point Q image du point émetteur P dans le plan de la caméra et de la position longitudinale Z de P comme illustré à la figure A.1.

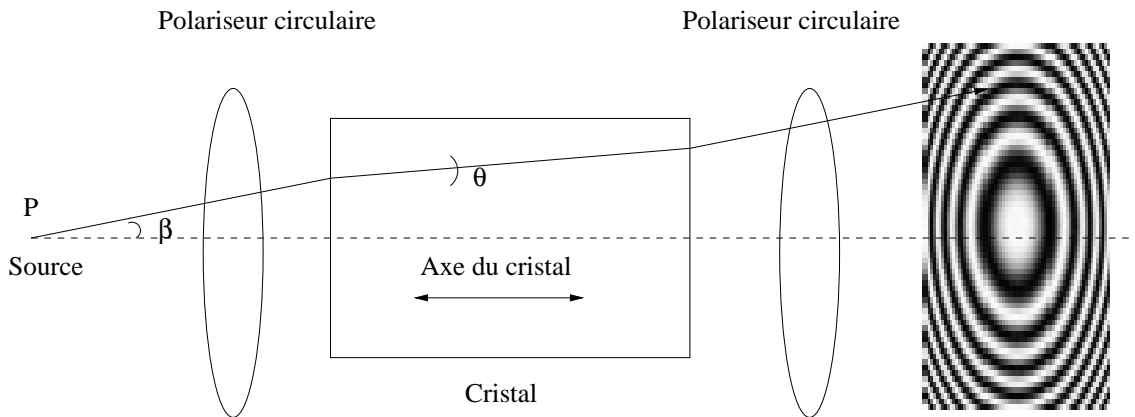


Figure A.1: Description simplifiée du conoscope.

Dans le cas de l'approximation paraxiale, les angles β_o et β_e sont petits et donc, les sinus approximatés par leurs angles, $\beta_o = \beta_e = \beta$. Dès lors, l'équation 2.19 devient :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e(\theta) - n_o) \quad (\text{A.1})$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n_e(\theta). \quad (\text{A.2})$$

L'indice de réfraction extraordinaire $n_e(\theta_e)$ dans cette hypothèse sera égal à :

$$n_e(\theta) = n_o + \Delta n_e(\theta) \quad (\text{A.3})$$

L'équation 2.4 régissant le comportement du rayon lumineux dans le cristal devient :

$$\frac{1}{n_e(\theta)^2} = \frac{1 - \theta^2}{n_o^2} + \frac{\theta^2}{n_e^2}. \quad (\text{A.4})$$

L'équation A.4 peut s'écrire sous la forme ci-dessous :

$$\theta^2 \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) = \frac{1}{n_e(\theta)^2} - \frac{1}{n_o^2}. \quad (\text{A.5})$$

En remplaçant dans l'équation A.5, $n_e(\theta_e)$ par sa forme variationnelle A.2, nous avons :

$$\theta^2 \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) \approx \frac{1}{n_o} \left(\frac{\frac{2\Delta n_e(\theta)}{n_o} + \frac{2\Delta n_e^2(\theta)}{n_o^2}}{1 + \frac{2\Delta n_e(\theta)}{n_o} + \frac{2\Delta n_e^2(\theta)}{n_o^2}} \right). \quad (\text{A.6})$$

En négligeant les termes d'ordre $\Delta n_e^2(\theta_e)$, l'équation A.6 s'écrit :

$$\theta^2 \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) = -\frac{2\Delta n_e(\theta)}{n_o} \frac{1}{n_o + 2\Delta n_e(\theta)}. \quad (\text{A.7})$$

Le développement en série de Taylor de $\frac{1}{n_o + 2\Delta n_e(\theta_e)}$ donne :

$$\frac{1}{n_o + 2\Delta n_e(\theta)} = \frac{1}{n_o} - \frac{2\Delta n_e(\theta)}{n_o^2} + \frac{2\Delta n_e^2(\theta)}{n_o^3} - \dots \quad (\text{A.8})$$

La variation de l'indice de réfraction extraordinaire s'écrit sous la forme :

$$\Delta n_e(\theta) = \theta^2 \frac{n_o^2 n_e^2 - n_o^2}{2 n_e^2}. \quad (\text{A.9})$$

En définissant la biréfringence Δn et l'indice effectif n_c du cristal respectivement par :

$$\Delta n = n_e - n_o, \quad (\text{A.10})$$

et

$$n_c^2 = \frac{2n_o n_e^2}{n_o + n_e}, \quad (\text{A.11})$$

le rapport entre les équations A.10 et A.11 donne :

$$\frac{\Delta n}{n_c^2} = \frac{n_e^2 - n_o^2}{2n_o n_e^2}, \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{n_o \Delta n}{n_c^2} = \frac{n_o n_e^2 - n_o^2}{2 n_o n_e^2}. \quad (\text{A.13})$$

La variation d'indice de réfraction extraordinaire se met sous la forme suivante en utilisant l'équation A.13

$$\Delta n_e(\theta) = \theta^2 \frac{n_o^2 \Delta n}{n_c^2}. \quad (\text{A.14})$$

Le déphasage $\Delta\varphi$ s'exprime dès lors, en groupant les équations A.2 et A.14 sous la forme :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\theta^2 n_o^2 \Delta n L}{n_c^2}. \quad (\text{A.15})$$

En se référant à la figure A.1 et en définissant une nouvelle grandeur, la distance conoscopique corrigée Z_c (voir annexe B) qui satisfait la relation suivante :

$$z_c = \frac{r}{\beta}. \quad (\text{A.16})$$

Dans l'hypothèse de l'approximation paraxiale des lois de Snell-Descartes, la relation entre β et θ s'écrit :

$$\beta \approx n_o \theta. \quad (\text{A.17})$$

Le déphasage $\Delta\varphi$ introduit par le cristal uniaxe, entre le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire est régi par la formule suivante :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{i=2,4,\dots}^{\infty} c_i r^i, \quad (\text{A.18})$$

devient :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta n L}{n_c^2 Z_c^2} r^2. \quad (\text{A.19})$$

Nous avons isolé le terme du premier ordre du déphasage $\Delta\varphi$.

L'analyse du coefficient c_2 montre que :

1. Selon la nature positive ou négative du cristal, Δn sera positive ou négative.
2. En interférométrie, on considère le module de la différence de phase. Comme toutes les grandeurs sont positives sauf la biréfringence, cette dernière sera considérée en module.

Annexe B

Analogie entre l'holographie classique et l'holographie conoscopique

Dans cet ensemble, nous allons voir qu'un hologramme conoscopique est similaire à un hologramme de Gabor.

B.1 Hologramme de Gabor

Le montage illustré à la figure B.1 représente le schéma de la formation d'un hologramme de Gabor.

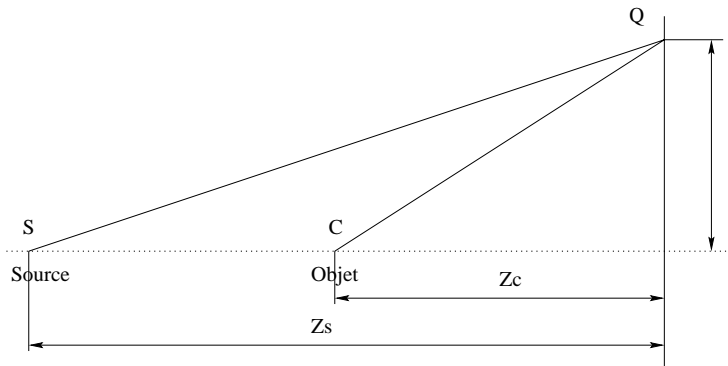


Figure B.1: Hologramme de Gabor.

Le point émetteur S est situé à une distance Z_s du plan d'observation. L'objet C considéré comme ponctuel, génère un front d'onde sphérique. Cet objet se trouve à une distance Z_c du plan d'observation.

En un point Q du plan d'observation, et si les conditions d'interférence sont satisfaites, nous observons un interférogramme qui est l'interaction entre les ondes issues de S et C . L'intensité en un

point Q s'exprime sous la forme suivante :

$$I(Q) = C_1 + C_2 \cos(\Delta\varphi). \quad (\text{B.1})$$

Le premier terme constant, C_1 , représente le fond continu et le second terme en $\cos(\Delta\varphi)$ représente la différence de phase relative entre les deux ondes. $\Delta\varphi$ est directement reliée à la différence de chemin optique Δl par l'équation B.2 :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l. \quad (\text{B.2})$$

L'expression de la différence de chemin optique Δl , en fonction des paramètres du montage holographique est donnée par la relation suivante :

$$\Delta l = \frac{r^2}{2} \left(\frac{1}{Z_c} - \frac{1}{Z_S} \right). \quad (\text{B.3})$$

Ou, exprimée en terme de différence de phase :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi r^2}{\lambda} \left(\frac{1}{Z_c} - \frac{1}{Z_S} \right). \quad (\text{B.4})$$

Le terme entre parenthèses des équations B.3 ou B.4 est la formule de la distance focale f pour des lentilles minces :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{Z_c} - \frac{1}{Z_S}. \quad (\text{B.5})$$

L'équation représentant la différence de phase B.4 s'écrit donc :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi r^2}{\lambda} \frac{1}{f}. \quad (\text{B.6})$$

Lorsqu'un hologramme développé est illuminé par une source ponctuelle S et que le premier ordre de diffraction est considéré, l'hologramme se comporte comme indiqué à la figure B.2.

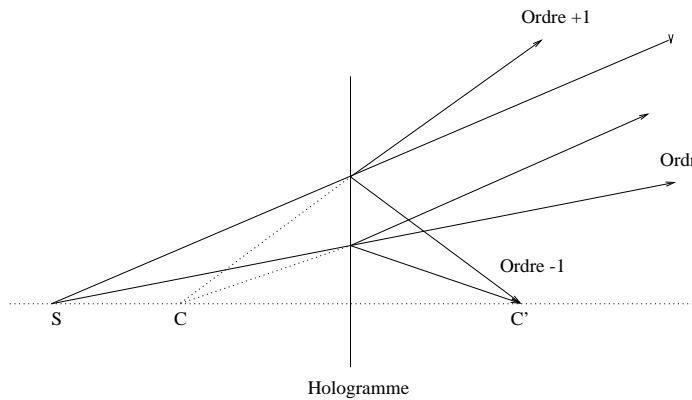


Figure B.2: Formation des images à partir d'un hologramme.

La figure B.2 montre que deux images se sont formées (C et C').

- Une image virtuelle : l'onde diffractée dans l'ordre +1 en provenance de C et semble diverger à partir de C ,
- Une image réelle : l'onde diffractée dans l'ordre -1 converge vers C' ,
- Un fond continu : l'ordre 0 de la diffraction.

Dans le cas où le point source S est à sa position originale par rapport à l'hologramme (Z_S), l'image virtuelle du point objet C se situe à une distance Z_c , en accord avec la relation B.6. L'onde diffractée par l'hologramme dans l'ordre -1 peut être considérée comme une reconstruction de l'onde diffractée par le point objet C lors de l'enregistrement de l'hologramme.

B.2 Hologramme conoscopique

La géométrie du montage conoscopique présenté figure B.3 est différente du montage de Gabor (figure B.1). En effet, le cristal uniaxe provoque à l'entrée ou à la sortie une modification du vecteur d'onde.

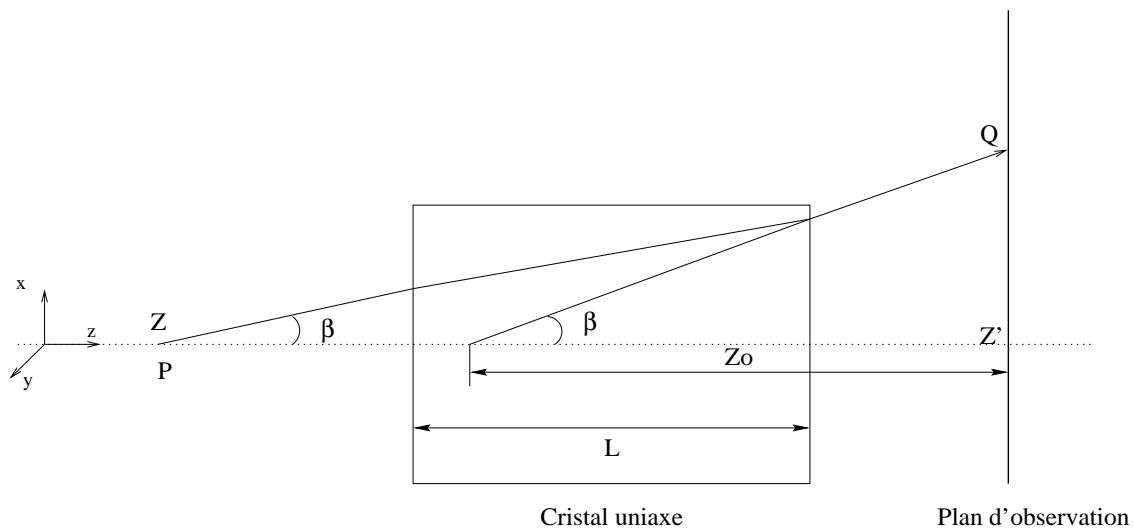


Figure B.3: Distance conoscopique pour le cas du rayon ordinaire.

Une analogie peut cependant être établie en définissant de nouvelles grandeurs qui masquent l'effet du cristal sur la position de l'objet par rapport au plan d'observation.

La figure B.3 traite du rayon ordinaire : Soit Z_o la distance à laquelle le point émettrait un front d'onde ordinaire arrivant en Q en l'absence du cristal. Cette distance Z_o est reliée aux paramètres du

montage par :

$$Z_o = (Z' - Z - L) + \frac{L}{n_o}. \quad (\text{B.7})$$

Dans le cas de l'onde extraordinaire, cette distance serait :

$$Z_e = (Z' - Z - L) + \frac{Ln_o}{n_e^2}. \quad (\text{B.8})$$

La moyenne géométrique de ces deux distances s'appelle la distance conoscopique corrigée Z_c :

$$Z_c = \sqrt{Z_e Z_o}. \quad (\text{B.9})$$

Dans l'annexe A, nous avons établi que la différence de phase $\Delta\varphi$ entre les ondes ordinaire et extraordinaire s'écrit :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta n L}{n_c^2} \frac{r^2}{Z_c^2}. \quad (\text{B.10})$$

Dans le cas d'un hologramme de Gabor, si le point source S se trouve à l'infini, la différence de phase $\Delta\varphi$ s'écrit :

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda} \frac{r^2}{z_c}. \quad (\text{B.11})$$

Dans le cas d'un hologramme conoscopique, la relation B.10 peut se mettre sous la forme suivante :

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda_e q} \frac{r^2}{Z_c}, \quad (\text{B.12})$$

Avec,

$$\lambda_e q = \frac{\lambda n_c^2 Z_c}{2\Delta n L}. \quad (\text{B.13})$$

Nous avons donc obtenu une similitude entre les expressions de la différence de phase générée par un hologramme de type Gabor et celle générée par un hologramme conoscopique d'un point.

Nous pouvons considérer qu'un hologramme conoscopique est formellement semblable à un hologramme de Gabor enregistré avec de la lumière spatialement incohérente de longueur d'onde $\lambda_e q$.

Annexe C

Développement limité du déphasage

L'équation exacte du déphasage $\Delta\varphi$ (équation 2.19) ne peut s'exprimer explicitement en fonction de la position radiale. Néanmoins, nous pouvons développer en série cette expression avec un nombre élevé de termes grâce au logiciel **Mathematica**.

$$\begin{aligned}
 \Delta\varphi = & \left[\frac{1}{Z_o} - \frac{1}{Z_e} \right] \frac{r^2}{2} - \\
 & \left[\frac{\frac{L}{n_o^3} + (z-L)}{Z_o^4} - \frac{\frac{Ln_o}{n_e^4} + (z-L)}{Z_e^4} \right] \frac{r^4}{8} + \\
 & \left[\frac{\frac{l^2}{n_o^6} - l\left(\frac{1}{n_o^5} - \frac{4}{n_o^3} + \frac{1}{n_o}\right)(z-L) + (z-L)^2}{Z_o^7} - \frac{\frac{l^2 n_o^2}{n_e^8} - ln_o\left(\frac{1}{n_e^6} - \frac{4}{n_e^4} + \frac{1}{n_e^2}\right)(z-L) + (z-L)^2}{Z_e^7} \right] \frac{r^6}{16} - \\
 & \left[\frac{\frac{5l^3}{n_o^9} - l^2\left(\frac{14}{n_o^8} - \frac{48}{n_o^6} + \frac{24}{n_o^4} - \frac{5}{n_o^2}\right)(z-L) + l\left(\frac{5}{n_o^7} - \frac{24}{n_o^5} + \frac{48}{n_o^3} - \frac{14}{n_o}\right)(z-L)^2 + 5(z-L)^3}{Z_o^{10}} - \right. \\
 & \left. \frac{\frac{5l^3 n_o^3}{n_e^{12}} - l^2 n_o^2\left(\frac{14}{n_e^{10}} - \frac{48}{n_e^8} + \frac{24}{n_e^6} - \frac{5}{n_e^4}\right)(z-L) + ln_o\left(\frac{5}{n_e^8} - \frac{24}{n_e^6} + \frac{48}{n_e^4} - \frac{14}{n_e^2}\right)(z-L)^2 + 5(z-L)^3}{Z_e^{10}} \right] \frac{r^8}{128} + \quad (C.1) \\
 & \left[\frac{\frac{7l^4}{n_o^{12}} - l^3\left(\frac{37}{n_o^{11}} - \frac{128}{n_o^9} + \frac{96}{n_o^7} - \frac{40}{n_o^5} + \frac{7}{n_o^3}\right)(z-L) + \frac{37}{n_o^{10}} - \frac{184}{n_o^8} + \frac{336}{n_o^6} - \frac{184}{n_o^4} + \frac{37}{n_o^2}}{Z_o^{13}} - \right. \\
 & \left. \frac{l\left(\frac{7}{n_o^9} - \frac{40}{n_o^7} + \frac{96}{n_o^5} - \frac{128}{n_o^3} + \frac{37}{n_o}\right)(z-L)^3 + 7(z-L)^4}{Z_o^{13}} - \frac{\frac{7l^4 n_o^4}{n_e^{16}} - l^3 n_o^3\left(\frac{37}{n_e^{14}} - \frac{128}{n_e^{12}} + \frac{96}{n_e^{10}} - \frac{40}{n_e^8} + \frac{7}{n_e^6}\right)(z-L)}{Z_e^{13}} \right] + \\
 & \left. \frac{l^2 n_o^2\left(\frac{37}{n_e^{12}} - \frac{184}{n_e^{10}} + \frac{336}{n_e^8} - \frac{184}{n_e^6} + \frac{37}{n_e^4}\right)(z-L)^2 - \frac{7}{n_e^{10}} - \frac{40}{n_e^8} + \frac{96}{n_e^6} - \frac{128}{n_e^4} + \frac{37}{n_e^2}}{Z_e^{13}} \right] \frac{r^{10}}{256}
 \end{aligned}$$

Cette expression limitée à l'ordre 10 du déphasage exact montre que, dans l'approximation paraxiale, l'utilisation d'un ordre élevé n'améliore pas la précision de l'estimation.

Annexe D

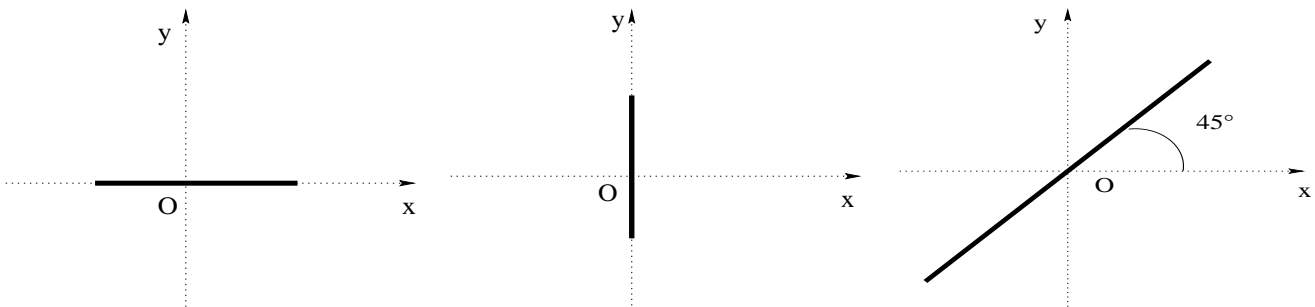
Formalisme de Jones

R.C. Jones proposa en 1941 une caractérisation de l'état d'une onde polarisée par une matrice colonne, dont les lignes sont proportionnelles aux amplitudes complexes des deux champs $E_x \vec{e}_x$ et $E_y \vec{e}_y$, ou sous une autre forme : $A_1 \vec{e}_x$ et $A_2 e^{i\phi} \vec{e}_y$. De plus, la matrice est normalisée de telle sorte que la somme des carrés des modules des lignes soit unitaire.

Par exemple, les matrices colonnes suivantes :

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

représentent respectivement des ondes polarisées rectilignement suivant l'axe Ox , l'axe Oy et l'axe incliné à 45° par rapport à Ox (figure D.1).



(a) Polarisation selon Ox .

(b) Polarisation selon Oy .

(c) Polarisation à 45° .

Figure D.1: Illustration du formalisme de Jones.

Lorsque l'onde est polarisée elliptiquement, les lignes de la matrice sont complexes. Par exemple, les matrices suivantes :

$$\frac{1}{\sqrt{5}} \begin{pmatrix} 2 \\ i \end{pmatrix} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$$

représentent respectivement une onde elliptique positive (gauche) ($A_1 = 2A_2$ et $\varphi = \frac{\pi}{2}$) et une onde circulaire (droite) ($A_1 = A_2$ et $\varphi = \frac{-\pi}{2}$).

La représentation de Jones est très pratique dans le cas où l'on souhait ajouter deux ondes polarisées. L'addition de deux ondes circulaires positive et négative donne une onde rectiligne, et réciproquement.

Annexe E

Résultats d'une simulation de calibration

Les tableaux de E.1 à E.10 présentent les identifications des paramètres intrinsèques et extrinsèques d'une rétine à couplage de charges lorsque la profondeur des amers est bruitée par un bruit blanc d'amplitude égale respectivement à 0,01; 0,1; 0,5; 1 et 2 mm.

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	260,002	239,999	500,001	399,999	
Ecart-type	0,01	0,02	0,01	0,02	
Maximum	260,031	240,032	500,031	400,049	
Minimum	259,974	239,955	499,969	399,953	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	260,008	239,992	499,996	399,994	0
Ecart-type	0,04	0,04	0,03	0,04	1^{-6}
Maximum	260,109	240,098	500,066	400,064	2^{-6}
Minimum	259,931	239,886	499,932	399,898	-2^{-6}

Table E.1: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 0,01 mm sur la coordonnée longitudinale.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	-100,001	-199,999	499,999	-50,955	-32,133	5,329
Ecart-type	0,02	0,04	0,01	1^{-3}	1^{-3}	1^{-3}
Maximum	-99,948	-199,878	500,021	-50,952	-32,136	5,326
Minimum	-100,057	-200,102	499,977	-50,958	-32,136	5,325
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-100,002	-199,999	499,999	-50,955	-32,132	5,329
Ecart-type	0,01	0,03	0,01	7^{-4}	7^{-4}	3^{-3}
Maximum	-99,981	-199,945	500,014	-50,954	-32,131	5,335
Minimum	-100,023	-200,081	499,986	-50,956	-32,134	5,324

Table E.2: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 0,01 mm sur la coordonnée longitudinale.

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	259,998	240,006	499,989	399,969	
Ecart-type	0,12	0,17	0,13	0,2	
Maximum	260,262	240,392	500,260	400,0374	
Minimum	259,663	239,595	499,998	399,494	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	259,965	240,045	500,029	400,023	1^{-6}
Ecart-type	0,42	0,53	0,33	0,36	9^{-6}
Maximum	260,722	241,615	500,911	400,806	$2,5^{-5}$
Minimum	258,682	238,954	499,204	399,249	$-1,5^{-5}$

Table E.3: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 0,1 mm sur la coordonnée longitudinale.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	-99,971	-200,068	500,011	-50,953	-32,131	5,329
Ecart-type	0,21	0,44	0,08	0,01	0,01	0,01
Maximum	-99,450	-199,047	500,235	-50,926	-32,105	5,365
Minimum	-100,440	-201,226	499,839	-50,979	-32,153	5,3297
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-99,992	-200,017	500,007	-50,955	-32,133	5,329
Ecart-type	0,1	0,30	0,07	0,01	0,01	0,02
Maximum	-99,666	-199,356	500,187	-50,940	-32,119	5,387
Minimum	-100,198	-200,784	499,864	-50,972	-32,148	5,271

Table E.4: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 0,1 mm sur la coordonnée longitudinale.

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	260,128	239,834	499,889	399,904	
Ecart-type	0,65	0,89	0,64	1,02	
Maximum	261,717	242,164	501,213	403,0	
Minimum	258,268	237,487	497,806	397,251	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	260,197	239,713	499,869	399,987	1^{-6}
Ecart-type	2,14	2,83	1,80	1,73	$4,6^{-5}$
Maximum	264,050	246,012	503,891	404,010	$11,5^{-5}$
Minimum	254,882	234,343	496,024	395,763	$-7,5^{-5}$

Table E.5: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 0,5 mm sur la coordonnée longitudinale.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	-99,972	-200,065	500,001	-50,951	-32,129	5,332
Ecart-type	1,08	2,32	0,42	0,05	0,05	0,07
Maximum	-97,401	-193,97	501,000	-50,835	-32,02	5,517
Minimum	-102,83	-205,23	498,99	-51,083	-32,266	5,170
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-100,040	-199,858	99,975	0,955	-32,134	5,338
Ecart-type	0,42	1,62	0,25	0,02	0,03	0,14
Maximum	-99,201	-195,332	500,605	-50,910	-32,058	5,763
Minimum	-100,909	-204,245	499,420	-51,004	-32,209	4,917

Table E.6: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 0,5 mm sur la coordonnée longitudinale.

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	260,166	239,689	499,749	400,053	
Ecart-type	1,31	1,73	1,23	1,89	
Maximum	263,381	243,656	502,529	403,92	
Minimum	257,161	236,094	497,097	395,721	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	260,510	239,373	499,702	399,716	3^{-6}
Ecart-type	3,914	4,972	3,078	3,416	$8,4^{-5}$
Maximum	270,518	250,149	506,303	406,825	$1,95^{-5}$
Minimum	1,141	227,036	493,412	393,017	$-1,6^{-4}$

Table E.7: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 1 mm sur la coordonnée longitudinale.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	-99,970	-199,898	499,984	-50,953	-32,132	5,352
Ecart-type	2,22	4,59	0,87	0,10	0,10	0,13
Maximum	-94,499	-189,358	501,968	-50,703	-31,871	5,670
Minimum	-105,136	-211,396	497,815	-51,215	-32,383	5,060
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-100,107	-199,873	499,95	-50,951	-32,129	5,327
Ecart-type	0,98	3,07	0,65	0,07	0,06	0,2
Maximum	-97,932	-193,711	501,599	-50,813	-31,972	5,851
Minimum	-102,702	-208,938	498,424	-51,120	-32,274	4,761

Table E.8: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 1 mm sur la coordonnée longitudinale.

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	260,342	239,259	499,790	400,864	
Ecart-type	2,53	3,24	2,88	3,39	
Maximum	266,033	246,636	505,655	409,066	
Minimum	254,416	231,666	491,941	389,974	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	260,697	238,990	499,602	399,983	4^{-6}
Ecart-type	7,28	8,96	5,73	7,20	$1,64^{-4}$
Maximum	277,362	257,110	512,104	415,035	$3,7^{-4}$
Minimum	247,236	218,024	488,148	381,397	$-2,4^{-4}$

Table E.9: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 2 mm sur la coordonnée longitudinale.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	00,541	-198,361	499,775	-50,985	-32,164	5,387
Ecart-type	4,16	8,07	1,62	0,20	0,19	0,31
Maximum	-91,261	-176,322	503,332	-50,528	-31,690	6,209
Minimum	-111,218	-219,833	495,732	-51,472	-32,674	4,719
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-100,182	-199,503	499,896	-50,959	-32,135	5,348
Ecart-type	1,85	5,90	1,20	0,12	0,11	0,56
Maximum	-95,887	186,620	502,586	-50,670	-31,790	6,515
Minimum	-104,504	-214,106	496,672	-51,315	-32,384	3,852

Table E.10: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 2 mm sur la coordonnée longitudinale.

Les tableaux E.11 à E.20 présentent les identifications des paramètres intrinsèques et extrinsèques d'une rétine à couplage de charges lorsque les coordonnées transversales des amers (coordonnées x, y) sont bruitées par un bruit blanc d'amplitude égale respectivement à 0,01; 0,1; 0,5; 1 et 2 mm,

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	259,999	240,000	499,997	399,997	
Ecart-type	0,01	0,02	0,01	0,02	
Maximum	260,037	240,045	500,037	400,073	
Minimum	259,964	239,951	499,957	399,940	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	259,997	240,002	499,999	400,002	0
Ecart-type	0,05	0,06	0,04	0,04	1^{-6}
Maximum	260,117	240,155	500,096	400,109	2^{-6}
Minimum	259,885	239,842	499,903	399,888	-3^{-6}

Table E.11: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 0,01 mm sur les coordonnées transversales.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	-100,000	-200,003	500,002	-50,955	-32,133	5,329
Ecart-type	0,27	0,29	0,61	0,01	0,01	0,01
Maximum	-99,233	-198,410	500,280	-50,920	-32,095	5,364
Minimum	-100,749	-201,700	499,709	-50,993	-32,173	5,281
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-99,998	-200,001	500,001	-50,954	-32,132	5,329
Ecart-type	0,01	0,04	0,01	0,001	0,001	0,003
Maximum	-99,966	-199,907	500,022	-50,952	-32,130	5,337
Minimum	-100,031	-200,122	499,977	-50,957	-32,134	5,318

Table E.12: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 0,01 mm sur les coordonnées transversales.

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	259,976	240,035	500,016	400,012	
Ecart-type	0,15	0,22	0,18	0,27	
Maximum	260,369	240,523	500,419	400,766	
Minimum	259,552	239,507	499,640	399,334	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	259,989	240,030	500,016	399,961	-1^{-6}
Ecart-type	0,57	0,73	0,46	0,47	$1, 2^{-5}$
Maximum	261,268	241,914	501,164	401,401	$3, 7^{-5}$
Minimum	258,252	238,602	498,969	398,932	$-2, 8^{-5}$

Table E.13: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 0,1 mm sur les coordonnées transversales.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	-99,982	240,081	500,036	399,988		
Ecart-type	0,32	0,45	0,26	0,34		
Maximum	260,660	241,209	500,869	400,806		
Minimum	259,141	239,097	499,479	399,071		
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-99,994	-200,054	500,003	-50,953	-32,132	5,326
Ecart-type	0,14	0,45	0,09	0,01	0,01	0,03
Maximum	-99,569	-198,783	500,230	-50,936	-32,109	5,399
Minimum	-100,357	-201,439	499,778	-50,980	-32,15	5,211

Table E.14: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 0,1 mm sur les coordonnées transversales.

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	259,985	240,032	499,990	399,907	
Ecart-type	0,87	1,09	0,83	1,17	
Maximum	262,688	242,304	502,459	403,440	
Minimum	258,239	236,716	498,342	397,257	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	259,736	240,367	500,261	400,069	7^{-6}
Ecart-type	2,816	3,480	2,09	2,40	$6,3^{-5}$
Maximum	265,394	248,403	505,409	406,365	$1,4^{-4}$
Minimum	253,237	233,093	495,618	394,923	$-1,2^{-4}$

Table E.15: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 0,5 mm sur les coordonnées transversales.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	-99,898	-200,240	500,043	-50,949	-32,127	5,327
Ecart-type	1,32	2,67	0,53	0,06	0,06	0,07
Maximum	-96,278	-192,896	501,580	-50,773	-31,947	5,522
Minimum	-103,755	-207,110	498,641	-51,140	-32,344	5,154
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-99,915	-200,245	500,064	-50,956	-32,132	5,319
Ecart-type	0,736	1,94	0,46	0,04	0,04	0,16
Maximum	-98,171	-195,687	501,239	-50,847	-32,025	5,735
Minimum	-101,564	-204,638	498,922	-51,065	-32,236	4,990

Table E.16: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 0,5 mm sur les coordonnées transversales.

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	260,035	239,908	500,118	400,406	
Ecart-type	1,67	2,30	1,73	2,39	
Maximum	263,93	246,08	503,69	406,114	
Minimum	255,598	233,206	495,671	394,743	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	260,447	239,753	500,070	399,268	-4^{-6}
Ecart-type	5,26	6,91	4,47	4,80	$-1, 2^{-4}$
Maximum	270,757	257,913	509,364	411,325	$-3, 7^{-4}$
Minimum	244,421	225,096	490,563	389,206	$-2, 1^{-4}$

Table E.17: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 1 mm sur les coordonnées transversales.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	-100,342	-199,259	499,877	-50,972	-32,153	5,338
Ecart-type	2,70	5,57	1,09	0,13	0,12	0,18
Maximum	-92,144	-186,388	502,940	-50,588	-31,782	5,801
Minimum	-107,002	-214,018	497,090	-51,298	-32,461	4,755
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-100,099	-200,525	499,982	-50,945	-32,122	5,275
Ecart-type	1,34	4,65	0,89	0,09	0,08	0,38
Maximum	-95,744	-190,242	502,445	-50,761	-31,936	6,146
Minimum	-103,010	-213,903	497,906	-51,185	-32,318	4,331

Table E.18: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 1 mm sur les coordonnées transversales.

Lagrange	X_c	Y_c	F_x	F_y	K_d
Moyenne	260,807	238,920	499,494	399,663	
Ecart-type	3,29	4,41	3,27	4,62	
Maximum	269,100	252,119	507,790	409,450	
Minimum	252,707	226,644	492,951	385,412	
Non linéaire avec distorsion					
Moyenne	260,767	239,958	501,070	398,443	$4,3^{-5}$
Ecart-type	10,44	13,85	9,46	8,59	$2,7^{-4}$
Maximum	283,731	268,915	521,402	419,737	$9,2^{-5}$
Minimum	239,047	205,518	479,031	378,939	$-3,6^{-5}$

Table E.19: Paramètres de calibration intrinsèques simulés pour un bruit de 2 mm sur les coordonnées transversales.

Lagrange	T_x	T_y	T_z	R_x	R_y	R_z
Moyenne	-100,031	-199,979	499,970	-50,947	-32,124	5,343
Ecart-type	5,24	11,04	2,09	0,26	0,25	0,31
Maximum	-83,175	-180,592	506,671	-50,115	-31,339	6,051
Minimum	-109,713	-239,305	495,595	-51,516	-32,621	4,625
Non linéaire avec distorsion						
Moyenne	-100,107	-201,706	500,15	-50,951	-32,108	5,159
Ecart-type	2,39	8,37	1,67	0,18	0,16	0,64
Maximum	-94,298	-181,045	504,702	-50,525	-31,688	6,627
Minimum	-105,625	-226,413	496,815	-51,384	-32,493	3,576

Table E.20: Paramètres de calibration extrinsèques simulés pour un bruit de 2 mm sur les coordonnées transversales.

Bibliographie

- [Abr81] N. Abramson. The making and evaluation of holograms. Academic Press, 1981.
- [AIS85] P. Pu A. Izaguirre and J. Summers. A new development in camera calibration: calibrating a pair of mobile cameras. In IEEE International conference on Robotics and automation, volume 6, pages 104–116, 1985.
- [AMS71] S. Ramsey A. Macovski and L. Schaefer. Numerical holography. Applied Optics, 10:2722–2727, 1971.
- [AWS71] H. Lommiac A. Wilson, C. Lee and D. Strobe. Nondestructive testing of structures. Exp. Mech, 11:1–6, 1971.
- [Aya89] N. Ayache. Vision Stéréoscopique et Perception Multisensorielle, Application à la robotique Mobile. InterEdition Science Informatique, 1989.
- [Bar75] D. Barbe. Imaging devices using the charge-coupled concept. Proc. IEEE, (63):38–45, 1975.
- [BB82] D. Ballard and C. Brown. Computer Vision. Prentice-Hall, 1982.
- [BC92] R. Boie and I. Cox. An analysis of camera noise. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 14(6):671–678, June 1992.
- [Bes88] P. Besl. Active optical range imaging sensors and applications. Machine Vision and Applications, 1:127–152, 1988.
- [Bes89] J. Besançon. Vision par ordinateur en deux et trois dimensions. Eyrolles, 1989.
- [Bey75] D. Beynon. The basic principles of charges-coupled devices. Microelectronics, (7):7–15, 1975.
- [BM93] H. Beyer and R. Mohr. Autocalibration de caméras et contrôle dimensionnel. In Proceedings in Q.C.A.V. Le Creusot 1993, pages 61–70, 1993.
- [BS70] W. Boyle and G. Smith. Charge coupled semiconductor devices. Bell System Technology Journal, (49):587–592, 1970.
- [BW80] M. Born and E. Wolf. Principles of Optics. Pergamon Press, 6th edition, 1980.
- [CBL71] R.J. Collier, C.B. Burckhardt, and L.H. Lin. Optical holography. Academic Press, 1971.

- [Cha90] F. Chaumette. La relation vision-commande : théorie et application à des tâches robotiques. PhD thesis, Rennes 1, 1990.
- [Cha91] G. Champleboux. Utilisation de fonctions splines pour la mise au point d'un capteur tridimensionnel sans contact. PhD thesis, Université Joseph Fourier Grenoble 1, 1991.
- [Chr93] Chroma. Métrie et vision 3D. plaquette de présentation, 1993.
- [CSF85] Thomson CSF. The CCD image sensor. Documentation Thomson CSF division Sillicium, 1985.
- [CSN86] F. Luk C. Sivaggi and W. North. Position/dimension by structured light. Technical report, Experimental Techniques, 1986.
- [Dif87] Diffracto. Laser probe digital ranging sensor. Product litterature, 1987.
- [ECW85] T. Vorburger E. Church and J Wyant. Direct comparison of mechanical and optical measurements of the finish of precision machined optical surfaces. Optical Engineerieng, 24(3):388–395, 1985.
- [eFD95] H. Mathieu et F. Devernay. Système de miroirs pour la stéréoscopie. Technical Report 172, Inria Sophia Antipolis, 1995.
- [Erf74] R. Erf. Holographic nondestructive testing. Academic Press, 1974.
- [eVC94] J-P. Chambard et V. Chalvidan. Système de moiré miniaturisé. Mesure optique des formes tridimensionnelles et des grandes surfaces, Tours, pages 19–28, 1994.
- [Fra78] M. Françon. La granularité laser et ses applications en optique. Masson, 1978.
- [Fri92] V. Fristot. Métrie par stérovision : Acquisition synchrone et précision subpixelle pour la calibration. PhD thesis, Grenoble 1, 1992.
- [FT87] O. Faugeras and G. Toscani. Camera calibration for 3D computer vision. IEEE, Proceedings of the International Workshop on Industrial Applications of Machine Vision and Machine Intelligence, pages 240–247, 1987.
- [Gab48] D. Gabor. A new microscopic principle. Nature, 10(191):777–779, 1948.
- [GAs70] M Tompsett G. Amelio and G smith. Experimental verification of the charge coupled diode concept. Bell System Tehnology, (49):593–598, 1970.
- [Gas95] K. Gasvik. Optical metrology. John Wiley and Son, 2nd edition, 1995.
- [Gav96] D. Gava. Final report. EC Brite-Euram Contract n ERBRE2CT943070, pages 1–15, 1996.
- [GCC92] S. Sautot G. Champleboux, S. Lavallee and P. Cinquin. Accurate calibration of cameras and range imaging sensor: the NPBS method. In Proceeding of the 1992 IEEE International Conference on Robotics and Automation, pages 1552–1557, 1992.

- [Goo85] J. Goodman. Statistical optics. John Wiley and Son, 1985.
- [GP85] G.Y.Sirat and D. Psaltis. Conoscopic holography. Optics Letters, 10(1):4–6, 1985.
- [GP97a] D. Gava and F. Prêteux. 3D conoscopique vision. In Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering Conference, volume 3167, pages 196–209. SPIE, July 1997.
- [GP97b] D. Gava and F. Prêteux. Conoscopic vision: principle and application to quality control. In International Conference on Quality Control by Artificial Vision, editor, Cépasduès-editions, pages 86–91, 1997.
- [Hai93] P. Haigron. Numérisation de surfaces tridimensionnelles : application à la fabrication de prothèses personnalisées. PhD thesis, Rennes 1, 1993.
- [Hei90] E. Heicht. Optics. Addison Wesley, 2nd edition, 1990.
- [HK92] G. Healey and R. Kondepudy. CCD camera calibration and noise estimation. Proceedings 1992 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, pages 90–95, 1992.
- [HM79] M. Howes and D. Morgan. Charge-coupled Devices and System. John Wiley and sons, NY, 1979.
- [HM86] A. Huertas and G. Medioni. Detection of intensity change with subpixel accuracy using Laplacian Gaussian masks. IEEE Transaction on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 8(5):651–663, September 1986.
- [HMK81] J. Birk H. Martin and R. Kelley. Cameras models based on data from 2 calibration planes. Computer Graphics and Image Processing, 17:173–178, 1981.
- [Hom96] Hommel. Capteurs famille tester T.xx. Catalogue publicitaire, 1996.
- [HR92] M-H. Han and S. Rhee. Camera calibration for three-dimensional, measurement. Pattern Recognition, 25(2):155–164, 1992.
- [JW90] P. Cohen M. Herniou J. Weng. Calibration of stereo cameras using a non-linear distortion model. In 10th International Conference on Pattern recognition, pages 246–253, 1990.
- [JWH92] P. Cohen J. Weng and M. Herniou. Camera calibration with distortion models and accuracy evaluation. IEEE Transaction on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 14(10):965–980, October 1992.
- [Kim79] C. Kim. The Physics of Charges Coupled Devices and Systems. John Wiley and Son NY, 1979.
- [Lav89] S. Lavalée. Geste médicaux-chirurgicaux assistés par ordinateur appliqué à la neurologie stéréotaxique. PhD thesis, Grenoble 1, 1989.

- [Leg94] A. Legac. La vidéogrammétrie ou photogrammétrie digitale : généralités, méthodologie, applications. In Mesure optique des formes 3D et des grandes déformations, Tours, pages 85–90, 1994.
- [Lei94] Leica. Systèmes de vidéogrammétrie pour l'industrie. Plaquette de présentation, 1994.
- [LJ77] R. Lewis and A. Johnson. A scanning laser range-finder for a robotic vehicle. International Joint Conférence on artificial Intelligence, pages 762–768, 1977.
- [LS87] O. Lockberg and G. Slettemoen. Applied Optics and Optical Engineering, volume X. Academic Press, 1987.
- [LT88] R. Lenz and R. Tsai. Techniques for calibration of the scale factor and image center for high accuracy 3D machine vision metrology. IEEE Transactions on Pattern Analysis and MACHine Intelligence, 10(5):713–720, September 1988.
- [LU62] E.N. Leith and J. Upatniek. Reconstructed wavefronts and communication theory. J.O.S.A., (152):1123–1126, 1962.
- [Mad85] D. Mader. Holographic interferometry of pipes : precision interpretation by least squares fitting. Applied Optics, 24(22):137–147, 1985.
- [Mah96] Mahr. Perthometer. Catalogue publicitaire, 1996.
- [Mes97] JM. Mestrez. Profilométrie par interférométrie conoscopique. PhD thesis, Université de Liège, 1997.
- [Mit96] Mitutoyo. Capteurs surfest. Catalogue publicitaire, 1996.
- [Na92] Y. Nomura and al. Simple calibration algorithm for high-distorsion-lens camera. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 14(1095-1099), 1992.
- [Nan96] Fogale Nanotech. Microsurf 3D. Plaquette de présentation, 1996.
- [NB82] E. Nicollian and J. Brews. MOS Physics and Technology. John Wiley and Son NY, 1982.
- [OFM92] Q. Luong O. Faugeras and S. Maybank. Camera self-calibration: Theory and experiments. In Sandini G, editor, Computer Vision - ECCV 92 Second European Conference on Computer Vision Proceedings, pages 321–334. Springer Verlag, Berlin, 1992.
- [Opt96] Optilas. Capteur de mesure 3D. Plaquette publicitaire, 1996.
- [Pir88] J-M. Piroir. Photogrammétrie numérique à faible nombre de vues, application au contrôle non destructif et en biostéréométrie. PhD thesis, Lyon I, 1988.
- [RHL93] R. Mohr R. Horaud and B. Loresky. On single-scanline camera calibration. IEEE Transaction on Robotics and Automation, 9(1):71–75, February 1993.

- [Rob94] L. Robert. Camera calibration without feature extraction. Technical Report rr-2204, INRIA, February 1994.
- [Ros78] J. Ross. Methods and systems for 3D measurements. US Patents 4,199,253, 1978. RvSI Hauppauge, NY.
- [SA93] Spectec SA. Système de mesures sans contact. Catalogue de présentation, 1993.
- [Sch72] O. Schwomma. ESPI. Australian Patent, 1972.
- [Sir92a] G.Y. Sirat. Conoscopic holography. 1 basic principles and physical basis. J.O.S.A. A, 9(1):80–86, January 1992.
- [Sir92b] G.Y. Sirat. Conoscopic holography. ii rigourous derivation. J.O.S.A. A, 9(1):87–93, January 1992.
- [SME73] G Burrell S. Moss and B. Ellis. Semiconductor optoelectronics. Butterworth and Co, London, 1973.
- [Sme94] M-A. De Smet. Application du moiré d'ombre en industrie aéronautique. Mesure optique des formes tridimensionnelle et des grandes sufaces, Tours, pages 13–19, 1994.
- [Soc80] American Society, editor. Photogrammetry, manual of photogrammetry. American Society, 1980.
- [SP88] G.Y. Sirat and D. Psaltis. Conoscopic holograms. Opt. Comm., 9(65):243–245, 1988.
- [SRL94a] N. Daucher S. Rémy, M. Dhome and J-T. Lapresté. Estimation de la distorsion radiale d'un système optique. In 9eme Congres en Reconnaissance des Formes et Intelligence Artificielle, pages 99–108, 1994.
- [SRL94b] N. Daucher S. Rémy, M. Dhome and J.T. Lapresté. Estimating the radial distorsition of an optical system; effect on localization process. Proceedings ICIP94, 2:997–1001, 1994.
- [ST75] C Sequin and M. Tompset. Charge Transfert Devices. Academic, 1975.
- [Ste95] G. Stein. Accurate internal camera calibration using rotation, with analysis of sources of error. Proceedings fifth International Conference on Computer Vision, pages 230–236, 1995.
- [Sze81] S. Sze. Physics of Semiconductors devices. John Wiley and Son NY, 1981.
- [Tak73] H. Takasaki. Shadow moiré contouring. Applied Optics, 12:845–850, 1973.
- [Tar95] J-P. Tarel. Calibration radiométrique de caméra. Technical Report rr-2509, INRIA, 1995.
- [TH94] P. Teo and D. Heeger. Perceptual image distorsion. Proceedings ICIP-94, 2:982–986, 1994.
- [Tos87] G. Toscani. Système de calibration et perception du mouvement en visiosn artificielle. PhD thesis, Paris-Sud, 1987.

- [Tsa87] R. Tsai. A versatile camera calibration technique for high-accuracy 3D machine vision metrology using off-the-shelf tv cameras and lenses. IEEE Journal of Robotics and Automation, RA-3(4):323–344, August 1987.
- [UD95] E. Zimmermann U, Schnell and R. Dandliker. Absolute distance measurement with synchronously sampled white-light channelled spectrum interferometry. Pure Applied Optics, 4:641–651, 1995.
- [Uni94] Univacer. Machine de mesure sans contact vidéo check "werth". Plaquette de présentation, 1994.
- [USG96] R. Dandliker U. Schnell and S. Gray. Dispersive white-light interferometry for absolute distance measurement with dielectric multilayer systems on the target. Optics Letters, 21:528–530, 1996.
- [Ves79] C Vest. Holographic Interferometry. John Wiley, 1979.
- [Wan94] C. Wang. A low -cost calibration method for automated optical mensuration using a video camera. Machine Vision and Applications, 7(4):259–266, 1994.
- [WH85] R. Wuerker and D. Hill. Holographic microscopy. Optical Engineering, 24(3):480–484, 1985.
- [WM91] G. Wei and S. Ma. Two plane camera calibration: A unified model. Proceedings 1991 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, pages 133–138, 1991.
- [WR71] J. Wilkinson and C. Reinsch. Handbook for Automatic Computation, Linear Algebra. Springer-Verlag, 1971.
- [YLF90] T. Huang Y. Liu and O. Faugeras. Determination of camera location from 2-D to 3-D line and point correspondences. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 12(1):28–37, January 1990.
- [ZF94] C. Zeller and O. Faugeras. Applications of non-metric vision to some visual guided tasks. Technical Report RR-2308, INRIA, July 1994.