

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE MOULOU D MAMMERI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DU GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Mémoire de Fin d'Études
Présenté pour l'obtention du diplôme de Master académique en
Electronique Biomédicale par :

OU DJEBARA Souhila
AISSIOUENE Celia

Thème

**Implémentation et adaptation d'une méthode d'analyse
d'hologrammes des microparticules**

Devant le jury composé de:

Président du Jury :	Mr. TAZIBT. Slimane	MCB.	UMMTO
Examinatrice :	Mme. AIT ABEDELMALEK. Ghania	MCB.	UMMTO
Promoteur:	Mr. MOKDAD. Rabah	Prof.	UMMTO

Promotion: 2016/2017

Remerciements

Au terme de ce travail nous tenons à témoigner notre profonde gratitude :

Au bon dieu qui nous a donné la volante, la santé et le courage pour accomplir notre projet de fin d'étude.

A notre promoteur Mr Mokdad Rabah professeur a UMMTO a fin d'avoir accepté de nous encadrer et pour sa patience et son assistance.

On remercie également Monsieur Tazibt Slimane Maitre de conférences à UMMTO qui nous a fait l'honneur de présider le jury et madame Ait addelmalek Ghania Maitre de conférences à UMMTO qui a accepté d'examiner ce travail.

A toutes les personnes qui ont contribués à la réalisation de ce modeste travail.

Merci encore une autre fois

Je dédie ce modeste travail à :

- ❖ *Mes très chers parents.*
- ❖ *Mes chers frères et ma sœur.*
- ❖ *Mon fiançais et sa famille*
- ❖ *Mes chères copines*
- ❖ *Ma binôme avec j'ai partagé la réalisation de ce travail.*

Je dédie ce modeste travail à :

- ❖ *Mes très chers parents.*
- ❖ *Mes deux chers frères*
- ❖ *Mes sœurs et leurs maris*
- ❖ *Mes cousins et mes cousines*
- ❖ *Ma chère binôme avec j'ai partagé le travail*
- ❖ *Mes chères copines*
- ❖ *Mes chers amis*

Liste des figures

<i>Nom et numéro des figures :</i>	<i>Page</i>
<i>Figure I.1 : photo d'un montage optique</i>	3
<i>Figure I.2 : Principe de superposition des ondes objet et référence</i>	5
<i>Figure I.3 : Interférence entre deux ondes</i>	7
<i>Figure I.4 : Principe de configuration en-ligne.....</i>	8
<i>Figure I.5 : Principe de la configuration hors-axe</i>	9
<i>Figure I.6 : Principe d'enregistrement d'un hologramme par transmission.....</i>	11
<i>Figure I.7 : Principe d'enregistrement d'un hologramme par réflexion</i>	12
<i>Figure I.8 : Une onde plane monochromatique arrive sur l'hologramme par réflexion avec un angle d'incidence Θ</i>	12
<i>Figure I.9 : Principe de reconstruction de l'hologramme</i>	13
<i>Figure I.10 : Premiers hologrammes numériques montrés construits avec un ordinateur</i>	
<i>a) un hologramme test optique, enregistré électroniquement avec une caméra vidicon TV 256x256 pixels quantifiés de gris.</i>	
<i>b) image numérique reconstruite à partir de cet hologramme avec un ordinateur PDP-6.....</i>	14.
<i>Figure I.11 : Configuration de Fourier (holographie de Fourier lensless)</i>	15
<i>Figure I.12 : Effet de la distance d'enregistrement sur l'image reconstruite ($D_1 > D_2$)</i>	16
<i>Figure I.13 : Effet de l'angle d'enregistrement sur l'image reconstruite ($\theta_1 < \theta_2$).....</i>	17
<i>Figure II.1 : Principe de diffraction de Fraunhofer</i>	19
<i>Figure II.2 : Diffraction d'une pupille rectangulaire</i>	21
<i>Figure II.3 : Diffraction d'une pupille circulaire</i>	22
<i>Figure II.4 : Principe d'extraction de la phase par la technique de la transformée de Fourier</i>	30
<i>Figure II.5 : Signal interférométrique</i>	31
<i>Figure III.1 : Le système d'acquisition qui permet d'enregistrer les images de diffraction de l'objet par le faisceau incident.....</i>	33

Liste des figures

<i>Figure III.2 : image moyenne de diffraction de la bille</i>	38
<i>Figure III.3 : image référence du faisceau moyenne</i>	38
<i>Figure III.4 : figure de diffraction du laser sur la bille.....</i>	39
<i>Figure III.5 : profil linéaire de l'intensité du faisceau en fonction de la position</i>	40
<i>Figure III.6 : Affichage de la phase et de l'approximation</i>	41

Liste des symboles

I	Interfrange visible sur l'écran
λ	longueur d'onde du laser
Θ	angle apparent entre et l'objet depuis le centre du capteur
O	onde objet
R	onde de référence
ϕ_0	phase de l'onde objet
ϕ_r	phase de l'onde de référence
I_{CCD}	intensité
I_o	intensité de l'onde objet
I_r	intensité de l'onde de référence
$V_{x, y}$	fréquence spatiale de l'hologramme
V_s	fréquence d'échantillonnage du capteur CCD
Δx	dimension de pixels du capteur utilisé suivant x
Δy	dimension de pixels du capteur utilisé suivant y
i	pas des franges
n	entier relatif
E_{rs}	onde de référence sphérique divergente
$\hat{f}(x, y)$	Transformée de Fourier
t	le temps
f	La fréquence
α	constante
$\delta(x, y)$	Pic de Dirac
J_1	Fonction de Bessel d'ordre
D	diamètre
r	rayon

SOMMAIRE GENERAL

Introduction générale	1
------------------------------------	---

Chapitre I : L'holographie numérique

I.1: Introduction	3
I.2: Définition de l'holographie	3
I.3: Principe de l'holographie.....	3
I.3.1: Montage optique	3
I.3.2 : Capteur CCD (l'holographie numérique)	4
I.4: Bases de l'holographie numérique	5
I.4.1 : Etape d'enregistrement	5
I.4.2 : Conditions d'enregistrement	6
I.5 : Différentes configurations d'enregistrement	8
I.5.1 : Holographie numérique en ligne	8
I.5.2 : Holographie numérique hors axe.....	9
I.6 : Définition de l'hologramme	10
I.6.1 : Les types de l'hologramme	10
I.6.1.1: L'hologramme par transmission.....	10
I.6.1.2: L'hologramme par réflexion	11
I.6.2 : Etape de la reconstruction	13
I.6.2.1 : Reconstruction numérique d'un hologramme	14
I.6.2.2 : Reconstruction par transformée de Fourier	14
I.7 : L'effet des paramètres d'enregistrement sur l'image reconstruite.....	15
I.7.1 : L'effet de la distance d'enregistrement	15
I.7.2 : L'effet de l'angle d'enregistrement	16
I.8 : Conclusion	17

Chapitre II : Transformation de Fourier et diffraction de Fraunhofer

II.1 : Introduction.....	18
II.I : Diffraction à l'infini ou diffraction de Fraunhofer	18
II.I. 1 : Définition de diffraction de Fraunhofer.....	18
II.I.2: Approximation	18
II.I.3: L'approximation paraxiale	20

SOMMAIRE GENERAL

II.I.4: Exemple de diffraction à l'infini.....	20
II.I.4.1 : Pupille rectangulaire.....	20
II.I.4.2 : Pupille circulaire	22
II.I.5 : Utilisation des distributions pour les calculs de diffraction	23
II.I.5.1 : Pupilles simples	23
II.I.5.2 : Distribution de trous infiniment fins	25
II. II : Les méthodes d'analyse d'une microparticule	26
II.II.1 : Analyse par la technique de la transformée de Fourier.....	26
II. II.1.1 : Définition de la transformée de Fourier	26
II. II.1.2 : La transformée de Fourier inverse	26
II. II. 1. 3: La transformation de Fourier.....	26
II. II.1. 4: Les propriétés de la transformée de Fourier	27
II.II.1.5 : Algorithme d'extraction de phase	28
II. II.2: Analyse par la méthode de comptage.....	31
II.6 : Conclusion.....	33

Chapitre III: Caractérisation de particule micrométrique par diffraction

III.1 : Introduction	33
III.2 : Microparticules étudiées.....	33
III.3 : Description de montage et le protocole expérimental	33
III.3.1 : Description de montage.....	33
III. 3.2 : Protocol expérimental	35
III.4 : Traitement des images et extraction de l'information	35
III.4.1: Enregistrement figures de diffraction	35

SOMMAIRE GENERAL

III.4.2: Calcul de l'image moyenne	37
III.4.3 : Calcul de l'image normalisée	39
III.4.4: Profil linéaire	39
III.4.5 : Définition de la phase	40
III.4.6: Calcul de la phase	40
III.5 : Conclusion	42
Conclusion générale	43
Références	44

The background features a decorative graphic consisting of three blue circles of varying sizes, each composed of concentric rings of different shades of blue. These circles are arranged in a triangular pattern, with the largest one at the top right, a smaller one in the middle, and another large one at the bottom right. Two thin, light blue lines intersect at a point near the top left, forming a V-shape that frames the central text.

*Introduction
Générale*

Introduction générale

L'holographie numérique est une méthode sans contact capable d'enregistrer la topographie "relief" d'un objet sur un capteur CCD et de reconstruire la forme de l'objet en 3D. La cohérence de la lumière sert à enregistrer la phase de l'onde lumineuse diffusée ou transmise par l'objet. Depuis sa découverte, l'holographie numérique est appliquée à l'étude expérimentale des flux de fluide, pour mesurer la taille, les coordonnées des particules et leurs vitesses. En effet, l'analyse de l'interférogramme peut, dans beaucoup d'états, déduire les propriétés du fluide étudié, en particulier les positions spatiales (x, y, z) et les dimensions des gouttes de liquide en mouvement. Ces paramètres, connus au cours du temps, permettent de déduire la vitesse d'écoulement et les paramètres de viscosité. Au cours des dernières années, l'holographie numérique s'est révélée intéressante pour la caractérisation des aérosols ou la mesure cellulaire dans les sciences du vivant. L'analyse de la fonction de transmission de l'hologramme permet de déterminer la taille des particules et la distance d'enregistrement. La distance d'enregistrement est inversement proportionnelle à la fréquence du signal chirpé, alors que la taille de la particule est déterminée par les minimums de la fonction Airy. La principale difficulté réside dans l'extraction de la fréquence du signal de chirp. Dans cette étude, nous utilisons une méthode de comptage pour identifier la taille et les coordonnées cartésien de l'objet à caractériser.

Notre rapport est divisé en trois chapitres:

Dans le premier chapitre nous rappellerons les bases théoriques de l'holographie numérique à savoir le processus d'enregistrement et de reconstruction de l'hologramme. Nous exposons par la suite les deux configurations principales appliquées en holographie. L'enregistrement d'un hologramme digital sera en suite abordé avec les deux configurations (en-ligne_ hors-axe).

Dans le second chapitre nous allons représenter une technique de traitement des signaux qui est utilisée pour l'analyse des hologrammes numériques, cette technique est la transformée de Fourier.

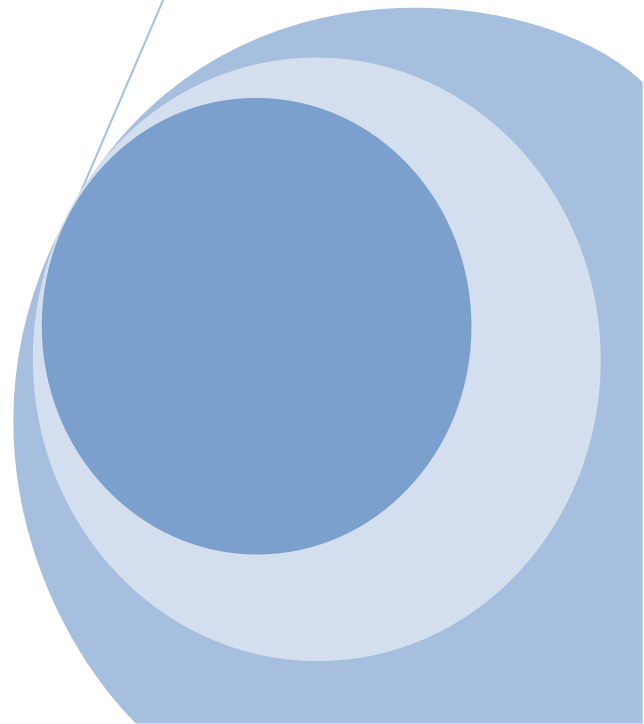
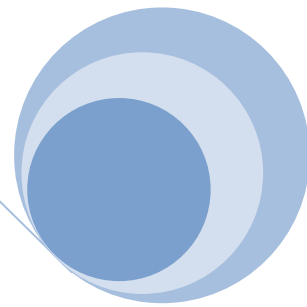
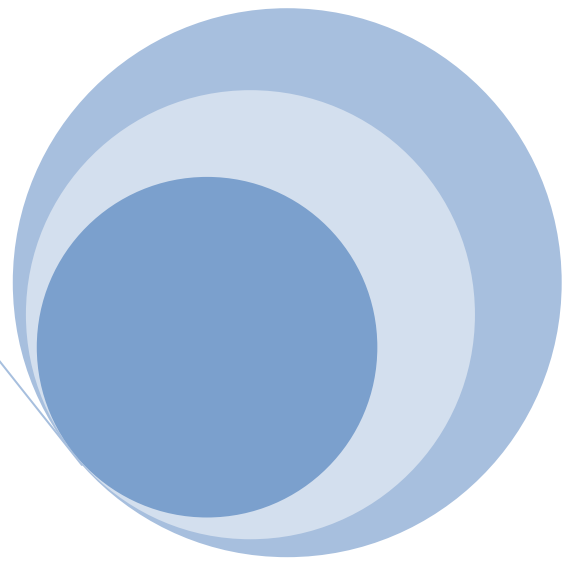
Ainsi on va exposer le phénomène de diffraction de Fraunhofer, ce dernier nous permet d'enregistrer des images holographiques à l'aide d'un montage.

Le troisième chapitre sera dédié à l'exploitation des résultats expérimentaux. Dans un premier temps nous allons expliquer le fonctionnement et les fonctionnalités du montage utilisé et dans un second temps nous allons présenter certains résultats d'analyse obtenus avec leurs interprétations.

CHAPITRE

1

L'HOLOGRAPHIE NUMERIQUE



I.1. Introduction

Dans le présent chapitre, nous rappelons les principes de base de l'holographie numérique en matière d'enregistrement des hologrammes et de reconstruction des images des objets holographiés. Les différents paramètres intervenant dans chacune des deux étapes seront présentés et discutés.

I.2. Définition de l'holographie :

Le mot holographie vient du grec holos « en entier » et graphein « écrire ». Holographie signifie donc « tout représenter » [1]. L'holographie n'est pas une méthode de mesure, mais une méthode d'enregistrement. C'est une technique qui permet d'enregistrer un plan d'onde électromagnétique et de le restituer par la suite [2].

L'interférométrie holographique consiste à enregistrer l'onde électromagnétique généralement réfléchie par un objet, et à la restituer ultérieurement pour la faire interférer avec l'onde diffusée par le même objet dont la forme a été modifiée, par exemple suite une déformation mécanique. L'holographie peut se coupler avec n'importe quelle technique interférométrique présentée [4].

I.3. Principe de l'holographie :

I.3.1. Montage optique :



Photo du montage

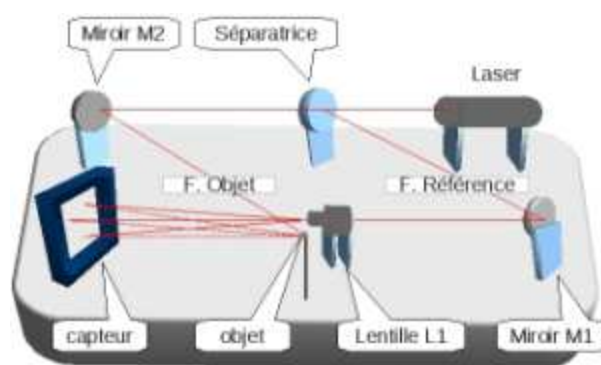


Figure I. 1

Un laser envoie un faisceau lumineux à travers une séparatrice 90/10. 10% du faisceau emprunte le chemin 1: on l'appellera faisceau de référence. 90% du faisceau emprunte le chemin 2: on l'appellera faisceau objet.

Chemin 1 : le faisceau est dévié par le miroir M1 puis traverse la lentille divergente L1 de focale 5 mm afin de créer une onde sphérique qui éclairera le capteur.

Chemin 2 : le faisceau est dévié par le miroir M2 et se réfléchit sur l'objet. (Pour un objet dont les dimensions dépassent celles du faisceau, on peut faire diverger le faisceau à l'aide d'une lentille et ainsi éclairer la totalité de l'objet).

Capteur : il permet l'enregistrement de la superposition de l'onde de référence et de la lumière réfléchiée par l'objet. Chaque point d'un objet complexe renvoie une onde sphérique. L'ensemble de ces ondes sphériques interfère pour donner des franges.

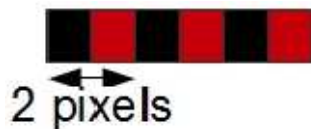
I.3.2. Capteur CCD (l'holographie numérique) :

Exemple de capteur CCD (appareil photo Nikon D 80)

Caractéristiques:

- Dimensions du capteur: 23,6*15,6 mm
- Résolution de 3872 pixels sur la largeur, 2592 pixels sur la hauteur
- Taille des pixels: 6.1 μm

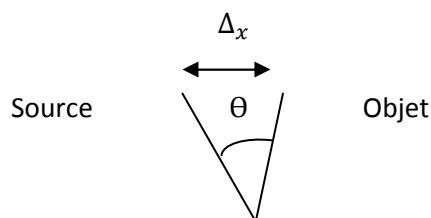
D'après le théorème de Shannon, il faut au minimum 2 pixels pour enregistrer une frange.



La taille minimale de l'interfrange est donc de 12,2 μm

L'interfrange visible sur l'écran est donné par la formule :

$$I = \frac{1}{2} * \frac{\lambda}{\sin(\frac{\theta}{2})} \quad \text{dans notre cas } \theta \text{ est très petit donc } i = \frac{\lambda}{\theta}$$



✓ θ = angle apparent entre la source et l'objet depuis le centre du capteur.

✓ λ = longueur d'onde du laser = 6328 Å on en déduit donc que θ doit être inférieur à 2,92°.

I.4. Bases de l'holographie numérique

L'holographie numérique suit les mêmes étapes que celles de l'holographie classique à part l'étape de développement qui est éliminée.

Le principe général de l'holographie numérique est alors l'enregistrement d'un processus d'interférence entre deux fronts d'ondes sur un capteur CCD (charged coupled device), et la reconstruction numérique de l'image par simulation sur ordinateur de processus de diffraction [5].

I.4.1. Etape d'enregistrement

Le processus d'interférence enregistré, nommé hologramme est la résultante d'une superposition entre deux ondes, la première provenant directement de la source d'éclairage c'est l'onde de référence, et l'autre, soit réfractée soit réfléchi par l'objet à holographie c'est l'onde d'objet (figure I. 2).

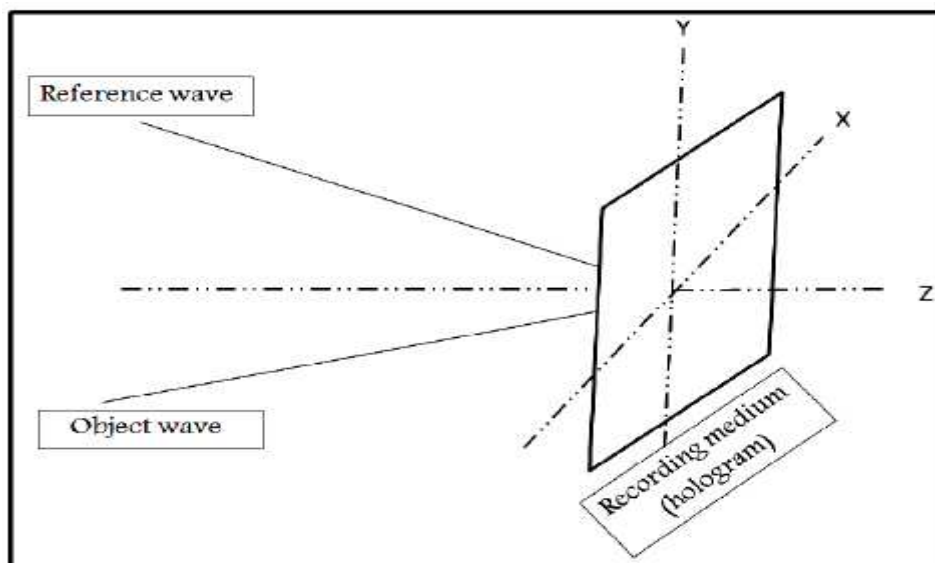


Figure I.2 : Principe de superposition des ondes objet et de référence

En désignant l'onde objet par : $O = a_o \cdot \exp(j\phi_o)$ (I-1)

Et l'onde de référence par : $R = a_r \cdot \exp(j\phi_r)$ (I-2)

Sur le capteur, on aura la distribution d'amplitude résultant de la superposition des deux ondes objet de référence :

$$A = O + R = a_o \exp(j\phi_o) + a_r \exp(j\phi_r) \quad (I-3)$$

Comme tous les capteurs optiques ne sont sensibles qu'aux variations d'intensité (carré de l'amplitude), la caméra enregistre alors l'intensité résultant de cette superposition et qui sera donné par :

$$\begin{aligned}
 I_{CCD} &= (O+R)^2 = (O+R) (O+R)^* \\
 &= O^2 + R^2 + OR^* + R O^* \\
 &= I_r + I_0 + 2\sqrt{I_r + I_0} \cos(\phi_r + \phi_0)
 \end{aligned} \tag{I-4}$$

L'équation (I.4) exprime la distribution d'intensité d'un phénomène d'interférence classique, ce qui montre que la première étape de l'holographie n'est autre que l'enregistrement d'un phénomène d'interférence.

En observant cette équation, on voit bien que l'onde objet est présente en sa totalité (Amplitude et phase), seulement elle est codée à l'aide de l'onde de référence.

L'enregistrement de ce phénomène d'interférence à l'aide du capteur optoélectronique donne ce qu'on appelle un hologramme numérique. L'hologramme est donc stocké sous forme d'image numérisée dans la mémoire de l'ordinateur.

I.4.2 .Conditions d'enregistrement :

Etant donné que dans l'étape d'enregistrement de l'hologramme numérique, le processus de numérisation de l'image est engagé, il est donc nécessaire de respecter le théorème d'échantillonnage de Shannon.

Le respect de la condition d'échantillonnage de Shannon est nécessaire, particulièrement dans la configuration hors-axe, où la fréquence spatiale de l'hologramme enregistré (inverse de la distribution des franges d'interférence) doit être inférieure ou égale à deux fois la fréquence d'échantillonnage du capteur CCD utilisé (inverse du pas des pixels) :

$$v_{ex,y} \geq 2V_s \tag{I-5}$$

Avec :

$$v_{ex,y} = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \tag{I-6}$$

Où Δx et Δy sont les dimensions des pixels du capteur utilisé respectivement suivant x et y.

Et
$$V_s = \frac{1}{i} \tag{I-7}$$

Où i est le pas des franges ou interfranges dans l'hologramme enregistré, donné par :

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \tag{I-8}$$

Où θ est l'angle que fait l'onde objet avec l'onde de référence (figure I.3).

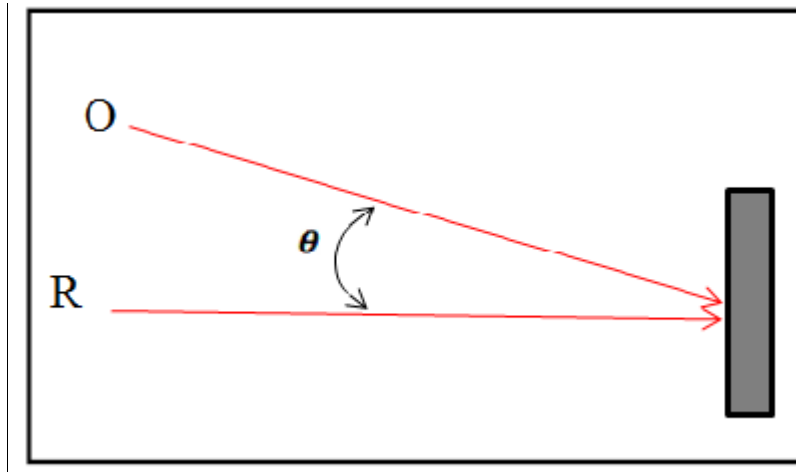


Figure I.3 : interférence entre deux ondes

Pour respecter la condition d'échantillonnage de Shannon, l'angle θ doit alors avoir une valeur maximale à ne pas dépasser pour que les franges résultantes de l'interférence entre l'onde objet et de référence soient résolues par le capteur utilisé. Cette valeur sera donc donnée par :

$$\theta_{\max} = 2 \arcsin \left(\frac{\lambda}{4 \Delta x} \right) \tag{I-9}$$

Par exemple, avec $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ et $\Delta_x = \Delta_y = 4.65 \text{ }\mu\text{m}$, l'angle d'enregistrement maximum est de $(3.6)^\circ$. Si la taille de pixel augmente l'angle d'enregistrement maximal diminue, et si la longueur d'onde d'enregistrement augmente l'angle d'enregistrement maximal augmente également.

La condition sur l'angle d'enregistrement θ conditionne alors la taille de l'objet et sa position par rapport au capteur d'image.

Il est également nécessaire d'observer d'autres conditions telles que la sensibilité du capteur et sa taille globale.

I.5. Différentes configurations d'enregistrement :

L'enregistrement des hologrammes numériques se fait généralement avec deux configurations, la configuration en ligne et la configuration hors-axe. L'utilisation de l'une ou l'autre est en fonction de la taille de l'objet (petit ou grand) ainsi que sa nature (opaque ou transparent).

La première configuration utilisée pour enregistrer des hologrammes est celle proposée par Gabor dite 'en-ligne', où l'onde éclairant l'objet sert aussi de référence. Cette configuration souffre de la superposition de l'image réelle et virtuelle avec l'ordre zéro lors de la reconstruction de l'hologramme. Pour cette raison, leith et Upatnieks [6,7] ont proposé en 1962 une autre configuration pour l'holographie dite 'hors-axe'. Elle permet de séparer l'image réelle et virtuelle de l'ordre zéro. C'est la raison pour laquelle cette configuration a été adaptée dans la plus part des applications de l'holographie, surtout les montages d'interférométrie holographique.

I.5.1. Holographie numérique en ligne:

L'holographie numérique en-ligne ou l'holographie de Gabor c'est quand la source de référence, l'objet et le support d'enregistrement (CCD) soient sur le même axe (figure I.4)

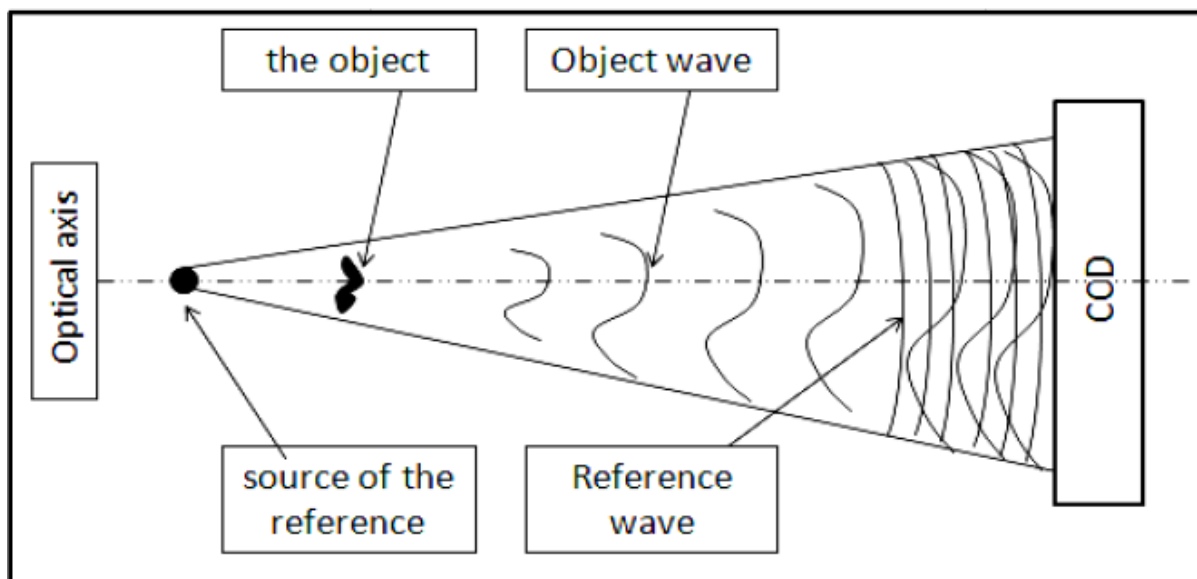


Figure I. 4: Principe de la configuration en-ligne.

Dans cette configuration, la partie de l'onde modifiée par l'objet se comporte comme onde objet et la partie non modifiée est prise comme onde de référence. Cette configuration est beaucoup plus utilisable pour des objets opaques de faibles dimensions ou des objets transparents. L'holographie numérique en-ligne se caractérise par sa configuration simpliste, par contre elle souffre pendant la reconstruction de la superposition des ordres (+1 et -1) qui contiennent l'image de l'objet et l'ordre zéro.

I.5.2. Holographie numérique hors axe :

L'holographie numérique hors-axe ou l'holographie de leith et Upatnieks est une géométrie introduite par Leith et Upatnieks dans le but de séparer les trois ordres de diffraction au cours de la reconstruction de l'hologramme. Elle est basée principalement sur l'utilisation d'un faisceau de référence indépendant de celui utilisé pour l'éclairage de l'objet, et par suite créer un angle entre eux (figure I.5). Cet angle permet de séparer les ondes diffractées (ordre +1 et -1) de l'onde non diffractée (ordre 0) pendant la reconstruction de l'hologramme.

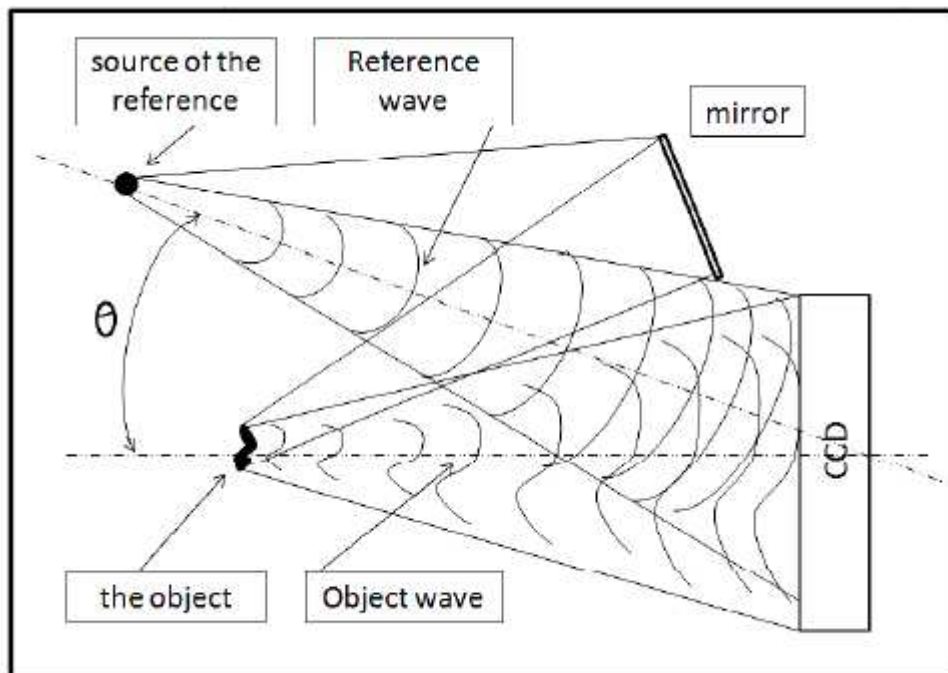


Figure I.5: principe de la configuration hors-axe

Cette configuration s'adapte aux objets opaques de grandes dimensions par rapport à la configuration en-ligne, ainsi qu'aux objets transparents.

Dans cette configuration, les ondes objet et de référence peuvent être prises comme étant

Sphérique, on est alors dans le cas de l'holographie de Fresnel, ou de Fourier si leurs sources sont situées dans un même plan.

I.6.Définition de l'hologramme :

L'hologramme est le produit de l'holographie. Il s'agit historiquement d'un procédé de photographie en relief. Aujourd'hui, un hologramme représente une image en trois dimensions apparaissant comme « suspendue en l'air ». Le mot hologramme provient du grec « *holos* » et « *graphein* ». Par abus de langage, on nomme « hologrammes » les dispositifs apposés sur des cartes bancaires, billets, passeports, boîtes de logiciels et autres objets dont on veut améliorer la non-reproductibilité. Leurs caractéristiques sont difficiles à reproduire par des faussaires. Ils ne contiennent pas d'information 3D. Le relief apparent s'inverse quand le dispositif est retourné de 180°, et disparaît pour une rotation de 90°. Un hologramme multicolore et stable a été réalisé en novembre 2011 au Japon par une équipe dirigée par Satoshi Kawata, en lumière blanche ordinaire, en utilisant des « plasmons », sur la base de principes découverts à la fin des années 1990.

I.6.1.Les types de l'hologramme :

Dans cette partie, nous allons voir les deux principaux types d'hologrammes :

Les hologrammes par transmission et les hologrammes par réflexion.

I.6.1.1.L'hologramme par transmission :

Les hologrammes par transmission sont également appelés hologrammes minces. Leur principe d'enregistrement a été exposé ci-dessus (**voir figure. 6**). La gélatine photosensible a été impressionnée de la même manière sur toute son épaisseur. Ce type d'hologramme ne peut être observé en lumière blanche car il nécessite d'être éclairé par une onde monochromatique. Si la longueur d'onde de l'onde utilisée pour la reproduction de l'image est différente de la longueur d'onde de l'onde de référence utilisée pour l'enregistrement, l'image de l'objet sera alors déformée. Il en va de même si l'on change l'angle d'incidence sur la plaque de l'onde de reproduction par rapport à l'onde d'enregistrement.

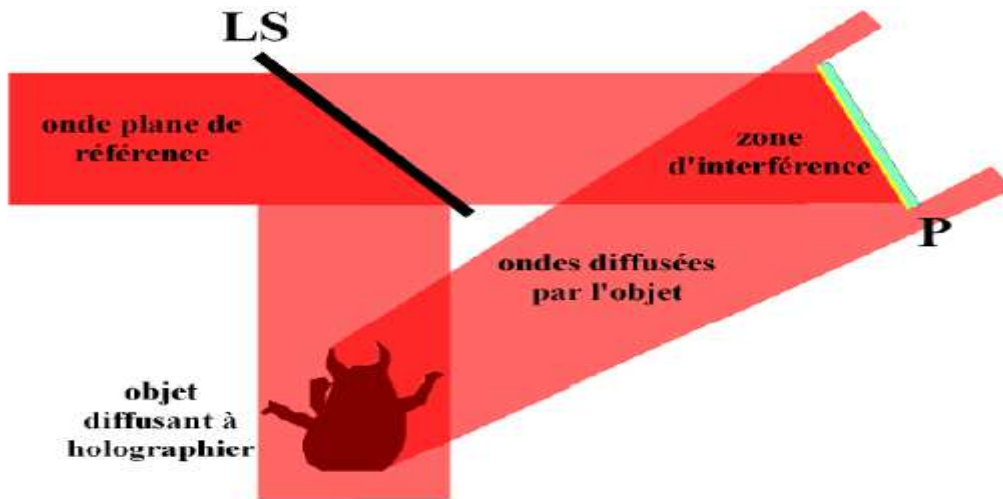


Figure I.6 : Principe d'enregistrement d'un hologramme par transmission.

Une onde plane monochromatique, appelée onde de référence est envoyée sur une lame séparatrice LS. L'un des faisceaux émergents est envoyé directement sur la plaque photosensible P tandis que l'autre est envoyé sur l'objet à holographier. Chaque point de l'objet va diffuser dans toutes les directions. Sur la plaque photosensible P, on enregistre les interférences entre l'onde de référence et les ondes diffusées en provenance de l'objet.

I.6.1.2.L'hologramme par réflexion :

Les hologrammes par réflexion sont également appelés hologrammes en volume. Contrairement aux hologrammes par transmission, les hologrammes par réflexion peuvent être observés en lumière blanche, pourvu que la source de lumière utilisée soit suffisamment petite.

Le principe d'enregistrement d'un hologramme par réflexion est représenté (figure I.7). Ici, la plaque photosensible est placée devant l'objet éclairé par l'onde plane monochromatique de référence. L'onde diffusée par l'objet rencontre l'onde de référence et il y a création d'une onde stationnaire. Celle-ci va générer des plans de franges d'interférence, donc des hologrammes plans, distants d'une demi-longueur d'onde.

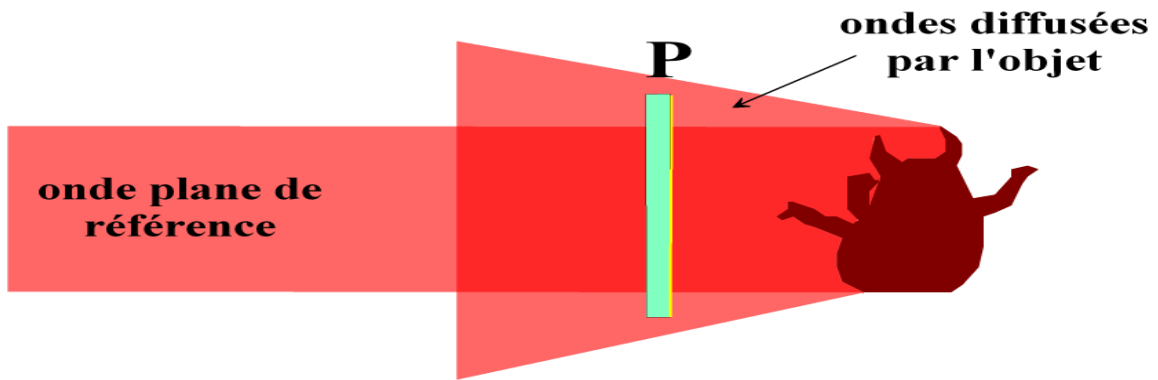


Figure I.7: Principe d'enregistrement d'un hologramme par réflexion.

L'onde diffusée par l'objet interfère avec l'onde de référence au niveau de la plaque photosensible P. Il y a formation d'ondes stationnaires qui impressionnent différemment la gélatine suivant son épaisseur et créent des plans d'hologrammes distants de $\frac{\lambda}{2}$.

Lors de l'éclairement de l'hologramme en lumière blanche après développement, ces plans vont agir comme des plans réticulaires (voir figure I. 8) et jouer le rôle de filtre spatial.

En éliminant, par interférences destructives, les longueurs d'onde λ qui ne satisfont pas la

condition de Bragg :

$$\lambda = \frac{\lambda_{ref} \cdot \cos \theta}{n}$$

Où λ_{ref} est la longueur d'onde de l'onde de référence utilisée lors de l'enregistrement de l'hologramme, θ est l'angle d'incidence de celle-ci sur la plaque et n un entier relatif.

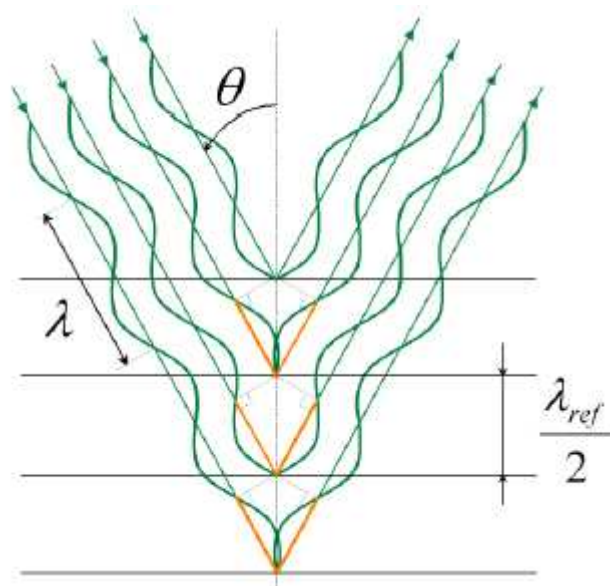


Figure I. 8: Une onde plane monochromatique arrive sur l'hologramme par réflexion avec un angle d'incidence θ .

Le pas du réseau, c'est-à-dire la distance séparant deux hologrammes plans consécutifs est $\frac{\lambda_{ref}}{2}$.

Si sa longueur d'onde λ satisfait à la loi de Bragg, il y a interférence constructive entre les ondes réfléchies.

I.6.2. Etape de la reconstruction :

Une fois l'hologramme enregistré et stocké dans la mémoire de l'ordinateur, il peut être reconstruit pour l'observation et l'exploitation de l'image de l'objet enregistré.

Dans cette étape le processus de restitution de l'holographie classique est alors simulé. En holographie classique, l'hologramme est éclairé par le faisceau de référence et permet par effet de diffraction de restituer l'image de l'objet dans les ordres +1 et -1 avec une distribution d'éclairement sans information de phase dans l'ordre 0 (figure I.9).

Le phénomène de diffraction se produit lorsque les ondes, quelles que soient leur nature, rencontrent des obstacles ou des ouvertures dont les dimensions sont de l'ordre de la longueur d'onde qui se traduit par des perturbations dans la propagation de ces ondes.

En holographie, l'hologramme enregistré est un motif de franges d'interférence (réseau de diffraction), pour cela, quand il est éclairé par l'onde de référence, il diffracte la lumière.

Ainsi, l'information codée dans l'hologramme peut être extraite dans les ordres de diffraction.

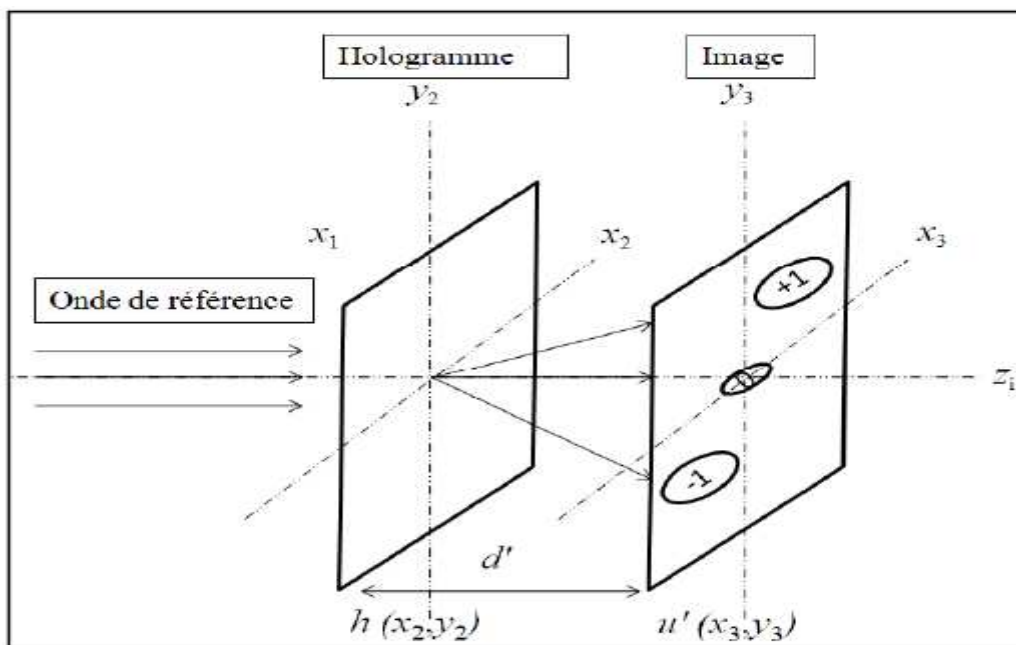


Figure I.9 : Principe de reconstruction de l'hologramme

I.6.2.1. Reconstruction numérique d'un hologramme :

Les premières expériences de reconstruction numérique des hologrammes optiques remontent à 1960-1970 [8]. A cette époque, les dispositifs d'analyse qui pouvaient être utilisés pour numériser l'hologramme avaient de faibles résolutions, ce qui nécessitait un grossissement optique des hologrammes pour les adapter à la résolution des dispositifs de balayage.

La figure (I.10) représente l'un des premiers hologrammes enregistrés avec son image reconstruite [8].

Avec l'apparition des caméras CCD, il était devenu possible d'effectuer l'enregistrement d'un l'hologramme directement numérisé. Dans les premières expériences avec les caméras CCD, les hologrammes ont été enregistrés sous la configuration hors-axe (Leith-Upatnieks) [6].

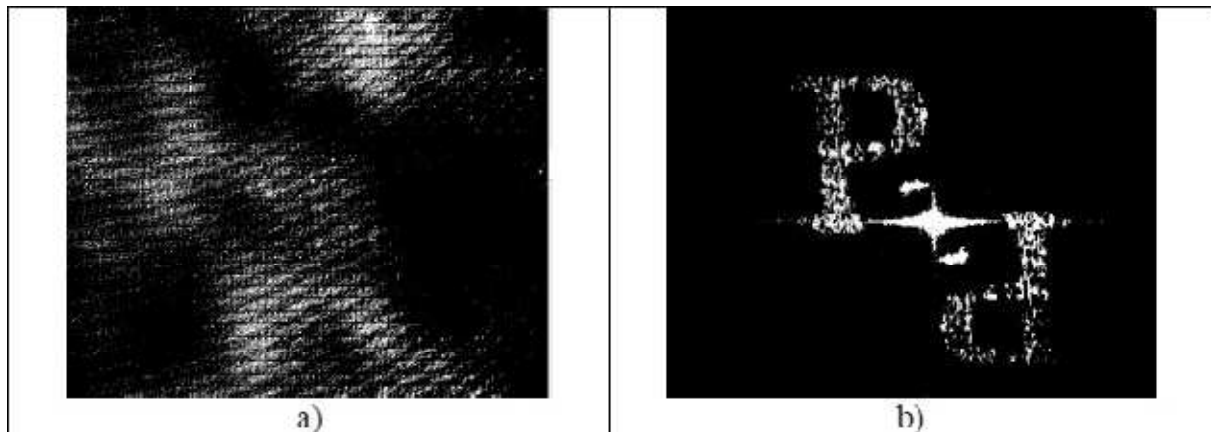


Figure I.10: Premiers hologrammes numérique montre construits avec un ordinateur

- a) un hologramme test optique, enregistré électroniquement avec une caméra vidicon TV256x256 pixels quantifiés à 8 niveaux de gris.
- b) b) image numérique reconstruite à partir de cet hologramme avec un ordinateur PDP-6 [14].

I.6.2.2. Reconstruction par transformée de Fourier :

La reconstruction par la méthode de Fourier exige une onde d'enregistrement (de reconstruction) sphérique divergente venant d'un point source positionné au plan objet (figure I.11).

L'onde de référence sphérique divergente $E_{rs}(x_h, y_h)$ peut être exprimée par :

$$E_{rs}(x_h, y_h) = a_{rs} \exp \left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (x_h^2 + y_h^2) \right]$$

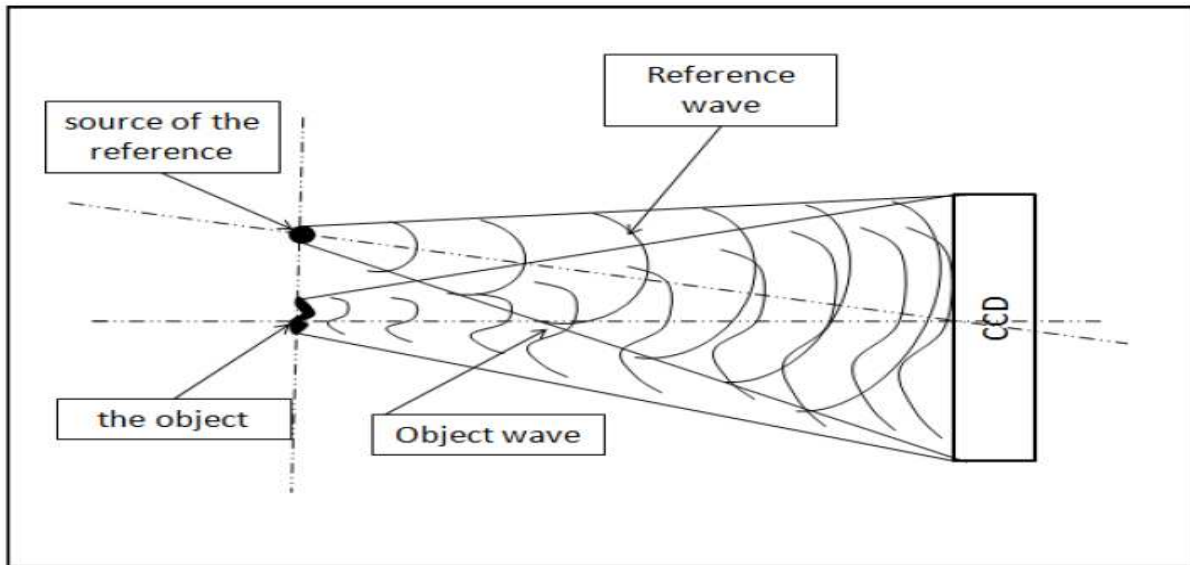


Figure. I.11 : Configuration de Fourier (holographie de Fourier lensless)

I.7. L'effet des paramètres d'enregistrement sur l'image reconstruite :

La reconstruction d'un hologramme numériquement à l'aide d'un ordinateur, donne une image de l'objet sous forme d'une distribution d'intensité contenant l'information d'amplitude et de phase qui sont principalement proportionnelles à l'angle entre les deux ondes enregistrées et la distance de l'objet par rapport au support d'enregistrement. La relation qui relie ces deux derniers paramètres est celle de l'échantillonnage.

I.7.1 L'effet de la distance d'enregistrement :

La distance d entre la camera CCD et le plan objet est un paramètre important pendant l'enregistrement. Le choix de la distance d'enregistrement est en fonction de la réflectivité de l'objet, (on considère une source de puissance constante et l'enregistrement par réflexion), les objets qui ont une surface moins réfléchive ne peuvent pas être placés assez loin de la camera CCD. Par contre, les objets de haute réflexion peuvent être placés loin de la camera.

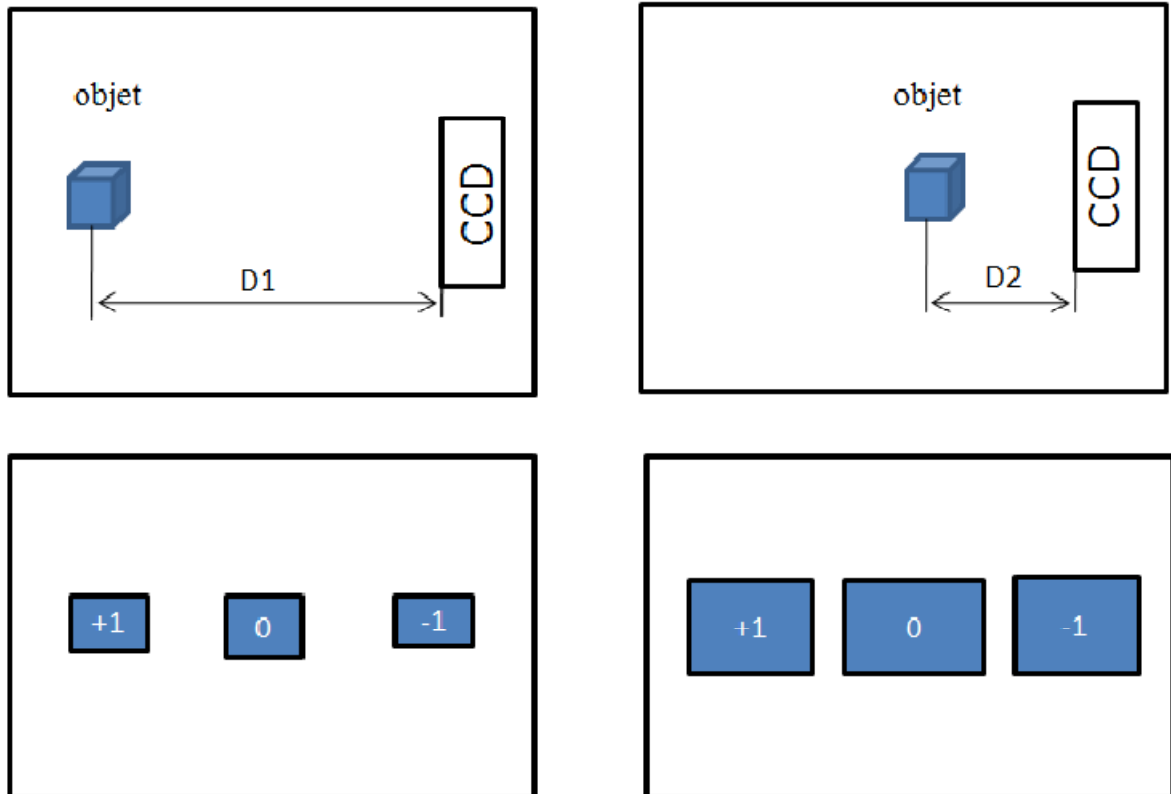


Figure I.12 : Effet de la distance d'enregistrement sur l'image reconstruite ($D1 > D2$).

I.7.2 L'effet de l'angle d'enregistrement:

Avec la même distance d'enregistrement, le changement de l'angle d'enregistrement module la fréquence spatiale des franges qui contiennent l'information sur l'objet. Plus l'angle est important, plus la fréquence est élevée, pendant la reconstruction augmente avec l'augmentation de l'angle (figure I.13).

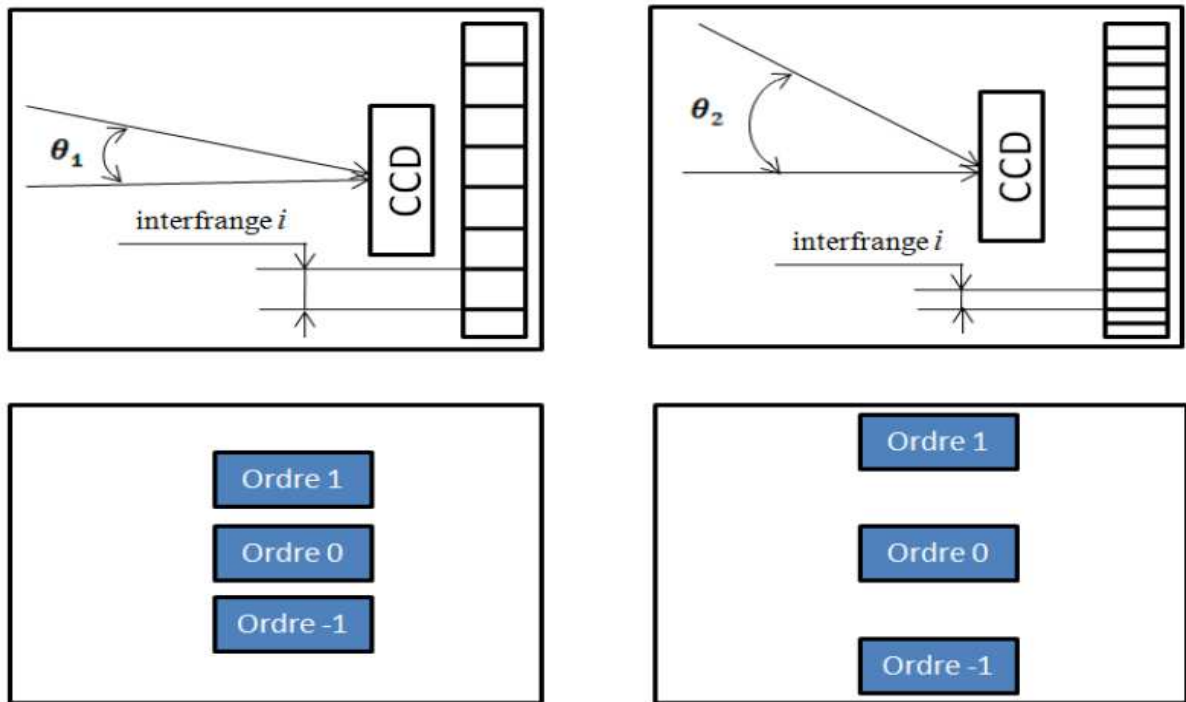


Figure I.13 : Effet de l'angle d'enregistrement sur l'image reconstruite ($\theta_1 < \theta_2$)

I.8. Conclusion :

Ce chapitre nous a permis de présenter les différentes techniques et éléments d'enregistrement d'un hologramme. Nous avons constaté qu'en holographie numérique, il est nécessaire de simuler correctement la diffraction d'une onde de référence, plane généralement, sur l'hologramme discrétisé. Dans le chapitre suivant on va voir une méthode de traitement de signal adaptée aux hologrammes numériques.

CHAPITRE

*TRANSFORMATION DE FOURIER
ET DIFFRACTION DE
FRAUNHOFER*



II. 1: Introduction

Ce chapitre portera sur la présentation de certains rappels sur la diffraction de la transformée de Fourier utiles à la compréhension des deux méthodes d'analyse de la figure de diffraction qui seront représentés dans ce chapitre.

II. I: Diffraction à l'infini ou diffraction de Fraunhofer

II. I. 1: Définition de diffraction de Fraunhofer

La diffraction de Fraunhofer ou diffraction à l'infini est un cas particulier très important où le plan d'observation est situé loin de l'objet diffractant, celui-ci étant éclairé par une onde plane (source ponctuelle à l'infini) et défini par son facteur de transmission $t(x, y)$.

C'est ce phénomène qui fixe la limite ultime de résolution que l'on peut espérer d'un instrument d'optique.

II.I. 2: Approximation

On a l'expression de la diffraction de Fresnel suivante :

$$U_z(x, y) = \frac{A_0 e^{2i\pi\frac{z}{\lambda}}}{i\lambda z} e^{i\frac{\pi}{\lambda z}(x^2+y^2)} (2) \text{TF} \left[t(X, Y) e^{i\frac{\pi}{\lambda z}(x^2+y^2)} \right] \quad (\text{II-10})$$

L'expression précédente se simplifie beaucoup si le terme $e^{i\frac{\pi}{\lambda z}(x^2+y^2)}$ peut être considéré comme peu différent de 1.

Pour cela les conditions de l'expérience doivent correspondre à :

$$\frac{\pi}{\lambda z} (X^2 + Y^2) \ll 1 \text{ rad} \quad (\text{II-11})$$

Exemple : pour un diamètre d'objet diffractant $\phi = (X^2 + Y^2)^{\frac{1}{2}} \approx 1.25 \text{ mm}$ et $\lambda = 600 \text{ nm}$

On a : $\frac{\pi}{\lambda z} (X^2 + Y^2) \approx 10^{-2}$ pour $z \geq 820 \text{ m}$

Chapitre II : La transformation de Fourier et la diffraction de Fraunhofer

La diffraction dite de Fraunhofer correspond à l'approximation ci-dessus, qui sera valable pour z infini (très grand devant les dimensions de l'objet diffractant). On parlera de diffraction « à l'infini ».

Dans les expressions analytiques les ondes sphériques deviennent alors planes et le terme $e^{i\frac{\pi}{\lambda z}(X^2+Y^2)}$ peut être posé comme égal à 1.

Finalement l'amplitude en un point P de l'écran d'observation devient :

$$U_{\infty}(x, y) = A_0 TF[t(X, Y)] \quad (\text{II-12})$$

Concrètement pour observer la diffraction à l'infini, on ramène le point d'observation à distance finie en interposant une lentille sur le trajet du faisceau diffracté. On effectue l'observation dans le plan focal image de celle-ci.

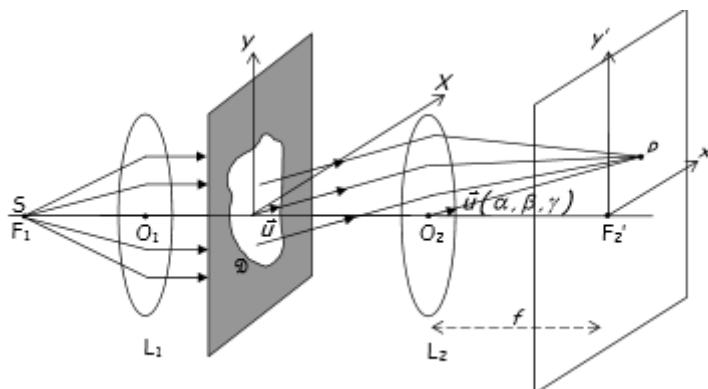


Figure II.1 : Principe de diffraction Fraunhofer

La source ponctuelle S , placée au foyer objet de la lentille L_1 , fournit un faisceau parallèle qui éclaire l'ouverture D . L'observation à l'infini correspondant à la direction \vec{U} se fait dans le plan focal image de L_2 en P .

Remarque :

•Selon les lois de l'optique géométrique, L_1 et L_2 , parfaitement stigmatiques, ne devraient donner qu'un point brillant en F_2 .

• La distance L_1L_2 ne joue aucun rôle

II.I. 3: L'approximation paraxiale

$$\alpha = u_x = \frac{x'}{f} \quad \beta = u_y = \frac{y'}{f} \quad \gamma = u_z \sim 1$$

Amplitude diffractée :

$$U_f(x', y') = A_0 \iint_{-\infty}^{+\infty} t(X, Y) e^{-\frac{2i\pi}{\lambda} \left(\frac{x'}{f} X + \frac{y'}{f} Y \right)} dXdY \quad (\text{II- 13})$$

On pose et on définit les **fréquences spatiales** :

$$u = \frac{x'}{\lambda f} = \frac{\theta_{x'}}{\lambda} \quad \text{et} \quad v = \frac{y'}{\lambda f} = \frac{\theta_{y'}}{\lambda}$$

L'amplitude diffractée à l'infini s'écrit donc :

$$U_f(u, v) = AY$$

L'éclairement sera :

$$I_f(u, v) = I_0 \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} t(X, Y) e^{-2i\pi(uX+vY)} dXdY \right|^2 \quad (\text{II- 14})$$

La figure de diffraction de Fraunhofer est définie par :

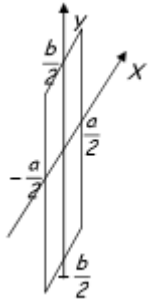
$$\frac{I_f(x', y')}{I_f(0,0)} = |\text{TF}(t(X, Y))|^2 \quad (\text{II-15})$$

Ce résultat donne la « figure de diffraction de Fraunhofer ».

II. I. 4: Exemple de diffraction à l'infini

II.I.4.1 : Pupille rectangulaire

Un élément de surface $dX dY$ entourant un point $M(X, Y)$ diffracte en $P(x', y')$ une amplitude $dA(x', y')$ donnée par :



$$dA(x', y') = \tilde{A} e^{-2i\pi \frac{x'X + y'Y}{\lambda f}} dXdY \quad (\text{II-16})$$

Soit une amplitude totale :

$$A(x', y') = \tilde{A} \iint e^{-2i\pi \frac{x'X + y'Y}{\lambda f}} dXdY \quad (\text{II-17})$$

$$A(x', y') = \tilde{A} \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} e^{-2i\pi \frac{x'X + y'Y}{\lambda f}} dXdY \quad (\text{II-18})$$

$$A(x', y') = ab \frac{\lambda f}{\pi x' a} \sin\left(\frac{\pi x' a}{\lambda f}\right) \frac{\lambda f}{\pi y' b} \sin\left(\frac{\pi y' b}{\lambda f}\right) \quad (\text{II-19})$$

En introduisant les fréquences spatiales

$$u = \frac{x'}{\lambda f} = \frac{\theta_{x'}}{\lambda} \quad \text{et} \quad v = \frac{y'}{\lambda f} = \frac{\theta_{y'}}{\lambda}$$

$$A(u, v) = ab \operatorname{sinc}(\pi u a) \operatorname{sinc}(\pi v b) \quad (\text{II-20})$$

Et

$$I(u, v) = a^2 b^2 \operatorname{sinc}^2(\pi u a) \operatorname{sinc}^2(\pi v b) \quad (\text{II-21})$$

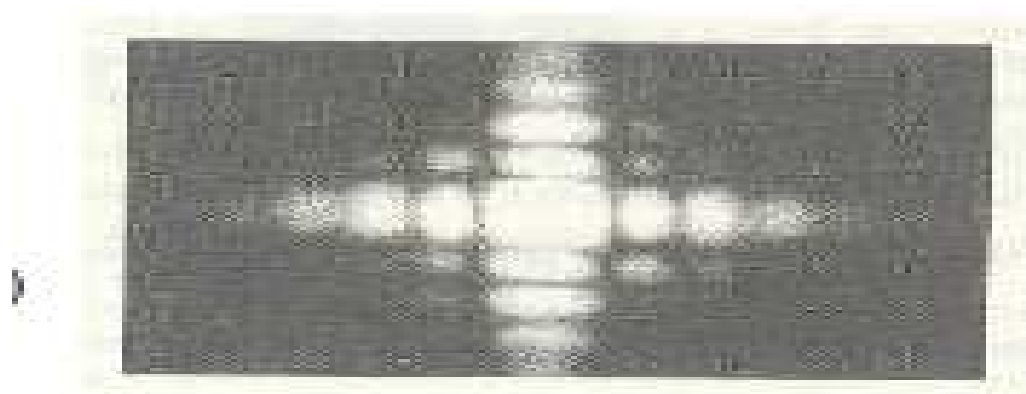


Figure II. 2 : diffraction d'une pupille rectangulaire

Cas d'une fente fine

Il s'agit d'une fente rectangulaire pour laquelle la largeur a est très inférieure à la hauteur b .

Chapitre II : La transformation de Fourier et la diffraction de Fraunhofer

L'étude précédente nous montre que dans Ces conditions les minima dans la direction Oy de

la hauteur b se resserrent lorsque b croit : $\frac{\lambda}{b} \rightarrow 0$

$$b \frac{\sin\left(\frac{\pi y' b}{\lambda f}\right)}{\frac{\pi y' b}{\lambda f}} \rightarrow \delta\left(\frac{y'}{\lambda f}\right) = \delta(v) \quad (\text{II-22})$$

Toute l'intensité diffractée se retrouve sur l'axe Ox (direction de la largeur a)

Pour $b \gg a$ et $ab = C^{\text{te}}$ on aura pour l'intensité diffractée l'expression suivante :

$$I(x', y') = a^2 \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi x' a}{\lambda f}\right)}{\frac{\pi x' a}{\lambda f}} \right)^2 \delta(y') \quad (\text{II-23})$$

Soit :

$$I(\alpha, \beta) = a^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\pi \alpha a}{\lambda}\right) \delta(\beta) \quad (\text{II-24})$$

Ou encore :

$$I(u, v) = a^2 \text{sinc}^2(\pi u a) \delta(v) \quad (\text{II-25})$$

II.I.4.2 : Pupille circulaire

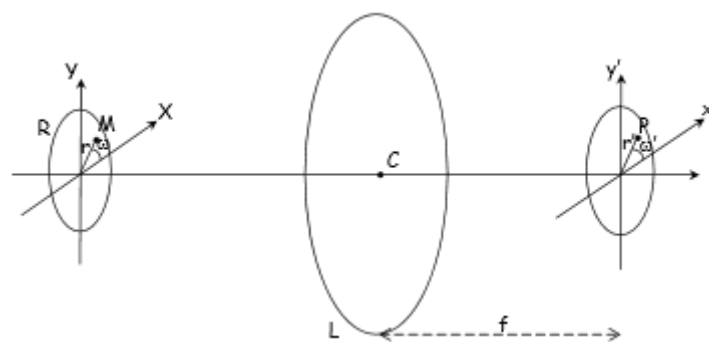


Figure II. 3: diffraction d'une pupille circulaire

$$X = r \cos \omega$$

$$x' = r' \cos \omega'$$

$$Y = r \sin \omega$$

$$y' = r' \sin \omega'$$

Chapitre II : La transformation de Fourier et la diffraction de Fraunhofer

La transparence pupillaire est :

$$t(X, Y) = 1 \text{ si } r = \sqrt{X^2 + Y^2} < R \quad (\text{II-26})$$

$$= 1 \text{ si } r > R$$

L'amplitude diffractée en P est :

$$A(P) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} t(X, Y) e^{-\frac{2i\pi}{\lambda f}(x'X+y'Y)} dXdY \quad (\text{II-27})$$

Soit :

$$A(P) = \int_0^R \int_0^{2\pi} e^{-\frac{2i\pi y'}{\lambda f}(\cos\omega \cos\omega' + \sin\omega \sin\omega')} r dr d\omega \quad (\text{II-28})$$

$$A(P) = \int_0^R \int_0^{2\pi} e^{-\frac{2i\pi r r'}{\lambda f} \cos(\omega - \omega')} r dr d\omega \quad (\text{II-29})$$

$$A(P) = \int_0^R \int_0^{2\pi} e^{-2i\pi p r \cos\omega} r dr d\omega = \pi R^2 \frac{2J_1(2\pi p R)}{2\pi p R} \quad (\text{II-30})$$

$$\text{Où } p = \frac{\sqrt{x'^2 + y'^2}}{\lambda f} = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (\text{II-31})$$

$$\text{Et } J_1(u) = \frac{1}{u_0} \int_0^{u_0} J_0(u) du \quad \text{et } J_0(u) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{iu \cos\alpha} d\alpha$$

J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1

II.I.5 : Utilisation des distributions pour les calculs de diffraction

II.I.5.1 : Pupilles simples

• Rectangulaire

- centrée: $t_1(x, y) = \text{III}\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{b}\right)$

$$A_1(u, v) = \text{TF}(t_1(x, y)) = ab \text{sinc}(\pi u a) \text{sinc}(\pi v b) \quad (\text{II-31})$$

Et : $I_1(u, v) = |A_1(u, v)|^2 \quad (\text{II-32})$

-déplacée : $t(x, y) = t_1(x, y) ** \delta(x - \alpha, y - \beta) \quad (\text{II-33})$

$$= \left[\text{III} \left(\frac{x}{a} \right) * \delta(x - \alpha) \right] \left[\text{III} \left(\frac{y}{b} \right) * \delta(y - \beta) \right] \quad (\text{II-34})$$

$$A(u, v) = \text{TF}(t(x, y)) = abe^{-2i\pi u\alpha} \text{sinc}(\pi ua) e^{-2i\pi v\beta} \text{sinc}(\pi vb) \quad (\text{II-35})$$

• Opacité (apodisation) :

$$t(x, y) = t_1(x, y)t_2(x, y)$$

Et
$$A(u, v) = A_1(u, v)A_2(u, v)$$

L'apodisation est une technique de filtrage en éclairage incohérent qui consiste à modifier la fonction de transfert optique et donc la transmittance de la pupille (par exemple ici $t_1(x, y)$) en apportant une modification revenant à la multiplier par $t_2(x, y)$ afin de minimiser, voire supprimer, les maxima secondaires ou « pieds », de la réponse impulsionnelle, d'où son nom.

•Ecrans complémentaires (Babinet)

Soient les deux transmittances suivantes :

$$t_1(x, y) + t_2(x, y) = 1 \quad (\text{II-36})$$

$$A_2(u, v) = \text{TF}[1] - A_1(u, v) \quad (\text{II-37})$$

Soit :
$$A_2(u, v) = \delta(u, v) - A_1(u, v) \quad (\text{II-38})$$

D'où :
$$I_2(u, v) = |A_2(u, v)|^2 = k\delta(u, v) + I_1(u, v) \quad (\text{II-39})$$

•Trou circulaire: $t(r) = \text{III} \left(\frac{r}{2R} \right)$

D'où
$$A(\rho) = \pi R^2 \frac{2J_1(2\pi\rho R)}{2\pi\rho R} \quad \text{où } \rho = \frac{r'}{\lambda f} \quad (\text{II-40})$$

II.1.5.2 : Distribution de trous infiniment fins

- **1 trou** : pic de Dirac

$$t(x, y) = \delta(x, y) \Leftrightarrow A(u, v) = C^{\text{ste}} \quad I(u, v) = |C^{\text{ste}}|^2$$

- **Ligne de trous suivant l'axe des x** :

$$t(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - na)\delta(y) \Leftrightarrow A(u, v) \quad (\text{II-41})$$

$$A(u, v) = {}^2\text{TF}[t(x, y)] \quad (\text{II-42})$$

$$A(u, v) = \frac{1}{a} \text{pgn}(au) \cdot 1_v \quad (\text{II-43})$$

$$I(u, v) = \frac{1}{a^2} \text{Png}(au) \cdot 1_v : \text{réseau de traits // } y'$$

- **Réseau de trous infiniment fins** :

$$t(x, y) = \sum_m \sum_n \delta(x - na, y - mb) = \text{png}\left(\frac{x}{a}\right) \text{png}\left(\frac{y}{b}\right) \quad (\text{II-44})$$

$$\text{D'où : } A(u, v) = {}^2\text{TF}[t(x, y)]$$

$$A(u, v) = \frac{1}{ab} \text{png}(au) \text{png}(bv)$$

Et

$$I(u, v) = \left(\frac{1}{ab}\right)^2 \text{png}(au) \text{png}(bv)$$

L'intensité observée est un réseau à 2 dimensions de périodicités :

$$\frac{1}{a} \text{ selon } u$$

$$\frac{1}{b} \text{ selon } v$$

II. II : Les méthodes d'analyse d'une microparticule

Il existe deux méthodes d'analyse d'une microparticule :

II. II.1 : L'analyse de la microparticule par la méthode de technique de la transformée de Fourier

II. II.1.1 : Définition de la transformée de Fourier

La transformée de Fourier est une opération qui permet de représenter en fréquence (développement sur une base d'exponentielles) des signaux qui ne sont pas périodiques. Il s'agit de l'analogie des séries de Fourier pour les fonctions périodiques (développement sur la base de fonctions sinusoïdales). Une fonction non périodique pouvant être considérée comme une fonction dont la période est infinie. Ce passage à la limite nous fait passer des séries aux intégrales.

$$\mathbf{TF}[\mathbf{x}(t)] = \mathbf{x}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-j2\pi f t} dt \quad (\text{II-45})$$

II. II.1.2 : La transformée de Fourier inverse

La motivation est centrée sur le fait qu'à partir d'une transformée de Fourier. On voudrait retrouver la fonction originale.

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(u)e^{2\pi i u x} dx = TF^{-1} [\hat{f}(u)] \quad (\text{II-46})$$

$$TF^{-1}[TF[f(x)]] = f(x), TF^{-1}[TF[\hat{f}(u)]] = \hat{f}(u) \quad (\text{II-47})$$

II. II. 1. 3: La transformation de Fourier

Les TF apparaissant en optique sont à deux dimensions. Lorsque les calculs sont tels que les variables se séparent on peut écrire :

$$z(x, y) = g(x) h(y)$$

Et

$$\mathbf{TF}[z(x, y)] = \hat{z}(u, v) = \mathbf{TF}[g(x)] \mathbf{TF}[h(y)] \quad (\text{II-48})$$

Soit :

$$\hat{z}(u, v) = \hat{g}(u) \hat{h}(v) \quad (\text{II-49})$$

Chapitre II : La transformation de Fourier et la diffraction de Fraunhofer

Les rappels ci- dessous sont faits a une dimension, quelques précautions à prendre lorsque l'on a deux variables seront signalées ensuite.

$$F(u) = \text{TF}[f(x)] = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-2i\pi ux} dx = \hat{f}(u) \quad (\text{II-50})$$

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(u) e^{2i\pi ux} dx = \text{TF}^{-1}[\hat{f}(u)] \quad (\text{II-51})$$

$$\text{TF}^{-1}[\text{TF}[f(x)]] = f(x), \text{TF}^{-1}[\text{TF}[\hat{f}(u)]] = \hat{f}(u) \quad (\text{II-52})$$

Pour signifier que $\hat{f}(u)$ est la transformée de Fourier de $f(x)$, on utilisera la notion suivante :

$$f(x) \Leftrightarrow \hat{f}(u)$$

On aura donc en particulier :

$$\hat{f}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx \text{ et } f(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(u) du \quad (\text{II-53})$$

II. II.1. 4: Les propriétés de la transformée de Fourier

Il s'agit ici de mettre en relation les principales propriétés de la TF avec les résultats de la diffraction.

a) Linéarité:

$$\text{TF}[\alpha f] = \alpha \text{TF}[f] \quad \alpha \text{ constante} \in \mathfrak{R}$$

Si l'amplitude incidente est multipliée par α , l'amplitude diffractée est multipliée par le même facteur.

$$\text{TF}[f+g] = \text{TF}[f] + \text{TF}[g]$$

Deux pupilles diffractantes sur un même écran produisent une amplitude diffractée qui est la somme des amplitudes fournies séparément par chacune d'elles. Ceci entraîne des phénomènes d'interférences.

b) Symétrie et parité :

$$f(x) = P(x) + Q(x)$$

Chapitre II : La transformation de Fourier et la diffraction de Fraunhofer

P (x) et Q (x) parties paire et impaire de f (x)

$$\hat{f}(u) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} P(x) \cos(2\pi ux) dx - 2i \int_{-\infty}^{+\infty} Q(x) \sin(2\pi ux) dx \quad (\text{II-54})$$

C) Affinité :

$$f(ax) \Leftrightarrow \frac{1}{|a|} \hat{f}\left(\frac{u}{a}\right) \quad a \text{ constante} \in \mathfrak{R}$$

Si les dimensions d'une pupille sont multipliées par α , celles de la figure de diffraction sont divisées par le α .

D) Translation:

$$TF[f(x - a)] = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x - a) e^{-2i\pi ux} dx = e^{-2i\pi ua} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-2i\pi ux} dx \quad (\text{II-55})$$

$$f(x - a) \Leftrightarrow e^{-2i\pi ua} \hat{f}(u)$$

Une translation de la pupille entraîne un déphasage de l'amplitude diffractée, et n'a donc aucune conséquence sur l'intensité. L'image diffractée est inchangée par une translation de la pupille diffractante.

E) Transposition- conjugaison :

$$f(-x) \Leftrightarrow \hat{f}(-u)$$

$$f^*(x) \Leftrightarrow \hat{f}^*(-u)$$

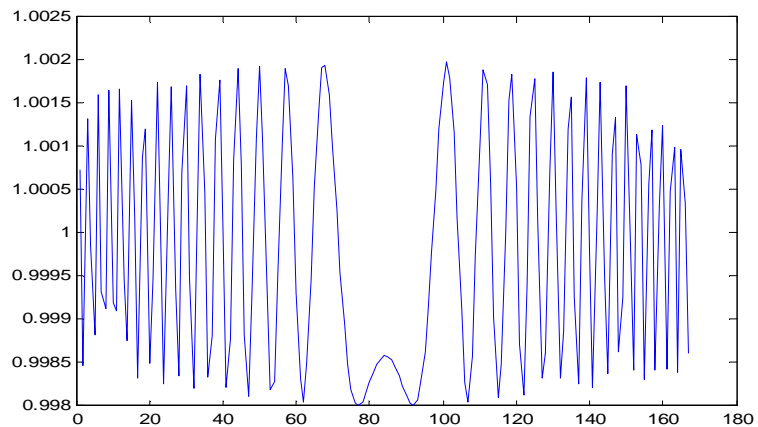
$$f^*(-x) \Leftrightarrow \hat{f}^*(u)$$

II.II.2 : Algorithme d'extraction de phase

Soit l'expression de l'intensité d'un signal interférométrique donnée par la relation suivant :

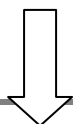
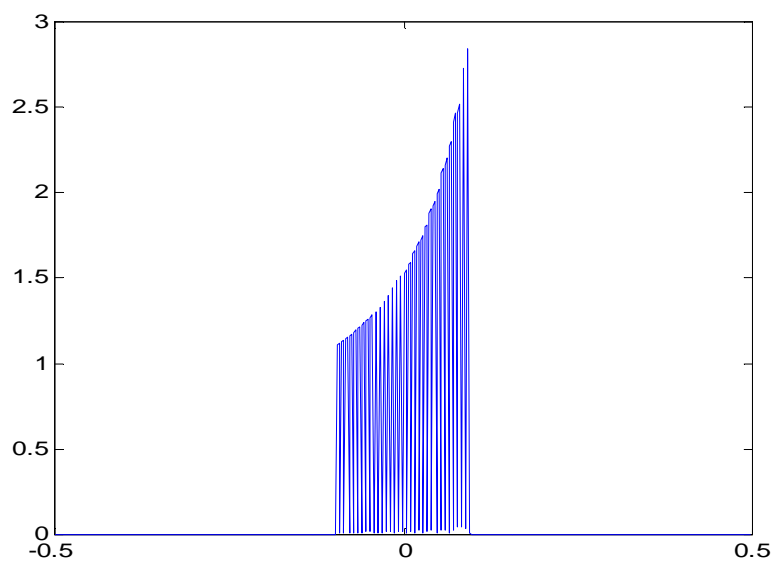
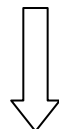
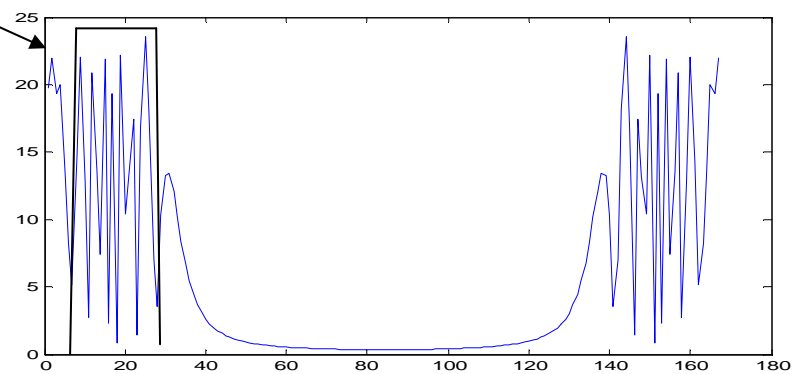
$$I(x) = \left[1 - \frac{4a}{\sqrt{\lambda z}} \cos\left(\frac{\pi x^2}{\lambda z} - \frac{\pi}{4}\right) \left(\frac{\sin\frac{2\pi ax}{\lambda z}}{\frac{2\pi ax}{\lambda z}}\right) \right] \quad (\text{II-56})$$

Chapitre II : La transformation de Fourier et la diffraction de Fraunhofer

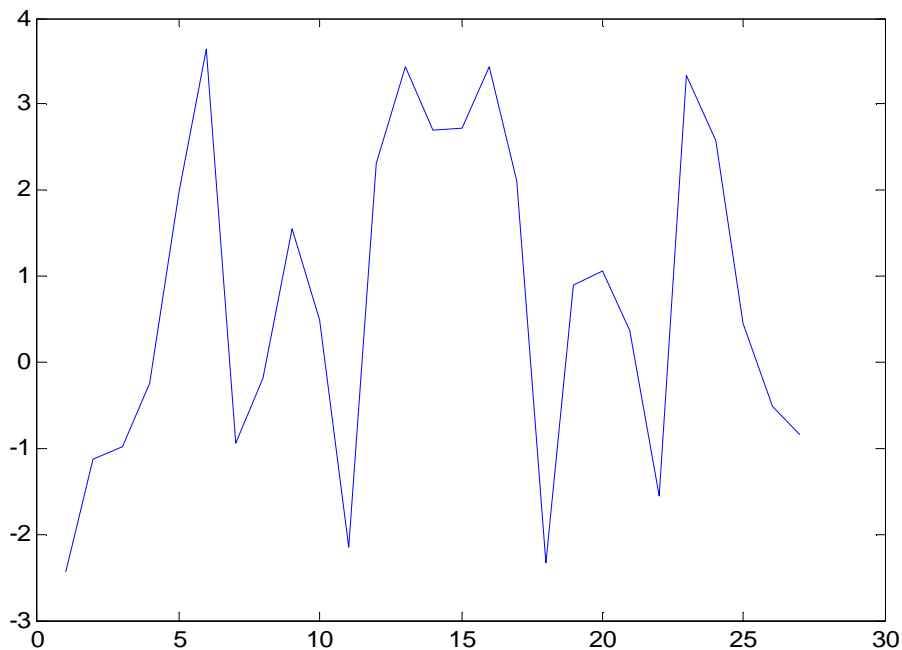


TF

Fenêtrage fréquentielle



TFI



$$I(x) = \left[1 - \frac{4a}{\sqrt{\lambda z}} \cos \left(\frac{\pi x^2}{\lambda z} - \frac{\pi}{4} \right) \left(\frac{\sin \frac{2\pi a x}{\lambda z}}{\frac{2\pi a x}{\lambda z}} \right) \right]$$

Figure II.4 : Principe d'extraction de la phase par la technique de transformée de Fourier (TTF).

Nous calculons ensuite le logarithme de l'expression de la TFI

$$\text{Ln } I(x) = \text{Ln} \left[1 - \frac{4a}{\sqrt{\lambda z}} \cos \left(\frac{\pi x^2}{\lambda z} - \frac{\pi}{4} \right) \left(\frac{\sin \frac{2\pi a x}{\lambda z}}{\frac{2\pi a x}{\lambda z}} \right) \right]$$

Après avoir visualisé le signal de la transformée de Fourier, on a fait un fenêtrage fréquentielle pour sélectionner l'un des lobes contenant les informations sur la phase, et faire centré ce signal pour lui appliquer la transformée de Fourier inverse, puis on a appliqué le logarithme sur la transformée de Fourier inverse pour extraire la phase.

II. II. 2: Analyse par la méthode de comptage

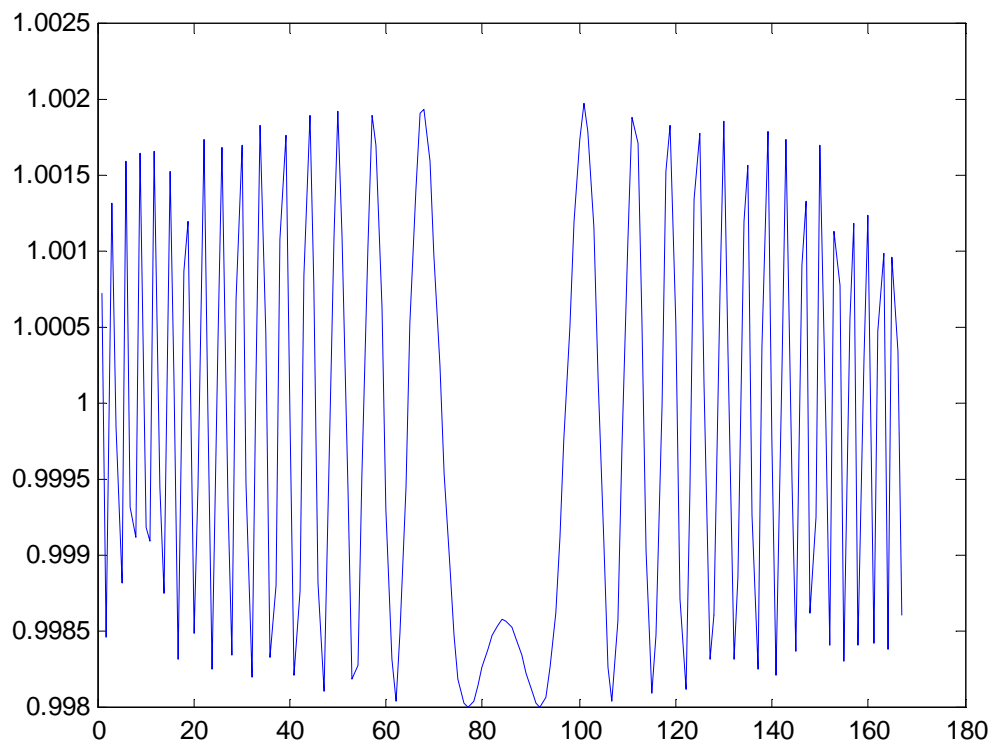


Figure II.5 : signal interférométrique

A partir de signal interférométrique on prend quelques points sur l'axe des abscisses (x_1, x_2, x_3, \dots) sont respectivement correspondent aux coordonnées ($2\pi, 4\pi, 6\pi, \dots$), on relie les points et on aura une courbe sous la forme ax^2+bx+c c'est le spectre de phase et à partir de son expression qui est $\cos((\pi*x^2/\lambda*z)-\pi/4)$ qui est égal aux maximums pour $0, 2\pi, 4\pi$ et 6π et à partir d'un programme sous matlab on va extraire les coefficients de polynôme dont les quels se trouve le paramètre z , on peut le déduire parce que c'est le seul inconnu.

D'après le programme on a trouvé que $a = 8$

Et aussi $a=1/\lambda*z$

Donc : $z=a*\lambda$

$z=8*632*10^{-6}$

$z=5.056*10^{-3}$

z c'est la position de la microparticule

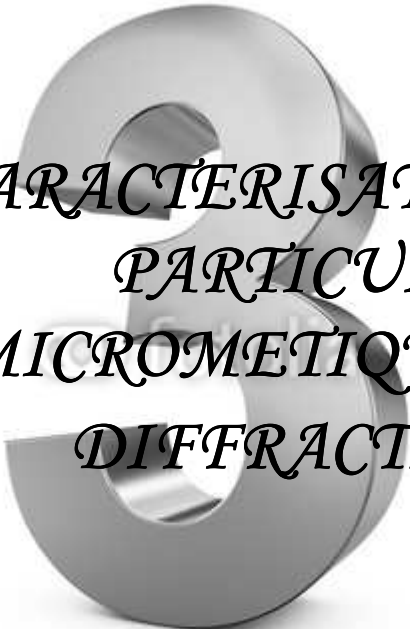
II.6 : Conclusion

L'étude de la simulation de la technique de la transformée de Fourier a démontré que cette dernière présente des meilleures performances, mais on a décidé de choisir la méthode de comptage pour des raisons de simplicité et de la rapidité, la première méthode prend beaucoup de temps mais elle donne des résultats plus exacts par rapport à la deuxième.

La diffraction de Fraunhofer ou bien la diffraction à l'infini suppose que l'on observe la figure de diffraction à très grande distance de l'objet diffractant, La diffraction de Fraunhofer n'est valable qu'à l'infini, mais au lieu de se placer à l'infini, on préfère utiliser une [lentille convergente](#). En effet, on peut montrer que la diffraction de Fraunhofer est aussi valable au [plan focal image](#) d'une lentille. Ceci permet de ramener la transformée de Fourier de l'objet étudié à distance finie.

The page features several decorative elements: a large blue circle with a gradient in the top right, a smaller similar circle below it, and a large blue circle with a gradient in the bottom right. Two thin blue lines cross the page diagonally. The word 'CHAPITRE' is written in a grey, italicized serif font, positioned above a horizontal grey line.

CHAPITRE

A 3D rendering of a grey, metallic-looking ring with a central hole, positioned behind the main title text.

*CARACTÉRISATION DE
PARTICULE
MICROMÉTRIQUE PAR
DIFFRACTION*

III.1 : Introduction

Ce chapitre est consacré à la description du montage expérimentale utilisé pour l'enregistrement des hologrammes numérique, des particules micrométriques, transparentes dans l'axe d'une part, et d'autre part l'implémentation de la méthode permettant l'extraction des informations utiles à la caractérisation des micros objets dans les conditions du champ lointain.

III.2 : Microparticules étudiées

Les microparticules aux quelles nous nous sommes intéressées dans cette étude sont des micros objets de type sphériques de rayon compris entre 10 et 100 μm . Ils sont transparents par rapport à la longueur d'onde du laser, leurs indice de réfraction est d'environ 1.4.

III.3 : Description de montage et le protocole expérimental

III.3.1 : Description de montage

Le montage permettant de faire notre étude suit le schéma suivant:

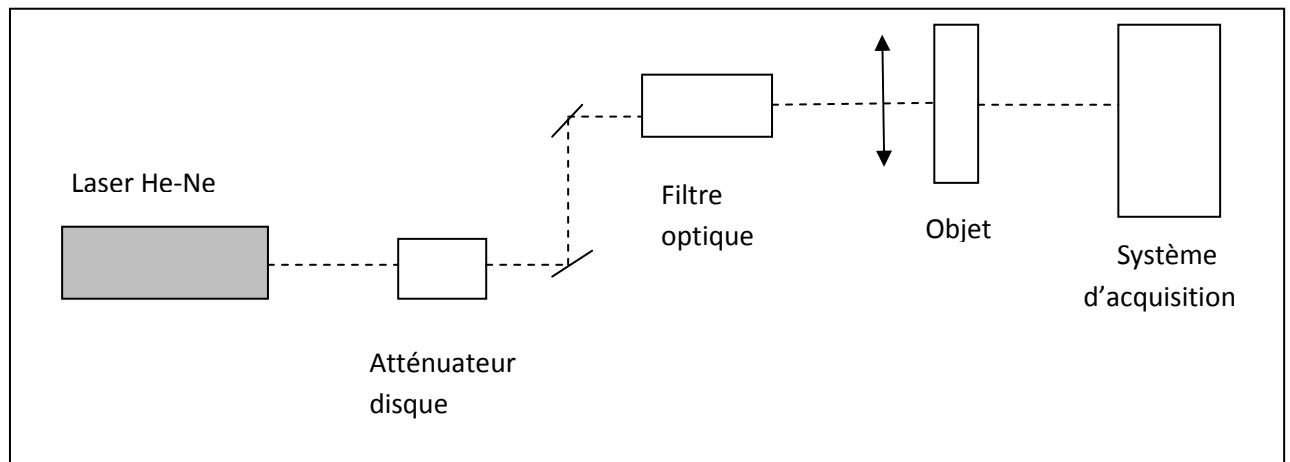


Figure III.1 : Le système d'acquisition qui permet d'enregistrer les images de diffraction de l'objet par le faisceau incident.

Le but de ce montage est de caractériser l'objet qui se trouve entre la lentille de collimation et le système d'acquisition. Nous prendrons comme objet une bille micrométrique, le montage peut être divisé en deux parties: le système en amont de l'objet et celui après l'objet.

❖ La première partie est constituée:

- d'une source de lumière: qui sera un laser He-Ne ($\lambda=632$ nm).
- d'un atténuateur disque dont le rôle sera d'adapter l'intensité de la lumière qui sera reçue par le système d'acquisition. Cet atténuateur permet d'éviter d'être bloqué avec une même intensité qui pourrait être saturante pour le système d'acquisition. Ce dernier, lorsqu'il reçoit une intensité trop forte ne pourra pas nous fournir la figure de diffraction voulue.
- d'une association de deux miroirs plans permettant d'élever le faisceau laser afin de le mettre sur le même axe que le système d'acquisition.
- d'un filtre optique constitué d'une lentille et d'un diaphragme permettant de nettoyer le faisceau laser brut.
- d'une lentille de collimation qui permet d'obtenir à sa sortie un faisceau de lumière parallèle.

❖ La deuxième partie du montage est constituée du système d'acquisition :

Le système d'acquisition représente l'appareil que l'on utilisera pour d'enregistrer les images de diffraction de l'objet par le faisceau incident. L'objet sera placé entre la lentille et le système d'acquisition. Il y aura alors un phénomène de diffraction dont on enregistrera la figure .Dans notre cas on utilisera tour à tour soit une camera Hamamatsu, soit un appareil photo, soit un analyseur de faisceau.

La camera Hamamatsu et l'appareil photo introduisent des franges d'interférences sur la figure de diffraction car elles contiennent des plaques parallèles internes qui provoquent des réflexions, lorsqu'elles sont éclairées. Les faisceaux réfléchis interfèrent alors ente eux. Il faudra alors trouver un moyen d'éliminer ces franges d'interférence qui encombre la figure de diffraction.

L'analyseur de faisceau quant à lui présente très peu d'interférence et donne ainsi des images de meilleure qualité.

III. 3.2 : Protocol expérimental

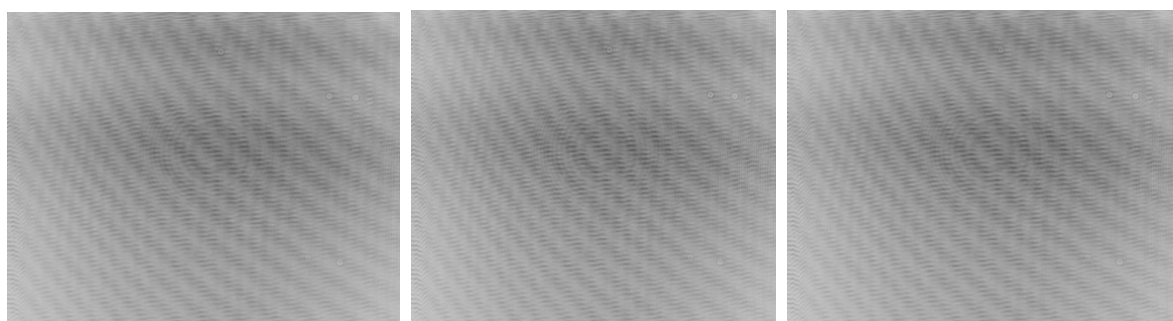
Nous plaçons l'objet considéré (bille transparente) à une distance z proche du système d'acquisition puis on le déplace successivement avec un pas choisi. Pour chaque position, il faudra choisir l'atténuation nécessaire pour que la figure de diffraction soit la plus propre possible. Il suffit ensuite d'enregistrer une dizaine d'image de la figure de diffraction à cette position. Ces images serviront ensuite à faire une image moyenne de la figure de diffraction.

III.4 : Traitement des images et extraction de l'information

Lors du traitement des images obtenues, nous utiliserons le langage « **matlab** ». Pour un système d'acquisition choisi, et pour une distance z à laquelle se trouve l'objet (bille transparente) nous capturons une dizaine d'image de la diffraction du laser sur cet objet. Il faut alors constituer une image moyenne grâce à un programme. Plaçons-nous dans un cas particulier: On choisit comme système acquisition l'analyseur de faisceau et comme objet une bille de $30\ \mu\text{m}$ se trouvant à $7\ \text{cm}$ de la face de l'analyseur de faisceau.

III.4.1: Enregistrement figures de diffraction

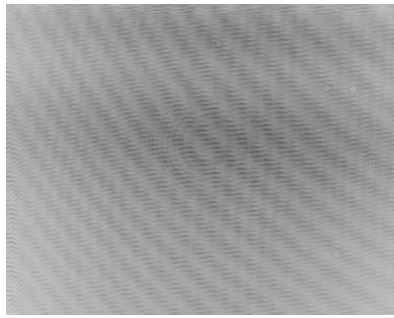
Après avoir réglé l'atténuateur, nous enregistrons successivement dix images dans les mêmes conditions. Nous obtenons les images suivantes:



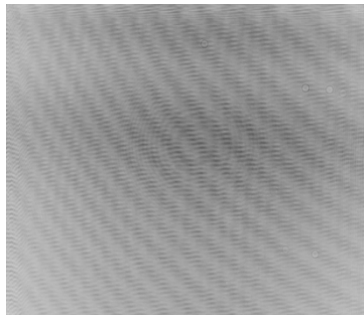
HA2D-B25-D14_1

HA2D-B25-D14_2

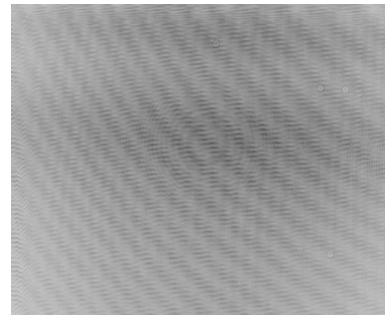
HA2D-B25-D14_3



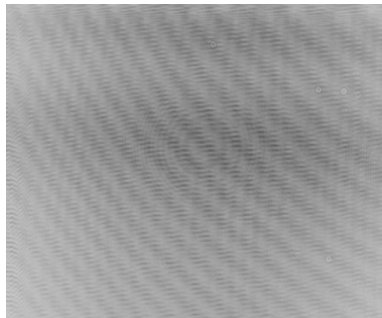
HA2D-B25-D14_4



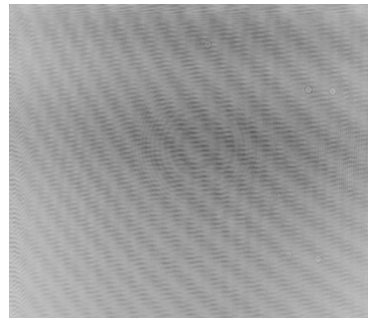
HA2D-B25-D14_5



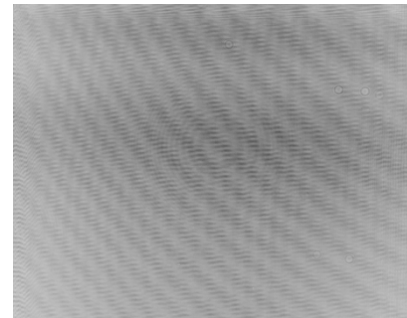
HA2D-B25-D14_6



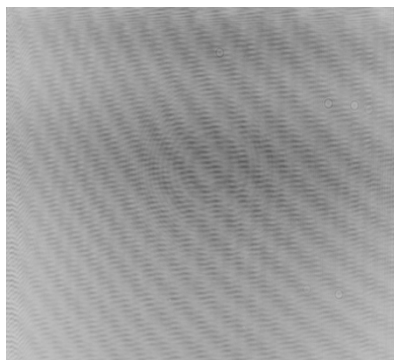
HA2D-B25-D14_7



HA2D-B25-D14_8

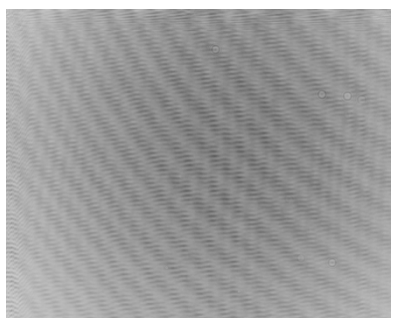


HA2D-B25-D14_9

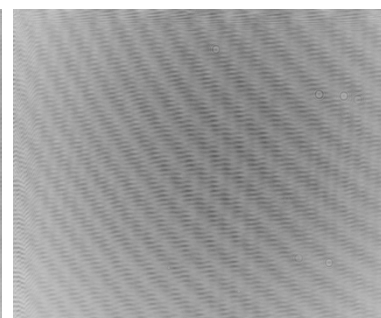


HA2D-B25-D14_10

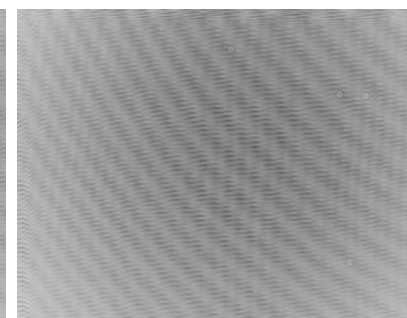
Ensuite, nous enlevons la bille transparente et enregistrons dix images du faisceau sans l'objet dans les mêmes conditions. Ces images nous serviront de référence.



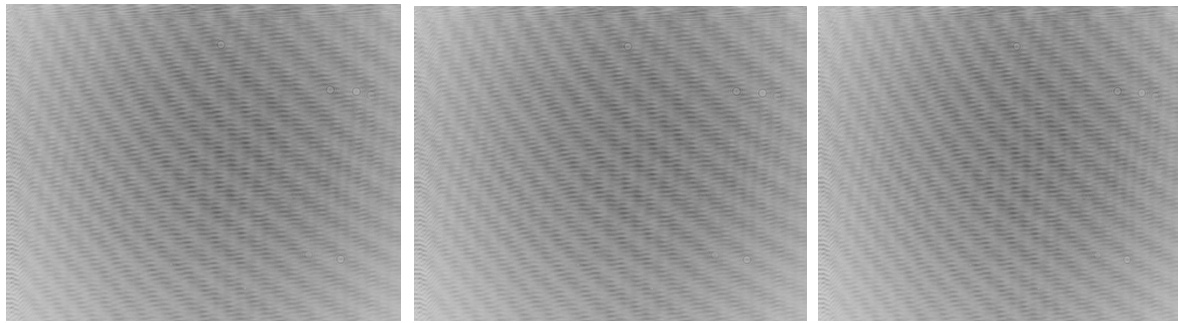
HA2D_1



HA2D_2



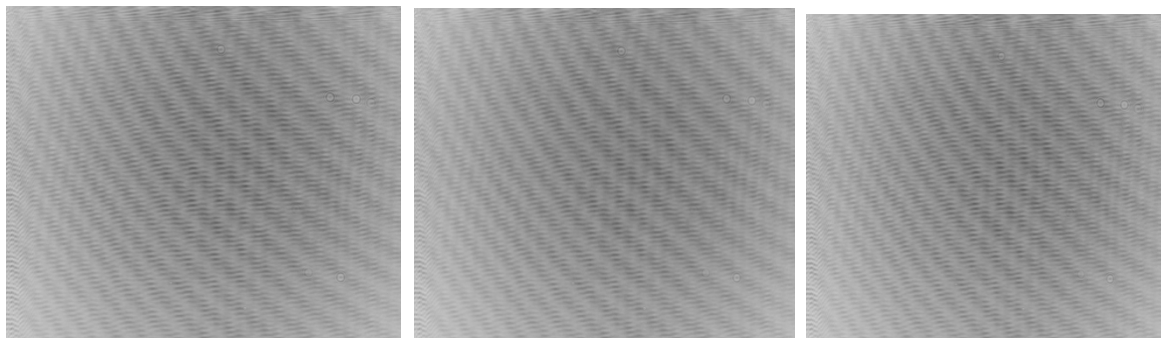
HA2D_3



HA2D_4

HA2D_5

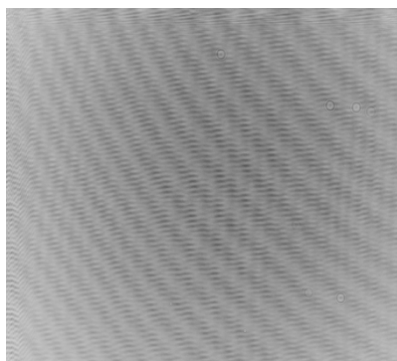
HA2D_6



HA2D_7

HA2D_7

HA2D_8



HA2D_10

III.4.2: Calcul de l'image moyenne

Il faut ensuite former une image moyenne de ces 10 images (avec objet) permettant ainsi de prendre en compte les fluctuations du faisceau et d'avoir une meilleure appréciation du phénomène.

L'image moyenne représente la somme des images divisée par le nombre d'images.

Nous obtenons l'image avec objet moyenne et l'image de référence (sans objets) suivantes:

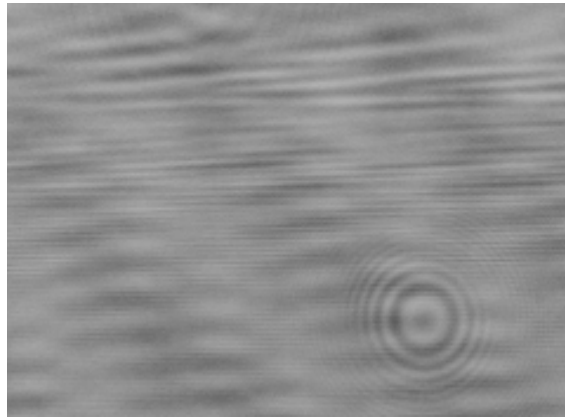


Figure III.2 : *image moyenne de diffraction de la bille*

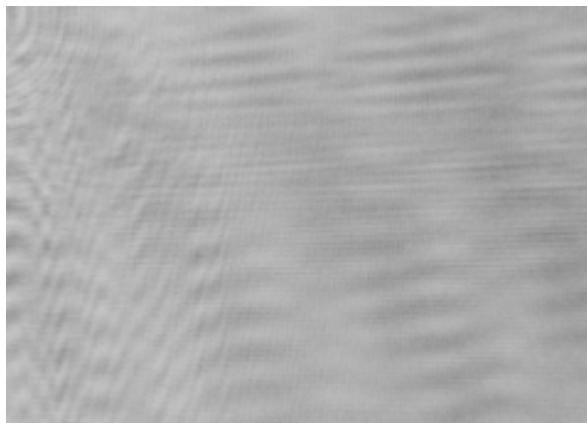


Figure III.3 : *image référence du faisceau moyenne*

L'image de référence contient les mêmes taches de diffractions naturelles que l'image moyenne obtenue. On pourra alors soustraire ces tâches afin d'avoir une image de diffraction beaucoup plus propre. Pour la suite nous utiliserons les images en noir et blanc car pour les opérations de soustraction, les images en noir est blanc sont plus facilement maniables. De plus nous sélectionnerons que les zones d'image intéressantes pour l'étude c'est -à- dire les zones se trouvant au voisinage des franges.

III.4.3 : Calcul de l'image normalisée

On calcule alors une image normalisée telle que:

$$\text{image normalisée} = (\text{image moyenne} - \text{image de référence}) / \text{image de référence}$$

Nous obtenons l'image normalisée suivante

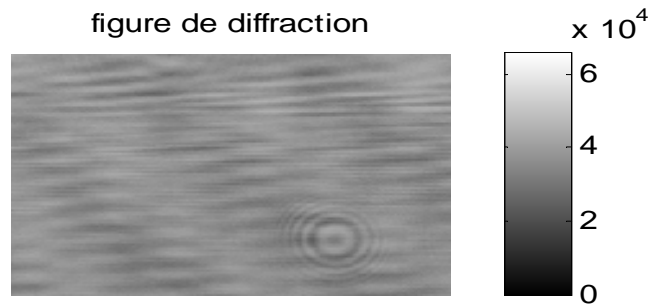


Figure III.4 : figure de diffraction du laser sur la bille

Cette image ainsi obtenue est prête à être exploitée pour en tirer les informations qui nous intéressent c'est-à-dire les caractéristiques de la bille (taille et position).

III.4.4: Profil linéaire

L'image normalisée étant une matrice, il nous faut ensuite sélectionner une ligne quelconque de cette matrice nous permettant ainsi d'avoir un profil linéaire représentant l'intensité du faisceau en fonction de la position.

Nous avons choisi arbitrairement la ligne 43 de l'image normalisée et nous obtenons le profil suivant:

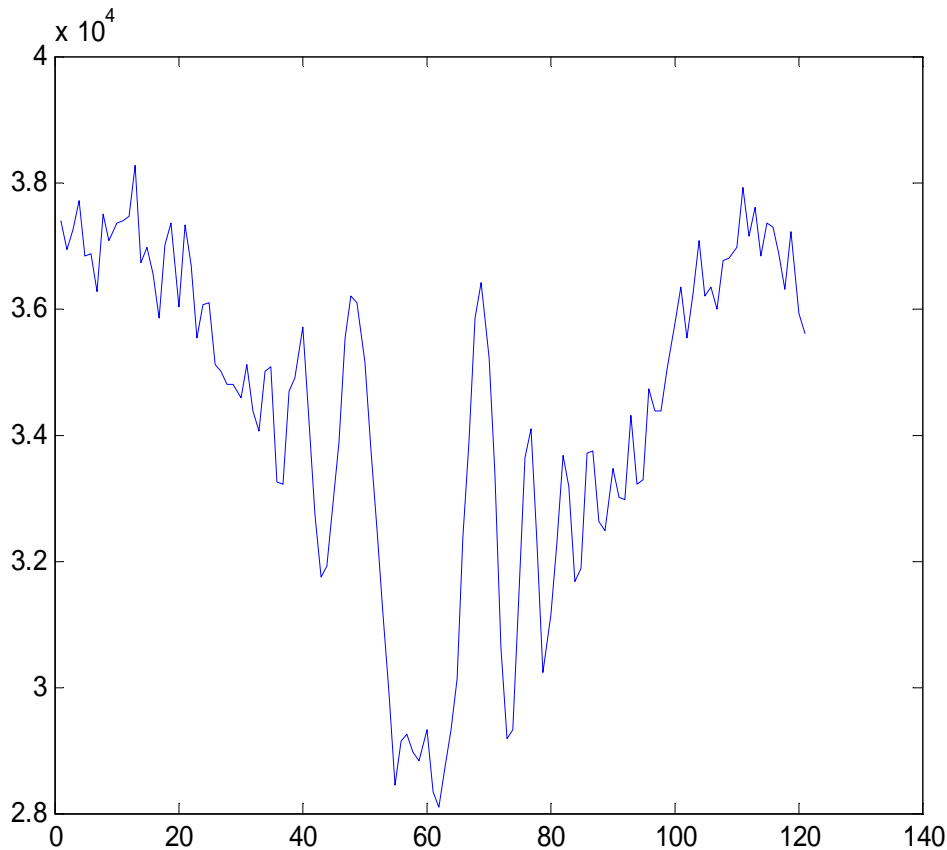


Figure III.5: profil linéaire de l'intensité du faisceau en fonction de la position

III.4.5 : Définition de la phase

La phase est une grandeur exprimée en radians et aussi une caractéristique dynamique d'un système pendant une période donnée, l'espace de phase est un espace mathématique abstrait, dans lequel on va représenter l'évolution d'un système, cet espace est prédéfini avec des coordonnées multiples (géométriques d'une part, dynamique d'autre part, telles quantités de mouvement, vitesse, position, etc.).

III.4.6: Calcul de la phase

Il faut ensuite calculer la phase de ce profil. Étant donné que la figure est symétrique, il suffit de travailler dans le demi-plan commençant par l'abscisse $x=60$. Les pics de cette figure sont situés aux endroits où le cosinus est maximal. Ainsi la phase est sous la forme $2 \cdot k \cdot \pi$ avec k un entier naturel. Nous choisissons alors arbitrairement que la phase correspondant au premier maximum du profil est égale à 0, la phase correspondant au deuxième maximum du profil est égale à $2 \cdot \pi$, et ainsi de suite.

Nous obtenons alors le profil de phase suivant:

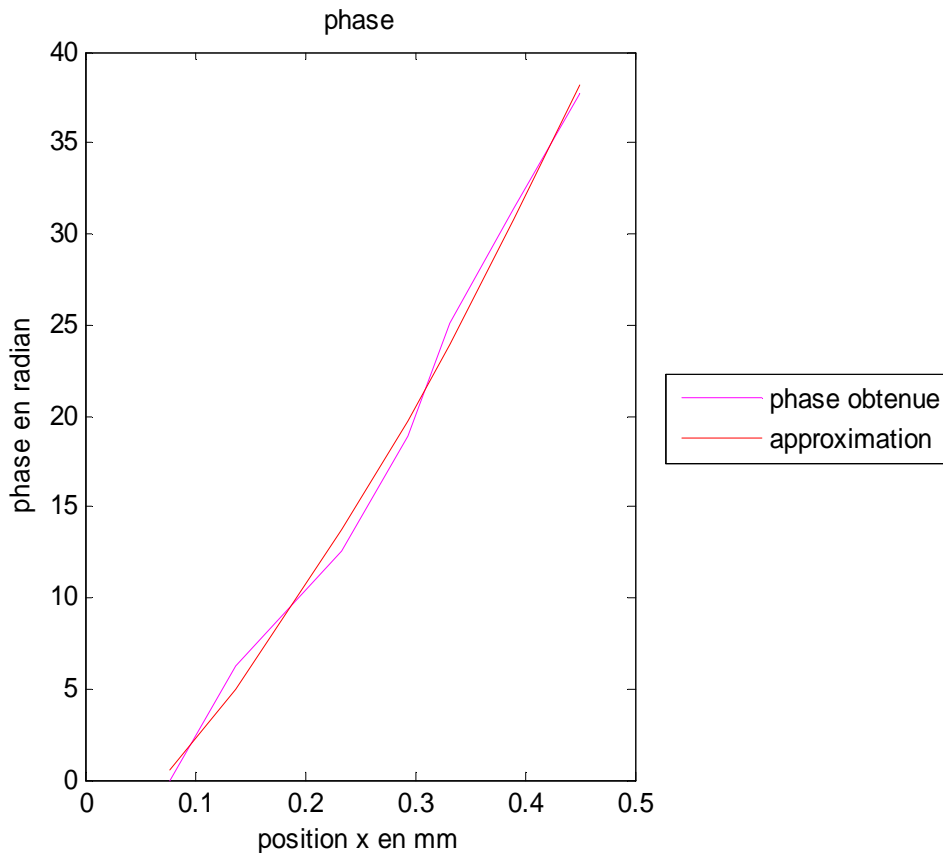


Figure III.6 : Affichage de la phase et de l'approximation

Nous avons superposé la phase avec une approximation sous forme d'un polynôme du second degré. Étant donné que les courbes sont presque superposées, nous utiliserons l'approximation de la phase pour la suite. Nous aurons alors la phase sous la forme $a*x^2+b*x+c$.

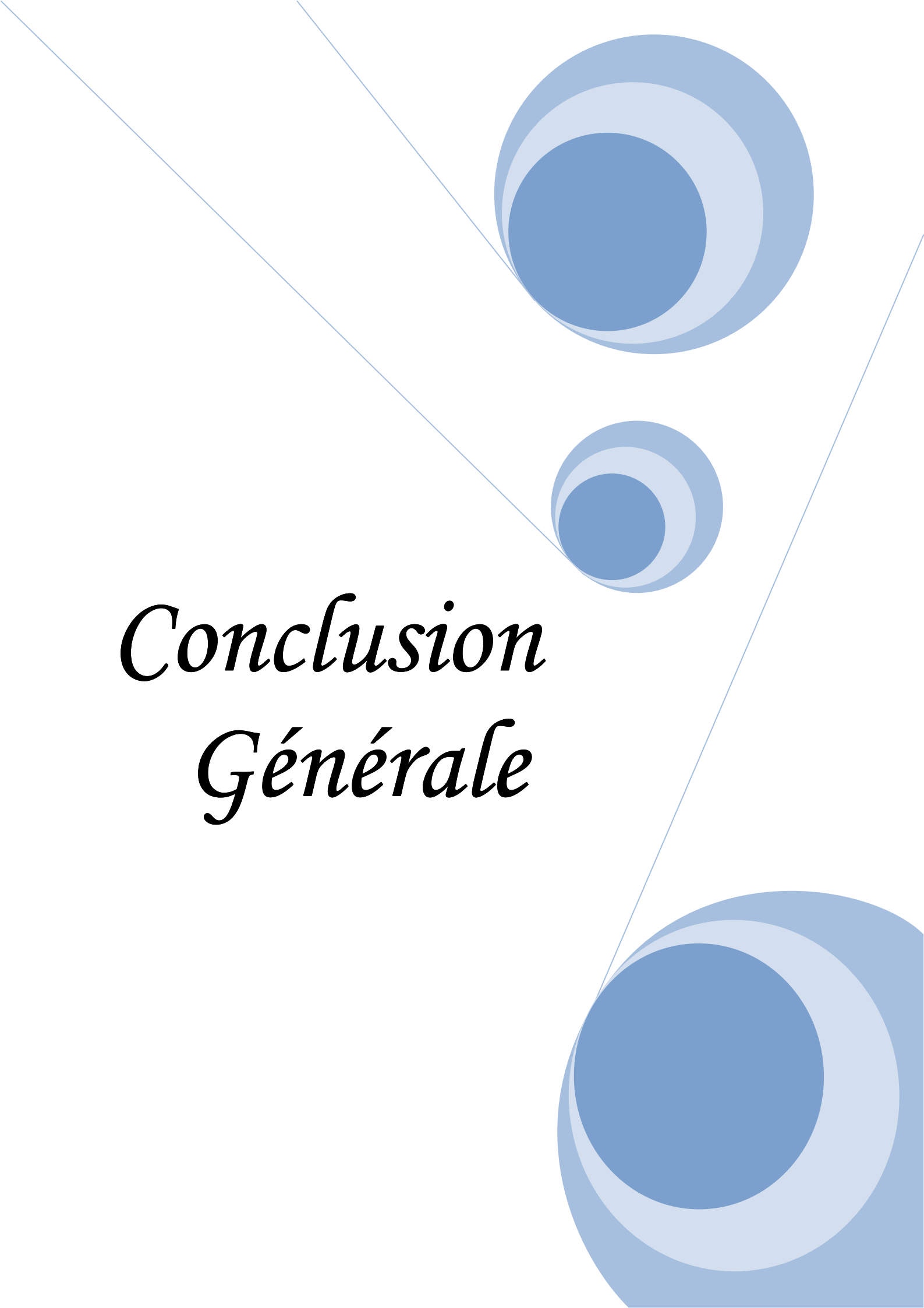
Le rayon de la bille: $r = \frac{b*\lambda*d}{2*\pi}$; avec d =distance à laquelle se trouve la bille et λ la longueur d'onde du laser La position de la bille: $z = \frac{\pi}{\lambda*a}$.

Ce processus pour trouver z et a été répété plusieurs fois pour des distances distinctes et des systèmes d'acquisition différents.

III.5 : Conclusion

Dans ce dernier chapitre on a représenté le système d'acquisition qui permet l'enregistrement des images holographiques sur laquelle on travail.

A l'aide d'un programme sous « **matlab** » on a réussi à extraire la figure de diffraction et la figure de phase qui nous permet de caractériser l'objet souhaité (bille transparente) par sa position z et son rayon r .

The background features a decorative graphic consisting of three blue circles of varying sizes, each with a darker blue center and a lighter blue outer ring. These circles are arranged vertically on the right side of the page. Two thin, light blue lines intersect at the top left and extend diagonally across the page, framing the central text.

*Conclusion
Générale*

Conclusion générale

L'holographie numérique est une technique complémentaire, facile à mettre en œuvre et peu coûteuse, elle nous permet d'estimer des informations sur l'objet étudié (la position, la vitesse et la taille).

Dans notre travail on a exposé deux méthodes d'analyse et de caractérisation des microparticules, et comme nous avons vu, la première méthode consiste la technique de la transformée de Fourier, elle comporte plusieurs étapes pour avoir l'expression de la phase dont se trouve l'information qu'on cherche, par contre la deuxième méthode qui est l'analyse par le comptage consiste le calcul des coefficients d'un polynôme qui représente l'équation de la phase pour déduire l'information souhaité (la position de l'objet).

Notre choix est porté sur la méthode de comptage pour l'analyse des hologrammes de microparticules. La méthode présente l'avantage d'être facile à implémenter, contrairement à la technique de la transformée de Fourier qui nécessite plusieurs étapes.

Les références bibliographiques

[1] C. K.; Les principales méthodes utilisées en END, Contrôles-Essais-Mesures; 2006.

[2] Y. SURREL, Les techniques optiques de mesure de champ : essai de classification, Techlab, 4c, la Tannerie BP 30055, 57000 METZ, France, 2005.

[3] M. TORZYNSKI, D. VUKICEVIC ; Physique expérimentale-Holographie, p35-45; 2006.

[4] U. Schnars, and W. Jüptner, Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques, Springer, (2005).

[5] U. Schnars. Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms. Journ. Opt. Soc. Amer. A, 11(7), (1994).

[6] U. Schnars and W. Jüptner. Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction. Appl. Opt., 33(2):179–181, (1994).

[7] B. R. Brown and A. W. Lohmann. Complex spatial filtering with binary masks. Applied Optics, 5(6):967–969, (1966).

<http://www.cemhti.cnrs-orleans.fr/?nom=valls>

<http://fr.wikipedia.org/wiki/Special:CentralAutoLogin/start?type=1x1>

<http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2014.11016>