

50376
1991
160

65809

50376
1991
160-1

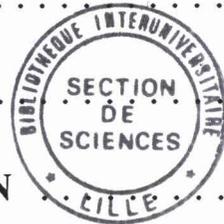
TABLE DES MATIERES

Liste des figures	1
INTRODUCTION GENERALE	3

Chapitre I

Méthodes et moyens d'analyse rapide

Notations principales	6
1. INTRODUCTION	7
2. PROCEDES OPTIQUES D'OBSERVATION	8
2.1 Ombroscopie	8
2.2 Strioscopie	9
2.3 Interférométrie	10
2.3.1 Interférométrie à faisceaux séparés	10
2.3.2 Interférométrie différentielle	12
2.4 Interférométrie holographique	15
3. DESCRIPTION DES MONTAGES OPTIQUES	16
3.1 Système "chronoloupe"	16
3.2 Montage "chronoloupe" bidirectionnel	17
3.3 Montage d'interférométrie différentielle	18
3.4 Double interférométrie simultanée	20
3.5 Interférométrie directe	22
3.5.1 Définition des éléments optiques	23
3.5.2 Choix du banc interférométrique	24
4. MESURE DE PRESSION INSTATIONNAIRE	25
4.1 Capteurs	26
4.1.1 Capteurs piézo-électriques	26
4.1.2 Capteurs à résistance variable	27
4.2 Instrumentation de la prise d'air	28



Chapitre III

Sillages

Notations principales	31
1. INTRODUCTION	32
2. APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE ULTRA-	
 RAPIDE	34
2.1 Dispositif expérimental	34
2.2. Mise en œuvre du système	35
2.2.1 Electronique de commande	35
2.2.2 Détermination du recalage temporel	35
2.3 Analyse des pressions moyennes	37
2.4 Analyse des pressions fluctuantes	38
2.5 Dépouillement des interférogrammes	39
3. APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE SIMULTANEE .	42
3.1 Dispositif expérimental	42
3.2 Synchronisation et enregistrement	43
3.2.1 Synchronisation des signaux	43
3.2.2 Analyse des pressions instationnaires	43
3.3 Méthode de dépouillement	44
3.4 Configurations à MACH subsonique	45
3.4.1 Reconstitution des champs de masse	
volumique à MACH 0,4	45
3.4.2 Reconstitution des champs de masse	
volumique pour MACH 0,55	46
3.5 Configurations à MACH transsonique	46
3.5.1 Interférogrammes à MACH 0,75	46
3.5.2 Dépouillement et comparaison à MACH 0,8 ...	47
4. APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE DIRECTE	48
4.1 Dispositif expérimental	48
4.2 Problèmes rencontrés	49
4.3 Enregistrements des interférogrammes	50

CONCLUSION 53

Annexe 1 56

Annexe 2 58

Bibliographie 60

Liste des figures

- Fig. 1.1 Méthode des ombres.
Fig. 1.2 Méthode des stries.
Fig. 1.3 Interféromètre de MICHELSON.
Fig. 1.4 Interféromètre de MACH-ZEHNDER.
Fig. 1.5 Interférométrie à réseau de diffraction.
Fig. 1.6 Polariscopes de SAVART et de FRANÇON.
Fig. 1.7 Biprisme de WOLLASTON.
Fig. 1.8 Interférométrie holographique.
Fig. 1.9 Système chronoloupe.
Fig. 1.10 Boîtier comportant les éclateurs et l'électronique de déclenchement.
Fig. 1.11 Plaques strioscopiques à couteaux horizontaux et verticaux.
Fig. 1.12 Montage chronoloupe bidirectionnel.
Fig. 1.13 Montage d'interférométrie différentielle ultra-rapide.
Fig. 1.14 Trajet des faisceaux lumineux.
Fig. 1.15 Montage d'interférogrammes simultanés.
Fig. 1.16 Trajets des rayons lumineux dans la lame séparatrice.
Fig. 1.17 Trajet optique des faisceaux sur le miroir - Vue de dessus de la veine d'expériences.
Fig. 1.18 Banc interférométrique. Trajet optique du premier montage.
Fig. 1.19 Banc interférométrique. Trajet optique du second montage.
Fig. 1.20 Vue de l'installation.
Fig. 1.21 Maquette et veine d'expériences.
Fig. 1.22 Position des prises de pression.
Fig. 1.23 Position des capteurs de pression instationnaire.
Fig. 3.1 Schéma de la maquette et vue de la veine d'expériences.
Fig. 3.2 Fonctionnement de la caméra ultra-rapide.
Fig. 3.3 Détermination du recalage temporel avec la turbine.
Fig. 3.4 Mise en évidence du retard en fonction de la fréquence de rotation.
Fig. 3.5 Evolution du coefficient de pression.
Fig. 3.6 Analyse du signal et synchronisation avec les interférogrammes.
Fig. 3.7 Amplitude de la fluctuation de pression instationnaire.
Fig. 3.8 Comparaison entre les ombroscopies et les interférogrammes.
Fig. 3.9 Interférogrammes. Franges horizontales ; $h/H = 1$.
Fig. 3.10 Ombroscopies ; $h/H = 1$.
Fig. 3.11 Interférogrammes. Franges horizontales ; $h/H = 0$.

- Fig. 3.12 Comparaison entre les interférogrammes ; $h/H = 0,75$.
- Fig. 3.13 Interférogrammes. Franges verticales ; $h/H = 0$.
- Fig. 3.14 Etalonnage du biprisme. Teinte de fond uniforme.
- Fig. 3.15 Dépouillement d'un interférogramme ; $h/H = 0,5$.
- Fig. 3.16 Evolution du champ de masse volumique ; $\Delta t = 57\mu s$, $h/H = 0,5$.
- Fig. 3.17 Evolution du champ de masse volumique ; $\Delta t = 57\mu s$, $h/H = 0,5$.
- Fig. 3.18 Synchronisation des signaux.
- Fig. 3.19 Enregistrement des interférogrammes ; $M_\infty = 0,55$; $N = 1852\text{Hz}$.
- Fig. 3.20 Méthode de dépouillement.
- Fig. 3.21 Abscisse ξ_0 obtenue par la méthode itérative ; $M_\infty = 0,40$.
- Fig. 3.22 Détermination de la teinte de fond ; $M_\infty = 0,40$.
- Fig. 3.23 Dépouillement des interférogrammes ; $M_\infty = 0,40$; $T = 185 \mu s$.
- Fig. 3.24 Comparaisons entre différents résultats.
- Fig. 3.25 Dépouillement des interférogrammes ; $M_\infty = 0,55$; $T = 0 \mu s$.
- Fig. 3.26 Dépouillement des interférogrammes ; $M_\infty = 0,55$; $T = 135 \mu s$.
- Fig. 3.27 Dépouillement des interférogrammes ; $M_\infty = 0,55$; $T = 270 \mu s$.
- Fig. 3.28 Dépouillement des interférogrammes ; $M_\infty = 0,55$; $T = 405 \mu s$.
- Fig. 3.29 Interférogrammes simultanés ; $M_\infty = 0,75$.
- Fig. 3.30 Dépouillement des interférogrammes ; $M_\infty = 0,80$; $T = 258 \mu s$.
- Fig. 3.31 Etalonnage du biprisme en teinte de fond.
- Fig. 3.32 Mise en évidence de l'uniformité de l'écoulement amont.
- Fig. 3.33 Interférogrammes ; $M_\infty = 0,20$; $M_\infty = 0,30$.
- Fig. 3.34 Interférogrammes ; $M_\infty = 0,40$; $M_\infty = 0,50$.
- Fig. 3.35 Interférogrammes ; $M_\infty = 0,30$; $M_\infty = 0,50$. Franges resserrées.
- Fig. 3.36 Interférogrammes ; $M_\infty = 0,30$; $M_\infty = 0,50$. Franges resserrées.
- Fig. 3.37 Courbes isochores ρ/ρ_∞ .
- Fig. 4 Application de l'interférométrie différentielle.

INTRODUCTION GENERALE

Parmi les méthodes optiques utilisées en mécanique des fluides, celles basées sur les variations d'indice du milieu présentent l'avantage d'être non intrusives. Jusqu'à un passé récent l'utilisation de ces méthodes avec des sources continues fournissait des informations moyennées dans le temps, ce qui ne permettait d'appréhender que les propriétés stationnaires des écoulements observés.

Par la suite, l'utilisation d'étincelle comme source lumineuse a permis la réalisation de visualisations instantanées. Ainsi par exemple, ont été mises en évidence des structures tourbillonnaires organisées dans des écoulements instationnaires à frontières fixes.

Depuis peu, le développement de nouvelles technologies contribue à mettre en œuvre des moyens de visualisations originaux permettant de reconstituer l'histoire des phénomènes en fonction du temps. Parmi les procédés de visualisation, certains ne donnent que des informations qualitatives, tandis que d'autres fournissent des informations quantitatives sur les variations d'indice, à partir desquelles on peut calculer la masse volumique.

Les travaux relatés dans ce document concernent notre contribution à l'analyse des phénomènes aérodynamiques rapidement variables à l'aide des méthodes optiques. Des techniques originales de visualisation basées sur l'interférométrie et plus particulièrement l'interférométrie différentielle à biprisme de WOLLASTON ont été développées. Dans certaines études les techniques optiques ont été associées à des mesures simultanées de pression instationnaire.

Le premier chapitre regroupe la description des principes optiques fondamentaux qui sont à la base des méthodes de visualisation mises en œuvre et la description des types de capteurs et appareillages utilisés pour la mesure des pressions instationnaires.

Les deux derniers chapitres sont consacrés à l'étude expérimentale du tir d'arme, des prises d'air et des sillages proches. Une des applications concernant l'interaction du tir d'une arme de petit calibre et d'une prise d'air n'est quantifiée qu'à l'aide des moyens originaux développés pour mesurer les pressions

instationnaires, tandis que les autres sont analysées simultanément par des techniques optiques et par des mesures de pression instationnaire.

Chapitre I
Méthodes et moyens d'analyse rapide

Notations principales	6
1. INTRODUCTION	7
2. PROCEDES OPTIQUES D'OBSERVATION	8
2.1 Ombroscopie	8
2.2 Strioscopie	9
2.3 Interférométrie	10
2.3.1 Interférométrie à faisceaux séparés	10
2.3.2 Interférométrie différentielle	12
2.4 Interférométrie holographique	15
3. DESCRIPTION DES MONTAGES OPTIQUES	16
3.1 Système "chronoloupe"	16
3.2 Montage "chronoloupe" bidirectionnel	17
3.3 Montage d'interférométrie différentielle	18
3.4 Double interférométrie simultanée	20
3.5 Interférométrie directe	22
3.5.1 Définition des éléments optiques	23
3.5.2 Choix du banc interférométrique	24
4. MESURE DE PRESSION INSTATIONNAIRE	25
4.1 Capteurs	26
4.1.1 Capteurs piézo-électriques	26
4.1.2 Capteurs à résistance variable	27
4.2 Instrumentation de la prise d'air	28

Notations principales

E	:	Epaisseur optique.
e	:	Epaisseur de la lame de gaz.
n	:	Indice de réfraction.
xOy	:	Repère cartésien lié à la veine d'expériences.
ρ	:	Masse volumique.
ρ_s	:	Masse volumique dans les conditions standard.
b	:	Distance entre l'écran et la veine d'expériences.
m	:	Distance entre le couteau et la veine d'expériences.
I	:	Eclairement.
h	:	Hauteur de la section A en absence de déviation.
a	:	Distance entre les traits du réseau de diffraction.
p	:	Distance entre les points P_0 et P_1 (réseau de diffraction).
λ	:	Longueur d'onde.
f	:	Distance focale de la lentille convergente.
r	:	Distance latérale entre les deux rayons du polariscope de SAVART.
s	:	Distance entre les deux rayons du polariscope de FRANÇON.
g	:	Demi-épaisseur du système biréfringent.
n_o	:	Indice ordinaire du matériau (quartz ou calcite).
n_e	:	Indice extraordinaire du matériau (quartz ou calcite).
α	:	Angle de collage des prismes constituant le WOLLASTON.
Π	:	Plan médian du biprisme de WOLLASTON.
R	:	Rayon de courbure du miroir sphérique.
Δ	:	Différence de marche entre les deux faisceaux qui interfèrent.
ε	:	Angle de biréfringence ; $\varepsilon = \varepsilon(\lambda)$.
q	:	Différence entre l'abscisse moyenne des rayons issus du biprisme et l'abscisse du plan Π .
i	:	Interfrange.
K	:	Constante de GLADSTONE-DALE.

1. INTRODUCTION

Il est bien connu qu'en aérodynamique les procédés optiques de visualisation peuvent être classés en deux catégories selon que l'on modifie ou non, aussi peu que ce soit, l'écoulement à analyser [1].

Par exemple, des fils de laine fixés sur une maquette permettent une visualisation dans une soufflerie du champ des vitesses pariétales à chaque instant[2]. D'autres techniques basées sur l'ensemencement de microparticules permettent également de reconstituer la trajectoire des particules et d'obtenir des informations sur les lignes de courant, à condition que les traceurs suivent fidèlement l'écoulement [3]. On peut également regrouper dans cette catégorie les techniques qui consistent à utiliser des différences de température introduites par chauffage [4] ou encore à mélanger au gaz étudié des filets d'un autre gaz de masse volumique voisine mais dont l'indice de réfraction est différent. Ce dernier cas rejoint la seconde catégorie de procédés qu'on décrit ci-dessous.

Les procédés optiques de la deuxième catégorie sont ceux qui mettent en évidence la variation de l'indice de réfraction du gaz étudié et ce, uniquement par des moyens optiques. Dans ces procédés, seuls les phénomènes lumineux interviennent. Certains de ces procédés, comme l'ombroscopie ou la strioscopie, fournissent des informations qui sont le plus souvent qualitatives tandis que d'autres, comme l'interférométrie, permettent d'accéder à une propriété du fluide, la masse volumique, si l'écoulement est bidimensionnel ou encore de révolution[5]. Il faut encore citer d'autres procédés basés sur les variations d'intensité d'un faisceau de rayons X traversant le gaz ([6], [7]).

Après avoir mentionné les principes fondamentaux utilisés dans les méthodes de visualisation, nous décrivons l'adaptation à la visualisation ultra-rapide de phénomènes aérodynamiques instationnaires des principales méthodes optiques, à savoir l'ombroscopie, la strioscopie et l'interférométrie.

2. PROCEDES OPTIQUES D'OBSERVATION

2.1 Ombroscopie

On peut mettre en évidence les variations d'indice de réfraction d'un gaz en utilisant la déviation subie par les rayons lumineux à travers la lame de gaz. On suppose que l'indice de réfraction n est indépendant de z , z étant l'axe perpendiculaire à la lame de gaz. L'épaisseur e de la lame de gaz, l'indice n et l'épaisseur optique $E = (n-1).e$ sont des fonctions des coordonnées x et y . Le théorème de MALUS montre que les déviations θ_x ou θ_y subies au travers de la lame de gaz sont respectivement égales à $\delta E/\delta x$ ou à $\delta E/\delta y$ [8]. Les déviations lumineuses sont provoquées par les variations d'indice du milieu qui sont directement liées aux variations de la masse volumique. Les méthodes de visualisation fondées sur ce principe sont l'ombroscopie ou la strioscopie : elles sont appelées " méthodes de déviation ".

En ombroscopie, le gaz dans la chambre d'expériences est traversé la plupart du temps par un faisceau de lumière parallèle ([9], [10]). On utilise une source de petite dimension placée au foyer d'une lentille convergente ou d'un miroir sphérique concave. Après avoir traversé la veine d'expériences, le faisceau éclaire un écran placé au delà de la veine à une distance b . Si l'écoulement est à une dimension suivant Ox , l'indice de réfraction n et la masse volumique ρ à un instant donné sont des fonctions de l'abscisse x . Un rayon lumineux qui subit une déviation θ aboutira sur l'écran en un point P' voisin du point P où il aboutirait en absence d'écoulement. Cette déviation θ dépend du gradient de la masse volumique. Pour un gradient de masse volumique uniforme, le déplacement PP' est constant et l'écran demeure éclairé uniformément. Par contre, si le gradient de la masse volumique est variable, les déplacements PP' varient d'un point à un autre et on peut observer sur l'écran des plages claires et des plages sombres. Le contraste sur l'écran est mesuré par la variation relative de l'éclairement I [2]. On montre que l'on a :

$$\frac{dI}{I} = -b \frac{d^2E}{dx^2}$$

La méthode des ombres met donc en évidence la dérivée seconde de

l'épaisseur optique de la veine d'expériences, donc de la masse volumique si l'épaisseur e est constante. La visualisation des ondes de choc donne particulièrement de bons résultats car la dérivée seconde de la masse volumique change de signe. La situation est illustrée sur la figure 1.1 où on voit comment s'agencent deux plages étroites et fortement contrastées, l'une sombre et l'autre brillante.

2.2 Strioscopie

La méthode des stries imaginée par FOUCAULT et développée par TÖPLER consiste à intercepter, à l'aide d'un couteau, une partie des rayons lumineux qui sont déviés dans la chambre d'expériences ([8], [11] et [12]). Dans le montage schématique de la figure 1.2, le condenseur donne de la source S une image S' que l'on coupe à l'aide d'un couteau strioscopique dont l'arête est perpendiculaire à Oz . Un objectif placé entre l'écran de projection et S' donne une image de la chambre sur l'écran. Une partie B des rayons lumineux passant par S et un point P de la chambre est interceptée par le couteau tandis que l'autre partie A va converger sur l'écran en P' , image de P . Si la brillance de la source est constante, l'éclairement I en P' est proportionnel à la partie B du faisceau lumineux qui est arrêtée par le couteau. Lorsque les rayons ne sont pas déviés, la section A ne varie pas quel que soit le point P . L'éclairement I est uniforme et proportionnel à la partie de S' qui émerge du couteau. Lorsque l'épaisseur optique de la veine varie, les sections A et B varient sous l'effet des déviations des faisceaux lumineux. La variation dI en P' dépend de θ_x car l'éclairement I en P' est proportionnel à la partie A . Soit m la distance du couteau à la chambre et h la hauteur de la section A en absence de déviation [2]. On montre que :

$$\frac{dI}{I} = \frac{dA}{A} = \frac{m}{h} \theta_x = \frac{m}{h} \frac{dE}{dx}$$

On voit que la méthode des stries met en évidence la dérivée première de la masse volumique si l'écoulement est plan et si les parois de la chambre d'expériences sont parallèles.

Enfin, il faut signaler que l'on peut utiliser une source étendue pour la méthodes des stries à l'inverse de la méthode des ombres où la source doit être

ponctuelle.

2.3 Interférométrie

On classe couramment les montages optiques d'interférométrie en deux catégories. Lorsque les deux faisceaux d'un interféromètre sont entièrement séparés et que l'un des deux faisceaux traverse la veine d'expériences, l'interféromètre est de type classique et est appelé "interféromètre à faisceaux séparés". Avec ce type d'appareil, on peut mesurer directement l'épaisseur optique de la chambre. Si l'épaisseur e de la veine est connue, on obtient la répartition de l'indice de réfraction n . La relation de GLADSTONE-DALE :

$$\frac{n - 1}{\rho / \rho_s} = \text{constante } K$$

permet d'obtenir la répartition de la masse volumique en prenant pour ρ_s la masse volumique dans des conditions standard. La constante K est égale à $293 \cdot 10^{-6}$ pour l'air.

Lorsque les deux faisceaux sont très faiblement séparés, ils traversent tous deux la veine d'expériences et on mesure la dérivée de l'épaisseur optique suivant la direction du décalage des deux faisceaux. Ce type d'interféromètre est dit "différentiel". Le faible décalage entre les deux faisceaux est généralement obtenu à l'aide d'un dispositif biréfringent. Dans ces conditions on met en évidence le retard pris dans la veine par l'un des faisceaux sur l'autre par interférence en lumière polarisée. La direction de polarisation est choisie à 45° des axes optiques du cristal de manière que les amplitudes des vibrations lumineuses qui interfèrent soient égales et fournissent le contraste maximum.

2.3.1 Interférométrie à faisceaux séparés

Parmi les interféromètres à faisceaux séparés les plus utilisés, on peut citer l'interféromètre de MICHELSON ([7], [13]). Une lame semi-transparente, appelée séparatrice, divise un faisceau de rayons parallèles en deux faisceaux sensiblement perpendiculaires (figure 1.3). Ces faisceaux sont renvoyés par des miroirs plans sur cette séparatrice et observés au-delà de celle-ci. Ils ont même

intensité lumineuse, mais comme un des faisceaux traverse deux fois la séparatrice tandis que l'autre est réfléchi deux fois par la séparatrice, on intercale une lame "compensatrice", de même épaisseur que la lame séparatrice sur le trajet d'un des deux faisceaux, afin de compenser les longueurs optiques. Les franges d'interférence que l'on observe sont analogues à celles obtenues par réflexion sur les deux faces d'une lame transparente [14]. La source étant supposée étendue, on a des anneaux localisés à l'infini si les deux miroirs sont rigoureusement perpendiculaires. Dans le plan d'observation on a une frange unique noire car les réflexions subies par les deux faisceaux sur la lame séparatrice produisent un retard d'une demi-période pour l'un des deux faisceaux. Lorsqu'on écarte d'un petit angle un des miroirs plans, on obtient des franges d'interférence rectilignes équidistantes, localisées au voisinage du miroir plan situé dans l'axe de l'écran et de l'objectif. En soufflerie, la veine est proche du miroir plan où sont localisées les franges d'interférence et on intercale dans l'autre faisceau des glaces qui compensent les parois en verre de la soufflerie. La mesure de l'épaisseur optique de la lame de gaz est obtenue en comparant un cliché interférométrique réalisé sans lame avec un cliché réalisé en présence de la lame.

L'interféromètre de MACH-ZEHNDER fait également partie des interféromètres à faisceaux séparés, mais il présente l'avantage de donner des franges d'interférence localisées dans un plan réglable par rapport aux pièces optiques. Le montage optique utilise deux lames semi-transparentes et deux miroirs plans sensiblement parallèles et situés aux quatre coins d'un rectangle (figure 1.4). Un faisceau de lumière parallèle est divisé par une lame semi-transparente en deux faisceaux de même intensité lumineuse. Le premier miroir plan renvoie à 90° un des faisceaux parallèlement à l'autre. Le deuxième miroir plan renvoie également à 90° le faisceau qui a traversé la séparatrice. La deuxième séparatrice réunit les deux faisceaux pour les faire interférer. On montre que le plan de localisation des franges d'interférence est normal à la bissectrice des faisceaux 1 et 2 et passe par le point d'intersection 0 de ces axes (figure 1.4). Les franges d'interférence peuvent être observées à travers un objectif dont la mise au point est faite sur le plan normal au faisceau et contenant le point 0. La chambre d'expériences est traversée par l'un des deux faisceaux et les glaces de la chambre sont compensées par des glaces identiques situées sur le trajet de l'autre faisceau. On règle l'orientation des miroirs et des lames de manière que le plan de localisation des franges soit situé dans la chambre. Par translation d'un miroir ou d'une lame, on amène la frange centrale dans la veine. L'appareil peut être réglé

en frange unique ou en franges resserrées et orientées dans la direction voulue.

Nous pouvons également mentionner l'interféromètre à réseau de diffraction ([12], [15] et plus récemment [16]). A l'aide d'un condenseur, on forme une image de la source lumineuse sur un réseau de diffraction D1 placé au foyer d'une lentille convergente (figure 1.5). Un premier cache intercepte la moitié du flux lumineux qui émerge du condenseur. Les rayons transmis directement ne couvrent qu'à moitié la lentille L_1 et sont appelés rayons r_0 d'ordre 0. L'entraxe des traits du réseau est choisi de manière que les rayons r_1 d'ordre un couvrent l'autre moitié de la lentille L_1 . Le faisceau de rayons parallèles qui émerge de la lentille L_1 traverse la chambre d'expériences et une seconde lentille L_2 fait converger le faisceau sur un deuxième réseau de diffraction D2, identique au premier et placé au point focal de L_2 . L'image du premier réseau à travers L_1 et L_2 vient se former exactement dans le plan du deuxième réseau et un second cache placé devant l'objectif ne laisse passer que certains rayons qui coïncident deux à deux et sont en phase. Soient V_0 et V_1 les portions de la veine d'expériences traversées respectivement par les rayons r_0 et r_1 . A tout point P_1 de V_1 correspond un point P_0 de V_0 situé à une distance $p = \lambda f/a$ qui est en fait la distance qui sépare les rayons r_0 et r_1 . Les points P_0 et P_1 sont projetés sur l'écran situé derrière l'objectif au même point P' . En ce point, la différence de marche est égale à la différence des épaisseurs optiques qui existent dans les deux portions de la veine d'expériences. Si on connaît l'état du gaz dans une partie de la chambre, les mesures interférométriques permettent de déterminer l'épaisseur optique et la masse volumique dans l'autre partie.

2.3.2 Interférométrie différentielle

Le principe de l'interférométrie différentielle en lumière polarisée utilise un milieu biréfringent pour séparer en deux faisceaux voisins la lumière émise par la source. Pour réaliser cela, on peut utiliser un biprisme de WOLLASTON ou un polariscope de SAVART. Ce dernier est constitué par deux lames à faces parallèles, de même épaisseur, taillées à 45° de l'axe optique (figure 1.6). Un rayon incident, normal aux faces et polarisé à 45° des sections principales est décomposé dans le polariscope en deux rayons parallèles de même intensité et distants d'une longueur r proportionnelle à l'épaisseur des deux lames [1]. On peut exprimer r sous la forme suivante :

$$r = \sqrt{2} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} g$$

où g est la demi-épaisseur du biprisme, n_o et n_e les indices ordinaire et extraordinaire du matériau biréfringent.

Ces deux rayons sont en phase et polarisés à angle droit. En inclinant le polariscope on crée une différence de marche entre les deux faisceaux. Si on utilise une source de lumière blanche et si on place le polariscope entre un polariseur et un analyseur, il est possible d'analyser cette différence par l'observation des teintes de l'échelle de NEWTON [17]. Il existe une variante du polariscope de SAVART qui est le polariscope de FRANÇON. Cette fois, les deux lames de quartz taillées à 45° de l'axe optique sont assemblées de façon que les directions principales soient parallèles et que les axes optiques soient perpendiculaires (figure 1.6). On intercale une lame demi-onde dont les directions principales sont orientées à 45° de celles des lames de quartz. Les vibrations ordinaire et extraordinaire sont échangées par la lame pour obtenir un système symétrique [1]. L'écartement entre les deux faisceaux est donné par :

$$s = 2 \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} g$$

Dans ce document nous nous attarderons plus longuement à détailler les principes de l'interférométrie différentielle dans la mesure où nos travaux ont permis d'améliorer les montages originaux mis en œuvre et basés sur l'interférométrie différentielle utilisant les biprismes de WOLLASTON à grand champ.

Le principe de l'interférométrie différentielle à biprisme de WOLLASTON est détaillée dans [18] et la figure 1.7 montre le trajet des rayons lumineux dans le cristal biréfringent. On décompose une vibration lumineuse polarisée dans une certaine direction en deux vibrations orthogonales cohérentes, d'amplitudes sensiblement égales. Le dispositif biréfringent est constitué par deux prismes en quartz, de même angle α , croisés et collés. L'un des prismes a son axe optique perpendiculaire à son arête. On désigne par plan médian du biprisme le plan Π , perpendiculaire au premier axe optique défini ci-dessus et coupant le plan

diagonal suivant une droite équidistante des deux faces. Après la traversée du biprisme, les rayons émergents forment un angle ε appelé angle de biréfringence. C'est cet angle qui fixe la sensibilité du système de franges. Plus ε est grand, plus la différence de marche Δ entre les deux faisceaux qui interfèrent est importante. On montre en effet que cette différence de marche est fonction de εq , q étant la différence entre l'abscisse moyenne des rayons issus du biprisme et l'abscisse du plan Π .

Dans les montages que nous avons réalisés, le biprisme est placé perpendiculairement à l'axe optique d'un miroir sphérique et au voisinage du centre de courbure C de ce miroir (le biprisme est dit centré). Avant de pénétrer dans le biprisme, les rayons traversent un polariseur; quand ils émergent du biprisme, ils traversent un analyseur qui est croisé avec le polariseur ou qui lui est parallèle. Le polariseur et l'analyseur sont constitués par des plaques de film de type " polaroid ".

Comme nous travaillons en lumière blanche, nous observons un système de franges colorées dont les teintes se succèdent sensiblement comme celles qui peuvent être observées dans l'échelle de NEWTON. Ici, puisque le polariseur et l'analyseur ont été placés parallèlement, la frange centrale est blanche lorsque la différence de marche initiale est nulle. Ensuite, de part et d'autre de cette frange et pour des valeurs croissantes de différence de marche initiale, les diverses couleurs se succèdent. Le déphasage dû à la différence de marche initiale provoque la disparition de certaines longueurs d'ondes et par conséquent de certaines couleurs du spectre continu de la lumière blanche. A la sortie de l'analyseur, la lumière reconstituée n'est plus blanche et apparaît sous la forme d'une teinte pastel. Le système biréfringent permet de mesurer des différences de marche et de reconstituer des couleurs qui vont jusqu'au sixième ordre. On retrouve donc pour chaque ordre d'interférence des teintes presque identiques et qui évoluent de la même façon. Comme l'intensité lumineuse des teintes décroît avec le déphasage, la sensibilité maximale est obtenue en choisissant comme teinte de fond une teinte appartenant aux teintes du premier ordre. Pour conserver une teinte de fond uniforme sur tout le champ visualisé, il faut tenir compte de ce que le faisceau de lumière incident est convergent. Si on veut obtenir une teinte de fond rigoureusement uniforme, il faut travailler en lumière parallèle. En fait, le

biprisme est traversé par un faisceau de lumière convergente ce qui implique que la teinte varie d'une manière continue dans le champ d'observation. Différents procédés peuvent atténuer ce défaut et permettent d'obtenir une teinte pratiquement uniforme avec un champ assez ouvert. Un des procédés consiste à encadrer le biprisme par deux lames demi-onde accolées chacune à une lame de quartz à faces parallèles [19]. On constitue de cette manière un compensateur biréfringent à grand champ.

L'observation des franges d'interférence permet de mesurer la différence de marche résultant de la traversée du cristal, de la chambre d'expériences et de l'air ambiant : de là, on tire la composante du gradient de la masse volumique du gaz suivant la direction normale aux franges. Une intégration permet ensuite d'obtenir la masse volumique elle-même.

2.4 Interférométrie holographique

L'holographie offre la possibilité d'enregistrer des ondes lumineuses et de les restituer ultérieurement. L'interférométrie holographique s'appuie sur cette propriété et permet de faire interférer à des instants différents des ondes ayant emprunté le même chemin. Le schéma d'un montage interférométrique holographique peut être apparenté à un montage d'interférométrie à faisceaux séparés (figure 1.8). On utilise comme source lumineuse cohérente un laser. Le pinceau lumineux du laser est partagé par la lame séparatrice partiellement réfléchissante G. Le pinceau réfléchi par G est renvoyé par le miroir plan M_1 , puis élargi par le système afocal composé des lentilles L_1 et L_2 . Le faisceau d'étude traverse la chambre d'expériences et éclaire la plaque photographique H. Le pinceau de référence subit une double réflexion sur les miroirs M_2 et M_3 en vue d'égaliser son trajet optique avec le faisceau d'étude. Une lentille L_3 fait diverger sur la plaque photographique le faisceau de référence qui forme un angle important β avec le faisceau d'étude. Suivant le principe de l'holographie, l'onde de référence apporte simplement le fond cohérent nécessaire à la transformation de l'information de phase caractérisant le profil de l'onde d'étude. La source lumineuse est obligatoirement un laser car la longueur de cohérence du rayonnement doit être suffisamment importante pour que les faisceaux d'étude et de référence puissent interférer sur toute la plaque malgré la différence de marche

importante imposée par l'angle β [20].

On peut faire de l'interférométrie holographique en temps réel si on enregistre sur la plaque photographique et en absence de perturbation la figure d'interférence entre les ondes de référence et d'étude. Après développement, on replace l'hologramme sur le montage et on peut observer en présence d'écoulement dans la chambre d'expériences l'interférogramme qui peut être projeté à l'aide d'un objectif sur un écran placé derrière la plaque photographique. La précision des interférogrammes est liée à celle de la remise en place de l'hologramme et c'est souvent la technique de double exposition consistant à enregistrer deux expositions sur la même plaque photographique qui est préférée. La première est réalisée soufflerie arrêtée et la seconde avec la soufflerie en marche. Après traitement, la plaque est éclairée par l'onde de référence et elle restitue simultanément les deux ondes qui interfèrent.

3. DESCRIPTION DES MONTAGES OPTIQUES

3.1 Système "chronoloupe"

Les principaux montages optiques qui sont décrits ici ont été mis en œuvre pour étudier les écoulements aérodynamiques instationnaires rapidement variables. Pour analyser ces phénomènes en ombroscopie ou en strioscopie, nous avons utilisé un système appelé "chronoloupe" fondé sur le principe de visualisation de CRANZ-SCHARDIN. Ce système comprend une batterie de 24 éclateurs constitués chacun d'un condensateur et d'une source éclair. Chaque éclair est transformé en un faisceau de lumière parallèle par un miroir sphérique de diamètre 400 mm et de rayon de courbure 7,46 m, puis est envoyé normalement au travers de la veine d'expériences par un miroir plan comme le montre la figure 1.9. Un second miroir plan dirige le faisceau sur le deuxième miroir sphérique qui le focalise sur le récepteur équipé de 24 objectifs. Ce montage dit en Z est symétrique par rapport à la veine d'expériences. Les 24 images obtenues ont un diamètre voisin de 30 mm et sont enregistrées sur un plan-film 18x24 cm² [21]. En fait, tous les faisceaux optiques ne traversent pas la veine d'expériences au même endroit d'où une erreur de parallaxe qui peut être corrigée. Le déclenchement du train d'éclairs est effectué à l'aide d'une électronique de commande ou par une impulsion externe (figure 1.10). La durée

de chaque éclair est de l'ordre de 300 ns et l'intervalle de temps entre deux éclairs successifs est réglable de façon continue de 10^{-7} à 1 seconde. Une ligne de retard est incorporée au système et permet d'afficher un délai réglable compris entre 10^{-7} et 1 seconde. L'appareil permet de visualiser un champ de diamètre 250 mm.

Sur le boîtier d'éclateurs les sources éclairs sont réparties autour du centre de courbure du miroir sphérique. Il existe donc un défaut de stigmatisme à la focalisation des rayons lumineux par le deuxième miroir sphérique. Chaque faisceau lumineux ne focalise plus en un point, mais en deux taches distinctes. Les rayons s'appuient sur la focale transverse et la focale sagittale du faisceau lumineux. Les focales sont assimilables à des petits segments de droite perpendiculaires entre eux. Les montages strioscopiques sont obtenus à l'aide d'une plaque fixée sur la face avant du boîtier récepteur et comportant 24 couteaux (figure 1.11). Un système de déplacement permet de positionner chaque couteau soit parallèlement à la focale transverse, soit parallèlement à la focale sagittale. En strioscopie on met en évidence les gradients d'indice qui sont perpendiculaires à l'arête du couteau : par exemple, si les couteaux ont leur arête parallèle à l'axe de la veine, on visualise les gradients d'indice qui sont perpendiculaires à l'écoulement.

3.2 Montage "chronoloupe" bidirectionnel

Le système présenté ci-dessus permet de visualiser les variations d'indice dans une direction normale à l'écoulement. Un autre montage associant deux systèmes chronoloupe indépendants permet d'enregistrer simultanément les visualisations suivant deux directions perpendiculaires, normales à l'écoulement[22]. L'agencement des deux dispositifs est réalisé de manière à n'avoir aucune interférence d'un système sur l'autre. Sur la figure 1.12 le système qui visualise dans la direction verticale possède deux miroirs plans qui sont placés au dessus et en dessous de la veine d'expériences. Ces miroirs renvoient à 90° les faisceaux sur les deux miroirs sphériques.

On peut également travailler en mode strioscopique si on place devant chaque boîtier récepteur une plaque équipée de 24 couteaux strioscopiques. Le réglage des 48 couteaux devient laborieux et l'utilisation d'un tel ensemble ne s'est pas révélée très aisée [22].

3.3 Montage d'interférométrie différentielle

Le montage d'interférométrie différentielle que nous avons adapté à l'enregistrement des visualisations ultra-rapides est constitué par le strio-interféromètre SD 200 conçu et construit à l'I.M.F.L. [23] qui en est l'élément essentiel car il comporte tous les éléments optiques. La source lumineuse d'origine de cet appareil a été remplacée par un flash électronique très intense. La prise de vue est assurée par une caméra ultra-rapide à tambour tournant (figure 1.13). Le strio-interféromètre a la propriété d'avoir un montage optique à double traversée de la veine d'expériences. Il utilise d'une part un miroir sphérique concave placé derrière la veine d'expériences et d'autre part un biprisme de WOLLASTON pour l'utilisation en interférométrie différentielle. Ce dispositif présente l'avantage d'une sensibilité double et d'un encombrement faible. De plus, ce genre de montage est beaucoup moins sensible aux vibrations extérieures que les montages d'interférométrie classique à référence séparée (type MACH-ZEHNDER). Le montage interférentiel utilisé est différentiel et présente l'avantage d'avoir un réglage facile et rapide. Il réalise des interférogrammes instantanés en lumière blanche polarisée et, de plus, il n'est pas nécessaire de compenser les épaisseurs optiques des glaces de la veine d'expériences puisque celles-ci sont traversées à la fois par les deux faisceaux. Au cours des essais le biprisme est placé perpendiculairement à l'axe du miroir sphérique et au voisinage du centre de courbure C de ce miroir (figure 1.14). Ce dispositif est compensateur parce que la différence de marche initiale est réglable par translation du biprisme. De plus, il est autocompensateur car, le biprisme étant fixe, une déviation des rayons lumineux produit dans l'air et le biprisme des variations de longueurs optiques qui se compensent : la différence de marche mesurée dépend directement des propriétés de la lame étudiée [18].

On peut mentionner également les caractéristiques du flash et de la caméra ultra-rapide. La source éclair adaptée à l'interféromètre a été spécialement conçue pour pouvoir réaliser des interférogrammes instantanés. Nous avons choisi un flash électronique à lumière Xénon HL 20 / 50 qui peut fournir des éclairs de durée 40 μ s, 200 μ s ou 500 μ s auxquels correspond une énergie de 80, 320 ou 1040 Joules. Le temps de montée du flash est d'environ 20 μ s. Dans les différentes études décrites dans le chapitre III, le flash fonctionne sur 500 μ s et les interférogrammes sont enregistrés pendant cette durée par la caméra

ultra-rapide. Afin d'obtenir des clichés de même éclairement, le flash a été construit pour que l'énergie lumineuse reste constante à 5 % près pendant toute la durée de l'éclair. Le temps de montée et la durée du plateau ont été vérifiés à l'aide d'une cellule. On a constaté que les deux caractéristiques annoncées par le constructeur sont convenables, excepté une légère fluctuation d'intensité qui dure 20 μ s environ et qui est consécutive à l'apport brutal d'énergie. Cela mis à part, le système reste très bien amorti pendant les 500 μ s. La vérification du temps de montée s'est révélée utile car c'est un paramètre qui intervient pour recaler les clichés avec les pressions instationnaires. La nature de la lumière de la source éclair a aussi de l'importance. Le fait qu'elle soit blanche présente l'avantage d'avoir la même température de couleur que celle de la lumière du soleil. Par conséquent, les successions de couleur observées dans la décomposition du faisceau à travers le biprisme de WOLLASTON sont presque les teintes qui se succèdent dans l'échelle de NEWTON. Ceci présente également l'avantage pratique par rapport à l'utilisation d'une lumière artificielle, de trouver sur le marché une plus grande gamme de produits photographiques. En ce qui concerne le déclenchement du flash, celui-ci est assuré par la fermeture d'un contact électrique délivrée par un boîtier d'électronique de commande et de synchronisation avec la caméra ultra-rapide.

La caméra ultra-rapide utilisée est de marque CORDIN modèle 350 (DYNAFAX), dont la vitesse d'enregistrement peut varier de 200 à 35 000 images par seconde. Cette cadence de prises de vues est obtenue à l'aide d'un tambour tournant qui porte le film et d'un miroir à 8 faces planes tournant en sens inverse et centré dans le tambour. Le nombre d'enregistrement maximal est de 224 clichés; dans les essais, c'est bien sûr la durée du flash qui limite le nombre de clichés (environ 20). La taille des enregistrements est de 10 x 8 mm² et les photographies sont disposées en quinconce sur un film 35 mm. La durée d'exposition de chaque cliché, à vitesse maximale, peut être réglée à 0,75 μ s, 1,5 μ s ou 3 μ s. Ici, le temps de pose de chaque interférogramme est de 1,5 μ s et l'intervalle de temps entre deux clichés successifs est de 28,5 μ s.

Pour contrôler la vitesse de la caméra, nous disposons uniquement d'une sortie tachymétrique du miroir central. Celle-ci se présente sous la forme d'un signal sinusoïdal dont l'amplitude est proportionnelle à la fréquence du miroir.

La caméra a été modifiée pour pouvoir enregistrer sur un même film plusieurs essais sans chevauchement. Pour y parvenir il faut connaître la fréquence de rotation du tambour tournant et disposer d'un top de déclenchement. Un trou a été percé sur la carcasse de la caméra pour implanter côte à côte une source lumineuse et une cellule; le tambour tournant a été repéré par un trait de peinture blanche tracé sur la périphérie extérieure. Lorsque le trait de peinture passe devant la source lumineuse, la cellule enregistre la réflexion des rayons lumineux sur le trait et fournit la fréquence de rotation du tambour. Ces deux signaux sont utilisés pour le déclenchement et la synchronisation des clichés.

Le montage interférométrique différentiel ultra-rapide fournit une vingtaine d'interférogrammes instantanés en lumière blanche et il est possible d'effectuer le dépouillement de chaque interférogramme si on dispose de la courbe d'étalonnage liant les différentes couleurs observées et la position du biprisme. On sait que l'interférométrie différentielle fournit la dérivée première de la masse volumique suivant la direction normale aux franges d'interférence : une intégration est donc nécessaire pour obtenir la masse volumique.

3.4 Double interférométrie simultanée

Bien souvent, la totalité du champ observé par interférométrie ne peut pas être dépouillée à cause de la présence de la maquette. Par exemple, si on s'intéresse à l'écoulement instationnaire en aval d'un cylindre et si les franges d'interférence sont perpendiculaires à la vitesse au loin, le dépouillement est effectué suivant la direction de la vitesse au loin, de l'écoulement amont non perturbé vers l'aval. La partie de l'interférogramme située dans l'ombre du cylindre ne peut pas être dépouillée car on ne dispose pas de référence à partir de laquelle on effectue l'intégration.

Pour palier cet inconvénient nous avons mis au point un montage optique à deux interféromètres qui permet d'obtenir le champ complet de la masse volumique autour de l'obstacle.

La particularité du montage optique proposé réside dans le fait que les deux interférogrammes obtenus sont réalisés au même instant et que les franges d'interférence se sont pas positionnées de la même façon sur chaque appareil,

mais sont perpendiculaires entre elles. Ainsi, en utilisant les deux interférogrammes il est possible d'avoir accès à la masse volumique dans tout le champ de l'écoulement.

Le montage optique utilisé est présenté sur la figure 1.15. Il est constitué de deux strio-interféromètres construits à l'IMFL, ayant comme source de lumière deux éclateurs synchronisés, d'une lame séparatrice de faisceaux et d'un miroir sphérique. Le fonctionnement de chaque interféromètre a déjà été décrit, mais ici un des deux interféromètres est utilisé différemment. En effet, dans l'appareil d'origine les trajets optiques à l'aller et au retour sont situés dans un plan vertical. Dans le montage réalisé, l'interféromètre qui correspond à des trajets optiques aller et retour dans un plan horizontal a dû être modifié. A part ce détail, les propriétés optiques de l'interférométrie différentielle en lumière blanche sont identiques sur les deux appareils qui fonctionnent indépendamment l'un de l'autre.

Un éclairage continu permet le réglage de chaque interféromètre. La prise de vues est réalisée à l'aide de deux sources éclair synchronisées qui se substituent aux sources continues. Les interférogrammes sont enregistrés sur deux appareils photographiques au format 24x36mm².

La lame séparatrice a un diamètre de 80 mm et une épaisseur de 10 mm. Elle est en verre BK7 et est traitée anti-reflet sur la deuxième face. Le rapport réflexion sur transmission est d'environ 45% pour un angle d'incidence de 45° et pour une bande de longueur d'onde déterminée (de 400 nm à 800 nm). En fait, le taux de réflexion n'est pas tout à fait constant : les raies proches de l'ultraviolet ne sont réfléchies qu'à 38% tandis que les raies proches de l'infra-rouge sont réfléchies à plus de 48%. Ces différences vont être ici amplifiées par la double traversée.

Sur la figure 1.16 sont retracés les trajets lumineux à la traversée de la lame et les traces des faisceaux optiques sur la lame. La lame a été placée le plus près possible des deux interféromètres pour qu'il n'y ait pas d'empiétement entre les trajets aller et retour. Le diamètre de chaque trace sur la lame est de 25 mm environ et un réglage minutieux de l'ensemble a permis d'obtenir qu'il n'y ait aucune réflexion parasite d'un système sur l'autre. Un diaphragme réglable a été installé également à l'entrée du polariseur pour réduire la taille du faisceau

incident.

On peut remarquer qu'avec ce type de montage on ne recueille que 25% de la lumière émise car 50% de la lumière est perdue à chaque traversée de la lame. Malgré cela, les films inversibles couleurs 800/1600 ASA conviennent parfaitement avec le type de sources éclair qui ont été utilisées (2 Joules d'énergie lumineuse délivrée en 300 ns).

Une dernière remarque peut être faite en ce qui concerne la lame séparatrice. On peut noter que les rayons lumineux qui sont dans le plan vertical traversent à l'aller et au retour deux fois la lame tandis que les faisceaux de l'autre interféromètre sont réfléchis deux fois par la lame. Des remarques précédentes faites sur les rapports de réflexion et transmission il résulte que les tables d'étalonnage de chaque système présentent des différences dans les couleurs qui sont observées surtout dans les teintes très sensibles du premier ordre. L'étalonnage de chaque système a donc été réalisé lorsque le biprisme est centré en remplaçant la source éclair par une source lumineuse continue.

Les visualisations réalisées avec cette technique permettent d'obtenir par intégration le champ complet de la masse volumique dans tout l'écoulement, mais on constate que la précision des mesures est fortement altérée lorsque les distances d'intégration deviennent importantes.

Une modification importante a donc été apportée à la technique d'interférométrie différentielle pour se dispenser de l'intégration et pour augmenter la précision des mesures interférométriques.

3.5 Interférométrie directe

Le but visé est de mettre en œuvre une technique d'interférométrie différentielle où l'intégration n'est plus nécessaire, ce qui présente l'intérêt de visualiser directement les lignes de même densité et d'augmenter la précision des mesures. Le type de montage est équivalent à un dispositif d'interférométrie classique à référence séparée car l'interférogramme est directement interprétable, mais il reste différentiel car un des faisceaux qui constitue la référence est placé dans l'écoulement amont non perturbé.

On peut trouver dans la littérature quelques articles qui traitent de l'interférométrie à faisceaux fortement séparés. Dans les travaux de SMEETS, le champ visualisé est de l'ordre de 13mm et le système biréfringent utilisé est un quartz d'angle α important (un vingtaine de degré). La méthode de dépouillement que SMEETS présente n'est pas simple, mais elle fournit la répartition de l'indice de réfraction du milieu [24]. On peut aussi citer CARLOMAGNO qui sépare fortement les faisceaux partiels en traversant cinq fois le prisme de WOLLASTON. CARLOMAGNO obtient un champ de 20 mm avec un angle de biréfringence de $0,14 \cdot 10^{-2}$ rd [25] et il envisage pour des essais futurs d'utiliser un biprisme en calcite pour s'affranchir des défauts optiques rencontrés dans les multiples traversées du biprisme.

3.5.1 Définition des éléments optiques

L'adaptation de l'appareillage disponible à l'IMFL à la nouvelle méthode nécessite les modifications et adaptations suivantes :

- Il faut augmenter fortement l'angle de biréfringence pour qu'un des faisceaux traverse l'écoulement amont non perturbé et que l'autre faisceau passe à travers l'écoulement perturbé : de plus, nous voulons que le champ visualisé soit maximal et obtenir une teinte de fond uniforme lorsque le biprisme est centré.

- Il faut calculer l'angle de biréfringence du biprisme, le rayon de courbure du miroir sphérique et la focale de la lentille de champ.

- Comme le diamètre du miroir sphérique situé derrière la veine d'expériences est de 250 mm, la distance X entre les deux faisceaux qui interfèrent doit être égale au maximum à la moitié du diamètre du miroir sphérique. La figure 1.17 montre une vue de dessus des deux champs qui vont interférer et indique l'emplacement de la maquette dans un des deux champs.

L'angle de biréfringence est une fonction de α , angle de collage des prismes, et des indices ordinaire et extraordinaire du matériau. Le but visé est d'augmenter le plus possible l'angle de biréfringence. Or l'angle de collage des prismes ne peut être augmenté sans limite car cela conduit à avoir un biprisme très large donc une interférence très petite. Il faut donc trouver un matériau qui possède

des indices ordinaire et extraordinaire fortement différents. La calcite répond à ce critère. Nous avons donc fait construire un biprisme en calcite de $0,9^\circ$ degré d'angle de biréfringence.

Pour pouvoir observer une teinte de fond uniforme sur le miroir, il faut choisir un rapport g/R assez petit pour que l'interfrange i soit grande par rapport au diamètre du miroir sphérique. Or on sait que pour une ouverture de $1/10$, le diamètre du miroir est approximativement égal au quart de l'interfrange. Quand on se déplace du centre du miroir vers la périphérie, les variations de chemin optique sont égales au plus à $\lambda/8$, et ces variations sont pratiquement éliminées quand on utilise un compensateur à grand champ. Si on respecte ces différents critères, on trouve un rayon de courbure de 8 mètres pour le miroir sphérique et pour un angle de biréfringence de 1 degré environ. Les calculs de R et ε sont détaillés dans l'annexe 1.

En annexe 1, on peut trouver également le calcul de la lentille de champ qui sert à éclairer uniformément la veine d'expériences en projetant sur le miroir sphérique l'image de la lentille de sortie du condenseur.

3.5.2 Choix du banc interférométrique

Comme le rayon de courbure du miroir sphérique est important ($R = 8 \text{ m}$) et que les dimensions du laboratoire ne permettent pas d'aligner la source lumineuse, le biprisme et le miroir sphérique, nous avons dû effectuer des renvois du faisceau lumineux par l'intermédiaire de miroirs plans. Il faut rappeler que la soufflerie où a été implanté le montage dispose d'un massif situé dans le sous-sol. Deux parties de ce massif émergent dans le laboratoire : celle située près de la veine reçoit le miroir sphérique tandis que le strio-interféromètre et les appareils de prise de vues sont placés de l'autre côté, à 2,50 mètres. La figure 1.18 montre le premier montage qui a été réalisé. Un ensemble de rails a permis de poser les deux miroirs plans de renvoi ainsi que le support du strio-interféromètre. Ce montage présentait l'avantage d'avoir des surfaces lumineuses réfléchies sur les miroirs aussi petites que possible afin de minimiser les défauts de surfaçage. Malheureusement, les vibrations transmises par les rails n'ont pas pu être éliminées, le porte-à-faux de l'ensemble étant trop important. Nous avons relevé une amplitude de vibration comprise entre 20 et 50 microns en

certain points. Ce montage a donc été abandonné.

Le second montage qui a été réalisé est indiqué sur la figure 1.19. Cette fois, les rails de maintien relient les deux parties du massif et supportent les deux miroirs plans. L'un des deux miroirs est positionné devant la veine d'expériences. Dans cette configuration, la table du strio-interféromètre est déportée. Après avoir rigidifié l'ensemble, cette configuration a permis de réduire les vibrations jusqu'à une amplitude maximale de 5 microns. La figure 1.20 montre une vue de l'installation équipée du second montage.

Les principes de visualisation étant expliqués et les différents montages optiques étant définis, nous allons maintenant aborder les techniques qui ont été utilisées pour effectuer les mesures de pression instationnaire qui sont synchronisées avec les visualisations ultra-rapides.

4. MESURE DE PRESSION INSTATIONNAIRE

La pression sur une paroi est une des grandeurs qui peut être mesurée le plus facilement dans un écoulement. On équipe la maquette de prises de pression qui, la plupart du temps, sont branchées sur des multi-manomètres ou des scanivalves. Dans le premier cas, les pressions sont obtenues directement par la déviation d'une colonne de liquide et dans le second cas, l'acquisition, le stockage et le traitement des données sont pilotés par un micro-ordinateur.

Si on s'intéresse aux caractéristiques instationnaires de l'écoulement, il faut généralement utiliser des chaînes de mesure de pression à réponse rapide. Les capteurs utilisés peuvent être de plusieurs types et sont implantés sur la maquette soit en membrane affleurante, soit en cavité. Dans ces conditions la mesure nécessite l'utilisation d'appareillages divers qui permettent d'enregistrer l'information captée en vue d'un traitement en temps différé.

Les différents appareils intervenant entre la saisie de l'information et son traitement constituent la chaîne de mesure dont l'élément essentiel est le capteur de pression. Dans le cas des capteurs de pression instationnaire le signal d'entrée qui traduit une différence entre une pression et une pression de référence est électrique.

Nous allons indiquer ici les différents types de capteurs de pression qui ont été utilisés dans les applications des chapitres II et III, notamment en présentant d'une manière détaillée l'instrumentation de la prise d'air utilisée dans les essais d'interaction entre le tir canon et la prise d'air.

4.1 Capteurs

Le principe de fonctionnement des capteurs de pression instationnaire est très simple en lui-même : deux cavités sont séparées par une membrane étanche; dans une des cavités règne une pression P , dans l'autre la pression $P_{\text{réf.}}$. A cause de la différence de pression $P - P_{\text{réf.}}$, la membrane est soumise à un effort et se déforme. Si on est capable de détecter et de quantifier une telle déformation, on peut obtenir une mesure de la pression. Pour cela il existe différentes méthodes.

4.1.1 Capteurs piézo-électriques

Certains matériaux, tel le quartz, voient apparaître des charges électriques sur leurs faces lorsqu'ils sont contraints. Par l'intermédiaire de la membrane, la pression agit sur l'élément de mesure à quartz, qui transforme la pression P en charge électrique Q . La membrane inoxydable est soudée hermétiquement au boîtier en acier inoxydable. Les éléments à quartz sont montés en un ensemble de haute sensibilité dans la chambre à quartz, elle-même soudée hermétiquement au boîtier. La construction spéciale élimine dans une grande mesure l'influence de la température. Si on peut mesurer la charge d'électricité accumulée, on a une mesure de la contrainte et donc de la pression. Les capteurs réalisés dans cette technologie sont dits "actifs" car il n'y a pas besoin d'alimentation extérieure (exemple : capteurs KISTLER).

Le signal de la charge fourni par le capteur est amplifié et transformé en une tension de sortie proportionnelle dans l'amplificateur de charge KISTLER et la tension de sortie est indépendante de la longueur du câble de connexion.

Le diamètre des capteurs utilisés dans nos applications est de l'ordre de 6 mm et la fréquence de résonance est très élevée (de l'ordre de 150 kHz).

Les amplificateurs de charge utilisés transforment la charge engendrée par

le capteur de mesure piézo-électrique en un signal électrique proportionnel. Il permet de travailler avec des échelles de grandeur fixes après une seule et unique adaptation du capteur. Les amplificateurs utilisés sont des amplificateurs de charge KISTLER de type 5007.

Ce type de capteur est spécialement adapté à la mesure de variations rapides de pression dans des dispositifs de dimension réduite et nous avons utilisé ces capteurs pour mesurer la pression à la bouche des armes de simulation (chapitre II.2.7) et à la bouche des armes de gros calibre (chapitre II.3.2).

4.1.2 Capteurs à résistance variable

Les capteurs de la seconde catégorie qui ont été utilisés sont des capteurs dits "passifs" car le procédé mis en œuvre pour détecter les déformations ou les contraintes dans la membrane fait appel à une source d'énergie externe. Les capteurs à jauges de déformation sont alimentés en tension constante et on enregistre la variation de tension provoquée par le déséquilibre du pont.

Les capteurs KULITE que nous utilisons ont la particularité de posséder des membranes en matériau semi-conducteur dans laquelle le pont de jauge a été diffusé par des techniques de circuit intégré. L'élément actif du capteur est un ensemble de 4 jauges diffusées formant un pont complet. Dans le cas de jauges à semi-conducteur, le déséquilibre du pont est fortement influencé par la température et il est nécessaire de compenser thermiquement les capteurs pour garder une sensibilité à peu près constante. Différentes techniques existent, mais on utilise couramment la méthode qui consiste à insérer deux résistances dans les conducteurs d'alimentation.

Les capteurs KULITE ont une dimension beaucoup plus petite que les capteurs KISTLER car la surface de la partie sensible est inférieure au millimètre carré. Ces capteurs peuvent être cylindriques ou plats, montés dans une cavité ou affleurant en paroi. Les capteurs les plus sensibles ont une étendue de mesure de 50 millibars et la bande passante est d'environ 100 kHz pour les capteurs qui ne possèdent pas de grille de protection. Lorsqu'une grille de protection recouvre les jauges de déformation, la fréquence de résonance chute fortement et nous avons relevé en tube à choc une fréquence de 40 kHz pour certains capteurs protégés.

Le signal de tension recueilli est envoyé à des amplificateurs-conditionneurs de type VISHAY dont le rôle est de fournir au capteur une tension d'excitation nécessaire ainsi que le cas échéant, les moyens de compléter le pont, de parfaire le réglage et de fournir des crans d'étalonnage en simulant des valeurs fixes de résistance. L'amplificateur amplifie les signaux de mesure en éliminant, dans une certaine mesure, certains signaux parasites.

Les fonctions de conditionnement et d'amplification sont réunies dans un seul appareil, ce qui a l'avantage de donner une liaison parfaite et chaque capteur est alimenté indépendamment des autres. On peut noter que la bande passante de l'ampli-conditionneur est de 75 kHz à -3 dB.

Ce type de capteur a été utilisé pour instrumenter les obstacles qui ne sont pas liés à la bouche de l'arme et qui sont mentionnés dans le chapitre II.2.5. Certains de ces capteurs ont également servis à mesurer la position axiale de l'onde de bouche provoquée par le tir du canon de 30 mm (voir le chapitre II.3.2).

4.2 Instrumentation de la prise d'air

Pour quantifier l'interaction entre le tir canon et une prise d'air, nous avons utilisé une maquette qui représente une prise d'air schématique de 80 mm de diamètre, surmontée par une arme de simulation (figure 1.21). La maquette est axisymétrique et le bord d'attaque est biseauté à 15°. La prise est placée dans l'axe médian de la veine d'expériences avec un dérapage par rapport à la direction de l'écoulement et son plan d'entrée est approximativement centré au milieu de la veine. Le débit de la prise d'air est assuré par une trompe à induction et il peut être contrôlé par un venturi.

L'axe de tir et celui de la prise d'air sont parallèles, situés dans le plan horizontal de la soufflerie et distants de 70 mm. La bouche de l'arme de simulation est à 98 mm en aval du plan d'entrée de la prise d'air.

Des prises de pression et des capteurs de pression instationnaire ont été implantés sur les parois interne et externe de la prise d'air, en différentes sections comme le montrent les figures 1.22 et 1.23. De plus, dans la section de sondage

on peut installer soit un peigne de pression comportant 11 prises de pression d'arrêt et 3 prises statiques, soit un peigne comportant 7 capteurs instationnaires en position d'arrêt et 2 capteurs de paroi. Ces deux peignes peuvent tourner dans la prise d'air et occuper successivement les quatre positions angulaires précisées sur les figures 1.22 et 1.23.

Les capteurs de pression instationnaire sont des capteurs Kulite absolus décrits ci-dessus. Les capteurs sont alimentés en tension constante par des amplis conditionneurs Vishay Micro-Mesures type 2310. Les différents signaux sont enregistrés sur bande magnétique analogique. L'enregistreur utilisé est un EMI SE 7000A au standard IRIG LBG1 qui a une bande passante de 80 KHz à -3 dB en mode FM, permettant l'enregistrement simultané de 14 voies de mesure.

Nous avons aussi enregistré simultanément un signal de synchronisation issu d'une jauge de déformation collée sur le canon de l'arme. Le signal de la jauge est produit par la déformation du canon lors du passage du projectile. Les signaux enregistrés sur bande magnétique ont été numérisés sur un convertisseur analogique-numérique LE CROY modèle 6810. La configuration de conversion la plus favorable nous a permis de stocker 8000 points par capteur avec un intervalle d'échantillonnage de $1.5 \cdot 10^{-6}$ s. La durée totale du signal numérisé est donc de $13 \cdot 10^{-3}$ s, ce qui est suffisant pour analyser les phénomènes transitoires accompagnant le tir.

Chapitre III
Sillages

Notations principales	31
1. INTRODUCTION	32
2. APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE ULTRA-	
 RAPIDE	34
2.1 Dispositif expérimental	34
2.2. Mise en œuvre du système	35
2.2.1 Electronique de commande	35
2.2.2 Détermination du recalage temporel	35
2.3 Analyse des pressions moyennes	37
2.4 Analyse des pressions fluctuantes	38
2.5 Dépouillement des interférogrammes	39
3. APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE SIMULTANEE .	42
3.1 Dispositif expérimental	42
3.2 Synchronisation et enregistrement	43
3.2.1 Synchronisation des signaux	43
3.2.2 Analyse des pressions instationnaires	43
3.3 Méthode de dépouillement	44
3.4 Configurations à MACH subsonique	45
3.4.1 Reconstitution des champs de masse	
volumique à MACH 0,4	45
3.4.2 Reconstitution des champs de masse	
volumique pour MACH 0,55	46
3.5 Configurations à MACH transsonique	46
3.5.1 Interférogrammes à MACH 0,75	46
3.5.2 Dépouillement et comparaison à MACH 0,8 ...	47
4. APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE DIRECTE	48
4.1 Dispositif expérimental	48
4.2 Problèmes rencontrés	49
4.3 Enregistrements des interférogrammes	50

Notations principales

h	:	Hauteur du rebord
H	:	Hauteur de la marche
Oxy	:	Repère avec origine au point de décollement et Ox suivant la vitesse au loin
t	:	Temps
Δt	:	Intervalle de temps entre deux photos successives
U	:	Vitesse du fluide
M	:	Nombre de MACH
ρ	:	Masse volumique
P	:	Pression
δp	:	Fluctuation de pression
C_p	:	Coefficient de pression $C_p = 2 (P - P_\infty) / \rho_\infty U^2$
α	:	Angle des prismes constituant le dispositif biréfringent
ε	:	Angle de biréfringence
Π	:	Plan médian du biprisme de WOLLASTON
D	:	Diamètre du miroir sphérique
R	:	Rayon de courbure du miroir sphérique
ξ_0	:	Abscisse de la teinte de fond lue au vernier
ξ	:	Abscisse d'une teinte quelconque
E	:	Épaisseur optique
dE	:	Différence d'épaisseur optique $dE = E - E_e$
θ_x	:	Angle de déviation des faisceaux lumineux suivant Ox
θ_y	:	Angle de déviation des faisceaux lumineux suivant Oy
f_m	:	Fréquence de rotation du miroir de la caméra
R_m	:	Retard entre le signal du miroir et la première photographie
T	:	Instant de prise d'interférogramme par rapport au top de déclenchement

Les grandeurs physiques relatives aux conditions génératrices seront indicées par o, les conditions de l'écoulement amont par ∞ et celles de l'écoulement extérieur par e.

1. INTRODUCTION

Nous allons illustrer par les quelques exemples présentés dans ce chapitre les principaux développements apportés aux techniques de visualisation basées sur l'interférométrie différentielle en lumière blanche.

Dans une première partie, on met en œuvre un montage permettant d'obtenir des interférogrammes différentiels ultra-rapides d'un écoulement instationnaire qui est ici celui se produisant au voisinage d'une cavité. Le dépouillement des interférogrammes instantanés a pu être effectué à l'aide de la courbe d'étalonnage liant les différentes couleurs observées à la position du biprisme. Associé aux mesures de pressions instationnaires ce dépouillement a révélé certaines caractéristiques de l'écoulement étudié.

Pour dépouiller les interférogrammes différentiels, il faut effectuer une intégration suivant la direction normale aux franges d'interférence et connaître la valeur de la masse volumique au point de départ de l'intégration. La technique qui a été développée présente quelques inconvénients. En effet, la totalité du champ observé ne peut pas être dépouillée à cause de la présence de la maquette. Par exemple, si on s'intéresse à l'écoulement instationnaire en aval d'un cylindre et si les franges d'interférence sont placées perpendiculairement à la vitesse au loin, le dépouillement est effectué suivant la direction de la vitesse au loin, de l'amont non perturbé vers l'aval. La partie de l'interférogramme située dans l'ombre du cylindre ne peut pas être dépouillée car on ne dispose pas de référence pour initialiser l'intégration.

La première amélioration apportée propose un montage optique à deux interféromètres qui permet d'obtenir le champ complet de la masse volumique autour de l'obstacle. La particularité de ce montage réside dans le fait que les deux interférogrammes obtenus sont réalisés au même instant et que les franges d'interférence ne sont pas positionnées de la même façon sur chaque appareil : un des clichés est enregistré avec les franges verticales et l'autre avec les franges horizontales. Ainsi, en utilisant les deux interférogrammes il est possible d'avoir accès à la masse volumique dans tout le champ de l'écoulement. On montre les principales caractéristiques du montage, ainsi que quelques résultats obtenus pour l'écoulement subsonique et supercritique autour d'un cylindre.

D'une manière générale, les mesures faites à partir des interférogrammes différentiels deviennent de moins en moins précises à mesure que les distances d'intégration augmentent, par un effet cumulatif.

Pour éviter cet inconvénient, une amélioration a été introduite en mettant en œuvre une technique d'interférométrie différentielle où l'intégration n'est plus nécessaire, ce qui présente l'intérêt de visualiser directement les lignes de même densité et d'augmenter la précision des mesures. Pour y parvenir nous avons conçu un montage interférométrique différentiel utilisant un biprisme de WOLLASTON qui sépare très fortement les faisceaux qui interfèrent. Ce type de montage est équivalent à un dispositif d'interférométrie classique à référence séparée car l'interférogramme est directement interprétable, mais il reste différentiel car un des faisceaux qui constitue la référence traverse l'écoulement amont non perturbé. Par ailleurs, cette technique est beaucoup plus sensible aux gradients de masse volumique que les techniques classiques d'interférométrie différentielle et par conséquent, elle est très bien adaptée pour analyser les écoulements où la masse volumique varie peu, tels que les écoulements faiblement subsoniques.

Cette méthode a été appliquée à l'écoulement instationnaire autour d'un cylindre. Associés aux mesures de pression instationnaire, les champs de masse volumique obtenus apportent de nombreuses informations sur l'écoulement instationnaire en aval du cylindre.

2. APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE ULTRA-RAPIDE

La technique d'interférométrie ultra-rapide a été appliquée à l'étude de l'écoulement au voisinage d'une cavité située au culot d'un obstacle bidimensionnel [26]. Une telle cavité est le siège de l'émission de gros tourbillons à haute fréquence dont le mécanisme de formation qui reste mal connu intervient dans les problèmes de réduction de traînée. Pour essayer de représenter ce phénomène à plus grande échelle de manière à le rendre accessible aux visualisations, nous avons matérialisé une cavité en associant à une marche descendante un rebord de hauteur variable situé en aval. Pour chaque configuration du rebord le nombre de MACH amont a été gardé constant et des interférogrammes ultra-rapides de l'écoulement au voisinage de la cavité ont été réalisés.

2.1 Dispositif expérimental

La maquette utilisée schématise une cavité bidimensionnelle placée à l'arrière d'un culot droit; pour éviter l'apparition d'une allée alternée la maquette a été prolongée dans sa partie inférieure par une plaque de longueur 200 mm environ. La longueur de la cavité est égale à la hauteur de la marche descendante soit 40 mm. Le rebord aval de la cavité est interchangeable. La configuration sans rebord est utilisée comme référence. Les trois rebords utilisés ont pour hauteur 20, 30 et 40 mm; leur épaisseur est de 4 mm.

Les essais ont été réalisés dans la soufflerie transsonique de l'I.M.F.L.. Cette soufflerie à retour est à fonctionnement continu; la veine bidimensionnelle a une hauteur de 200 mm et une largeur de 42 mm. Les parois haute et basse sont à perméabilité et à divergence réglables.

Afin de pouvoir comparer les quatre configurations étudiées, le nombre de MACH amont a été maintenu constant et fixé à 0,424. Le champ visualisé a 250 mm de diamètre.

La figure 3.1 montre la maquette en veine munie d'un rebord. La maquette est équipée de prises de pression moyenne et de capteurs de pression instationnaire. Nous avons associé une prise de pression à chaque capteur afin

d'obtenir les composantes moyenne et fluctuante de la pression à la même abscisse.

2.2. Mise en œuvre du système

2.2.1 Electronique de commande

L'enregistrement des interférogrammes se fait à l'aide de la caméra ultra-rapide et du flash comme indiqué en 3.3, chapitre I. Une électronique de commande pour le déclenchement a été également réalisée pour enregistrer sur un même film plusieurs essais en fonction de la fréquence de rotation du tambour de la caméra. Connaissant la fréquence de rotation du miroir central et le signal de la cellule fixée à la périphérie du tambour, on peut déclencher le flash pour positionner les clichés sur un endroit bien précis du film. En effet, le film est décomposé en 16 parties qui peuvent être sélectionnées par un afficheur couplé à une ligne à retard.

Les signaux du miroir central, du tambour tournant et du déclenchement du flash sont simultanément enregistrés sur un enregistreur magnétique comportant 16 voies de mesure.

2.2.2 Détermination du recalage temporel

Pour bien comprendre la suite de l'étude, il faut revenir à la manière dont sont enregistrés les interférogrammes par la caméra ultra-rapide. Le faisceau lumineux entre par l'objectif et est renvoyé par un miroir plan sur le miroir central constitué de 8 faces planes. Sur le couvercle du flasque de la caméra sont disposées de part et d'autre du faisceau d'entrée deux séries d'obturateurs (lucarnes) et deux objectifs destinés à former l'image sur le film. Lorsqu'une des facettes du miroir central renvoie le faisceau lumineux dans une des lucarnes, il y a formation de l'image sur le film. Chaque facette donne donc deux photos lorsque le miroir fait un tour et, de plus, deux miroirs de renvoi positionnent les clichés qui ont une taille de 16 mm sur la partie gauche ou droite du film 35 mm (voir figure 3.2).

Avec ce système, il n'y pas de possibilité de savoir à quel instant est faite la

première photo. En effet, lorsque le flash s'allume, les facettes du miroir ne sont pas forcément bien positionnées face à l'une ou l'autre des lucarnes, et il en résulte un certain retard inconnu et fonction de la fréquence de rotation du miroir. Nous avons donc réalisé un étalonnage du montage qui prend en compte la durée du plateau du flash, la fréquence de rotation du miroir et l'instant où le flash est déclenché.

Nous savons que le signal du miroir est périodique, mais les instants où sont enregistrés les clichés sont inconnus et ceux-ci dépendent en plus de la fréquence de rotation. L'étalonnage a été fait en photographiant avec le montage et pour différentes fréquences de rotation une hélice entraînée par une turbine. La fréquence de l'hélice est de 920 Hz et elle tourne dans un manchon qui est équipé de deux capteurs de pression instationnaire. La figure 3.3 montre les signaux qui ont été enregistrés simultanément : le signal électrique de déclenchement du flash, le signal périodique du miroir et le signal d'un des capteurs de paroi. Ce dernier fournit l'instant de passage des pales de l'hélice. Les visualisations qui sont effectuées en même temps donnent la position de l'hélice au moment où le faisceau optique passe pour la première fois devant une des lucarnes. Le traitement par FFT du signal du capteur fournit la fréquence de rotation de l'hélice et si on mesure sur la première photo l'angle entre la position de l'hélice et le capteur on détermine le retard entre le top du flash et l'instant de prise de la première photo. Il ne reste plus qu'à préciser l'instant de déclenchement du flash sur l'enregistrement du signal du miroir. Pour cela, on recherche le pic de tension positif du signal miroir qui précède immédiatement le top flash et on calcule le retard R_m entre ce pic et l'instant de la première photo. Cette opération est absolument nécessaire car le flash est déclenché pour n'importe quelle position du miroir. L'étalonnage précédent a été répété pour quatre valeurs de la fréquence du miroir.

La figure 3.4 montre l'évolution du retard avec la fréquence de rotation f_m et l'allure linéaire du retard adimensionné par la fréquence. Nous aurions pu trouver certainement une valeur constante du produit $R_m \cdot f_m$ si nous avions considéré les passages à zéro du signal miroir plutôt que le pic positif de tension.

Tous les essais qui ont été réalisés dans cette étude ont été recalés de la manière suivante : enregistrement des pressions instationnaires, du top flash et du top miroir; recherche du premier pic de tension du signal miroir qui précède le top

flash; enfin, suivant la fréquence de rotation du miroir, on prend en compte le retard qui vient d'être mis en évidence et on compte le nombre d'intervalles de temps qu'il faut pour se situer immédiatement après le top flash. A partir de cet instant la facette du miroir est bien positionnée pour la première photo. Il suffit maintenant de vérifier que l'écart de temps entre le top flash et l'instant de la première photo est bien supérieur au temps de montée du flash. Nous avons remarqué au cours des essais que si cet écart de temps est inférieur à $15 \mu\text{s}$ le film n'est pas impressionné ou l'est très peu. Après toutes ces opérations, on sait superposer sur les signaux de pression les instants où sont réalisés les interférogrammes.

2.3 Analyse des pressions moyennes

La figure 3.5 retrace l'évolution du coefficient de pression pour les quatre configurations. L'analyse de ces répartitions a été faite en association avec les ombroscopies réalisées pour les quatre valeurs du paramètre h/H . Les quatre cas sont représentés sur les schémas du bas de la figure 3.5. On remarque tout d'abord que pour $h = 0$, C_p est pratiquement constant jusqu'à $x = 3,5 H$. La zone de mélange issue du point de décollement commence à recoller à partir de cette abscisse. On peut aussi noter l'intensité du gradient de pression sur la partie amont de la maquette et l'existence d'une recompression juste avant le décollement. On remarque que dans le cas $h/H = 1$, le comportement de C_p a même allure que pour $h = 0$. Ce cas est représentatif de toutes les configurations où la zone de mélange issue du décollement est entièrement interceptée par le rebord. Alors l'écoulement à l'arrière du rebord est semblable à celui observé derrière une marche seule ($h = 0$). La présence du rebord revient donc à prolonger le profil de la maquette et à situer le décollement au rebord, mais elle modifie aussi le niveau du coefficient de pression en amont de la marche sans toutefois en changer l'évolution. Il en résulte que le recollement sur la plaque s'effectue plus loin. Bien que la pression dans la cavité soit légèrement supérieure, cette configuration se comporte comme la marche descendante seule et par conséquent elle ne peut pas apporter de réduction de traînée.

La situation est différente lorsque le rebord est situé en dessous de la zone de mélange issue de 0 ou lorsqu'il l'intercepte partiellement. Les configurations $h/H = 0,5$ et $0,75$ fonctionnent de cette manière. Lorsque le rebord est

suffisamment haut pour agir sur la zone de mélange ce qui est le cas de $h/H = 0,75$, la pression diminue dans la cavité et augmente derrière le rebord. De plus, le recollement de la zone de mélange s'effectue en aval du rebord plus rapidement. On note par ailleurs que le gradient de pression sur la maquette reste négatif jusqu'au décollement. Lorsque le rebord est plus bas, il n'agit que sur la bulle de recirculation ($h/H = 0,5$). En amont, on retrouve des résultats voisins de $h/H = 0$ et 1 et, en aval, l'allure se rapproche plutôt du cas $h/H = 0,75$.

2.4 Analyse des pressions fluctuantes

La figure 3.6 montre le signal du capteur placé sur le côté de la cavité ainsi que le spectre de FOURIER correspondant. Les instants où sont enregistrés les interférogrammes montrés sur la figure 3.6 sont indiqués sous le signal de pression. Les spectres des signaux permettent de tracer les amplitudes des raies les plus importantes pour chaque capteur et pour les trois valeurs non nulles de h . La fréquence de la raie fondamentale est associée à l'émission des structures tourbillonnaires visualisées sur les ombroscopies de la figure 3.8. La figure 3.7 indique que la fréquence augmente avec h . Cependant, les maxima de fluctuations de pression sont obtenues pour $h/H = 0,75$. En fait, cette valeur correspond à la cavité qui produit la meilleure réduction de traînée [27].

Pour vérifier la synchronisation et le recalage, nous avons réalisé des ombroscopies pour toutes les configurations. Le top de la première photo ombroscopique, qui est très bien connu, est enregistré en même temps que les pressions. En se positionnant sur un endroit bien précis de la fluctuation de pression on peut comparer les photos obtenues en ombroscopie et celles obtenues par interférométrie. Les visualisations de la figure 3.8 montrent la comparaison entre des ombroscopies et des interférogrammes enregistrés aux mêmes instants des pressions instationnaires et repérés 1,2,3 et 4 sur la figure. La comparaison est faite avec des interférogrammes à franges horizontales car lorsque les franges sont verticales les tourbillons sont plus difficiles à interpréter : ceci est lié à la direction prépondérante des gradients de masse volumique. On voit très bien que l'interférogramme correspond à l'ombroscopie. La position des tourbillons est identique sur les deux clichés. La méthode de recalage déterminée précédemment apparaît donc assez précise.

Pour $h/H = 0,5$, on voit que la fréquence déterminée par FFT (2240 Hz) correspond aux grosses structures tourbillonnaires qui se forment pratiquement au dessus du rebord.

Enfin, lorsque $h/H = 1$, les interférogrammes de la figures 3.9 montrent que les tourbillons ont des fréquences encore plus élevées (7 kHz), mais ils sont beaucoup moins étendus et sont pratiquement détruits lorsqu'ils passent au droit du rebord. Les visualisations ombroscopiques de la figure 3.10 font très bien apparaître les petits tourbillons et leur destruction. De plus, si on examine sur les interférogrammes de la figure 3.9 la nature de la zone de mélange à l'arrière du rebord, on s'aperçoit qu'elle est comparable aux interférogrammes réalisés pour $h = 0$ et présentés sur la figure 3.11. Les visualisations confirment donc bien que la configuration $h/H = 1$ présente à l'arrière du rebord une zone de mélange analogue à la configuration sans rebord.

En comparant les interférogrammes réalisés lorsque les franges sont placées horizontalement et verticalement, on remarque que les tourbillons sont représentés par des successions d'anneaux colorés concentriques (figure 3.12). Dès le début de la zone de mélange, on distingue nettement un chapelet de tous petits tourbillons lorsque les franges sont placées verticalement (figure 3.13). Les figures 3.6, 3.9 et 3.12 mettent aussi en évidence les ondes acoustiques émises par les tourbillons. Ces ondes remontent et viennent perturber l'écoulement extérieur : le champ n'est plus uniforme pour les configurations $h/H = 0,75$ et 1, ce qui complique le dépouillement et l'intégration.

2.5 Dépouillement des interférogrammes

Comme le dépouillement des clichés est effectué manuellement, nous avons choisi de traiter les interférogrammes les moins compliqués, à savoir ceux réalisés avec les franges horizontales et qui ne présentent pas d'ondes acoustiques. Les cas $h/H = 0,75$ et 1 ont été laissés de côté. La démarche à suivre consiste d'abord à relever :

- la distance L du milieu de la veine d'expériences au miroir sphérique (70 mm),
- le rayon de courbure R du miroir sphérique (2510 mm),
- l'épaisseur k du hublot le plus proche du miroir sphérique (40 mm).

Ces grandeurs permettent de calculer la distance virtuelle L' du milieu de la veine au miroir :

$$L' = L - k(v - 1) / v$$

où v est l'indice de réfraction du verre ($v = 1,5$). Le grandissement G_m de l'image de la veine d'expériences sur le miroir est donné par $G_m = R / (R - L')$.

Au cours de ces essais, nous avons travaillé avec le biprisme centré, ce qui permet d'obtenir une teinte de fond presque uniforme. Dans ces conditions, il faut réaliser un étalonnage des teintes obtenues en fonction de la position du biprisme. La figure 3.14 montre les variations de $\xi - \xi_0$ avec les couleurs. Le spectre des teintes est symétrique par rapport à la frange centrale blanche représentée par la photo en haut à gauche. Lorsque la soufflerie est en fonctionnement, nous avons choisi comme teinte de fond uniforme la teinte orangée notée ξ_0 . En dessous de chaque photo, nous avons rapporté la position du vernier par rapport à ξ_0 . Pour dépouiller les interférogrammes, on part d'une position du champ où la teinte de fond est uniforme et on relève sur Oy les teintes rencontrées. On peut donc déterminer $\theta_y = (\xi - \xi_0) / (R - L')$ qui est la déviation de la projection du rayon sur le plan xOy . On en déduit pour chaque point du champ la différence d'épaisseur optique $dE = dy \cdot \theta_y$. Nous avons tracé θ_y en fonction de y ainsi que $dE = E - E_e$ qui représente l'intégrale de θ_y . La relation de Gladstone qui lie l'indice de réfraction à la masse volumique permet d'obtenir $E_e (K = (n-1) / (\rho / \rho_s))$ avec n indice de réfraction de l'air, ρ_s masse volumique dans les conditions standard et K constante caractéristique du gaz. Pour l'air sec dépourvu de gaz carbonique $K = 293 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{kg}$). On détermine ρ / ρ_e à partir de l'épaisseur optique effective dans la veine d'expériences. Ici, il s'agit d'une lame de gaz d'épaisseur constante et l'épaisseur optique effective est proportionnelle à la masse volumique du gaz.

Pour réaliser l'étalonnage du biprisme, nous avons veillé à ce que la température ambiante qui règne au moment de l'étalonnage soit la même que celle qui est mesurée dans l'écoulement uniforme. Ainsi, la teinte de fond du cliché et la teinte de l'étalonnage sont obtenues dans les mêmes conditions de température.

Pour le dépouillement les clichés sont projetés sur un verre dépoli à l'aide

d'un analyseur de négatifs avec un grandissement d'environ 30 fois. Un réticule permet de pointer les différentes couleurs en fonction de l'ordonnée y . Le traitement informatique qui s'en suit permet de lisser les valeurs de θ_y et d'intégrer la courbe. La figure 3.15 est relative au traitement de l'interférogramme N°1 de la figure 3.8 et montre les variations de θ_y et $E - E_e$ pour deux abscisses. L'allure de $E - E_e$ est la même que celle de ρ / ρ_e à une constante multiplicative près. On voit que la masse volumique augmente à la traversée de la zone de mélange et que pour x/H compris entre 0 et 1 elle varie très peu. Au sujet de la formation des tourbillons dans la zone de mélange, on peut voir que la masse volumique augmente continûment de la périphérie vers le centre des tourbillons.

L'évolution du champ de masse volumique apparaît sur les figures 3.16 et 3.17 lorsqu'on dépouille plusieurs interférogrammes successifs. Sur ces deux figures nous avons reconstitué le champ complet de huit interférogrammes pour $h/H = 0.5$ en traçant les lignes isochores ρ / ρ_e . Dans le temps, l'évolution d'un tourbillon peut être décomposée en deux phases : une phase de formation des tourbillons où la masse volumique au centre du tourbillon augmente (voir le premier tourbillon des six premiers interférogrammes) et une phase de dissipation où le tourbillon s'étale et la masse volumique diminue au centre du tourbillon (voir le second tourbillon des six premiers interférogrammes). Au passage entre la phase de formation et la phase de dissipation, le tourbillon se détache lorsqu'il est limité par une ligne isochore $\rho / \rho_e = 1$.

Les variations de masse volumique représentent 15 à 20% de celle de l'écoulement non perturbé. Au voisinage du point de recollement ρ est proche de $0.65 \rho_0$ tandis qu'au centre du second tourbillon, ρ atteint $0.95 \rho_0$.

3. APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE SIMULTANEE

On vient de constater que l'interférométrie différentielle à biprisme de WOLLASTON se révèle être un outil précieux pour l'étude des phénomènes aérodynamiques instationnaires. Or, l'interférométrie différentielle requiert une intégration normalement aux franges : cette opération est arrêtée par la présence d'un obstacle de sorte que des domaines entiers peuvent échapper aux mesures. Cet inconvénient disparaît lorsqu'on utilise le montage décrit en 3.4, chapitre I. Ce montage qui utilise deux interféromètres a été appliqué à l'écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre : on a pu obtenir le champ instantané complet de la masse volumique autour de l'obstacle [28].

3.1 Dispositif expérimental

La maquette utilisée est un cylindre de 20 mm de diamètre placé transversalement dans la veine d'expériences de la soufflerie transsonique de l'IMFL décrite en 2.1. Le cylindre est équipé d'un capteur de pression instationnaire dont la membrane, de l'ordre du mm^2 , est affleurante. Une prise de pression a été implantée sur la même génératrice du cylindre que le capteur de manière à obtenir une information complète sur la pression; l'axe de la prise et du capteur ont été positionnés à 90° par rapport à la direction de l'écoulement en amont. En effet, pour synchroniser correctement le déclenchement des interférogrammes avec une configuration fixée de l'allée alternée, l'amplitude du signal issue du capteur de pression doit être importante pour obtenir une bonne précision. Or, une recherche passée effectuée sur cet écoulement a montré que les fluctuations de pression les plus importantes sont obtenues au voisinage de 90° [29].

Les essais ont été réalisés pour quatre nombres de MACH en amont : 0,4, 0,55, 0,75 et ,80. Pour chaque cas, les interférogrammes ont été enregistrés à quatre instants pendant des cycles différents de l'allée alternée, en synchronisant un top de déclenchement sur le signal du capteur de pression instationnaire.

3.2 Synchronisation et enregistrement

3.2.1 Synchronisation des signaux

Pour essayer d'obtenir des visualisations à des instants différents de la position de l'allée alternée qui se développe naturellement en aval du cylindre nous avons effectué des déclenchements conditionnés sur le signal périodique de l'allée alternée. Pour cela il faut détecter le passage par zéro du front descendant du signal du capteur de pression instationnaire. Ce top est tout d'abord amplifié, puis simultanément mis en forme et enregistré. Une électronique de commande recueille le signal mis en forme et délivre avec un retard réglable un top de déclenchement aux deux sources éclairs des interféromètres. Enfin, un fréquencemètre qui fait également parti de la chaîne de mesure indique en temps réel la fréquence de l'allée alternée et nous permet de calculer le retard à afficher sur l'électronique de déclenchement. La figure 3.18 retrace les principaux signaux utilisés à la bonne synchronisation. On peut voir que les tops des sources éclairs sont simultanés, ce qui indique bien que les interférogrammes de chaque système sont enregistrés au même instant.

3.2.2 Analyse des pressions instationnaires

Les pressions instationnaires sont présentées avec le top de déclenchement des deux éclairs des interférogrammes sur la figure 3.19 pour un des nombres de MACH testés. Les retards T sont indiqués ainsi que la valeur de la fréquence de l'allée alternée. On note que la fréquence mesurée est en très bon accord avec les résultats trouvés en [29]. Les fluctuations de pression qui sont tracées sur cette figure sont recalées sur le top du boîtier de déclenchement. Elles représentent des périodes identiques enregistrées à des instants différents. Néanmoins, on remarque quelques variations dans l'amplitude des fluctuations qui sont très certainement dues aux perturbations provoquées par les moteurs de la soufflerie.

Les interférogrammes synchronisés sur les signaux de pression de la figure 3.19 sont montrés sur les figures 3.25 à 3.28 pour MACH 0,55.

3.3 Méthode de dépouillement

Le dépouillement des interférogrammes a été réalisé par intégration de la manière suivante : le point de départ correspond à l'écoulement non perturbé en amont du cylindre à une ordonnée arbitraire, choisie ici égale à -75 mm environ (ou +75 mm), endroit où la masse volumique est bien connue. A l'aide de la relation de GLADSTONE-DALE on déduit l'épaisseur optique de référence E_e . Ensuite, l'épaisseur optique E est calculée en tout point de la ligne dépouillée, puis reportée sur l'interférogramme à franges horizontales (figure 3.20).

Le dépouillement des clichés à franges horizontales est un peu particulier. En effet au cours d'un dépouillement normal, il faut d'abord repérer sur les clichés la teinte de fond uniforme de l'écoulement non perturbé, puis calculer la déviation lumineuse $\xi - \xi_0$ lorsqu'on passe d'une teinte à une autre. Dans le cas des franges horizontales et pour toute abscisse située en aval du cylindre, il n'existe plus de teinte de fond uniforme. Les zones de même couleur représentent la même variation de chemin optique et non le chemin optique de référence de sorte que la valeur de référence de l'épaisseur optique n'est pas connue. Pour déterminer la teinte de fond à prendre en considération pour calculer θ_y , nous avons raisonné comme suit : on sait que la masse volumique est la même sur les parois haute et basse car les pressions mesurées dans les caissons haut et bas de la soufflerie sont égales. Donc les valeurs trouvées en fin d'intégration doivent être égales aux valeurs initiales. Tout d'abord, nous relevons les teintes observées à une abscisse donnée en introduisant une valeur arbitraire de ξ_0 . Une première itération permet de calculer $dE = E - E_e$ par intégration de la courbe lissée θ_y . On voit sur le schéma en haut et à droite de la figure 3.21 que les valeurs de dE aux parois ne sont pas identiques. Le résultat de l'intégration sur le chemin parcouru permet de calculer une nouvelle valeur de ξ_0 correspondant à la teinte de fond. Cette valeur est introduite de nouveau dans le calcul de θ_y et par suite de dE . Le tracé en bas à gauche indique que le résultat final de l'intégration est pratiquement identique à la valeur initiale. Une troisième itération a été effectuée pour s'assurer de la bonne convergence du calcul. Tous les dépouillements des clichés à franges horizontales ont été obtenus en suivant cette démarche. Il est évident que la valeur finale de ξ_0 représente en réalité la teinte de fond correspondant à un écoulement uniforme, en absence de maquette. Si le dépouillement est correct, les valeurs de

ξ_0 doivent être identiques pour toutes les abscisses qui ont été dépouillées. La figure 3.22 indique les valeurs de ξ_0 trouvées par le méthode itérative pour les quatre retards choisis. On peut voir que ξ_0 est pratiquement constant et que la teinte de fond correspondante est le jaune.

3.4 Configurations à MACH subsonique

3.4.1 Reconstitution des champs de masse volumique à MACH 0,4

La figure 3.23 présente les deux interférogrammes simultanés et le champ des courbes isochores obtenues par dépouillement pour $M_\infty = 0,4$ à $T = 185 \mu s$.

On constate tout d'abord que les variations de masse volumique sont très faibles : augmentation d'environ 2% au nez de la maquette (point d'arrêt) et diminution de 6% dans les tourbillons dont le noyau peut être localisé aux points où ρ est minimal. La précision des mesures peut être quantifiée si on s'intéresse à l'écoulement peu perturbé, au-dessus et en-dessous de la maquette et du sillage. On voit sur le champ reconstitué que les variations de masse volumique ne dépassent pas ce qui correspond à un changement de teinte et sont donc de l'ordre de 1%. Il faut quand même noter que cette imprécision représente 10% des variations mesurées.

Une comparaison peut être effectuée avec les travaux de O. RODRIGUEZ [30] qui a mesuré le coefficient de pression instationnaire autour du même cylindre à MACH 0,4 et 0,55. La figure 3.24 montre les différents recoupements qui ont été effectués pour MACH 0,4. Le tracé du haut représente le signal modélisé, fourni par un capteur situé à la même position que celui de nos essais[30]. Nous avons indiqué l'instant où est calculé le coefficient de pression indiqué plus bas. En dessous nous avons fait figurer le signal fourni par notre capteur et l'instant d'enregistrement des deux interférogrammes. Ces instants ont été choisis pour correspondre au passage à zéro du front montant du signal. La variation relative instationnaire de masse volumique a été calculée sur le cylindre aux points qui ont été dépouillés. Le coefficient de pression et cette variation

relative de ρ sont donc déterminés au même instant.

A l'aide de la loi de LAPLACE nous pouvons essayer de calculer en quelques points sur le cylindre la valeur de ρ à partir des mesures de la référence [30]. En toute rigueur, cette loi ne peut s'appliquer ici qu'en dehors du sillage. Le tracé du bas montre la comparaison entre les mesures interférométriques et les mesures tirés de [30] sur la partie amont du cylindre. On voit que les écarts sont assez importants bien que les évolutions soient à peu près identiques. Cet écart peut s'expliquer ainsi : tout d'abord, les mesures tirés de [30] sont locales tandis que l'interférométrie fournit des valeurs de ρ qui sont intégrées sur l'envergure du cylindre; de plus, les couches limites latérales qui se développent sur les parois de la soufflerie viennent certainement altérer les mesures. D'autre part, les valeurs de ρ obtenues sur le cylindre sont des valeurs interpolées car le dédoublement des deux faisceaux qui interfèrent ne permet pas d'effectuer les mesures sur l'obstacle.

3.4.2 Reconstitution des champs de masse volumique pour MACH 0,55

Concernant les dépouillements à $M_\infty = 0,55$, les figures 3.25 à 3.28 montrent que les tourbillons sont plus nombreux et l'évolution du premier tourbillon est plus facile à suivre en fonction du temps. Ici, le déficit de masse volumique atteint 15% au centre de plusieurs tourbillons et on note une augmentation de ρ d'environ 6% au nez de l'obstacle. Comme le dépouillement des clichés à franges verticales est effectué de l'écoulement non perturbé vers l'aval, l'imprécision obtenue augmente avec l'abscisse; ainsi, les informations obtenues sur les tourbillons les plus éloignés du cylindre sont les plus imprécises.

3.5 Configurations à MACH transsonique

3.5.1 Interférogrammes à MACH 0,75

Lorsque le nombre de MACH en amont est élevé, des ondes de choc apparaissent ce qui complique fortement le dépouillement des interférogrammes.

La figure 3.29 montre les interférogrammes simultanés réalisés à quatre instants. On voit nettement comment se manifestent sur deux clichés homologues les gradients de masse volumique à la traversée des ondes de choc. Des zones noires apparaissent, signifiant que les gradients sont trop importants pour être correctement mesurés en teinte de fond uniforme. Lorsque le nombre de MACH est important le resserrement des franges d'interférence devient donc indispensable ou il faut choisir un biprisme de WOLLASTON qui possède un angle de biréfringence beaucoup plus faible. Sur les visualisations de la figure 3.29, on peut remarquer les oscillations en opposition de phase des ondes de choc situées de part et d'autre du sillage.

3.5.2 Dépouillement et comparaison à MACH 0,8

Un essai de dépouillement a été tenté sur la configuration à MACH 0,8. Le dépouillement a été mené suivant la deuxième méthode, mais la zone de l'interférogramme où se situent les ondes de choc a été laissée de côté car elle n'a pu être correctement traitée, à l'exception d'une traversée faite à une seule ordonnée (-75 mm) afin d'introduire en aval des ondes de choc une valeur de référence de la masse volumique sur l'interférogramme à franges horizontales. Sur le champ reconstitué en bas de la figure 3.30 une bande verticale comprenant les ondes de choc est donc laissée de côté. Cette configuration a été dépouillée pour effectuer quelques comparaisons avec les travaux de K. ISHII [31] qui a effectué des calculs numériques autour d'un cylindre en écoulement compressible. Nos mesures effectuées à un nombre de REYNOLDS de $5 \cdot 10^5$ montrent qu'au centre des tourbillons la masse volumique diminue d'environ 20% ($\rho = 0,67 \text{ kg/m}^3$) et sur le nez du cylindre, on note une augmentation de près de 10% ($\rho = 0,93 \text{ kg/m}^3$). Les calculs numériques de ISHII ont été effectués pour deux nombres de REYNOLDS (10^3 et $5 \cdot 10^6$). Ils indiquent pour le nombre de REYNOLDS le plus faible $\rho = 0,74 \text{ kg/m}^3$ au centre d'un tourbillon et $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$ au nez du cylindre. Pour le nombre de REYNOLDS le plus élevé, ρ est égal $0,59 \text{ kg/m}^3$ au centre du tourbillon. On voit qu'en ce qui concerne les tourbillons nos mesures sont cohérentes avec le calcul numérique, mais qu'un écart important existe au point d'arrêt.

4. APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE DIRECTE

L'application de l'interférométrie différentielle simultanée indique que la précision des mesures est fortement altérée lorsque les distances d'intégration deviennent importantes. Pour cette raison nous avons introduit en 3.3, chapitre I, une technique d'interférométrie différentielle où l'intégration n'est plus nécessaire, ce qui présente l'intérêt de visualiser directement les lignes de même densité et d'augmenter la précision des mesures [32]. Ce type de montage est équivalent à un dispositif d'interférométrie classique à référence séparée car l'interférogramme est directement interprétable, mais il reste différentiel car un des faisceaux qui constitue la référence est placé dans l'écoulement amont non perturbé. Par ailleurs, cette technique est beaucoup plus sensible aux gradients de masse volumique que les techniques classiques d'interférométrie différentielle et par conséquent, elle est très bien adaptée pour analyser les écoulements à faible nombre de MACH. Cette méthode a été appliquée au même écoulement autour d'un cylindre que la méthode décrite en 3.

4.1 Dispositif expérimental

La maquette est toujours le cylindre de 20 mm de diamètre décrit en 3.1, placé dans la soufflerie transsonique de l'IMFL et équipé d'un capteur de pression instationnaire et d'une prise de pression implantée sur la même génératrice.

L'électronique de commande pour le déclenchement est celle décrite en 2.2.1. Comme en 2.2.1, les signaux du miroir central, du tambour tournant, du déclenchement du flash et du capteur de pression instationnaire sont simultanément enregistrés sur un enregistreur magnétique comportant 16 voies de mesure. L'étalonnage du décalage temporel a été décrit en 2.2.2 et nous pouvons superposer sur les signaux de pression les instants où sont réalisés les interférogrammes.

4.2 Problèmes rencontrés

Le montage réalisé est environ dix fois plus sensible au gradient d'indice que les montages d'interférométrie utilisant un biprisme de quartz. En effet, pour un biprisme de quartz ($\alpha=4^\circ$), nous avons pratiquement entre deux et trois franges par millimètre dans le plan de localisation des franges d'interférence (plan voisin du plan de collage des deux prismes), tandis que dans le cas de la calcite ($\alpha=2,6^\circ$), il y a pratiquement 30 franges par millimètre. Il en résulte que l'étalonnage des franges d'interférence a dû être réalisé dans des conditions d'environnement un peu particulières. En effet, nous avons dû isoler l'ensemble des trajets optiques pour ne pas être gêné par les gradients thermiques existant naturellement dans le laboratoire et étalonner le système de franges en l'absence de vibrations parasites provenant des installations voisines. Nous avons déjà montré sur la figure 1.20 une vue de l'ensemble de l'installation équipé du second montage. On peut remarquer que la prise de vue est faite à l'aide d'un objectif de focale 600 mm et d'ouverture 1/4. Dans notre montage optique, l'ouverture est égale à l'angle que fait le faisceau lumineux en sortie du biprisme, soit 1/32. Comme la focale de l'objectif est grande et l'ouverture du montage très fermée, l'alignement de la caméra sur l'axe optique a demandé un réglage extrêmement précis, opération qui a été très difficile à réaliser.

Le système de franges qui a été obtenu présente une particularité qui mérite d'être mentionnée. En effet, il n'y a plus de frange centrale blanche, mais la disposition des franges est symétrique par rapport à une teinte du premier ordre qui est le bleu violacé très foncé, proche du noir sur certains clichés. Ceci indique qu'il existe toujours une différence de marche initiale entre chaque couple de faisceaux qui interfèrent. Cette différence provient très certainement du fait que l'angle de biréfringence produit deux faisceaux optiques qui ont des angles d'incidence différents sur chacun des deux miroirs, de sorte que les chemins optiques ainsi que les déphasages ne sont plus égaux ni annulés par la double traversée. Ce défaut du montage ne laisse plus apparaître de déphasage nul, car il n'existe pas de frange centrale blanche et ceci modifie le minimum de différence de chemin optique qui pourrait être mis en évidence.

Un dernier point concerne la teinte de fond qui est obtenue lorsque le biprisme est placé au centre de courbure du miroir sphérique. Lorsqu'on balaye

les couleurs relatives aux différents ordres d'interférence, la teinte de fond n'est pas toujours uniforme en tout point du champ visualisé, surtout dans les teintes du premier ordre. C'est le montage optique et les réflexions sur les deux miroirs qui créent des déphasages et altèrent la teinte de fond. Un montage direct, c'est-à-dire sans miroir de renvoi, devrait atténuer ces défauts. La figure 3.31 indique l'étalonnage qui a été réalisé et montre les teintes de fond et leurs aberrations.

Comme la teinte de fond n'était pas rigoureusement uniforme, nous avons vérifié qu'en tout point du champ visualisé la différence de chemin optique entre les deux faisceaux qui interfèrent était inférieure à $\lambda/8$ en absence de miroirs de renvoi. Les calculs présentés en annexe 2 montrent que lorsqu'on se déplace du centre du miroir vers la périphérie l'écart est toujours inférieur à 10^{-8} . Les défauts enregistrés lorsque le biprisme est centré sont donc provoqués par les renvois sur les miroirs plans (ils ont été usinés avec une précision au moins égale au 1/10 de la longueur d'onde moyenne sur toute la surface).

4.3 Enregistrements des interférogrammes

La première opération, avant de commencer les essais, consiste à vérifier que l'écoulement en amont du cylindre est bien uniforme. Pour cela, nous avons enregistré des interférogrammes de toute la fenêtre de visualisation à l'aide d'un biprisme en quartz qui possède un angle de biréfringence très faible. On obtient ainsi un interférogramme différentiel qui peut mettre en évidence des faibles nonuniformités de l'écoulement amont. La figure 3.32 montre les interférogrammes enregistrés pour trois nombres de MACH amont : 0,2, 0,3 et 0,4. La teinte en amont du cylindre reste bien uniforme, ce qui permet de valider le montage optique réalisé.

Sur la figure 3.33 sont présentés les interférogrammes réalisés pour des petits nombres de MACH (0,2 et 0,3). Nous avons également tracé le signal fourni par le capteur de pression instationnaire et indiqué les instants auxquels les interférogrammes ont été enregistrés. On peut remarquer que ce type d'interférogramme fait apparaître directement les courbes isochores car la référence est placée dans l'écoulement amont non perturbé. On voit que les tourbillons sont représentés par des anneaux concentriques de même couleur. Le dépouillement de l'interférogramme 1 est tracé sur la figure 3.37 pour les deux

valeurs de M_∞ . Ce dépouillement fait apparaître que la masse volumique est minimale au centre des tourbillons, ce qui avait été mis déjà en évidence par les précédentes études interférométriques autour du même cylindre. Les enregistrements de la figure 3.33 montrent le battement de l'allée alternée. Ils montrent également que la teinte de fond varie légèrement d'un cliché à l'autre ce qui signifie que des vibrations parasites perturbent quelque peu la visualisation. A ce titre, on peut noter que la courbe d'étalonnage indique que le déplacement minimal du biprisme pour passer d'une teinte à une autre est de 3 microns. Or, nous avons relevé une amplitude de vibration de l'ordre de 4 microns sur le banc interférométrique. Il est donc normal de constater une légère variation de couleur dans les parties stationnaires de l'écoulement.

La figure 3.34 regroupe les interférogrammes réalisés pour les nombres de MACH plus élevés (0,4 et 0,5). On constate que les gradients deviennent trop importants pour être correctement mesurés. Dans le cas $M_\infty = 0,4$, on peut voir que les interférogrammes 1 et 7 sont pratiquement en opposition de phase sur les visualisations et également sur le signal du capteur de pression. Ceci indique que la synchronisation qui a été effectuée pour recalibrer les interférogrammes et les signaux de pression présente une bonne cohérence.

Si on ne travaille plus avec le biprisme positionné au centre de courbure du miroir sphérique, on peut faire apparaître les franges d'interférence dans le champ de visualisation. En déplaçant le biprisme vers le miroir sphérique ou vers le strio-interféromètre, on resserre plus ou moins les franges d'interférence et on peut ainsi imposer un déplacement de ces franges dans un sens ou dans l'autre. Les figures 3.35 et 3.36 montrent les interférogrammes de référence réalisés en absence d'écoulement ainsi que les interférogrammes enregistrés pour les deux cas de déplacement du biprisme pour un nombre de MACH de 0,3 et 0,5. On voit très nettement que la frange centrale du système de franges n'est pas blanche. Par ailleurs, pour le nombre de MACH 0,3, le déplacement de cette frange par rapport à l'interférogramme de référence fournit la valeur du nombre de MACH de l'écoulement à l'extérieur du sillage. Le dépouillement de ce type d'interférogramme est classique et revient uniquement à mesurer le déplacement des franges en tout point du champ.

Il faut mentionner que si on ne veut pas travailler en teinte de fond uniforme, il n'existe plus de condition sur l'interfrange, et le rayon de courbure

du miroir sphérique peut être ramené à 2,50 m comme dans le montage initial ce qui réduirait considérablement les problèmes de vibrations. De plus, l'ouverture du système optique serait plus grande que dans le montage présenté ici et la qualité des interférogrammes serait améliorée. Dans ces conditions, on retrouve le système de franges avec une frange centrale blanche ou noire. Par contre, le temps de dépouillement serait plus long car le dépouillement des interférogrammes serait alors ramené à une reconnaissance des franges d'interférence et à la mesure de leur déplacement.

CONCLUSION

Les travaux relatés dans ce document ont montré notre contribution à l'analyse quantitative de phénomènes aérodynamiques rapidement variables. Pour étudier les sillages proches et les phénomènes d'interaction entre le tir d'arme et une prise d'air, nous avons mis en œuvre des moyens originaux pour mesurer les pressions instationnaires et développé des techniques optiques originales de visualisation basées sur l'interférométrie différentielle en lumière blanche. L'association et la synchronisation des mesures de pression instationnaire et des visualisations instantanées ont permis d'apporter de nombreux renseignements sur les phénomènes aérodynamiques étudiés.

Les principaux résultats du dernier chapitre concernent les améliorations qui ont été apportées à une technique optique déjà bien connue. Les mises en œuvre de l'interférométrie différentielle ultra-rapide, du montage à interférogrammes simultanés et du montage à interférométrie directe ouvrent de nouveaux horizons à une technique optique qui semblait être dépassée par les nouvelles techniques optiques interférométriques utilisant des lasers.

En effet, des interférogrammes différentiels instantanés ont pu être enregistrés à une cadence ultra-rapide. Nous avons montré qu'il est possible d'effectuer le dépouillement de chaque interférogramme à l'aide de la courbe d'étalonnage liant les différentes couleurs observées dans la veine d'expériences et la position du biprisme de WOLLASTON.

Pour obtenir le champ complet de la masse volumique autour de l'obstacle, il est proposé un second montage optique comportant deux interféromètres qui a la particularité de fournir deux interférogrammes complémentaires au même instant. Cette étude a également montré que la précision des mesures est fortement altérée lorsque les distances d'intégration deviennent importantes.

Une dernière amélioration a permis de mettre en œuvre une technique d'interférométrie différentielle où l'intégration n'est plus nécessaire, ce qui présente l'intérêt de visualiser directement les lignes de même densité et d'augmenter la précision des mesures. Pour y parvenir nous avons construit un montage interférométrique différentiel utilisant un biprisme de WOLLASTON qui sépare très fortement les faisceaux qui interfèrent. Ce type de montage est

équivalent à un dispositif d'interférométrie classique à référence séparée car l'interférogramme est directement interprétable, mais il reste différentiel car un des faisceaux qui constitue la référence est placé dans l'écoulement non perturbé. Par ailleurs, cette technique est beaucoup plus sensible aux gradients de masse volumique que les techniques classiques d'interférométrie différentielle et elle est très bien adaptée pour analyser les écoulements à faible densité.

Pour conclure, nous pouvons présenter les perspectives qui pourraient être données à la technique optique.

La sensibilité de la méthode est fonction de l'angle de biréfringence du biprisme et nous disposons actuellement de plusieurs biprismes qui sont choisis en fonction des gradients à mettre en évidence. Par ailleurs, le minimum de variation d'indice qui peut être mis en évidence est lié à la variation minimum de la différence de marche dans le biprisme, ce qui est mis en évidence dans les teintes les plus sensibles du 1^{er} ordre. D'après nos tables d'étalonnage, la différence de marche minimale est de $8,5 \cdot 10^{-8}$ m. Ceci correspond pour un écoulement bidimensionnel et une épaisseur de veine de 10 cm à une variation de masse volumique de $1,8 \cdot 10^{-3}$ kg/m³. Ces quelques données permettent d'envisager des mesures de forts gradients existant dans un écoulements à faible densité avec une application aux écoulements hypersoniques. La figure 4a montre l'écoulement autour d'un projectile en vol à MACH 3 environ.

Cette technique peut également être appliquée à la mesure des gradients thermiques dans les couches limites supersoniques. Lorsque les variations d'indice sont uniquement produites par les variations de température, il est possible d'obtenir les gradients thermiques. De plus, si les dimensions de la couche limite sont faibles, on peut obtenir une mesure directe du profil de température en plaçant un des faisceaux qui interfèrent dans l'écoulement sain en dehors de la couche limite. La figure 4b illustre la mise en évidence des gradients thermiques autour d'une flamme d'allumette.

Enfin, on peut appliquer cette technique aux écoulements hydrodynamiques. Cette fois les variations d'indice dans le tunnel d'expériences sont uniquement provoquées par les gradients thermiques naturels qui existent entre la température de l'eau et celle de la maquette. Ces faibles gradients permettent la visualisation; celle-ci peut être améliorée si on chauffe très

légèrement la maquette. A titre d'exemple la figure 4c représente l'interférogramme obtenu autour d'un cylindre placé transversalement dans un tunnel hydrodynamique.

Annexe 1

Détermination des paramètres R et ε

Si n_e est l'indice extraordinaire du matériau et n_o l'indice ordinaire, on sait que l'angle de biréfringence est donné par :

$$\tan \varepsilon = 2 (n_e - n_o) \tan \alpha$$

et que l'interfrange i est inversement proportionnelle à la demi-épaisseur g du biprisme :

$$i = 3R\lambda / 2g\varepsilon$$

Par ailleurs, la distance X séparant les deux faisceaux qui interfèrent au niveau de la veine d'expériences est donnée par :

$$X = \varepsilon R$$

Nous voulons augmenter fortement ε , avoir un champ maximal et une interfrange qui soit environ 4 fois plus grande que le diamètre du champ de référence ou de mesure. Comme $D = 250$ mm, la distance X maximale est de 125 mm. Si $X = 125$ mm, l'interfrange minimale acceptable doit être de l'ordre de 400 mm.

Le constructeur doit laisser une épaisseur minimale de fabrication pour la réalisation du biprisme. Avec un angle de collage α de l'ordre de 4° ou 5° , l'épaisseur minimal réalisable est d'environ 4.5 mm pour un biprisme carré de côté 30 mm. Les caractéristiques du biprisme réalisé sont les suivantes :

Matière : CaCO_3 , $n_e = 1,6584$, $n_o = 1,4865$

Angle de collage : $2,6^\circ$

Angle de biréfringence : $0,9^\circ$

$X = 120$ mm

$i = 400$ mm

erreur sur $\Delta\lambda = \lambda/6$

Épaisseur du biprisme : 4,5 mm

Rayon du miroir sphérique : 8010 mm

Détermination de la focale de la lentille de champ

La lentille de champ sert uniquement à éclairer uniformément la veine d'expériences. Pour cela, la lentille de champ projette l'image de la lentille du condenseur sur le miroir sphérique.

Soit P la distance entre le condenseur et la lentille de champ. Cette distance est imposée par la géométrie du strio-interféromètre et est d'environ 330 mm.

On sait que :

$$-\frac{1}{P} + \frac{1}{P'} = \frac{1}{f}$$

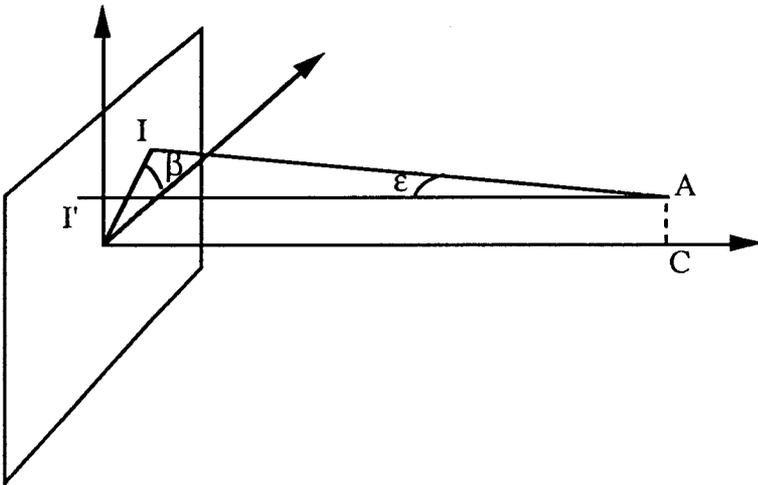
avec P' égal au rayon de courbure du miroir sphérique, soit 8010 mm. Dans ces conditions, nous trouvons une focale de 344 mm. La focale que nous pouvons trouver dans le commerce et se rapprochant le plus de 344 mm est 350 mm. Il faut alors recalculer la nouvelle position de la lentille de champ en prenant $f = 350$ mm.

Les résultats du calcul indiquent que la lentille de champ se situe à 327 mm du condenseur, c'est-à-dire pratiquement accolée au biprisme.

Annexe 2

Calcul de l'imprécision due au défaut de stigmatisme

Dans le cas où la source lumineuse n'est pas rigoureusement placée au centre de courbure du miroir sphérique, il apparaît un défaut optique appelé défaut de stigmatisme.



On suppose que la source est placée en A.

Soit $I_1 = AI$, $I_2 = AI'$, $r = D/2$ et $AC = \tau = 7 \text{ mm}$.

Les coordonnées des points I et I' sont x, y, z et x', y', z' .

On a $x = r \cos \beta$

$$y = r \sin \beta$$

$$z = R - \sqrt{R^2 - y^2}$$

$$x' = x = r \cos \beta$$

$$y' = y \epsilon \cdot AI = r \sin \beta \epsilon \cdot AI$$

$$z' = R - \sqrt{R^2 - y^2}$$

L'erreur sur la différence de marche s'écrit :

$$\Delta \delta = (2r \cos^2 \beta - \tau \sin \beta)(\sin \beta + \cos \beta) \epsilon \tau \Delta x / (2R \cdot AI)$$

Pour R très supérieur à r, τ et D, on peut confondre AI à R.

Voici les résultats obtenus pour différentes valeurs de β .

$$\text{pour } \beta = 0, \Delta\delta = \varepsilon D \tau \Delta x / 2R^2$$

$$\Delta\delta = 4,59 \cdot 10^{-7} \Delta x$$

$$\text{pour } \beta = \pi/4, \Delta\delta = \varepsilon \tau \Delta x (0.707D \tau) / (2R^2)$$

$$\Delta\delta = 2,97 \cdot 10^{-7} \Delta x$$

$$\text{pour } \beta = \pi/2, \Delta\delta = -\varepsilon \tau^2 \Delta x / (2R^2)$$

$$\Delta\delta = -2,754 \cdot 10^{-8} \Delta x$$

Comme Δx est de l'ordre de 10^{-1} , les variations de différence de chemin optique en tout point du champ restent toujours inférieures à $\lambda/8$.

Bibliographie

- [1] G. GONTIER - Ombres, Stries, Interférences, Méthodes optiques d'observation et de mesure dans les gaz.
Mesure et Contrôle Industriel, n° 284, p. 45-57, n° 285, p. 135-149, 1961.
- [2] P. REBUFFET - Aérodynamique expérimentale.
Paris, 1950, p. 231-240 et 269-275.
- [3] M. DADI - Etude de modèles de comportement de traceurs dans un écoulement et leur validation expérimentale par vélocimétrie holographique à expositions multiples.
Thèse de doctorat N° d'ordre 90, Université de LILLE, 23-01-1987.
- [4] A. MARTINOT-LAGARDE - Sur un dispositif de tunnel aérodynamique pour l'étude de l'écoulement à deux dimensions.
C.R. Ac. Sc., t.188, 1929, p. 1956.
- [5] R. LADENBURG et D. BERSHADER - Interferometry.
Journal of the Optical Society of America, vol 40, n° 7, 1950, p 480-481.
- [6] R.N. WELTMANN, S. FAIRWEATHER and D. PAPKE - Application of X-ray absorption to measurement of small air-density gradients.
NACA Technical note 2406, 1951.
- [7] E.M. WINKLER - X-ray technique.
High speed aerodynamics and jet propulsion;
Vol IX, Princeton, 1954, p.97-108.
- [8] G. BRUHAT - Cours d'optique.
Paris, 1935.
- [9] J.W. BEAMS - Shadow and schlieren methods.
High speed aerodynamics and jet propulsion.
Vol IX, Princeton, 1954, p. 24-46.
- [10] V. DVORAK - Uber eine neue einfache art der Schlierenbeobachtung
Wiedemann's Ann. d. Phys. u Chem.; vol 9, 1880, p. 502.

- [11] D.W. HOLDER and R.J. NORTH - Schlieren methods;
Agardograph 23, 1956, p. 1-122.
- [12] H. SCHARDIN - Die schlierenverfahren und ihre anwendungen.
Ergeb. Exakt. Naturw., 20, 1942, p.303-439.
- [13] J. LEMOINE et A. BLANC - Traité de physique générale et expérimentale.
T. II, "Acoustique. Optique", Paris, 1946.
- [14] P. FLEURY et J.P. MATHIEU - Images optiques, Interférences.
Paris, 1956.
- [15] R. KRAUSHAAR - Diffraction grating interferometer.
Journal of the Optical Society of America.
Vol. 40, n° 7, 1950, p. 480- 481.
- [16] I.M. DEMENTJEV, I.A. KAMALOV, P.I. KOVALEV, V.A.
KOMISSARUK, A.N. MIKHALEV, S.G. TOMSON.
Grating interferometer with a 200 mm working field.
Optics and laser Techno., vol 19, n° 6, Décembre 1987.
- [17] M. FRANCON - Interférences par double réfraction en lumière blanche.
Revue d'optique, t. 31, n°2, 1952, p.50-58.
- [18] G. GONTIER - Contribution à l'étude de l'interférométrie différentielle à
biprisme de Wollaston.
Pub. Scien. Tech. Minis. Air, n° 338,1957.
- [19] M. FRANCON, B. SERGENT - Compensateur biréfringent à grand
champ.
Opt. Acta, Vol 2, 182-184, 1955.
- [20] J. SURJET - L'interférométrie holographique appliquée à l'étude des
milieux fluides.
Mes. Régu. Auto, p. 51-64, Juin 1977.
- [21] P. GRYSOY - Note relative à la mise en place d'un appareillage de
visualisation ultra-rapide de type "chronoloupe" dans la soufflerie I.C.S.

de l'IMFL.

Rapport IMFL, n°84.35, 05.07.1984.

- [22] P. GRYSO, J.C. PEGNEAUX - Application de la méthode de visualisations bidirectionnelles simultanées à l'étude de l'écoulement tridimensionnel autour d'une aile munie d'un spoiler.
Rapport IMFL, n° 84/25, 05.06.1984.
- [23] G. GONTIER - Description et réglage du strioscope IMFL.
Rapport IMFL Gr 89, 15.09.1959.
- [24] G. SMEETS - Interféromètre différentiel à faisceaux fortement séparés.
Dépouillement des interférogrammes.
Note Technique ISL, T 41/68, 30.08.1968.
- [25] G. M. CARLOMAGNO - A wollaston prism interferometer used as a reference beam interferometer.
Flow visualization IV, p. 105-110, 1986.
- [26] J.M. DESSE - Instantaneous density measurement in two-dimensional gas flow by high speed differential interferometry.
Exp. in Fluids, vol 9, 85-91, 1990.
- [27] E. POULAIN - Etude paramétrique, en écoulement subsonique bidimensionnel, des caractéristiques géométriques d'un dispositif réducteur de traînée à cavités placées symétriquement.
Rapport IMFL n° 88/09, 03.05.1988.
- [28] J.M. DESSE, J.C. PEGNEAUX - Instantaneous measurement of density from double simultaneous interferograms.
19 th International Congress on High Speed Photography and Photonics, Cambridge, 16th - 22nd September, 1990.
- [29] O. RODRIGUEZ - The circular cylinder in subsonic and transonic flow.
AIAA , vol 22, nu 12, 1713-1718, 1984.
- [30] O. RODRIGUEZ - Analyse des écoulements subsoniques et transsoniques autour d'un cylindre.
Rapport IMFL n° 82/25, 23.09.1982.

- [31] K. ISHII and K. KUWAHARA
Computation of compressible flow around a circular cylinder
AIAA 17th Fluid Dynamics , June 25-27, 1984.
- [32] J.M. DESSE, J.C. PEGNEAUX - Détermination directe du champ de
masse volumique par interférométrie différentielle ultra-rapide.
Rapport IMFL n° 90/49, 22.11.1990.

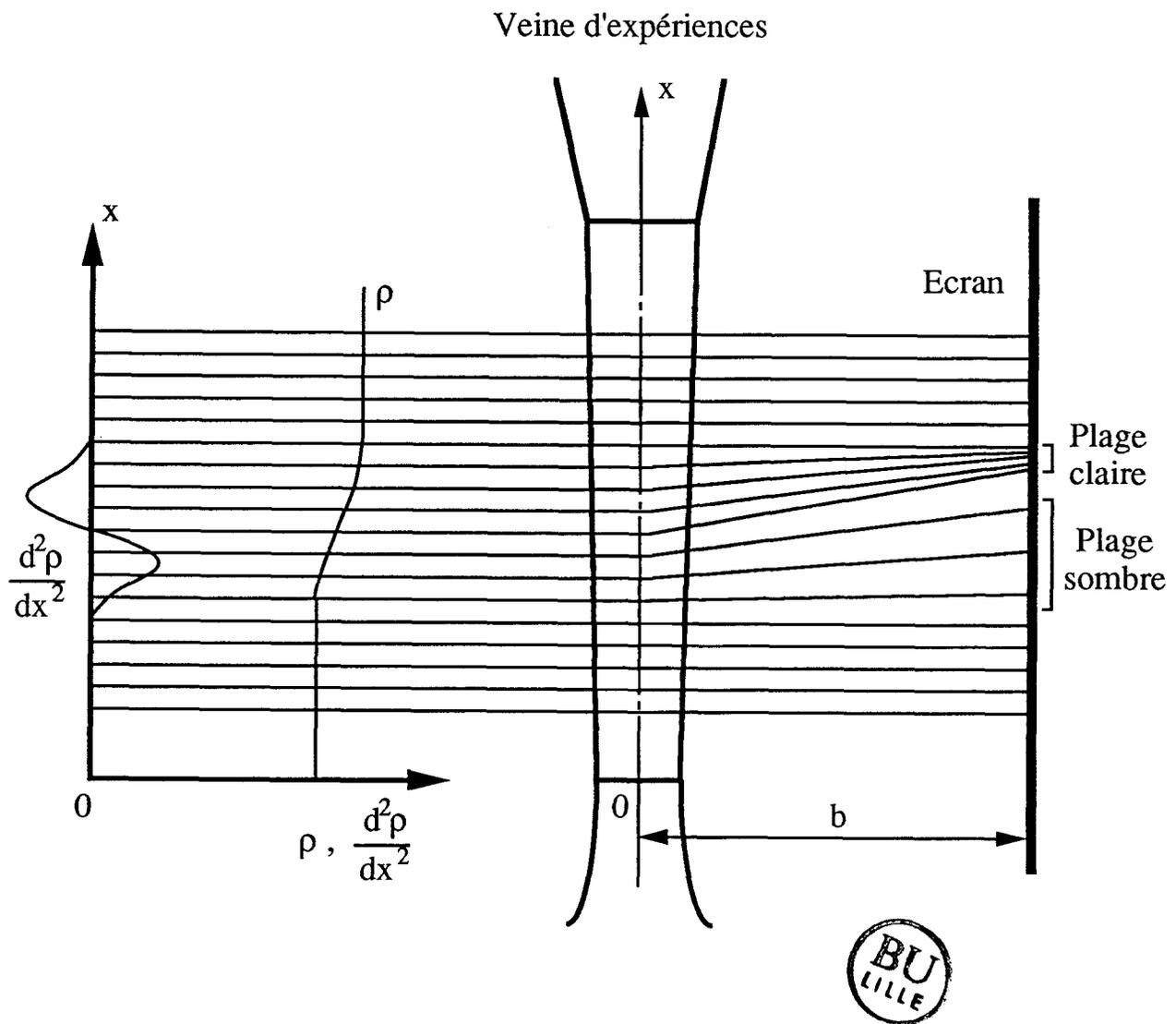


Figure 1.1 METHODE DES OMBRES

Veine d'expériences

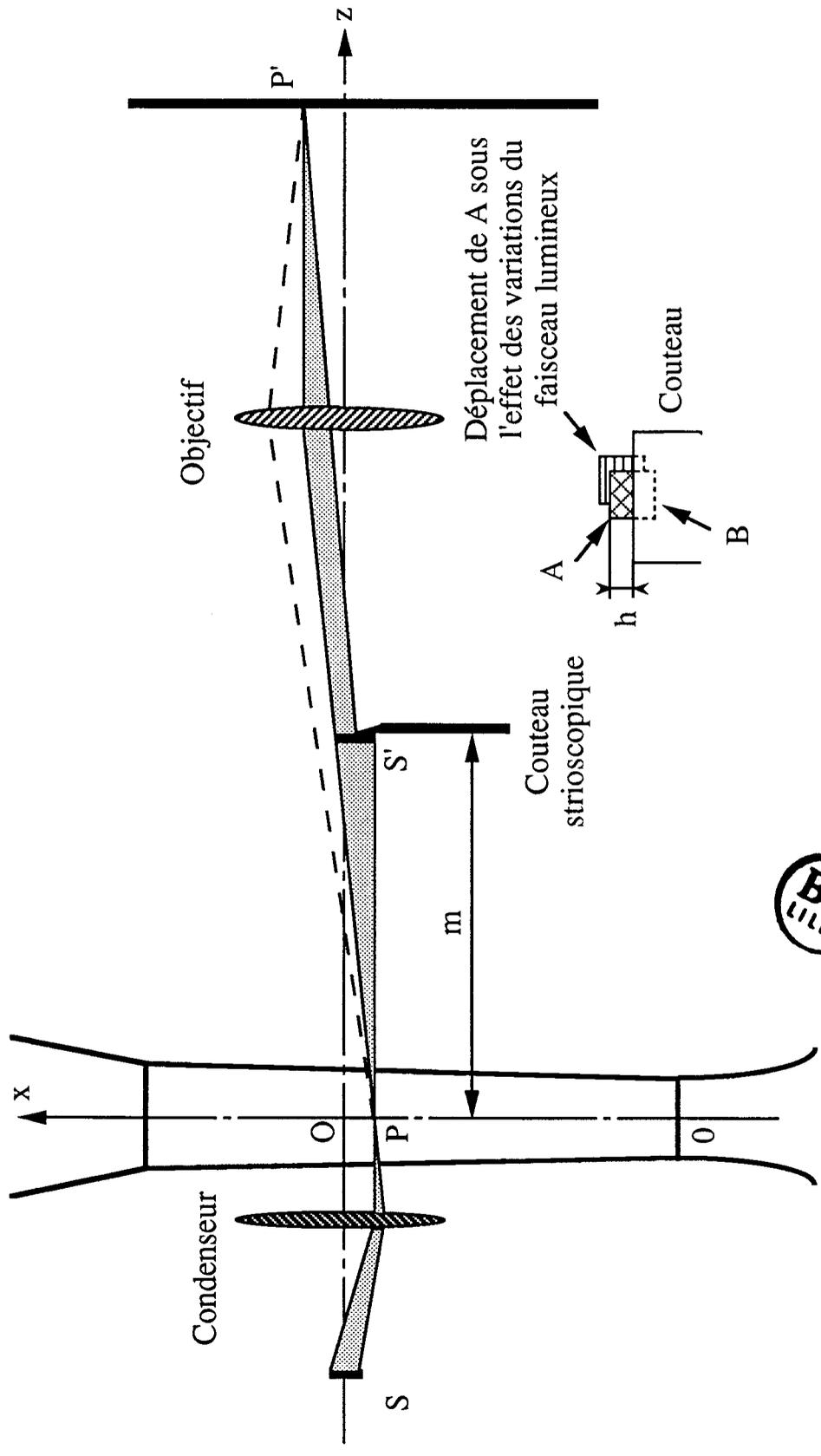


Figure 1.2 METHODE DES STRIES

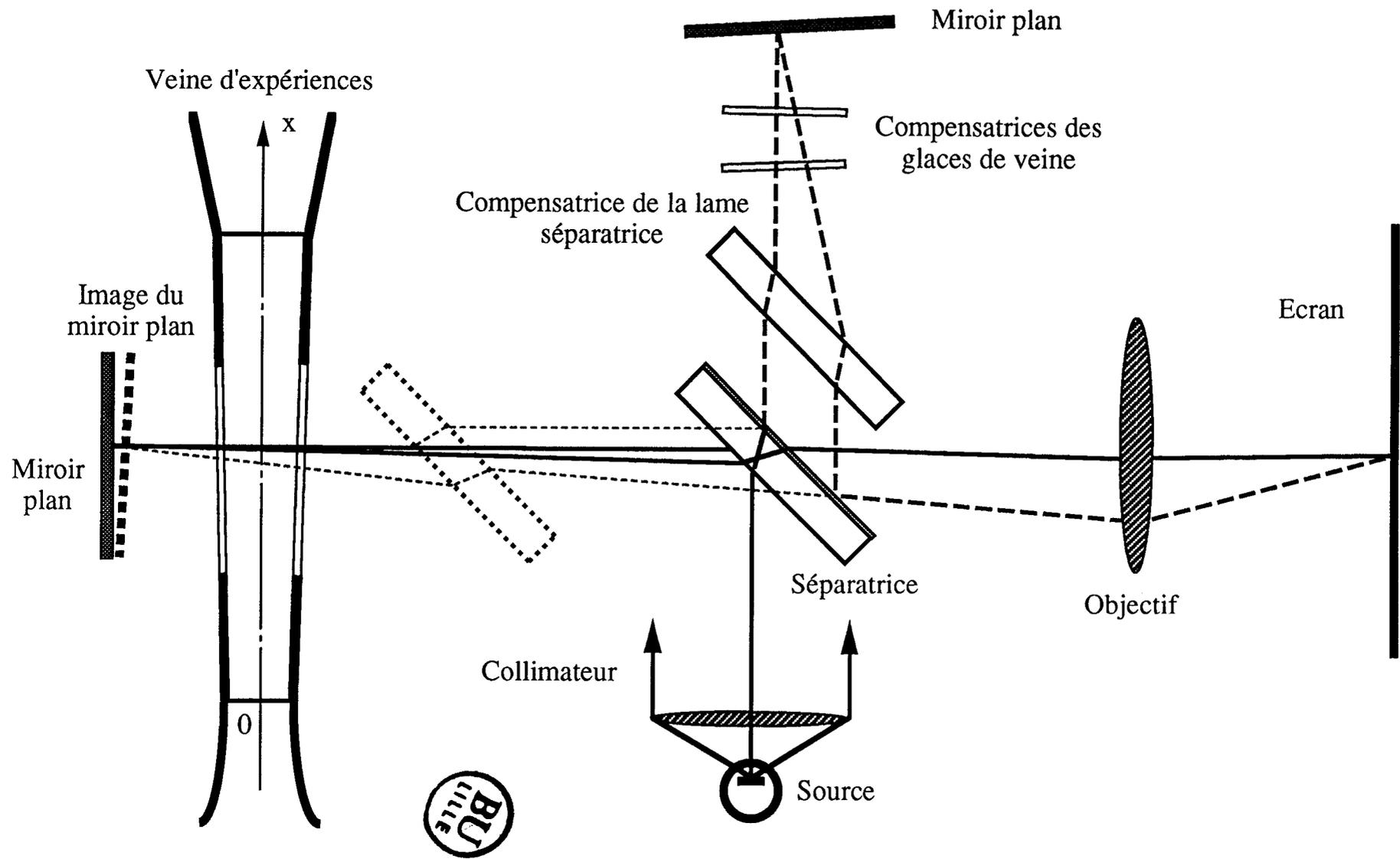


Figure 1.3 INTERFEROMETRE DE MICHELSON

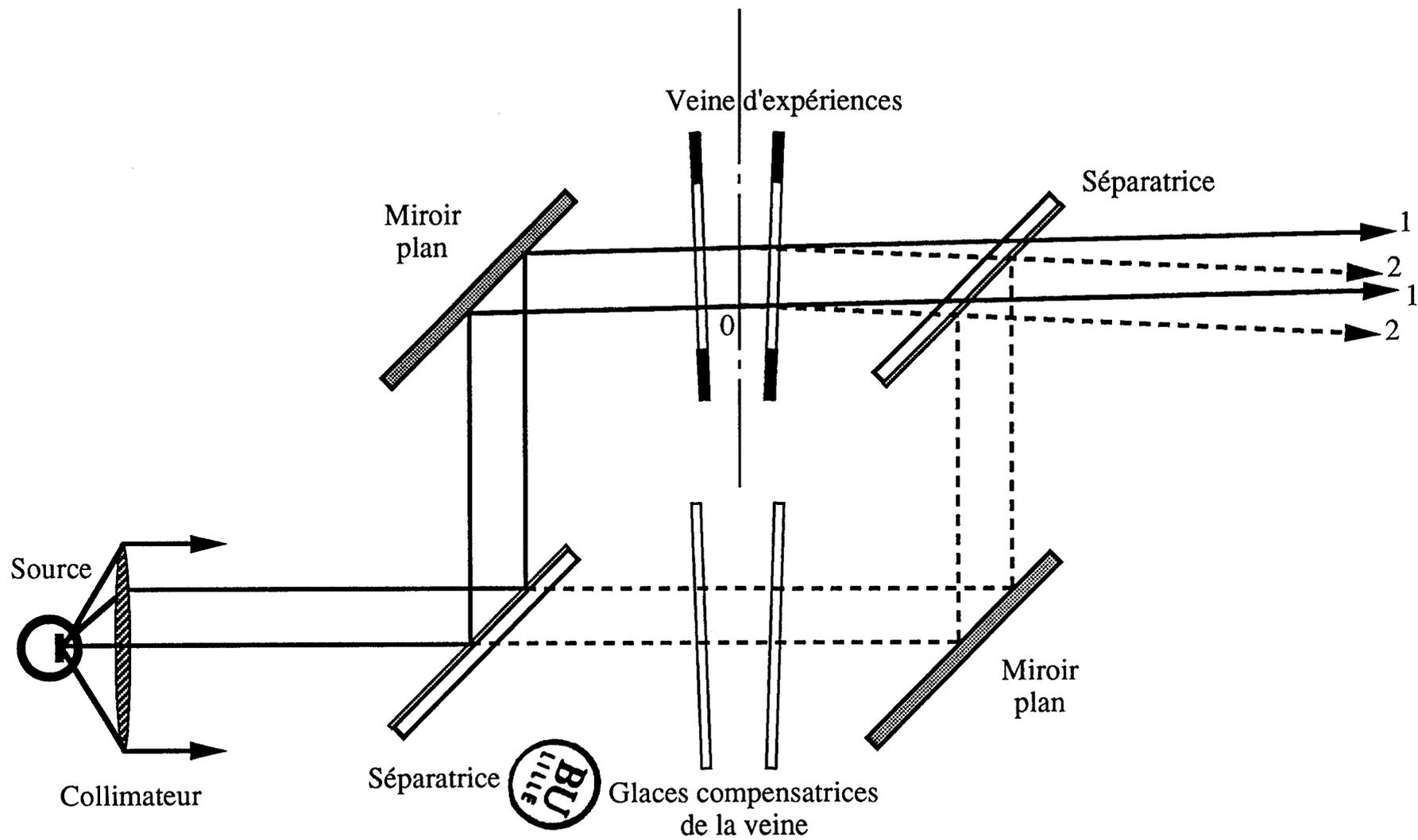


Figure 1.4 INTERFEROMETRE DE MACH-ZEHNDER

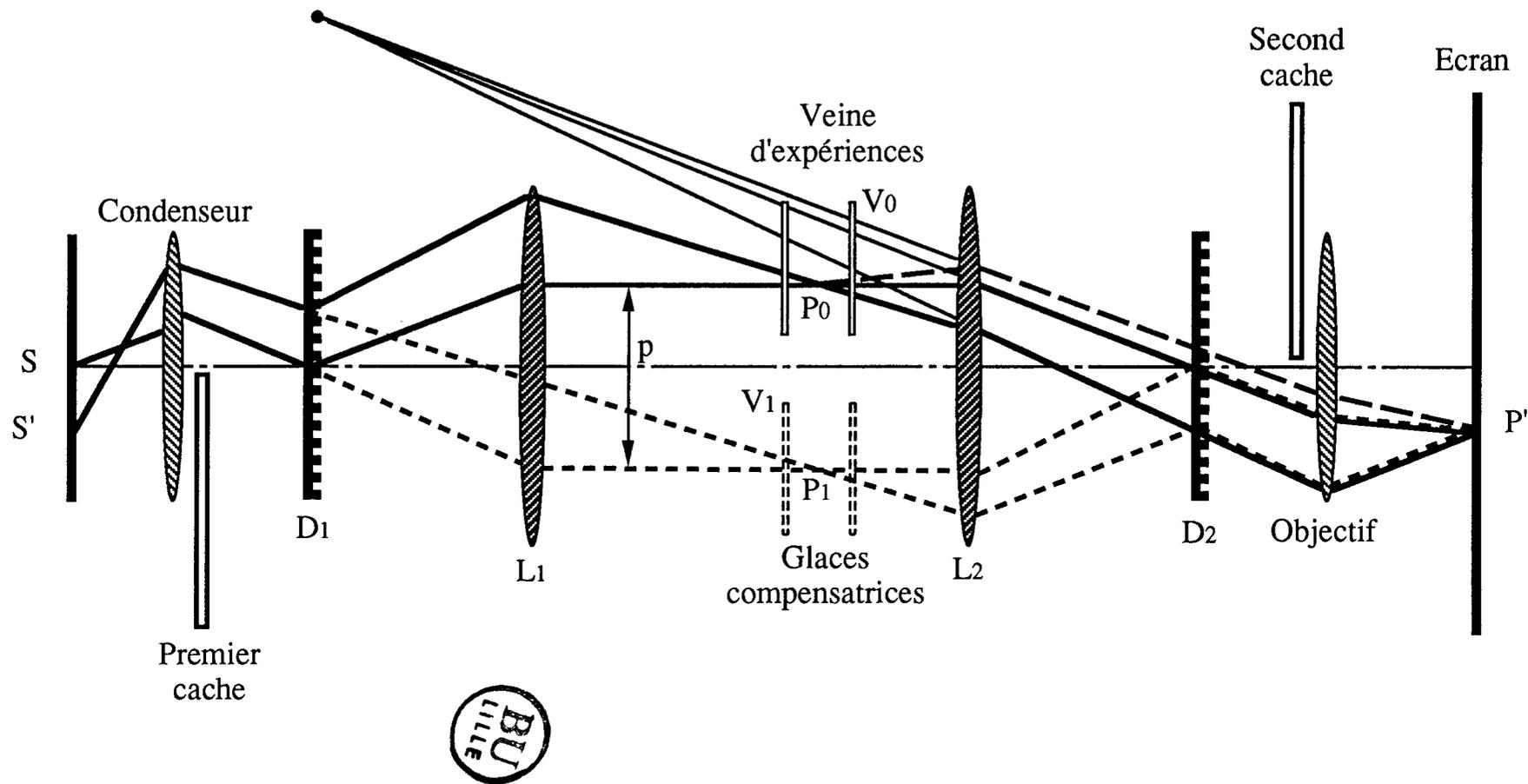
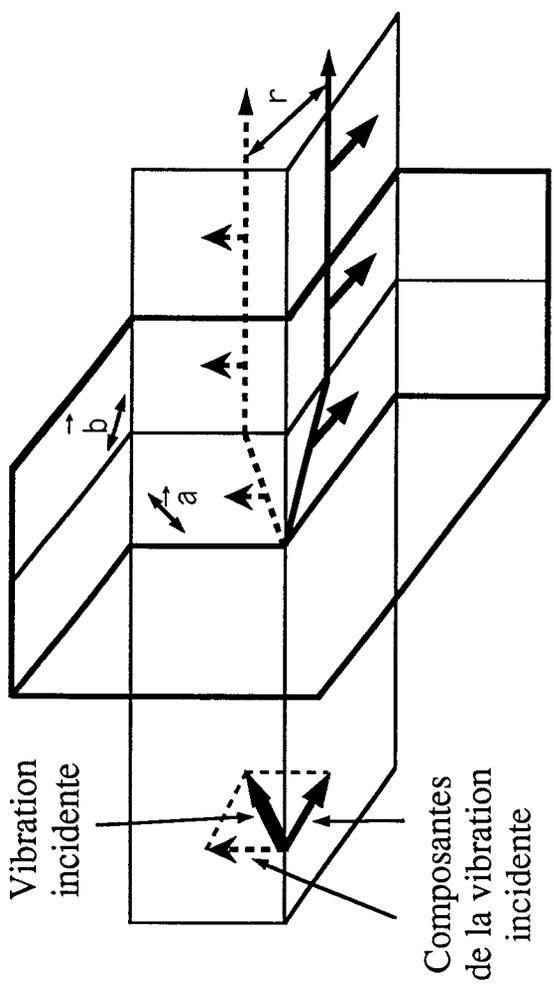


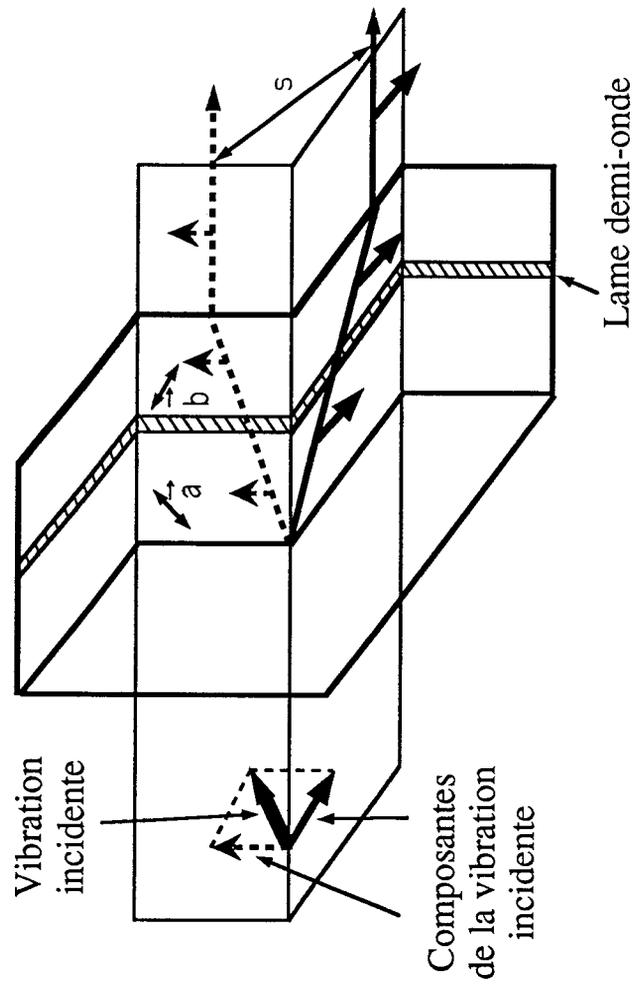
Figure 1.5 INTERFEROMETRE A RESEAU DE DIFFRACTION

\vec{a} et \vec{b} Axes optiques des deux lames de quartz



$$r = \sqrt{2} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} g$$

Polariscope de SAVART

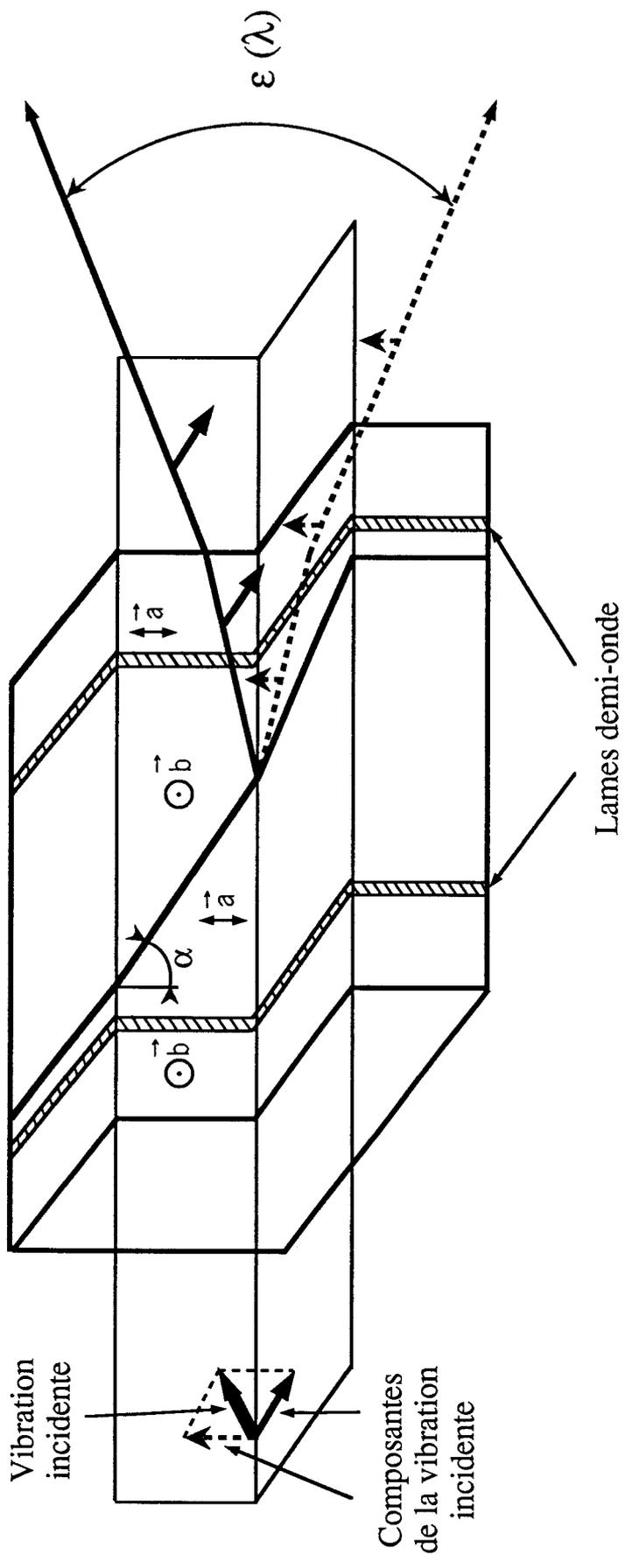


$$s = 2 \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} g$$

Polariscope de FRANÇON

Figure 1.6 POLARISCOPE DE SAVART ET DE FRANÇON

\vec{a} et \vec{b} Axes optiques



$$\epsilon(\lambda) = 2(n_e - n_o) \tan \alpha$$



Figure 1.7 BIPRISME DE WOLLASTON

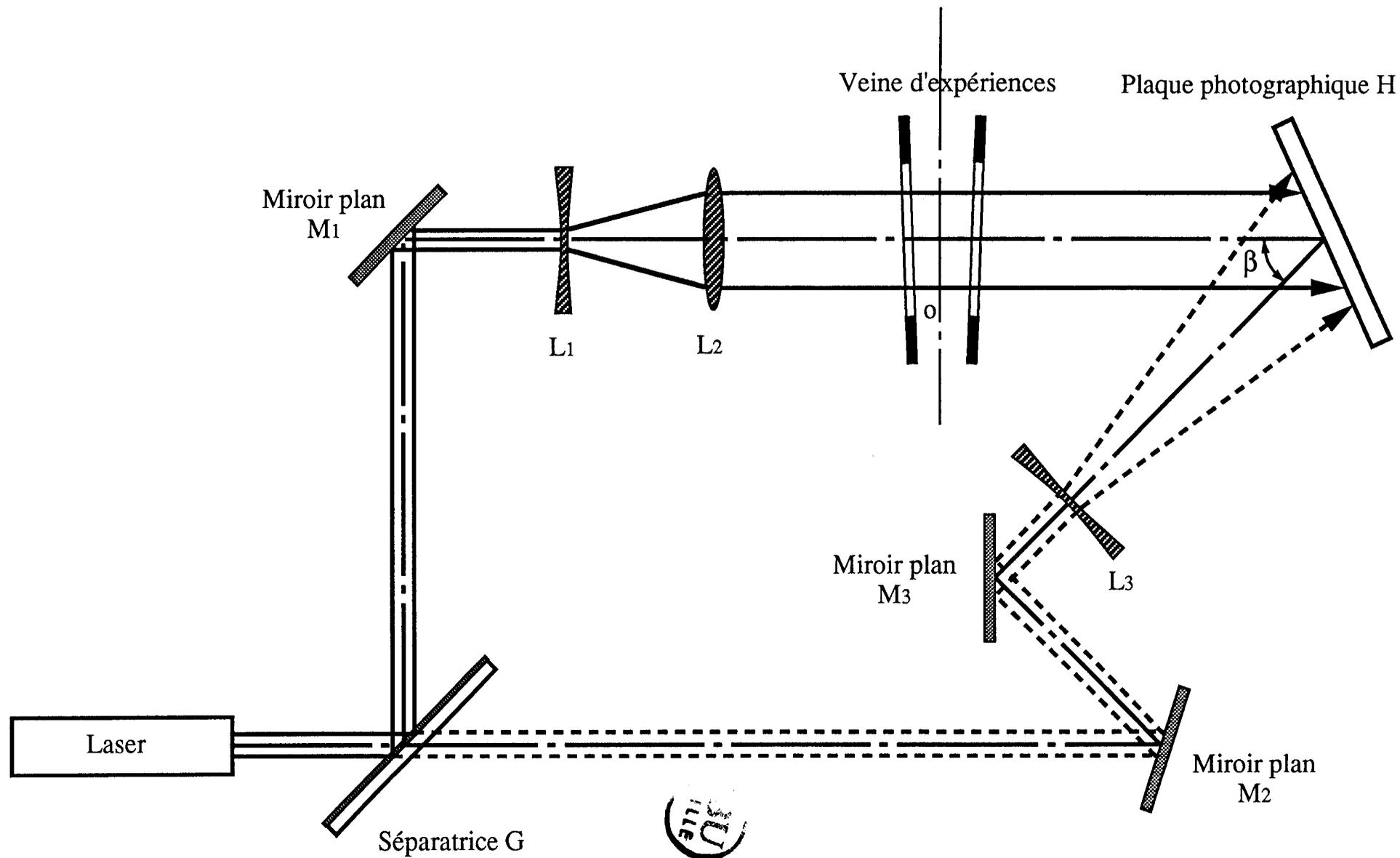


Figure 1.8 INTERFEROMETRIE HOLOGRAPHIQUE

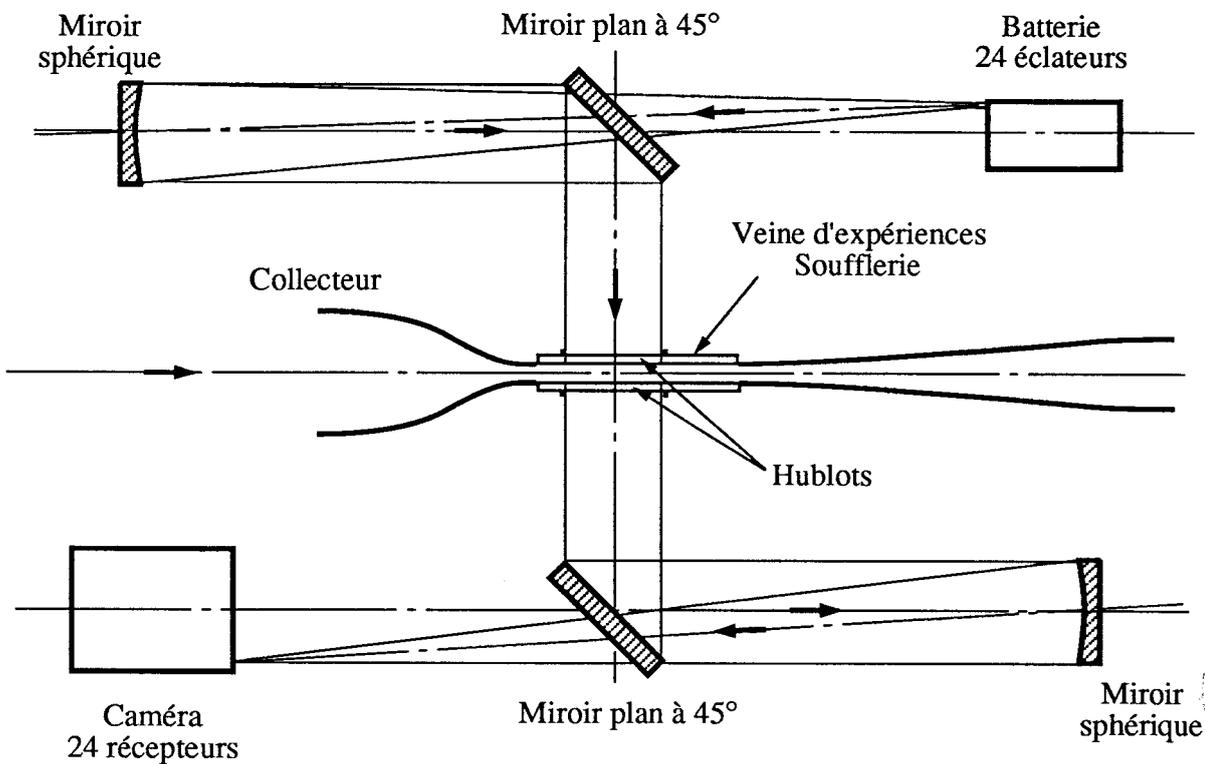
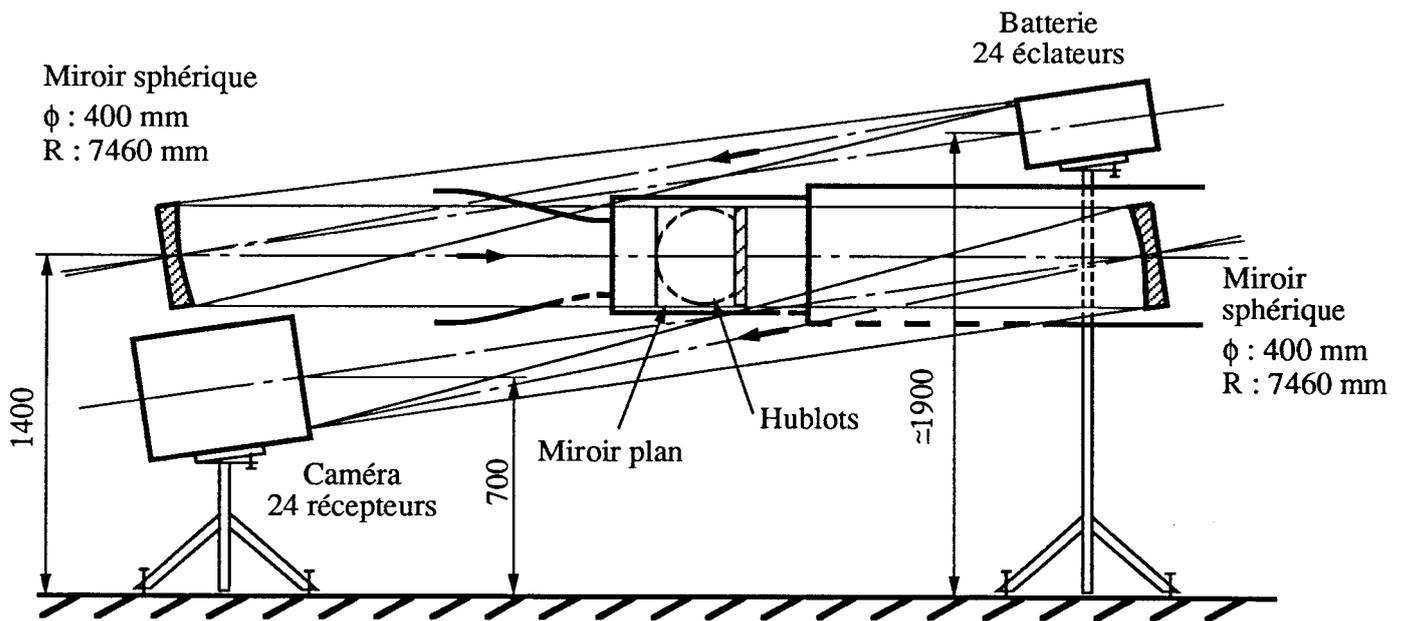
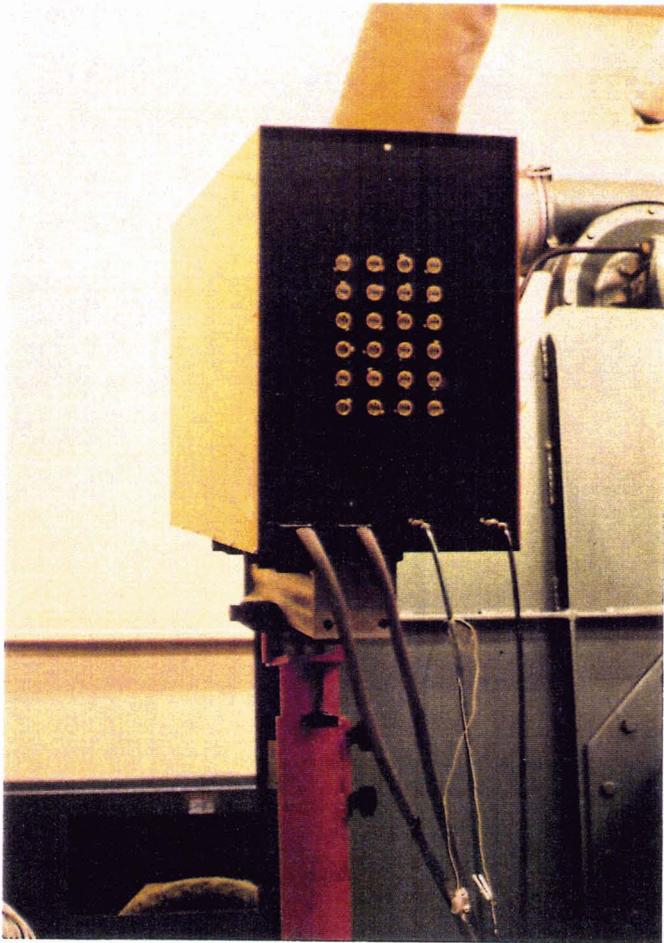
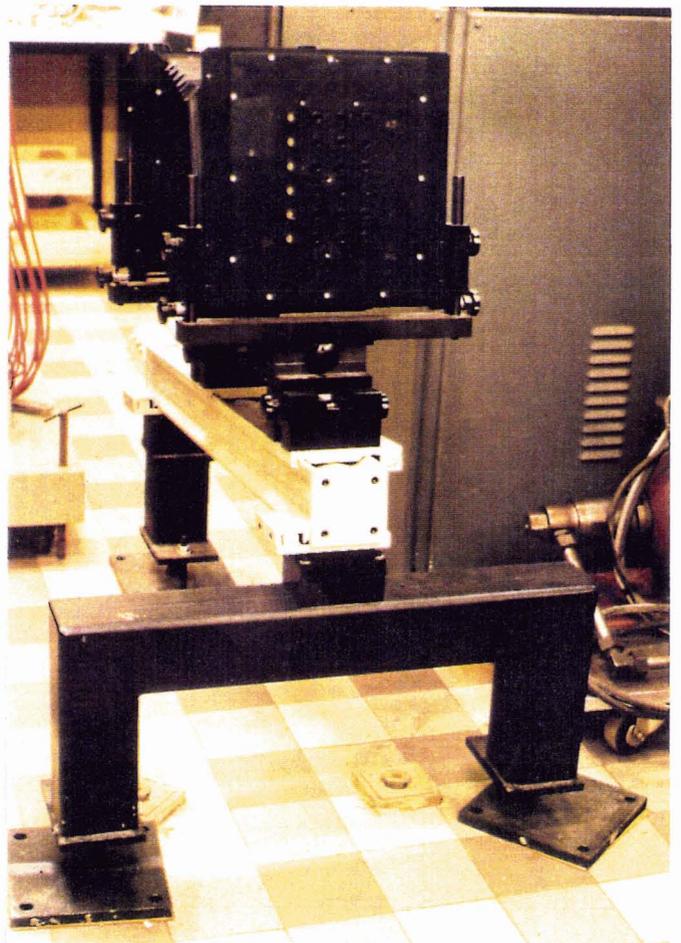


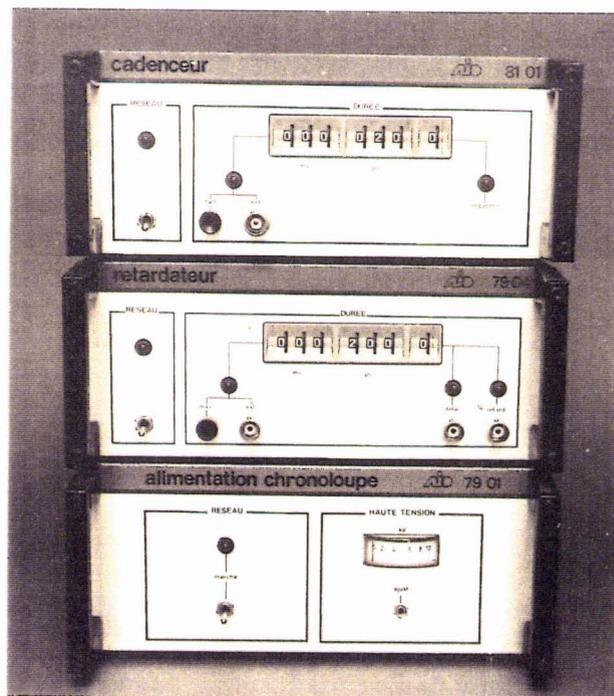
Figure 1.9 SYSTEME CHRONOLOUPE



Batterie d'éclateurs



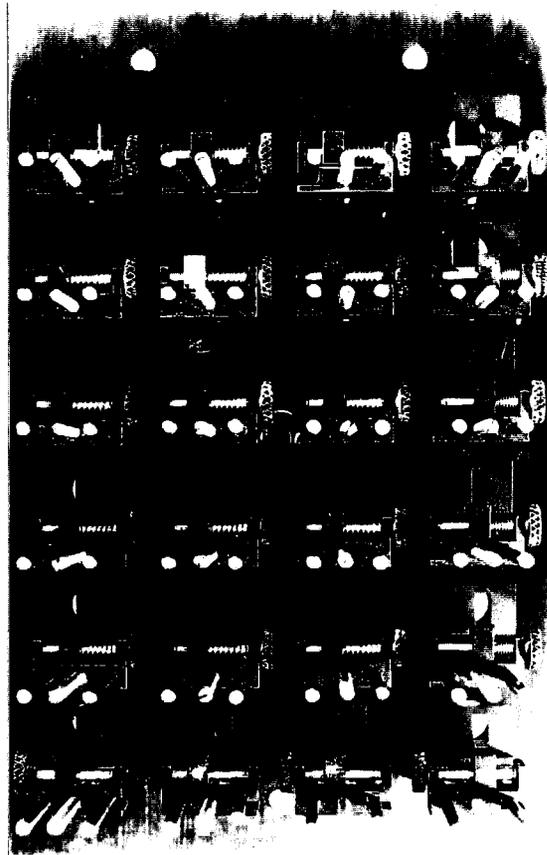
Récepteur



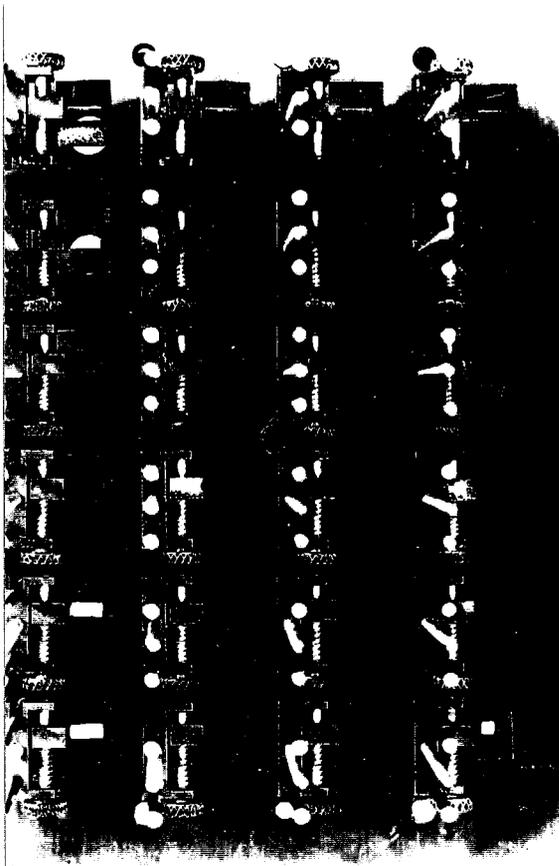
Boîtiers de commande



Figure 1.10 BOITIER COMPORTANT LES ECLATEURS ET L'ELECTRONIQUE DE DECLENCHEMENT



Plaque avec
couteaux strioscopiques
verticaux



Plaque avec
couteaux strioscopiques
horizontaux



**Figure 1.11 PLAQUES STRIOSCOPIQUES
A COUTEAUX HORIZONTAUX ET VERTICAUX**

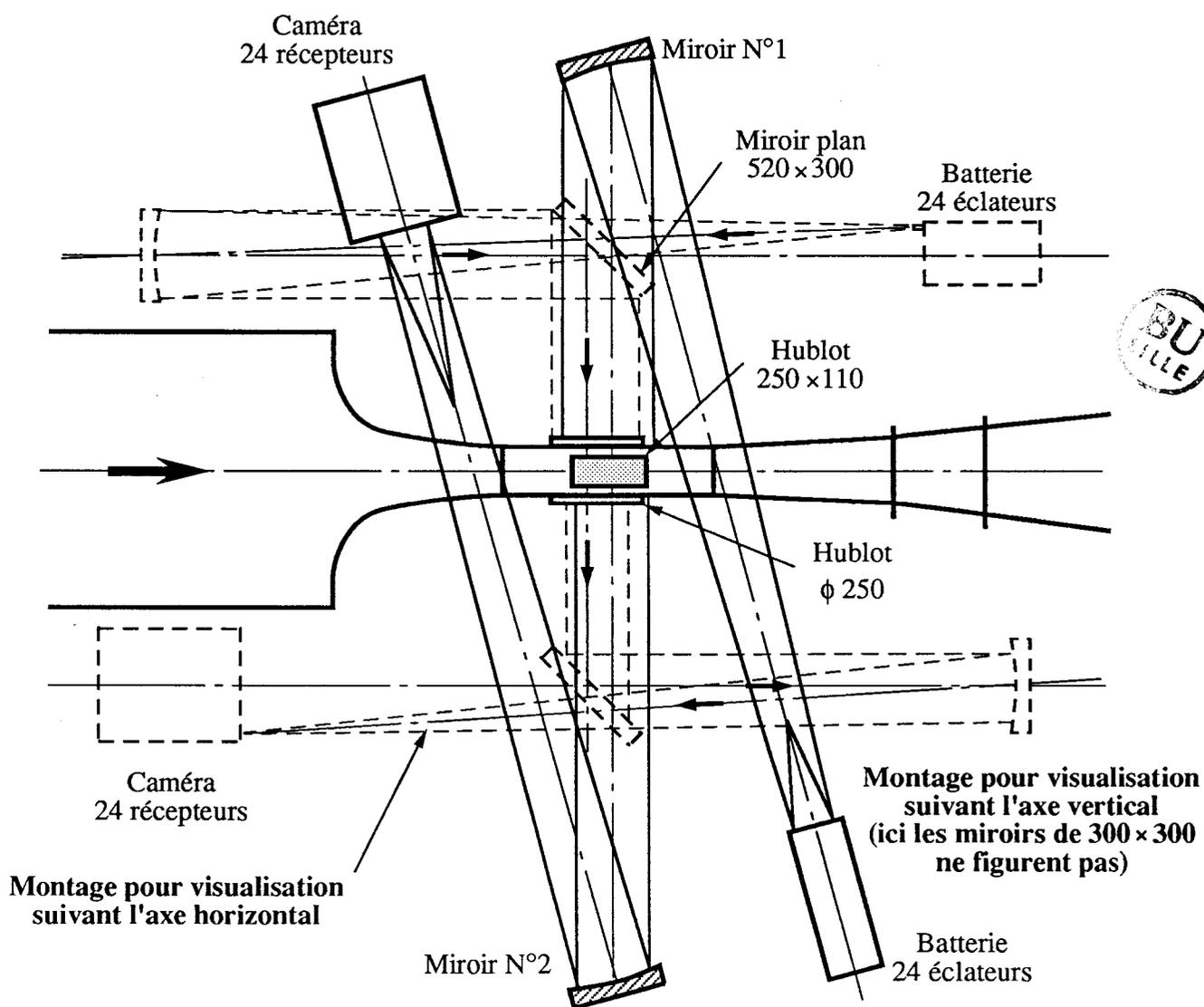
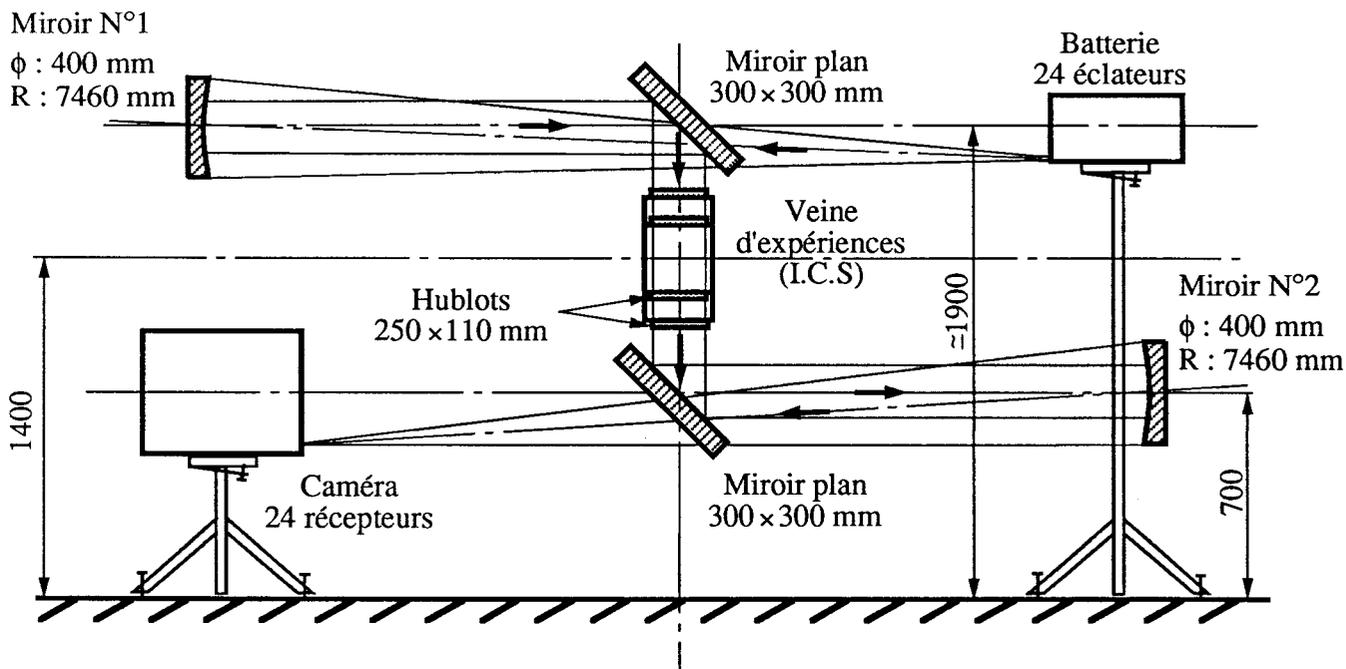


Figure 1.12 MONTAGE CHRONOLOUPE BIDIRECTIONNEL

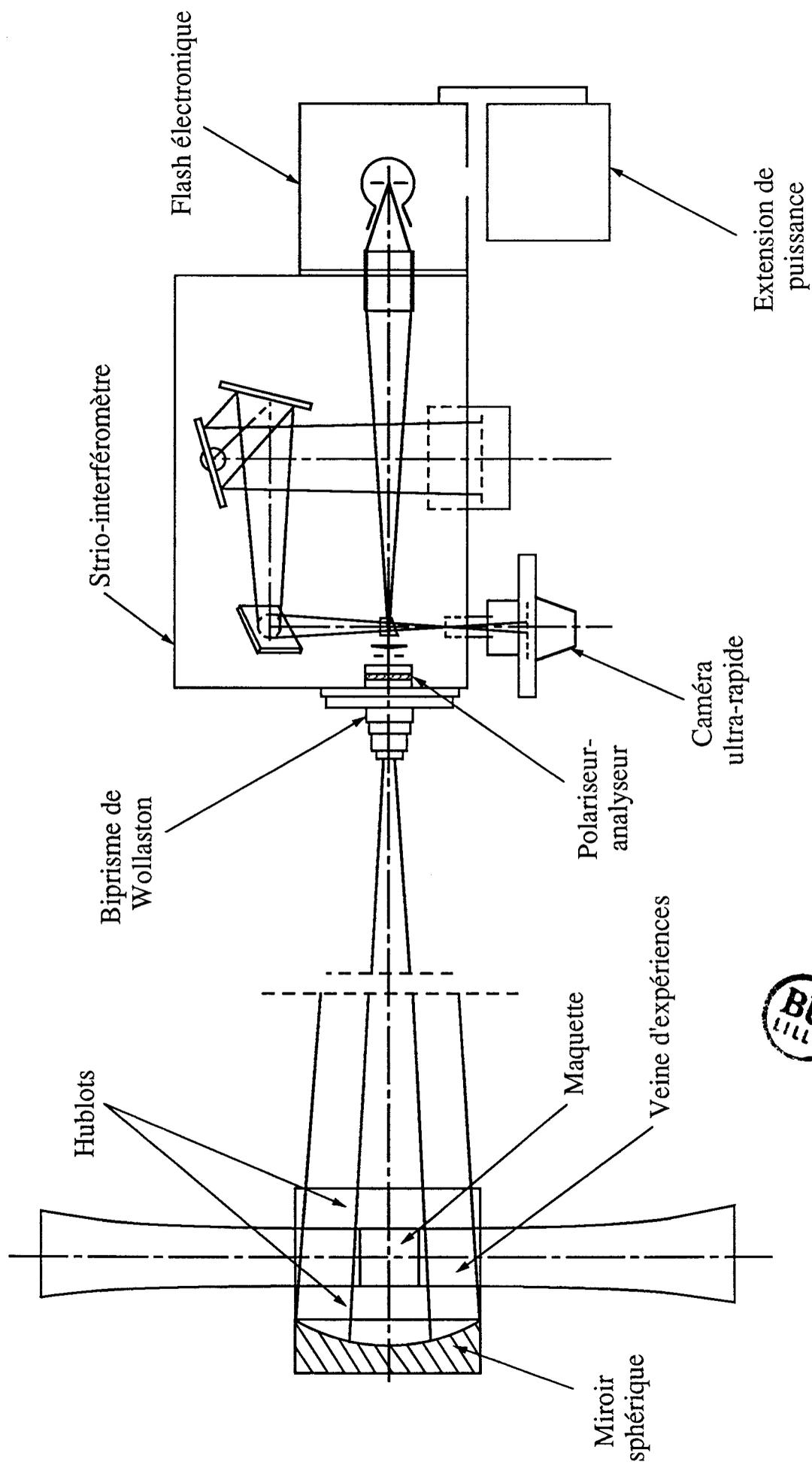


Figure 1.13 MONTAGE D'INTERFEROMETRIE DIFFERENTIELLE ULTRA-RAPIDE

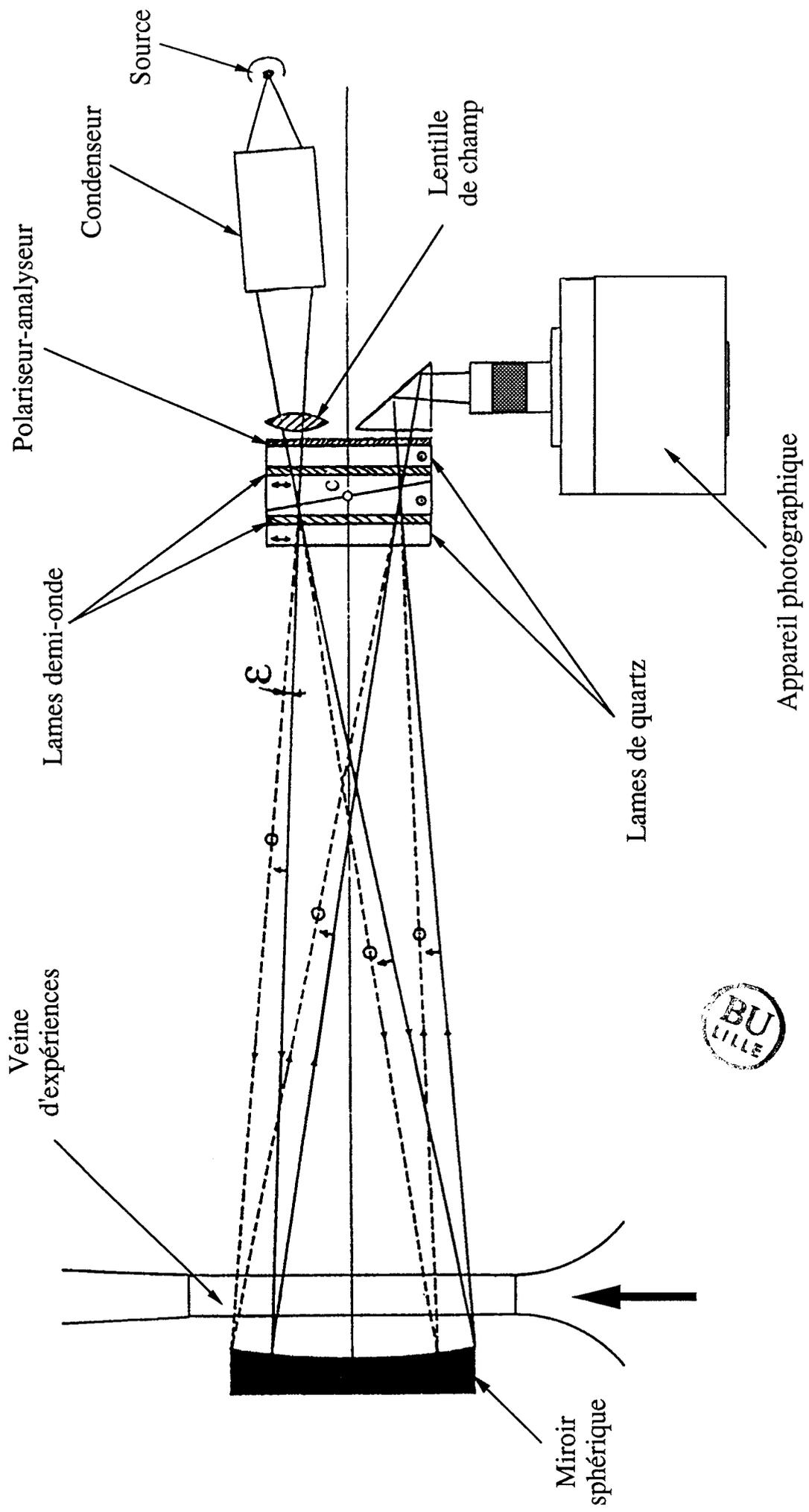


Figure 1.14 TRAJET DES FAISCEAUX LUMINEUX

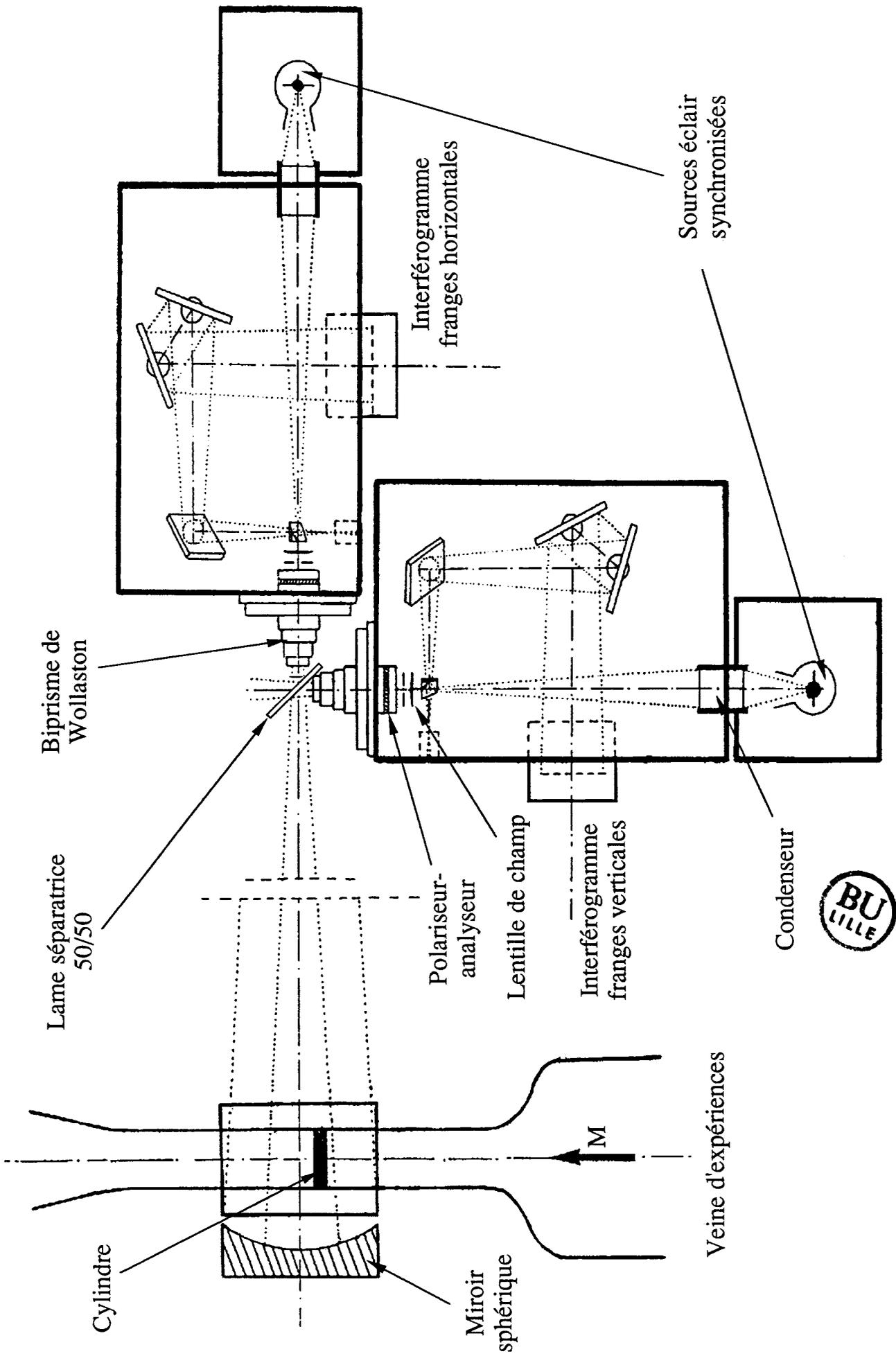


Figure 1.15 MONTAGE D'INTERFEROGRAMMES SIMULTANES

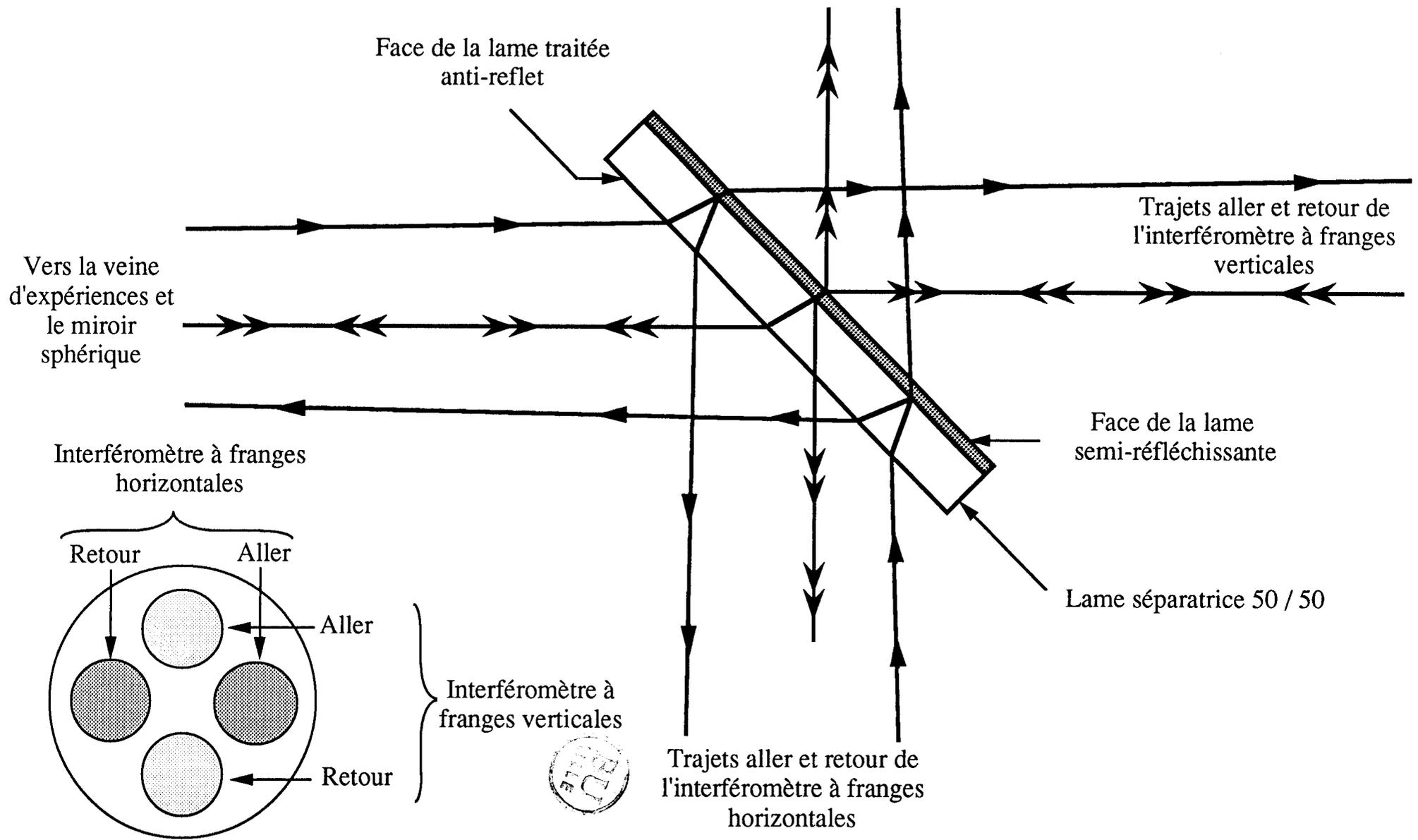
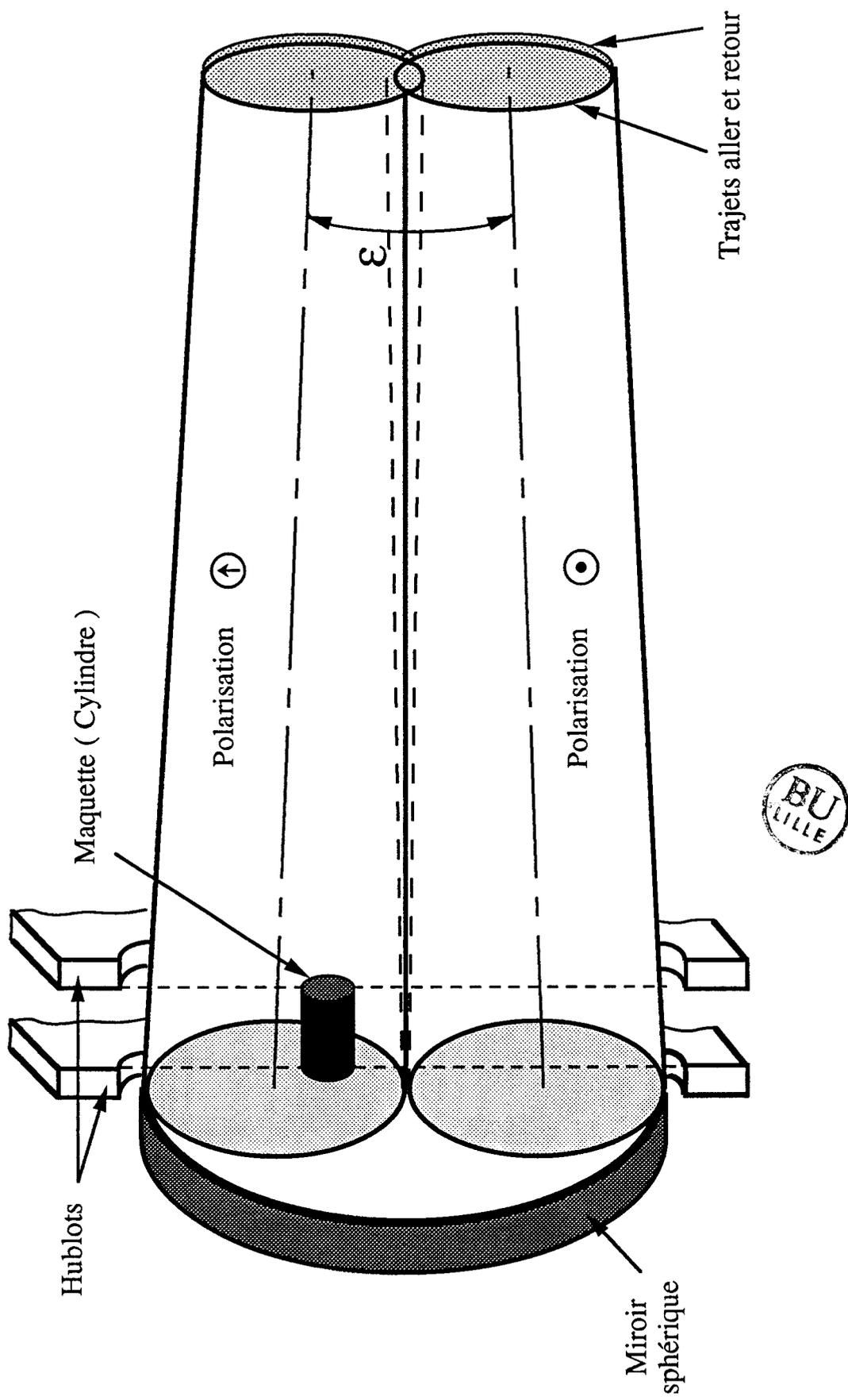
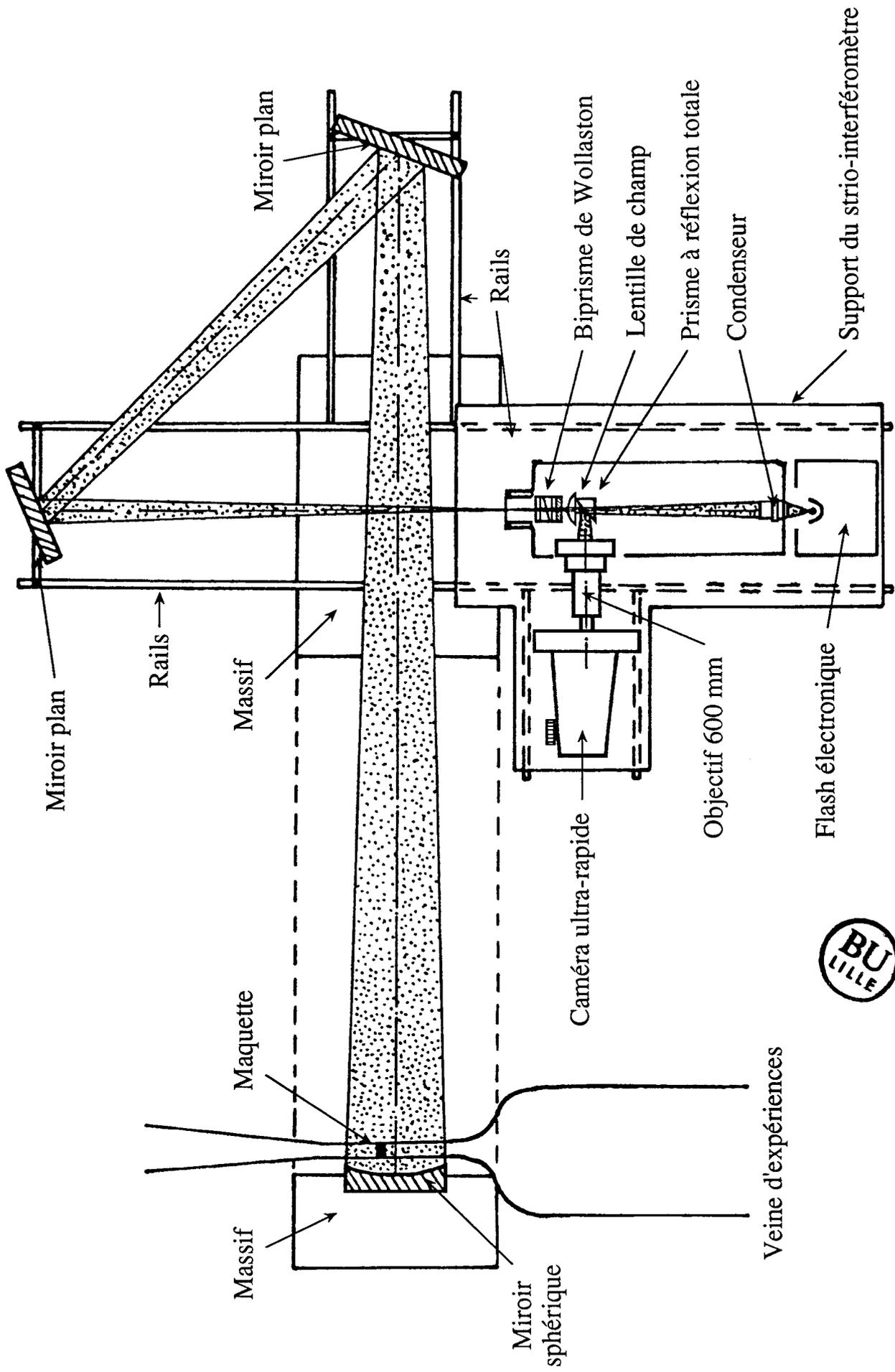


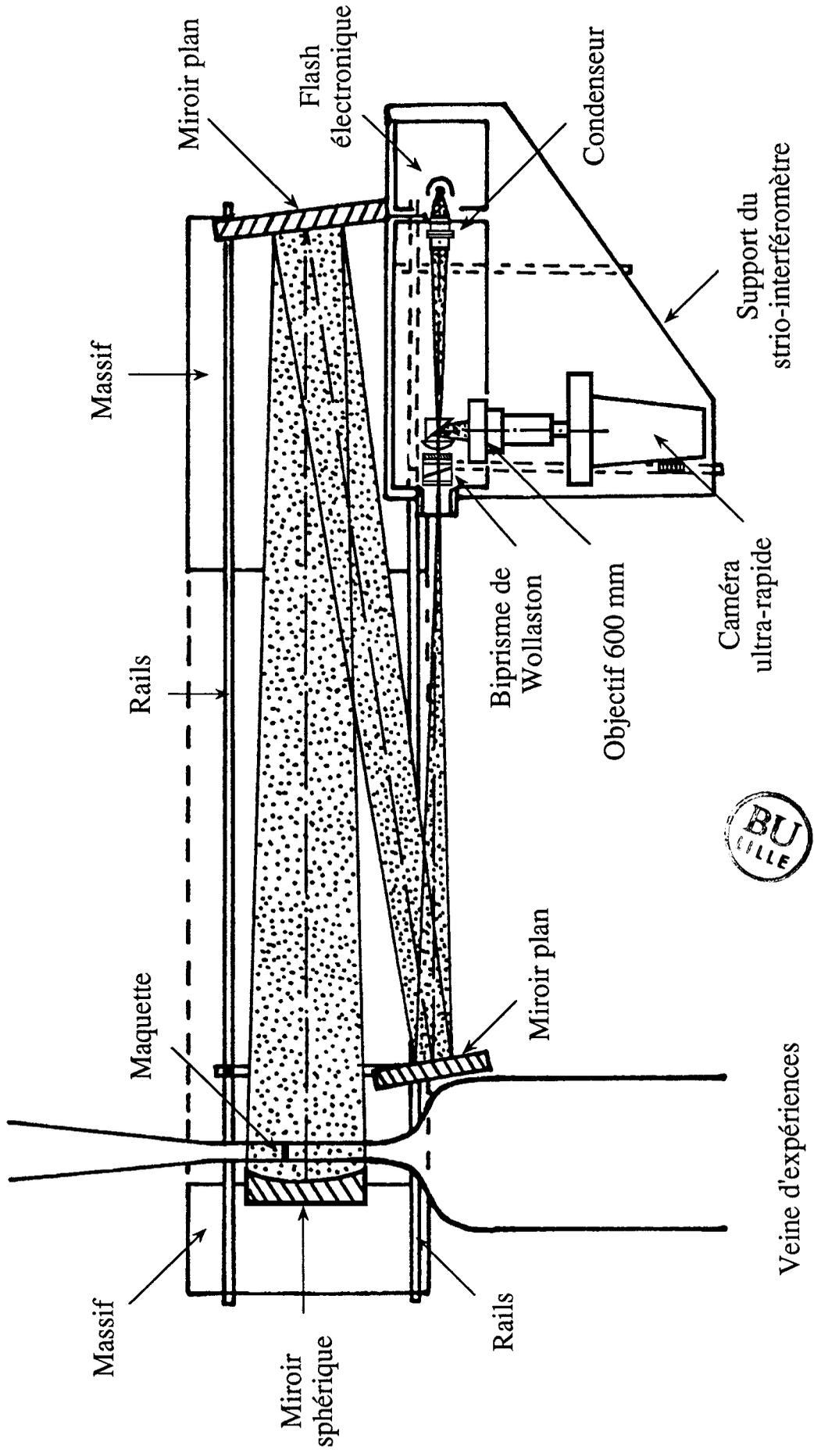
Figure 1.16 TRAJETS DES RAYONS LUMINEUX DANS LA LAME SEPARATRICE



**Figure 1.17 TRAJET OPTIQUE DES FAISCEAUX SUR LE MIROIR
VUE DE DESSUS DE LA VEINE D'EXPERIENCES**



**Figure 1.18 BANC INTERFEROMETRIQUE
TRAJET OPTIQUE DU PREMIER MONTAGE**



**Figure 1.19 BANC INTERFEROMETRIQUE
TRAJET OPTIQUE DU SECOND MONTAGE**

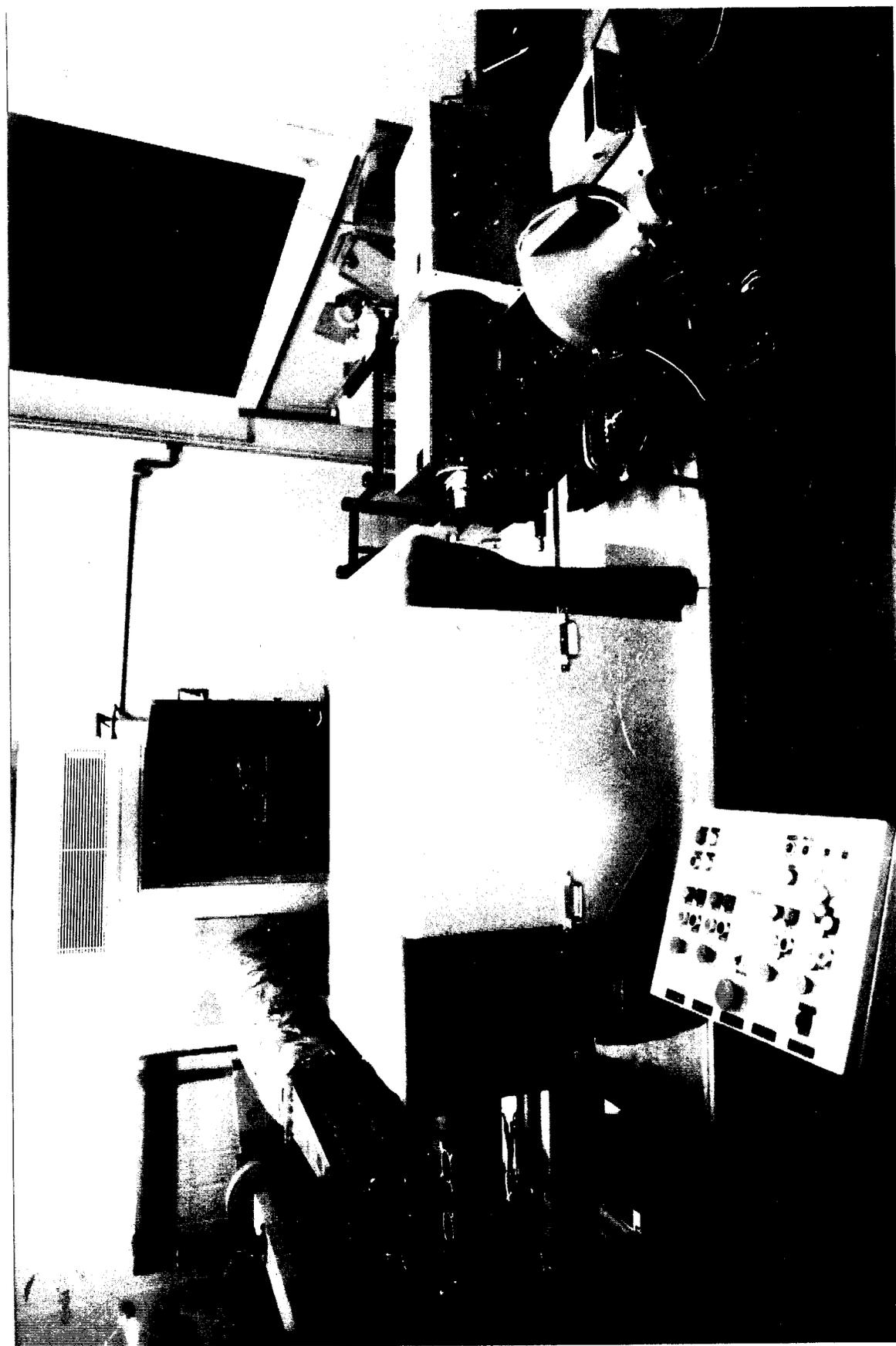
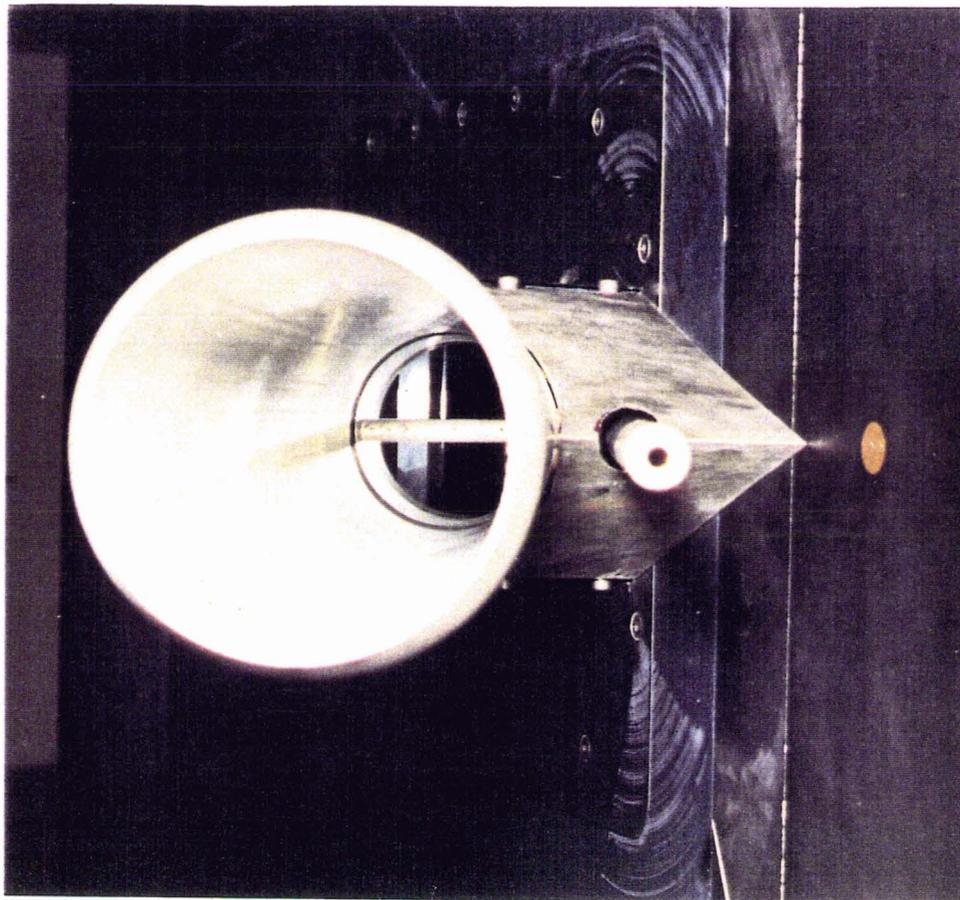
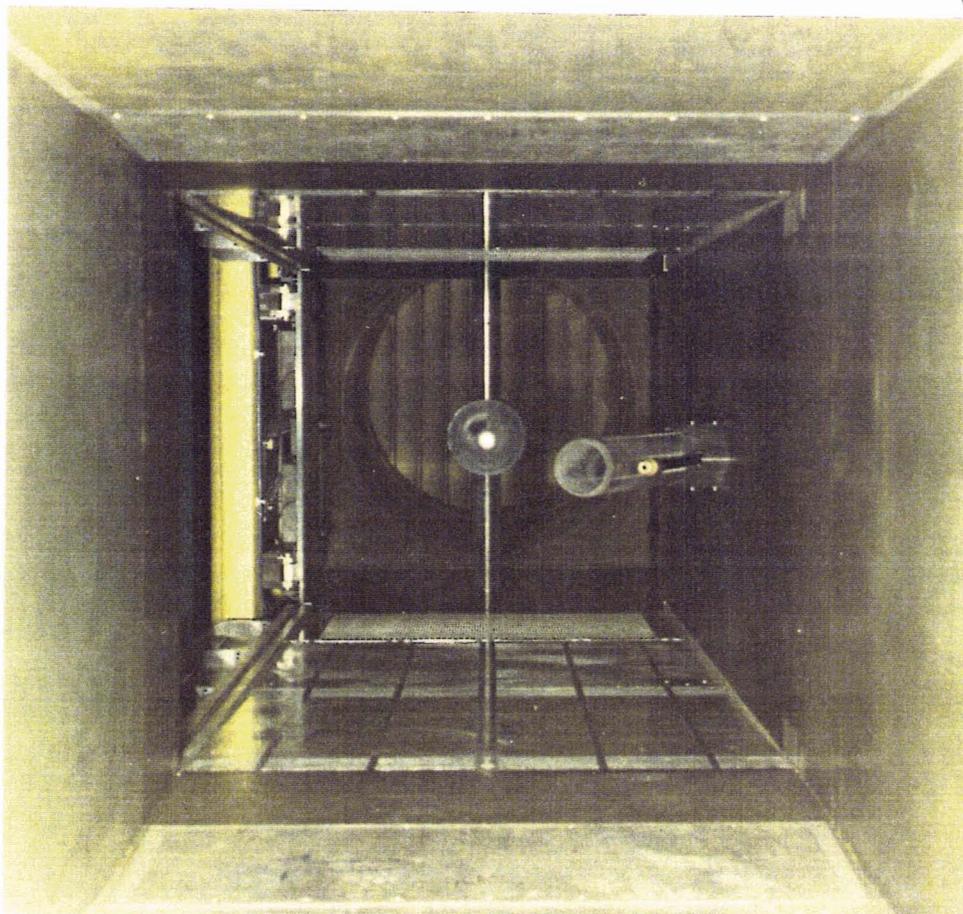


Figure 1.20 VUE DE L'INSTALLATION



Maquette



Veine d'expériences

Figure 1.21 MAQUETTE ET VEINE D'EXPERIENCES

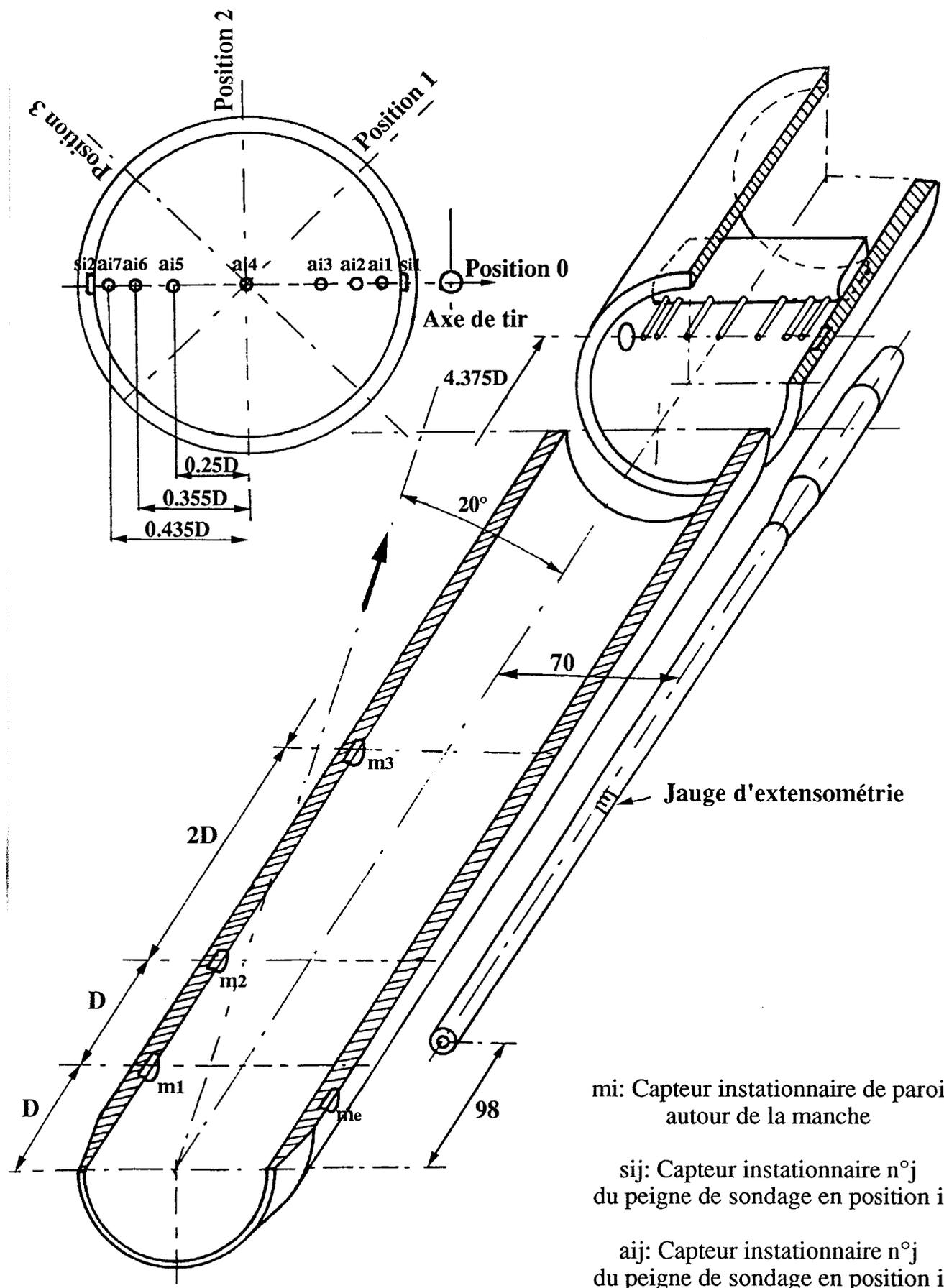
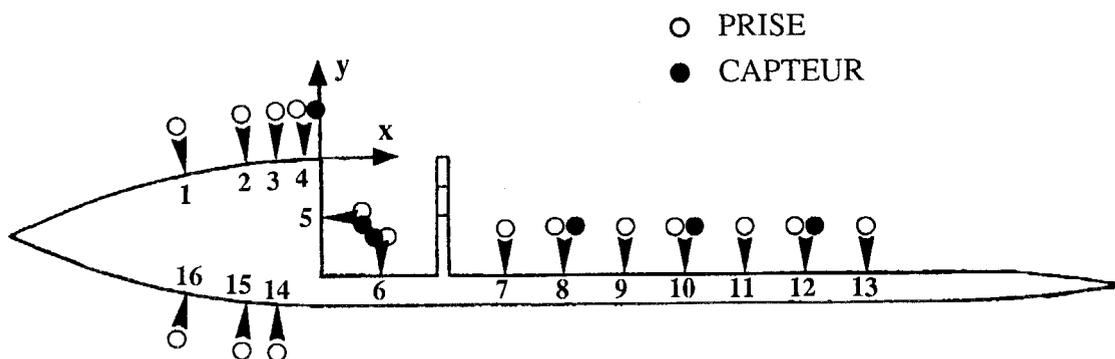


Figure 1.23 POSITION DES CAPTEURS DE PRESSION INSTATIONNAIRE



BU
LILLE

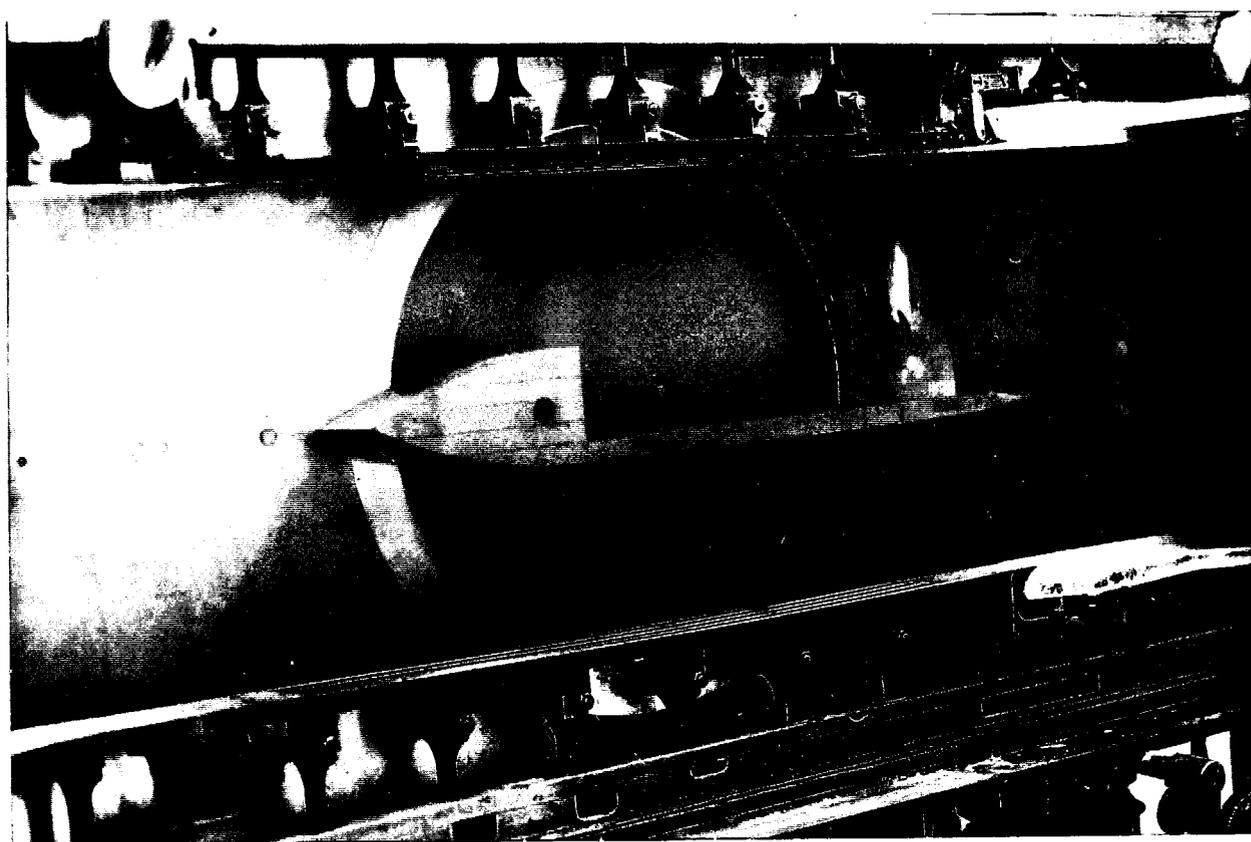
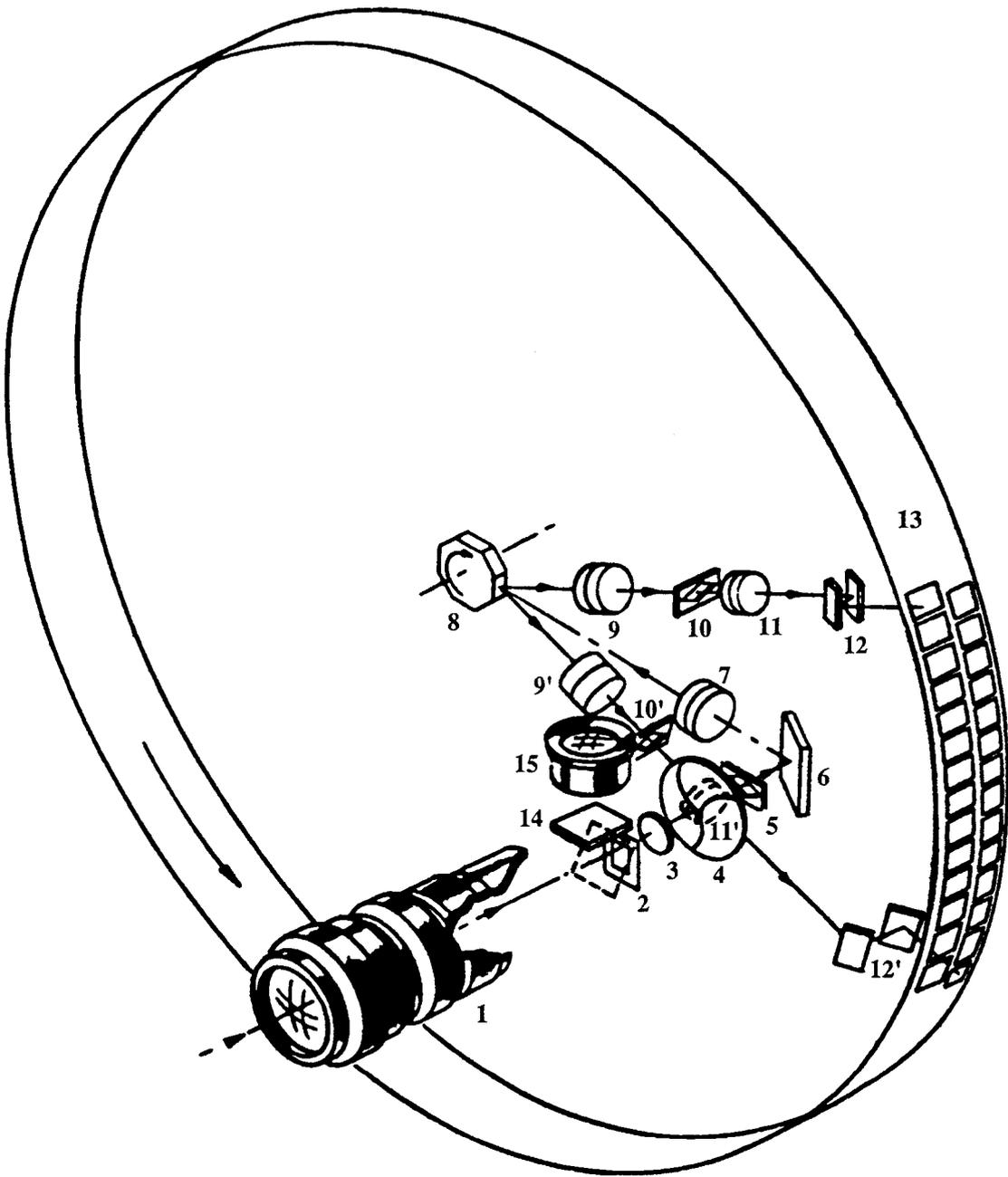


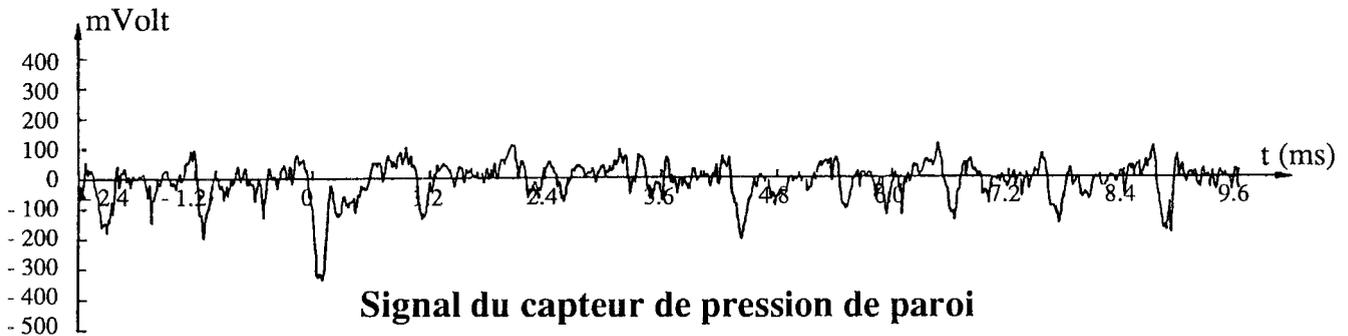
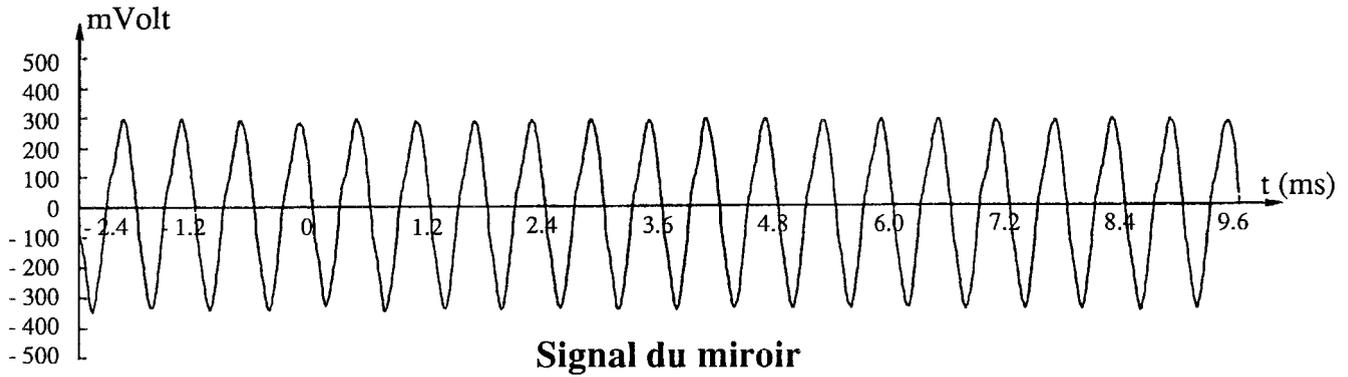
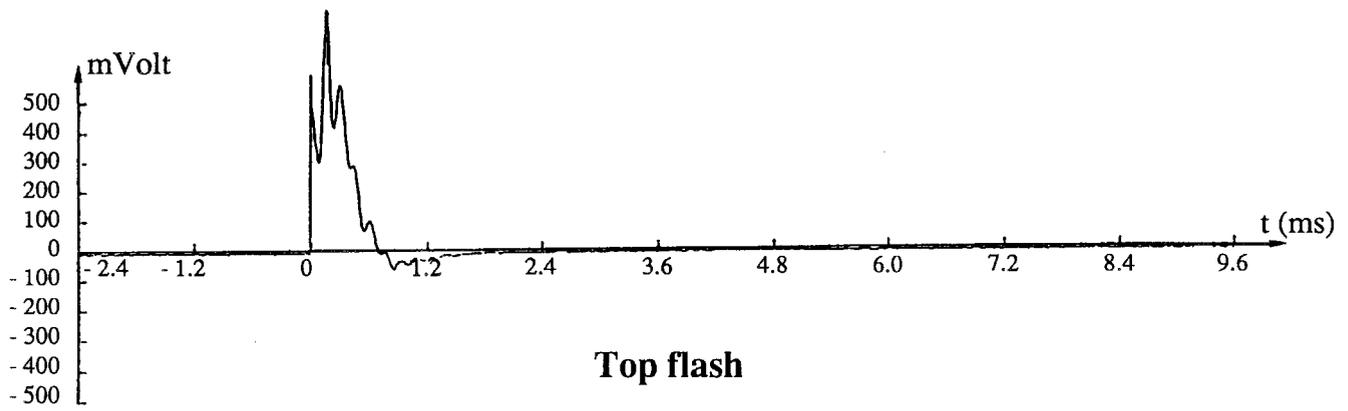
Figure 3.1 SCHEMA DE LA MAQUETTE ET VUE DE LA VEINE D'EXPERIENCES



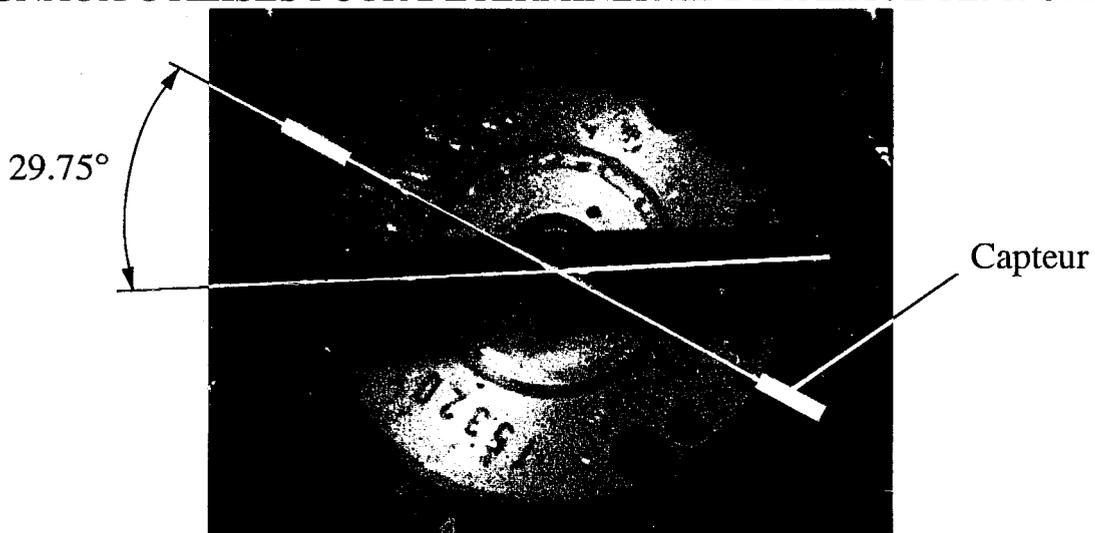
- | | | |
|---------------------|----------------------|----------------------|
| 1 Objectif | 6 Miroir plan | 11 Lentille |
| 2 Cache | 7 Lentille relais | 12 Miroirs de renvoi |
| 3 Lentille de champ | 8 Miroir tournant | 13 Film |
| 4 Obturateur | 9 Collimateur | 14 Dépoli |
| 5 Fenêtre d'entrée | 10 Fenêtre de sortie | 15 Visueur |



Figure 3.2 FONCTIONNEMENT DE LA CAMERA ULTRA-RAPIDE



SIGNAUX UTILISES POUR DETERMINER LE DECALAGE TEMPOREL



VISUALISATION DE LA TURBINE MUNIE DE SON HELICE
ET DE SA POSITION PAR RAPPORT AUX CAPTEURS

**Figure 3.3 DETERMINATION DU RECALAGE TEMPOREL
AVEC LA TURBINE**

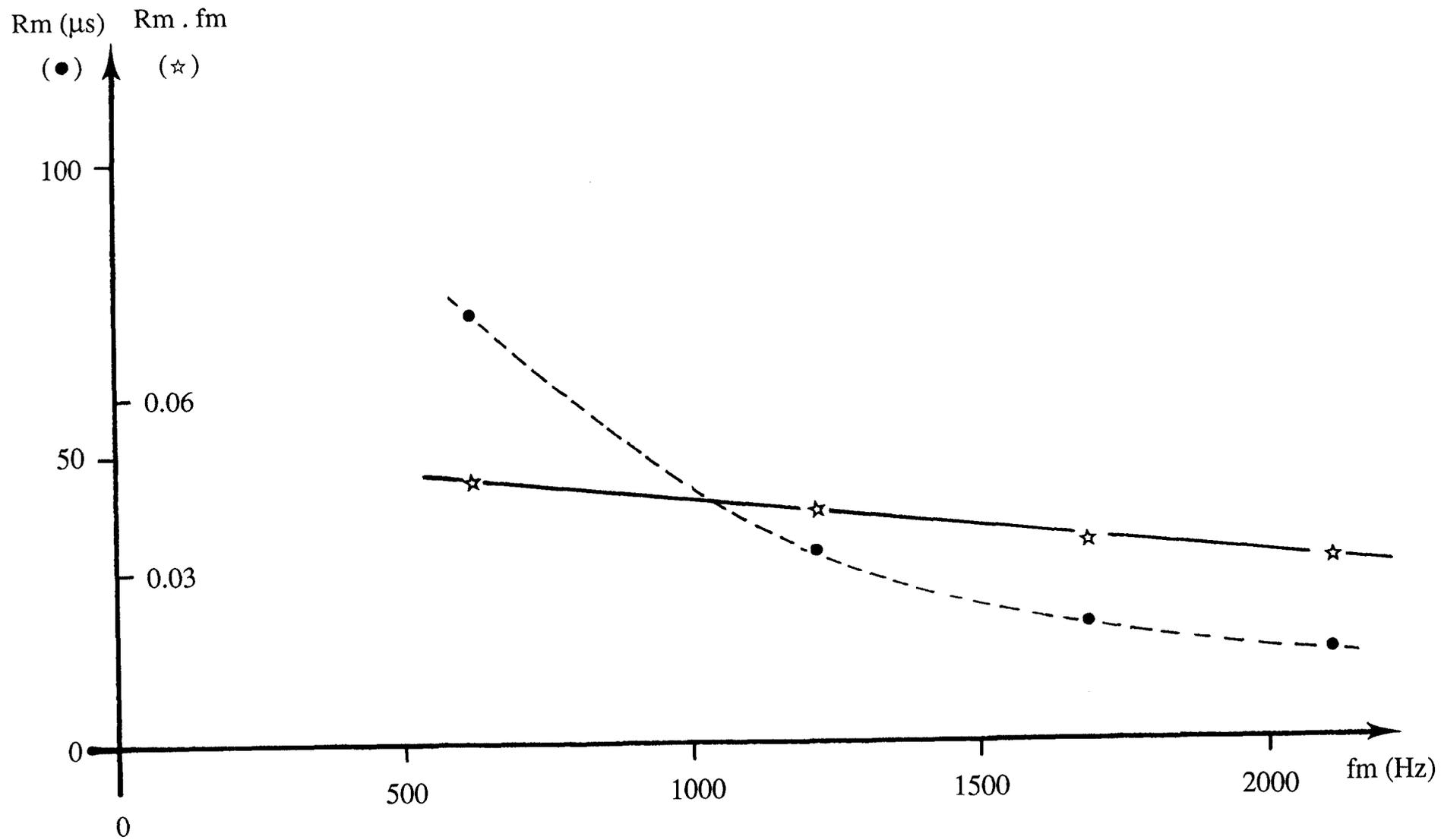


Figure 3.4 MISE EN EVIDENCE DU RETARD EN FONCTION DE LA FREQUENCE DE ROTATION

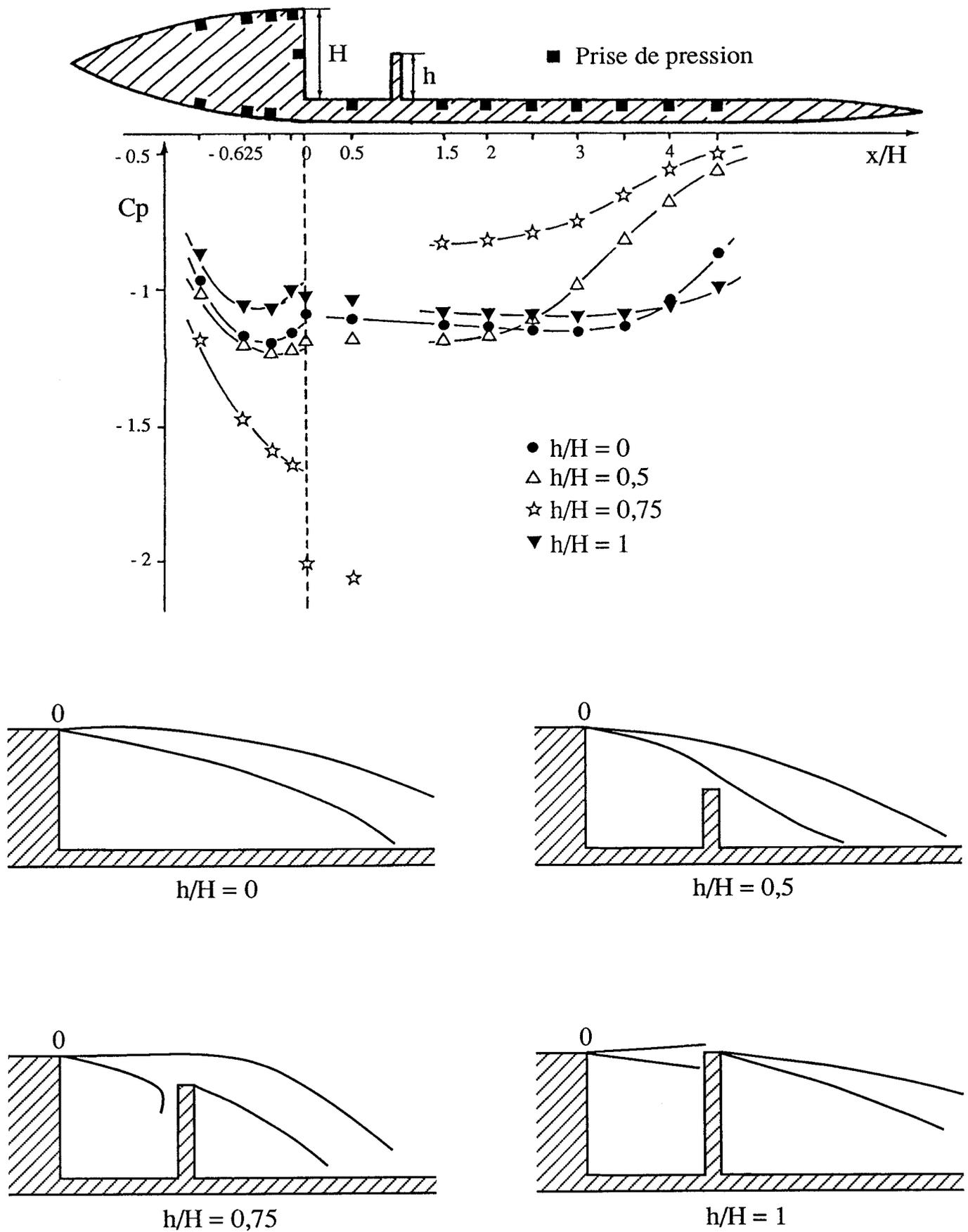
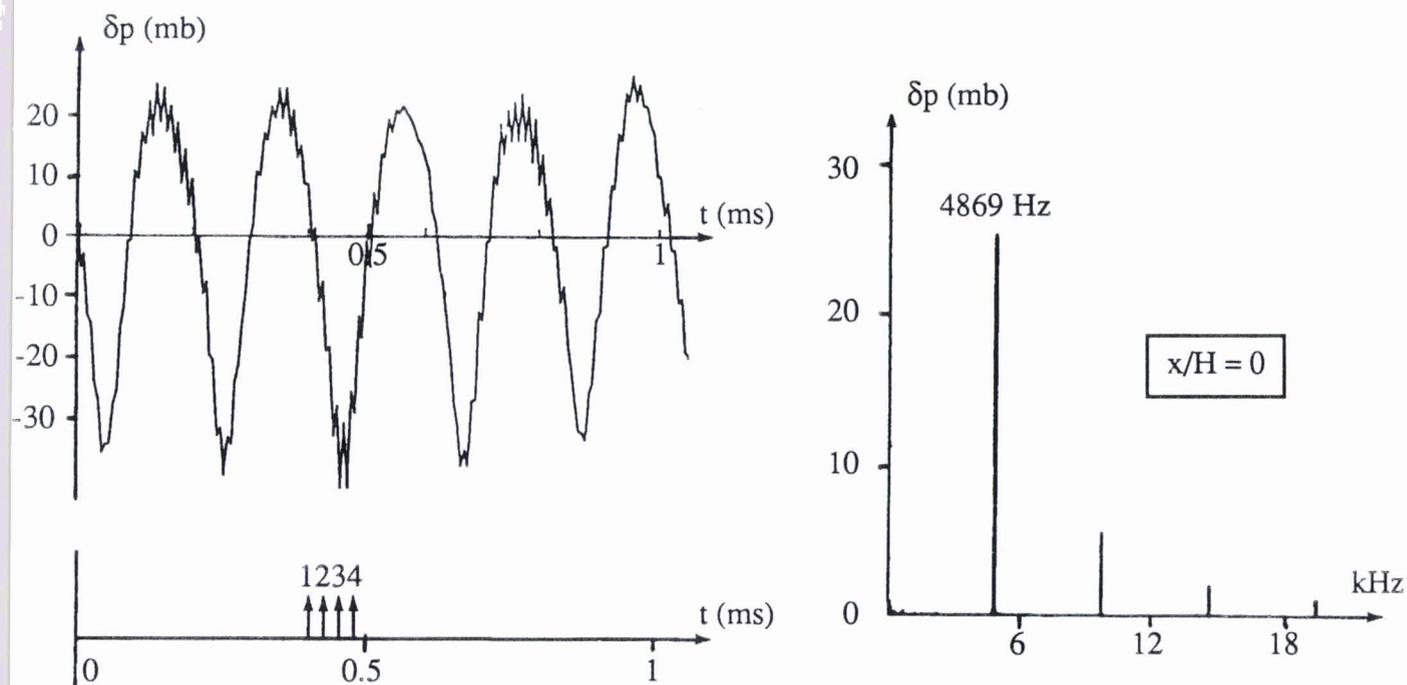
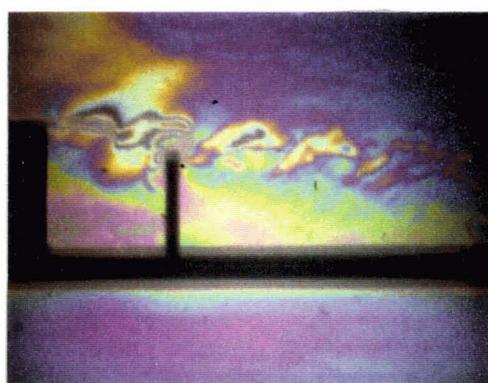


Figure 3.5 EVOLUTION DU COEFFICIENT DE PRESSION



1



3



2



4



$$h/H = 0,75 \quad \Delta t = 28,5 \mu s$$

Figure 3.6 ANALYSE DU SIGNAL ET SYNCHRONISATION AVEC LES INTERFEROGRAMMES

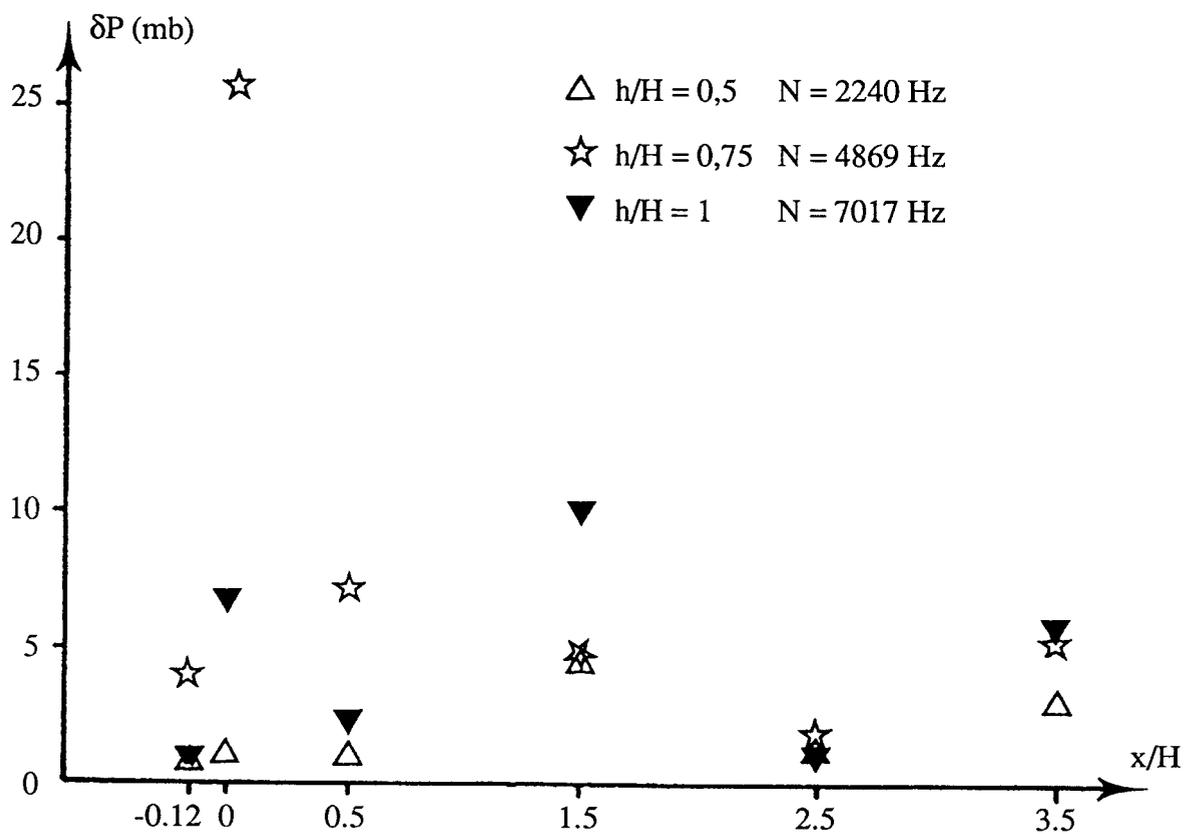
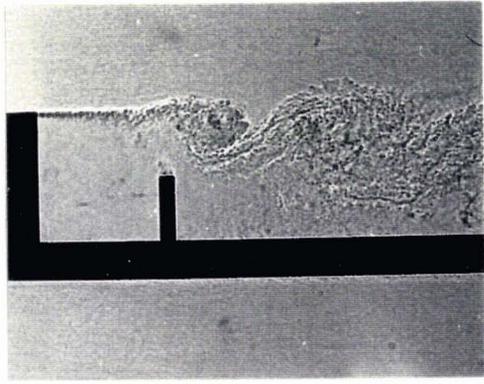
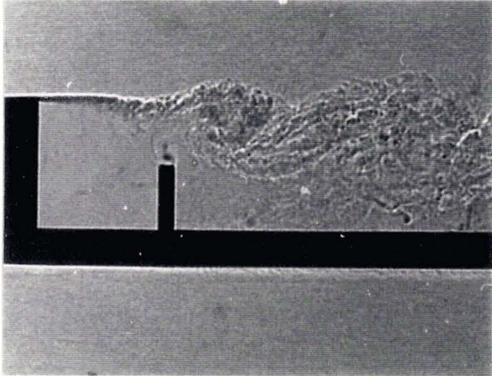
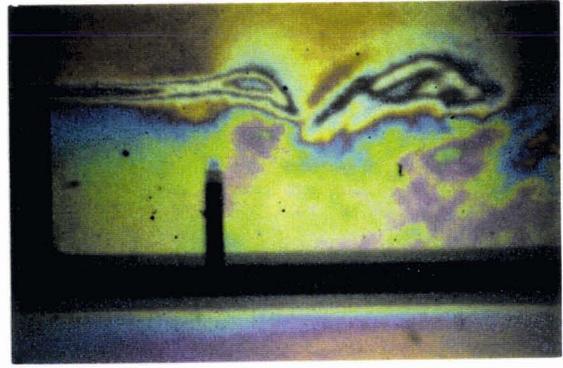


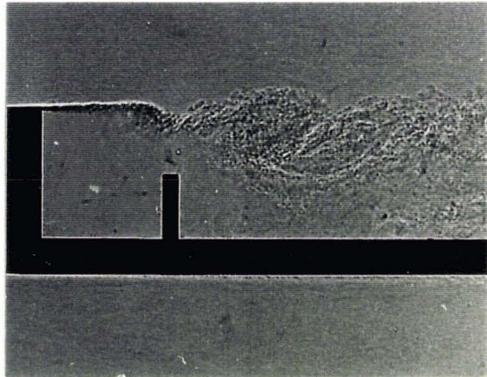
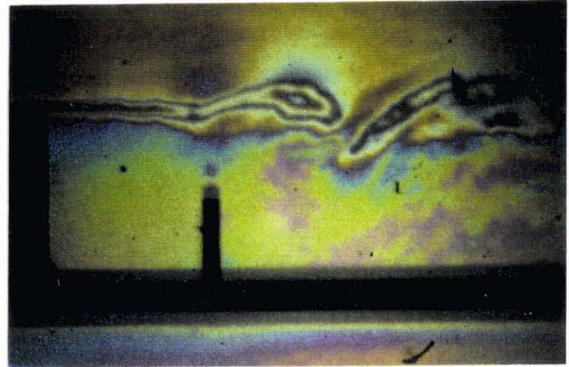
Figure 3.7 AMPLITUDE DE LA FLUCTUATION DE PRESSION INSTATIONNAIRE



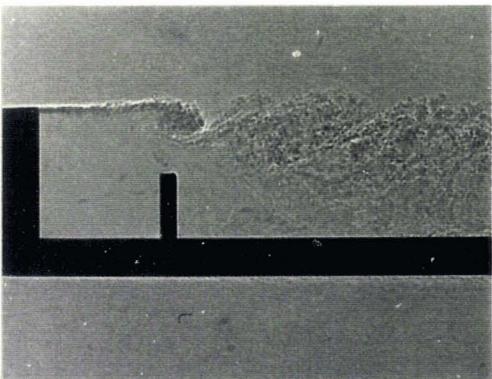
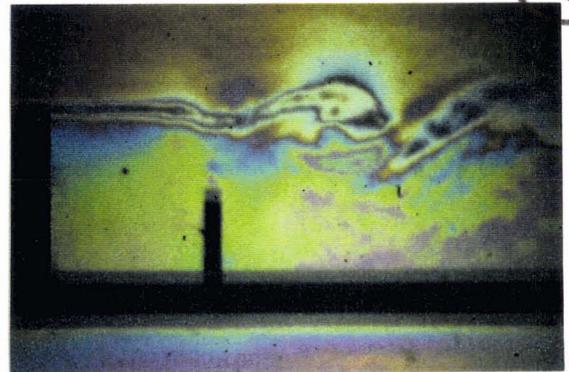
1



2



3



4



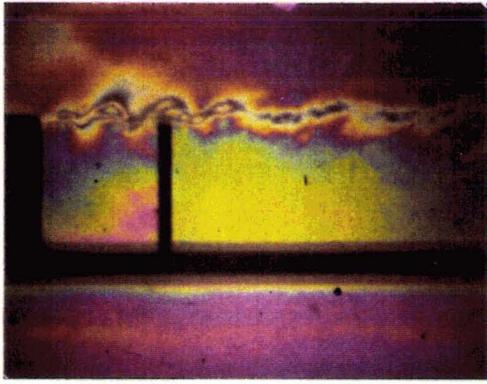
BU
LILLE

OMBROSCOPIES

INTERFEROGRAMMES

$\Delta t = 114 \mu s$ $h/H = 0,5$

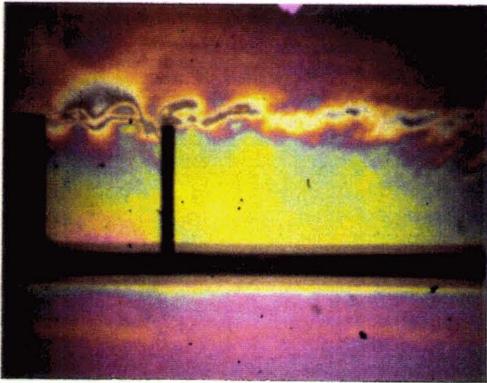
Figure 3.8 COMPARAISON ENTRE LES OMBROSCOPIES ET LES INTERFEROGRAMMES



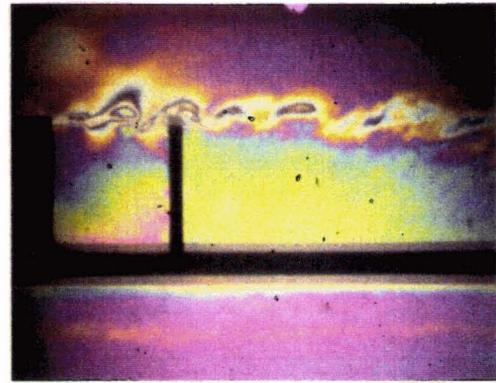
1



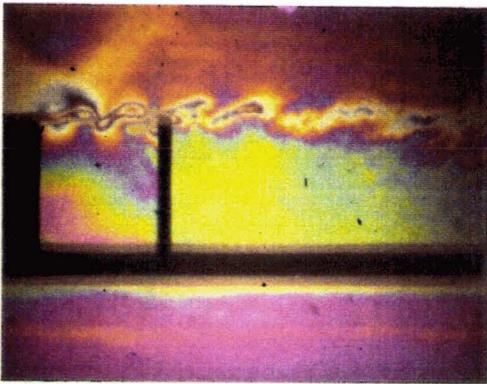
5



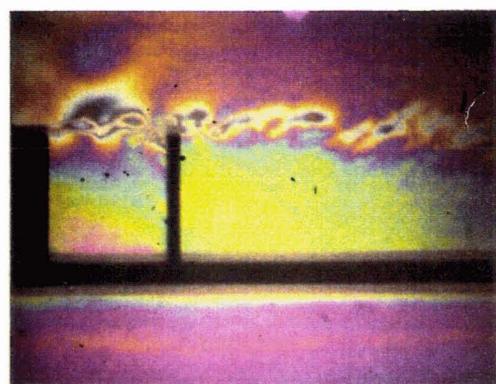
2



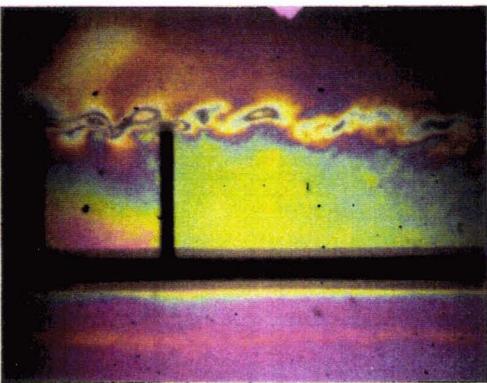
6



3



7



4

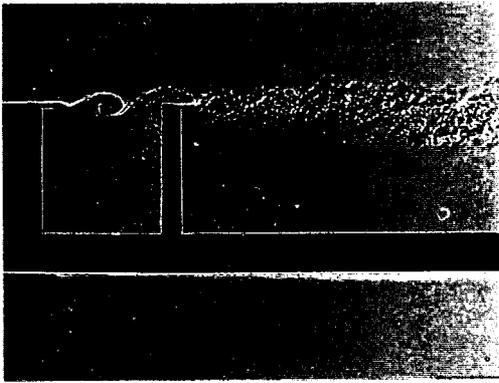


8

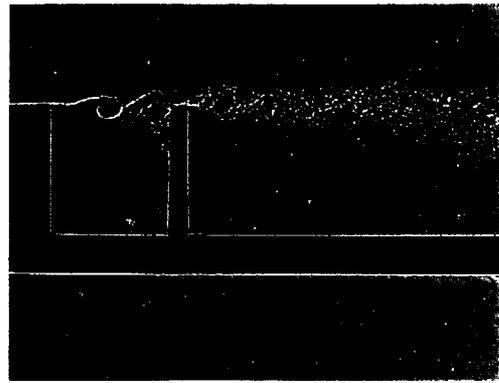


$\Delta t = 28,5 \mu s$

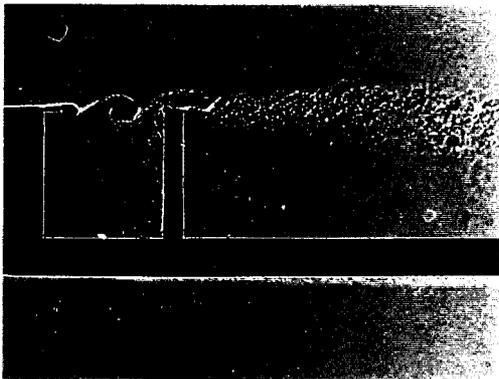
**Figure 3.9 INTERFEROGRAMMES
FRANGES HORIZONTALES $h/H = 1$**



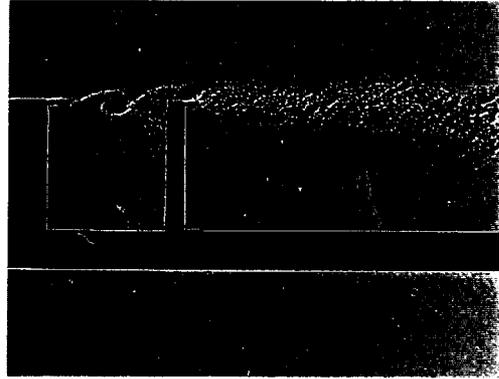
1



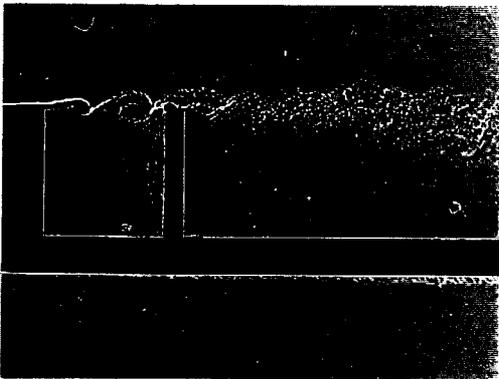
5



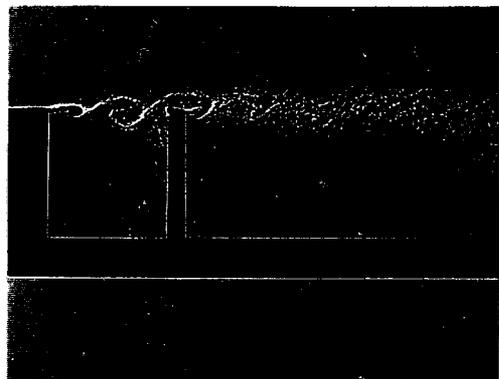
2



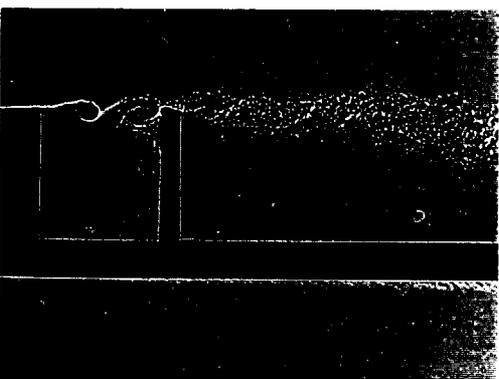
6



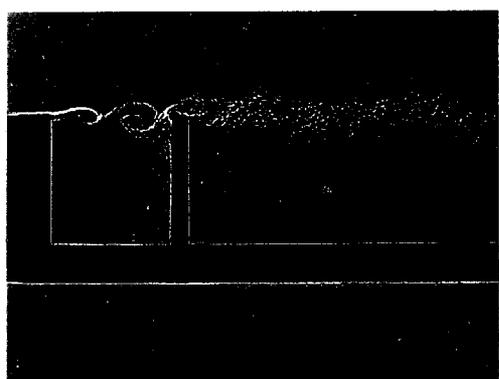
3



7



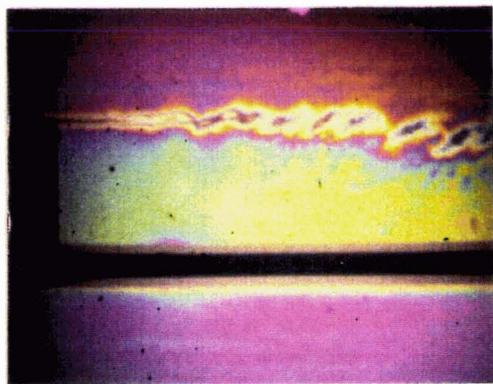
4



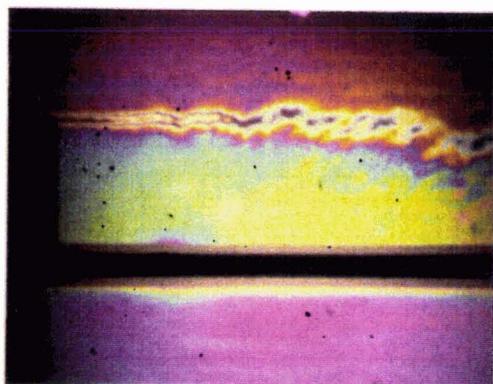
8

$M_\infty = 0,424$ $\Delta t = 28,5 \mu s$

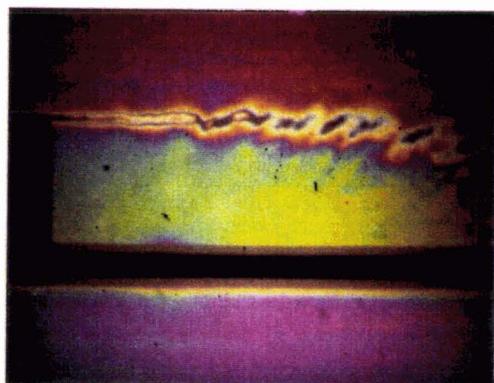
Figure 3.10 OMBROSCOPIES $h/H = 1$



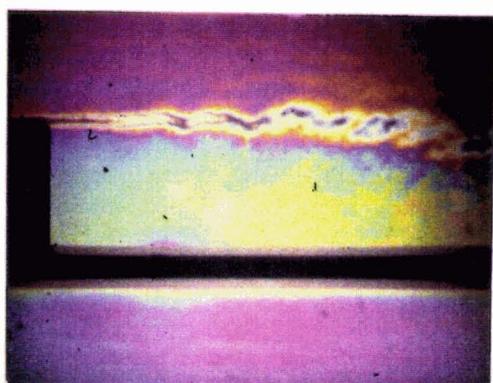
5



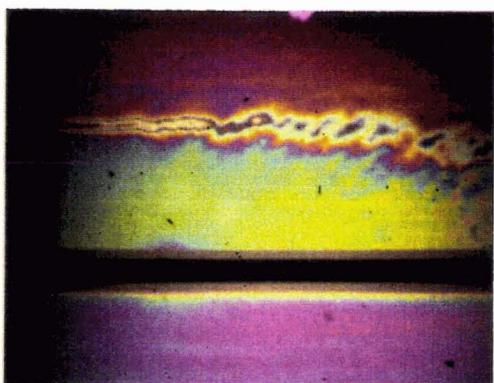
9



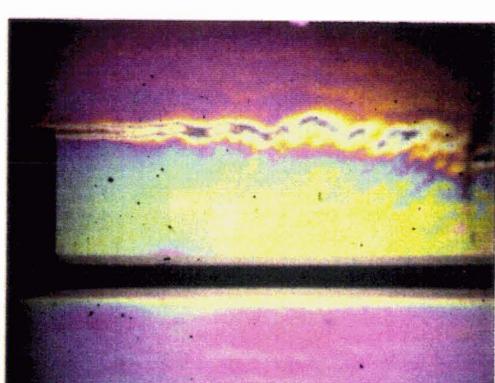
6



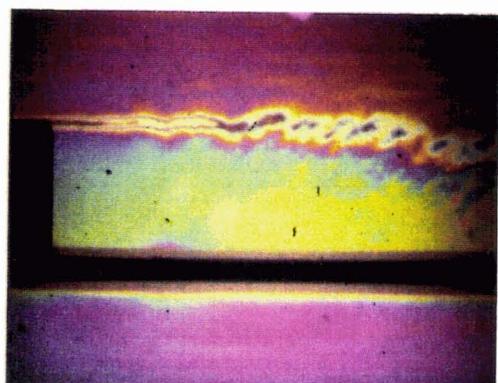
10



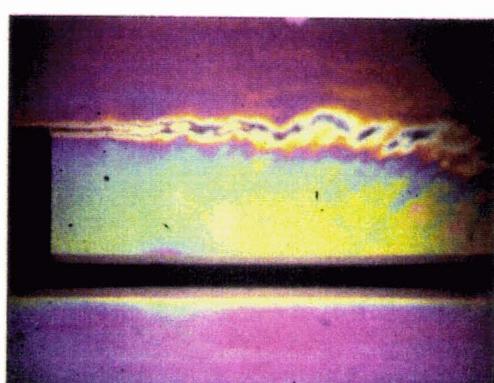
7



11



8

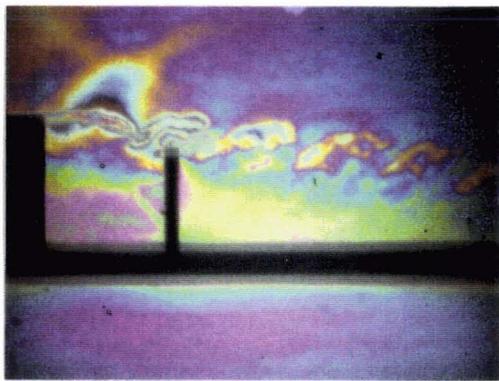


12

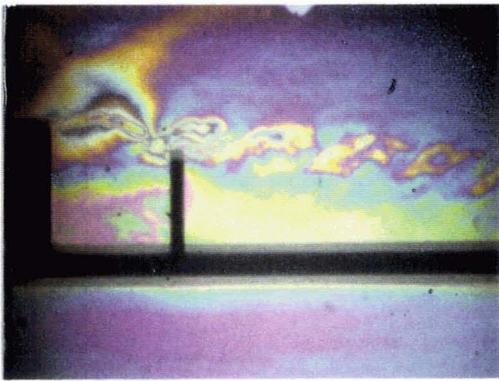


$M_\infty = 0,424$ $\Delta t = 28,5 \mu s$

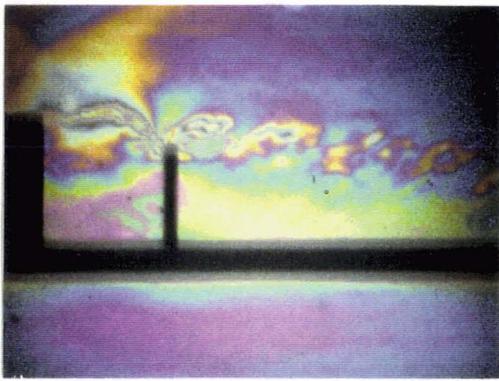
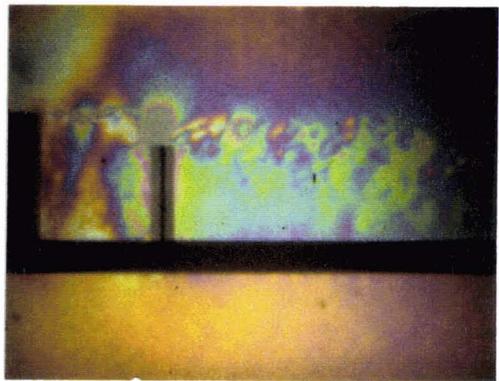
**Figure 3.11 INTERFEROGRAMMES
FRANGES HORIZONTALES $h/H = 0$**



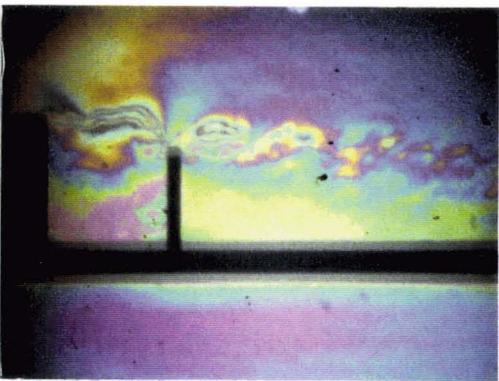
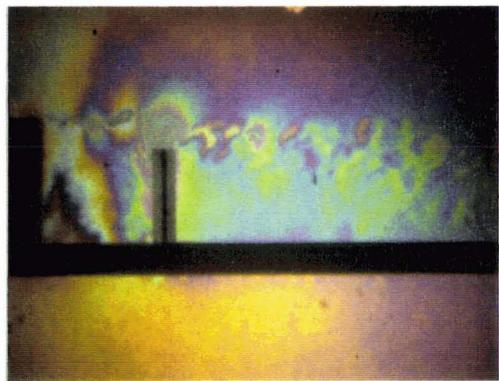
1



2



3



4

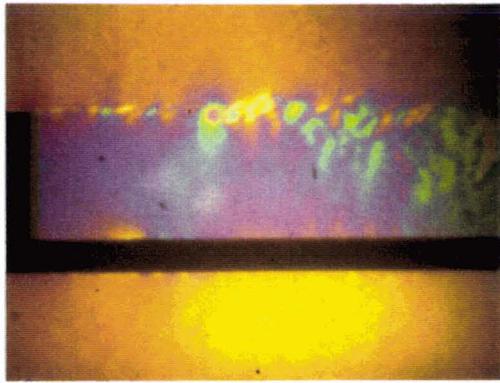


FRANGES HORIZONTALES

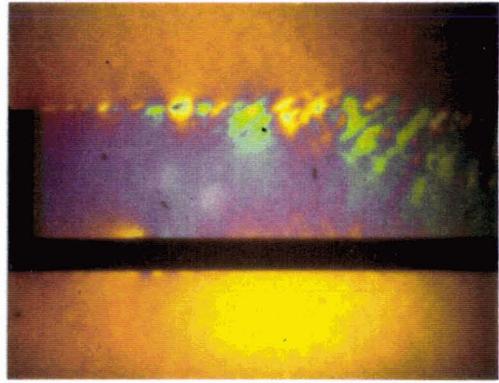
FRANGES VERTICALES

$\Delta t = 28,5 \mu s$

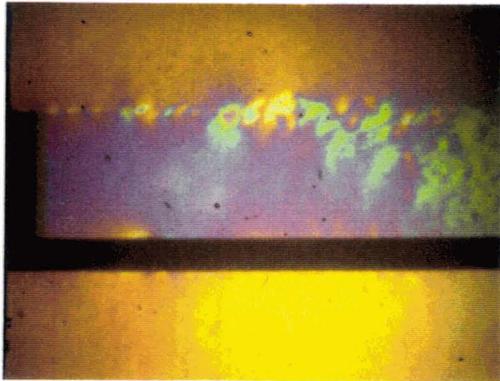
Figure 3.12 COMPARAISON ENTRE LES INTERFEROGRAMMES $h/H = 0,75$



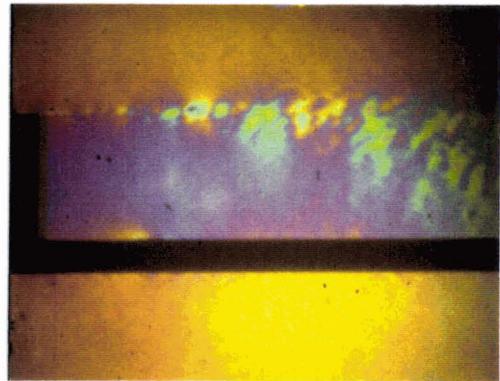
6



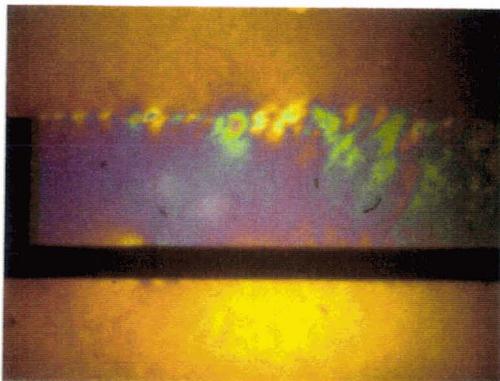
10



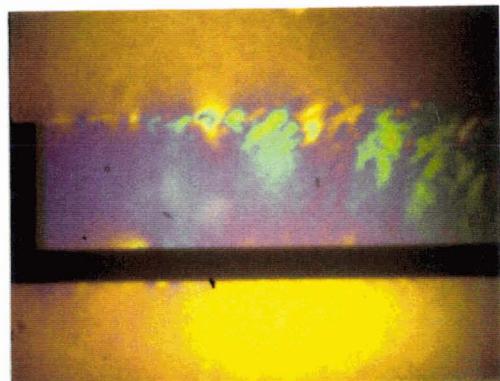
7



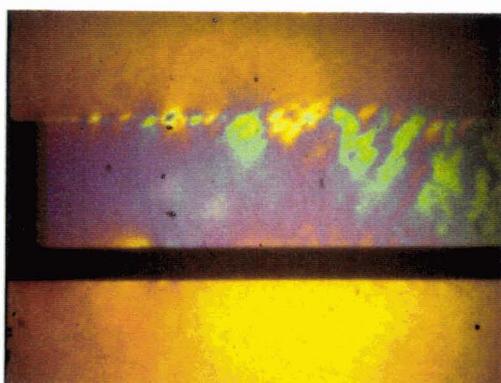
11



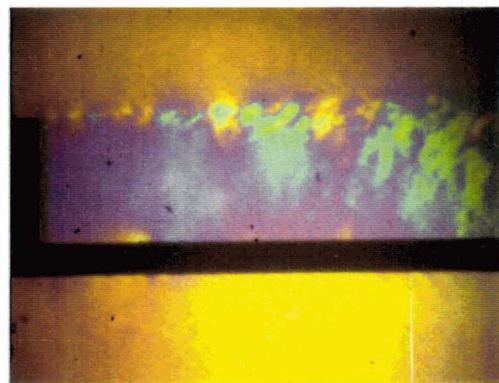
8



12



9

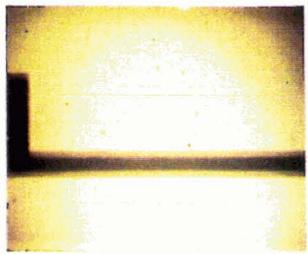


13

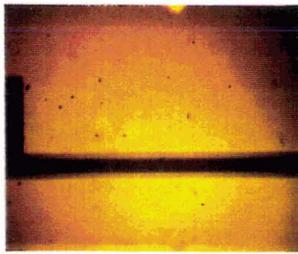


$M_\infty = 0,424$ $\Delta t = 28,5 \mu s$

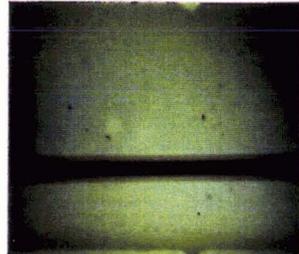
**Figure 3.13 INTERFEROGRAMMES
FRANGES VERTICALES $h/H = 0$**



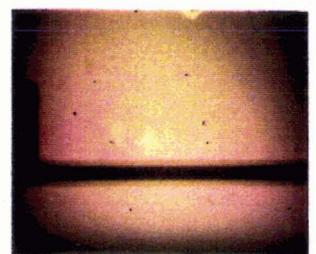
$(\xi - \xi_0) \text{ mm} \times 100 = 0$



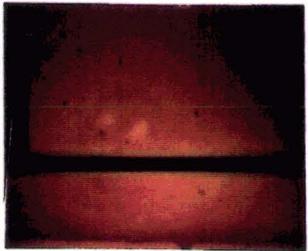
24.4



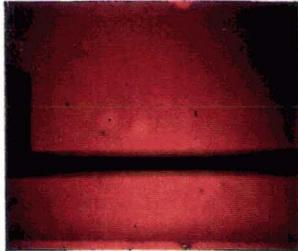
40.6



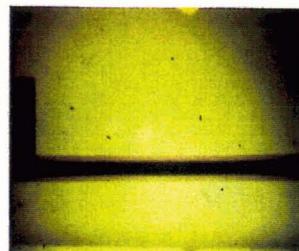
56.5



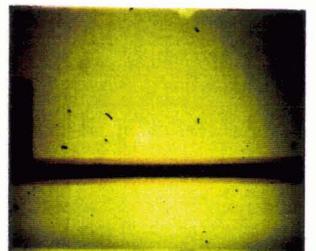
9.2



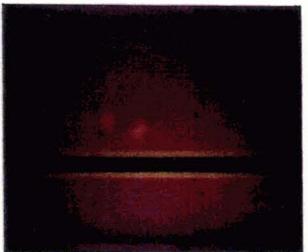
27.7



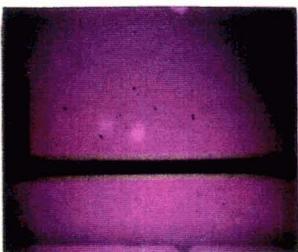
44.8



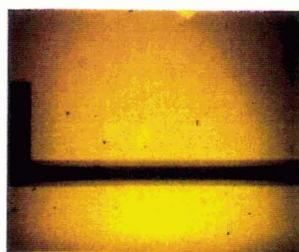
61.0



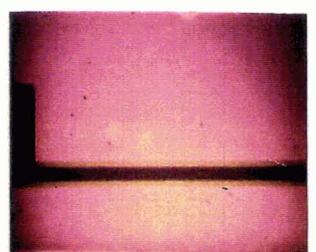
11.3



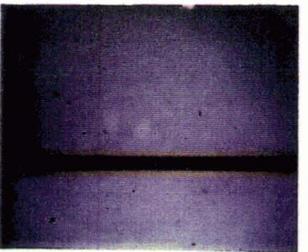
31.3



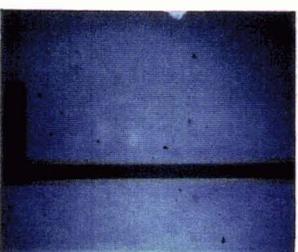
47.5



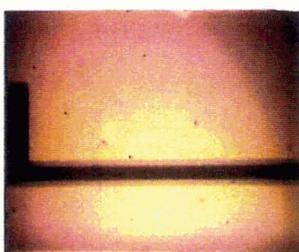
71.0



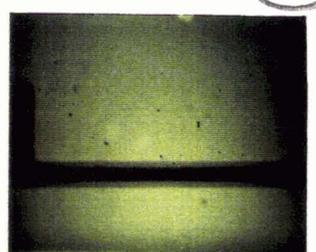
14.3



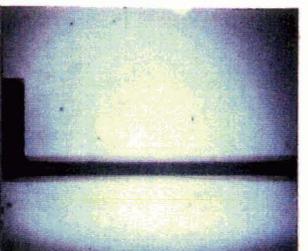
35.5



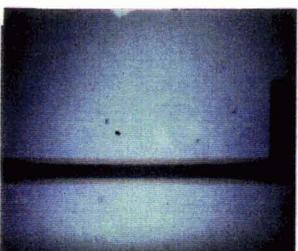
49.4



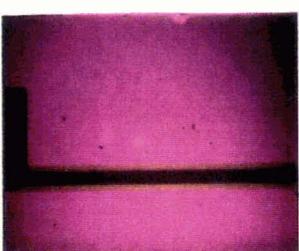
81.5



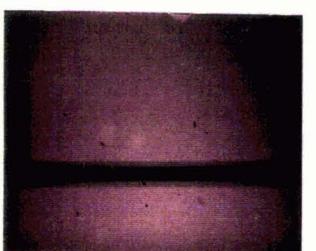
16.8



38.5



52.7



96.7

**Figure 3.14 ETALONNAGE DU BIPRISME
TEINTE DE FOND UNIFORME**

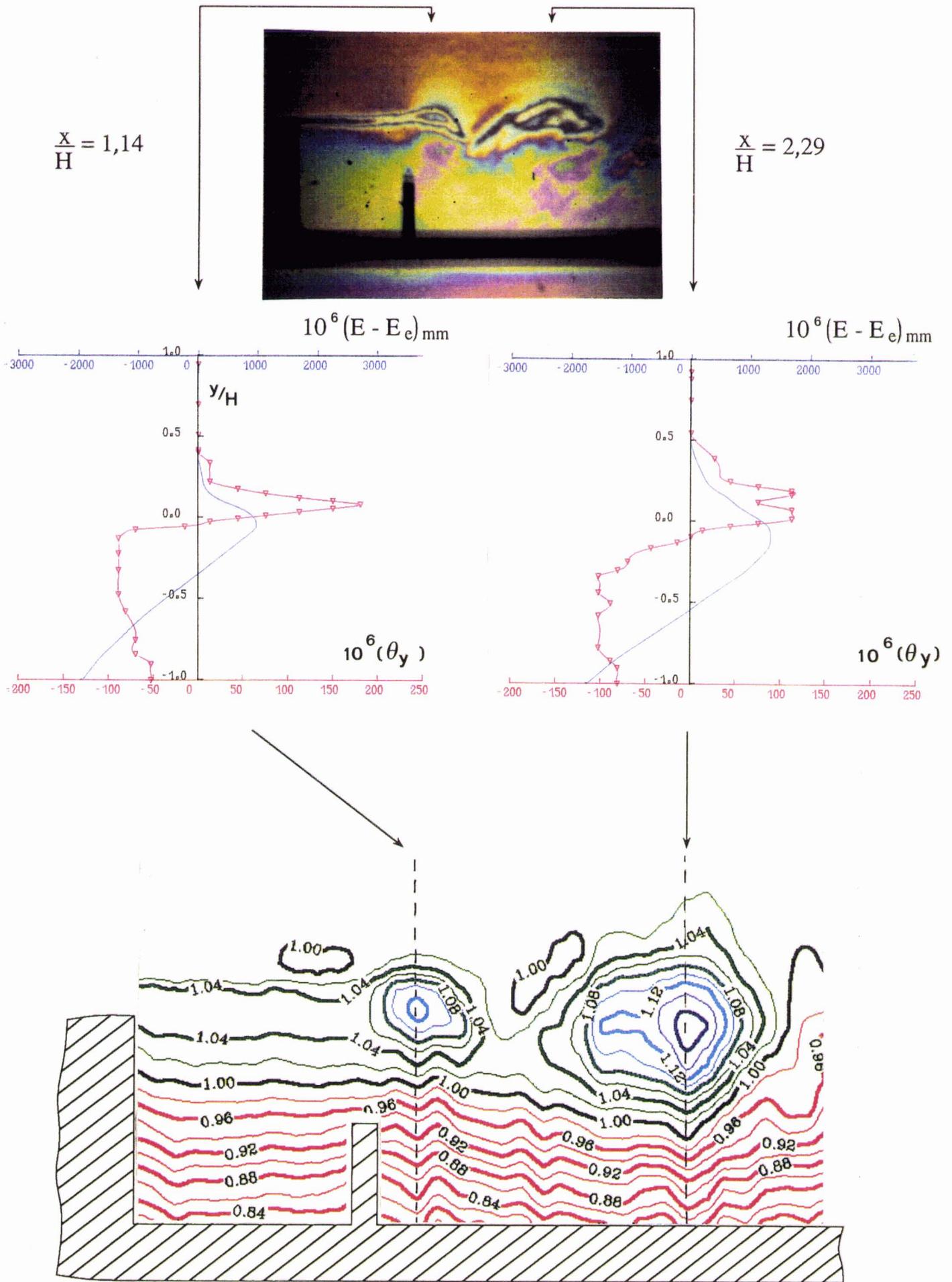


Figure 3.15 DEPOUILLEMENT D'UN INTERFEROGRAMME
 $h/H = 0,5$

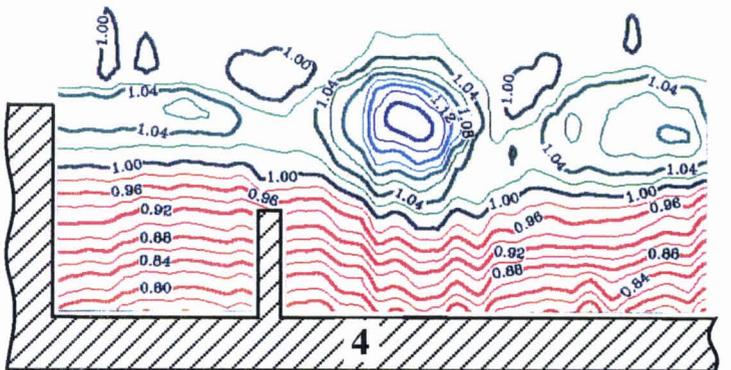
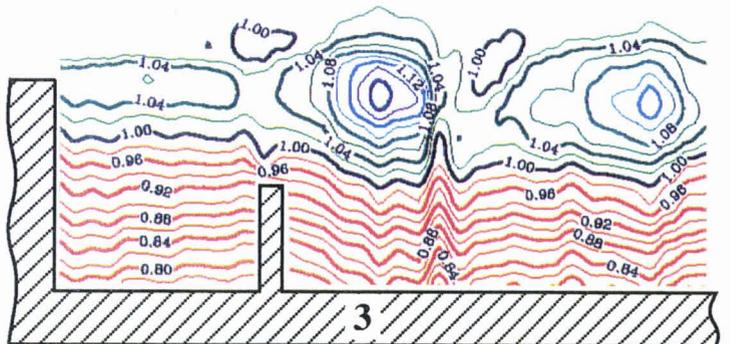
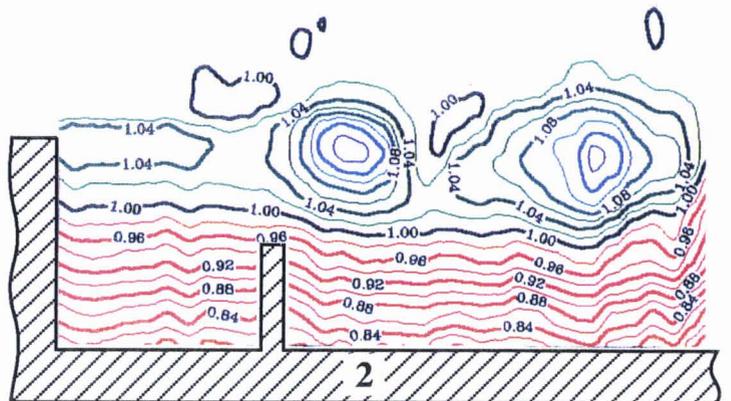
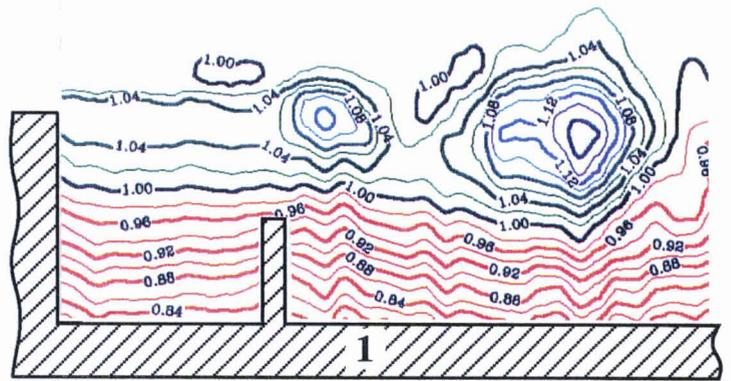
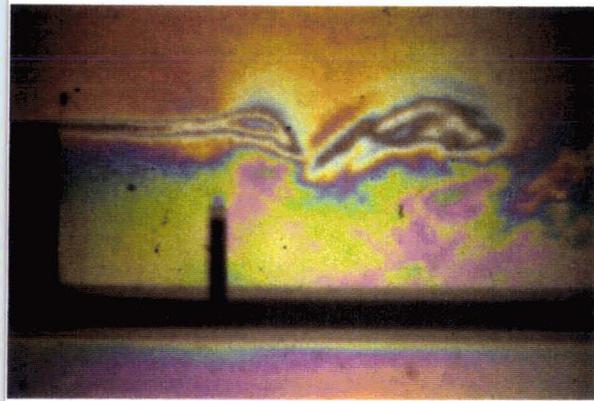


Figure 3.16 EVOLUTION DU CHAMP DE MASSE VOLUMIQUE

$$\Delta t = 57 \mu s \quad h/H = 0,5$$

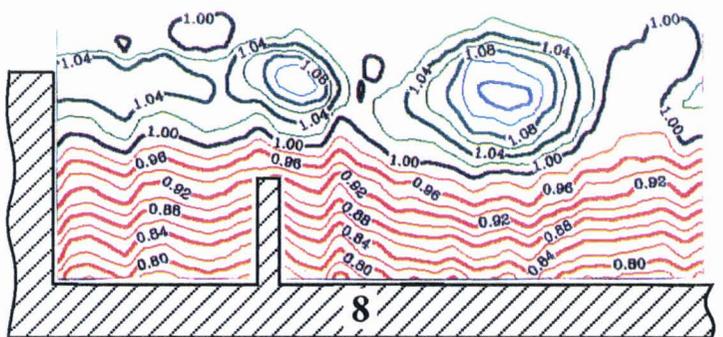
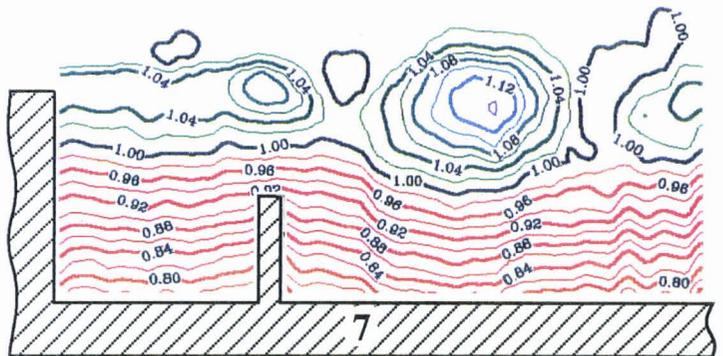
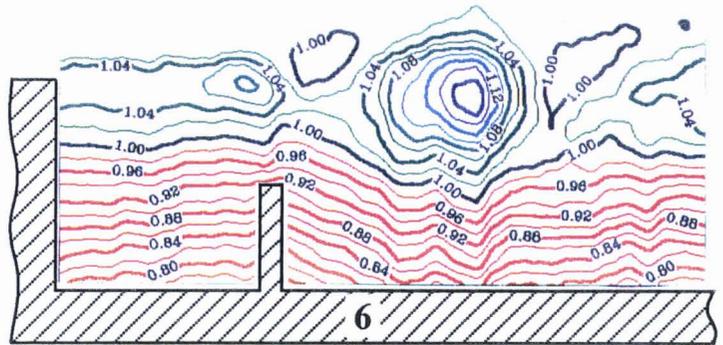
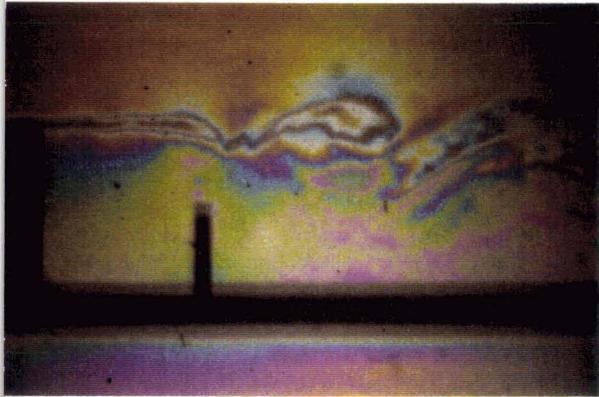
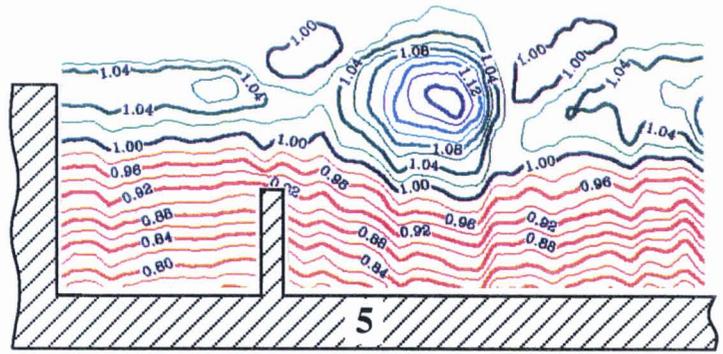
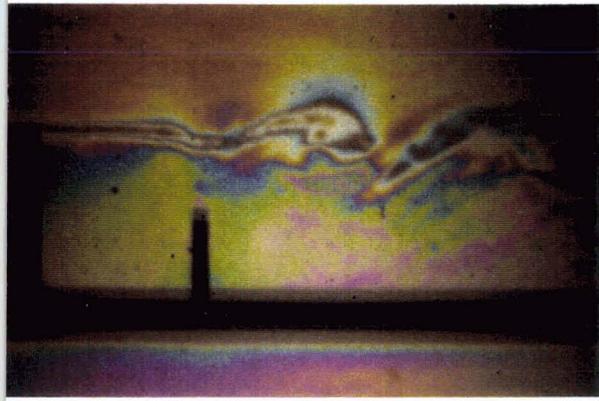


Figure 3.17 EVOLUTION DU CHAMP DE MASSE VOLUMIQUE

$$\Delta t = 57 \mu s \quad h/H = 0,5$$

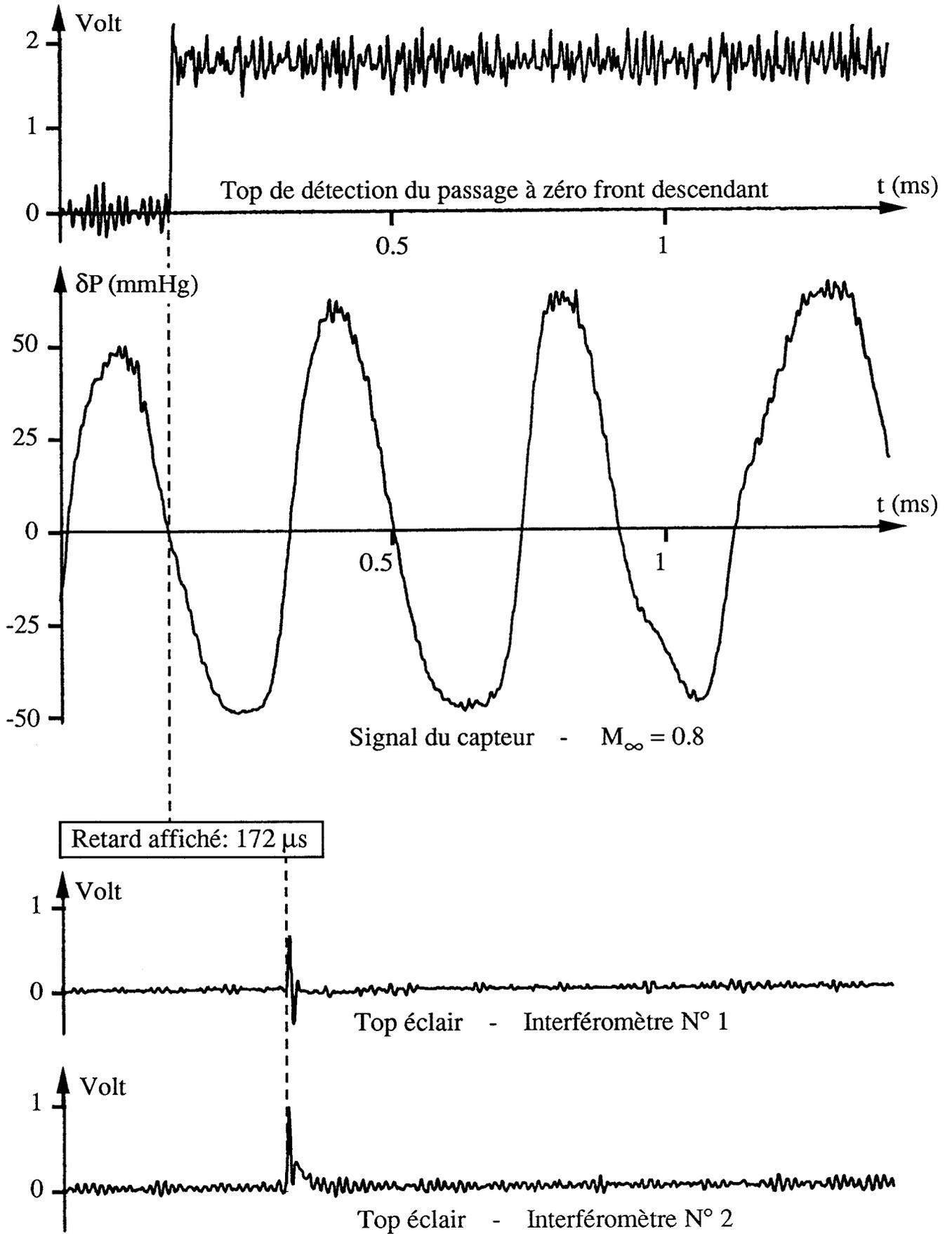


Figure 3.18 SYNCHRONISATION DES SIGNAUX

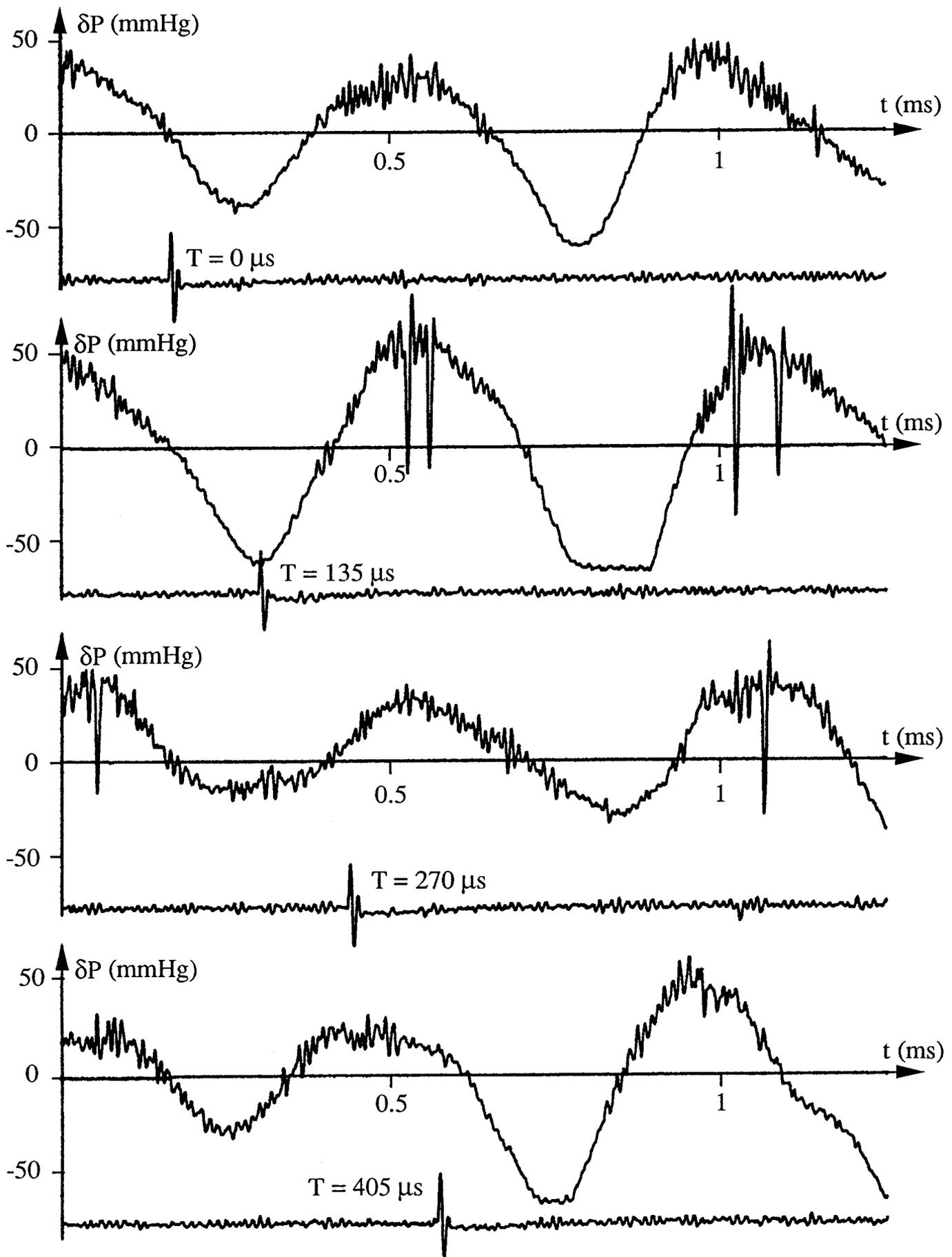
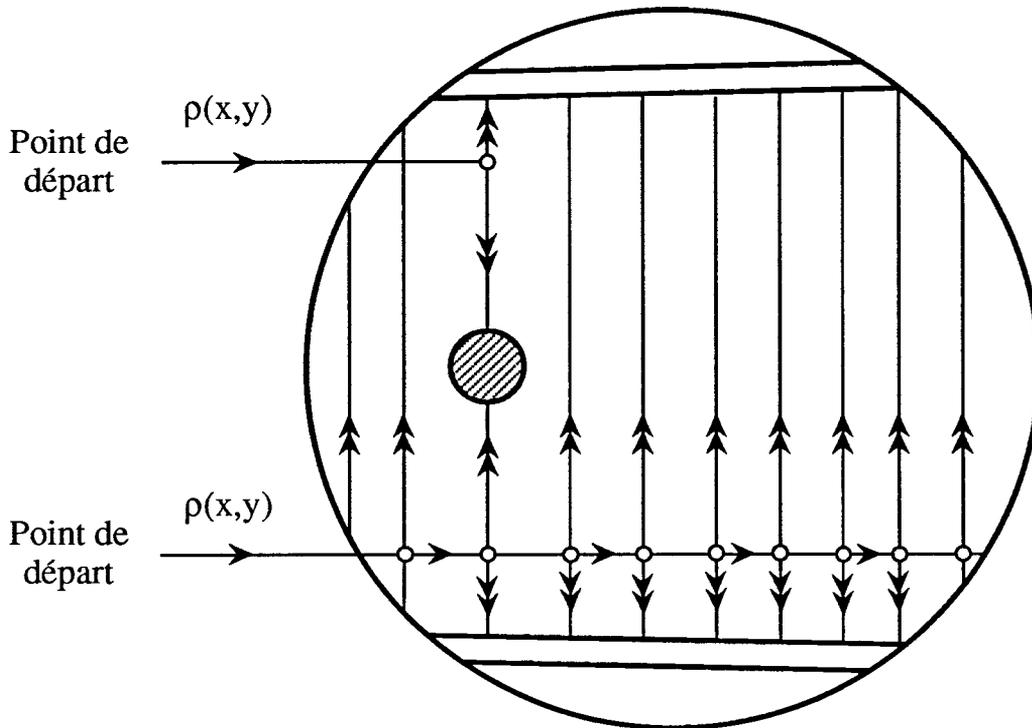


Figure 3.19 ENREGISTREMENT DES INTERFEROGRAMMES
 $M_{\infty} = 0,55 - N = 1852 \text{ Hz}$



- Sens de dépouillement de l'interférogramme à franges verticales
- ↑ Sens de dépouillement de l'interférogramme à franges horizontales
- Valeur de $\rho(x,y)$ reportée sur l'interférogramme correspondant

Figure 3.20 METHODE DE DEPOUILLEMENT

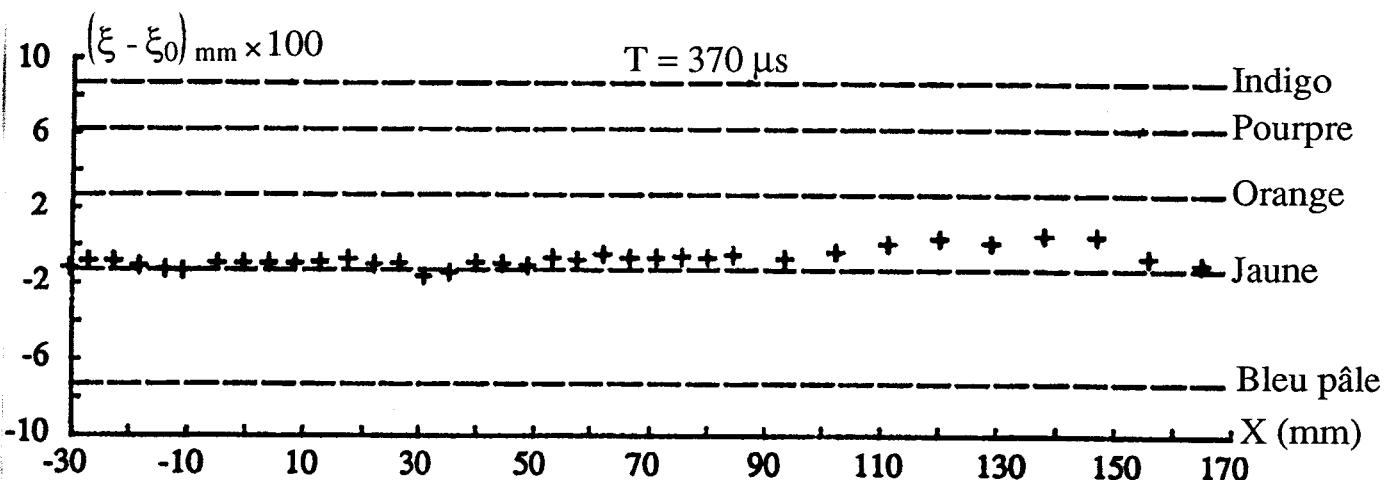
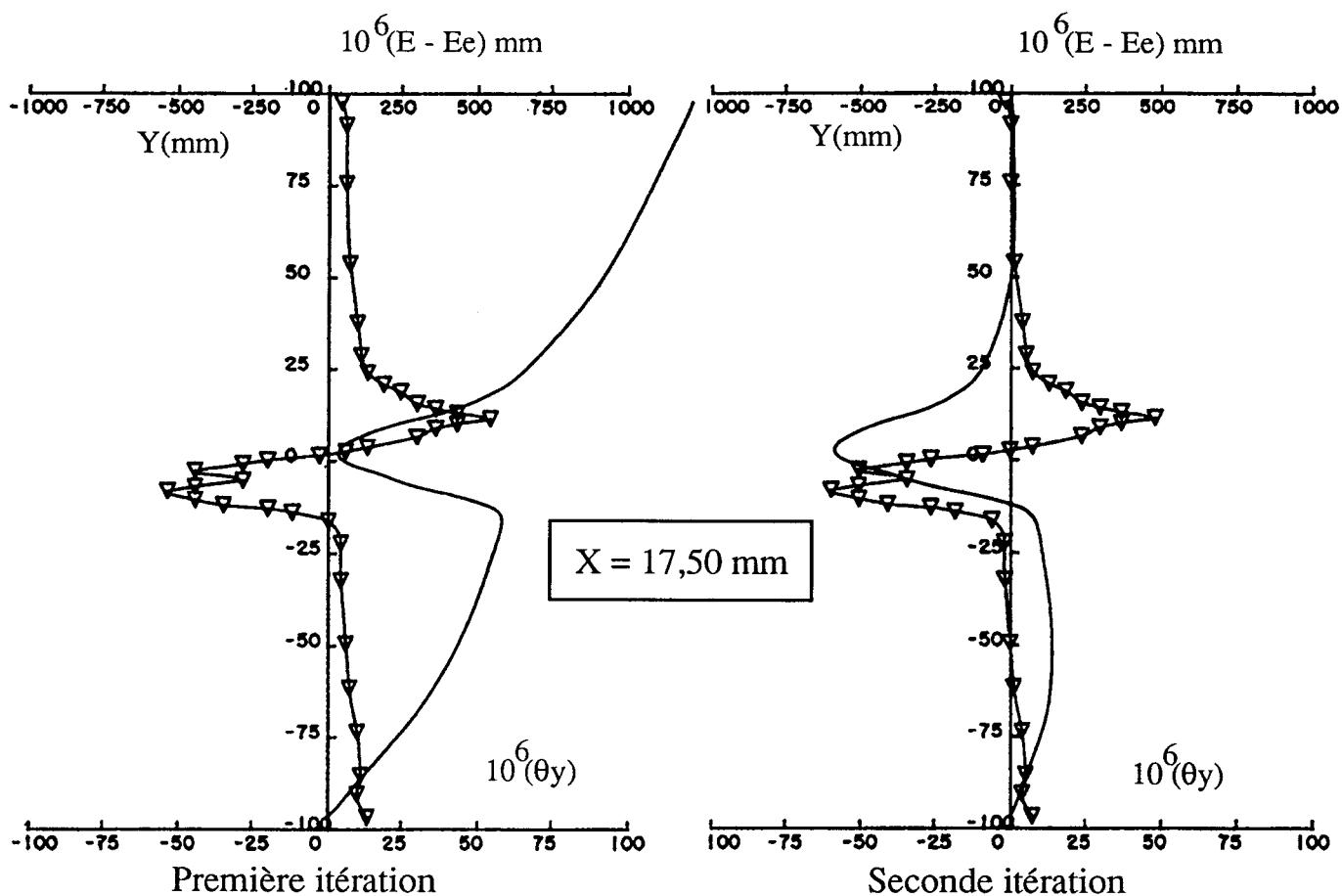


Figure 3.21 ABSCISSE ξ_0 OBTENUE PAR LA METHODE ITERATIVE ; $M_\infty = 0,40$

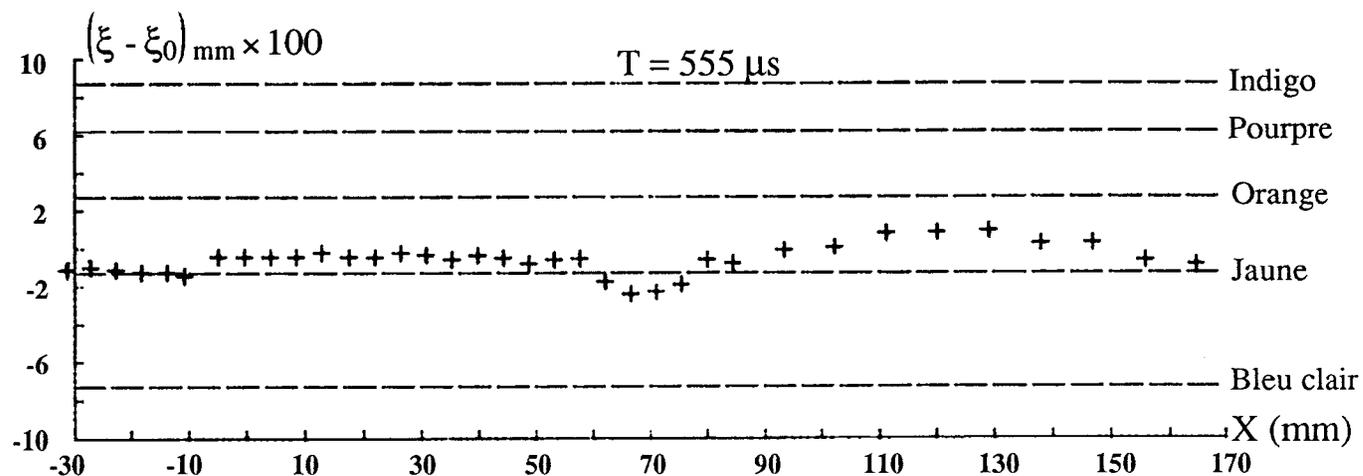
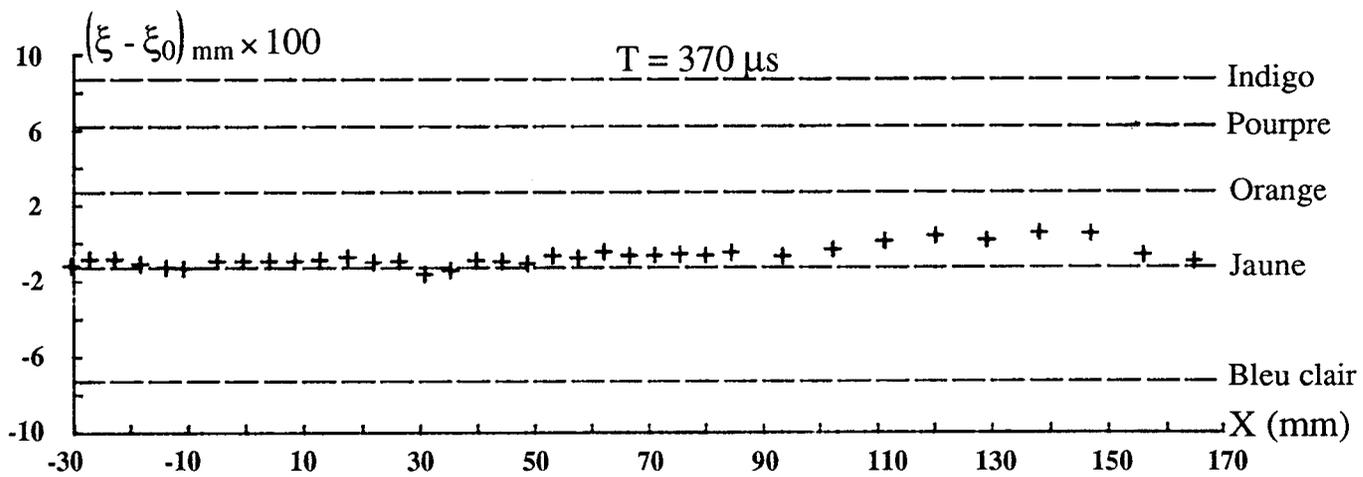
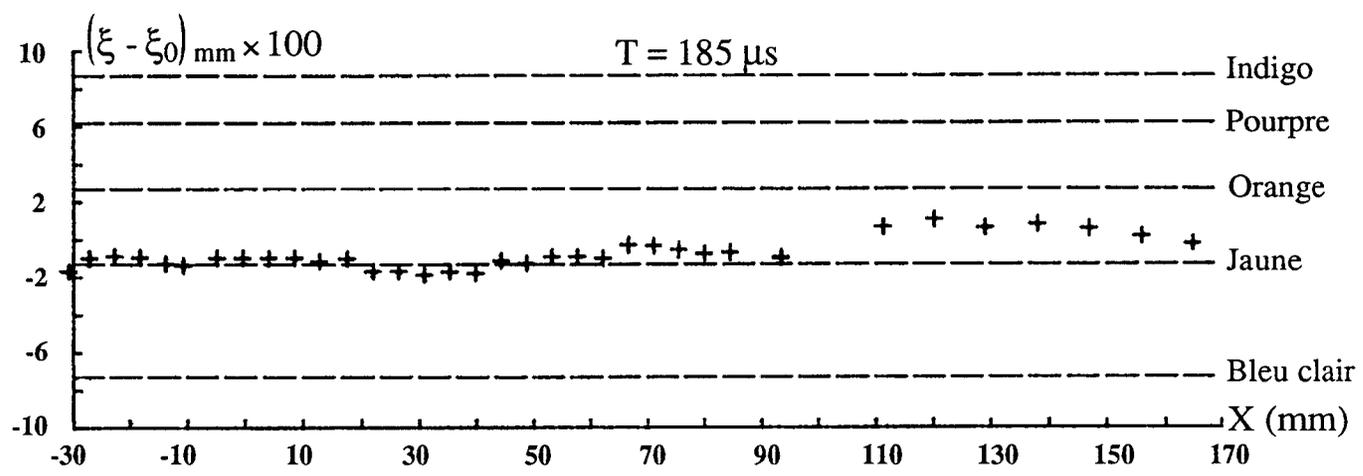
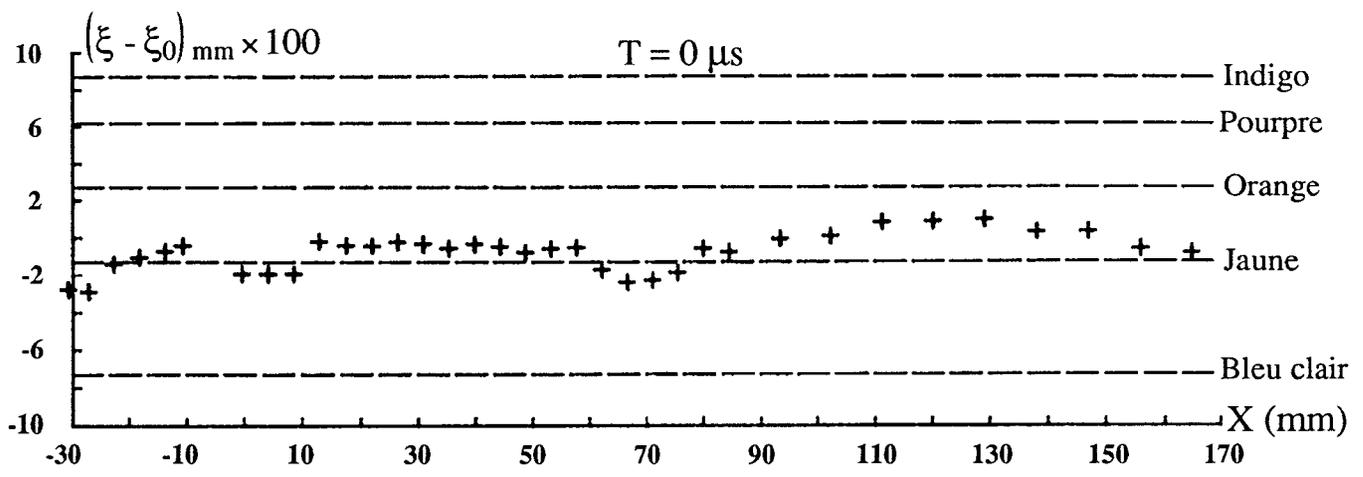
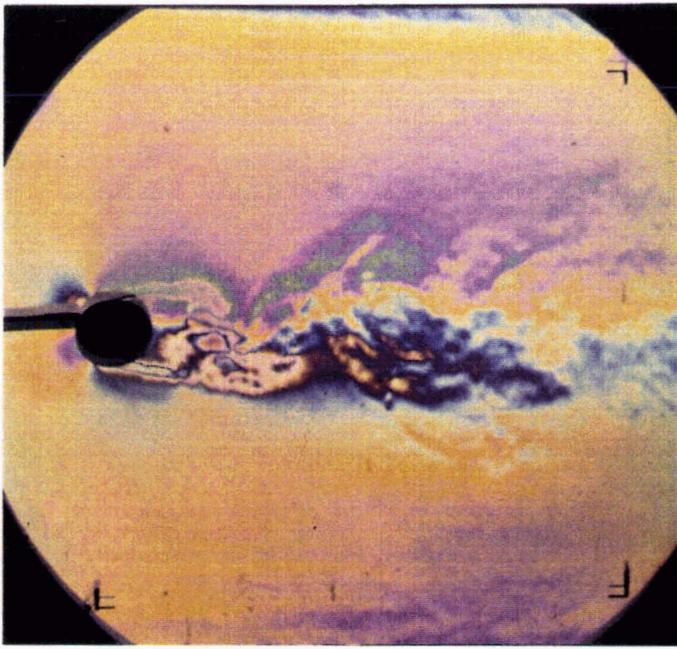
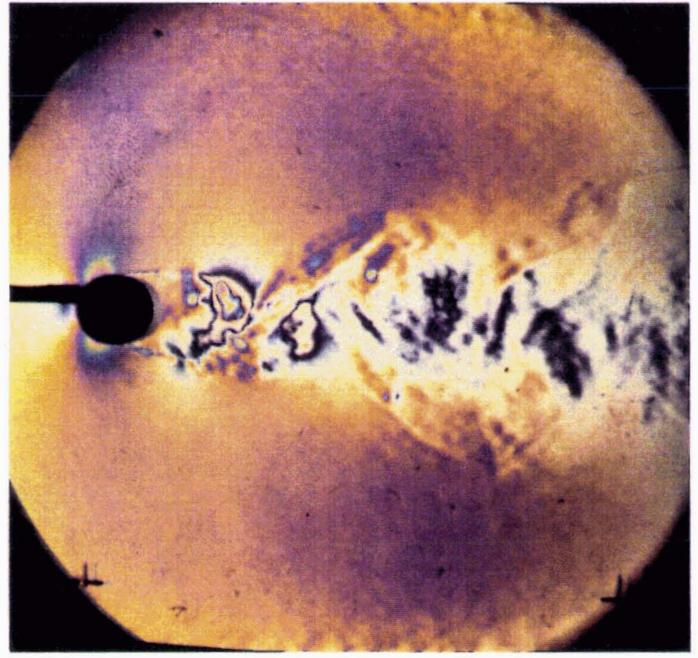


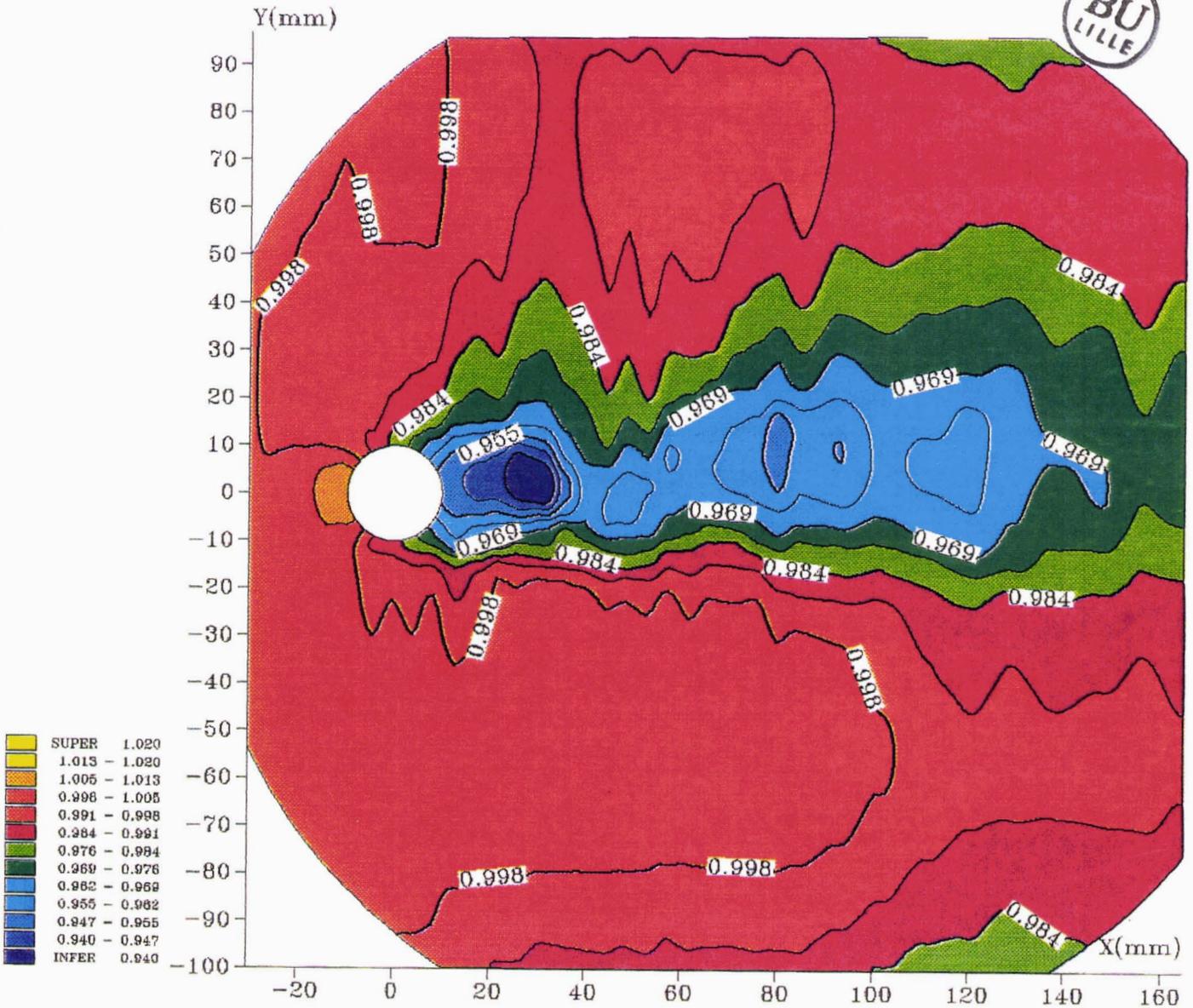
Figure 3.22 DETERMINATION DE LA TEINTE DE FOND
 $M_\infty = 0,40$



Franges horizontales



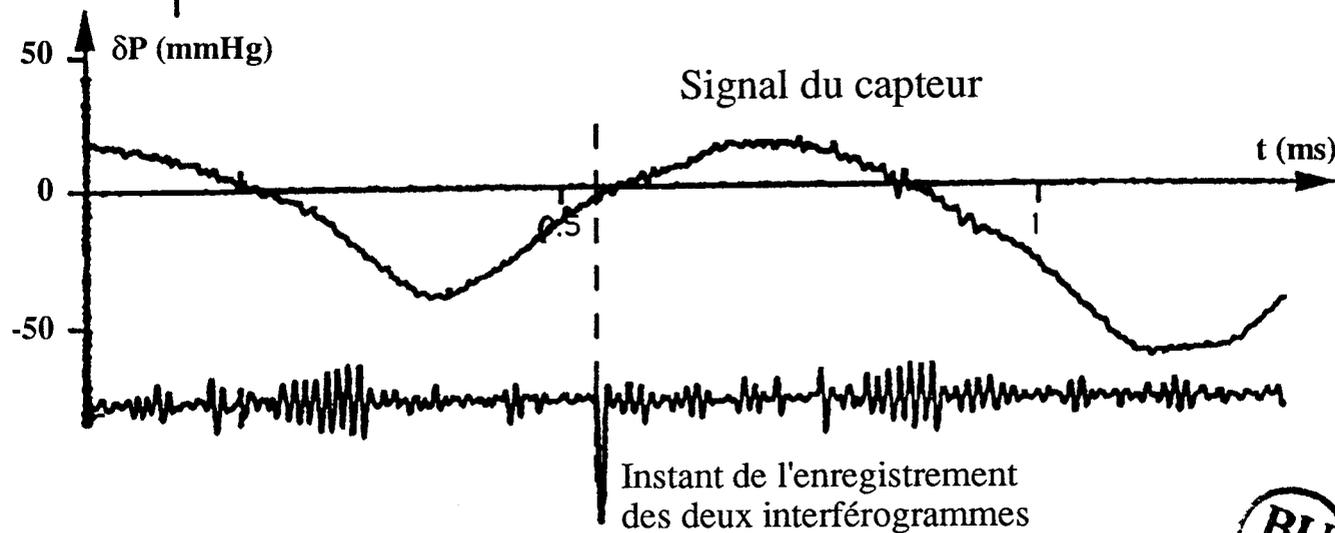
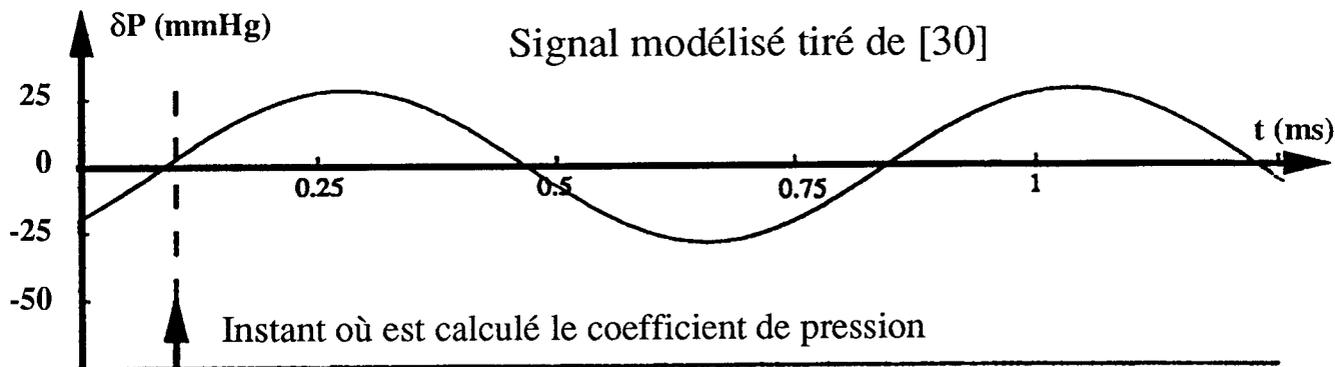
Franges verticales



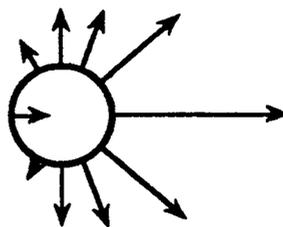
Reconstitution des isochores ρ/ρ_∞

Figure 3.23 DEPOUILLEMENT DES INTERFEROGRAMMES

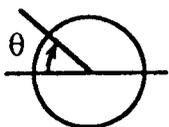
$M_\infty = 0,40$ $T = 185 \mu s$



Coefficient de pression instantané tiré de [30]



$\frac{\rho - \rho_\infty}{\rho_\infty}$ instantané obtenu par interférométrie



- Mesures interférométriques
- Mesures tirées de [30] Application de la loi de LAPLACE

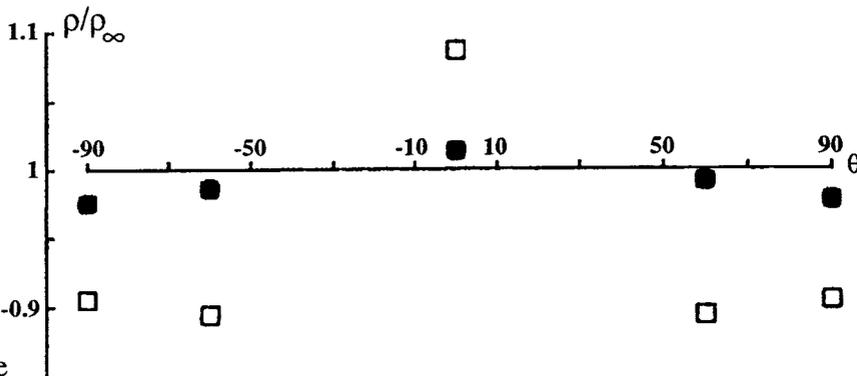
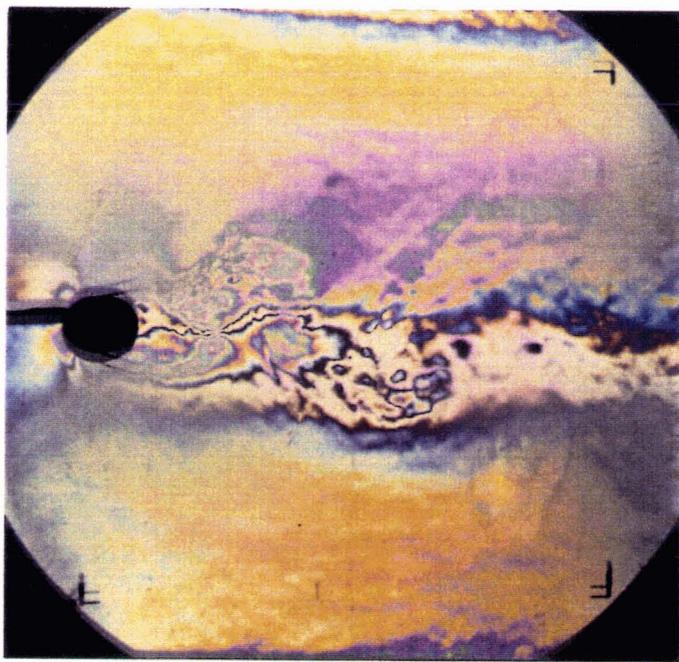
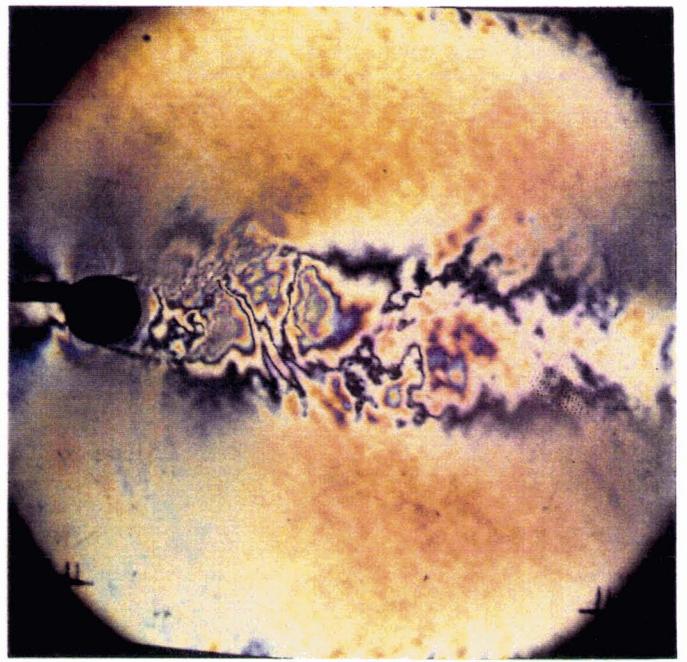


Figure 3.24 COMPARAISONS ENTRE DIFFERENTS RESULTATS



Franges horizontales



Franges verticales

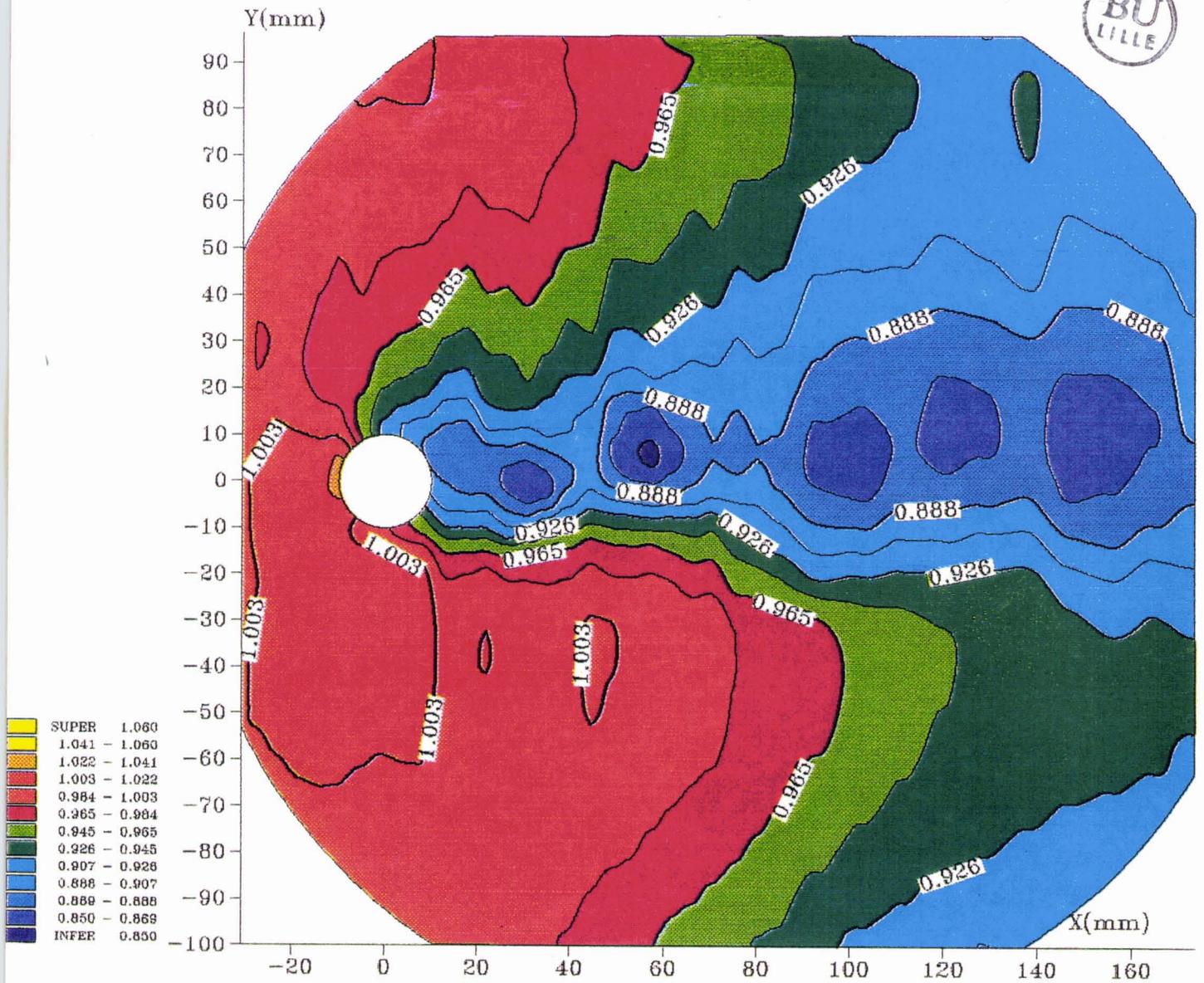
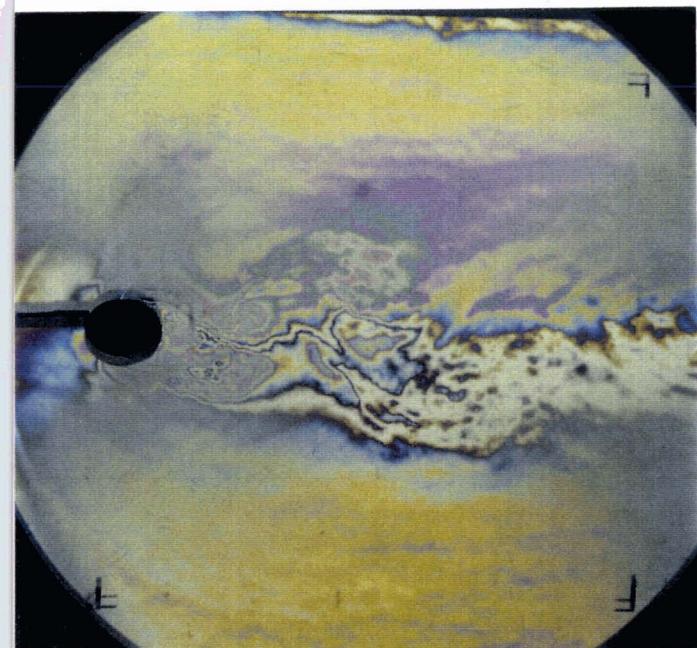
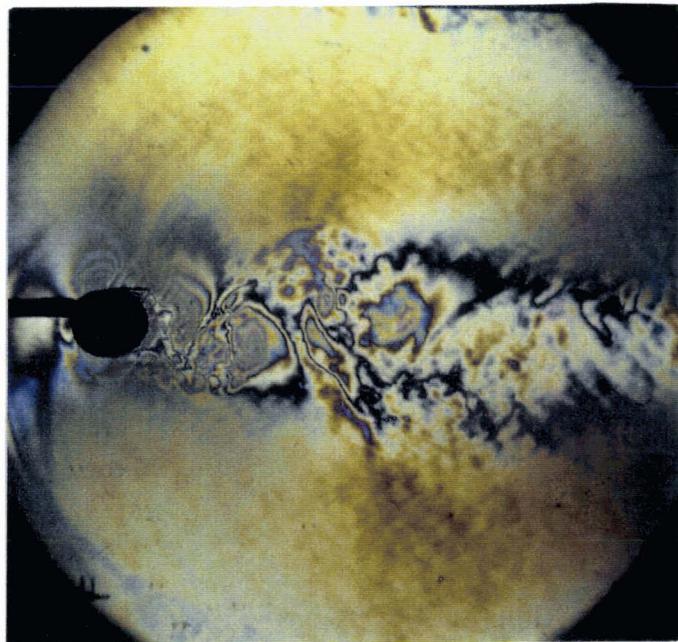


Figure 3.25 DEPOUILLEMENT DES INTERFEROGRAMMES

$$M_\infty = 0,55 \quad T = 0 \mu s$$



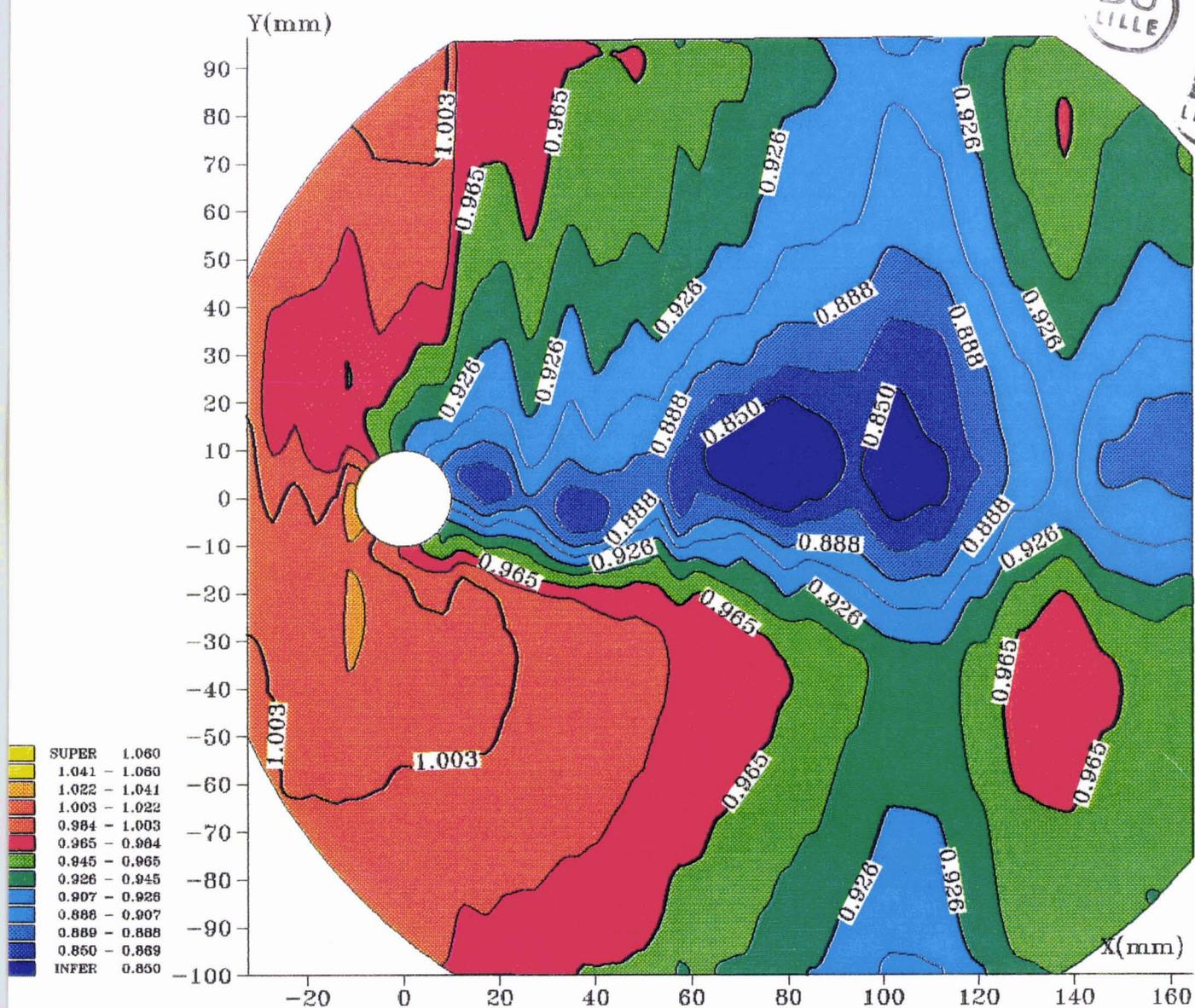
Franges horizontales



Franges verticales

BU
LILLE

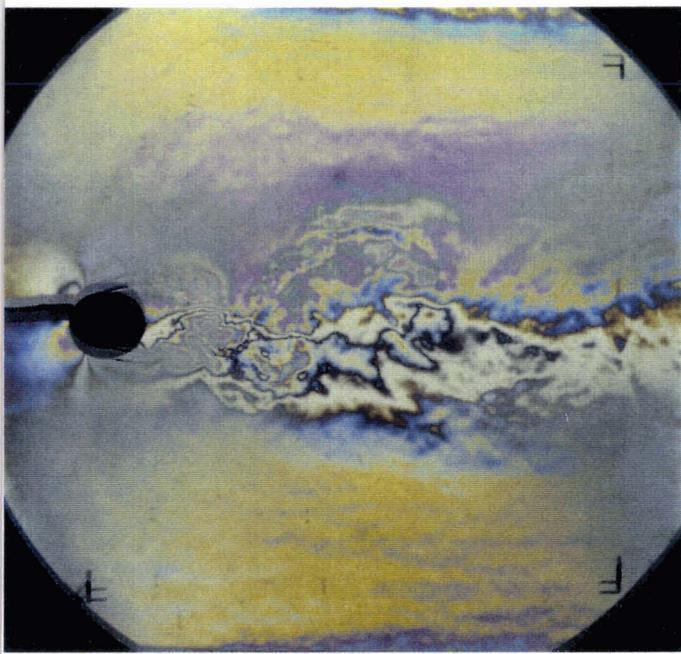
BU
LILLE



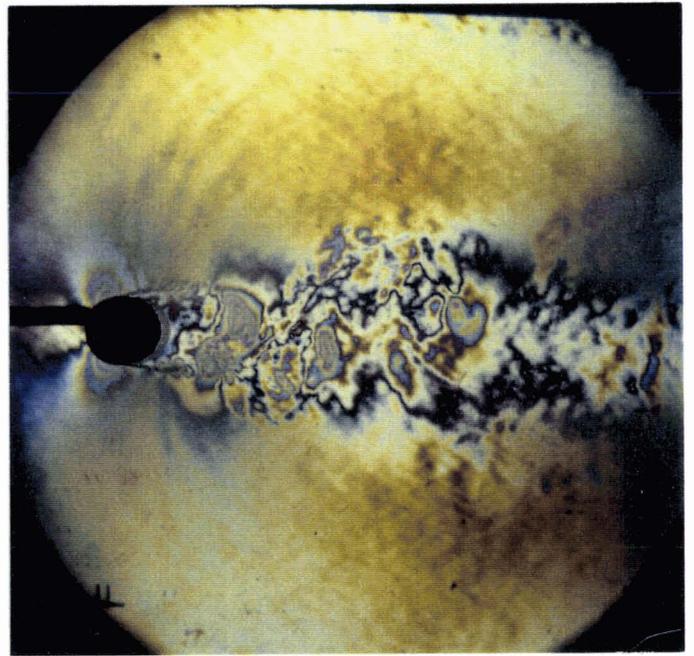
Reconstitution des isochores ρ/ρ_∞

Figure 3.26 DEPOUILLEMENT DES INTERFEROGRAMMES

$M_\infty = 0,55$ $T = 135 \mu s$



Franges horizontales



Franges verticales

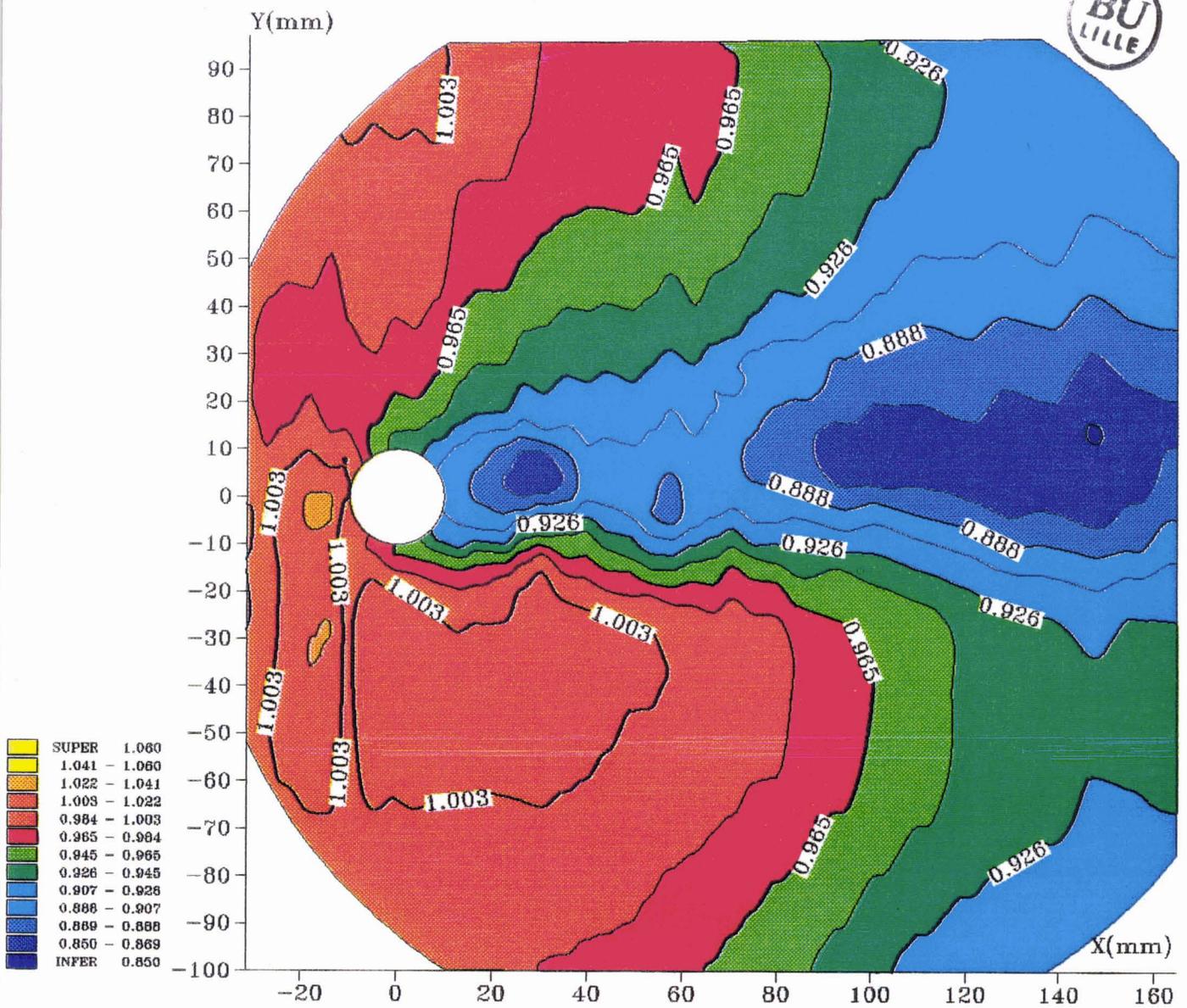
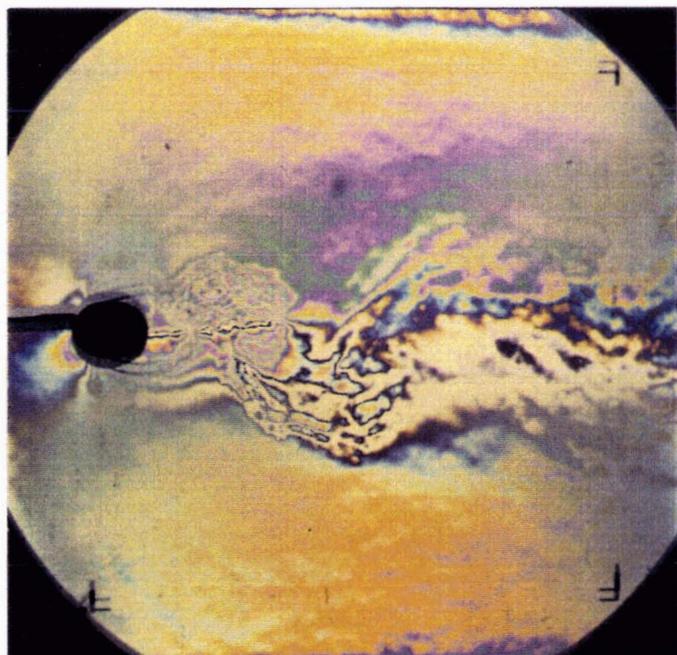
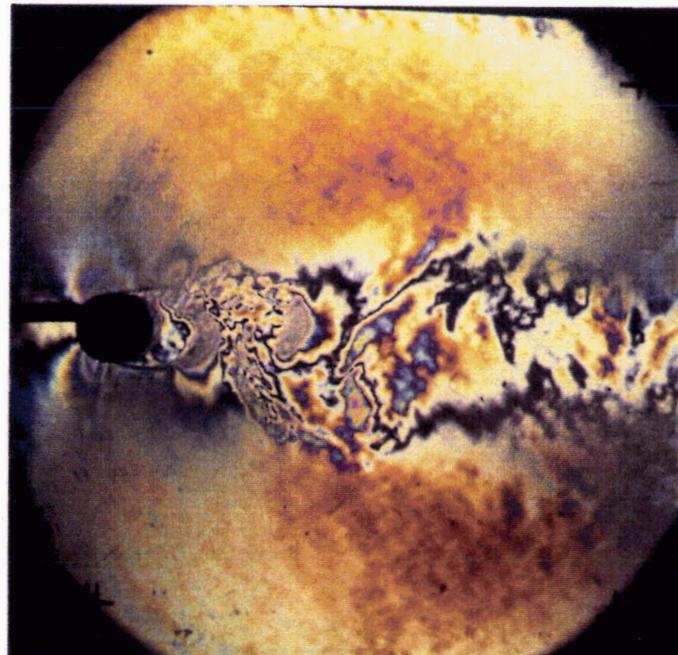


Figure 3.27 DEPOUILLEMENT DES INTERFEROGRAMMES

$M_\infty = 0,55 \quad T = 270 \mu s$



Franges horizontales



Franges verticales

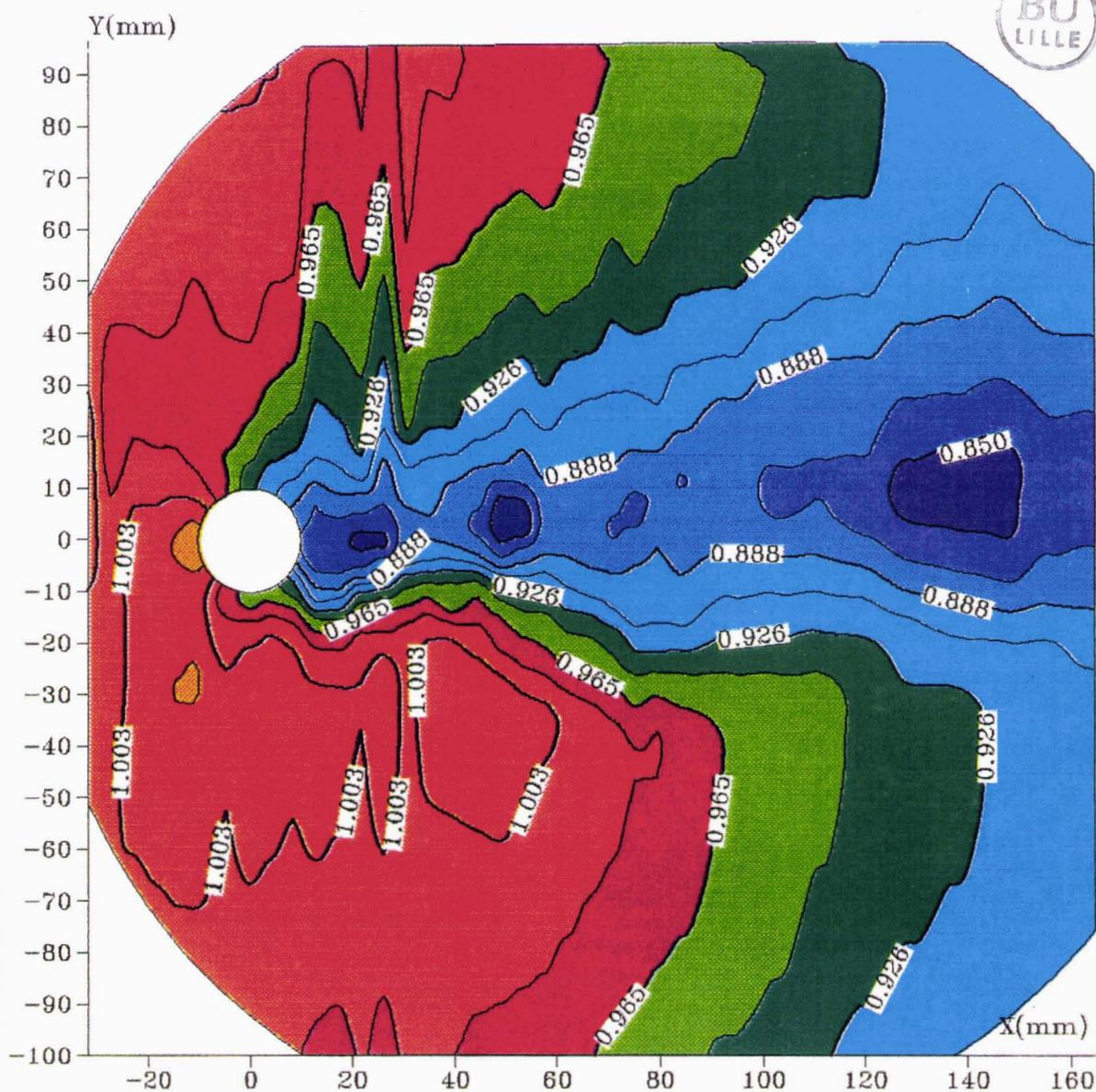
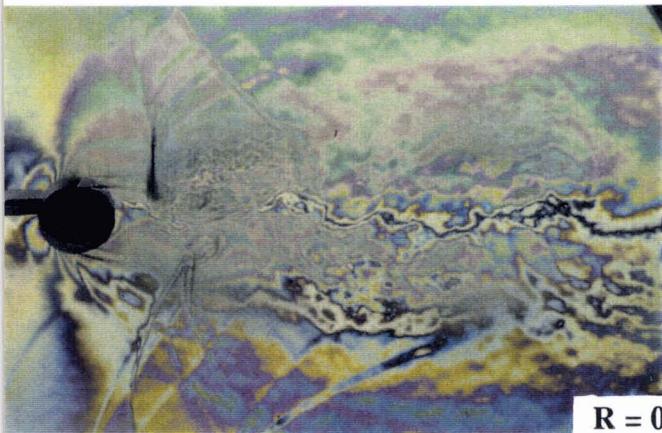


Figure 3.28 DEPOUILLEMENT DES INTERFEROGRAMMES

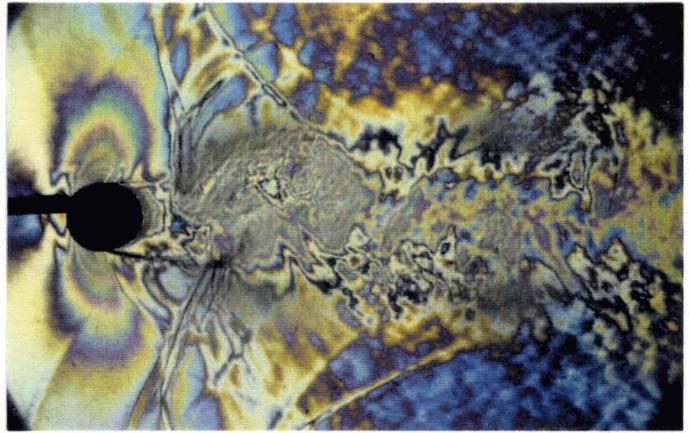
$M_\infty = 0,55$ $T = 405 \mu s$

Franges horizontales

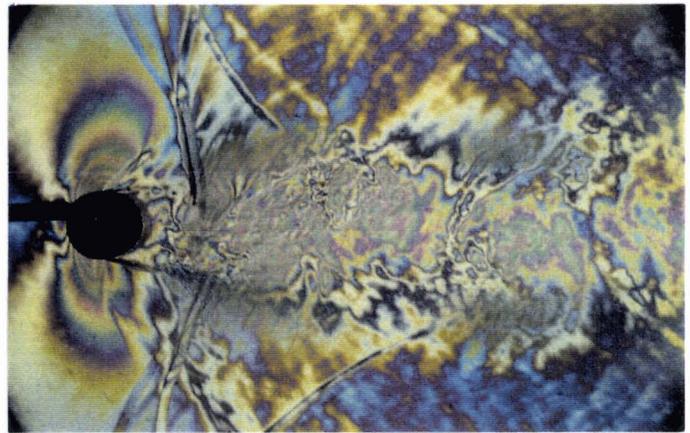
Franges verticales



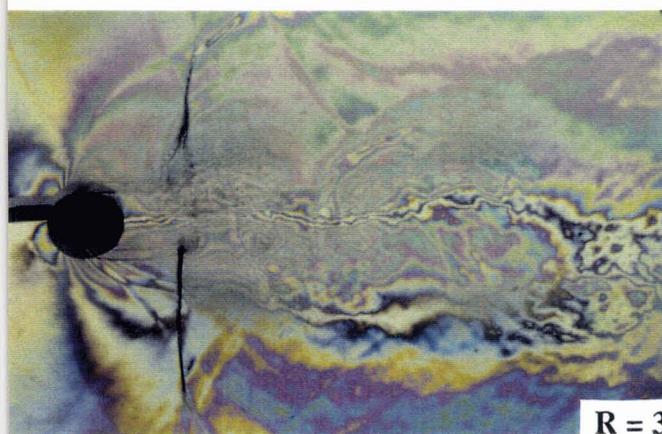
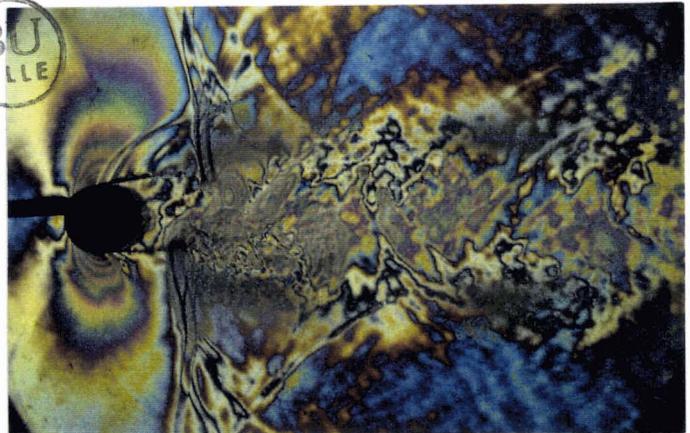
R = 0 μ s



R = 100 μ s



R = 200 μ s



R = 300 μ s

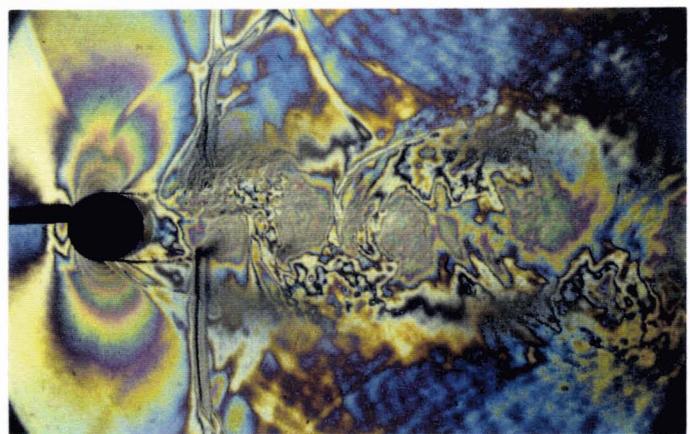
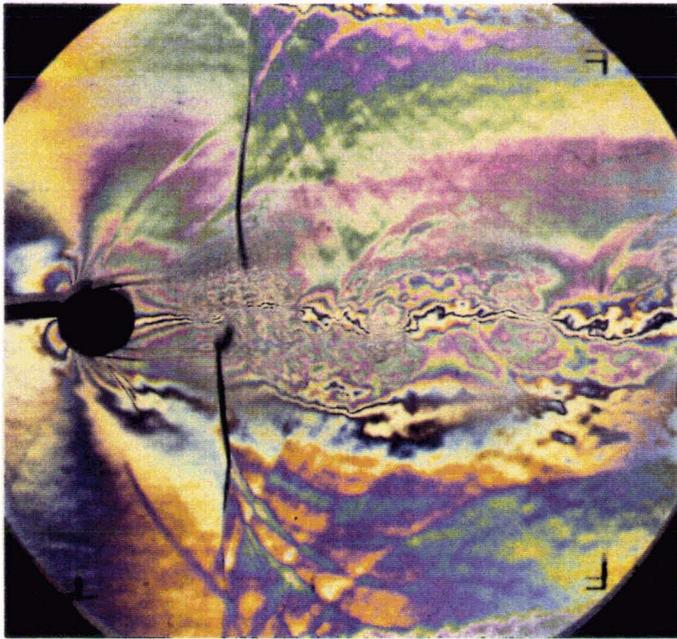
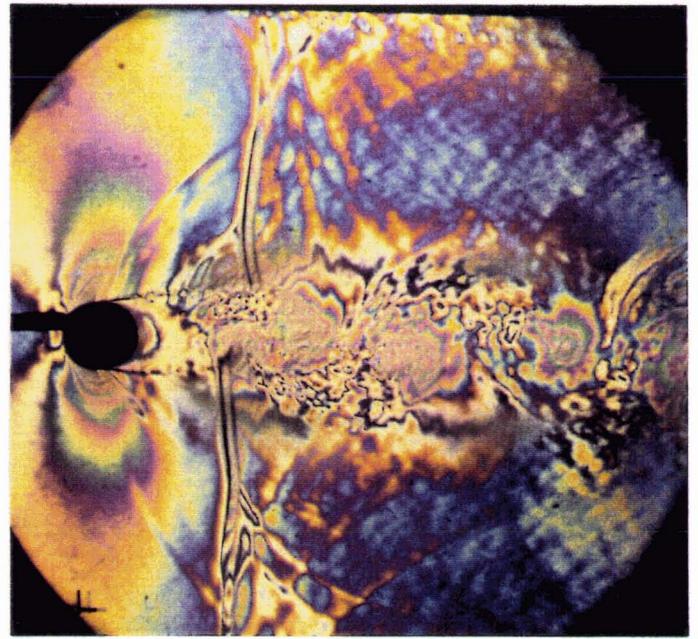


Figure 3.29 INTERFEROGRAMMES SIMULTANES
 $M_{\infty} = 0,75$



Franges horizontales



Franges verticales

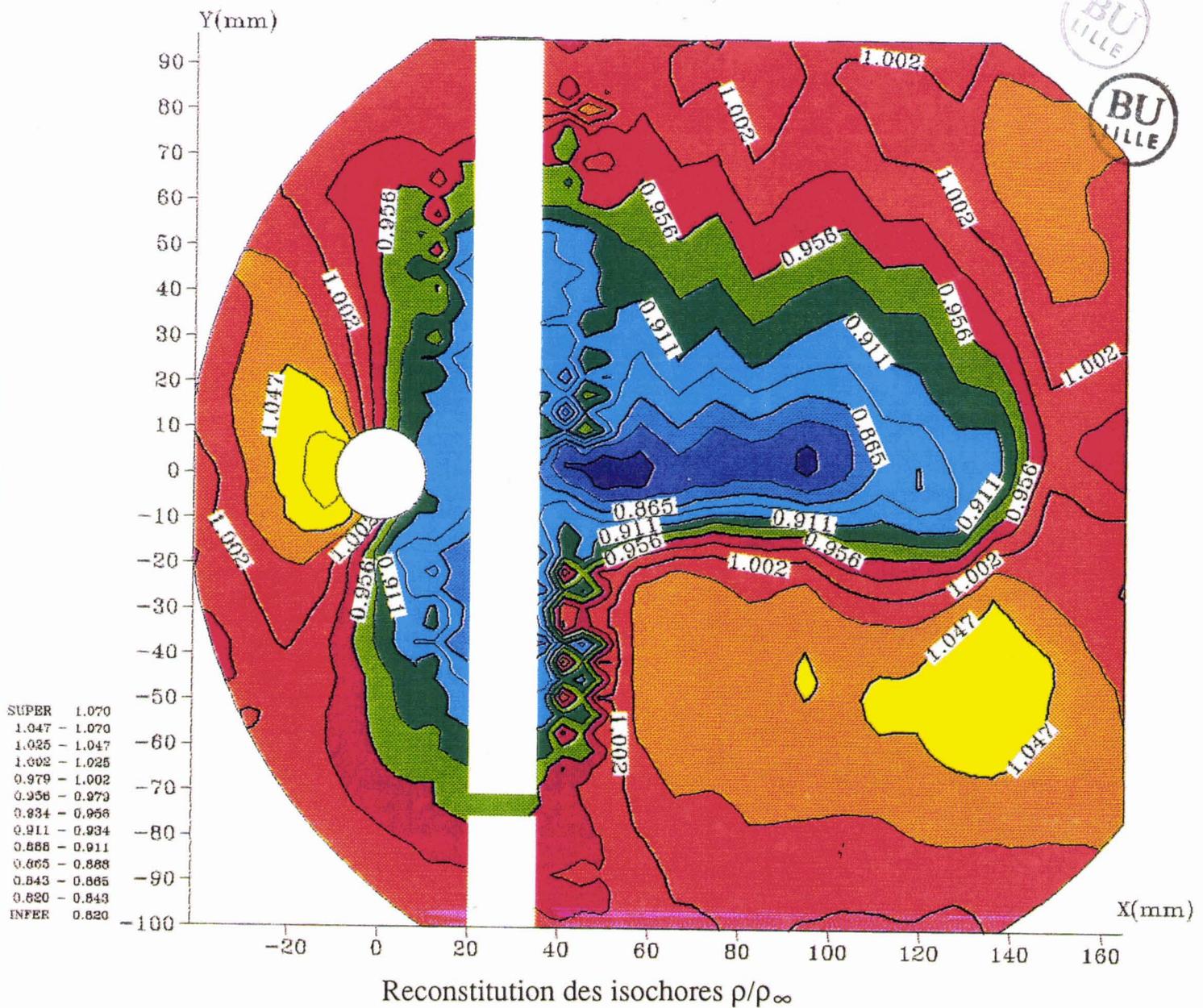
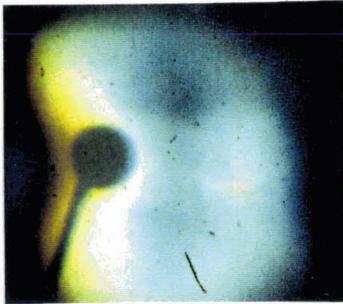


Figure 3.30 DEPOUILLEMENT DES INTERFEROGRAMMES

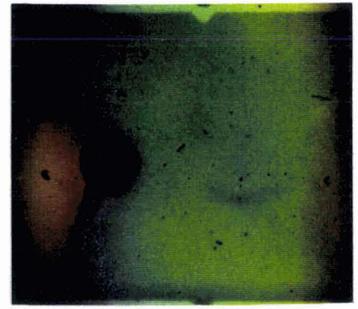
$M_\infty = 0,80$ - $T = 258 \mu s$



$(\xi - \xi_0) \text{ mm} \times 100 = 0$



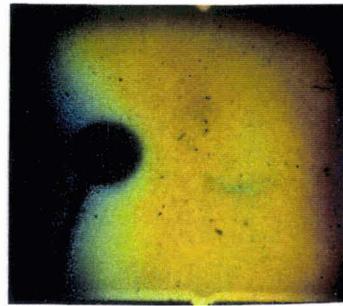
2.4



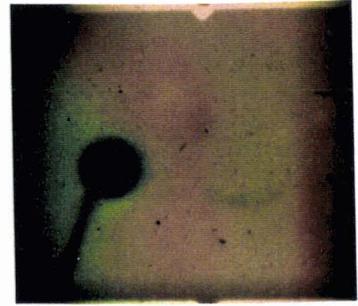
6.6



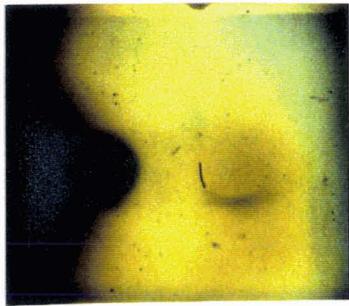
0.4



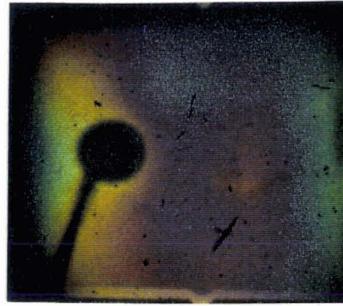
3.1



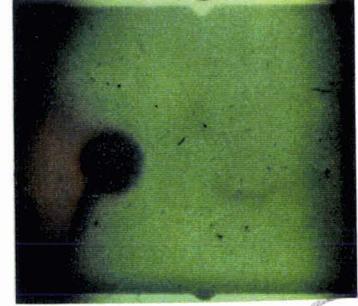
7.3



0.9



3.8

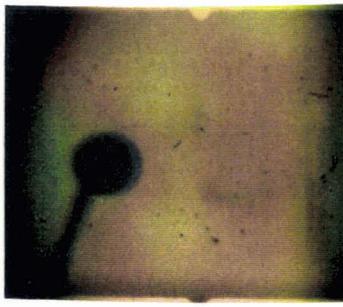


8.8

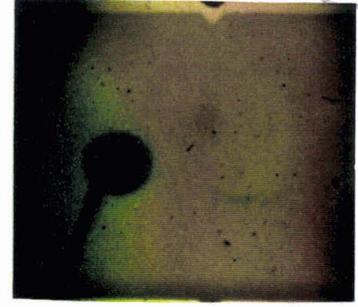
BU
LILLE



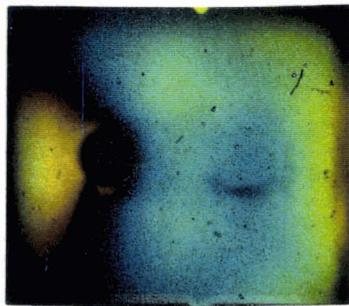
1.5



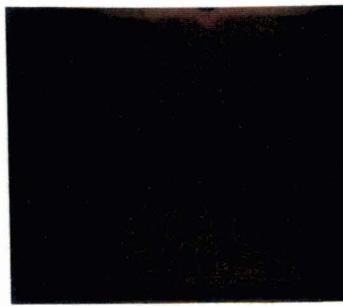
4.7



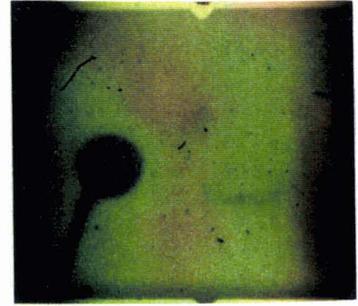
10



1.8

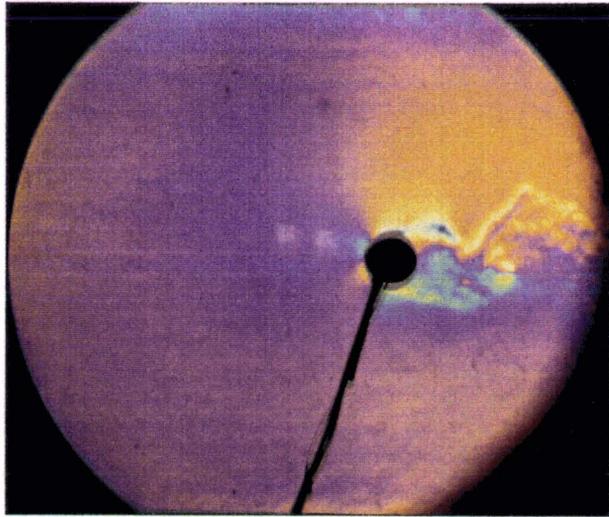


5.8

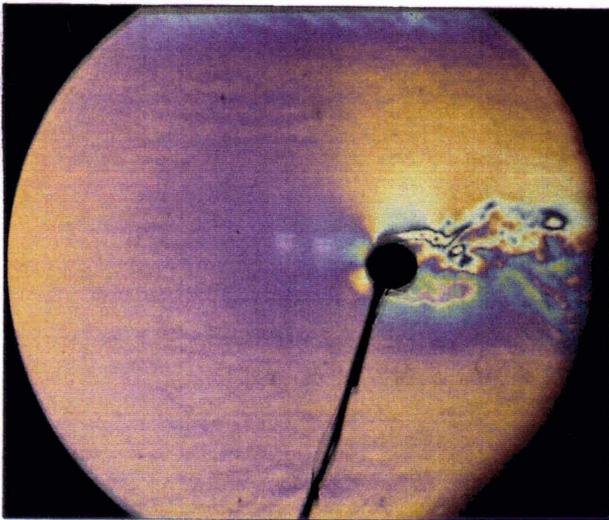


11.1

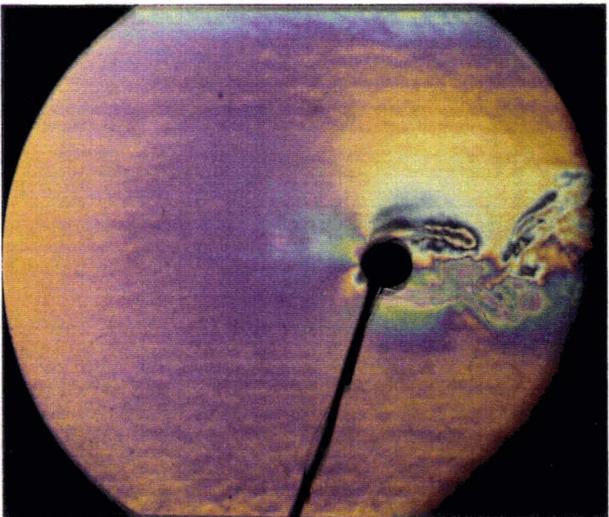
Figure 3.31 ETALONNAGE DU BIPRISME EN TEINTE DE FOND



$M_{\infty} = 0,2$

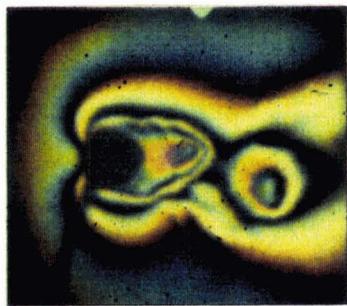


$M_{\infty} = 0,3$

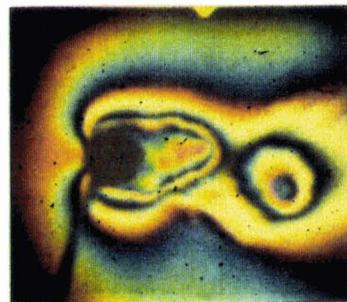


$M_{\infty} = 0,4$

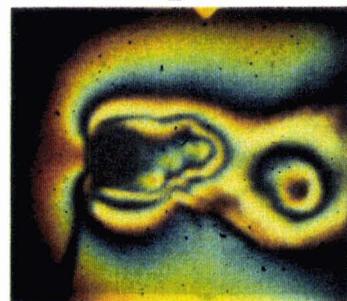
Figure 3.32 MISE EN EVIDENCE DE L'UNIFORMITE DE L'ECOULEMENT AMONT



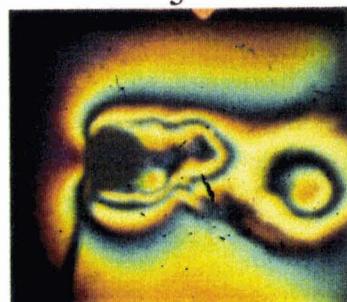
1



2



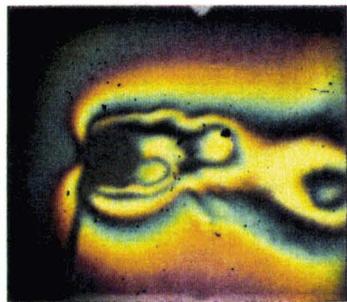
3



4



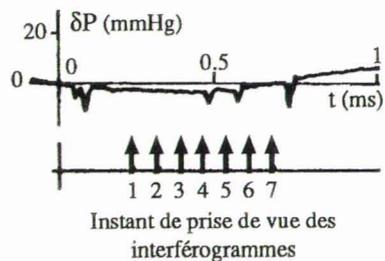
5



6

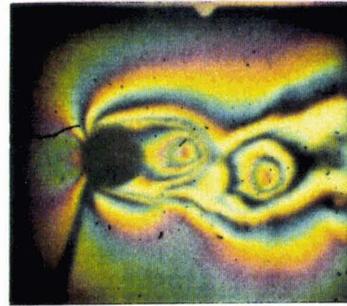


7

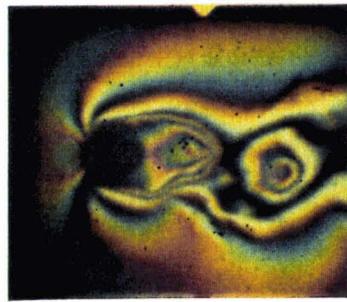


$M_\infty = 0,2 \quad \Delta t = 70 \mu s$

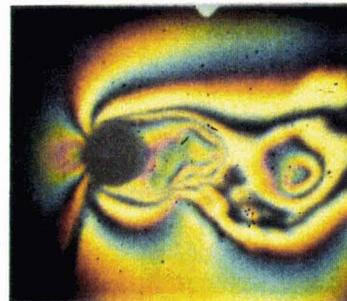
Figure 3.33 INTERFEROGRAMMES $M_\infty = 0,20 \quad M_\infty = 0,30$



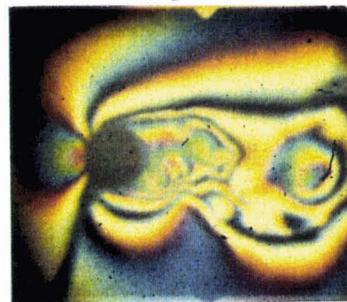
1



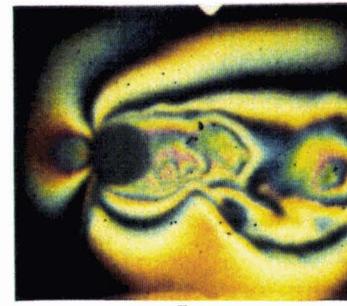
2



3



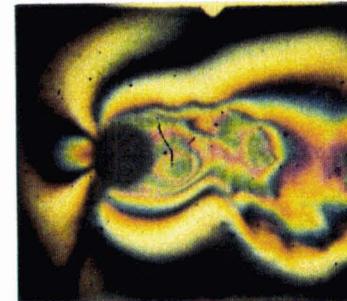
4



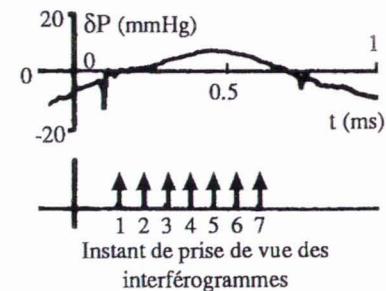
5



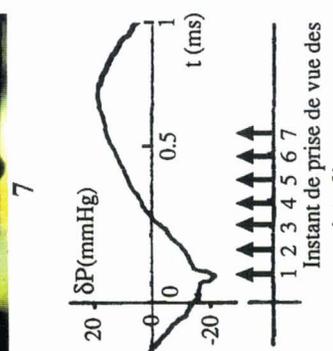
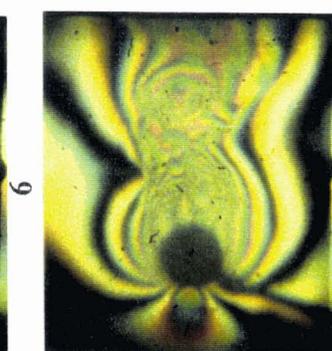
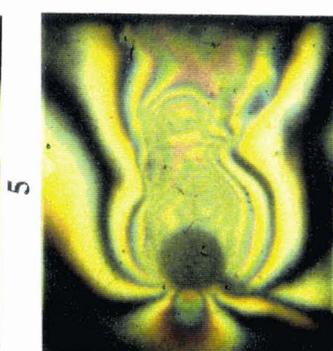
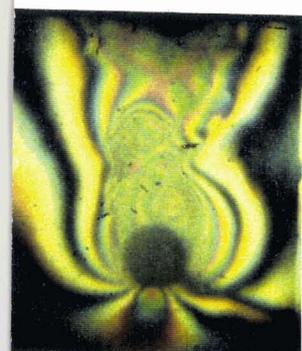
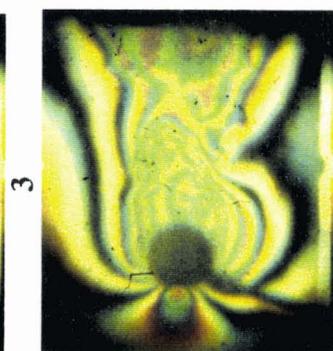
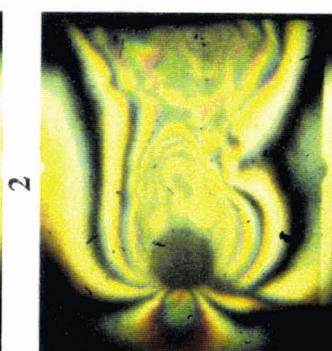
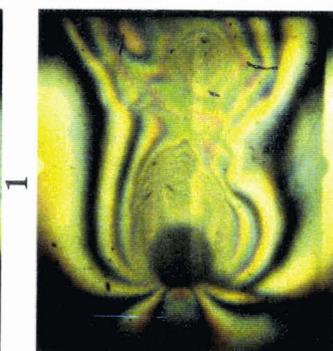
6



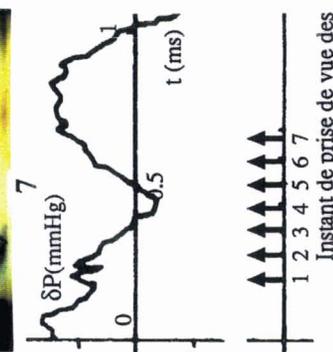
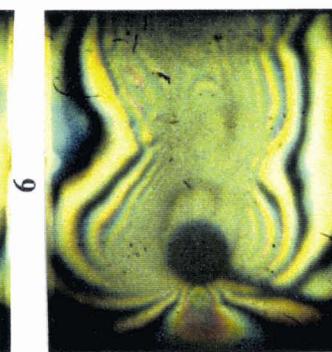
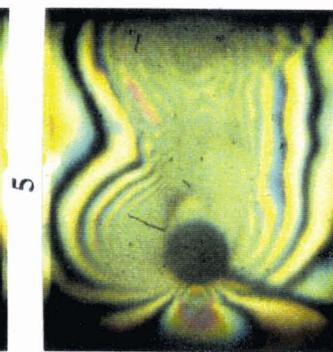
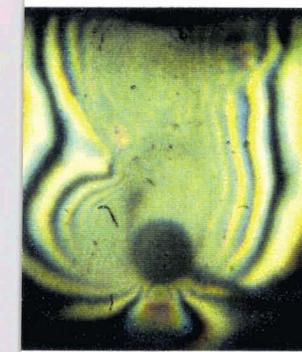
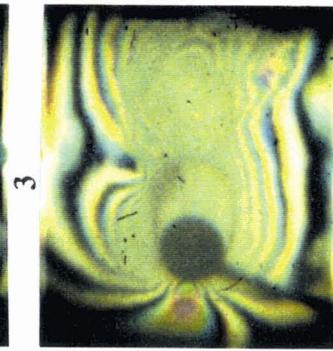
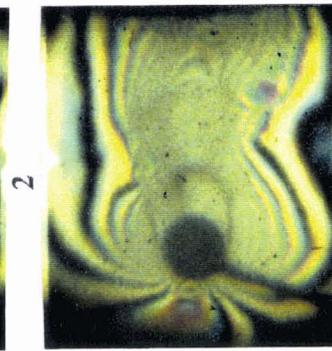
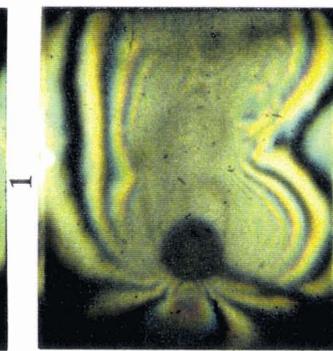
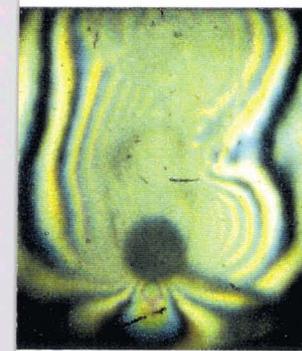
7



$M_\infty = 0,3 \quad \Delta t = 70 \mu s$



$M_\infty = 0,4 \quad \Delta t = 70 \mu\text{s}$



$M_\infty = 0,5 \quad \Delta t = 70 \mu\text{s}$

Figure 3.34 INTERFEROGRAMMES $M_\infty = 0,40$ $M_\infty = 0,50$

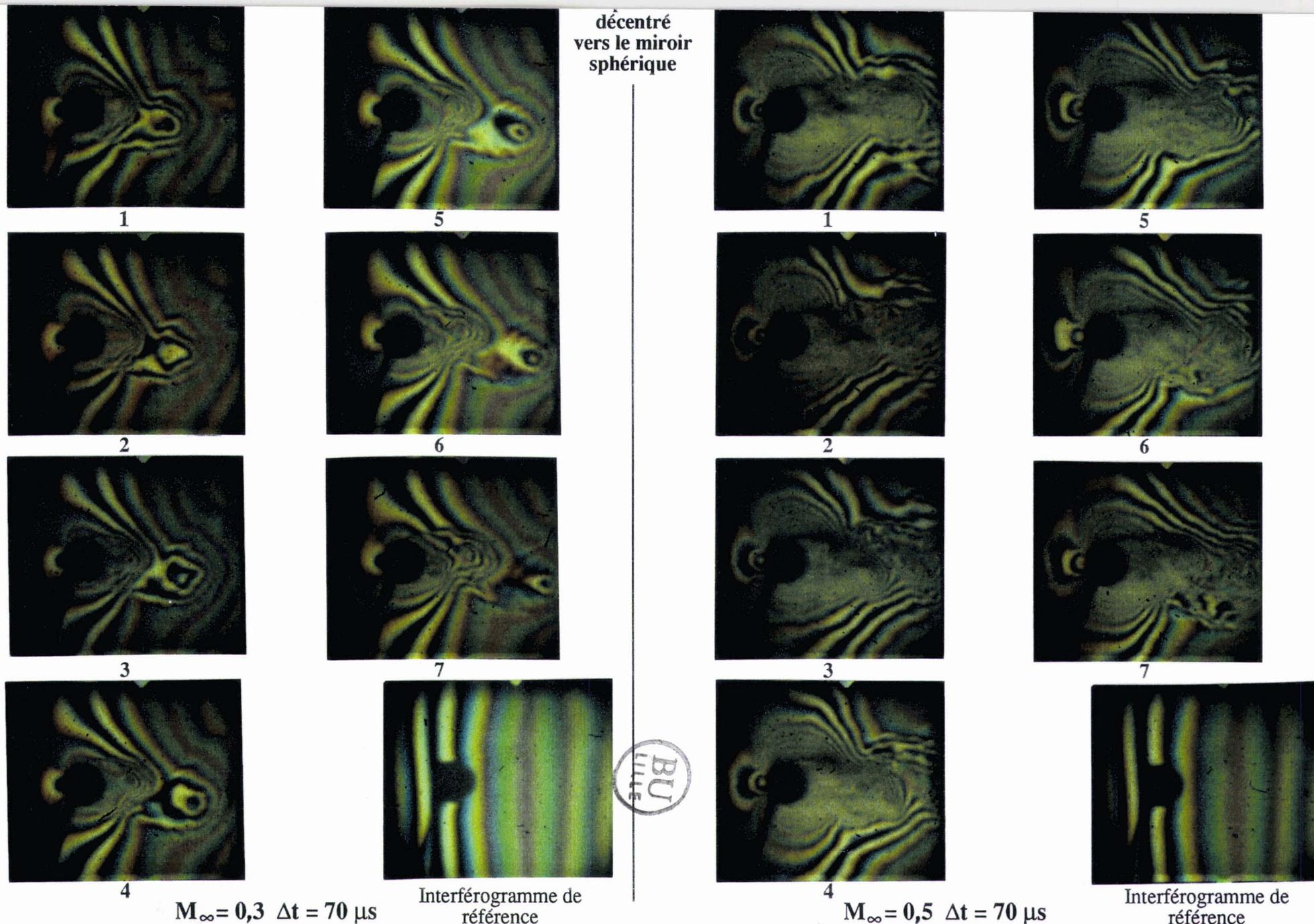
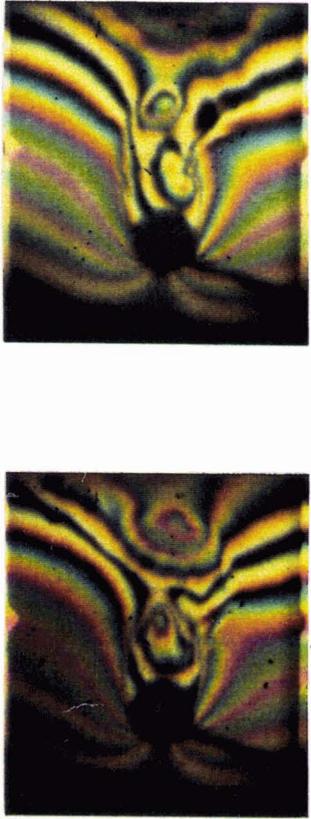
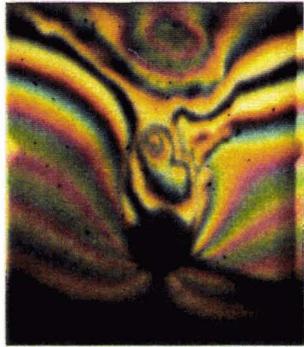


Figure 3.35 INTERFEROGRAMMES $M_{\infty} = 0,30$ $M_{\infty} = 0,50$ FRANGES RESSERREES

Biprisme
décentré
vers le strio-
interféromètre



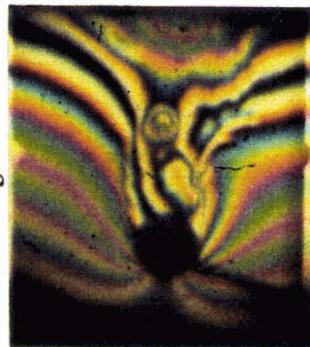
1



2



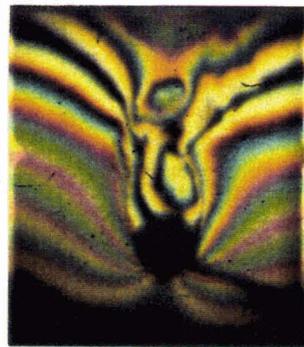
3



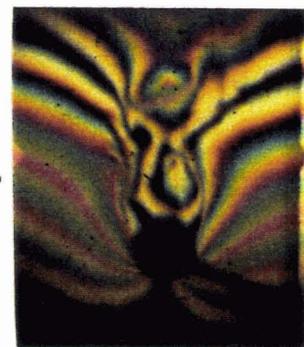
4



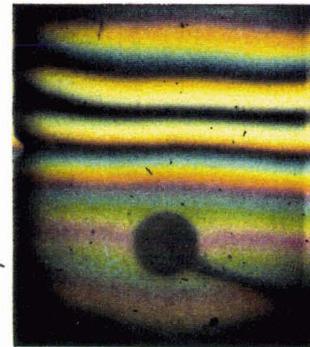
5



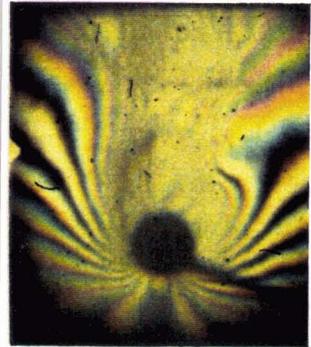
6



7



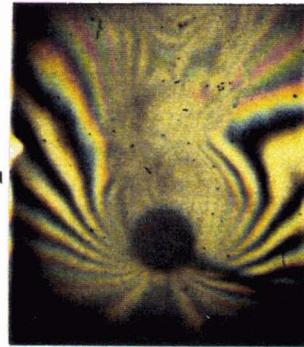
Interférogramme de
référence



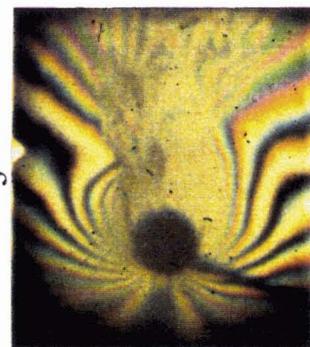
1



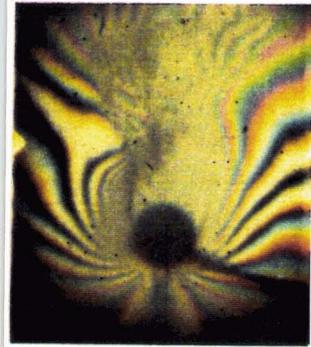
2



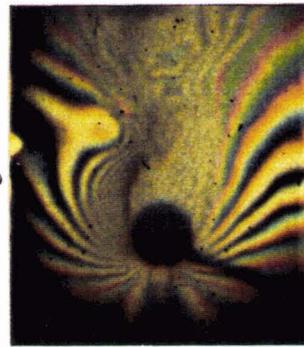
3



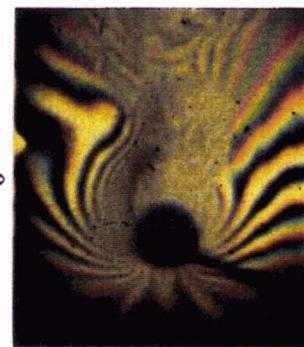
4



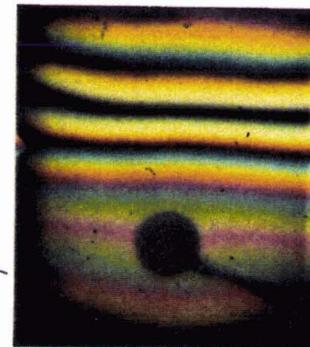
5



6



7

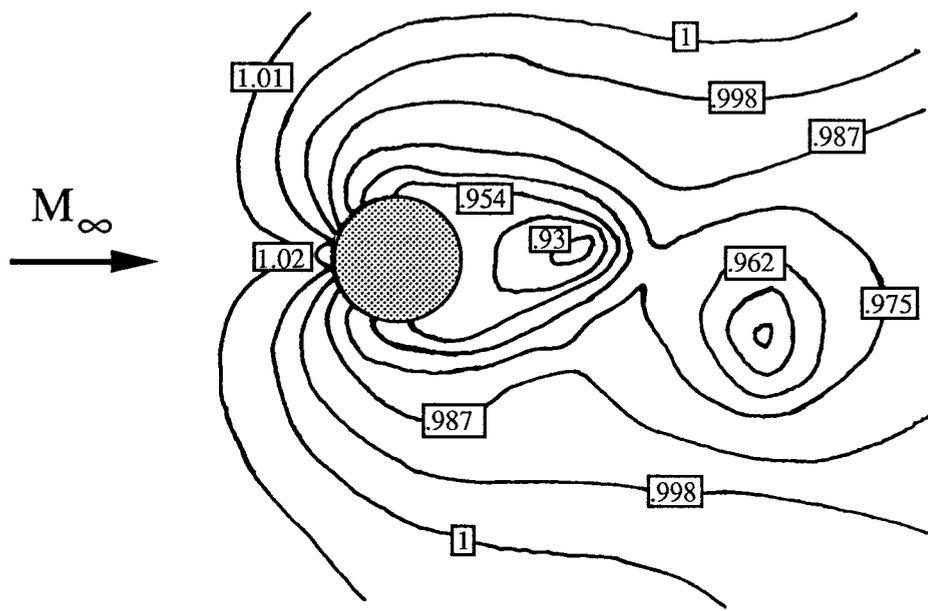


Interférogramme de
référence

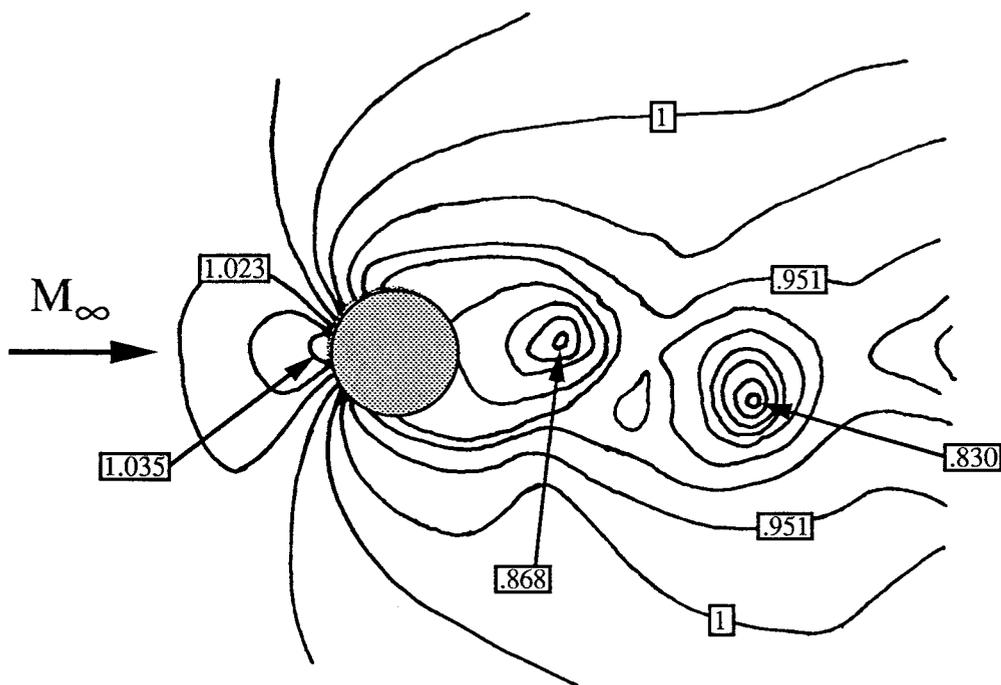
$M_{\infty} = 0,5$ $\Delta t = 70 \mu s$

$M_{\infty} = 0,3$ $\Delta t = 70 \mu s$

Figure 3.36 INTERFEROGRAMMES $M_{\infty} = 0,30$ $M_{\infty} = 0,50$ FRANGES RESSERREES

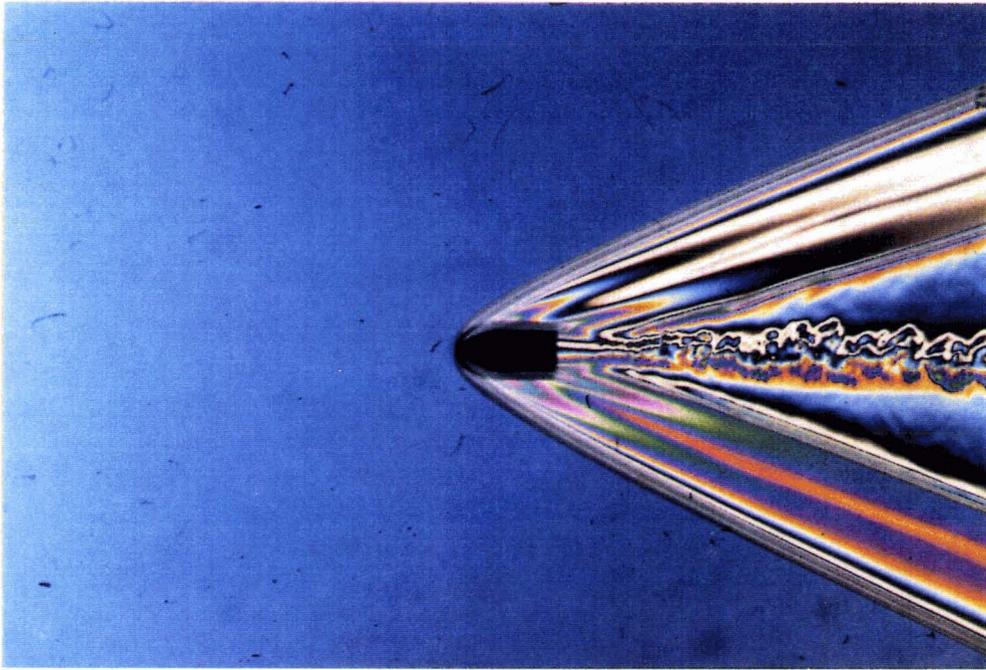


$M_\infty = 0,2$ Interférogramme n° 1

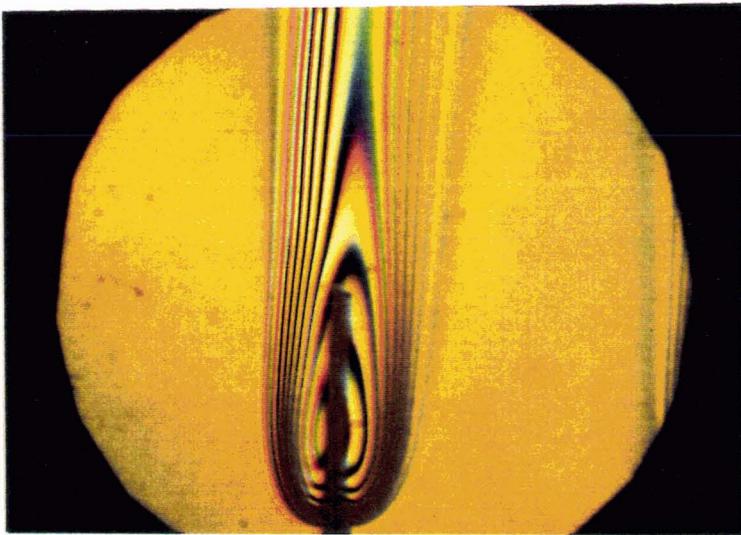


$M_\infty = 0,3$ Interférogramme n° 1

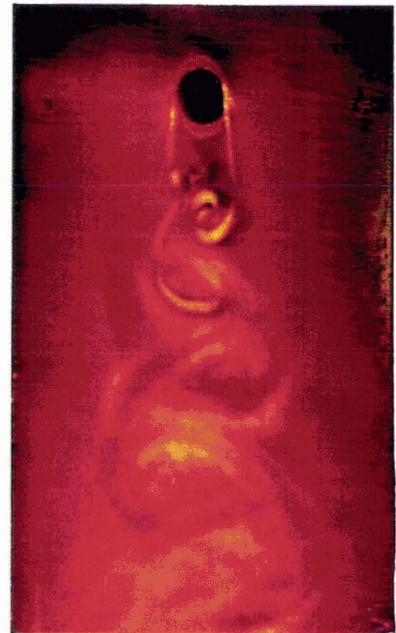
Figure 3.37 COURBES ISOCHORES ρ/ρ_∞



4a Application aux écoulements supersoniques



4b Visualisation d'une flamme d'allumette



4c Application aux écoulements hydrodynamiques



Figure 4 APPLICATION DE L'INTERFEROMETRIE DIFFERENTIELLE

MOTS CLES

Tir d'arme
Sillages proches
Ombroscopies

Prise d'air
Interférométrie différentielle
Visualisations ultra-rapides

RESUME

L'analyse quantitative des phénomènes aérodynamiques rapidement variables est faite à l'aide de la mesure des pressions instationnaires associée à des techniques optiques de visualisation basées sur l'interférométrie différentielle en lumière blanche.

Une partie du travail est consacrée à l'étude, en similitude, de l'effet de la rotation du compresseur et des paramètres de vol sur l'interaction entre le tir d'une arme et le fonctionnement d'une prise d'air en incidence. Une technique expérimentale simple permet d'obtenir l'évolution des distorsions instationnaires de pression au plan compresseur en synchronisant quatre tirs identiques. La comparaison entre les expériences et un modèle théorique élaboré pour les ondes de bouche violentes, ce qui a lieu à l'altitude de vol la plus élevée, s'avère satisfaisante.

Dans le domaine de l'optique, des améliorations sont apportées aux montages d'interférométrie afin de rendre cette méthode ultra-rapide. L'application en est faite aux sillages proches en écoulement compressible bidimensionnel. Des interférogrammes différentiels instantanés sont enregistrés à une cadence rapide: leur dépouillement permet d'accéder à des cartes isochores à des instants successifs, ce qui fournit des informations sur l'histoire du phénomène observé. Dans un des montages conçus, le champ complet de la masse volumique autour de l'obstacle est obtenu à l'aide de deux interférogrammes simultanés. Enfin, lorsqu'on augmente très fortement l'angle de biréfringence, il est possible de dédoubler totalement les deux faisceaux qui interfèrent pour obtenir une mesure absolue, ce qui permet de visualiser directement les lignes isochores instantanées.

