

Visualisation d'écoulements aérodynamiques dans les compresseurs par interférométrie holographique

Jean Marie Caussignac

▶ To cite this version:

Jean Marie Caussignac. Visualisation d'écoulements aérodynamiques dans les compresseurs par interférométrie holographique. Optique [physics.optics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1971. Français. NNT: . pastel-00713913

HAL Id: pastel-00713913 https://pastel.hal.science/pastel-00713913

Submitted on 3 Jul 2012

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.

THÈSE

PRÉSENTÉE

A L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI

POUR L'OBTENTION

DU DOCTORAT 3^e CYCLE

par

Jean-Marie CAUSSIGNAC



Sujet de la thèse : VISUALISATION D'ÉCOULEMENTS AÉRODYNAMIQUES DANS LES COMPRESSEURS PAR INTERFÉROMÉTRIE HOLOGRAPHIQUE.

Soutenue le 20 décembre 1971 devant la Commission d'examen

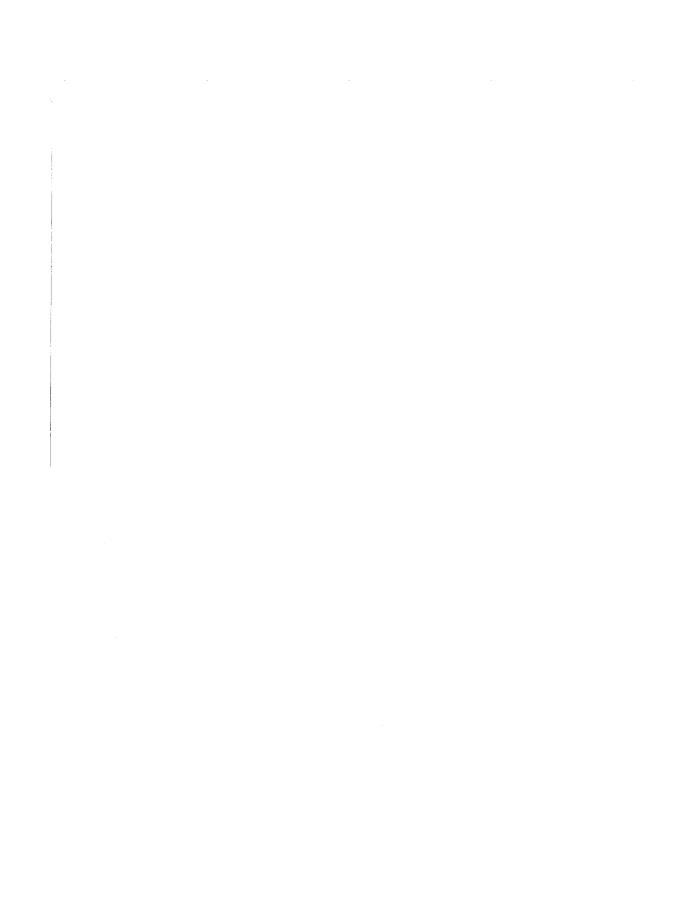
MM. M. FRANÇON Président

S. LOWENTHAL
C. VÉRET

Mme M.L. ROBLIN
Invités

J. SURGET

O. N. E. R. A.
29, Avenue de la Division Leclerc,
92 CHATILLON
1972



REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur M. FRANÇON d'avoir accepter de patronner ma thèse et de présider le Jury.

Je remercie Monsieur le Prosesseur S. LOWENTHAL d'avoir bien voulu saire partie du jury.

Je remercie également les chercheurs du Laboratoire d'Optique Physique de l'Université de Paris VI des conseils qu'ils m'ont prodigués et plus particulièrement Madame M.L. ROBLIN qui m'a fait profiter de son expérience scientifique sans ménager son temps.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur J. TAILLET, Directeur Scientifique de la Physique Générale à l'O.N.E.R.A., qui a bien voulu diriger cette recherche.

J'exprime ma reconnaissance aux ingénieurs de la Division Optique de l'O.N.E.R.A., plus spécialement à Messieurs C. VÉRET, Chef de Division, M. PHILBERT, J.P. TARAN et J. SURGET pour le dévouement dont ils ont fait preuve à mon égard pendant cette période et pour l'aide scientifique qu'ils m'ont apportée.

Je tiens à associer également à ces remerciements la Direction Energétique de l'O.N.E.R.A. qui a bien voulu faciliter mes essais en soufflerie en mettant à ma disposition son personnel et ses installations de Palaiseau.



TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ I - GÉNÉRALITES I,1. INTRODUCTION I,2. DIFFICULTÉS CAUSÉES PAR LA RÉTRODIFFUSION I,3. HOLOGRAPHIE: RAPPELS I,4, AMPLITUDE DIFFRACTÉE I,5. NOTATIONS UTILISÉES I,6. PROBLÈMES POSÉS PAR LES TURBOMACHINES		2 3 3 5 6 7
 II - ÉTUDE DES DÉPLACEMENTS DU DIFFUSEUR II,1. TRANSLATION DU DIFFUSEUR PERPENDICULAIREMENT A L'AXE OPTIQUE II,1.1. Interprétation théorique II,1.2. Remarque sur la transformée de Fourier II,1.3. Comparaison entre la diffusion par transmission et la rétrodiffusion II,2. TRANSLATION LONGITUDINALE II,2.1. Introduction II,2.2. Interprétation théorique pour la rétrodiffusion II,2.3. Cas de la transmission II,2.4. Résultats II,2.5. Conclusion II,3. ROTATION DU DIFFUSEUR II,3.1. Calcul de la différence de marche dans un plan (π) entre deux rayons homologues II,3.2. Amplitude diffractée dans le plan (π) II,3.3. Explication à deux dimensions du phénomène 	100% general man 1211	8 8 9 11 12 12 13 15 17 17 18 18 20 21 22
11,3.4. Résultats III - DÉFORMATIONS ET DÉPLACEMENTS III,1. CRITÈRES DE NON DÉFORMATION III,2. CONCLUSION IV - REMARQUE SUR LA ROTATION		23 23 24 25
IV,1. COMPLÉMENT SUR LA ROTATION V - COMPOSITION DE PLUSIEURS SYSTÈMES DE FRANGES V,1. MODULATION D'UN SYSTÈME DE FRANGES PAR UN OBJET DE PHASE V,2. CONCLUSION		25 25 25 25 28
VI - EXPÉRIENCE VI,1. INTRODUCTION VI,2. DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE VI,2.1. Montage de Michelson VI,2.2. Montage utilisé en soufflerie aérodynamique VI,2.3. Le moyeu VI,2.4. Le laser VI,2.5. Détermination de la longueur de cohérence d'un laser à impulsion VI,3. EXPÉRIENCE VI,3.1. Conditions expérimentales VI,3.2. Caractéristiques de la veine d'expérience VI,4. RÉSULTATS		28 29 29 30 32 32 33 35 35 35
VII - CONCLUSION		37 38
RÉFÉRENCES		00



VISUALISATION D'ÉCOULEMENTS AÉRODYNAMIQUES DANS LES COMPRESSEURS PAR INTERFEROMÉTRIE HOLOGRAPHIQUE

par Jean-Marie CAUSSIGNAC

RÉSUMÉ

L'holographie présente un avantage essentiel par rapport aux autres méthodes de visualisation car elle n'impose aucune optique spéciale, et les montages sont généralement très simples. Le moyeu d'une turbomachine étant opaque, seul un montage d'holographie par rétrodiffusion peut être envisagé. Le moyeu porteur d'aubages sert de surface diffusante et sa forme peut être quelconque. La difficulté d'utilisation d'une telle méthode réside dans le fait que les conditions expérimentales sont particulièrement sévères : au cours du soufflage, le moyeu vibre et s'échauffe. A la restitution, ces déformations se traduisent par des franges parasites qu'il est souvent difficile d'interpréter. Aussi une étude préalable relative à l'influence de divers déplacements fondamentaux du diffuseur fait l'objet d'une part importante de ce travail. Les interférogrammes obtenus en soufflerie aérodynamique, dont quelques exemples sont présentés, sont actuellement purement qualitatifs mais néanmoins encourageants, car ils montrent que l'holographie peut trouver son application dans l'étude des compresseurs et compléter ainsi les résultats obtenus par les autres méthodes.

Descripteurs (thésaurus CEDOCAR) : Holographie - Interféromètres - Compresseurs - Compresseurs axiaux - Visualisation écoulement - Diffusion cohérente - Rétrodiffusion.



VISUALIZATION OF AERODYNAMIC FLOWS IN COMPRESSORS BY HOLOGRAPHIC INTERFEROMETRY

SUMMARY

Holography presents a basic advantage over other visualization methods, as it needs no special optics, and the installation is usually very simple. The turbomachine hub being opaque, only a retrodiffusion holographic set-up may be considered. The blade-carrying hub is used as the diffusing surface and its shape is of no importance. The difficulty in using such a method is that the experimental conditions are rather severe: during the run the hub vibrates and heats up. During processing, these deformations entail spurious fringes often difficult to interpret. That is why a preliminary study of the influence of various fundamental diffuser displacements makes up an important part of this paper. The interferograms obtained in wind tunnel, of which some examples are presented, are at present of only qualitative value but encouraging, as they show that holography may find its place in compressor studies, and thus complete results obtained by other means.

Descriptors (NASA thesaurus): Holography - Interferometry - Interferometers - Compressors - Turbo-compressors - Flow visualization - Retroreflection - Diffusion waves - Surface diffusion.

I - GÉNÉRALITÉS

I,1. INTRODUCTION

L'étude des milieux transparents par interférométrie holographique se pratique généralement par des montages à simple traversée du phénomène. Pour des raisons purement technologiques, il existe des cas dans lesquels seul un montage à double traversée utilisant la rétrodiffusion d'une surface est obligatoire. Les turbomachines imposent de tels montages. L'utilisation de deux techniques différentes peut être envisagée : celle de la double exposition avec intercalage entre les deux poses de l'objet de phase, en l'occurence le phénomène aérodynamique à étudier, ou bien celle en temps réel, c'est-à-dire en observant au travers d'un hologramme de référence remis en place. L'emploi de la double exposition devient indispensable dans le cas où la source cohérente de lumière est discontinue (laser à impulsion).

Ces différents procédés ne présentent aucune difficulté particulière à condition toutefois que le diffuseur ne se déplace pas ou ne se déforme pas entre les deux poses ou pendant la pose à l'enregistrement del'hologramme.

Dans l'étude des compresseurs le diffuseur est le moyeu porteur d'aubages. L'étude suivante se fera sur un moyeu fixe mais soumis néanmoins à des vibrations, des échauffements et des déformations.

En soufflage l'ensemble de la veine d'expérience vibre à des fréquences totalement aléatoires situées plus particulièrement dans le domaine audible (basses fréquences). Ces vibrations entraînent à la restitution de l'hologramme des franges parasites.

Le problème consiste donc à savoir reconnaître des déformations d'un système global de franges celles qui correspondent effectivement au phénomène à étudier, les déformations parasites résultant des modifications du diffuseur.

1.2. DIFFICULTES CAUSÉES PAR LA RETRODIFFUSION

Dans un montage classique d'holographie il y a toujours deux faisceaux : étude et référence. Sur le faisceau d'étude un verre dépoli utilisé en transmission servant de multi-sources permet à la restitution l'observation globale d'objets de phase. On restitue les projections sur le verre dépoli des interférogrammes d'objets de phase situés en amont du verre dépoli ainsi que les objets d'amplitude. Dans ce genre de montage la lumière ne traverse qu'une seule fois le phénomène. Les franges obtenues correspondent aux variations de phase des objets à simple traversée semblables aux interférogrammes délivrés par des interféromètres type Mach-Sehnder ou Jamin.

En rétrodiffusion, la lumière traverse une première fois l'objet de phase en faisceau parallèle et une deuxième fois en faisceau diffusé. L'interprétation des interférogrammes obtenus sera donc plus délicate puisque la lumière diffusée ne traverse pas l'objet dans les mêmes conditions que la lumière incidente et par conséquent l'analogie avec le Michelson n'est pas rigoureusement exacte. Il faut au moins faire deux hypothèses sans lesquelles le dépouillement serait impossible :

- a) La pupille de l'objectif ou du dispositif de restitution optique doit être petite.
- b) L'épaisseur de l'objet de phase doit rester faible.

Supposons que la mise au point de l'objectif de restitution se fasse sur l'objet de phase. Ceci est possible grâce à l'hypothèse b). Les rayons s'appuyant sur la pupille de restitution interviennent pour la visibilité des franges sur l'objet. Ces rayons extrêmes proviennent de deux points du diffuseur A et A'. Les rayons incidents aboutissant à ces points ont traversé l'objet en deux endroits différents. Soient e et e' les épaisseurs traversées en B et B'. (Fig. I, 1-a).

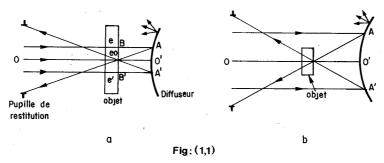
La différence de marche supplémentaire introduite par rapport à l'épaisseur moyenne $\mathbf{e}_{_{\mathbf{0}}}$ a pour expression :

(I-1)
$$\delta = n(e-e0)$$
 et $\delta' = n(e'-e_0)$.

Pour que les franges soient visibles il faut donc que ces déphasages supplémentaires restent faibles par rapport à la longueur d'onde. En d'autres termes l'objet doit présenter des variations lentes de phase.

Les différences de marche introduites dépendent de l'épaisseur moyenne e et par conséquent de la direction moyenne CO' d'observation. En modifiant cette direction par déplacement de la pupille, les françes vont se déformer. Il faudra tenir compte de la direction d'observation pour l'interprétation des interférogrammes. Ceci présente donc une difficulté par rapport à la transmission.

Si la pupille est très ouverte les rayons traversant en B et B' l'objet sont éloignés du centre et à la limite ne traversent plus l'objet (Fig. I, 1-b); les systèmes de franges se brouillent. Ceci peut également se produire si l'objet se trouve à grande distance du diffuseur.



L'influence de l'épaisseur de l'objet joue aussi un grand rôle. En effet l'introduction entre les deux poses à l'enregistrement de l'hologramme d'une lame à faces parallèles épaisse revient à faire une translation longitudinale du diffuseur. En conséquence dans tous les cas la restitution de l'hologramme donne des anneaux (paragraphe II-2) plus ou moins déformés suivant les variations de phase de l'objet.

Finalement, comme souvent en Physique, il faut trouver un compromis entre la variation de phase de l'objet, son épaisseur, la distance avec le diffuseur, et l'ouverture de la pupille de restitution, moyennant quoi il est possible d'admettre en première approximation, en considérant toutes les hypothèses posées, que la différence de marche introduite par un objet de phase en rétrodiffusion est le double de celle du même objet étudié en transmission.

La figure (1,2) montre l'interférogramme par transmission d'une lame de phase sertie dans une monture opaque.

La figure (1,3) représente l'interférogramme de la même lame de phase en rétrodif-fusion.



Fig:(1,2)



Fig: (1,3)

Le flou observé sur la monture provient du fait que l'hologramme restitue à la fois l'objet et l'ombre de ce dernier sur le diffusant (la direction de restitution n'étant pas normale à l'objet).

En conclusion nous pouvons dire que l'étude des interférogrammes par rétrodiffusion présente un certain nombre de difficultés d'interprétation. Néanmoins on admettra dans la suite de l'exposé les hypothèses énumérées précédemment.

1,3. HOLOGRAPHIE: RAPPELS [5] [6] [7] [8] [9] [10] [11] [12] [13]

Considérons un montage d'holographie constitué de deux faisceaux : étude et référence. Une plaque photographique située dans un plan (π) reçoit la lumière provenant des deux faisceaux (Fig. 1,4). Calculons en un point P de la plaque photographique l'intensité lumineuse enregistrée.

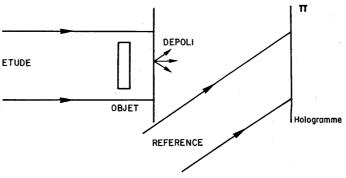


Fig: (1,4)

Soient $\mathcal{H}_{\lambda}(P)$ et $\mathcal{H}_{\lambda}'(P)$ les amplitudes complexes en P dues à 1 étude et à la référence à la première pose lors de l'enregistrement de l'hologramme.

L'intensité résultante a pour expression :

$$\begin{split} & I_{4}(P) = \left[A_{4}(P) + A_{4}'(P) \right] \left[A_{4}(P) + A_{4}'(P) \right]^{*} \\ & = \left| A_{4}(P) \right|^{2} + \left| A_{4}'(P) \right|^{2} + A_{4}(P) A_{4}'(P) + A_{4}^{*}(P) A_{4}'(P) \right] \end{split}$$

$$\begin{split} &I_{2}\left(P\right)=\left[\mathcal{A}_{2}\left(P\right)+\mathcal{A}_{1}^{'}\left(P\right)\right]\left[\mathcal{A}_{2}\left(P\right)+\mathcal{A}_{1}^{'}\left(P\right)\right]\\ &I_{2}\left(P\right)=\left|\mathcal{A}_{2}\left(P\right)\right|^{2}+\left|\mathcal{A}_{1}^{'}\left(P\right)\right|^{2}+\mathcal{A}_{1}^{'}\left(P\right)\mathcal{A}_{2}^{*}\left(P\right)+\mathcal{A}_{1}^{'*}\left(P\right)\mathcal{A}_{2}^{*}\left(P\right). \end{split}$$

L'intensité enregistrée au cours des deux poses vaut alors :

La transparence en amplitude de la plaque photographique est proportionnelle à l'intensité suivant la relation : $t = [I(P)]^{-\frac{1}{2}}$ où Y représente la pente de la courbe de densité de la plaque. Si l'on éclaire l'hologramme à l'aide du faisceau de réfé-

rence afin de se placer dans les mêmes conditions qu'à l'enregistrement, l'amplitude transmise a pour expression :

$$A = \left[I(P) \right]^{-\frac{\delta}{2}} \qquad A_{1}'(P) .$$

Prenons, pour simplifier l'écriture, $\chi = -2$ et supposons que l'onde de référence soit plane, ce qui signifie que $\frac{1}{2}(P) = \frac{1}{2}(P)$ donc :

$$\begin{array}{ll} \text{(I-3)} & A=\mathcal{A}_{A}^{\prime}\left(P\right)\left[2\left|\mathcal{A}_{A}^{\prime}\left(P\right)\right|^{2}+\left|\mathcal{A}_{A}\left(P\right)\right|^{2}+\left|\mathcal{A}_{2}\left(P\right)\right|^{2}\right]+\left|\mathcal{A}_{A}^{\prime}\left(P\right)\right|^{2}\left[\mathcal{A}_{A}\left(P\right)+\mathcal{A}_{2}\left(P\right)\right] \\ & +\left|\mathcal{A}_{A}^{\prime}\left(P\right)\left[\mathcal{A}_{A}\left(P\right)+\mathcal{A}_{2}\left(P\right)\right]^{*}. \end{array}$$

On restitue ainsi trois images :

- l'image de la source donnée par le terme $\left[2\left|\mathcal{A}_{1}^{'}\left(P\right)\right|^{2}+\left|\mathcal{A}_{1}\left(P\right)\right|^{2}+\left|\mathcal{A}_{2}\left(P\right)\right|^{2}\right]$ dans l'ordre O
- l'image directe de l'objet donnée par le terme $\left[A_{_{\! 4}}({\rm P}) + A_{_{\! 2}}({\rm P}) \right]$ dans l'ordre + I
- l'image conjuguée donnée par le terme $\left[\mathcal{A}_{1}(P) + \mathcal{A}_{2}(P) \right]^{*}$ dans l'ordre I

Dans tout l'espace restitué par $\,$ l'hologramme il est possible de calculer la somme des amplitudes.

Le faisceau de référence permet alors de mettre en évidence les variations de phase et d'amplitude données par le terme

 $\left[A_{_{4}}\left(\mathbf{P}\right) +A_{_{2}}\left(\mathbf{P}\right) \right]$.

Dans toute la suite de l'exposé il ne sera tenu compte que de l'image directe. Tous les calculs seront faits sans utiliser l'amplitude de la référence mais en considérant seulement les amplitudes complexes relatives au faisceau objet.

I.4. AMPLITUDE DIFFRACTÉE [1] [2] [3] [4]

 \mathcal{A}_{1} (P) et \mathcal{A}_{2} (P) sont les amplitudes diffractées au point P par le diffuseur. En réalité elles représentent l'amplitude du champ électromagnétique au point P. Le passage du diffuseur au plan de la plaque se fait en appliquant le principe d'Huyghens-Fresnel. La théorie vectorielle donne le résultat exact (formule de Kottler) cependant nous nous placerons dans le cas de l'approximation scalaire.

Suivant le genre d'approximation faite, plusieurs formules sont possibles (Kirchhoff, Rayleigh, Sommerfeld, etc).

Nous utiliserons essentiellement les transformations de Frænel-Kirchhoff et de Fourier.

 $\mathcal{A}_{1}(P)$ et $\mathcal{A}_{2}(P)$ sont données par la convolution de la répartition d'amplitude complexe dans le plan du diffuseur et de la fonction de Fresnel (qui est en première approximation la dérivée normale de la fonction de Green):

(I-4) $\mathcal{A}(x,y) = \mathcal{A}(P) = -\frac{i}{\lambda d} \left[F(x,y) * e^{\frac{i}{\lambda} \frac{2\pi}{\lambda}} \left(\frac{x^2 + y^2}{2d} + d \right) \right]$

où (X Y) représentent les variables dans le plan du diffuseur, d étant la distance entre le plan du diffuseur et le plan d'observation.

I,5. NOTATIONS UTILISÈES

Dans la suite de l'exposé les convolutions (I-4) seront explicitées sous formes intégrales afin de permettre d'effectuer un certain nombre de calculs d'une façon plus claire : $\frac{1}{(x-x)^2 + (y-y)^2} + d = \frac{1}{2} \left[\frac{(x-x)^2 + (y-y)^2}{2^2} + d \right]$ (x-5) A (P) $\frac{1}{2} \left[\frac{(x-x)^2 + (y-y)^2}{2^2} + d \right]$

$$(\mathbf{I}-5) \quad \mathcal{A}(P) = -\frac{\dot{x}}{\lambda d} \iint_{\mathcal{D}} F(X,Y) e^{+\dot{y} \frac{2\pi}{\lambda}} \left[\frac{(x-X)^2 + (y-Y)^2}{2d} + d \right] dX dY$$

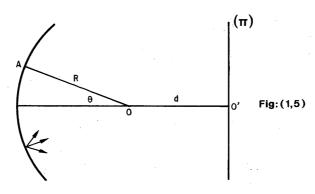
De plus il ne sera pas tenu compte du terme constant précédant l'intégrale ($_{\frac{1}{\lambda d}}$) afin de simplifier l'écriture. Les résultats seront donc explicités à une constante multiplicative près.

Le diffuseur présente une forme cylindrique, aussi la représentation se fait en coordonnées polaires (R, 0), (Fig. I,5).

d représente la distance du centre du cylindre au plan (π).

L'angle θ correspondant à l'ouverture du diffuseur est pris suffisamment petit afin de permettre des développements limités sur les fonctions trigonométriques de θ .

Dans l'intégrale (I-5) le terme de phase $\frac{1}{\lambda} \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(\infty-X)^2 + (\sqrt{-Y})^2}{2d} + d \right]$ sera précédé d'un signe moins si le calcul est fait dans le sens des Z positifs (Fig. 2,1) et d'un signe plus dans le cas contraire. Ces conventions de signe sont tout à fait arbitraires mais cependant elles conditionnent, une fois adoptées, l'aboutissement des calculs de diffraction.



1,6. PROBLÉMES POSÉS PAR LES TURBOMACHINES [14]

L'écoulement gazeux se fait autour d'un moyeu porteur d'aubages. Ce dernier est opaque aussi un montage utilisant la réflexion s'impose. Plusieurs méthodes de visualisation peuvent être envisagées. Cependant l'holographie par rétrodiffusion présente l'avantage de montages simples. Le moyeu, dans ce procédé, n'a pas besoin de traitements spéciaux. Un dépolissage grossier de sa surface suffit. Au contraire la strioscopie à double traversée impose une optique oylindrique adaptée au système et un moyeu parfaitement poli pour permettre la réflexion.

En cours de manipulation cette roue servant de diffuseur vibre et se déforme sous l'action de diverses causes. Il est donc nécessaire de s'affranchir de ces phénomènes qui se traduisent en holographie par des franges parasites. Une distinction entre déplacement et déformation s'impose :

- Un déplacement s'adresse plus spécialement à un ensemble de points qui subissent la même transformation
- Une déformation, au contraire, caractérise le déplacement de chaque point.

Ge problème est actuellement à l'ordre du jour dans un certain nombre de laboratoire de recherche.

En moyenne le moyeu suit approximativement les déplacements de la veine d'expérience, aussi l'étude suivante portera essentiellement sur la reconnaissance des déplacements du diffuseur par des considérations relatives aux systèmes de franges et à leurs localisations.

Néanmoins les déformations existent mais dans l'état actuel des recherches il est très difficile, voire même impossible, de séparer les systèmes de franges de déformation du phénomène aérodynamique, ceux-oi se produisant simultanément.



II - ÉTUDE DES DÉPLACEMENTS DU DIFFUSEUR

II,1. TRANSLATION DU DIFFUSEUR PERPENDICULAIREMENT A L'AXE OPTIQUE [15] [16] [17]

Considérons un diffuseur cylindrique éclairé par une onde plane et utilisé en réflexion. Une plaque photographique reçoit à la fois la lumière diffusée et la lumière d'un faisceau de référence cohérent avec le premier (Fig. 2,1). Ces deux ondes permettent l'enregistrement d'un hologramme. La technique employée est celle de la double exposition.

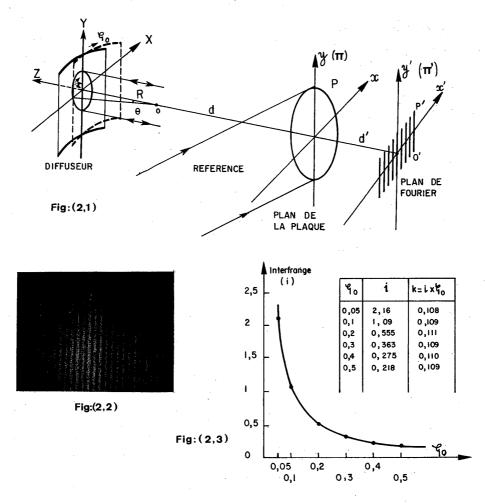
Entre les deux poses, à la prise de vue, une translation perpendiculaire à l'axe 00° est imposée au diffuseur.

Après développement de la plaque photographique, à la restitution, un système de franges rectilignes perpendiculaires au déplacement se dessine à l'infini (Fig. 2,2).

L'interfrange de ce réseau suit une loi bien déterminée ne dépendant que de l'amplitude du déplacement (Fig. 2,3).

(II-1)
$$\dot{\nu} = \frac{\lambda d'}{q_0}$$

 λ représente la longueur d'onde d'éclairage d' la distance hologramme-plan de Fourier \mathcal{G}_0 le déplacement du diffuseur.



II,1.1. Interprétation théorique

Définissons en premier lieu les différents paramètres utilisés (Fig. 2,1) :

- R rayon du cylindre
- $\boldsymbol{\theta}$ angle de repérage d'un point du diffuseur à l'axe du montage
- $\left(\theta_{_{I}}Y\right)$ coordonnées repérées sur le cylindre diffusant
- (x, y) coordonnées repérées sur la plaque photographique
 - d distance du plan perpendiculaire à l'axe du montage passant par l'axe du cylindre au plan de la plaque

R $d\theta$ dY élément de volume sur le diffusant.

Un point de la plaque sera donc à une distance $d+R\cos\theta \simeq d+R-\frac{R\theta^2}{2}$ d'un point du diffuseur repéré par l'angle θ .

Le terme $\frac{R\,\theta^2}{2}$ en dénominateur est négligeable dans les intégrales car il introduit un terme d'ordre supérieur au numérateur.

Calculons en un point P de la plaque photographique l'amplitude et la phase enregistrées. D'après la formule de Fresnel-Kirchhoff (I-5), connaissant la répartition d'amplitude et de phase dans un plan (π) il est possible de calculer l'amplitude et la phase dans un plan (π') distant du précédent d'une distance d'.

A la première pose lors de l'enregistrement de l'hologramme l'amplitude en P est :

(II-2)
$$\mathcal{A}_{A}(x,y) = \iint_{\mathcal{B}} F(R\theta,Y) e^{-\frac{1}{2}\frac{2\pi}{AR}(R\theta)^{2}} e^{+\frac{1}{2}\frac{2\pi}{A}\left[\frac{(x-R\theta)^{2}+(y-Y)^{2}}{2(d+R)}+(d+R)\right]} Rd\theta dY$$

représente une fonction purement aléatoire caractérisant le diffuseur utilisé le terme de phase introduit sur l'onde incidente d'éclairage par la courbure du cylindre, d'après les conventions de signe données dans la première partie. La référence permet l'addition des amplitudes en P, aussi seules les amplitudes délivrées par le diffuseur interviendront.

A la deuxième pose le diffuseur est donc translaté dans une direction parallèle à l'axe x d'une quantité \mathcal{Q}_0 .

L'amplitude en P devient alors

L'amplitude en P devient alors
$$-\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda R}(R\theta)^{2} + \frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{(x_{R}\theta - y_{0})^{2} + (y_{0}Y)^{2}}{2(d+R)} + d+R\right]$$

$$Rd\theta dY$$

ceci peut encore s'écrire :

ceci peut encore s'écrire :
$$-\frac{\dot{y}}{2}\frac{2\pi}{R}\left(R\theta\right)^{2} + \frac{\dot{y}}{2}\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{\left(x-\frac{q}{Q}\right)-R\theta\right]^{2}+\left(y-Y\right)^{2}}{2\left(d+R\right)}+d+R\right]$$
(II-3) $A_{2}(x,y)=\iint_{\mathcal{S}}F\left(R\theta,Y\right)$ e e $Rd\theta dY$

Cette amplitude serait identique si au lieu de translater le diffuseur le déplacement avait été imposé à la plaque photographique elle-même de \mathcal{Q}_0 . Aussi nous raisonnerons directement sur la plaque holographique en calculant la répartition d'amplitude dans le plant de la repartition d'amplitude de la repartition de la repa

Soient $E_{\chi}(x,y)$ of $E_{\chi}(x,y)$ les éclairements reçus aux deux poses par la plaque. La transmission en amplitude de la plaque est proportionnelle à l'éclairement total enregis-

$$t = \left[E\left(x,y\right)\right] - \frac{\sqrt[3]{2}}{2}$$

$$E\left(x,y\right) \text{ étant égal à } E_{\chi}\left(x,y\right) + E_{\chi}\left(x,y\right)$$

Y représentant la pente de la courbe de densité de l'émulsion. Y sera pris

Le passage du plan de la plaque au plan de Fourier se fait par une transformation de Fourier classique. Dans ce nouveau plan les points sont repérés par (x', y')

Fourier classique. Dans ce nouveau plan les points sont repérés par
$$(x',y')$$
 $\frac{2\pi}{\lambda d'} (xx'+yy')$ $\frac{2\pi}{\lambda d'} (xx'+yy')$

Dans la deuxième intégrale faisons le changement de variable x - 4 = x''

Le terme $(4+e^{\frac{i}{h}\frac{2\pi}{\lambda d'}}, \frac{\pi}{d'}, \frac{\pi}{d'})$ étant une constante par rapport à (x, y)sorti de l'intégrale,

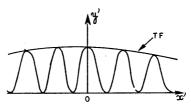
(II-4)
$$\mathcal{A}\left(\alpha', \eta'\right) = \left(1 + e^{\frac{\int_{0}^{2} \frac{2\pi}{\lambda d^{2}} \eta' q_{0}}{2}}\right) \iint_{\mathcal{D}} E\left(\alpha, \gamma\right) e^{\frac{\int_{0}^{2} \frac{2\pi}{\lambda d'} \left(\alpha \alpha' + \eta \eta'\right)}{\lambda d'}} d\alpha d\gamma$$

 $\begin{pmatrix} \frac{1}{4}\frac{2\pi}{\lambda d} & \psi' & Q_0 \\ 4+e & \end{pmatrix} \quad \text{correspond à un système de franges rectilignes parallèles à l'axe } x \quad \text{dont l'interfrange a pour expression :}$

d étant la distance plan de la plaque-plan de Fourier.

 $\iint_{E(x,y)} E(x,y) e^{\frac{y \frac{2\pi}{\lambda d'}(xx'+yy')}{dx dy}} dx dy \text{ représente la transformée de Fourier d'une fonction} \\ E(x,y) \text{ purement aléatoire. Ce qui donne une courbe très étalée. Par conséquent les franges se dessinent sur un fond uniforme dans le plan de Fourier (à l'infini puisque nous sommes en faisceau parallèle). Ce résultat est rigoureusement identique à celui obtenu par un diffuseur plan. Les franges sont parfaitement visibles en lumière blanche.$

Jusqu'à présent le raisonnement s'est fait à partir de la plaque photographique, ce qui confirme que lorsque le déplacement n'est pas perturbé par des déformations la forme du diffuseur ne joue pas pour l'obtention de franges à l'infini. Dans ce cas la présence d'un faisceau de référence n'est pas nécessaire; il suffit que les éclairements $\mathsf{E}_{\mathsf{A}}(x,y)$ et $\mathsf{E}_{\mathsf{A}}(x,y)$ sur la plaque soient aléatoires afin que la transformée de Fourier de ces répartitions soit très étalée (Fig. 2,4).



Fig(2,4)

11,1.2. Remarque sur la transformée de Fourier

Lorsque le diffuseur devient très petit et qu'il se réduit à un point la répartition d'intensité sur la plaque holographique est uniforme à chaque pose. Le système de franges existe toujours, mais l'observation dans le plan de Fourier ne se fait que sur un pic de Dirac correspondant à la transformée de Fourier de deux éclairements uniformes.

Donc les franges ne sont pas observables (Fig. 2,5).

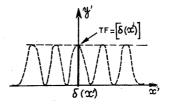


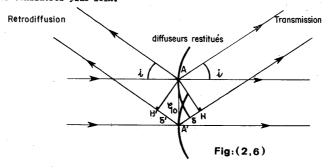
Fig:(2,5)

II,1.3. Comparaison entre la diffusion par transmission et la rétrodiffusion

Jusqu'à présent le raisonnement a été fait dans le cas de la rétrodiffusion. Le résultat obtenu pour la transmission est identique. Si le dispositif utilisé comprend un faisceau d'étude et un faisceau de référence, après développement de l'hologramme on restitue deux diffuseurs décalés d'une quantité égale au déplacement imposé lors de l'enregistrement. En observant dans une direction \checkmark , après rétrodiffusion, la différence de marche introduite entre deux rayons homologues (c'est-à-dire rayon provenant d'un point du diffuseur et un rayon parallèle provenant du même point après décalage) a pour expression (Fig. 2,6):

Dans le cas de la transmission après diffusion la différence de marche dans une direction $\dot{\nu}$ vaut : $\delta' = \varphi_0 \ \dot{\nu}$

oe qui signifie qu'il n'y a pas lieu de faire pour la translation transversale du diffuseur, une distinction entre la transmission et la réflexion, comme ce sera le cas dans certains déplacements considérés plus loin.



II,2. TRANSLATION LONGITUDINALE [16] [18] [19] [20] [17]

II,2.1. Introduction

Considérons le même dispositif que précédemment : un diffuseur cylindrique éclairé par une onde plane et une référence inclinée. Deux cas peuvent se présenter :

a) - Rétrodiffusion

Le cylindre est utilisé en réflexion. En translatant le cylindre longitudinalement entre les deux poses à l'enregistrement de l'hologramme, un système d'anneaux se dessine sur un fond uniforme à la restitution (Fig. 2,7). Ces anneaux sont soit à centre blanc, soit à centre noir suivant le déplacement imposé. La localisation se fait toujours à l'infini.

b) - Transmission

Le cylindre est utilisé maintenant en transmission. Le résultat est semblable au cas précédent quant à la forme de la figure d'interférence obtenue. Cependant les anneaux sont toujours à centre blanc. La localisation se fait aussi dans ce cas à l'infini.

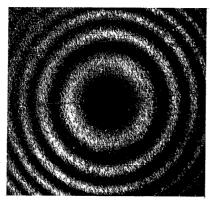


Fig:(2,7)

11,2.2. Interprétation théorique pour la rétrodiffusion

Considérons un dispositif simple d'holographie par réflexion. La présence d'une référence inclinée permet de faire la somme des amplitudes à chaque pose.

Le diffuseur est translaté longitudinalement d'une quantité D entre les deux poses.

Pour simplifier les calculs l'étude suivante se fera à une dimension. La généralisation à plusieurs dimensions fait l'objet d'un paragraphe ultérieur (II.3.3). L'amplitude diffractée par le diffuseur sur la plaque a pour expression :

Première pose :
$$A_{A}(P) = \int_{0}^{P} F(Y) e^{-\frac{1}{2} \frac{2\pi}{A} \frac{Y^{2}}{R}} e^{\frac{2\pi}{A} \frac{2\pi}{A} \left[\frac{(Y-Y)^{2}}{2(R+d)} + R+d \right]} dY$$

où $F(\gamma)e^{i\frac{\gamma}{\hbar}}$ caractérise l'amplitude de l'onde après rétrodiffusion, R le rayon du cylindre et d la distance du centre du cylindre au plan (π).

Après translation, à la deuxième pose, l'amplitude diffractée a pour expression :

$$\mathcal{A}_{2}(P) = \int_{D} F(Y) e^{-\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\Lambda}\frac{Y^{2}}{R}} e^{\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\Lambda}\left[\frac{(Y-Y)^{2}}{2(R+d+D)} + R+d+D\right]} e^{\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\Lambda}D} dY$$

 $-\frac{2\pi}{A}\frac{V^2}{R}$, $\frac{2\pi}{A}$ D

F(Y) e c caractérise l'amplitude de l'onde après diffusion d'un point d'ordonnée Y.

Le terme e représente la variation de chemin optique de l'onde incidente de la deuxième pose par rapport à l'onde incidente de la première pose, à condition de prendre comme origine des phases, la phase de l'onde incidente de la première pose (Fig.2,8).

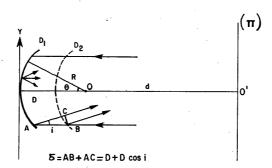


Fig: (2,8)

L'amplitude reconstituée à la restitution del'hologramme en P est égale à :

$$\begin{array}{ccc} \mathcal{A}_{_{1}}\left(\mathsf{P}\right) + \mathcal{A}_{_{2}}\left(\mathsf{P}\right) \\ & \mathcal{A}_{_{1}}\left(\mathsf{P}\right) = \mathcal{A}_{_{1}}\left(\mathsf{P}\right) + \mathcal{A}_{_{2}}\left(\mathsf{P}\right) \end{array}$$

En remplaçant \mathcal{A}_4 (P) et \mathcal{A}_2 (P) par leurs expressions intégrales :

$$\mathcal{A}(P) = \int_{\Omega} F(Y) e^{-\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}\frac{Y^{2}}{R}} e^{\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{(Y-Y)^{2}}{2(R+d)} + R+d\right]} \left[1 + e^{\frac{1}{2}\frac{4\pi D}{\lambda}} e^{\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{(Y-Y)^{2}}{2(R+d+D)} - \frac{(Y-Y)^{2}}{2(R+d)}\right]}\right] dY$$

$$\mathcal{A}(P) = \int_{\mathcal{D}} F(Y) e^{-\frac{1}{2}\frac{\pi}{\lambda}\frac{Y^{2}}{R}} e^{\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{(Y-y)^{2}}{2(R+d)} + R+d\right]} \left[1 + e^{\frac{1}{2}\frac{4\pi}{\lambda}D} e^{-\frac{1}{2}\frac{\pi D}{\lambda}\frac{(Y-y)^{2}}{(R+d)^{2}}}\right] dY$$

 $(R+d+D)(R+d) \simeq (R+d)^2$ car D est petit devant R et d. Si d tend vers l'infini, l'intégrale A(P) se réduit à :

$$\mathcal{A}(P) = \int_{\mathfrak{D}} F(Y) \ e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{2\pi}{\hbar} \frac{Y^2}{R}} \ e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{2\pi}{\hbar} \left[\frac{(Y-y)^2}{2(R+d)} + R + d \right]} \left[1 + e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{A\pi}{\hbar} D} \ e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\pi}{\hbar} \frac{Dy^2}{(R+d)^2}} \right] dY$$

 $\frac{\pi}{\lambda} \frac{\mathcal{D}Y^2}{(R+d)^2}$ est très petit devant $\frac{\pi \mathcal{D}Y^2}{\lambda (R+d)}$ de même le terme $\frac{\pi}{\lambda} \frac{2 \cdot y \cdot Y}{(R+d)^2}$ par rapport au terme $\frac{\pi}{\lambda} \frac{2 \cdot y \cdot Y}{R+D}$

dono:
$$\mathcal{A}(P) = \left[1 + e^{\frac{i}{\hbar}\left[\frac{4\pi\Omega}{\lambda} - \frac{\pi\Omega\sqrt{2}}{\lambda(R+d)^2}\right]}\right] \int_{\Delta} F(y) e^{-\frac{i}{\hbar}\frac{2\pi}{\lambda}\frac{Y^2}{R}} e^{\frac{i}{\hbar}\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{(Y-y)^2}{2(R+d)} + R+d\right]} dY$$

A deux dimensions le calcul aurait donné comme valeur de l'amplitude résultante :

(II-5)
$$\oint_{\Gamma} (P) = \left[1 + e^{\frac{i}{\hbar} \left[\frac{4\pi D}{\hbar} - \frac{\pi D(x^2 + y^2)}{\hbar (R+d)^2} \right]} \right] \iint_{\mathcal{D}} F(X,Y) e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{2\pi}{\hbar} \frac{V^2}{R}} e^{\frac{i}{\hbar} \frac{2\pi}{\hbar} \left[\frac{(X-x)^2 + (Y-y)^2}{\hbar (R+d)^2} + R+d \right]} dX dY$$

Posons
$$U = \iint_{\Lambda} F(X,Y) e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{Y^2}{R}} e^{\frac{i}{\hbar} \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(X-x)^2 + (Y-y)^2}{2(R+d)} \frac{1}{R+d} \right]} dX dY$$

L'intensité en P a pour expression :

(II-6)
$$I_{(P)} = \mathcal{A}_{(P)} \mathcal{A}_{(P)}^* = 4 \cos^2 \left[\frac{2\pi D}{\lambda} - \frac{\pi D(x^2 + y^2)}{2\lambda(R+d)^2} \right] U U^*$$
.

Le terme UU^* n'est autre que le fond uniforme correspondant à la transformée de Fresnel-Kirchhoff d'une fonction aléatoire $F(x,y)e^{-\sqrt[3]{2\pi}{\lambda}}$. Sur ce fond uniforme se dessine un système d'anneaux donné par la formule :

$$\frac{\Gamma_0 = 4\cos^2\left[\frac{2\pi D}{\lambda}\left(4 - \frac{x^2 + y^2}{4(R+d)^2}\right)\right]}{\left(R+d\right)^2}$$
 représente le carré du diamètre angulaire des anneaux. Soit $\dot{\psi}^2 = \frac{x^2 + y^2}{(R+d)^2}$

ce qui donne :

(II-7)
$$I_0 = 4 \cos^2 \left[\frac{2 \pi D}{\lambda} \left(1 - \frac{\dot{\nu}^2}{4} \right) \right]$$

Le diamètre angulaire de l'anneau brillant d'ordre n a pour expression :

$$\frac{2\pi D}{\lambda} \left(1 - \frac{\dot{x}_n^2}{4}\right) = m \pi$$

$$\dot{x}_n^2 = 4 - \frac{2\pi \lambda}{D}$$
avec m enties

ce qui peut encore s'écrire

(II-8)
$$\dot{v}_{\eta} = 2\sqrt{4 - \frac{\eta \lambda}{2D}}$$

Examinons d'une façon plus approfondie l'expression de l'intensité

$$I_0 = 4 \cos^2 \left[\frac{2 \pi D}{\lambda} \left(1 - \frac{v^2}{4} \right) \right],$$

Développons la phase du cosinus

$$I_0 = 4\cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \left(D + D - \frac{Di^2}{2} \right)$$

soit
$$I_0 = 4\cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \left(D + D \cos \nu \right)$$

avec $\cos \nu = 1 - \frac{\nu^2}{2}$.

La différence de marche introduite D + D cos $\dot{\nu}$ est comparable, sans être égale, à celle d'un interféromètre de Michelson réglé en anneaux, puisque pour $\dot{\nu}=0$ en choisissant un déplacement convenable on peut obtenir des anneaux à centre noir :

$$\delta = 2D = (2 + 1) \frac{\lambda}{2}$$
 & entier.
$$D = (2 + 1) \frac{\lambda}{2}$$

 $\delta = 2D = (2 + 4) \frac{\lambda}{\lambda} \qquad \text{k entirr.}$ $D = (2 + 4) \frac{\lambda}{\lambda}$ La figure 2,8 montre la façon de calculér la différence de marche à partir de la position du diffuseur à la première pose et à la deuxième pose.

Par une analyse densitométrique le rayon des anneaux peut être déterminé pour chaque ordre d'interférence.

Nous venons de voir que la localisation des franges se faisait à l'infini. Il est donc commode de faire intervenir la focale de l'objectif de restitution. Soit de cette

On a :
$$v_n = i_n$$
 avec i_n diamètre angulaire de l'anneau d'ordre n

L'objectif de restitution ouvert à t/5 a une focale de 85 mm. Connaissant la valeur de v_m et ayant déterminé par une autre méthode la valeur de n (par exemple en restituant l'hologramme à l'aide de plusieurs longueurs d'onde : laser à argon ionisé), il est facile de déduire le déplacement :

(II-9)
$$D = \frac{n \lambda}{2\left(1 - \frac{v_n^2}{\lambda k^2}\right)}$$

Dans l'expérience de la figure 2,6 le déplacement ainsi trouvé est de 1,28 microns.

11.2.3. Cas de la transmission

Le calcul peut être refait de la même façon qu'au paragraphe II.2.2. Cependant il faut remarquer que dans ce cas la différence de marche introduite entre deux rayons homologues est différente (Fig. 2,9). Appliquons la formule de Fresnel-Kirchhoff en tenant compte des conventions de signes relatés au paragraphe I-5.

Le diffuseur est un verre dépoli utilisé en transmission et de forme cylindrique. Entre les deux poses à l'enregistrement de l'hologramme il est translaté suivant l'axe optique 00° d'une quantité D. Après développement et en éclairant à l'aide du faisceau de référence les surfaces d'onde du faisceau objet sont restituées.

$$A_{\lambda}(P) = \int_{\mathcal{D}} F(Y) e^{-\frac{1}{2} \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(Y-\psi)^2}{2(R+d)} + R + d \right]} dY$$

$$\mathcal{A}_{2}(P) = \int_{D} F(Y) e^{-\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}D} e^{-\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{(Y-Y)^{2}}{R+d+D} + R+d-D\right]} dY$$

A la deuxième pose, après translation : $\mathcal{A}_2(P) = \int\limits_{\mathbb{D}} F(Y) \quad e^{-\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}D} \quad e^{-\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{(Y-Y)^2}{R+d+D} + R+d-D\right]} \, dY$ Le terme $e^{-\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}D}$ dans l'expression de $\mathcal{A}_2(P)$ représente la différence de phase supplémentaire introduite entre les deux poses, en prenant l'amplitude de l'onde de la première pose comme origine.

L'hologramme restitue la somme $A_{1}(P) + A_{2}(P)$,

Dono l'amplitude résultante vaut
$$A(P) = \int_{\mathcal{D}} F(Y) e^{-\frac{i}{\lambda} \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(Y-y)^2}{2(R+d)} + R+d \right]} \left[A+e^{-\frac{i}{\lambda} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{(Y-y)^2}{2(R+d-2)} + \frac{i}{\lambda} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{(Y-y)^2}{2(R+d)}} \right] dY$$

Jusqu'à présent aucune position particulière du plan (T) n'a été envisagée.

Voyons ce que devient l'expression de
$$\mathcal{A}(P)$$
 à l'infini.
$$\mathcal{A}_{(P)} = \int_{A}^{P(Y)} e^{-\frac{2\pi}{A} \left[\frac{(Y-Y)^2}{2(R+d)} + R+d \right]} \left[1 + e^{-\frac{2\pi}{A} \frac{2^2D}{2(R+d)^2}} \right] dY$$

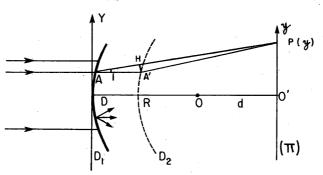
car le terme $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{(Y^2-2\Psi^Y)_{\mathbb{D}}}{2(R+d)^2}$ est négligeable devant $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{(Y^2-2\Psi^Y)_{\mathbb{D}}}{2(R+d)}$

$$A = (R+d)^{2}$$

$$A \text{ (P) peut encore s'écrire :}$$

$$A \text{ (P)} = \begin{bmatrix} 1+e^{-\frac{i}{2}\frac{2\pi}{\lambda}} & \frac{4^{2}D}{2(R+d)^{2}} \end{bmatrix} \int_{S} F(Y) e^{-\frac{i}{2}\frac{2\pi}{\lambda}} \begin{bmatrix} \frac{(Y-Y)^{2}}{2(R+d)} + R+d \end{bmatrix}_{dY}$$
A deux dimensions cette expression devient :

$$A(P) = \left[1 + e^{-\frac{1}{\hbar} \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \frac{(x^2 + y^2)p}{2(R+d)^2}} \right] \iint_{\mathcal{D}} F(X,Y) e^{-\frac{1}{\hbar} \frac{2\pi}{\hbar} \left[\frac{(Y-Y_0)^2 + (X-x)^2}{2(R+d)} + R+d \right]} dX dY.$$



 $\delta = AA'AH = D - D \cos i$

Fig: (2,9)

Un système d'anneaux donné par le facteur efond uniforme représenté par la transformée de Fresnel-Kirchhoff de F(Y),

En intensité l'expression s'écrit : I(P) = A(P) A*(P)

Posons
$$U = \iint_{\Delta} F(x,y) = e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(Y-\psi)^2 + (X-x)^2}{2(R+d)} + R+d \right]} dX dY$$

L'intensité devient : $I(P) = 4 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} - \frac{x^2 + \psi^2}{2(R+d)^2} \mathcal{D} \right) UU^*$

 $\frac{x^2+u^2}{(R+d)^2}$ représente le carré du diamètre angulaire du point P (x, y) que nous poserons

(II-10)
$$\dot{\nu}^{2} = \frac{x^{2} + y^{2}}{(R + d)^{2}}$$

$$I(P) = 4 \left[\cos^{2} \left(\frac{\pi}{\lambda} - \frac{\dot{\nu}^{2} \mathcal{D}}{2} \right) \right] U U^{*}$$

Le rayon angulaire de l'anneau brillant d'ordre n a pour expression t

 $\frac{\pi}{\lambda} = \frac{i_n^2 D}{2} = n\pi$ $i_n = \sqrt{\frac{2n\lambda}{D}}$

Ce résultat est différent de celui obtenu par rétrodiffusion cf (II-8).

11,2.4. Résultats

La figure 2,10 montre un tableau récapitulatif dans le cas de la transmission. La première colonne en partant de la gauche correspond au rayon de chaque anneau pour un ordre déterminé.

La dernière colonne sur la droite donne une vérification à 2% près de la constance du rapport $\frac{R}{\sqrt{R^2}}$ K ,

A partir de ce terme le déplacement global peut être déduit en considérant la focale de l'objectif de reproduction f = 85 mm ouvert à f/5:

(II-11)
$$\frac{R}{\sqrt{n}} = \oint \sqrt{\frac{2\lambda}{D}}$$
 $D = \oint^2 \frac{2\lambda}{K^2}$ ou $D = \oint^2 \frac{2n\lambda}{n_{\infty}^2}$.

Le déplacement ainsi calculé à partir de la figure 2,10 vaut : 0,12 mm.

R _n	n	√n	$k = \frac{R}{\sqrt{n}}$
7, 77	ı	l	7,77
11	2	1,414	7,77
13,5	3	1,732	7,78
15,5	4	2	7, 77
17,3	5	2,23	7, 80
19	6	2,45	7,78

Fig: (2,10)

11,2.5. Conclusion

La translation longitudinale du diffuseur donne des résultats différents suivant qu'il est utilisé en transmission ou en réflexion. Dans le cas de la rétrodiffusion l'intensité en un point P d'un plan (Π) situé à l'infini a pour expression :

$$I(P) = 4 \cos^2 \left[\frac{2 \pi D}{\lambda} \left(4 - \frac{\lambda^2}{4} \right) \right] VV^*.$$

Cette formule montre que lorsque $\dot{\nu} = O$ l'intensité modulée est proportionnelle à

$$\cos^2\left(\frac{2\pi D}{\lambda}\right)$$

Par consequent les anneaux peuvent être soit à centre blanc soit à centre noir suivant que $\frac{2 \pi D}{\lambda} = 2 \pi \frac{\pi}{\lambda} = (2 + 1) \frac{\pi}{2}$

La figure 2,6 donne justement le cas d'anneaux à centre noir.

Au contraire dans le cas de la transmission

$$I(P) = 4 \left[\cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{D \dot{\nu}^2}{2} \right) \right] UU^*$$

Pour $\dot{u} = 0$ le cosinus vaut toujours 1.

Les anneaux sont donc toujours à centre blanc.

Nous pouvons avoir des informations supplémentaires par l'étude de la localisation des systèmes de franges. On pourra donc caractériser un déplacement longitudinal par une analyse du système d'anneaux au microdensitomètre et par sa localisation.

11,3. ROTATION DU DIFFUSEUR [21] [22] [24]

Nous n'examinerons ici que le cas de la rétrodiffusion.

II,3.1. Calcul de la différence de marche dans un plan (π) entre deux rayons homologues

Eclairons par un faisceau de rayons parallèles un diffuseur cylindrique. Entre les deux poses à l'enregistrement de l'hologramme le diffuseur tourne d'un angle α (très petit).

Le problème consiste donc à calculer dans un plan (π) l'amplitude diffractée en chaque point par le diffuseur. A la restitution l'observation au travers de lhologramme reconstitue les surfaces d'onde enregistrées aux deux poses. Si l'amplitude restituée de l'onde objet ne dépend que des coordonnées du point considéré dans le plan (π) et non du diffuseur nous pourrons parler de localisation dans le plan (π) d'un phénomène d'interférence. Nous allons chercher s'il existe un plan dans lequel la différence de marche entre deux rayons homologues est indépendante de la position des points sur le diffuseur.

On appelle rayons homologues deux rayons issus d'un point du cylindre et du même point après rotation. En effet l'hypothèse selon laquelle un point du diffuseur ne peut interférer qu'avec lui-même après déplacement est maintenant admise. Il faut néanmoins noter que deux points quelconques d'un diffuseur ont une relation de phase bien déterminée entre eux et qu'ils peuvent donner lieu à des interférences. Ce phénomène est très caractéristique, aussi lui attribue-t-on le nom de Speckle.

L'holographie permet de superposer deux diffuseurs décalés spatialement. Le Speckle existe mais il ne contribue pas au résultat obtenu pour un déplacement d'ensemble.

Comme nous venons de le définir deux points homologues caractérisent essentiellement un dipole optique au même titre que deux trous d'Young.

Définissons les différents paramètres qui seront utilisés par la suite (Fig. 2,11) :

- Y ordonnée moyenne du dipole optique (A, A')
- R rayon du cylindre
- d distance du centre du cylindre au plan (Π)
- y ordonnée de P dans le plan (T)
- θ, Ψ, θ' angles polaires du dipole et du point P.

Le calcul se fera comme dans les cas précédents à une dimension. Une explication ultérieure viendra compléter le raisonnement.

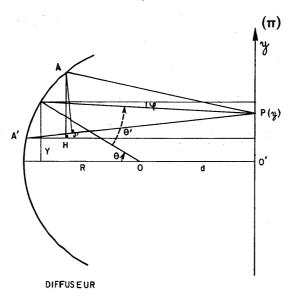


Fig:(2,11)

Cherchons en un point P (y) du plan (π) la différence de marche introduite entre deux rayons homologues. (Fig. 2,8):

Les angles $\theta_{j} \phi_{j} \theta^{j}$ restent petits ce qui permet d'écrire :

 $\sin \theta \simeq tg\theta \simeq \theta$

 $\sin \varphi \simeq tg \varphi \simeq \varphi$

ceci au premier ordre près.

$$\delta = AA' (\theta + \theta')$$

$$\theta = \frac{Y}{R} \quad \theta = \theta - \Psi = \frac{Y}{R} - \frac{Y - \frac{Y}{R}}{d + \frac{R}{R}}$$

$$\theta + \theta' = \left[\frac{2Y(R + d) - YR}{R}\right] + \left[\frac{Y}{R}\right]$$

 $\theta = \frac{Y}{R} \qquad \theta' = \theta - \Psi = \frac{Y}{R} - \frac{Y - Y}{d + R}$ $\theta + \theta' = \left[\frac{2Y(R + d) - YR}{R(R + d)} \right] + \left[\frac{Y}{R + d} \right]$ Soit α l'angle de rotation du cylindre. Le déplacement linéaire du point A a pour expression AA'= RX

$$\text{d'où}: \ \delta = R \propto \left[\frac{2 \, Y \, (\text{R} + d) - Y \, R}{R \, (\text{R} + d)} + \frac{\psi}{R + d} \, \right],$$

Deux termes apparaissent : un terme dépendant de Y donc du diffuseur et un terme dépendant de y donc du plan (π).

Si le terme en Y est nul alors δ sera indépendant du diffuseur.

Cette condition est réalisée dans le cas où :

$$2Y(R+d) = YR$$

soit
$$d = -\frac{R}{2}$$

ce qui entraîne :

$$\delta = 2 \ y \alpha$$
 .

On calculera donc l'amplitude diffractée par le diffuseur dans un plan situé à une distance du centre du cylindre puis dans l'expression trouvée d sera pris égal à $-\frac{R}{2}$

II,3.2. Amplitude diffractée dans le plan (TT)

Soit $F(Y) e^{-\frac{1}{2} \frac{T}{\lambda} \frac{Y^2}{R}} 1$ amplitude de l'onde incidente après réflexion sur le diffu-

F(Y) caractérise la rétrodiffusion en amplitude de chaque point d'ordonnée Y. D'après la formule de Fresnel-Kirchhoff l'amplitude en P issue de A s'écrit, en respectant les convention de signes (I-5):

$$\mathcal{A}_{A}(P) = \int_{\mathfrak{D}} F(Y) e^{-\frac{1}{2}Y} \frac{\pi}{\Lambda} \frac{Y^{2}}{R} e^{-\frac{1}{2}\frac{\pi}{\Lambda}} (AP) dY$$

$$\frac{\theta = \frac{V}{R}}{\cos \theta = 1 - \frac{\theta^{2}}{2}}$$

$$AP = \sqrt{(Y - y)^{2} + \left[R(1 - \frac{\theta^{2}}{2}) + d\right]^{2}} \implies AP = (R + d) \sqrt{\frac{(Y - y)^{2}}{(R + d)^{2}} + 1 - \frac{Y^{2} + \frac{Y^{2}d}{R}}{(R + d)^{2}}}$$

$$(R + d)^{2} \implies (Y - y)^{2} \text{ et } Y^{2}$$
If y a dono lieu de faire un développement limité au premier ordre du radical :

$$AP = (R+d) \left[1 + \frac{(Y-y)^2}{2(R+d)^2} - \frac{Y^2}{2(R+d)R} \right]$$
oe qui donne :
$$AP = \left[(R+d) + \frac{(Y-y)^2}{2(R+d)} - \frac{Y^2}{2R} \right]$$

$$d^{1}où \quad \mathcal{A}_{1}(P) = \int_{0}^{\infty} F(Y) e^{-\frac{1}{2}\frac{\pi}{\lambda} \frac{Y^2}{R}} e^{\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(Y-y)^2}{2(R+d)} - \frac{Y^2}{2R} + (R+d) \right]} dY$$

Lors de la deuxième pose à l'enregistrement de l'hologramme l'ordonnée Y est changée en Y + R \propto cos θ mais θ est petit donc $Y'=Y+R \propto$ car le terme en $\frac{R \propto \theta^2}{2}$ est du troisième ordre.

$$\mathcal{A}_{2}(P) = \int_{0}^{P} F(Y') e^{-\frac{iy}{\hbar} \frac{\prod_{k=1}^{N} \frac{(Y'-R\alpha)^{2}}{R}}{R}} e^{\frac{P}{\hbar} \frac{2\pi}{\hbar} \left[\frac{(Y'-R\alpha-\frac{y}{2})^{2}}{2(R+d)} - \frac{(Y'-R\alpha)^{2}}{2R} + (R+d) \right]} dY'$$

Soit en regroupant les termes semblables : $\mathcal{F}_{2}(P) = \int_{C} F(Y') e^{-\frac{1}{2} \frac{\pi}{A} \frac{V'^{2}}{R}} e^{\frac{1}{2} \frac{2\pi}{A} \left[\frac{(Y'-y)^{2}}{2(R+d)} - \frac{V'^{2}}{2R} + (R+d) \right]}$

$$e^{j\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{Y'R\alpha+2\alpha Y'd}{(R+d)}\right]}e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{2R\alpha^{\ell}(R+d)-R^{2}\alpha^{2}}{2(R+d)}\right]}e^{j\frac{2\pi}{\lambda}\frac{R\alpha Y}{R+d}}dY'$$

Dans cette expression générale de l'amplitude prenons
$$d = -\frac{R}{2}$$

On obtient alors : $f_{2}(P) = \int_{A} F(Y') e^{-\frac{i}{2}\frac{\pi}{A}} \frac{Y'^{2}}{R} e^{\frac{i}{2}\frac{2\pi}{A}\left[\frac{(Y'-Y)^{2}}{R}^{2} - \frac{Y'^{2}}{2R} + \frac{R}{2}\right]} e^{\frac{i}{2}\frac{2\pi}{A}(2\alpha Y)} dY'$

L'holographie permet de faire la somme des amplitudes complexes. Aussi la restitution de l'hologramme donne la somme : $\mathcal{H}_{p}(P)+\mathcal{H}_{p}(P)$

soit: A(P)=
$$\left(1+e^{\frac{i}{\hbar}\frac{4\pi \psi\alpha}{\lambda}}\right)\int_{\infty} F(\gamma) e^{-\frac{i}{\hbar}\frac{\pi}{\lambda}\frac{\gamma^2}{R}} e^{\frac{i}{\hbar}\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{(\gamma-\psi)^2}{R}-\frac{\gamma^2}{2R}+\frac{R}{2}\right]} d\gamma$$

En effet dans l'expression de \mathcal{A}_2 (P) l'intégrale est identique à la précédente à un facteur de phase près indépendant de Y.

Dans le plan situé à $-\frac{R}{2}$ un système de franges rectilignes apparaît donc. Elles sont parallèles aux génératrices du cylindre et leur pas a pour expression :

Cette expression est semblable aux franges d'un coin d'air en réflexion d'angle au sommet α . On peut aussi trouver une analogie avec l'expression de l'interfrange dans le cas de la translation perpendiculaire à l'axe du montage. En effet pour un déplacement linéaire R α à une distance $\frac{R}{2}$ l'interfrange aurait pour expression $\nu = \frac{\lambda}{R} \frac{R}{\alpha}$, équivalant à $\frac{\lambda d}{4}$ avec $\frac{R}{3} = R\alpha$. Examinons l'intégrale pour la valeur $d = -\frac{R}{2}$

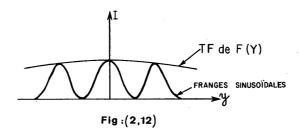
$$\int_{\mathfrak{D}} F(Y) e^{-\frac{i}{\lambda} \frac{\pi}{A} \frac{Y^{2}}{R}} e^{\frac{i}{\lambda} \frac{2\pi}{A} \left[\frac{(Y-Y)^{2}}{R} - \frac{Y^{2}}{2R} + \frac{R}{2} \right]} dY =$$

$$\int_{\mathfrak{D}} F(Y) e^{-\frac{i}{\lambda} \frac{4\pi Y}{AR}} e^{\frac{i}{\lambda} \frac{2\pi}{A} \left(\frac{Y^{2}}{R} + \frac{R}{2} \right)} dY$$

Le terme $e^{\frac{i}{\hbar}\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{y^2}{R}+\frac{R}{2}\right)}$ ne dépend pas de Y aussi il peut sortir de l'intégrale, ce qui $e^{\frac{i}{\hbar}\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{y^2}{R}+\frac{R}{2}\right)}\int_{\mathfrak{D}}\mathsf{F}(\mathsf{Y})\ e^{-\frac{i}{\hbar}\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{y\mathsf{Y}}{R}\right)}\ \mathsf{d}\mathsf{Y}\,.$

Cette expression n'est autre que la transformée de Fourier de la répartition aléatoire F(Y) à la distance $-\frac{R}{2}$ •

Cette répartition caractérise le fond uniforme restitué. Les franges sinusoïdales sont donc modulées par la transformée de Fourier de F(Y) (Fig. 2, 12).



11,3.3. Explication à deux dimensions du phénomène

Considérons deux points sources cohérents entre eux et monochromatiques. Dans un plan (π) situé à une distance D du plan des sources il existe un système de franges rectilignes parallèles à l'axe 0' ∞ . Ces franges sont du type franges d'Young. Si la distance entre les sources est d, l'interfrange dans le plan (π) a pour expression $\lambda = \lambda \mathcal{D}$. (Fig. 2,13). L'intensité résultante dans le plan (π) est sinusoïdale :

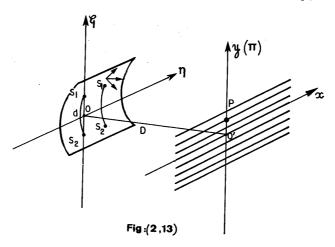
(II-12)
$$I(y) = 4 \cos^2 \frac{\pi y d}{\lambda D}.$$

L'interfrange n'est fonction que de D et d.

Au centre en y=o l'intensité est toujours maximale, d'où une frange centrale claire.

Supposons que nous translations le plan des sources dans la direction η . La figure d'interférence sera translatée dans la direction x, à condition que la relation de phase entre les sources soit invariable. On aura toujours une frange claire au centre. L'interfrange est toujours identique à ce qu'il était précédemment. Supposons maintenant que nous ayons un ensemble de dipoles optiques indépendants les uns des autres et répartis le long de l'axe. La seule analogie entre les dipoles est que la distance entre les sources homologues reste identique au déplacement imposé à l'enregistrement de l'hologramme. En réalité un diffuseur est un ensemble de sources possédant chacune une phase déterminée indépendante de la distance entre deux points considérés mais dépendant essentiellement de la structure aléatoire du diffuseur. Cependant lors d'un déplacement du diffuseur la phase supplémentaire imposée n'est

fonction que du déplacement et non de la structure de celui-ci. Si l'axe des sources 0 7 est parallèle aux génératrices du cylindre, le système de franges restitué sera identique pour tous les dipoles optiques et les franges obtenues seront parallèles aux génératrices de ce dernier. Si l'on considère les dipoles se trouvant sur une autre génératrice, ils vont donner la même figure d'interférence car le décalage en ordonnée faisant apparaître une différence de marche supplémentaire est compensé par le décalage en profondeur des deux points sources.



II,3.4. Résultats

La figure 2,14 montre un système de franges de rotation. L'objet d'amplitude se trouve sur le cylindre diffuseur. Le léger flou observé sur le bord de l'objet correspond au fait que la localisation des franges se fait à $-\frac{R}{1}$ en arrière de la surface diffusante. Le cylindre a un rayon de 5 cm, les franges sont don $\frac{1}{2}$ 2,5 cm de l'objet. La profondeur de champ de l'objectif de restitution permet de voir à la fois les franges et l'objet.

La figure 2,15 donne une représentation de la variation de l'interfrange $(\dot{\nu})$ des franges de rotation en fonction d'un déplacement (L). Les angles \propto restent très faibles, de l'ordre de la minute d'arc. Par des moyens simples il était impossible de les mesurer avec grande précision. L'expérience a montré que le moyen le plus rationnel pour la mesure de telles valeurs consistait à transformer la lecture d'angles en lecture de longueurs appréciables.

Pour ce faire un bras de levier a été positionné suivant un rayon du cylindre. Sa longueur est de 10 cm à partir du centre. Le bout du bras appuie sur une pointe de comparateur. Un comparateur classique permet de déceler aisément des variations de longueur de l'ordre du 1/100 de mm.

 $1/100~{\rm de}$ mm correspond à une rotation de 3 x 10^{-4} radian. Ceci est donc suffisant pour mesurer les angles.

Sur la courbe (Fig. 2,15) l'axe des abscisses est donc gradué en millimètres. Le tableau de la figure 2,15 indique les valeurs mesurées expérimentalement sur le négatif du film (restitution dell'hologramme à l'aide d'un appareil photographique). Ces résultats sont obtenus avec un microscope à oculaire micrométrique. Les chiffres placés dans la première colonne ne correspondent à l'interfrange qu'à un facteur constant près dû au grandissement du microscope.

L représente les valeurs lues au comparateur, α l'angle de rotation correspondant. Le calcul précédent (II.3.3) montre que l'interfrange a pour expression $\nu = \frac{\lambda}{2\alpha}$ avec $\alpha = \frac{L}{R}$, R₁ rayon du bras de levier. Il est donc commode par ce dispositif de vérifier que le produit $\nu = \frac{1}{2\alpha}$ est constant.



Fig: (2,14)

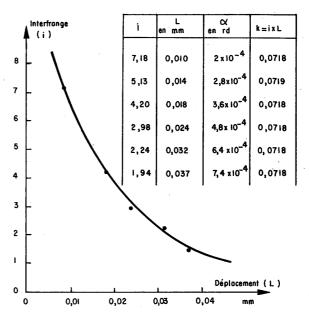


Fig:(2,15)



III - DÉFORMATION ET DÉPLACEMENTS

III, I. CRITERES DE NON DÉFORMATION [20] [21]

Il existe plusieurs critères de non déformation d'un système, en particulier l'analyse de la visibilité des franges dans l'ordre zéro.

En effet, dans le cas de montages à référence inclinée il y a séparation des images restituées (montage de Leith et Upatnieks).

A la restitution trois images sont obtenues : l'image de la source dans l'ordre zéro, l'image directe dans l'ordre plus un, et l'image conjuguée dans l'ordre moins un.

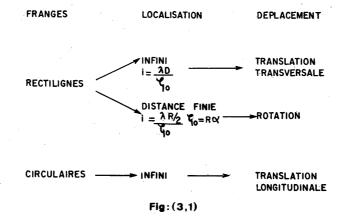
Prenons par exemple le cas de la translation transversale. A la restitution un système de franges rectilignes se localise sur l'image de la source en dehors des images d'ordre

plus un et moins un. Ceci correspond en fait aux interférences entre deux sources dont la distance est égale au déplacement. Cependant il faut remarquer que ceci n'est valable que dans le cas où le déplacement est pur, c'est-à-dire non perturbé par des déformations supplémentaires.

Dans le cas contraire le contraste de ces franges décroît très vite. Finalement la difficulté de ce critère réside dans l'appréciation du contraste des franges dans l'ordre zéro.

L'aspect des franges de l'ordre plus un et moins un peut rester identique car le champ d'observation est petit, en particulier si le déplacement n'est pas global ces franges peuvent être par exemple des hyperboles très étalées.

L'étude que nous venons de faire permet d'établir un autre critère de non déformation à partir de l'analyse densitométrique du pas des franges et de leur localisation. Un tableau récapitulatif montre les diverses possibilités envisageables (Fig. 3,1).



III,2. CONCLUSION

Toute cette étude préliminaire a pour but de s'affranchir des franges de déplacement du diffusant. Lorsque les déplacements sont entachés de déformations, l'exploitation quantitative des hologrammes devient quelque chose de plus compliquée car on ne peut pas séparer facilement les franges d'égales inclinaisons des franges d'égales épaisseurs [18] [19].



IV - REMARQUE SUR LA ROTATION

IV.1. COMPLÉMENT SUR LA ROTATION

Nous avons vu au paragraphe II-3 que dans la rétrodiffusion, une rotation du cylindre donne à la restitution un système de franges rectilignes localisé à $\frac{R}{2}$ (R rayon de cylindre) du plan tangent au cylindre et perpendiculaire à l'axe de montage.

Le plan de localisation est donc déterminé par le rayon du cylindre diffuseur. Dans certains cas, afin de permettre une étude plus approfondie du système de franges d'un objet de phase il est commode de pouvoir former dans le plan de l'objet un système de franges rectilignes. Il y a alors modulation du système de franges par l'objet de phase.

L'analyse quantitative du phénomène à étudier se fait donc au voisinage de la déformation des franges rectilignes, l'interfrange de ces dernières correspondant à une différence de marche de λ (longueur d'onde d'éclairage). Cela permet la détection de faibles gradients d'indice qui n'apparaîtraient que peu clairement sur fond uniforme.



V - COMPOSITION DE PLUSIEURS SYSTÈMES DE FRANGES

V,1. MODULATION D'UN SYSTÈME DE FRANGES PAR UN OBJET DE PHASE

Nous devons examiner d'une façon plus exacte les différents plans de localisation de franges. En effet l'expérience a été faite à l'aide d'un cylindre rétrodiffuseur utilisé sur la partie convexe.

Une rotation du cylindre donne dans ce cas un système de franges rectilignes localisé en arrière de la surface diffusante par rapport au faisceau incident. Si nous interposons entre les deux poses, à l'enregistrement de l'hologramme, un objet de phase à proximité du diffusant, il ne doit pas y avoir modulation théoriquement puisque les plans de localisation sont décalés spatialement. L'expérience prouve que si le plan des franges de rotation se situe non loin de l'objet de phase la modulation apparaît.

L'hologramme est enregistré et développé ; nous raisonnons sur les différentes images restituées.

Supposons que la mise au point soit faite dans le plan des franges (Fig. 5, 1), les rayons lumineux qui interviennent s'appuient sur le bord de la pupille de restitution : ces rayons proviennent de deux points du diffusant A et A'. Les deux rayons parallèles incidents tombant sur le diffusaur en A et A' traversent l'objet en B et B'. Les épaisseurs respectives dans l'objet sont e_{i} et e_{i}' . De même les rayons diffusés en C et C' mettent en jeu les épaisseurs e_{2} et e_{2}' .

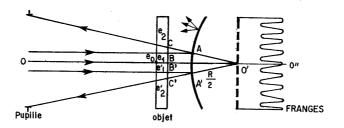


Fig:(5,1)

Si $\delta = m(e_1 - e_4')$ et $\delta = m(e_2 - e_2')$ sont petits par rapport à la longueur d'onde, c'est-à-dire si l'objet de phase présente une variation lente de phase, on peut admettre que la différence de marche introduite sur le rayon moyen par l'objet est

$$\delta = 2(n-1)e_0$$
.

Ceci signifie, puisque la mise au point se fait sur le système de franges rectilignes, qu'une phase supplémentaire due à l'épaisseur moyenne e_0 de l'objet s'ajoute à la phase du point correspondant dans le plan des franges de rotation. Si l'ouverture de la pupille reste faible il y a modulation du système de franges de rotation par l'objet de phase puisque chaque point dans le plan des franges correspond à une région étroite de l'objet. Si la pupille se déplace les franges se déforment à cause de la variation de e_0 suivant la direction moyenne. Si au contraire la pupille est très ouverte ou l'objet situé loin du diffuseur, les points e_0 0 et e_0 1 caractérisent deux zones de l'objet très distantes de la zone moyenne (Fig. 5,2), alors chaque point du système de franges est affecté d'une phase supplémentaire correspondant à toutes les variations de phase de l'objet, donc brouillage des franges.

Les conditions nécessaires pour avoir modulation sont donc :

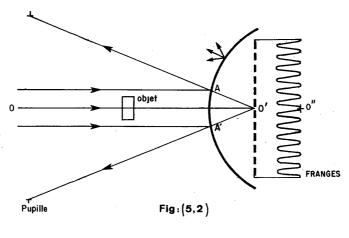
- la pupille de restitution doit être peu ouverte
- les variations de phase de l'objet doivent rester lentes compte tenu de la distance objet-diffuseur.

Ces différentes hypothèses sont semblables à celles du paragraphe I-2 :

- a Exemple statione
 - objet de phase en fond uniforme (Fig. 5,3)
 - objet de phase identique au précédent en présence de franges de fond dues à la rotation du cylindre (Fig. 5,4).
- b Exemple dynamique
 - jet de gaz supersonique d'air comprimé en teinte plate (Fig. 5,5)
 - jet de gaz supersonique en présence de franges de fond dues à la rotation du cylindre (Fig. 5,6 et 5,7) (Rotation différente entre les deux figures).

Les déformations de franges se trouvant au-dessus du jet principal correspondent à un jet secondaire.

Le premier exemple a été réalisé à l'aide d'un laser à argon ionisé sur la raie 4880 Angströmstandis que le deuxième a imposé l'utilisation d'un laser à rubis déclenché sur la raie 6943 Angströms.



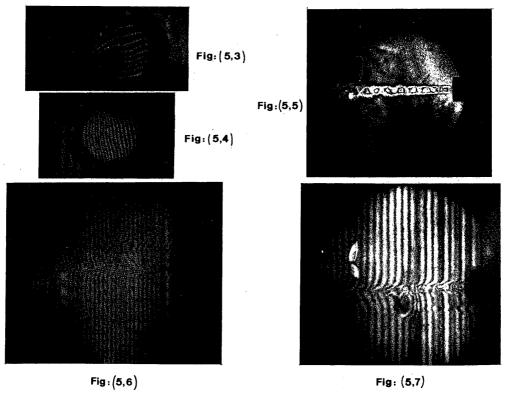


Fig: (5,7)

V.2. CONCLUSION

Toute cette étude a pour but de montrer l'influence des déplacements du diffuseur lors de l'enregistrement de l'hologramme. Dans le cas des turbomachines le diffuseur lié à la veine d'expérience vibre. Aussi les systèmes de franges de l'objet de phase et de vibration du diffuseur vont se superposer. Les aérodynamiciens s'intéressent plus particulièrement à l'écoulement aérodynamique autour des aubes de turbine. Le problème consiste donc à savoir reconnaître les franges du phénomène des franges du déplacement afin de permettre un dépouillement plus aisé.



VI - EXPÉRIENCE

VI,1. INTRODUCTION [25] [26]

L'expérience consiste à visualiser un écoulement aérodynamique dans un compresseur fixe. Un compresseur sert à augmenter la vitesse d'un gaz. Un tube cylindrique d'environ 30 cm de diamètre conduit l'écoulement avec une pression de 6 à 8 bars. A un endroit déterminé se trouve une grille d'aubes accélératrice. C'est un cylindre opaque sur lequel sont rapportés des aubages. L'écoulement passe donc entre le cylindre de la soufflerie (β 30 cm) et le moyeu (β 25 cm). Cette couronne a une surface très inférieure à celle de la veine amont. La pression génératrice étant constante et le débit constant, le gaz aura une vitesse plus grande dans l'étranglement que dans la veine amont. Cette vitesse pour une pression génératrice de 6 bars est supersonique. Les aubes rapportées permettent de changer la direction des vitesses, leurs inclinaisons étant de l'ordre de 30° par rapport à l'axe. Le vitesse étant supersonique, des ondes de choc s'accrochent au bord d'attaque des aubages.

La direction des chocs peut changer en fonction de la direction de l'écoulement initial. En effet, une première grille accélératrice est placée en amont de la grille à étudier.

La position des aubes de la première grille peut changer par rapport aux aubes de la grille à étudier par simple rotation du cylindre sur lequel celles-ci sont rapportées.

Les aubages de la grille d'étude sont très rapprochés les uns par rapport aux autres. Les ondes de choc vont donc se réfléchir sur les aubes. Ce qui intéresse les aérodynamiciens c'est de visualiser l'écoulement autour du bord d'attaque de l'aube ainsi que l'écoulement dans le canal inter-aube. Pour l'instant dans l'état actuel des expériences deux sortes de grille sont étudiées :

- grille d'aubes triangulaires
- grille d'aubes circulaires.

Les expériences d'holographie ont été réalisées essentiellement sur une grille à aubes de forme circulaire.

Le moyeu est opaque et inaccessible, d'où la nécessité d'adapter un montage à rétrodiffusion utilisant la roue comme diffuseur. La visualisation se fait au travers d'un hublot cylindrique traité anti-reflet pour la longueur d'onde employée.

Nous détaillerons les divers montages utilisés ainsi que l'expérience proprement dite.

VI,2. DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

Le montage expérimental à rétrodiffusion est basé sur le principe d'un interféromètre à double traversée de l'objet de phase.

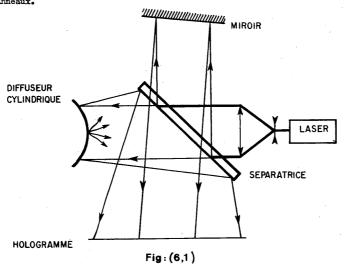
Deux montages ont été réalisés et leurs caractéristiques comparées.

VI,2.1. Montage de Michelson

C'est un interféromètre de Michelson dans lequel un diffuseur remplace un des deux miroirs. Le faisceau objet est constitué par le bras où se trouve le diffuseur et le faisceau de référence par l'autre trajet (Pig. 6,1). Le miroir de la référence est légèrement incliné (15°) par rapport à sa normale afin de se mettre dans les conditions de montage à référence inclinée et ainsi permettre une meilleure séparation des images restituées. La différence essentielle entre cet appareil et un interféromètre conventionnel réside dans le fait que les pièces optiques n'ont pas besoin d'une qualité interférométrique.

En effet, en holographie deux surfaces d'onde non contemporaines peuvent interférer, la forme de ces surfaces n'a pas besoin d'être parfaite mais il suffit qu'elle se conserve au cours du temps. Un déphasage introduit par un objet de phase fait apparaître une légère modification de l'une d'entre elles. La restitution permet alors de mettre en évidence ce déphasage supplémentaire.

Cet appareil est du type Michelson car pour une translation longitudinale du diffuseur on obtient un système d'anneaux comparables à ceux du dit interféromètre préalablement réglé en anneaux.



Revenons au montage holographique par lui-même : le faisceau d'étude et le faisceau de référence doivent avoir des intensités très différentes afin que le réseau de microfranges situé dans le plan del'hologramme ne soit pas à minimum nul.

Cependant pour réussir d'autant mieux un hologramme il est nécessaire d'avoir des temps de pose les plus brefs possibles. En effet, si le système de microfranges se déplace ou se déforme pendant la pose à l'enregistrement de l'hologramme, la plaque photographique va intégrer le déplacement ou la déformation. Supposons que nous ayons affaire à une translation globale du système. Si cette translation est supérieure à une demi-frange du réseau les interférences se brouillent et il n'y a plus d'hologramme.

De toute façon si le système se déplace d'une quantité aussi faible soit-elle, le contraste de l'objet restitué décroft très vite. Ce genre de montage a pour but de fonctionner en soufflerie aérodynamique, aussi est-il nécessaire d'avoir des temps de pose très courts.

Afin de perdre le moins possible de lumière des modifications ont d \hat{a} être apportées pour pallier cette difficulté.

VI,2.2. Montage utilisé en soufflerie aérodynamique

Afin d'augmenter la luminosité du faisceau objet, la lame séparatrice est remplacée par un miroir partiellement réfléchissant au centre (Fig. 6,2 - 6,3 et 6,4). La lumière rétrodiffusée se réfléchit donc sur le miroir central sans perte de 50%.

La référence est prise directement par réflexion sur la partie centrale de cette lame. Le support de verre de la séparatrice a une certaine épaisseur, il y a donc deux réflexions : une sur la face avant et une sur la face arrière. Pour éviter d'avoir ainsi deux faisceaux de référence le filtrage de l'un des deux faisceaux a été réalisé à l'aide d'une lentille de 30 centimètres de distance focale et d'un trou de 1 millimètre de diamètre situé au foyer de cette lentille. Ce diaphragme est monté sur une platine (x, y) pour permettre son positionnement. On ne laisse ainsi passer qu'un seul faisceau.

Marche des rayons (Fig. 6,2) :

- Faisceau d'étude : la lumière émise par le laser est étalée par une divergente d'entrée sur la partie centrale de la séparatrice. Une lentille en forme un faisceau cylindrique qui tombe sur le diffuseur. Après diffusion, la lumière retraverse la lentille et est reprise par le miroir central qui la dirige sur l'hologramme.
- Faisceau de référence : la lumière, étalée par la divergente d'entrée, est réfléchie par la partie centrale de la lame à 45° et, par un jeu de lentilles et de miroirs, vient se superposer au faisceau objet dans le plan de l'hologramme.

L'angle entre les deux faisceaux est de l'ordre de 150.

Nous venons de voir l'importance des vibrations, au paragraphe VI.2.1, du montage pour la réalisation de bons hologrammes.

Le montage par lui-même est fixe, seul le diffuseur (moyeu porteur d'aubages) peut vibrer.

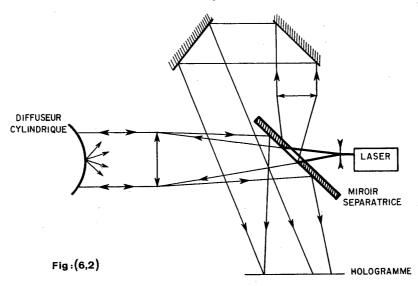
Ceci entraîne dans le plan de l'hologramme un système de microfranges peu stable. Il faut donc remédier à cet inconvénient. L'emploi d'un laser pulsé s'impose alors.

Ceci n'est cependant pas encore suffisant. En effet on s'affranchit des vibrations pendant la pose à l'enregistrement del'hologramme mais on ne s'affranchit pas des déplacements entre les deux poses.

Pour limiter, sans évidemment les supprimer, les déplacements relatifs entre le diffuseur et le montage, ce dernier est suspendu à la veine d'expérience par deux colliers en Dural de 40 millimètres d'épaisseur (Fig. 6,5).

Ainsi le montage va suivre sensiblement les mouvements d'ensemble de la veine à fortiori du diffuseur. Par contre les vibrations locales de la soufflerie perturbent l'obtention d'hologrammes à fond uniforme.

Le champ de visualisation est de 60 millimètres.



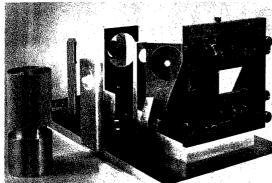


Fig: (6,3)

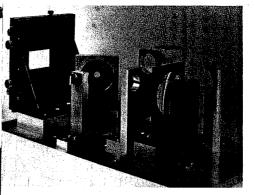


Fig: (6,4)

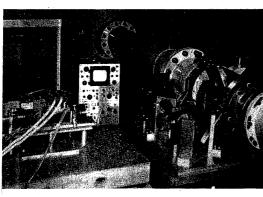


Fig:(6,5)

VI,2.3, Le moyeu

Le moyeu est un cylindre qui peut être soit en Dural soit en Acier, sur lequel une grille d'aubes est rapportée. Le métal est rendu diffusant par un dépolissage grossier de sa surface à l'aide d'une toile abrasive. L'intérêt d'utiliser la diffusion d'une surface n'impose aucune condition particulière quant à la forme de celle-oi (Fig. 6,6).

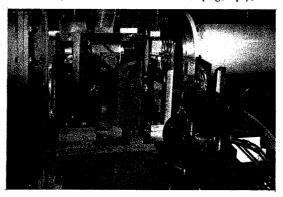


Fig: (6,6)

La strioscopie, qui permet également la visualisation dans cette soufflerie, impose au contraire un moyeu parfaitement poli pour permettre la réflexion et une optique cylindrique. Lorsque les surfaces ont une forme géométrique simple (plan, sphère, cylindre) il est toujours possible par une optique appropriée d'obtenir des surfaces d'onde planes, sphériques ou cylindriques et ainsi pouvoir se réfléchir sur le moyeu.

Par contre lorsque la surface réfléchissante est quelconque il n'est pas question de réaliser une surface d'onde compliquée. Aussi le seul moyen d'utiliser la surface comme réflecteur est de la rendre diffusante. A ce moment là il n'existe aucune direction privilégiée de la lumière puisque si la diffusion est parfaite toutes les directions sont également probables.

Finalement, la forme de plus en plus compliquée des moyeux a imposé la mise au point de techniques de visualisation nouvelles telle l'holographie.

VI,2.4. Le laser

Les vibrations continuelles de la soufflerie déterminent l'emploi d'un laser à impulsion. C'est un laser à rubis réalisé et construit à l'O.N.E.R.A. (Fig. 6,5). Il utilise comme moyen de déclenchement un absorbant saturable (cryptocyanine) c'est-à-dire un corps chimique positionné dans la cavité laser qui ne devient transparent que pour un seuil déterminé d'énergie.

Le laser doit satisfaire plusieurs conditions pour son utilisation en holographie. A chaque pose, l'émission d'une impulsion unique s'impose. Ce qui implique un blocage rigoureur de la cavité. En effet, si le laser émet un train d'impulsions, chaque pic va donner lieu à un hologramme. Tous ces enregistrements se superposent.

Si le phénomène est stationnaire au cours du temps, l'addition de toutes les amplitudes restituées par de l'hologramme donne l'objet de phase en teinte de fond uniforme. Si au contraire le phénomène est fluctuant, des franges dues à de l'interférométrie différentielle temporelle vont apparaître.

Une seconde condition qui nécessite l'emploi du laser pulsé en holographie réside dans le fait que la longueur de cohérence de celui-ci est suffisante, de l'ordre de quelques

centimètres. Dans le cas où le laser est rigoureusement monomode, la longueur de cohérence est égale à la longueur de l'impulsion à mi-hauteur. En général des longueurs de cohérence de quelques mètres sont réalisées.

Dans le cas contraire les différents modes longitudinaux de la cavité sont séparés en fréquence de $\frac{C}{2L}$ (L longueur de la cavité et C célérité de la lumière). Leurs fréquences étant ainsi légèrement différentes des battements vont apparaître, ce qui se traduit à la restitution de l'hologramme par un fond marbré. Il faut donc sélectionner les différents modes de la cavité, car la présence de plusieurs oscillations entraîne une décroîssance rapide de la longueur de cohérence.

A - Sélection des modes

a - Modes longitudinaux:

La sélection des modes longitudinaux s'effectue en positionnant en aval du miroir de sortie du laser un interféromètre de Fabry-Pérot qui ne laisse passer qu'une seule raie.

b - Modes transversaux :

Les oscillations peuvent se produire en diagonale dans le cristal de rubis. On est donc amené à choisir une seule direction d'oscillation. Ceci est réalisé en plaçant un trou dans la cavité laser. Afin de permettre une bonne sélection, ce diaphragme est disposé sur une platine à deux mouvements (x,y). Il est donc possible de choisir telle ou telle région du rubis. De plus il est commode d'utiliser un trou de diamètre variable afin de régler en même temps l'énergie délivrée. L'expérience a prouvé que, pour un barreau de rubis de 9,5 mm de diamètre, un trou de 2 mm de diamètre convenait parfaitement.

B - Caractéristiques du laser

Les diverses caractéristiques ainsi obtenues après sélection des différents modes sont les suivantes :

Longueur de cohérence : 40 centimètres Puissance crête sur une impulsion : 10 mégawatts Durée d'une impulsion : 20 nanosecondes

Pour observer le signal de sortie, une cellule de contrôle est positionnée derrière le laser et reliée à un oscilloscope. Enfin le laser est désolidarisé de la table de montage pour limiter l'influence des vibrations de la veine d'expérience sur le réglage de la cavité.

VI,2.5. Détermination de la longueur de cohérence d'un laser à impulsion

Nous venons de voir que la sélection des modes influence l'obtention d'une longueur de cohérence suffisante. Lorsque la sélection de modes n'est pas parfaite, la longueur de cohérence dépend de beaucoup de facteurs et il est très difficile par le calcul de prévoir le résultat. On peut donner une limite supérieure et une limite inférieure mais la détermination exacte ne peut se faire que par une mesure expérimentale. Aussi nous donnerons, dans le cadre de cet exposé, une méthode simple utilisant l'holographie qui permet de déterminer avec une assez bonne précision la longueur de cohérence d'un laser à impulsion.

Le montage utilisé est celui de la figure 6,2 décrit au paragraphe VI.2.3. Le diffuseur cylindrique est remplacé par une règle graduée linéaire inclinée d'un angle $\, \bowtie \,$ par rapport à l'axe optique. Des traits équidistants sont rapportés sur ce nouveau diffuseur (Fig. 6,7).

La règle est placée de telle façon que la première graduation corresponde à la différence de marche nulle entre le faisceau d'étude et le faisceau de référence. Il suffit donc d'enregistrer un hologramme à une seule exposition de la règle (Fig. 6,8).

A la restitution le nombre de traits visibles caractérise la moitié de la longueur de cohérence en tenant compte de la distance apparente entre deux traits (due à l'angle \propto

(Fig. 6,9). A partir du moment où les traits ne sont plus visibles deux cas peuvent se produire :

- a ou bien la longueur de cohérence est effectivement déterminée et le problème est résolu
- b ou bien le contraste des traits trop éloignés devient pratiquement nul, l'hologramme recevant très peu de lumière de cette région du diffuseur. Dans ce das il faut mesurer la longueur correspondant au nombre de graduations observables puis modifier le rapport entre les chemins optiques du faisceau objet et de la référence de telle façon que la première graduation de la règle corresponde à la différence de marche trouvée. L'expérience doit se poursuivre jusqu'à extinction du contraste des traits.
 - Il faut noter enfin que la distance correspondant au nombre de graduations doit être multipliée par deux car le montage fonctionne en rétrodiffusion.

La longueur de cohérence est ainsi définitivement déterminée.

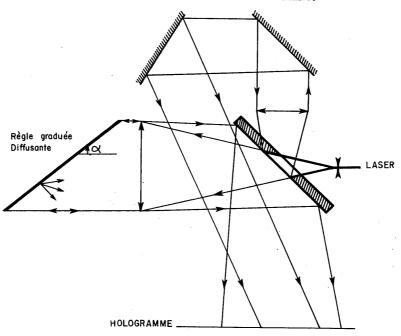


Fig: (6,7)

Δχ.

REGLE GRADUEE DIFFUSANTE

I = 2(n-1) Δ α cos α
n= nombre de traits visibles

Fig: (6,9)

Δx₂1cm

VI.3. EXPÉRIENCE

VI,3.1. Conditions expérimentales

Les vibrations et les déformations du diffuseur (moyeu porteur d'aubages), nécessitent l'emploi du laser à impulsion défini au paragraphe VI.2.4). La technique holographique employée est celle de la double exposition sur la même plaque photographique.

Trois façons différentes de procéder sont possibles :

- a Une pose à l'arrêt de la soufflerie, celle-ci étant froide.

 Une pose en soufflage après amorçage de la grille. L'inconvénient réside dans le fait que des franges supplémentaires relatives aux échauffements thermiques et à la dilatation du moyeu sont visualisées. En effet la température s'élève en moyenne de 20°C à 130°C.
- b Deux poses en soufflage à deux instants différents, la soufflerie s'étant stabilisée en température.

Les causes de franges parasites dues aux échauffements sont donc éliminées partiellement.

- Si l'écoulement était stationnaire au cours du temps, l'interféromètrie holographique à double exposition en soufflage devrait donner une teinte uniforme à la restitution dell'hologramme. En réalité, l'écoulement aérodynamique ainsi que la température sont fluctuante au cours du temps. Une visualisation par cette méthode est donc possible. Le résultat obtenu présente quelques difficultés d'interprétation puisque l'on visualise dans ce cas la dérivée par rapport au temps du phénomène (holographie différentielle temporelle).
- c Une pose en soufflage après stabilisation en température de la veine d'expérience. Une pose tout de suite après l'arrêt du soufflage. Dans ce cas nous faisons de l'interférométrie holographique et ainsi le phénomène aérodynamique doit apparaître plus clairement, les franges d'échauffement étant sensiblement éliminées, la seule cause d'erreur restant due au déplacement du diffuseur entre les deux poses, d'où l'étude faite au début de cet exposé.

VI.3,2, Caractéristiques de la veine d'expérience

Le soufflage s'effectue donc à une température avoisinant 130°C et la pression génératrice peut varier entre 6 et 8 bars. La grille annulaire est amoroée (c'est-à-dire que des chocs se produisent autour des aubes) pour une pression génératrice de 6 bars. Au cours du soufflage deux causes de difficultés peuvent se produire:

- a Le hublot de visualisation étant soumis à des contraintes très importantes peut présenter de la bi-réfringence artificielle. Ceci diminue l'intensité du faisceau objet car le laser a une polarisation rectiligne.
- b Une condensation de vapeur d'eau peut apparaître aussi bien sur le hublot que sur le moyeu (ce qui modifie l'état de diffusion du diffuseur).

Les plaques holographiques utilisées sont des plaques Agfa-Gevaert 10 E 75 révélées dans le Methinol U pendant trois minutes. Si la puissance du laser n'est pas suffisante pour impressionner une plaque il est toujours possible de faire une pré-exposition pour amener celle-ci au seuil de sensibilité.

VI,4. RÉSULTATS

La figure 6,10 montre un interférogramme obtenu par la troisième méthode, c'est-à-dire une pose en soufflage (la veine d'expérience à température constante) et une pose à l'arrêt immédiatement après soufflage. Des franges assez complexes apparaissent caractérisant les différents gradients d'indice dus aux déformations. Néanmoins l'onde de choc est observée sur la déformation continue du système de franges de part et d'autre du bord d'attaque de l'aube.

La figure 6,11 montre au contraire un interférogramme obtenu par double exposition en soufflage. Les marbrures dans le champ caractérisent les gradients de température apparus entre les deux poses. L'onde de choc se dessine nettement au même endroit que précédemment. Ce qui signifie que le phénomène est légèrement fluctuant puisque la visualisation par l'holographie différentielle temporelle donne un résultat. Ces deux expériences ont été réalisées avec le montage holographique sclidaire de la veine d'expérience. Une série d'expériences ont été reprises avec le montage désolidarisé. Le résultat fut négatif car les déplacements du diffuseur étaient trop importants.

Cette méthode de visualisation est un moyen expérimental d'approcher le phénomène aérodynamique. Pour l'instant l'holographie à rétrodiffusion est à l'état de préludes quant à la visualisation dans les turbomachines, cependant elle marque une étape pour la visualisation sur un moyeu de forme quelconque.

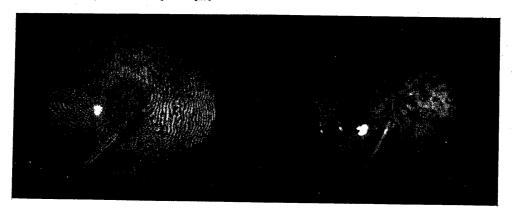


Fig: (6,10)

Fig:(6,11)



VII - CONCLUSION

Les résultats obtenus montrent la complexité d'interprétation des interférogrammes compte tenu des conditions expérimentales particulièrement sévères :

- échauffements de la soufflerie
- déformations et déplacements du moyeu diffuseur.

L'étude qualitative aussi bien que quantitative de certains réseaux de franges restitués a permis de mettre en évidence les déplacements caractéristiques d'ensemble du diffuseur cylindrique. Il reste néanmoins une difficulté insurmontable actuellement, à savoir la séparation de plusieurs systèmes de franges superposés résultant de gradients d'indice introduits par divers paramètres dynamiques autres que les déplacements de diffuseur.

Toutefois le travail accompli dans la grille annulaire supersonique F A 21 S à la centrale de Palaiseau de l'O.N.E.R.A. constitue une première étape en vue de visualiser les écoulements aérodynamiques dans les machines tournantes.

Pour ces dernières il est possible de donner quelques prévisions d'avenir. En effet il n'est pas envisageable de faire de l'holographie à double exposition en introduisant entre les deux poses le phénomène à étudier car le moyeu tourne à grande vitesse. Ce qui paraît le plus rationnel serait de faire deux poses très rapprochées en soufflage. Seule l'holographie différentielle temporelle permettrait une telle visualisation. Le problème consiste donc à avoir deux impulsions consécutives. Un découpeur d'impulsion placé dans le faisceau du laser à rubis conviendrait parfaitement. Deux impulsions de quelques nanosecondes découpées sur une impulsion large d'intensités égales et distantes d'un intervalle de temps compris entre une nanoseconde et 20 nanosecondes, réglable à volonté, ayant de plus des propriétés de cohérence suffisantes, permettraient l'application aux turbomachines. Actuellement de tels lasers sont déjà réalisés. En France, Bret, Paques et Smigielski utilisent ce type d'appareil.

Entre les deux impulsions le moyeu a tourné d'une certaine quantité, fonction de la vitesse de rotation de la turbine et de l'écart de temps séparant les deux pics. À la restitution de l'hologramme un réseau de franges rectilignes localisé à R/2 (R rayon de la roue) apparaît. L'écoulement aérodynamique tourne avec le moyeu. Si le système global ne se déforme pas, c'est-à-dire diffuseur + écoulement, les franges obtenues seront effectivement rectilignes. Au contraire si l'écoulement n'est pas parfaitement stable (la figure 6,11 tend à le prouver) alors il y aura modulation du système de franges rectilignes par l'écoulement aérodynamique ou plus exactement par la dérivée par rapport au temps du phénomène puisque nous faisons de l'holographie différentielle temporelle.

Manuscrit remis le 4 janvier 1972.



VIII - RÉFÉRENCES

- [1] BRACEWELL R.N. The Fourier transform and its application McGraw Hill, Book Company, New-York (1965).
- [2] SOMMERFELD A. Mathematische Theorie der Diffraction Math. Ann., 47, p. 317 (1896).
- [3] WOLF E. and MARCHAND E.W. Comparison of the Kirchhoff and the Rayleigh-Sommerfeld theories of diffraction at an aperture J.O.S.A., 54, p. 587, (1964).
- [4] ARSAC J. Transformation de Fourier et théories des distributions Dunod (1961).
- [5] GABOR D. A new microscopic principle Nature, 161, p. 777-778 (1948).
- [6] GABOR D. Microscopy by reconstructed wave-fronts Proc. Phys. Soc., A, 197, p. 454-487 (1949).
- [7] GABOR D., STROKE G.W., ERUMM D., FUNKHOUSER A. and LABEYRIE A. Reconstruction of phase objets by holography Nature, 208, p. 1159-1162 (1965).
- [8] LEITH E.N. and UPATNIEKS J. Wave-front reconstruction with diffused illumination and three dimensional objects J.O.S.A., 54, p. 1295 (1964).
- [9] LOWENTHALS S. et BELVAUX Y. Holographie interférométrique en lumière diffuse C.R. Acad. Sc., Paris, 263, p. 9904 (1966).
- [10] LOWENTHAL S. et BELVAUX Y. Progrès récents en optique cohérente. Filtrage des fréquences spatiales. Holographie Revue d'Optique, 46, p. 1 (1967).
- [11] STRCKE G.W. and LABEYRIE A. Two beam interferometry by successive recording of intensities in a single hologram Appl. Phys. Letters, 8, p. 42 (1966).
- [12] FRANÇON M. Holographie Masson (1969).
- [13] VIENOT J.Ch., ROYER J. et SNIGIELSKI P. Holographie, applications Dunod (1969).
- [14] REINHEIMER C.J., WISWALL C.E., SCHMIEGE R.A., HARRIS R.J. and DUECKER J.E. Holographic subsonic flow visualization Applied Optics, vol. 9, n° 9, p. 2059 (1970).
- [15] BURCH J.M. and TOKARSKI J.M.J. Production of multiple beam fringes from photographic scatterers.

 Optica Acta, vol. 15, no 2, p. 101-111 (1968).
- [16] DEBRUS S., FRANÇON M., MALLICK S., MAY M. et ROBLIN M.L. C.R. Acad. Sc. Paris, 267, p. 1332-1334, série B, (1968).
- [17] DEERUS S., FRANÇON M. et MAY M. -C.R. Acad. Sc. Paris, 268, p. 317-320 (1969).
- [18] TSURUTA T., SHIOTAKE N. and MATSUDA K. Optica Acta, 16, nº 6, p. 709-722 (1969).
- [19] TSURUTA T., SHIOTAKE N. and ITOH Y. Option Acta, 16, nº 6, p. 723-733 (1969).

- [20] VIENOT J-Ch., FROELHY C., MONNERET J. and PASTEUR J. Hologram interferometry surface displacement fringe analysis as an approach to the study of mechanical strains and other applications to the determination of anisotropy in transparent objects.

 Comm. présentée au Symposium "on the engineering uses of holography", Glasgow, 17-20 sept. 1968.
- [21] VIENOT J-Ch., FROELHY J. et PASTEUR J. Etude des faibles déplacements d'objets opaques et de la distorsion optique dans les lasers à solide par interférométrie holographique.

 Comm. présentée au Symposium "on applications of coherent light", Florence, 23-27 sept. 1968 Optica Acta, vol. 16, nº 3, p. 343-362 (1969).
- [22] VIENOT J-Ch et MONNERET J. Interférométrie et photoélasticimétrie holographique Revue d'Optique, 46, p. 75 (1967).
- [23] MARQUET M., BOURGEON M.A. et SAGET J.C. -Revue d'Optique, 45, p. 501-506 (1966).
- [24] VIENOT J-Ch. et DUVERNOY J. Holographie en optique oylindrique C.R. Acad. Sc. Paris, 269, série B, p. 890-893 (1969).
- [25] PHILBERT M. et SURGET J. Application de l'interférométrie holographique en soufflerie Rech. Aérosp. nº 122, p. 55-60, (janv.-fév. 1968).
- [26] SURGET J. et CHATRIOT J. Cinématographie ultra-rapide d'interférogrammes holographiques.

 Rech. Aérosp. nº 132, p. 51-55, (sept.-oct. 1969).

