



HAL
open science

Propagation d'une onde electro-magnetique dans une couche profilée diélectrique : recherche des conditions d'optimisation du profil.

Henri Dupoisot

► **To cite this version:**

Henri Dupoisot. Propagation d'une onde electro-magnetique dans une couche profilée diélectrique : recherche des conditions d'optimisation du profil.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1975. Français. NNT : . pastel-00716020

HAL Id: pastel-00716020

<https://pastel.hal.science/pastel-00716020>

Submitted on 9 Jul 2012

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

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

THESE DE DOCTORAT D'ETAT
ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITE PARIS VI

par

Henri F.P. DUPOISOT

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la Thèse :

PROPAGATION D'UNE ONDE ELECTRO-MAGNETIQUE
DANS UNE COUCHE PROFILEE DIELECTRIQUE :
RECHERCHE
DES CONDITIONS D'OPTIMISATION DU PROFIL .

Soutenue le 12 Avril 1975

devant la Commission d'Examen

MM FRANCON M., Président

ABELES F.

GIACOMO P.

LOSTIS P.

ROSCH J.

VIENOT J.-C., Examineurs

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Optique de Paris, dans le Laboratoire de Monsieur P. LOSTIS, que je remercie pour l'accueil qu'il m'a fait en son Laboratoire, l'intérêt qu'il a porté à mes idées, et le soutien qu'il m'a accordé.

J'adresse mes remerciements les plus vifs à Messieurs les Professeurs A. MARECHAL, Directeur Général de l'Institut d'Optique, et P. GIACOMO, qui ont suivi mes travaux avec un intérêt bienveillant, et qui m'ont beaucoup aidé, par les conseils qu'ils m'ont prodigués à l'occasion de publications, notamment.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur M. FRANÇON, qui m'a accordé un temps que je sais précieux, et qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse, et à Monsieur le Professeur F. ABELES qui, à l'occasion d'échanges de vues sur les traitements de surfaces, m'a aidé à m'orienter.

Je tiens à dire toute ma gratitude à Messieurs les Professeurs J. RÖSCH et J.C. VIENOT, qui, en dépit de la distance géographique qui nous sépare, ont bien voulu participer à mon Jury.

Mes remerciements vont également aux divers services et ateliers de l'Institut d'Optique de Paris. La partie expérimentale de cette thèse leur doit beaucoup.

Mes remerciements s'adressent enfin à mes amis techniciens, ingénieurs et enseignants du laboratoire, et en particulier à Monsieur J. MORIZET, qui a effectué les calculs sur ordinateurs qui sont présentés dans cette thèse, et à Mademoiselle F. TREFFE, qui a réalisé la plupart des profils dont il est question.

AVANT-PROPOS

Bien qu'elle constitue un tout indissociable, cette thèse a été rédigée pour pouvoir être lue en partie, quel que soit le point de départ de la lecture. Ses chapitres, et dans certains cas, ses paragraphes, sont indépendants de ceux qui les précèdent. Nous espérons de cette façon en avoir facilité l'accès, en particulier à ceux de ses lecteurs qui ne sont intéressés que par certains des domaines abordés.

Cette façon de procéder nous a obligés à donner en plusieurs endroits, dans le texte, la définition des notations utilisées. C'est pourquoi nous ne fournissons pas ici de liste des notations. Une telle liste serait sans objet.

PLAN DE LA THESE

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE PREMIER :

ASPECTS THEORIQUES

INTRODUCTION p. 2

A : PROPAGATION D'UNE ONDE COHERENTE DANS LES PROFILS MONOCOUCHE ET MULTICOUCHE 3

 I. COMPORTEMENT INTERFERENTIEL SIMPLIFIE 3

 1. - Méthode de calcul utilisée 3

 2. - Profils monocouches 6

 3. - Profils multicouches 7

 II. INFLUENCES DIVERSES 7

 1. - Couche en coin linéaire sur substrat plan
 Eclairage parallèle, en incidence oblique.
 Aspect formel. 8

 2. - Influence de l'angle θ des dioptrés.
 Etude numérique 10

 3. - Influence de l'incidence sur les dioptrés
 Etude numérique 10

 III. COUCHE, SUBSTRAT ET ONDE REELS :
 PROGRAMME D'ETUDE 12

 1. - Marche du rayon géométrique 12

 2. - Marche des rayons suivants 14

 3. - Répartitions d'amplitude, d'intensité
 et de déphasage 16

 IV. CONCLUSIONS 17

B : INTERFERENCES ET COUCHE MINCE EN COHERENCE PARTIELLE 18

 INTRODUCTION 18

 I. SOURCE SPATIALEMENT INCOHERENTE. INTERFERENCES
 A DEUX ONDES. MESURE VISUELLE SUR L'AXE DE LA SOURCE 19

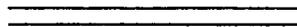
 1. - Généralités 19

 2. - Source circulaire : étude formelle 20

 3. - Source rectangulaire, carrée ou fente :
 étude formelle 21

 4. - Etude numérique du comportement des franges
 d'ordre élevé 24

| | | |
|------|---|-------|
| II. | SOURCE RECTANGULAIRE, SPATIALEMENT INCOHERENTE. INTERFERENCES A DEUX ONDES. MESURE PHOTOELECTRIQUE SUR L'AXE DE LA SOURCE. | p. 25 |
| 1. | - Etude formelle dans le cas où l'axe P_1P_2 d'interférence est parallèle à l'axe de la source. | 25 |
| 2. | - Source et récepteur de dimensions finies. Etude numérique. | 27 |
| III. | SOURCE RECTANGULAIRE, SPATIALEMENT INCOHERENTE. COUCHE MINCE DIELECTRIQUE A DIOPTRES PLANS QUASI PARALLELES. ETUDE VISUELLE SUR L'AXE DE LA SOURCE..... | 29 |
| 1. | - Etude formelle | 29 |
| 2. | - Etude numérique, en fonction de l'ordre des franges et des forme et dimension de la source. | 30 |
| 3. | - Etude numérique en fonction de l'indice n_c de la couche. | 31 |
| IV. | SOURCE RECTANGULAIRE SPATIALEMENT INCOHERENTE. EXPLORATION DE L'OBJET INTERFERENTIEL PAR UN RECEPTEUR QUASI PONCTUEL MOBILE | 32 |
| 1. | - Etude formelle du phénomène à deux ondes dans le cas où la source est une fente. | 32 |
| 2. | - Couche mince éclairée par une source carrée ou fente. Etude numérique | 33 |
| V. | SOURCE SPECTRALEMENT ET SPATIALEMENT INCOHERENTE. INTERFERENCES A DEUX ONDES. MESURE VISUELLE SUR L'AXE DE LA SOURCE. | 33 |
| 1. | - Généralités | 33 |
| 2. | - Etude formelle dans le cas d'une source quasi quasi ponctuelle spectralement gaussienne | 35 |
| 3. | - Cas d'une source spectralement et spatialement dimensionnée. | 36 |
| VI. | SOURCE SPECTRALEMENT ET SPATIALEMENT INCOHERENTE. COUCHE MINCE DIELECTRIQUE A DIOPTRES PLANS QUASI PARALLELES. MESURE VISUELLE SUR L'AXE DE LA SOURCE. | 38 |
| 1. | - Généralités | 38 |
| 2. | - Etude numérique dans le cas d'une source quasi ponctuelle spectralement gaussienne | 39 |
| 3. | - Etude numérique dans le cas d'une source spectralement et spatialement dimensionnée | 39 |
| VII. | CONCLUSIONS | 40 |



CHAPITRE DEUX

METHODES MISES EN OEUVRE POUR LE CONTROLE
DES COUCHES

| | | |
|--|-------|------|
| INTRODUCTION | | p.42 |
| A : <u>CONTROLE INTERFEROMETRIQUE DE L'EPAISSEUR</u> : | | 43 |
| A.1: <u>INTERFEROMETRIE A ONDES MULTIPLES FIZEAU-TOLANSKY ET MESURE DES EPAISSEURS COURANTES</u> | | 43 |
| INTRODUCTION | | 43 |
| I. L'INVERSION DE CONTRASTE | | 43 |
| 1. - Notations adoptées | | 43 |
| 2. - L'interféromètre Fabry-Pérot | | 45 |
| 3. - Inversion mécanique du contraste | | 46 |
| 4. - L'interféromètre Fizeau-Tolansky : Description et méthodes pratiques d'inversion de contraste. | | 47 |
| II. ETUDE DE LA FIGURE INTERFERENTIELLE OBJET | | 47 |
| 1. - Aspect formel | | 47 |
| 2. - Etude numérique | | 49 |
| 3. - Conclusions | | 49 |
| III. INFLUENCE DES IMPERFECTIONS DU DISPOSITIF DE MESURE : | | |
| ETUDE DU TRANSFERT DES ONDES PAR LE MICROSCOPE | | 50 |
| 1. - Arête du coin d'air à la limite du champ éclairé | | 50 |
| 2. - L'arête occupe une position quelconque | | 51 |
| 3. - Conclusions | | 52 |
| IV. ETUDE DE LA FIGURE IMAGE | | 53 |
| 1. - Phénomène en incidence normale | | 53 |
| 2. - Phénomène en incidence oblique | | 54 |
| 3. - Conclusions | | 55 |
| V. DISPOSITIF REALISE | | 55 |
| 1. - Mode d'analyse retenu | | 55 |
| 2. - Choix de la source | | 55 |
| 3. - Choix des miroirs | | 55 |
| VI. CARACTERISTIQUES DE L'APPAREIL | | 56 |
| 1. - Discrimination des franges | | 56 |
| 2. - Constance de l'interfrange | | 57 |
| 3. - Précision et fidélité | | 57 |
| 4. - Analyse du profil des couches | | 58 |
| VII. CONCLUSIONS | | 59 |

| | | |
|-------|---|------|
| A.2 : | <u>INTERFEROMETRIE A PASSAGES MULTIPLES ET MESURE DES TRES FAIBLES EPAISSEURS</u> | p.60 |
| | INTRODUCTION | 60 |
| | I. PROBLEMES SOULEVES PAR L'INTERFEROMETRIE A PASSAGES MULTIPLES | 60 |
| | 1. - Les défauts de conjugaison | 60 |
| | 2. - Luminosité de la figure d'interférence | 61 |
| | II. ESSAIS PRELIMINAIRES EN VUE D'ACCROITRE LE NOMBRE DE PASSAGES | 62 |
| | 1. - Interféromètre à prélèvement interne | 62 |
| | 2. - Interféromètre trois prismes | 63 |
| | III. INTERFEROMETRE CYCLIQUE ADAPTE A LA MESURE DES TRES FAIBLES EPAISSEURS | 64 |
| | 1. - Fonctionnement du dispositif | 64 |
| | 2. - Luminosité du dispositif | 65 |
| | 3. - Détails d'expériences | 66 |
| | IV. CONCLUSIONS | 67 |

| | | |
|-------|--|----|
| A.3 : | <u>LIMITE DE DETECTION ET SENSIBILITE EN INTERFEROMETRIE VISUELLE</u> | 68 |
| | INTRODUCTION | 68 |
| | I. LIMITE DE DETECTION DES INTERFEROMETRES VISUELS | 68 |
| | 1. - Définition | 68 |
| | 2. - Limite de détection des interféromètres : étude formelle | 69 |
| | 3. - Limite de détection : étude comparative | 70 |
| | II. SENSIBILITE DES INTERFEROMETRES | 70 |
| | 1. - Définition et étude formelle | 71 |
| | 2. - Sensibilité des interféromètres : étude comparative | 71 |
| | 3. - Amplification de sensibilité par passages multiples | 72 |
| | III. METHODE DE MESURE POUR ACCROITRE LA SENSIBILITE ET LA GAMME D'UTILISATION DES DISPOSITIFS A PASSAGES MULTIPLES | 72 |
| | 1. - Principe | 72 |
| | 2. - Etude formelle | 72 |
| | 3. - Exemple numérique | 73 |
| | IV. CONCLUSIONS | 74 |

| | | | |
|-----|--|-------|------|
| B : | <u>CONTROLE PAR INTERFEROMETRIE HOLOGRAPHIQUE DE L'EFFET DEPHASAGE PRODUIT</u> | | p,75 |
| | INTRODUCTION | | 75 |
| | I. LE DISPOSITIF DE CONTROLE | | 75 |
| | 1. - Principe de la méthode | | 75 |
| | 2. - Caractéristiques essentielles du dispositif | | 76 |
| | 3. - Fonctionnement du dispositif en transmission | | 76 |
| | 4. - Fonctionnement du dispositif en réflexion | | 77 |
| | 5. - Détails techniques sur l'appareillage réalisé | | 77 |
| | II. EXPERIENCES REALISEES | | 78 |
| | 1. - Obtention de la teinte plate | | 78 |
| | 2. - Dépôt profilé sur lame plan-parallèle | | 78 |
| | 3. - Dépôt profilé sur lentille | | 79 |
| | 4. - Etude de l'influence du substrat | | 79 |
| | III. CARACTERISTIQUES DU DISPOSITIF | | 79 |
| | 1. - Sensibilité | | 79 |
| | 2. - Fidélité | | 80 |
| | 3. - Justesse et précision | | 80 |
| | 4. - Gamme d'utilisation | | 80 |
| | IV. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES OUVERTES | | 80 |

CHAPITRE TROIS :

REALISATIONS, APPLICATIONS
ET PERSPECTIVES D'AVENIR

| | | | |
|-------|---|-------|----|
| A : | <u>EXEMPLES DE REALISATIONS</u> | | 82 |
| A.1 : | <u>PROFILS SANS DISCONTINUITÉ : SURFACES ASPHERIQUES ET CORRECTRICES DIVERSES</u> | | 82 |
| | INTRODUCTION | | 82 |
| | I. LES MOYENS UTILISES | | 83 |
| | 1. - L'enceinte d'évaporation | | 83 |
| | 2. - La source d'évaporation | | 84 |
| | 3. - Le masque | | 86 |
| | II. MATERIAUX UTILISES | | 87 |
| | 1. - La couche profilée | | 87 |
| | 2. - Traitements antireflet ; cas des profils multicouches | .. | 90 |

| | |
|--|------|
| III. REALISATIONS ET TESTS DIVERS | p.91 |
| 1. - Correctrice d'aberration de sphéricité pour objectif 300 SP Ciné ; tests de reproductibilité | 91 |
| 2. - Tests de tenue d'un profil | 91 |
| 3. - Correctrice d'oeil de chat pour objectif de photographie aérienne 300 HD | 92 |
| <hr/> <hr/> | |
| A.2 : <u>PROFILS DISCONTINUS : RESEAUX ZONES ET LENTILLES</u> | 93 |
| INTRODUCTION | 93 |
| I. LENTILLES ET LENTILLES DE FRESNEL EVAPOREES | 93 |
| 1. - Lentilles évaporées | 93 |
| 2. - Lentilles de Fresnel | 93 |
| II. RESEAUX ZONES DE PHASE ET PROFILS QUANTIFIES EVAPORES | 94 |
| 1. - Données théoriques | 94 |
| 2. - Données expérimentales | 94 |
| 3. - Remarques | 95 |
| <hr/> <hr/> | |
| B : <u>EXEMPLE D'APPLICATION : APPLICATION DES COUCHES MINCES EN COIN A L'INTERFEROMETRIE</u> | 96 |
| INTRODUCTION | 96 |
| I. OBTENTION DE "SURFACES D'ONDE ONDULEES" REMARQUABLES | 96 |
| 1. - Phénomènes optiques produits par une couche profilée | 96 |
| 2. - Miroirs recouverts de coins diélectriques : méthode d'étude | 96 |
| 3. - Comportement optique de miroirs d'aluminium recouverts de coins diélectriques | 97 |
| II. INTERFERENCE DE "SURFACES D'ONDE ONDULEES" | 98 |
| 1. - Schéma de l'interféromètre étudié | 98 |
| 2. - Profil des franges | 98 |
| 3. - Remarques | 99 |
| <hr/> <hr/> | |

| | |
|---|-------|
| C : <u>PERSPECTIVES D'AVENIR</u> | p.100 |
| INTRODUCTION | 100 |
| I. FILTRES INTENSIFICATEURS | 100 |
| II. MIROIRS A PHASE STATIONNAIRE | 101 |
| 1. - Amélioration de miroirs d'argent | 102 |
| 2. - Miroirs diélectriques à phase stationnaire | 103 |

| | |
|---------------------------|--------|
| CONCLUSION GENERALE | p. 104 |
|---------------------------|--------|

BIBLIOGRAPHIE

| | |
|--|--------|
| BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE PREMIER | p. 107 |
| BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE DEUX | 109 |
| BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE TROIS | 112 |

ANNEXES

| | |
|--|--------|
| ANNEXE IA ; COMPARAISON DE DIVERSES METHODES DE CALCUL | |
| APPLICABLES AUX EMPILEMENTS DE COUCHES MINCES | p. 116 |
| 1. - Les méthodes employées | 116 |
| 2. - Calcul standard | 117 |
| 3. - Calcul d'interférométrie Fabry-Pérot | 117 |
| 4. - Propriétés d'un empilement en formation | 118 |

| | |
|--|--------------|
| ANNEXE IB : INTERFERENCES ET COUCHES MINCES EN COHERENCE | |
| PARTIELLE | p. 119 |
| 1. - Source circulaire spatialement incohérente. Interférences à deux ondes sur l'axe de la source. Formule d'approximation | 119 |
| 2. - Source carrée ou fente spatialement incohérente. Interférence à deux ondes sur l'axe de la source. Formule d'approximation. | 121 |
| 3. - Recherche automatique des maximums de la fonction intensité | 3 |
| 4. - Source rectangulaire spatialement incohérente. Couche mince diélectrique à dioptries plans quasi parallèles. Etude sur l'axe de la source. Etablis- sment des formules d'approximation à partir des résultats numériques. | 123 |
| 5. - Source fente spatialement incohérente. Interférences à deux ondes explorées par récepteur quasi ponctuel mobile. Formule d'approximation. | 125 |
| 6. - Source incohérente spectralement. Interférences à deux ondes sur l'axe de la source. Formule d'approx- imation. | 126 |
| ANNEXE II : VISIBILITE DES FRANGES D'INTERFEROMETRIE HOLOGRAPHIQUE ... | 127 |

INTRODUCTION GENERALE

Nous avons été amenés par le passé à nous intéresser aux traitements de surface par évaporation d'une part, à l'interférométrie Fizeau-Tolansky d'autre part. Ces deux domaines, apparemment différents, ont un point commun ou intermédiaire : " les couches minces profilées ". L'interféromètre est en effet une couche profilée particulière, et les couches profilées ne sont elles-mêmes que des couches minces particulières. Il était logique, dans ces conditions, que nous soyons amenés à l'étude des propriétés et des possibilités des couches profilées.

Or il y a eu dans un passé plus ou moins récent de nombreuses publications sur les couches absorbantes, filtres de densité, apodiseurs, etc..., mais assez peu de travaux publiés sur les couches diélectriques. De plus, les essais réalisés par évaporation, notamment en vue de produire des correctrices d'aberrations ont souvent conduit à des corrections comprises entre 90 et 95%, mais jamais, à notre connaissance, à des corrections à 99%. Dans ces conditions il était tout aussi normal que nous nous orientions vers les couches profilées diélectriques et vers l'optimisation de leur profil. C'est en effet ce que nous avons fait pendant quelques années, et c'est le résultat de nos réflexions sur le sujet que nous développons ici. Des progrès très substantiels sont désormais possibles.

Certaines des causes des défauts a priori enregistrés pouvaient être analysées par l'expérience. Ceci explique qu'une moitié de cette thèse soit consacrée aux dispositifs de mesure et aux réalisations. Certaines des causes ne pouvaient guère être étudiées que par la voie théorique, notamment l'influence de l'état de cohérence des ondes traversant la couche au contrôle. C'est pourquoi la première partie de cette thèse est consacrée à l'étude théorique.

C H A P I T R E P R E M I E R

A S P E C T S T H E O R I Q U E S

INTRODUCTION

Dans la plupart des publications qui ont été faites sur le sujet "couche profilée diélectrique", la couche est considérée comme une simple ligne à retard variable, sans réaction aucune, et qui introduit par conséquent un déphasage

$$\varphi_{\text{local}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_c - 1) d_{\text{local}} \quad (1)$$

d et n_c étant l'épaisseur mécanique de la couche, λ_0 , la longueur d'onde de la radiation retardée.

En réalité, toute couche profilée diélectrique, quelle qu'elle soit, n'a d'action satisfaisante que dans un domaine spectral étroit. Dans ces conditions, elle se comporte comme un interféromètre, et doit être considérée en tant que telle.

L'addition, à l'onde géométrique qui produit le déphasage φ_0 précédent, d'ondes d'aller-retour diverses conduisant à des réflexions et transmissions ondulées quasi-sinusoidales, plusieurs personnes ont été amenées à considérer la couche non plus comme une simple ligne à retard, mais comme un interféromètre à deux ondes. Nombre de calculs ont été faits en se plaçant dans cette hypothèse nouvelle. Les plus complets, à notre sens, sont ceux de Guillard [14], qui tiennent compte de l'angle θ entre dioptries délimitant la couche, de l'incidence i sur le dioptre d'entrée, de la polarisation des ondes, des conditions d'éclairage, et qui envisagent même le cas où la propagation se fait hors du plan de section principale.

Ces calculs sont d'un très grand intérêt, c'est évident, mais ils ne sont valables que pour des couches d'indice voisin de l'indice n_s du support. L'identification de la couche à un interféromètre à deux ondes, surtout en vue de la mise en évidence de phénomènes fins, serait une erreur dans les cas "couche haut indice-verre". C'est pourquoi nous avons été conduits à reprendre les calculs à la base.

Nos calculs, comme ceux de Guillard, n'apportent pas une réponse définitive sur le sujet. Ils ne sont qu'une approche nouvelle. Les difficultés que nous avons rencontrées sont telles, en effet, que nous avons dû renoncer, provisoirement au moins, à présenter une formulation générale du problème.

Tous nos calculs ont été faits en considérant que l'onde se propage dans le plan de section principale. D'autre part, pour éviter les complications énormes du problème général, l'influence de l'incidence et de la polarisation et l'influence de la cohérence partielle des ondes ont été considérées successivement. Nous avons supposé, dans un premier temps, l'éclairage strictement cohérent, lorsque nous avons étudié l'influence de θ , de i , de la polarisation, des courbures du substrat et de l'onde (paragraphe IA). Nous avons supposé dans un second temps les dioptries plans et quasi-parallèles, et l'incidence nulle, lorsque nous avons étudié l'influence de la source (paragraphe IB).

A. PROPAGATION D'UNE ONDE COHERENTE DANS LES PROFILS MONOCOUCHE ET MULTICOUCHE

Le problème sera abordé sous trois angles successivement :

- en supposant l'onde et le substrat plans, l'incidence i nulle, et en remplaçant le profil réel de la couche par un profil en escalier ($\theta = 0$). Cet aspect, destiné à montrer l'importance des interférences dans la couche, ou dans un empilement multicouche, a été exploré à partir de relations de récurrence que, bien que cela sorte un peu de l'objet de la thèse, nous serons amenés à préciser quelque peu ;
- en considérant l'onde et le substrat plans, mais en supposant l'incidence i différente de zéro, et le profil, de type "coin linéaire" ($\theta = \text{constante}$). Cet aspect est destiné à montrer l'influence de l'incidence et de la polarisation des ondes, et dans une moindre mesure, de l'angle θ local ;
- sous l'angle enfin le plus général : source hors de l'axe ; onde et substrat sphériques ; profil de couche réel ; récepteur hors de l'axe. Un programme de calcul correspondant sera alors fourni.

I - COMPORTEMENT INTERFERENTIEL SIMPLIFIE

1. Méthode de calcul utilisée

La méthode la plus couramment employée pour le calcul des propriétés des empilements de couches minces est la méthode matricielle [1, 7, 18]. Cette méthode présente du point de vue du calcul sur ordinateur des avantages très intéressants.

Une autre méthode également très utilisée est la méthode Rouard-Crook [6, 23]. Elle est moins rapide que la méthode matricielle dans les calculs sur ordinateur. Mais elle a ses avantages, elle aussi, qui font que, comme la méthode matricielle, elle est très intéressante :

- elle permet l'obtention directe, couche après couche, de résultats physiquement significatifs, et la programmation, toute aussi directe, du contrôle in situ des réalisations multicouches ;
- elle permet le raisonnement sans ordinateur lorsque l'empilement comporte moins de quatre couches (un raisonnement d'un genre assez voisin est effectué par Gradman [13]) ;
- elle permet enfin la dérivation par rapport à l'épaisseur et, si toutes les couches sont diélectriques et faiblement dispersives, par rapport au nombre d'onde $1/\lambda_0$.

La méthode que nous avons utilisée dans nos calculs est une méthode de récurrence simple. Elle possède tous les avantages de la méthode de Rouard, qu'elle contient d'ailleurs, et ceux, du point de vue temps de calcul, de la méthode matricielle.

Cette méthode dérive d'un outil mathématique, le "calcul cyclique", que nous avons mis au point pour les calculs d'interférométrie, qu'il s'agisse de calcul des couches minces, ou du calcul des propriétés de cavités interférométriques complexes. Cet outil ne sera pas donné ici, car sa fourniture nous entraînerait trop loin du sujet. Nous en dirons simplement qu'il présente cer-

taines analogies avec les "graphes de circulation" de Mason [20,21] et Herman [17]. Par ailleurs, les relations de récurrence que nous avons employées peuvent être retrouvées aisément en s'aidant du concept de couche et dioptré équivalents [18], concept bien connu, couramment admis et employé à ce jour (voir par exemple [3, 16,19])

a) Relations utilisées

Deux groupes d'expressions ont été employées pour les calculs simplifiés.

Le premier groupe, constitué d'expressions de récurrence, est celui que nous utilisons en temps ordinaire, pour calculer le flux transmis ou réfléchi par les empilements de couches uniformes. Nous l'avons utilisé également pour définir a priori les propriétés évolutives de l'empilement pendant sa formation. Il s'écrit

$$\begin{aligned}
 A_t(n) &= \frac{A_t(n-1) t_{n,n+1} e^{j\varphi_n/2}}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} A_r'(n-1)} \\
 A_r(n) &= A_r(n-1) + \frac{A_t(n-1) r_{n,n+1} A_t'(n-1)}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} A_r'(n-1)} \\
 A_t'(n) &= \frac{t_{n+1,n} A_t'(n-1) e^{j\varphi_n/2}}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} A_r'(n-1)} \\
 A_r'(n) &= \frac{A_r'(n-1) + r_{n+1,n} e^{j\varphi_n}}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} A_r'(n-1)} \quad (2)
 \end{aligned}$$

$t_{n,n+1}$ et $t_{n+1,n}$ étant les coefficients de transmission du dioptré (n, n + 1) pour le sens aller, air-verre, de l'onde et l'incidence considérée, et pour le sens retour, verre-air ; $r_{n,n+1}$ et $r_{n+1,n}$ étant les coefficients de réflexion correspondants ; φ_n étant le déphasage géométrique aller-retour de l'onde dans la couche n, $(4\pi n_n d_n \cos r_n) / \lambda_0$; n_n et d_n étant l'indice et l'épaisseur mécanique de cette couche ; r_n , l'angle de réfraction dans la couche ; A étant enfin l'amplitude, transmise ou réfléchi, à l'aller de l'onde, et A', l'amplitude en propagation inverse.

Le deuxième groupe d'expressions est celui que nous utilisons d'ordinaire pour les calculs de filtres Fabry-Pérot. Nous l'avons employé ici dans le cas particulier de l'empilement "antireflet-profil-antireflet". Il s'écrit :

$$\begin{aligned}
 A_t &= \frac{A_t(E) A_t(S) e^{j\varphi_n/2}}{e^{j\varphi_n} - A_r'(E) A_r(S)} \\
 A_r &= A_r(E) + \frac{A_t(E) A_r(S) A_t'(E)}{e^{j\varphi_n} - A_r'(E) A_r(S)}
 \end{aligned}$$

$$A'_t = \frac{A'_t(s) A'_t(E) e^{j\varphi_n/2}}{e^{j\varphi_n} - A'_r(E) A_r(s)}$$

$$A'_r = A'_r(s) + \frac{A'_t(s) A'_r(E) A_t(s)}{e^{j\varphi_n} - A'_r(E) A_r(s)} \quad (3)$$

$A_t(E)$, $A'_t(E)$, $A_t(S)$, $A'_t(S)$, $A_r(E)$, $A'_r(E)$, $A_r(S)$, $A'_r(S)$ étant calculés préalablement à l'aide des expressions précédentes, en supposant l'épaisseur du milieu n indéfinie.

Dans les calculs du paragraphe 2, toutefois, ces expressions n'ont pas été utilisées telles quelles. Elles ne sont valables sous cette forme que comme intermédiaire pour le calcul des flux. Pour obtenir le déphasage produit par le traitement, un terme correctif de phase doit être apporté à ces expressions [24,29]. Nous nous sommes arrangés, en ce qui nous concerne, pour que l'onde incidente dans le milieu d'entrée E et l'onde émergente dans le milieu sortie S soient toujours prises ou ramenées, toutes les deux, au niveau d'un seul et même dioptré, d'un dioptré de forme simple : le dioptré substrat vitreux-couche. Dans ces conditions, n_a étant l'indice du milieu ambiant, les amplitudes complexes exactes s'écrivent :

$$\mathcal{A}_t(n) = A_t(n) e^{j(2\pi n_a/\lambda_0) \sum_{i=1}^n d_i} = A_t(n) e^{j(n_a/2) \sum_{i=1}^n (\varphi_i/n_i)}$$

$$\mathcal{A}_r(n) = A_r(n) e^{j(4\pi n_a/\lambda_0) \sum_{i=1}^n d_i} = A_r(n) e^{j n_a \sum_{i=1}^n (\varphi_i/n_i)}$$

$$\mathcal{A}'_t(n) = A'_t(n) e^{j(2\pi n_a/\lambda_0) \sum_{i=1}^n d_i} = A'_t(n) e^{j(n_a/2) \sum_{i=1}^n (\varphi_i/n_i)}$$

$$\mathcal{A}'_r(n) = A'_r(n) \quad (4)$$

On remarquera que les expressions (2) et (4), ou (3) et (4), peuvent être réunies. Dans le premier cas, cette réunion conduit, pour l'amplitude exacte, à :

$$\mathcal{A}_t(n) = \frac{\mathcal{A}_t(n-1) t_{n,n+1} e^{j(n_a+n_n)\varphi_n/2n_n}}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} \mathcal{A}'_r(n-1)}$$

$$\mathcal{A}_r(n) = \left[\mathcal{A}_r(n-1) + \frac{\mathcal{A}_t(n-1) r_{n,n+1} \mathcal{A}'_t(n-1)}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} \mathcal{A}'_r(n-1)} \right] e^{j n_a \varphi_n/n_n}$$

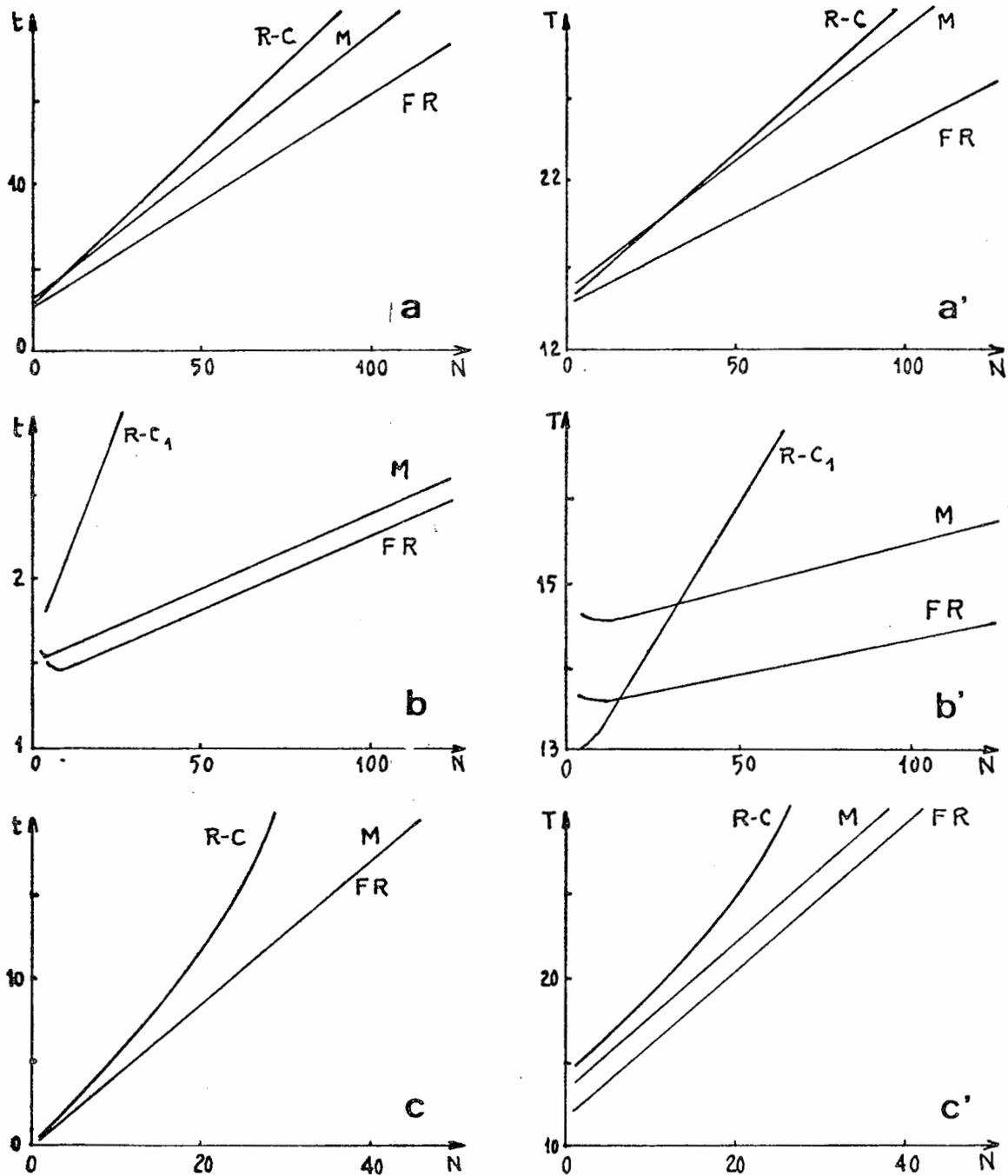


Fig. 1 - Comparaison de diverses méthodes de calcul applicables aux empilements de couches minces, des points de vue temps de calcul (a,b,c) et temps comptabilisé (a',b',c'). a-a' : calcul standard. b-b' : calcul d'un interféromètre Fabry-Pérot. c-c' : étude des propriétés d'un empilement en formation. N indique le nombre de couches. R-C : méthode Rouard-Crook ; M : méthode matricielle ; F.R : formules de récurrence utilisées.

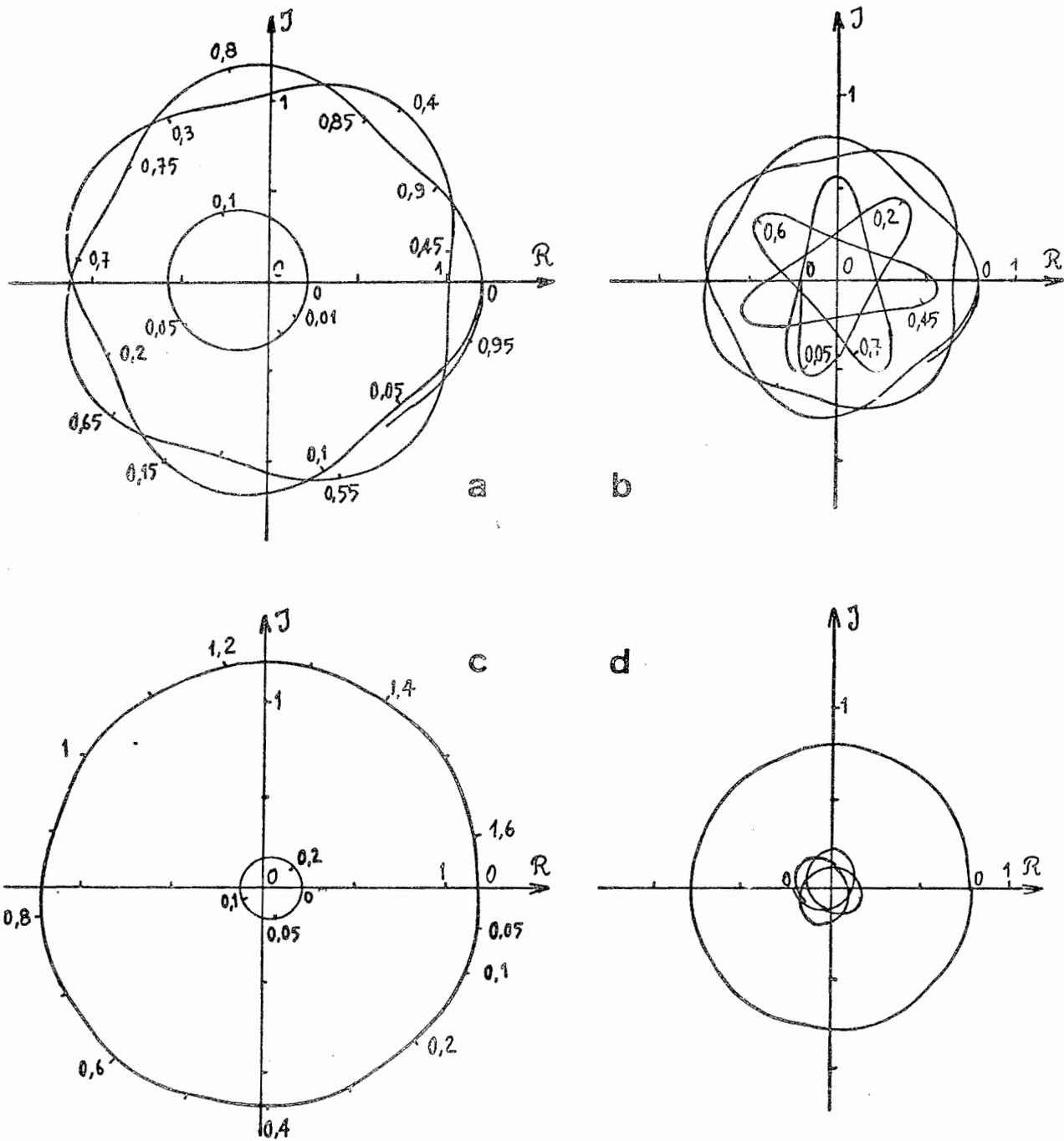


Fig. 2 - Représentation dans le plan complexe des amplitudes transmises et réfléchies par une couche diélectrique. a : couche ZnS-substrat vitreux, incidence côté verre ; b : même couche, côté air ; c-d : couche MgF_2 -substrat vitreux. Les courbes intérieures correspondent à la réflexion ; les courbes extérieures, à la transmission. Les valeurs numériques qui accompagnent les courbes sont celles de l'épaisseur mécanique de la couche, en microns.

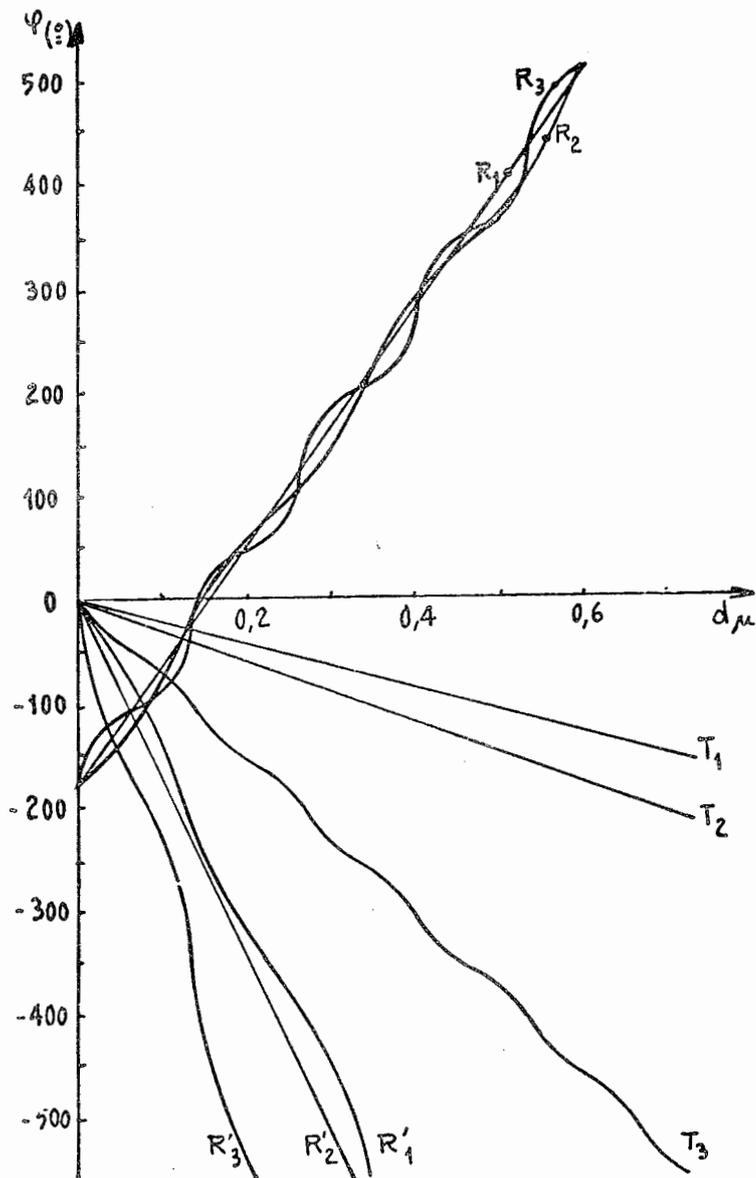


Fig. 3 - Déphasage produit à la transmission (T) et à la réflexion (R, R') par une couche diélectrique, en fonction de son épaisseur. R : incidence côté air ; R' : incidence côté verre. 1, 2, 3 signifient respectivement : couche MgF_2 -substrat vitreux, couche de verre-substrat vitreux, couche ZnS -substrat vitreux.

$$\mathcal{A}'_t(n) = \frac{t_{n+1,n} \mathcal{A}'_t(n-1) e^{j(n_a+n_n)\varphi_n/2n_n}}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} \mathcal{A}'_r(n-1)}$$

$$\mathcal{A}'_r(n) = \frac{\mathcal{A}'_r(n-1) r_{n+1,n} e^{j\varphi_n}}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} \mathcal{A}'_r(n-1)} \quad (5)$$

b) Intérêt de ces relations

La figure 1 est une comparaison de la méthode de calcul préconisée et utilisée dans cette thèse, et des méthodes matricielles et de Rouard-Crook, en se plaçant des deux points de vue temps de calcul, t , et temps comptabilisé, T . La comparaison a été faite sur ordinateur Univac 1108, et pour plus de généralité, elle porte sur trois calculs-types différents :

- un calcul standard : calcul des flux transmis et réfléchis pour les deux sens de propagation, par un empilement de N couches (expressions (2) et fig. 1 a et a') :
- un calcul d'interférométrie Fabry-Pérot, que l'on peut aussi considérer comme un calcul de recherche en vue de synthèse, calcul fait en supposant que la couche n d'un empilement de N couches est variable (cent valeurs par exemple, de son épaisseur d), et que les couches qui suivent ou précèdent la couche n sont invariantes dans la transformation (expressions (2) et (3) ; figure 1 b et b') ;
- un calcul de prévision des propriétés d'un empilement en formation (expressions (2) et figure 1 c et c').

Sur les trois cas considérés, la méthode préconisée se montre supérieure aux autres méthodes de 10 à 15%, qu'on le juge d'un point de vue temps comptabilisé ou du point de vue temps de calcul.

Comme toutes les comparaisons, celle que nous avons faite peut être discutée, c'est évident. Nous avons essayé du moins de juger les méthodes de façon impartiale, et de leur apporter à toutes, dans la mesure du possible, les mêmes perfectionnements. Il est vraisemblable cependant que ces méthodes, quelles qu'elles soient, peuvent être encore améliorées.

Il ne saurait être question de nous étendre plus longtemps ici sur le détail des calculs. Tout au plus pouvons-nous préciser en annexe quelques-uns des points marquants concernant les sous-programmes et programmes principaux utilisés (annexe IA).

2. - Profils monocouches

La figure 2 donne les amplitudes complexes exactes, transmises et réfléchies à l'aller et au retour de l'onde, par une couche de ZnS et une couche de MgF_2 , d'épaisseur d variable, ces couches étant supposées déposées sur verre courant (B 1664) et au contact de l'air. La figure 3 donne les profils de déphasage correspondants.

Comme on le voit sur ces courbes, les couches bas indice, et la couche de MgF_2 en particulier, ont une transparence quasi-indépendante de leur épaisseur, et une transparence moyenne un peu meilleure que celle du dioptré

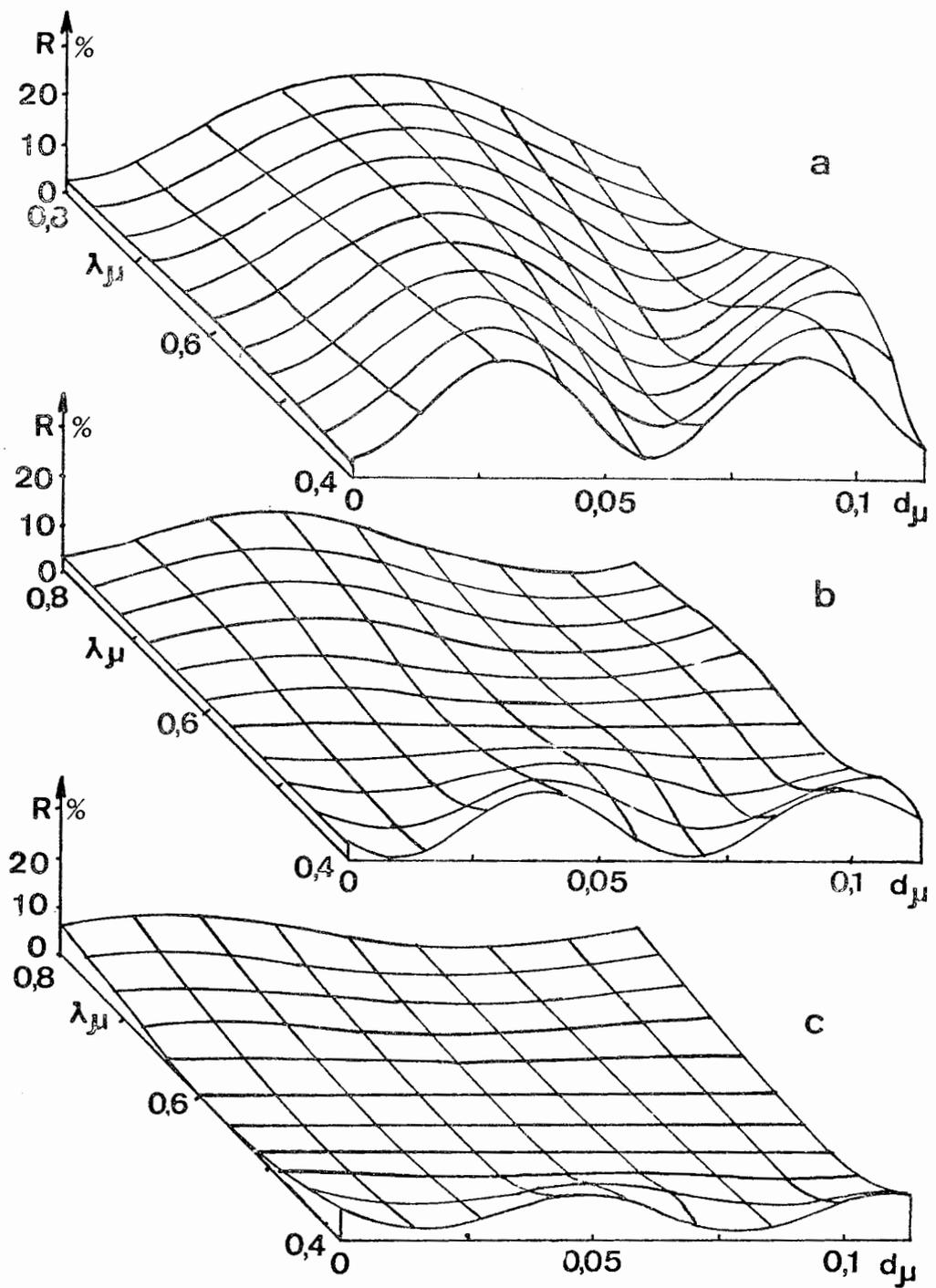


Fig. 4 - Réflectance spectrale : d'une monocouche profilée de ZnS, d'épaisseur locale d (a) ; de l'ensemble verre-profil ZnS-antireflet monocouche, (b) ; de l'ensemble antireflet monocouche-profil ZnS-antireflet monocouche, (c).

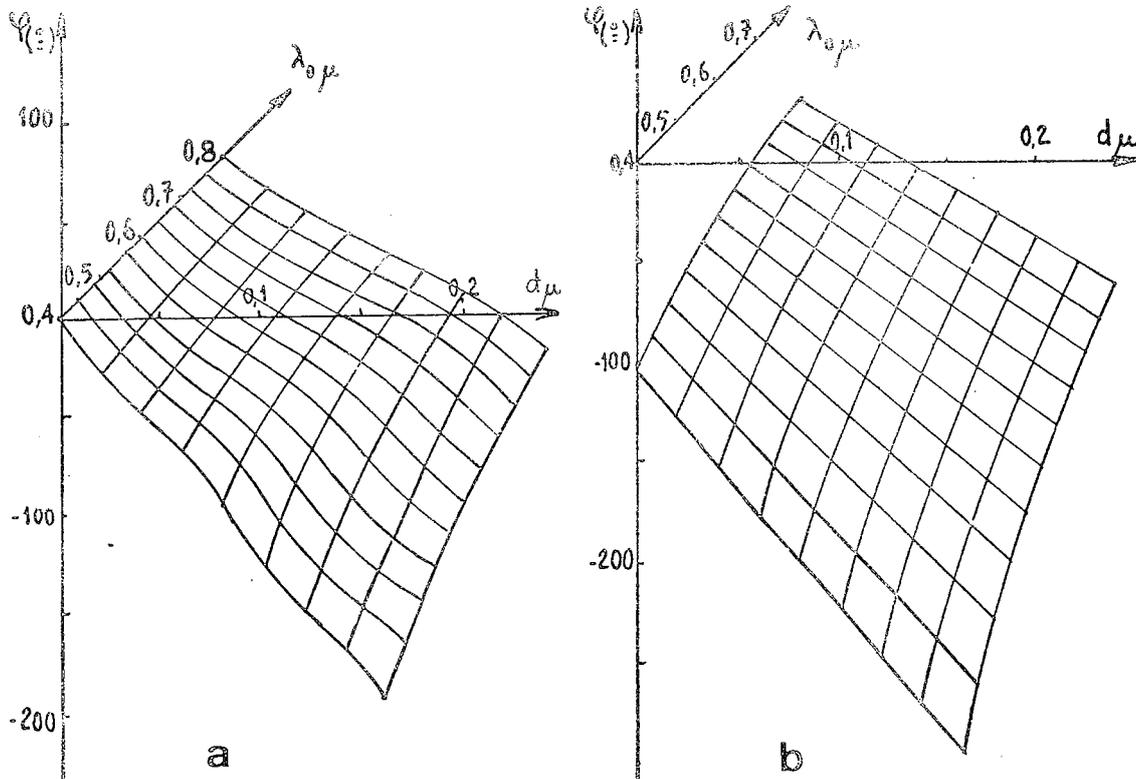


Fig. 5 - Déphasage spectral produit à la transmission : par une couche profilée de ZnS (a) ; par l'ensemble antireflet monocouche-profil ZnS-antireflet monocouche (b).

avant dépôt. Les couches de ZnS, et de façon plus générale les couches haut indice, ont une transparence très fluctuante en fonction de l'épaisseur (de 68 à 96 pour cent environ pour le ZnS). Un objet déphasant réalisé par dépôt profilé haut indice est donc aussi un objet de transparence variable.

Quant aux courbes de déphasage, trois faits les concernant méritent d'être soulignés, qu'on peut ainsi énumérer :

- l'indépendance, vis-à-vis du sens de propagation, du déphasage à la transmission, et l'accord de la pente moyenne avec la relation (1) ;

- le conditionnement du déphasage à la réflexion par le premier rayon réfléchi par le dioptre air-couche, conditionnement qui conduit, pour l'incidence coté air, à

$$\varphi_{r_{\text{moy.}}} = -\pi + 4\pi n_a d / \lambda_0 \quad (6)$$

et pour l'incidence coté substrat, n_c étant l'indice de la couche, à

$$\varphi'_{r_{\text{moy.}}} = -4\pi n_c d / \lambda_0 ; \quad (7)$$

- l'ondulation du déphasage à la transmission si la couche profilée est haut indice, ondulation qui implique, pour les objets de phase correspondants, ou qu'ils ne soient qu'approchés, et beaucoup de ceux qui ont été réalisés jusqu'à présent étaient dans ce cas, ou la nécessité de corriger ces ondulations par des ondulations d'épaisseur.

3. Profils multicouches

Ces défauts de transparence et déphasage disparaissent si le profil est déposé non pas sur un substrat nu, mais sur un substrat préalablement recouvert d'une couche uniforme antireflet. Il en est de même si l'antireflet est appliqué non en sous-couche mais en surface du profil, et le résultat est bien meilleur encore si, comme le suggèrent Weinstein et Dobrowolski [30], le profil est placé entre deux couches antireflet. C'est ce que montrent les figures 4 et 5, dont on retiendra encore et plus particulièrement :

- le mauvais comportement du profil monocouche épais en fonction de la longueur d'onde, comportement qui oblige à n'utiliser ces profils en éclairage cohérent que dans des domaines spectraux étroits ;

- la stabilité, sur 2000 angströms du spectre visible de la solution antireflet-profil-antireflet, même si les antireflets sont monocouches ;

- l'absence d'ondulation de déphasage sur tout le spectre visible, pour la solution profilée à trois couches.

Rien ne s'oppose bien entendu à ce que les antireflets appliqués au profil soient eux-mêmes multicouches. Les ondulations de transparence et réflexion peuvent être annulées, si nécessaire, sur l'ensemble du spectre visible.

II - INFLUENCES DIVERSES

L'action déphasante du profil et la distribution des franges localisées sur le profil, s'il est monocouche, peuvent être perturbées par de nombreux facteurs.

L'influence de l'incidence i peut être précisée assez simplement par

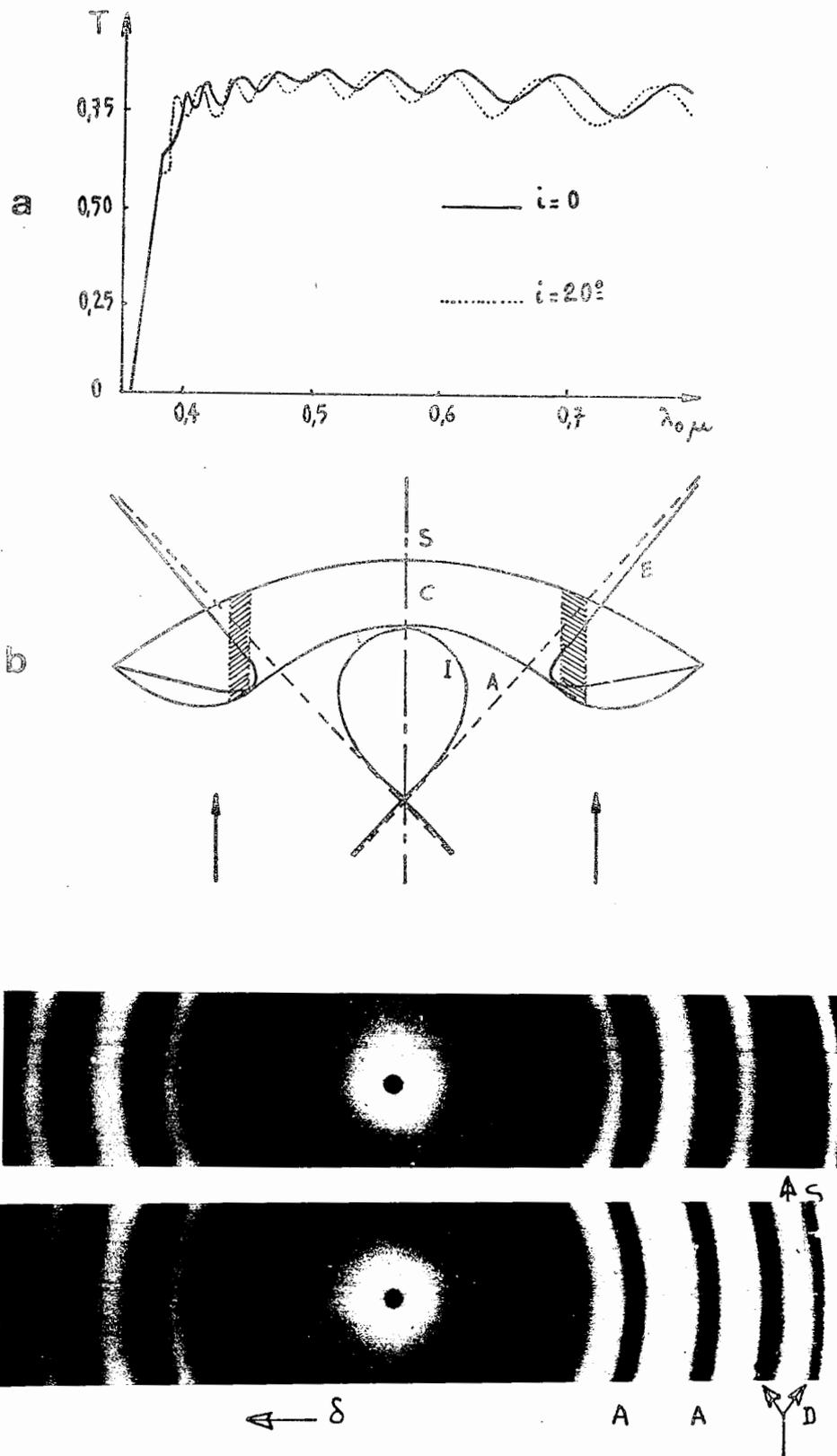


Fig. 6 - Influence de l'incidence des ondes et de la courbure du substrat sur les propriétés d'une couche profilée. a : Transparence spectrale expérimentale d'une couche de ZnS pour deux incidences. b : déformation de la surface de localisation des franges lorsque le substrat n'est pas plan. c : Profil ZnS sur substrat sphérique concave, en incidences normale et faiblement oblique : A, affinement des franges ; δ , décalage des franges ; D : dédoublement d'une frange.

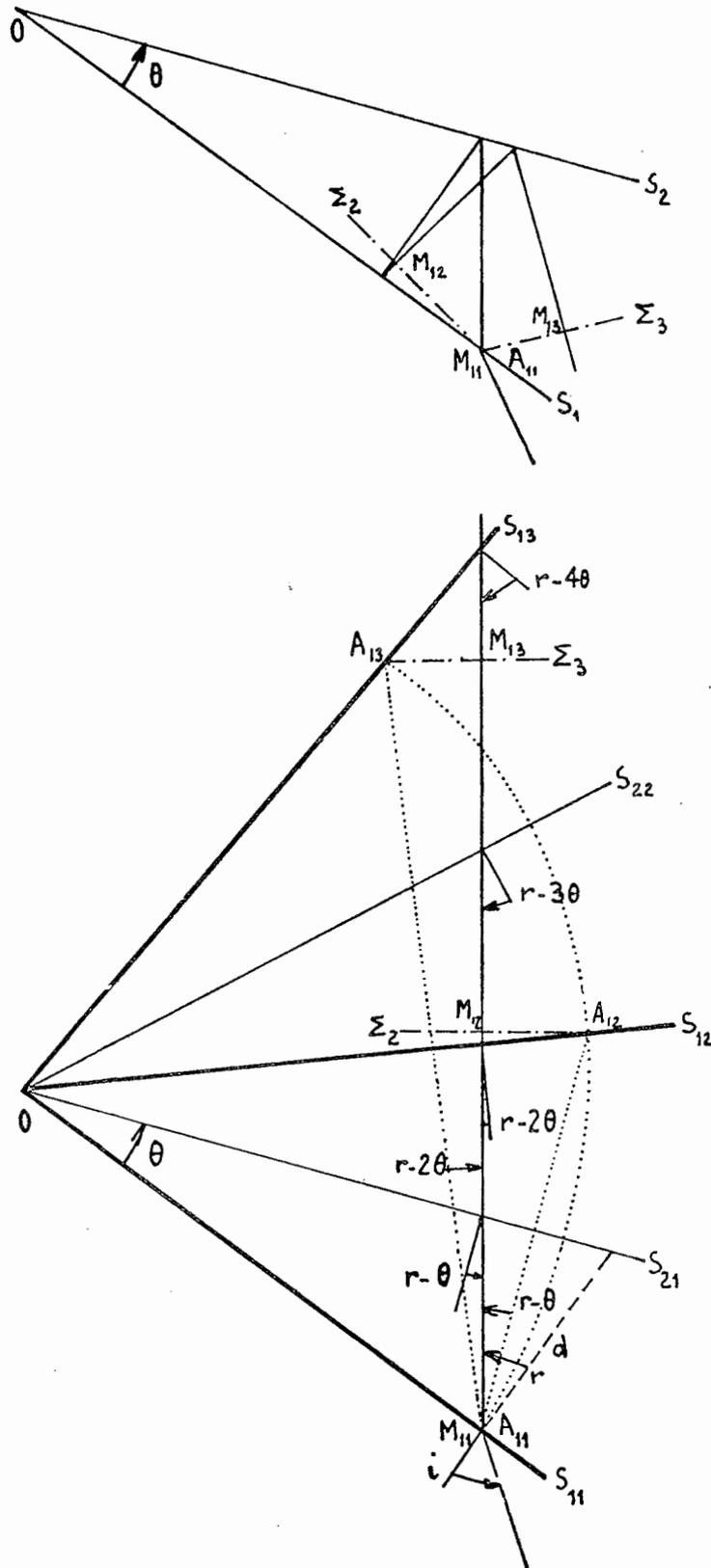


Fig. 7 - Schema de propagation d'une onde dans une couche en coin linéaire. En haut : schéma habituel ; en bas : schéma déplié.

l'expérience, et plus simplement encore si on la juge sur le déplacement de position des franges d'interférences (fig. 6a, c, d) que sur la variation de l'effet déphasant. C'est pourquoi nous nous intéresserons dans ce qui suit qu'à la position des franges. Des calculs ont été faits au laboratoire cependant qui montrent que les deux déformations produites sont de même ordre de grandeur [28].

Par ailleurs l'influence de la courbure du substrat a une assez grande importance lors des contrôles, surtout si la longueur de cohérence des ondes est réduite à quelques millimètres. La surface de meilleure localisation des franges peut être très compliquée, voire plusieurs fois découpée (fig. 6b). Certaines franges, bien que visibles dans le plan d'observation choisi peuvent être décalées radialement par rapport à la position qu'elles ont sur la surface de localisation, ce qui trompe quelque peu sur le profil réalisé. Certaines franges (zones en grisé de la figure) peuvent être rejetées très loin du plan d'observation, ce qui les rend invisible et trompe davantage encore sur le profil réalisé.

Parmi les autres facteurs actifs figurent encore l'angle θ des dioptries, la disposition du plan d'observation, la courbure de l'onde, sa polarisation P, et la forme elle-même du profil. Nous ne nous intéresserons surtout dans ce paragraphe qu'aux trois paramètres θ , i et P, les autres paramètres étant liés à eux de façon plus ou moins directe.

Nous ne considérerons enfin que le seul cas du traitement monocouche. La constatation que nous avons faite lors de l'étude des propriétés des pièges à lumière interférentiels [10], à savoir que tout antireflet spectralement étendu est également azimuthalement étendu, nous conduit à penser, dans le cas du traitement profilé multicouche, que tout risque d'interférence notable est écarté jusqu'à l'incidence 30° au moins, ce qui simplifie considérablement le problème en ce cas. Nous admettrons simplement concernant le traitement multicouche, qu'il produit une action déphasante réduite en incidence oblique, le facteur de réduction étant le cosinus de l'angle de réfraction des rayons dans la couche.

1. Couche en coin linéaire sur substrat plan. Eclairage parallèle en incidence oblique. Aspect formel

Nous procéderons un peu comme Hall dans son étude de l'interféromètre Fizeau-Tolansky en incidence oblique [15]. Nous supposerons la couche en coin linéaire, d'angle θ constant sur toute son étendue, mais variable dans le temps. Nous supposerons aussi que le dioptre d'entrée de l'onde dans la couche est le dioptre substrat-couche. Nous appellerons : i , l'angle d'incidence sur la couche, dans le substrat ; r , l'angle de réfraction dans la couche ; OS_1 et OS_2 les deux dioptres délimitant la couche (fig. 7a), OS_1 jouant le rôle de dioptre d'entrée ; A_{11} , le point d'entrée de l'onde dans la couche ; d , l'épaisseur mécanique de la couche en A_{11} , mesurée normalement à OS_1 ; Σ_2 , Σ_3 ... Σ_n , les surfaces d'ondes, planes, passant par A_{11} , correspondant aux rayons 1, 2... (n - 1) fois réfléchis sur OS_2 . Nous nous proposons de calculer l'amplitude résultante réfléchie, pour les deux polarisations principales, en A_{11} . La répartition des ordres p des franges sera établie en prenant pour référence la répartition que l'on obtient lorsqu'on admet l'équivalence couche-interféromètre à deux ondes.

La marche des rayons dans la couche est une marche assez difficile à représenter, à suivre et à formuler. C'est pourquoi, pour préciser un peu mieux les données et aborder plus clairement le problème, nous emploierons le schéma déplié de la figure 7b. Ce schéma est extrêmement simple à utiliser dans la mesure où il correspond à une propagation équivalente en ligne droite.

Nous considérerons de ce fait non plus le seul point d'entrée A_{11} , mais ses images $A_{12}, A_{13} \dots A_{1n}$ sur les dioptries $S_{12}, S_{13} \dots S_{1n}$, images de OS_1 , données par OS_2 . Ces points, dont les projections sur le rayon équivalent seront appelées $M_{12} \dots M_{1n}$, sont autant de points de sortie équivalents de l'onde.

Dans ces conditions

$$A_{11} M_{12} = A_{11} A_{12} \cos(r-\theta) = 2 \cdot 0A_{11}(\sin \theta) \cos(r-\theta) = 2 \frac{\sin \theta}{\operatorname{tg} \theta} \cos(r-\theta)$$

$$A_{11} M_{13} = A_{11} A_{13} \cos(r-2\theta) = 2 \cdot 0A_{11}(\sin 2\theta) \cos(r-2\theta) = 2 \frac{\sin 2\theta}{\operatorname{tg} \theta} \cos(r-2\theta)$$

⋮

$$A_{11} M_{1,k+1} = A_{11} A_{1,k+1} \cos(r-2k\theta) = 2 \cdot 0A_{11}(\sin k\theta) \cos(r-k\theta) = 2 \frac{\sin k\theta}{\operatorname{tg} \theta} \cos(r-k\theta)$$

et le déphasage élémentaire φ_k s'écrit

$$\varphi_k = \frac{2\pi n_c}{\lambda_0} A_{11} M_{1,k+1} = \frac{4\pi n_c d}{\lambda_0 \operatorname{tg} \theta} (\sin k\theta) \cos(r-k\theta).$$

Le déphasage en interférences à deux ondes

$$\varphi_1 = 2\pi p_{12}$$

p_{12} étant l'ordre des franges en interférences à deux ondes, s'écrit de même

$$\varphi_1 = \frac{4\pi n_c d}{\lambda_0} (\cos \theta) \cos(r-\theta)$$

et il s'ensuit par conséquent, pour φ_k :

$$\varphi_k = 2\pi p_{12} \frac{\sin k\theta}{\sin \theta} \frac{\cos(r-k\theta)}{\cos(r-\theta)}$$

De là, on atteint aisément l'amplitude réfléchie du A_{11} . Elle est donnée par la somme

$$A_r = -r'_1(r) + \frac{t_1(i)}{r'_1(r)} [r'_1(r)r_2(r-\theta)]t'_1(r-2\theta)e^{-j\varphi_1} + \frac{t_1(i)}{r'_1(r)} [r'_1(r)r_2(r-\theta)r'_1(r-2\theta)r_2(r-3\theta)]t'_1(r-4\theta)e^{-j\varphi_2} + \dots$$

$r'_1(u)$, $t'_1(u)$ étant les coefficients de réflexion et transmission du dioptré d'entrée pour l'incidence u et la propagation inverse ; $r_1(u)$, $t_1(u)$, $r_2(u)$ étant les coefficients correspondants aux dioptries un et deux, en propagation directe. Autrement dit et en définitive :

$$A_r \propto 1 - \frac{t_1(i)}{r'_1(r)} \sum_{k=1}^{\infty} t'_1(r-2k\theta) e^{-j2\pi p_{12} \frac{\sin k\theta}{\sin \theta} \frac{\cos(r-k\theta)}{\cos(r-\theta)}} \prod_{m=1}^k [r'_1(r-(2m-2)\theta)r_2(r-(2m-1)\theta)]. \quad (8)$$

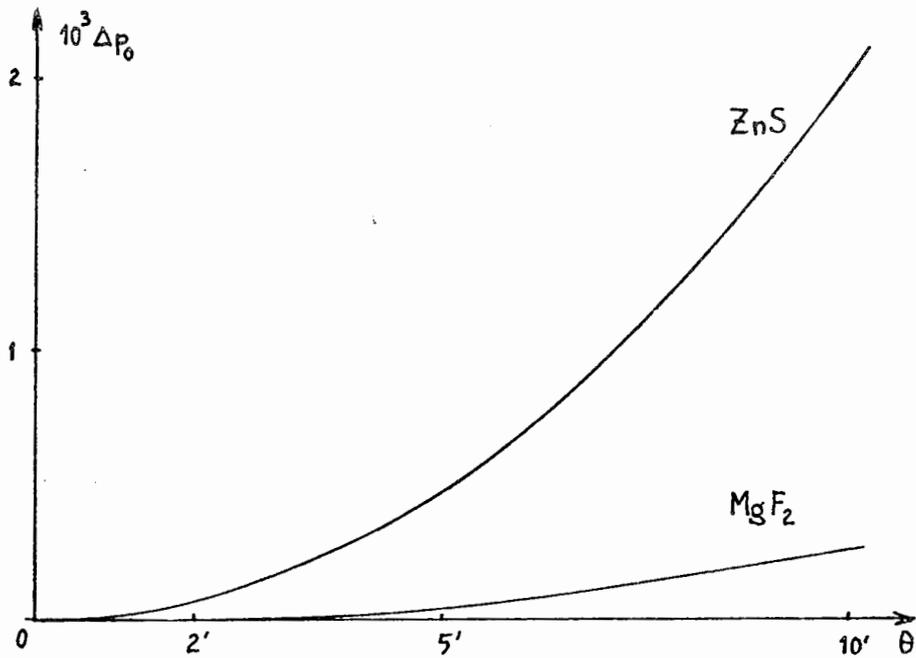


Fig. 8 - Ecart de position des franges réelles par rapport aux franges à deux ondes, en fonction de l'angle θ fait par les dioptries délimitant la couche.

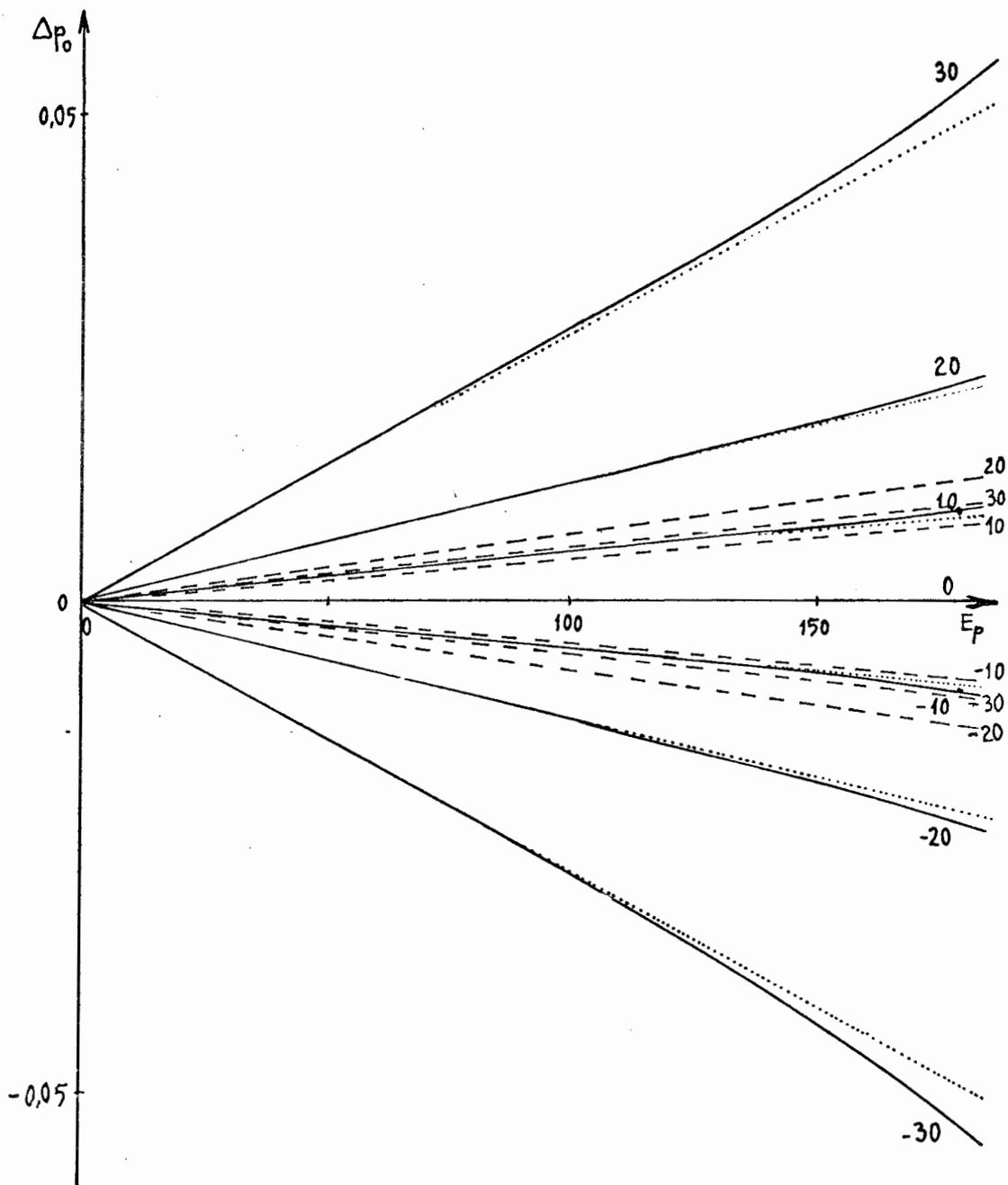


Fig. 9 - Ecart de position des franges en fonction de leur ordre, E_p , et de l'incidence sur le substrat. Cas de la couche de ZnS. En trait plein : polarisation perpendiculaire ; en tirets : polarisation parallèle. Les chiffres accompagnant les courbes indiquent l'incidence.

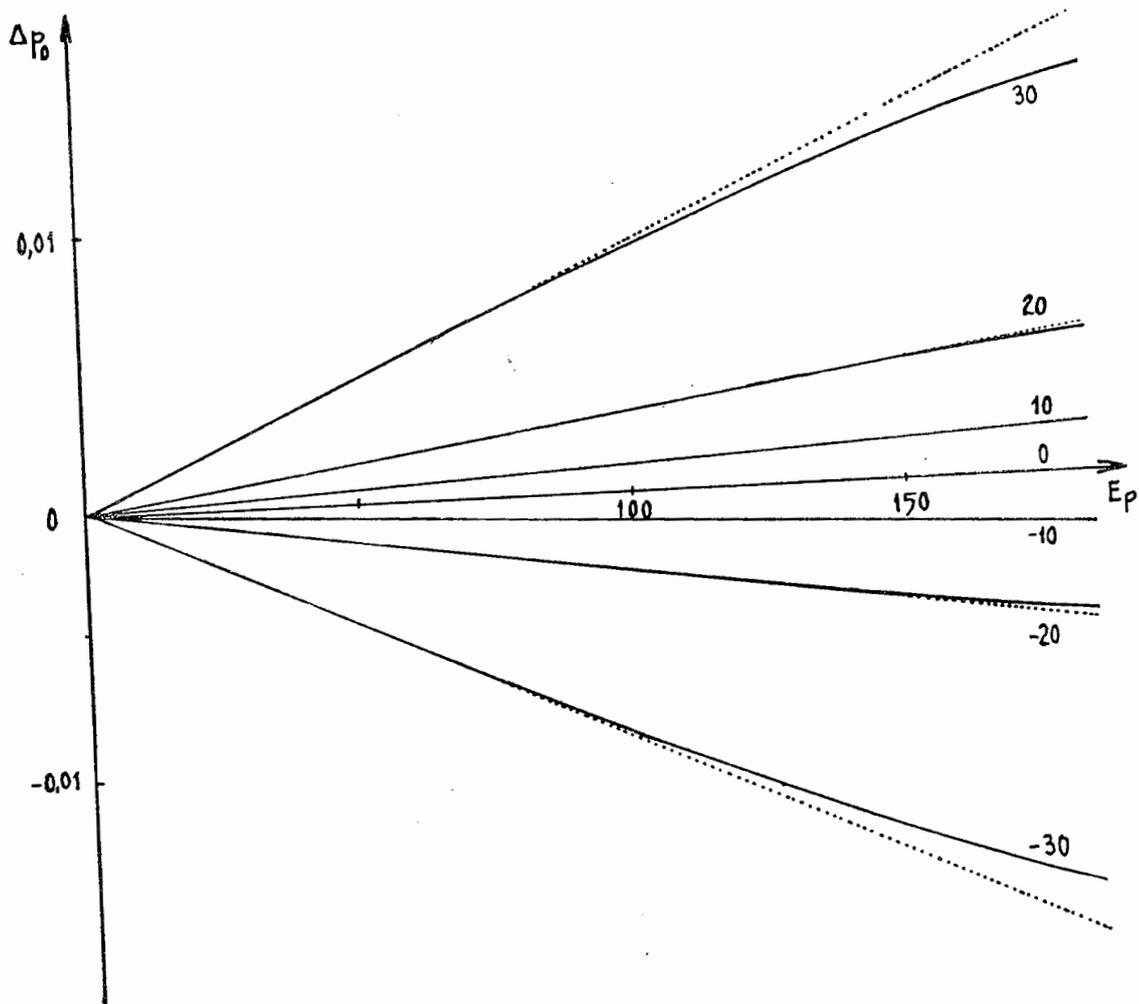


Fig. 10 - Ecart de position des franges en fonction de leur ordre et de l'incidence. Couche de MgF_2 , polarisation perpendiculaire.

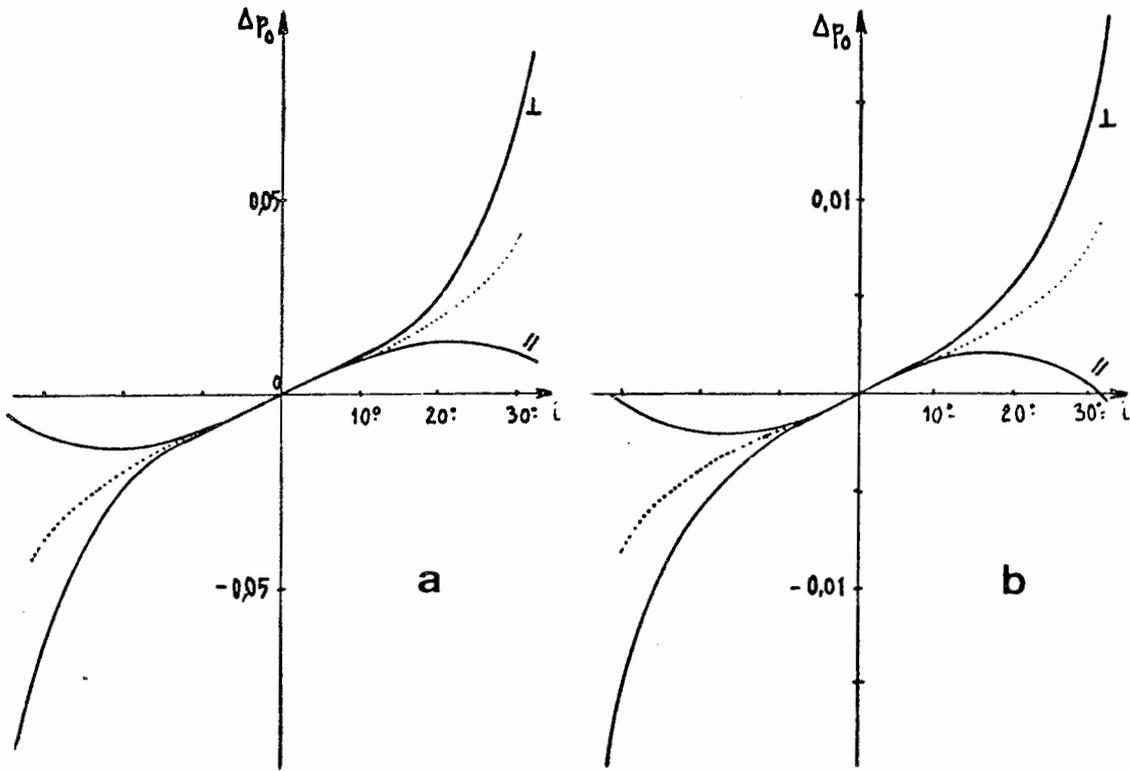


Fig. 11 - Ecart de position des franges en fonction de l'incidence et de la polarisation. En pointillé : lumière naturelle.

| $\delta p / p_0$ (%) | $i = \pm 10^\circ$ | $i = \pm 20^\circ$ | $i = \pm 30^\circ$ |
|-------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| Couche ZnS | $\sim 0,63$ | $\sim 2,53$ | $\sim 5,63$ |
| Couche MgF ₂ | $\sim 1,89$ | $\sim 7,88$ | $\sim 19,82$ |

TABLEAU I

Dilatation relative de l'interfrange et réduction relative du déphasage en fonction de l'incidence.

2. Influence de l'angle θ des dioptres. Etude numérique.

La figure 8 donne l'écart de position, Δp_0 entre franges réelles sur le dioptré d'entrée, et franges produites sur le même dioptré par les deux premières ondes réfléchies. Elle suppose l'incidence i nulle et l'ordre p_{12} égal à 201. Elle fait abstraction du décalage en bloc des franges, décalage d'un demi-ordre, qui se produit si la couche est haut indice (ce décalage affecte autant le phénomène interférentiel de référence que le phénomène général).

Il est visible sur cette figure que :

- cet écart obéit à une loi parabolique de θ ;
- compte tenu de la sensibilité, en mesure visuelle, des interféromètres (indétectabilité si $\Delta p_0 < 10^{-2}$) cet écart ne peut être observé par l'oeil.

Comme l'écart du phénomène à deux ondes au phénomène produit à θ nul est, par la même occasion, l'écart de p_{12} à $p_0 = 4\pi n_c d/\lambda_0$, et comme, pour $r = 0$,

$$p_{12} = p_0 (\cos \theta) \cos(r - \theta) = p_0 \cos^2 \theta$$

il s'ensuit, pour l'écart total au phénomène produit à θ nul,

$$\Delta p \simeq \Delta p_0 + p_0 \theta^2 \quad (9)$$

qu'il est inférieur à 10^{-2} , et par conséquent, lui aussi, indétectable par l'oeil.

Comme, dans la pratique, les ordre et angle θ maximum réalisés sont inférieurs à 100 et 2 minutes, on pourra donc toujours, quel que soit l'indice de la couche, supposer θ nul, remplacer le profil par un profil en escalier et, par voie de conséquence, se reporter directement aux figures 2 et 3.

D'un point de vue strictement théorique, on remarquera que l'écart Δp_0 et l'écart $p_0 \theta^2$, habituellement considéré, sont de même ordre de grandeur si la couche est haut indice.

3. Influence de l'incidence sur les dioptres. Etude numérique

Divers calculs ont été effectués sur ordinateur pour préciser l'influence de l'incidence i , θ étant supposé égal à deux minutes. Ces calculs ont été faits en simple précision et sur un nombre d'indices relativement réduit. Les figures 9, 10 et 11 illustrent les résultats qui ont été obtenus.

a) Ecart entre franges réelles et franges des deux premières ondes

Nous ferons abstraction : d'une part, des phénomènes qui se produisent lorsque la partie entière de p_{12} , Ep_{12} , dépasse 200 ; d'autre part, des décalages éventuels en bloc des franges. L'écart global entre franges réelles et franges fictives produites par les deux premières ondes prises isolément, dans ces conditions, obéit à trois lois :

- il est le même, en module, que l'incidence algébrique soit positive ou négative ;
- il est insensible jusqu'au centième ordre pour les couches bas indice, mais sensible dès le vingt-cinquième ordre pour les couches haut indice Zn S ;
- il se décompose en deux écarts élémentaires, un écart linéaire en Ep_{12}

l'autre, non-linéaire en $E_{p_{12}}$.

L'écart non-linéaire

$$[\Delta p / E_{p_{12}}]_{nL} \approx K i^3 E_{p_{12}}^2 \quad (10)$$

ne se manifeste que pour la polarisation perpendiculaire. Il est positif si la couche est haut indice, négatif si elle est bas indice. Etant donné la très faible valeur de K (ordre de 10^{-19} si i est exprimé en degrés), il est indétectable par l'oeil pour tout $i \leq 30^\circ$.

L'écart linéaire ou écart sensible

$$[\Delta p / E_{p_{12}}]_L \approx K_1 i \pm K_2 i^3 \quad (11)$$

dépend de la polarisation ($+ K_2 i^3$ pour la polarisation perpendiculaire ; $- K_2 i^3$ pour la polarisation parallèle) mais il n'en est fonction que si $i \geq 10^\circ$ (du fait que $K_2 \approx K_1/1500$).

L'utilisation d'une lumière non polarisée pour l'éclairage de la couche permet d'étendre jusqu'à 25° environ la linéarité à i de l'écart, et par conséquent de simplifier la correction à appliquer.

L'utilisation d'une lumière polarisée parallèlement est plus intéressante encore car elle conduit à un écart indétectable par l'oeil quel que soit i , ce qui permet, par conséquent, de se situer directement dans l'approximation à deux ondes.

b) Effet global de l'incidence

L'inclinaison de l'ensemble substrat-couche fait passer l'ordre des franges de la valeur p_{12} précédemment obtenue, corrections comprises, à p_0 , et réciproquement, suivant la relation

$$\frac{\delta p}{p_0} = \frac{p_0 - p_{12}}{p_0} \approx 2 \sin^2(r/2) - \theta \sin r. \quad (12)$$

La réduction d'ordre ou de déphasage que traduit cette expression est trois à quatre fois plus faible pour une couche haut indice que pour une couche bas indice (tableau I). Un des intérêts de la couche de Zn S (ou de TiO_2) comparativement aux autres couches est donc sa plus grande stabilité vis-à-vis de l'incidence.

Cette réduction, à la rigueur négligeable pour $i \leq 10^\circ$ si l'indice de la couche est élevé, doit être prise en considération dans tous les autres cas, que le problème incidence à la traversée soit rencontré lors de la phase contrôle ou lors de la phase utilisation. Une couche déposée sur substrat non plan, ou traversée à l'utilisation par une onde plane oblique, ou par une onde sphérique, doit tenir compte nécessairement, dans son profil d'épaisseur même, de l'incidence locale des rayons. Les tests permettant de juger les caractéristiques de l'enceinte d'évaporation doivent être réalisés sur substrat de courbure aussi voisine que possible de la courbure du substrat à traiter ultérieurement. Tout changement de courbure de substrat, tout changement de courbure d'onde, peut produire une erreur de quelque pour cent sur le déphasage local final.

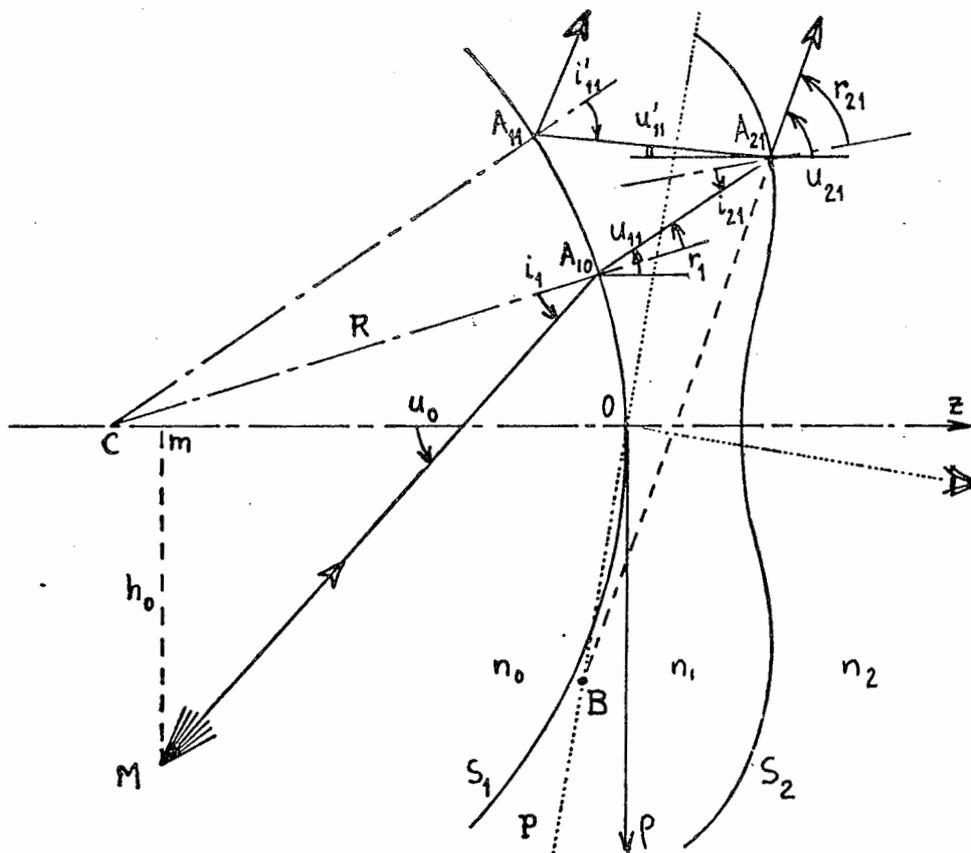


Fig. 12 - Schéma de propagation multiple. Cas général.
 M : source lumineuse ; C : centre de courbure
 du substrat ; P : plan d'observation ; S_1 et
 S_2 : dioptrics délimitant la couche.

III - COUCHE, SUBSTRAT ET ONDE REELS : PROGRAMME D'ETUDE

Les relations précédentes permettent de se faire une première opinion du profil déphasage qu'un profil d'épaisseur donné doit produire, ou réciproquement, du profil d'épaisseur qu'il faut réaliser, pour obtenir dans des conditions d'utilisation fixées, un profil déphasage adéquat. Elles sont insuffisantes pour une connaissance approfondie, d'où l'étude qui suit.

Dans cette étude, nous avons considéré le point de jonction des rayons interférant non pas sur le dioptre d'entrée, comme cela se fait le plus souvent, mais dans un plan, à la sortie des rayons. C'est une complication des calculs, bien sûr, mais c'est une condition nécessaire pour que les résultats soient pleinement significatifs, surtout si le dioptre-support est sphérique et si le profil déposé n'est pas simple.

Dans ces conditions, il va de soi, il est impossible de fournir une expression formelle finale. Seul un programme général de calcul peut être donné, et c'est précisément un tel programme, pour l'aspect "transmission" du problème, que nous proposons maintenant. Nous appellerons (figure 12) : S_1 , un dioptre sphérique de centre C, de sommet O, d'axe Cz , de rayon $CO = R$; Oz , l'axe normal à Oz dans le plan de la figure ; C_1 , une couche déposée sur S_1 , admettant elle aussi Cz comme axe de révolution ; d_e , l'épaisseur mécanique de cette couche, parallèlement à Cz , à distance ρ de l'axe ; n_0 , n_2 et n_1 , les indices de réfraction, que nous supposerons réels, des milieux entourant C , et de C_1 ; S_2 , le dioptre de sortie de la couche. Nous appellerons par ailleurs : M, la source lumineuse éclairant le dioptre ; h_0 , la distance de cette source, supposée ponctuelle, à l'axe ; D, la distance à O de m, projection axiale de M ; u_0 , l'angle avec Oz du rayon lumineux incident sur S_1 . Enfin nous appellerons A_1 , de coordonnées z_1 , et ρ_1 , le point d'entrée du rayon dans la couche ; $A_{2,1}$, $A_{2,2} \dots A_{2,n}$, de coordonnées $z_{2,i}$ et $\rho_{2,i}$, i variant de 1 à n, les points où la lumière sort de la couche ; $A'_{1,1}$, $A'_{1,2} \dots A'_{1,(n-1)}$, de coordonnées $z'_{1,(i-1)}$ et $\rho'_{1,(i-1)}$, les points où l'onde revient sur le dioptre d'entrée. Les autres paramètres utilisés seront précisés dans le texte.

La marche du premier rayon sortant, ou rayon géométrique, obéit naturellement aux mêmes lois que la marche des rayons en calcul d'aberrations optiques conventionnel, ce qui n'est pas tout à fait le cas des rayons suivants. C'est la raison pour laquelle le cas de ce rayon sera traité isolément.

1. Marche du rayon géométrique

Lorsque le dioptre d'entrée, S_1 , est plan, les coordonnées du point d'entrée d'un rayon, A_1 , sont les variables ρ_1 et u_0 , liées par la relation

$$h_0 - \rho_1 = D \operatorname{tg} u_0. \quad (13)$$

Elles se limitent à ρ_1 si la source est à l'infini.

Si la source étant toujours à l'infini, le dioptre est sphérique, les coordonnées de A_1 sont les variables ρ_1 et z_1 , liées par l'équation

$$z_1^2 + 2Rz_1 + \rho_1^2 = 0. \quad (13 \text{ bis})$$

Si, enfin la source à distance finie, éclaire un dioptre sphérique, les coordonnées de A_1 sont les fonctions indépendantes $\rho_1(u_0, h_0)$ et $z_1(u_0, h_0)$ satisfaisant la double condition

$$\begin{cases} z_1^2 + 2Rz_1 + \rho_1^2 = 0 \\ h_0 - \rho_1 = (D + z_1) \operatorname{tg} u_0 \end{cases} \quad (13 \text{ ter})$$

u étant compté positivement, comme tous les angles u que nous utiliserons d'ailleurs, lorsque le passage de OZ au rayon se fait selon le sens trigonométrique direct.

L'incidence à l'entrée de la couche se calcule dans tous les cas en appliquant la relation

$$i_1 = u_0 + \arcsin(\rho_1/R) \quad (14)$$

i_1 , comme tous les autres angles i que nous utiliserons, étant compté positivement lorsque le passage de la normale au rayon se fait suivant le sens direct. L'angle de rayon dans la couche, avec OZ , s'obtient, de son côté, en utilisant l'expression

$$u_{1,1} = u_0 - i_1 + \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1} \sin i_1\right) \quad (15)$$

Le passage du second dioptre étant analogue au passage du premier, on est conduit de même :

- pour les coordonnées du point de sortie, à la condition double

$$\begin{cases} z_{2,1}^2 + \rho_{2,1}^2 - 2z_{2,1}(d_{\rho_{2,1}} - R) = d_{\rho_{2,1}}(2R - d_{\rho_{2,1}}) \\ \rho_{2,1} - \rho_1 = (z_1 - z_{2,1}) \operatorname{tg} u_{1,1} \end{cases} \quad (16)$$

ou, si S_1 est plan

$$\begin{cases} z_{2,1} = d_{\rho_{2,1}} \\ \rho_{2,1} - \rho_1 = -z_{2,1} \operatorname{tg} u_{1,1} \end{cases} \quad (16 \text{ bis})$$

- pour l'incidence du rayon, à

$$i_{2,1} = u_{1,1} + \operatorname{arctg} \left[\frac{\rho_{2,1}}{R + z_{2,1} - d_{\rho_{2,1}}} - \frac{\partial d_{\rho_{2,1}}}{\partial \rho} \right] \quad (17)$$

- pour l'angle fait avec OZ , à

$$u_{2,1} = u_{1,1} - i_{2,1} + \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin i_{2,1}\right) \quad (18)$$

Supposons maintenant que l'observateur du phénomène interférentiel regarde une direction faisant un angle v avec OZ (figure 12). Les coordonnées

de la trace du rayon dans le plan d'observation, plan que nous ferons passer par 0, s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} (z_t - z_{2,1}) \operatorname{tg} u_{2,1} = \rho_{2,1} - \rho_t \\ z_t = \rho_t \operatorname{tg} v . \end{array} \right. \quad (19)$$

La condition sur l'incidence pour obtenir, comme point de passage en ce plan, le point ($z_t = z_o$; $\rho_t = H_o$) s'écrit de même :

$$u_o = U_{o11} . \quad (20)$$

De là et en reprenant le calcul précédent jusqu'à (18), on déduit les valeurs Z_{111} , Z_{211} , U_{111} , U_{211} , I_{111} , I_{211} prises par z_1 , $z_{2,1}$, $u_{1,1}$, $u_{2,1}$, i_1 et $i_{2,1}$, les trois indices utilisés correspondant respectivement au numéro du dioptré, au numéro du rayon sortant de la couche et au numéro de l'aller ou du retour considéré dans la couche. Par voie de conséquence, on déduit enfin :

- la distance optique parcourue par le rayon de la couche :

$$s_1 = n_1 (Z_{211} - Z_{111}) / \cos U_{111} \quad (21)$$

- la phase de l'onde au point d'observation :

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_o} \left\{ [n_o (D + Z_{111}) / \cos U_{o11}] + s_1 + [n_2 (Z_o - Z_{211}) / \cos U_{211}] \right\} \quad (22)$$

- l'amplitude élémentaire en ce point :

$$A_{1//} = t_{o1//} (I_{111}) t_{12//} (I_{211}) e^{-j\varphi_1} \quad (23)$$

$$A_{1\perp} = t_{o1\perp} (I_{111}) t_{12\perp} (I_{211}) e^{-j\varphi_1} \quad (23 \text{ bis})$$

$t_{o1//} (I_{111})$, $t_{o1\perp} (I_{111})$, $t_{12//} (I_{211})$, $t_{12\perp} (I_{211})$ étant les coefficients de transmission des dioptrés aux points de passage du rayon, pour l'incidence I_{111} ou I_{211} , pour les deux polarisations parallèle et perpendiculaire.

2. Marche des rayons suivants :

La marche du rayon sortant numéro deux se déduit de la marche du rayon sortant numéro un. De la même façon, la marche du rayon i se déduit de celle du rayon $(i - 1)$. Nous raisonnerons donc directement sur le cas i , $(i-1)$, et nous utiliserons par conséquent, comme coordonnées de l'impact de départ sur S_2 , incidence en ce point et angle du rayon avec OZ : $\rho_{2,(i-1)}$, $z_{2,(i-1)}$, $i_{2,(i-1)}$ et $u_{1,(i-1)}$.

Les trois conditions à respecter, pour obtenir le retour du rayon au dioptré S_1 , s'écrivent alors :

- condition sur l'angle du rayon avec OZ :

$$u'_{1,(i-1)} = u_{1,(i-1)} - 2i_{2,(i-1)} \quad (24)$$

- condition sur les coordonnées de l'impact en S_1 :

$$\left| \begin{array}{l} z'_{1,(i-1)} + 2Rz'_{1,(i-1)} + \rho'_{1,(i-1)} = 0, \quad \text{si } S_1 \text{ est sphérique} \\ \rho'_{1,(i-1)} - \rho_{2,(i-1)} = (z_{2,(i-1)} - z'_{1,(i-1)}) \operatorname{tg} u'_{1,(i-1)} \end{array} \right. \quad (25)$$

- condition sur l'incidence :

$$i'_{1,(i-1)} = u'_{1,(i-1)} - \arcsin \frac{\rho'_{1,(i-1)}}{R}. \quad (26)$$

Celles à satisfaire pour le nouvel aller de l'onde vers S_2 s'énoncent de même :

- condition angulaire :

$$u_{1,i} = u'_{1,(i-1)} - 2i'_{1,(i-1)} \quad (27)$$

- condition sur les coordonnées de l'impact sur S_2 :

$$\left| \begin{array}{l} z_{2,i} + 2z_{2,i}(R - d_{\rho_{2,i}}) + \rho_{2,i}^2 = (2R - d_{\rho_{2,i}})d_{\rho_{2,i}} \\ \rho_{2,i} - \rho'_{1,(i-1)} = (z'_{1,(i-1)} - z_{2,i}) \operatorname{tg} u_{1,i} \end{array} \right. \quad (28)$$

et si S_1 est plan :

$$\left| \begin{array}{l} z_{2,i} = d_{\rho_{2,i}} \\ \rho_{2,i} - \rho'_{1,(i-1)} = -z_{2,i} \operatorname{tg} u_{1,i} \end{array} \right. \quad (28 \text{ bis})$$

- condition sur l'incidence :

$$i_{2,i} = u_{1,i} + \operatorname{arctg} \left[\frac{\rho_{2,i}}{R + z_{2,i} - d_{\rho_{2,i}}} - \frac{\partial d_{\rho_{2,i}}}{\partial \rho} \right]. \quad (29)$$

Quant au rayon émergent i , enfin, il satisfait deux conditions supplémentaires :

- une condition angulaire :

$$u_{2,i} = u_{1,i} - i_{2,i} + \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \sin i_{2,i} \right) \quad (30)$$

- une condition sur le passage au point d'observation :

$$\left| \begin{array}{l} (Z_0 - z_{2,i}) \operatorname{tg} u_{2,i} = \rho_{2,i} - H_0 \\ Z_0 = H_0 \operatorname{tg} v \end{array} \right. \quad (31)$$

condition qui induit, pour nouvelle valeur de u_0 :

$$u_0 = U_{0ii}. \quad (32)$$

De là et en reprenant le calcul, on déduit les nouvelles valeurs $Z_{1i1}, Z_{2i1}, U_{1i1}, I_{1i1}, I_{2i1}$, prises par $Z_1, Z_{2,1}, u_{1,1}, i_1$ et $i_{2,1} \dots$ les valeurs $Z_{1ii}, Z_{2ii}, U_{1ii}, U'_{1i(i-1)}, I'_{1i(i-1)}$ et I_{2ii} de $Z'_{1,(i-1)}, Z_{2,i}, u_{1,i}, u'_{1,(i-1)}, u_{2,i}, i'_{1,(i-1)}, i_{2,i}$ et, par voie de conséquence :

- la distance parcourue optiquement par le rayon i dans la couche :

$$s_i = n_i \sum_{j=1}^i \left[\frac{Z_{2ij} - Z_{1ij}}{\cos U_{ij}} + \frac{Z_{2i(j-1)} - Z_{1ij}}{\cos U'_{i(j-1)}} \right] \quad (33)$$

- la phase de l'onde au point d'observation :

$$\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left\{ [n_0(D + Z_{1i}) / \cos U_{0ii}] + s_i + [n_2(Z_0 - Z_{2ii}) / \cos U_{2ii}] \right\} \quad (34)$$

- l'amplitude élémentaire i en ce point :

$$A_{i//} = t_{0i//}(I_{1i1}) t_{i2//}(I_{2ii}) e^{-j\varphi_i} \prod_{j=1}^{i-1} r_{10//}(I'_{1ij}) r_{i2//}(I_{2ij}) \quad (35)$$

$$A_{i\perp} = t_{0i\perp}(I_{1i1}) t_{i2\perp}(I_{2ii}) e^{-j\varphi_i} \prod_{j=1}^{i-1} r_{10\perp}(I'_{1ij}) r_{i2\perp}(I_{2ij}) \quad (35 \text{ bis})$$

$r_{10//}(I'), r_{10\perp}(I'), r_{i2//}(I)$ et $r_{i2\perp}(I)$ étant les coefficients de réflexion des dioptries au points de passage du rayon, pour les deux polarisations.

3. Répartitions d'amplitude, d'intensité et de déphasage :

L'amplitude résultante au point d'observation est donnée par la relation

$$A = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \quad (36)$$

et l'intensité correspondante, par

$$I_{//} = A_{//} A_{//}^* \quad I_{\perp} = A_{\perp} A_{\perp}^*$$

$$I = I_{//} + I_{\perp} \quad (37)$$

A^* indiquant, selon l'usage, la quantité complexe conjuguée de A .

Le déphasage produit par la couche, ou plutôt déphasage équivalent, (car on ne peut pas dire qu'il y ait déphasage au sens habituel du terme), est donné, quant à lui, par :

$$\varphi_{//} = \text{Arg}(A_{//}) - \varphi_0 \quad \varphi_{\perp} = \text{Arg}(A_{\perp}) - \varphi_0 \quad (38)$$

φ_0 étant la phase que l'on aurait au point d'observation en l'absence de couche, autrement dit

$$\varphi_o = \frac{2\pi}{\lambda_o} \left\{ [n_o (Z_{1o} + D) / \cos U_{oo}] + [n_2 (Z_o - Z_{1o}) / \cos U_{2o}] \right\} . \quad (39)$$

Les trois quantités Z_{1o} , U_{oo} et U_{2o} auxquelles il est fait appel dans l'expression se calculent par résolution du système d'équation

$$\left| \begin{array}{l} n_2 \sin [U_{2o} - \arccos (R + Z_{1o}) / R] = n_o \sin [U_{oo} - \arccos (R + Z_{1o}) / R] \\ Z_{1o}^2 + 2RZ_{1o} + [h_o - (D + Z_{1o}) \operatorname{tg} U_{oo}]^2 = 0 \\ (Z_{1o} - Z_o) \operatorname{tg} U_{2o} - (D + Z_{1o}) \operatorname{tg} U_{oo} = H_o - h_o \end{array} \right. \quad (40)$$

Dans le cas du dioptre D_1 plan, $Z_{1o} = 0$ et le système d'équation s'écrit encore, plus simplement

$$\left| \begin{array}{l} n_2 \sin U_{2o} = n_o \sin U_{oo} \\ Z_o \operatorname{tg} U_{2o} + D \operatorname{tg} U_{oo} = h_o - H_o \end{array} \right. \quad (40 \text{ bis})$$

IV - CONCLUSIONS

Il apparaît en conclusion de cette étude que :

- les oscillations de phase qui résultent d'interférences dans la couche ne peuvent pas être négligées si la couche est haut indice, sauf si cette couche est entourée, ou à tout le moins précédée ou suivie, de traitements antireflets ;

- le traitement antireflet d'une couche profilée permet de rendre stationnaire la transparence spectrale sur 2000 angströms au moins ;

- l'influence de l'angle θ des dioptres peut être négligée : elle conduit à un décalage des franges localisées dans la couche indétectable visuellement, quels que soient l'ordre E_p des franges et l'indice de la couche ;

- l'incidence i sur les dioptres peut modifier de quelques pour cent le déphasage produit par la couche, mais la modification est réduite si l'indice de la couche est élevé ;

- la confusion entre phénomène interférentiel réel et phénomène interférentiel approché, à deux ondes, est possible si la polarisation est parallèle ;

- l'écart des deux phénomènes est sensible en lumière polarisée perpendiculairement ou en lumière non polarisée, si la couche est haut indice ; il est proportionnel à E_p .

La géométrie de l'onde et celle du substrat doivent être prises en considération, aussi bien lors des tests initiaux que lors de l'évaporation finale, aussi bien au contrôle qu'à l'utilisation. Le programme général de calcul fourni permet d'en tenir compte, aussi ondulé, perturbé ou irrégulier, que soit le profil déposé.

B.- INTERFERENCES ET COUCHES MINCES EN COHERENCE PARTIELLE

INTRODUCTION

Nous allons traiter dans ce qui suit de problèmes interférométriques variés mais nous nous intéresserons plus spécialement au cas de la couche mince diélectrique à épaisseur temporellement ou spatialement variable, qui est un cas particulier d'interférométrie à ondes multiples.

Entre l'effet déphasage produit par la ligne à retard variable qu'est une couche diélectrique profilée et l'effet déphasage cherché, il existe, et ce n'est pas rare, des écarts de quelques pour cent. Une cause, entre autres, de ces écarts est l'ignorance des caractéristiques de la source lumineuse et du récepteur servant aux contrôles, ou l'impossibilité pratique d'accéder à ces caractéristiques, autrement dit, de façon volontaire ou forcée, la négligence de l'influence du facteur "cohérence partielle". Ce facteur détermine pourtant trois effets importants : une chute, bien connue, de la visibilité des franges ; une chute de finesse, bien connue, elle aussi, notamment si le nombre d'ondes émises en jeu est très élevé ; un changement de position des franges, enfin, ou décalage parasite, que nous nous proposons d'étudier ici.

La détermination de ce décalage est impossible, malheureusement, par la voie expérimentale, car elle supposerait réalisées simultanément trois conditions qui sont déjà bien difficiles à satisfaire séparément : la possession de dioptries parfaitement plans et polis ; la réalisation de couches en coin linéaire parfaites jusqu'à des épaisseurs élevées, et pour des angles θ variés ; la connaissance précise des angles θ . De la sorte, la seule façon de jauger le phénomène relève de l'étude théorique. C'est pourquoi c'est sur une étude alternativement formelle et numérique que nous nous appuyons dans ce qui suit, l'aspect formel, nécessaire pour la compréhension, et l'aspect numérique, nécessaire à la généralisation des résultats, s'étayant mutuellement.

Tous les calculs que nous avons faits précisent la valeur des effets principaux, bien entendu, mais aussi un ordre de grandeur des effets secondaires, des effets que nous avons négligés dans les mesures que nous avons faites. Cela complique un peu, c'est évident, les calculs eux-mêmes et l'exposé qui en est fait, mais cette complication est justifiée, et même doublement justifiée :

- la plupart de nos résultats sont valables si le récepteur utilisé est, non pas l'oeil de l'expérimentateur, mais une cellule photoélectrique ou multiplicatrice ;

- certains effets très délicats à mettre en évidence, et non négligeables, sont plus faciles à saisir si les effets négligeables, mais très accessibles, que l'on rencontre dans d'autres situations expérimentales, sont bien connus (voir paragraphe IV).

Le nombre pratique d'ondes à considérer dans ces conditions, dans le cas de la couche mince, est de l'ordre de huit à seize, et non pas de deux, comme l'a supposé Guillard dans l'étude qu'elle a faite du phénomène [14]. Le contrôle des

couches est donc un problème assez complexe. C'est pourquoi, dans ce qui suit, nous supposons toujours que la couche est uniforme et que son épaisseur varie dans le temps, ou que l'angle θ est quasi-nul (en réalité θ ne dépasse que rarement deux minutes). C'est pourquoi aussi nous nous limitons à la propagation dans le plan de section principale ou plan méridien. C'est pourquoi enfin nous nous ramenons, dans le tout premier temps à des problèmes d'interférométrie à deux ondes. Nous considérons par contre, en parallèle, le cas où la source est circulaire et le cas où elle est rectangulaire.

I - SOURCE SPATIALEMENT INCOHERENTE. INTERFERENCES A DEUX ONDES. MESURE VISUELLE SUR L'AXE DE LA SOURCE

1.- Généralités

Nous supposons la source S utilisée quasi-monochromatique, de grande dimension transversale devant la largeur du domaine de cohérence [4], et nous ne nous intéresserons qu'à la longueur d'onde centrale du spectre λ_0 . Nous considérerons sur l'axe de la source, à l'instant t, un point P, et à l'instant (t + τ) un point P₂, voisin de P₁, l'ensemble (P₁ - P₂) étant situé à distance importante de la source. Nous appellerons enfin

- O, le centre de S et M, un point de S ;
- p₁₂, la quantité P₁P₂/λ₀ et L, la quantité OP₁/λ₀ ;
- α, l'angle sous lequel on voit OM de P₁ ; β et γ les coordonnées angulaires de M ;
- α', le rayon angulaire de S ; β' et γ', ses demi-longueur et demi-largeur angulaires.

Dans ces conditions, à un instant donné ($\tau = 0$), le degré de cohérence entre P₁ et P₂ s'écrit [1] :

$$\delta_{12}(0) = \frac{\iint_S I(\beta, \gamma) e^{-j2\pi(MP_1 - MP_2)/\lambda_0} d\beta d\gamma}{\iint_S I(\beta, \gamma) d\beta d\gamma} \quad (41)$$

et, si la source est circulaire et si l'émission est symétrique par rapport à l'axe de la source

$$\delta_{12_{\text{circ}}}(0) = \frac{\int_0^{\alpha'} \alpha I(\alpha) e^{-j2\pi(MP_1 - MP_2)/\lambda_0} d\alpha}{\int_0^{\alpha'} \alpha I(\alpha) d\alpha} \quad (41 \text{ bis})$$

D'ordinaire, dans les calculs de ce genre, on suppose réalisée la condition $I(\beta, \gamma) = I(\alpha) = 1$ [1]. En réalité, pour une source plane, parallèle au plan d'observation, émettant suivant la loi de Lambert, et pour un récepteur plan quasi-ponctuel, compte tenu de l'inclinaison des rayons :

$$I(\beta, \gamma) \approx [1 - 2\beta^2 - 2\gamma^2]/L^2\lambda_0^2$$

$$I(\alpha) \simeq [1 - 2\alpha^2] / L^2 \lambda_0^2.$$

Pour notre part et pour plus de généralité, nous adopterons dans le calcul qui suit (première condition ou condition d'ouverture)

$$I(\beta, \gamma) = [1 - K\beta^2 - K\gamma^2] / L^2 \lambda_0^2 \quad (42)$$

$$I(\alpha) = [1 - K\alpha^2] / L^2 \lambda_0^2. \quad (42 \text{ bis})$$

2. - Source circulaire : étude formelle

a) formulation générale du problème

Posant $(MP_1 - MP_2) = \lambda_0 p_{12} (1 - \alpha^2/2)$ et appliquant (42 bis) dans (41 bis) il vient pour γ :

$$\gamma_{12 \text{ circ.}}(0) = \frac{1}{\alpha'^2} \frac{e^{-j2\pi p_{12}}}{1 - K\alpha'^2/2} \left\{ \int_0^{\alpha'^2} e^{j\pi p_{12} \alpha'^2} d\alpha'^2 - K \int_0^{\alpha'^2} \alpha'^2 e^{j\pi p_{12} \alpha'^2} d\alpha'^2 \right\}$$

$$\gamma_{12 \text{ circ.}}(0) = \frac{1}{1 - K\alpha'^2/2} \left\{ \frac{\sin \pi p_{12} \alpha'^2/2}{\pi p_{12} \alpha'^2/2} e^{-j2\pi p_{12} (1 - \alpha'^2/4)} + \frac{K}{\pi p_{12}} \frac{e^{-j2\pi p_{12}}}{\pi p_{12} \alpha'^2} \int_0^{j\pi p_{12} \alpha'^2} \sigma e^\sigma d\sigma \right\}$$

$$\gamma_{12 \text{ circ.}}(0) = e^{-j2\pi p_{12} (1 - \alpha'^2/4)} \left\{ \left[\frac{\sin \pi p_{12} \alpha'^2/2}{\pi p_{12} \alpha'^2/2} \right] - \frac{j}{\pi p_{12}} \frac{K}{1 - K\alpha'^2/2} \left[\frac{\sin \pi p_{12} \alpha'^2/2}{\pi p_{12} \alpha'^2/2} - \cos \pi p_{12} \alpha'^2/2 \right] \right\}. \quad (43)$$

En superposant les points P_1 et P_2 et en faisant interférer les ondes parvenant en ces points à l'instant t , on obtient donc pour intensité par unité de surface de la source, cette quantité étant liée à la partie réelle de γ par

l'expression $I = I_0 / S = 1 + \text{Re} [\gamma_{12}(0)]$:

$$I_{\text{circ.}} = 1 + \left[\frac{\sin \pi p_{12} \alpha'^2/2}{\pi p_{12} \alpha'^2/2} \right] \cos 2\pi p_{12} (1 - \alpha'^2/4) - \frac{1}{\pi p_{12} \alpha'^2/2} \frac{K\alpha'^2/2}{1 - K\alpha'^2/2} \left[\frac{\sin \pi p_{12} \alpha'^2/2}{\pi p_{12} \alpha'^2/2} - \cos \pi p_{12} \alpha'^2/2 \right] \sin 2\pi p_{12} (1 - \alpha'^2/4) \quad (44)$$

ou encore, U étant la quantité $\alpha'^2/4$

$$I_{\text{circ.}} = 1 + \frac{1}{1 - 2UK} \frac{1}{4\pi^2 U p_{12}^2} \left\{ \begin{aligned} & \left[K - K \cos 4\pi U p_{12} + \pi p_{12} (1 - 4UK) \sin 4\pi U p_{12} \right] \cos 2\pi p_{12} \\ & + \left[\pi p_{12} - K \sin 4\pi U p_{12} - \pi p_{12} (1 - 4UK) \cos 4\pi U p_{12} \right] \sin 2\pi p_{12} \end{aligned} \right\}. \quad (44 \text{ bis})$$

b) formule d'approximation

En remplaçant les fonctions $\sin 4\pi U_{p_{12}}$ et $\cos 4\pi U_{p_{12}}$ par leurs développements polynomiaux associés, en ajoutant à la condition d'ouverture précédemment citée, une seconde condition, ou condition sur l'ordre, telle que

$$\Delta p_{12}^4 \ll 1 \qquad p_{12}^4 \alpha'^8 \ll 1$$

Δp_{12} étant l'écart de p_{12} à l'entier voisin $E_{p_{12}}$, ou l'excédent fractionnaire, en négligeant enfin, dans l'expression finale, les termes en α'^4 , devant l'unité, on aboutit (annexe I B1) partant de (44 bis), à l'expression

$$(\Delta p_{12}/E_{p_{12}}) \approx \frac{\alpha'^2}{4} \left[1 - \frac{1-K}{6} \alpha'^2 \right] - \frac{\pi^2 (1-190K)}{2880} \alpha'^8 E_{p_{12}}^2 \quad (45)$$

Le fait, pour un interféromètre à deux ondes d'être éclairé par une source circulaire incohérente de dimension finie se traduit donc, au niveau des franges du dispositif :

- par une dilatation de l'interfrange, linéaire en $E_{p_{12}}$, analogue à celle que produirait un accroissement $\Delta\lambda$ de longueur d'onde ;
- par une transformation non-linéaire en $E_{p_{12}}$ de cet interfrange, contraction si $K = 0$, dilatation dans le cas contraire.

Dans la pratique courante, dans la mesure au moins où l'oeil sert de récepteur, étant donné les possibilités offertes par l'association oeil-interféromètre [9], on utilisera pour la correction, l'expression simplifiée

$$(\Delta p_{12}/E_{p_{12}}) = (\Delta\lambda)/\lambda_0 \approx \alpha'^2/4 \quad (45 \text{ bis})$$

On remarquera que cette expression est analogue à celle que l'on emploie en spectrométrie, dans le cas où la source est ponctuelle et où le récepteur a une dimension finie [5, 25, 26].

On notera enfin que l'"aberration spectrale équivalente", $\Delta\lambda$, atteint dix angströms environ pour $\lambda_0 = 5461 \text{ \AA}$ et $\alpha' = 5^\circ$, ce qui est loin d'être négligeable.

3. - Source rectangulaire, carrée ou fente : étude formelle

a) formulation générale du problème

Supposons les cotés du diaphragme-source parallèles à deux axes orthogonaux, $O\beta$ et $O\gamma$. Posons $(MP_1 - MP_2) = \lambda_0 p_{12} (1 - (\beta^2 + \gamma^2)/2)$ et appliquons

(42) dans (41). Il vient pour expression du degré de cohérence

$$\gamma_{12}(0) = \frac{e^{-j2\pi p_{12}}}{\beta\gamma [1 - K(\beta^2 + \gamma^2)/3]} \int_0^{\beta'} \int_0^{\gamma'} (1 - K\beta^2 - K\gamma^2) e^{j\pi p_{12}(\beta^2 + \gamma^2)} d\beta d\gamma$$

et en séparant les divers termes à intégrer :

$$\gamma_{12}(0) = \frac{e^{-j2\pi P_{12}}}{\beta' \gamma' [1 - K(\beta'^2 \gamma'^2)/3]} \left\{ \int_0^{\beta'} e^{j\pi P_{12} \beta^2} d\beta \int_0^{\gamma'} e^{j\pi P_{12} \gamma^2} d\gamma - K \int_0^{\beta'} \beta^2 e^{j\pi P_{12} \beta^2} d\beta \int_0^{\gamma'} e^{j\pi P_{12} \gamma^2} d\gamma - K \int_0^{\beta'} e^{j\pi P_{12} \beta^2} d\beta \int_0^{\gamma'} \gamma^2 e^{j\pi P_{12} \gamma^2} d\gamma \right\}.$$

Compte tenu du fait que l'intégrale

$$M(\beta') = \frac{1}{\beta'} \int_0^{\beta'} e^{j\pi P_{12} \beta^2} d\beta$$

se ramène aux intégrales de Fresnel $C(\beta' \sqrt{2P_{12}})$ et $S(\beta' \sqrt{2P_{12}})$, ou plus exactement à

$$C_{\beta'} = \frac{C(\beta' \sqrt{2P_{12}})}{\beta' \sqrt{2P_{12}}} \quad S_{\beta'} = \frac{S(\beta' \sqrt{2P_{12}})}{\beta' \sqrt{2P_{12}}}$$

suivant la relation

$$M(\beta') = C_{\beta'} + j S_{\beta'},$$

étant donné par ailleurs que la seconde intégrale à considérer dans le calcul

$$N(\beta') = \frac{1}{\beta'} \int_0^{\beta'} \beta^2 e^{j\pi P_{12} \beta^2} d\beta$$

est liée à la première par la relation

$$N(\beta') = \frac{j}{2\pi P_{12}} [M(\beta') - e^{j\pi P_{12} \beta'^2}],$$

on aboutit donc à :

$$\gamma_{12}(0) = \frac{1}{2\pi P_{12}} \frac{1}{1 - K(\beta'^2 \gamma'^2)/3} \left\{ \begin{array}{l} \cos 2\pi P_{12} \left[\begin{array}{l} 2\pi P_{12} (C_{\beta'} C_{\gamma'} - S_{\beta'} S_{\gamma'}) + 2K (C_{\beta'} S_{\gamma'} + S_{\beta'} C_{\gamma'}) \\ -K (C_{\beta'} \sin \pi P_{12} \gamma'^2 + S_{\beta'} \cos \pi P_{12} \gamma'^2 + C_{\gamma'} \sin \pi P_{12} \beta'^2 + S_{\gamma'} \cos \pi P_{12} \beta'^2) \end{array} \right] \\ + \sin 2\pi P_{12} \left[\begin{array}{l} 2\pi P_{12} (C_{\beta'} S_{\gamma'} + S_{\beta'} C_{\gamma'}) - 2K (C_{\beta'} C_{\gamma'} - S_{\beta'} S_{\gamma'}) \\ +K (C_{\beta'} \cos \pi P_{12} \gamma'^2 - S_{\beta'} \sin \pi P_{12} \gamma'^2 + C_{\gamma'} \cos \pi P_{12} \beta'^2 - S_{\gamma'} \sin \pi P_{12} \beta'^2) \end{array} \right] \\ + j \left\{ \begin{array}{l} \cos 2\pi P_{12} \left[\begin{array}{l} 2\pi P_{12} (C_{\beta'} S_{\gamma'} + S_{\beta'} C_{\gamma'}) - 2K (C_{\beta'} C_{\gamma'} - S_{\beta'} S_{\gamma'}) \\ +K (C_{\beta'} \cos \pi P_{12} \gamma'^2 - S_{\beta'} \sin \pi P_{12} \gamma'^2 + C_{\gamma'} \cos \pi P_{12} \beta'^2 - S_{\gamma'} \sin \pi P_{12} \beta'^2) \end{array} \right] \\ - \sin 2\pi P_{12} \left[\begin{array}{l} 2\pi P_{12} (C_{\beta'} C_{\gamma'} - S_{\beta'} S_{\gamma'}) + 2K (C_{\beta'} S_{\gamma'} + S_{\beta'} C_{\gamma'}) \\ -K (C_{\beta'} \sin \pi P_{12} \gamma'^2 + S_{\beta'} \cos \pi P_{12} \gamma'^2 + C_{\gamma'} \sin \pi P_{12} \beta'^2 + S_{\gamma'} \cos \pi P_{12} \beta'^2) \end{array} \right] \end{array} \right\} \end{array} \right\} \quad (46)$$

Posant, comme précédemment $I = 1 + \Re_e [Y_{12}(0)]$, tenant compte le cas échéant du fait que $S_0 = 0$, $C_0 = 1$, on obtient donc pour intensité associée au phénomène interférentiel produit par superposition de P_1 et P_2 :

$$I_{\text{rect.}} = 1 + \frac{1}{1 - K(\beta'^2 + \gamma'^2)/3} \left[\begin{array}{l} \left[(C_{\beta'} C_{\gamma'} - S_{\beta'} S_{\gamma'}) + \frac{K}{\pi P_{12}} (C_{\beta'} S_{\gamma'} + S_{\beta'} C_{\gamma'}) \right. \\ \left. - \frac{K}{2\pi P_{12}} (C_{\beta'} \sin \pi P_{12} \gamma'^2 + S_{\beta'} \cos \pi P_{12} \gamma'^2 + C_{\gamma'} \sin \pi P_{12} \beta'^2 + S_{\gamma'} \cos \pi P_{12} \beta'^2) \right] \cos 2\pi P_{12} \\ + \left[(C_{\beta'} S_{\gamma'} + S_{\beta'} C_{\gamma'}) - \frac{K}{\pi P_{12}} (C_{\beta'} C_{\gamma'} - S_{\beta'} S_{\gamma'}) \right. \\ \left. + \frac{K}{2\pi P_{12}} (C_{\beta'} \cos \pi P_{12} \gamma'^2 - S_{\beta'} \sin \pi P_{12} \gamma'^2 + C_{\gamma'} \cos \pi P_{12} \beta'^2 - S_{\gamma'} \sin \pi P_{12} \beta'^2) \right] \sin 2\pi P_{12} \end{array} \right] \quad (47)$$

b) Source carrée et fente : formules d'approximation

En faisant appel, jusqu'à leur troisième terme inclus, aux développements **polynomiaux** de $\cos \pi P_{12} \beta'^2$, $\sin \pi P_{12} \beta'^2$, $\cos \pi P_{12} \gamma'^2$, $\sin \pi P_{12} \gamma'^2$, $C_{\beta'}$, $S_{\beta'}$, $C_{\gamma'}$, $S_{\gamma'}$, en supposant par ailleurs réalisées les conditions sur l'ordre

$$\Delta P_{12}^4 \ll 1 \quad P_{12}^4 \beta'^8 \ll 1 \quad P_{12}^4 \gamma'^8 \ll 1$$

on aboutit (annexe IB2), partant de (47), à :

$$\left(\frac{\Delta P_{12}}{E_{P_{12}}} \right)_{\text{fente}} \approx \frac{\beta'^2}{6} \left[\left(1 + \frac{\beta'^2}{30} \right) - \frac{4K\beta'^2}{15} \right] - \frac{4\pi^2}{2835} \beta'^6 E_{P_{12}}^2 \quad (48)$$

$$\left(\frac{\Delta P_{12}}{E_{P_{12}}} \right)_{\text{carré}} \approx \frac{\beta'^2}{3} \left[\left(1 + \frac{\beta'^2}{5} \right) - \frac{4K\beta'^2}{15} \right] - \frac{8\pi^2}{2835} \beta'^6 E_{P_{12}}^2 \quad (48 \text{ bis})$$

L'éclairage d'un interféromètre par une source incohérente rectangulaire, carrée ou fente, se traduit donc, du point de vue de la position des franges d'interférence, comme dans le cas de la source circulaire, par deux modifications :

- une dilatation linéaire de l'interfrange, analogue à celle que produirait un accroissement de longueur d'onde $\Delta \lambda$;

- une transformation non-linéaire en $E_{P_{12}}$ de l'interfrange.

Par contre, quel que soit K , pour les petits ordres, l'écart non-linéaire est toujours de type "contraction", et s'il n'est pas très important, il l'est beaucoup plus, du moins, que lorsque la source est circulaire

($\beta'^6 E_{P_{12}}^2$, contre $\alpha'^8 E_{P_{12}}^2$).

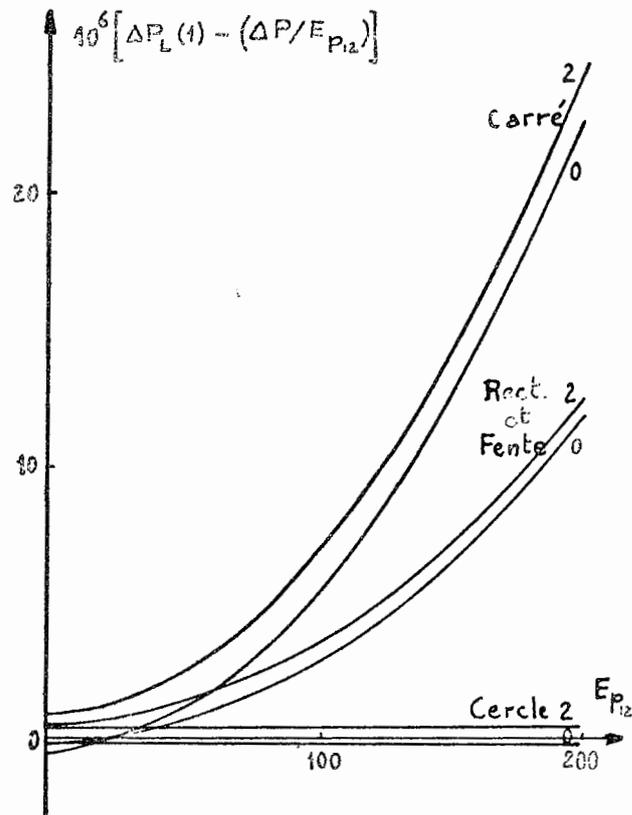


Fig. 13 - Exploration d'un phénomène interférentiel à deux ondes par un récepteur ponctuel, sur l'axe de la source. Ecart non-linéaire de position des franges, en fonction de leur ordre, $E_{P_{12}}$, pour diverses formes de source. Coefficient d'émissivité spatiale : $k=0$ ou 2 .

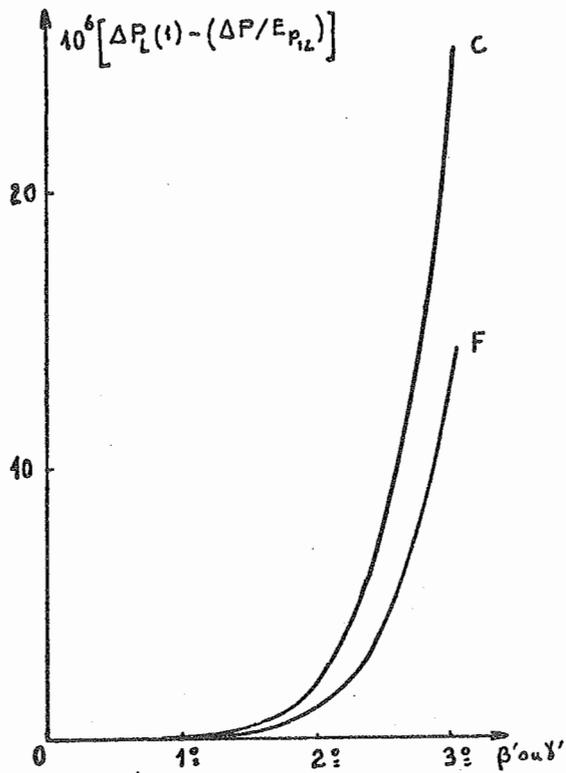


Fig. 14 - Influence des dimensions d'une source carrée ou fente sur l'écart non-linéaire. Exploration ponctuelle sur l'axe de la source. $p_{12} = 200$; $K = 0$.

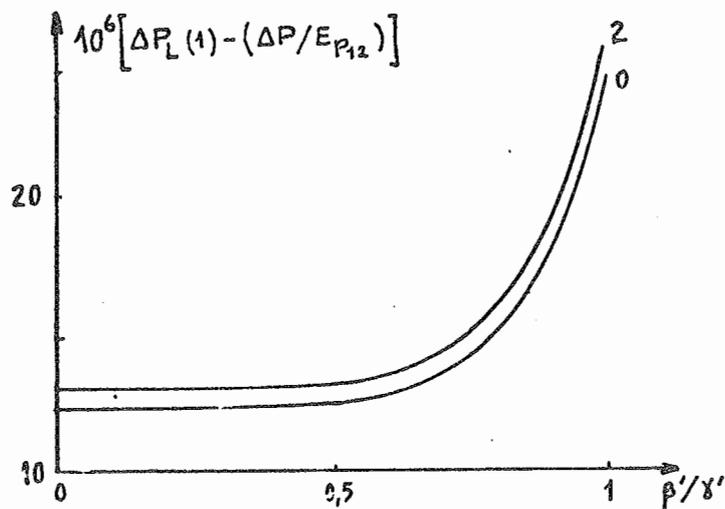


Fig. 15 - Source rectangulaire de largeur variable et récepteur axial ponctuel. Ecart non-linéaire en fonction du rapport largeur/longueur. $E_{p_{12}} = 200$; $\gamma' = 3^\circ$; $K = 0$ ou 2.

Dans le cas de mesures visuelles courantes, étant donné les possibilités de l'association oeil-interféromètre, on utilisera pour la correction de position des franges l'expression simplifiée

$$\left[\Delta p_{12} / E_{p_{12}} \right]_{\text{rect.}} = (\Delta \lambda) / \lambda_0 \approx (\beta'^2 + \gamma'^2) / 6 . \quad (49)$$

Cette correction, analogue à celle que l'on fait en spectroscopie photoélectrique lorsque la source est ponctuelle, et le récepteur, de dimension finie [24], correspond à une aberration spectrale équivalente $\Delta \lambda$ de 14 Å pour $\lambda_0 = 5461 \text{ Å}$ et $\beta' = \alpha' = 5^\circ$.

Qu'il s'agisse de source circulaire ou de source rectangulaire, on notera que l'écart global observé, une dilatation en l'occurrence, est de même signe que celui, élémentaire, produit par modulation du terme $\sin 2\pi p_{12}$ (voir expressions (44bis) et (47)).

4. - Etude numérique du comportement des franges d'ordre élevé

Certaines expériences nécessitent plusieurs dizaines, voire une à deux centaines, d'ordres de franges. En ce cas, (45bis) et (49), et même (45), (48) et (48 bis), sont discutables, ces expressions ayant été établies en supposant p_{12} petit. Pour savoir exactement ce qu'il faut penser de ces expressions et établir le cas échéant des expressions mieux adaptées, il faut reprendre l'étude sur ordinateur, en partant directement de (44) et (47). C'est ce que nous avons fait et les figures 13 à 15 indiquent les résultats que nous avons obtenus d'un point de vue écart non-linéaire, l'écart linéaire demeurant inchangé. La méthode utilisée pour la recherche automatique des maximums d'intensité est décrite dans l'annexe

La figure 13, étude de l'écart non-linéaire en fonction de p_{12} , pour $\alpha' = \beta' = 3^\circ$ et pour $\gamma' = 0, 1^\circ$ dans le cas particulier du rectangle, confirme les expressions (45), (48) et (48bis) jusqu'à $p_{12} = 200$. Elle montre par ailleurs que K n'agit que comme facteur de translation en bloc des franges.

La figure 14, établie pour $p_{12} = 200$, montre que, si β' est inférieur à $1,5^\circ$, l'écart non linéaire est négligeable. Au-delà de cette valeur, il croît comme la puissance six de β' . A condition d'être maître de la dimension de la source, il est donc possible d'en choisir librement la forme, et de simplifier la correction à appliquer, en se ramenant à une correction linéaire. Si l'on n'est pas maître de la dimension de la source, pour éviter d'avoir à appliquer des corrections complexes, il est préférable de faire appel à une source circulaire.

La figure 15, correspondant à une source rectangulaire de longueur $2\beta' = 6^\circ$, de largeur variable, pour $p_{12} = 200$, montre que, dès que la longueur du rectangle dépasse deux fois sa largeur, tout se passe, d'un point de vue non-linéaire, comme si la source était infiniment fine. Il est donc possible d'accroître le flux disponible sans accroître pour autant l'importance de l'écart non-linéaire.

Les figures 14 et 15 réunies montrent enfin que dans le cas du rectangle

$$\left[\Delta p_{12} / E_{p_{12}} \right]_{\text{nl. rect.}} \approx - \frac{4\pi^2 E_{p_{12}}^2}{2835} (\beta'^6 + \gamma'^6) . \quad (50)$$

II. - SOURCE RECTANGULAIRE, SPATIALEMENT INCOHERENTE. INTERFERENCES A DEUX ONDES.
MESURE PHOTOELECTRIQUE SUR L'AXE DE LA SOURCE.

1. - Etude formelle dans le cas où l'axe P_1P_2 d'interférence est parallèle à l'axe de la source

Nous supposons que les axes transversaux de symétrie de la source sont parallèles aux axes $O\beta$ et $O\gamma$. Nous supposons par ailleurs que l'écart entre l'axe longitudinal de la source et l'axe P_1P_2 d'interférence est faible (léger excentrement de la source ou du dispositif d'exploration).

Dans ces conditions, le degré de cohérence entre P_1 et P_2 peut s'écrire

$$\gamma_{12}(0) = \frac{\int_{\beta'_m}^{\beta'_M} \int_{\gamma'_m}^{\gamma'_M} (1 - k\beta^2 - k\gamma^2) e^{-j2\pi R_{12}(1 - (\beta^2 + \gamma^2)/2)} d\beta d\gamma}{\int_{\beta'_m}^{\beta'_M} \int_{\gamma'_m}^{\gamma'_M} (1 - k\beta^2 - k\gamma^2) d\beta d\gamma}$$

ou encore

$$\gamma_{12}(0) = \frac{e^{-j2\pi R_{12}}}{(\beta'_M - \beta'_m)(\gamma'_M - \gamma'_m) [1 - k(\beta_M^2 + \beta_m^2 + \beta'_M{}^2 + \beta'_m{}^2)/3 - k(\gamma_M^2 + \gamma_m^2 + \gamma'_M{}^2 + \gamma'_m{}^2)/3]} \int_{\beta'_m}^{\beta'_M} \int_{\gamma'_m}^{\gamma'_M} (1 - k\beta^2 - k\gamma^2) e^{j\pi R_{12}(\beta^2 + \gamma^2)} d\beta d\gamma.$$

Au facteur multiplicatif près et aux bornes d'intégration près, nous avons donc à résoudre la même intégrale que nous avons rencontrée précédemment,

$$\int_0^{\beta'} \int_0^{\gamma'} (1 - k\beta^2 - k\gamma^2) e^{j\pi R_{12}(\beta^2 + \gamma^2)} d\beta d\gamma.$$

$C\beta'$, $C\gamma'$, $S\beta'$ et $S\gamma'$ étant les intégrales de Fresnel réduites, telles que nous les avons définies en I, le degré de cohérence s'écrit donc, successivement

$$\gamma_{12}(0) = \frac{e^{-j2\pi R_{12}}}{(\beta'_M - \beta'_m)(\gamma'_M - \gamma'_m) [1 - k(\beta_M^2 + \beta_m^2 + \beta'_M{}^2 + \beta'_m{}^2)/3 - k(\gamma_M^2 + \gamma_m^2 + \gamma'_M{}^2 + \gamma'_m{}^2)/3]} \left[\begin{aligned} & [\beta'_M M(\beta'_M) - \beta'_m M(\beta'_m)] [\gamma'_M M(\gamma'_M) - \gamma'_m M(\gamma'_m)] \\ & - k [\beta'_M N(\beta'_M) - \beta'_m N(\beta'_m)] [\gamma'_M M(\gamma'_M) - \gamma'_m M(\gamma'_m)] \\ & - k [\beta'_M M(\beta'_M) - \beta'_m M(\beta'_m)] [\gamma'_M N(\gamma'_M) - \gamma'_m N(\gamma'_m)] \end{aligned} \right]$$

$$\gamma_{12}(0) = \frac{e^{-j2\pi P_{12}}}{(\beta'_M - \beta'_m)(\gamma'_M - \gamma'_m) [1 - K(\beta_M^2 + \beta'_M \beta'_m + \beta_m^2)/3 - K(\gamma_M^2 + \gamma'_M \gamma'_m + \gamma_m^2)/3]} \left\{ \begin{aligned} & \left(1 - \frac{jK}{\pi P_{12}}\right) [\beta'_M M(\beta'_M) - \beta'_m M(\beta'_m)] [\gamma'_M M(\gamma'_M) - \gamma'_m M(\gamma'_m)] \\ & + \frac{jK}{2\pi P_{12}} [\beta'_M e^{j\pi P_{12} \beta_M^2} - \beta'_m e^{j\pi P_{12} \beta_m^2}] [\gamma'_M M(\gamma'_M) - \gamma'_m M(\gamma'_m)] \\ & + \frac{jK}{2\pi P_{12}} [\beta'_M M(\beta'_M) - \beta'_m M(\beta'_m)] [\gamma'_M e^{j\pi P_{12} \gamma_M^2} - \gamma'_m e^{j\pi P_{12} \gamma_m^2}] \end{aligned} \right.$$

et finalement

$$\gamma_{12}(0) = \frac{1}{D_0} \left\{ \begin{aligned} & \cos 2\pi P_{12} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\beta'_M C'_M - \beta'_m C'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m \right] + \frac{K}{\pi P_{12}} [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] - \left[\frac{\beta'_M S'_M - \beta'_m S'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m \right] - \frac{K}{\pi P_{12}} [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] \right\} \\ & - \frac{K}{2\pi P_{12}} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\beta'_M S'_M - \beta'_m S'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M \cos \pi P_{12} \gamma_M^2 - \gamma'_m \cos \pi P_{12} \gamma_m^2] + \left[\frac{\beta'_M C'_M - \beta'_m C'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M \sin \pi P_{12} \gamma_M^2 - \gamma'_m \sin \pi P_{12} \gamma_m^2] \\ & + \left[\frac{\beta'_M \cos \pi P_{12} \beta_M^2 - \beta'_m \cos \pi P_{12} \beta_m^2}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] + \left[\frac{\beta'_M \sin \pi P_{12} \beta_M^2 - \beta'_m \sin \pi P_{12} \beta_m^2}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \\ & + \sin 2\pi P_{12} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\beta'_M C'_M - \beta'_m C'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] - \frac{K}{\pi P_{12}} [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] + \left[\frac{\beta'_M S'_M - \beta'_m S'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] + \frac{K}{\pi P_{12}} [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] \right\} \\ & + \frac{K}{2\pi P_{12}} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\beta'_M C'_M - \beta'_m C'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M \cos \pi P_{12} \gamma_M^2 - \gamma'_m \cos \pi P_{12} \gamma_m^2] - \left[\frac{\beta'_M S'_M - \beta'_m S'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M \sin \pi P_{12} \gamma_M^2 - \gamma'_m \sin \pi P_{12} \gamma_m^2] \\ & + \left[\frac{\beta'_M \cos \pi P_{12} \beta_M^2 - \beta'_m \cos \pi P_{12} \beta_m^2}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] - \left[\frac{\beta'_M \sin \pi P_{12} \beta_M^2 - \beta'_m \sin \pi P_{12} \beta_m^2}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \\ & + j \left\{ \begin{aligned} & \cos 2\pi P_{12} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\beta'_M C'_M - \beta'_m C'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] - \frac{K}{\pi P_{12}} [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] + \left[\frac{\beta'_M S'_M - \beta'_m S'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] + \frac{K}{\pi P_{12}} [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] \right\} \\ & + \frac{K}{2\pi P_{12}} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\beta'_M C'_M - \beta'_m C'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M \cos \pi P_{12} \gamma_M^2 - \gamma'_m \cos \pi P_{12} \gamma_m^2] - \left[\frac{\beta'_M S'_M - \beta'_m S'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M \sin \pi P_{12} \gamma_M^2 - \gamma'_m \sin \pi P_{12} \gamma_m^2] \\ & + \left[\frac{\beta'_M \cos \pi P_{12} \beta_M^2 - \beta'_m \cos \pi P_{12} \beta_m^2}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] - \left[\frac{\beta'_M \sin \pi P_{12} \beta_M^2 - \beta'_m \sin \pi P_{12} \beta_m^2}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \\ & - \sin 2\pi P_{12} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\beta'_M C'_M - \beta'_m C'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] + \frac{K}{\pi P_{12}} [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] - \left[\frac{\beta'_M S'_M - \beta'_m S'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] - \frac{K}{\pi P_{12}} [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] \right\} \\ & - \frac{K}{2\pi P_{12}} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\beta'_M S'_M - \beta'_m S'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M \cos \pi P_{12} \gamma_M^2 - \gamma'_m \cos \pi P_{12} \gamma_m^2] + \left[\frac{\beta'_M C'_M - \beta'_m C'_m}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M \sin \pi P_{12} \gamma_M^2 - \gamma'_m \sin \pi P_{12} \gamma_m^2] \\ & + \left[\frac{\beta'_M \cos \pi P_{12} \beta_M^2 - \beta'_m \cos \pi P_{12} \beta_m^2}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M S'_M - \gamma'_m S'_m] + \left[\frac{\beta'_M \sin \pi P_{12} \beta_M^2 - \beta'_m \sin \pi P_{12} \beta_m^2}{\beta'_M \beta'_m} \right] [\gamma'_M C'_M - \gamma'_m C'_m] \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

avec

$$D_0 = (\beta'_M - \beta'_m)(\gamma'_M - \gamma'_m) [1 - K(\beta_M^2 + \beta'_M \beta'_m + \beta_m^2)/3 - K(\gamma_M^2 + \gamma'_M \gamma'_m + \gamma_m^2)/3]$$

Appliquant comme précédemment la relation $I = 1 + \Re_e[\gamma_{12}(0)]$, on obtient donc pour intensité associée au phénomène interférentiel produit à la superposition de P_1 et P_2 :

$$I = 1 + \frac{1}{D_0} \left\{ \begin{aligned} & \cos 2\pi P_{12} \left\{ \left[\frac{\beta'_M C_{M1} - \beta'_m C_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\frac{\gamma'_M C_{M1} - \gamma'_m C_{m1}}{\gamma'_M \gamma'_m} \right] + \frac{K}{2\pi P_{12}} \left[\frac{\gamma'_M S_{M1} - \gamma'_m S_{m1}}{\gamma'_M \gamma'_m} \right] - \left[\frac{\beta'_M S_{M1} - \beta'_m S_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\frac{\gamma'_M S_{M1} - \gamma'_m S_{m1}}{\gamma'_M \gamma'_m} \right] - \frac{K}{2\pi P_{12}} \left[\frac{\gamma'_M C_{M1} - \gamma'_m C_{m1}}{\gamma'_M \gamma'_m} \right] \right\} \\ & - \frac{K}{2\pi P_{12}} \left\{ \left[\frac{\beta'_M S_{M1} - \beta'_m S_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\gamma'_M \cos \pi P_{12} \beta'^2_M - \gamma'_m \cos \pi P_{12} \beta'^2_m \right] + \left[\frac{\beta'_M C_{M1} - \beta'_m C_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\gamma'_M \sin \pi P_{12} \beta'^2_M - \gamma'_m \sin \pi P_{12} \beta'^2_m \right] \right\} \\ & + \left[\beta'_M \cos \pi P_{12} \beta'^2_M - \beta'_m \cos \pi P_{12} \beta'^2_m \right] \left[\gamma'_M S_{M1} - \gamma'_m S_{m1} \right] + \left[\beta'_M \sin \pi P_{12} \beta'^2_M - \beta'_m \sin \pi P_{12} \beta'^2_m \right] \left[\gamma'_M C_{M1} - \gamma'_m C_{m1} \right] \right\} \\ & + \sin 2\pi P_{12} \left\{ \left[\frac{\beta'_M C_{M1} - \beta'_m C_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\frac{\gamma'_M S_{M1} - \gamma'_m S_{m1}}{\gamma'_M \gamma'_m} \right] - \frac{K}{2\pi P_{12}} \left[\frac{\gamma'_M C_{M1} - \gamma'_m C_{m1}}{\gamma'_M \gamma'_m} \right] + \left[\frac{\beta'_M S_{M1} - \beta'_m S_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\frac{\gamma'_M C_{M1} - \gamma'_m C_{m1}}{\gamma'_M \gamma'_m} \right] + \frac{K}{2\pi P_{12}} \left[\frac{\gamma'_M S_{M1} - \gamma'_m S_{m1}}{\gamma'_M \gamma'_m} \right] \right\} \\ & + \frac{K}{2\pi P_{12}} \left\{ \left[\frac{\beta'_M C_{M1} - \beta'_m C_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\gamma'_M \cos \pi P_{12} \beta'^2_M - \gamma'_m \cos \pi P_{12} \beta'^2_m \right] - \left[\frac{\beta'_M S_{M1} - \beta'_m S_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] \left[\gamma'_M \sin \pi P_{12} \beta'^2_M - \gamma'_m \sin \pi P_{12} \beta'^2_m \right] \right\} \\ & + \left[\beta'_M \cos \pi P_{12} \beta'^2_M - \beta'_m \cos \pi P_{12} \beta'^2_m \right] \left[\gamma'_M C_{M1} - \gamma'_m C_{m1} \right] - \left[\beta'_M \sin \pi P_{12} \beta'^2_M - \beta'_m \sin \pi P_{12} \beta'^2_m \right] \left[\gamma'_M S_{M1} - \gamma'_m S_{m1} \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

et, dans le cas particulier d'une fente-source, en levant l'indétermination alors contenue dans (52)

$$I = 1 + \frac{1}{\beta'_M \beta'_m} \frac{1}{1 - K(\beta'^2_M + \beta'_m \beta'_M + \beta'^2_m)/3} \left\{ \begin{aligned} & \cos 2\pi P_{12} \left\{ \left[\frac{\beta'_M C_{M1} - \beta'_m C_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] + \frac{K}{2\pi P_{12}} \left\{ \left[\frac{\beta'_M S_{M1} - \beta'_m S_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] - \left[\beta'_M \sin \pi P_{12} \beta'^2_M - \beta'_m \sin \pi P_{12} \beta'^2_m \right] \right\} \right\} \\ & + \sin 2\pi P_{12} \left\{ \left[\frac{\beta'_M S_{M1} - \beta'_m S_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] - \frac{K}{2\pi P_{12}} \left\{ \left[\frac{\beta'_M C_{M1} - \beta'_m C_{m1}}{\beta'_M \beta'_m} \right] - \left[\beta'_M \cos \pi P_{12} \beta'^2_M - \beta'_m \cos \pi P_{12} \beta'^2_m \right] \right\} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (52 \text{ bis})$$

2.- Source et récepteur de dimensions finies. Etude numérique.

a) Remarques préliminaires

Les expressions (52) et (52 bis) présentent de l'intérêt dans deux cas précis : lorsque le récepteur, supposé ponctuel, est excentré par rapport à la source ; et lorsque la source et le récepteur, supposés centrés, ont une dimension non nulle.

Dans ce dernier cas, auquel nous nous limiterons ici, il faut alors faire suivre ces expressions de l'intégrale

$$I_{\text{totale}}(P_{12}) = 4 \int_0^{x_M} \int_0^{y_M} I(P_{12}, \beta', \gamma', \frac{x}{D}, \frac{y}{D}) dx dy \quad (53)$$

β' , γ' , $\frac{x}{D}$ et $\frac{y}{D}$ étant les quantités définies par

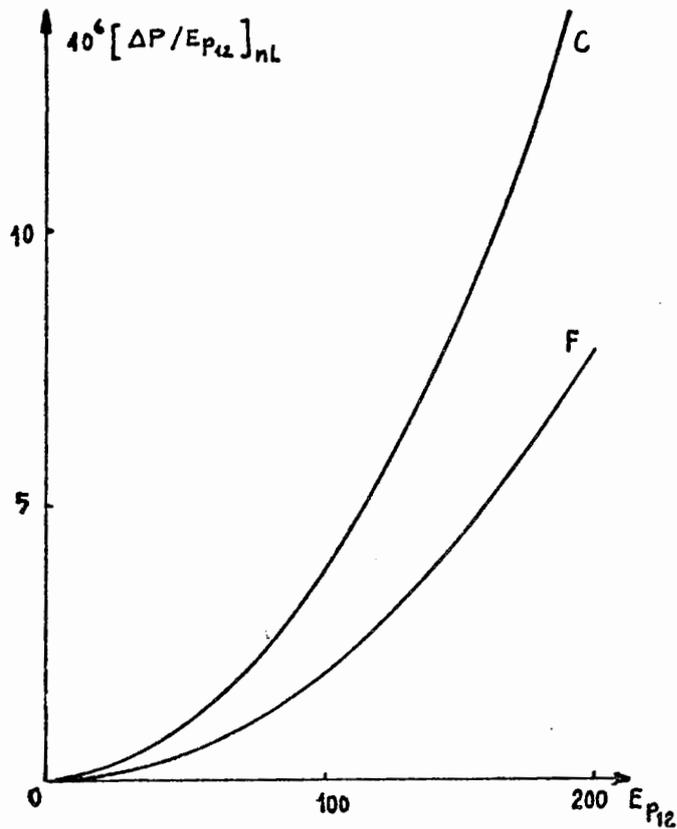


Fig. 16 - Interférences à deux ondes. Récepteur axial et source de mêmes formes. Ecart non-linéaire en fonction de l'ordre $E_{P_{12}}$. $\beta' = 1,5^\circ$; $k = 0$.

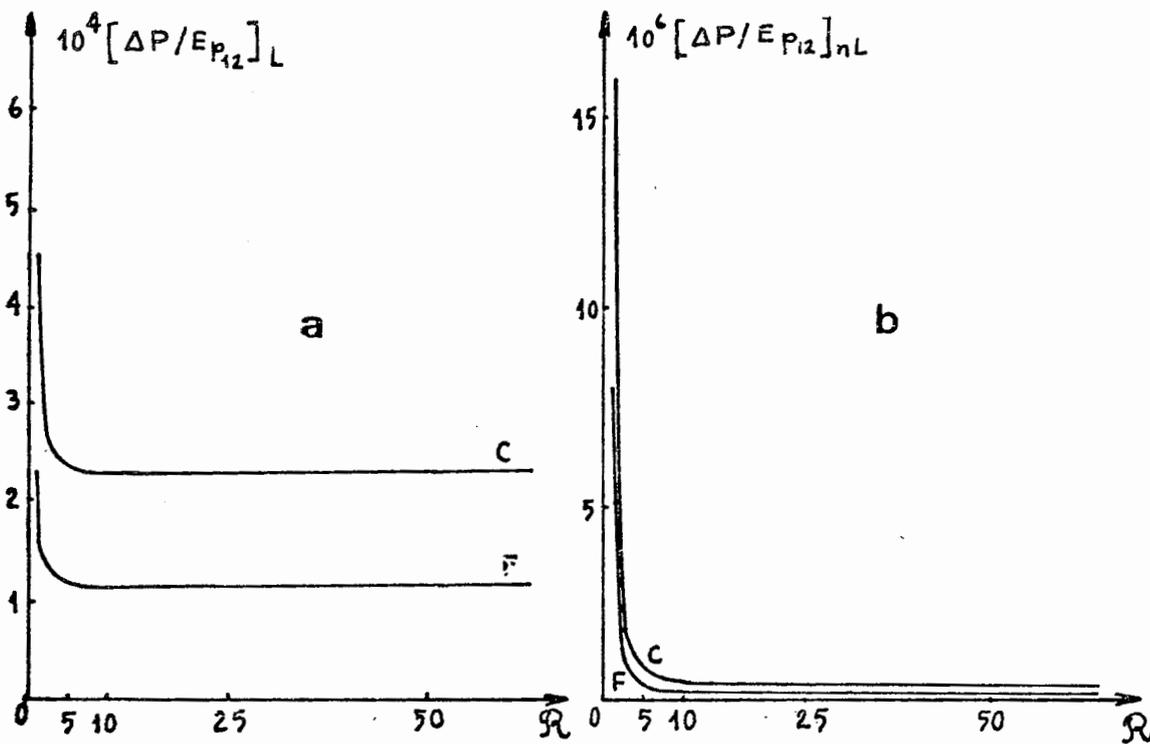


Fig. 17 - Récepteur axial de même forme carrée ou fente que la source, mais de dimensions différentes. a : Ecart linéaire en fonction du rapport entre dimensions. b : Ecart non-linéaire correspondant. $k = 2$; $E_{P_{12}} = 200$; $\beta' = 1,5^\circ$.

$$\beta'_M = \arctg\left(\frac{x}{D} + \operatorname{tg}\beta'\right)$$

$$\beta'_m = \arctg\left(-\frac{x}{D} + \operatorname{tg}\beta'\right)$$

$$\gamma'_M = \arctg\left(\frac{y}{D} + \operatorname{tg}\gamma'\right)$$

$$\gamma'_m = \arctg\left(-\frac{y}{D} + \operatorname{tg}\gamma'\right)$$

Bien entendu, dans la pratique, étant donné la complexité des fonctions (52) et (52bis), l'opération d'intégration ne peut être menée formellement. Il faut procéder sur ordinateur, de façon approchée.

Une méthode intéressante pour ce faire, et la comparaison avec la méthode de Simpson est tout à fait significative à cet égard, est la méthode d'approximation de Tchebycheff[2]. La fourniture initiale de douze points adéquats dans l'intervalle $(0, x_M)$ ou $(0, y_M)$ et des valeurs

$I(p_{12}, \beta', \gamma', \frac{x}{D}, \frac{y}{D})$ correspondantes suffit en effet pour que l'écart entre la fonction intégrée réelle, que dans certains cas particuliers, on peut atteindre par un calcul plus précis, et la fonction approchée, soit inférieur relativement à 10^{-8} .

Dans toutes les expressions précédentes, l'intensité fournie est en réalité une intensité par unité de surface de la source. C'est pourquoi des résultats significatifs ont pu être obtenus quelle que soit la dimension de la source; en particulier dans le cas de la fente infiniment mince. La dimension du récepteur intervient par contre dans l'expression (53). Pour conserver à la méthode toute sa signification quelle que soit la dimension du récepteur, il est donc nécessaire de se fixer une variation d'intensité limite δI_k (voir annexe IB³) proportionnelle à la surface réceptrice.

b) Caractéristiques de la figure d'interférence perçue

La figure 16 fournit l'écart non-linéaire obtenu, en fonction de l'ordre p_{12} , dans les conditions $K = 2$, $\beta'_M = -\beta'_m = 1,5^\circ$, en supposant que l'écart linéaire global est égal à la somme des deux écarts linéaires dûs à la source d'une part, au récepteur, d'autre part, en supposant par ailleurs que les lois suivies par ces deux écarts élémentaires sont identiques. La source et le récepteur étaient, dans les deux cas étudiés, de même forme, orientation et dimensions.

On notera que les deux courbes de cette figure sont tangentes à l'axe Op , à l'origine; ce qui justifie, a posteriori, les deux suppositions faites.

Les figures 17 et 17bis correspondent à : $K = 2$; $p_{12} = 200$; $\beta'_M = -\beta'_m = 1,5^\circ$. Elles supposent des source et récepteur semblables mais de dimensions différentes. La quantité \mathcal{R} , en abscisse, est le rapport des cotés correspondants de la source et du récepteur, le plus petit des deux servant de référence.

On remarquera, concernant l'écart trouvé, qu'il est le même dans les deux cas source variable et récepteur variable, et qu'il tend vers une limite qu'il atteint très rapidement. Par rapport aux solutions source ponctuelle et récepteur ponctuel, un gain important de flux, à interférence constant, est donc possible.

Les résultats apportés par ces diverses courbes, en particulier

l'identité des rôles joués par la source et le récepteur, peuvent être transcrits formellement. En ce qui concerne la dilatation linéaire, ils peuvent l'être sous la forme

$$[\Delta_{P_{12}}/E_{P_{12}}]_{L_{\text{rect.}}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx \frac{\beta'_S + \beta'_R}{6} + \frac{\gamma'_S + \gamma'_R}{6} \quad (54)$$

β'_S et γ'_S étant les caractéristiques de la source, vue du centre du récepteur et β'_R et γ'_R , celles du récepteur, vu du centre de la source. En ce qui concerne la contraction non-linéaire, la forme la plus adaptée est

$$[\Delta_{P_{12}}/E_{P_{12}}]_{nL_{\text{rect.}}} \approx - \frac{4\pi^2}{2835} E_{P_{12}}^2 [(\beta'_S + \beta'_R)^6 + (\gamma'_S + \gamma'_R)^6] \quad (55)$$

III.- SOURCE RECTANGULAIRE, SPATIALEMENT INCOHERENTE. COUCHE MINCE DIELECTRIQUE A DIOPTRES PLANS QUASI PARALLELES. ETUDE VISUELLE SUR L'AXE DE LA SOURCE.

1. - Etude formelle

L'étude de l'influence de la forme et de la dimension d'une source lumineuse sur la position des franges d'interférence, lorsque l'interféromètre considéré est une couche mince diélectrique, est une étude assez différente de celle que nous venons d'effectuer. Elle fait intervenir non plus deux points également éclairés, mais une infinité ou un nombre n important de points, ces divers points se voyant associer des intensités I_i différentes.

Dans ce qui suit, en plus de l'opération sur l'axe de la source, nous supposons, pour simplifier le problème : que les matériaux, d'indices n_0, n_1, n_2 , entourant ou constituant la couche, sont diélectriques ; que l'angle θ et l'incidence moyenne sur la couche sont quasi-nuls ; que la distance de la source aux points est très supérieure à l'intervalle entre points. Nous appellerons R la quantité $[(n_1 - n_0)(n_1 - n_2)] / [(n_1 + n_0)(n_1 + n_2)]$.

Dans ces conditions : les points P_1, P_2, \dots, P_n , dont la distribution spatiale est en général assez complexe, se trouvent alignés le long de l'axe longitudinal de la source, à intervalles constants ; les quantités β' et γ' , précédemment définies, sont les mêmes pour tous les points ; les expressions (43) et (46) peuvent être utilisées directement pour atteindre l'expression finale, la condition à cette utilisation étant, puisque les associations de points considérés ici sont du type (P_i, P_{i+k}) , le remplacement de p_{12} par $p = kp_{12}$.

L'expression de Thompson [27] qui donne l'intensité résultante I , conduit en ce cas à

$$I = \left\{ \sum_{i=1}^{\infty} I_i \right\} + 2 \left\{ \mathcal{R}_e [\chi(0, p_{12})] \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{I_i I_{i+1}} \right\} + 2 \left\{ \mathcal{R}_e [\chi(0, 2p_{12})] \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{I_i I_{i+2}} \right\} + \dots + 2 \mathcal{R}_e [\chi(0, (n-1)p_{12})] \sqrt{I_1 I_n}$$

$$I = \left\{ \sum_{i=1}^{\infty} I_i \right\} + 2 \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \operatorname{Re}[\chi(0, k, p_{12})] \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{I_i I_{i+k}} \right\} \quad (56)$$

et l'amplitude de la variation d'énergie, que l'on peut définir, en particulier dans le cas d'interférences quasi-sinusoïdales par

$$J = \frac{I - \sum_{i=1}^{\infty} I_i}{2}$$

s'écrit

$$J = \sum_{k=1}^{\infty} \operatorname{Re}[\chi(0, k, p_{12})] \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{I_i I_{i+k}} \quad (56 \text{ bis})$$

Dans le cas de la couche utilisée par transmission (auquel nous nous limiterons, parce qu'il conduit à une expression plus maniable et parce que, en l'absence supposée d'absorption et de diffusion, la réflexion et la transmission sont complémentaires), en remarquant que les intensités élémentaires sont liées par la relation

$$I_i = I_1 |R|^{2(i-1)}$$

on aboutit donc à

$$J_t \propto \sum_{k=1}^{\infty} |R|^k \operatorname{Re}[\chi(0, k, p_{12})] \quad (57)$$

2.- Etude numérique, en fonction de l'ordre des franges et des forme et dimension de la source

A partir des données suivantes :

$$\alpha' = \beta' = 3^\circ \quad K = 0 \text{ ou } 2 \quad 1 \leq p \leq 200,$$

indice de la couche, n_c : 1,38 (MgF_2) ou 2,36 (ZnS),

indice du substrat : $n_s = 1,52$

divers calculs ont été effectués d'où il ressort principalement que :

a) Ecart linéaire

L'écart linéaire en E_{p12} est le même qu'en interférométrie à deux ondes quel que soit l'indice n_c ; il est représentable directement par les expressions (45), (45 bis), (48), (48 bis), (49) et (54).

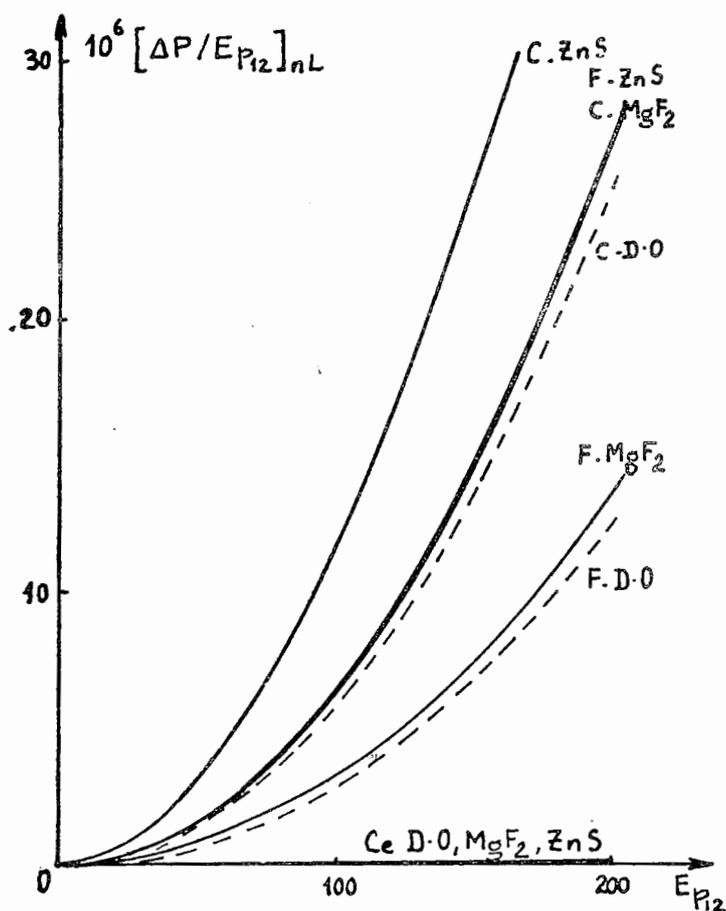


Fig. 18 - Couches minces de natures différentes, éclairées par source circulaire, carrée ou fente. Mesure sur l'axe de la source. Ecart non-linéaire en fonction de l'ordre $E_{P_{12}}$. $\alpha' = \beta' = 3^\circ$; $k = 0$. Les courbes pointillées, en référence, correspondent à l'interférométrie à deux ondes.

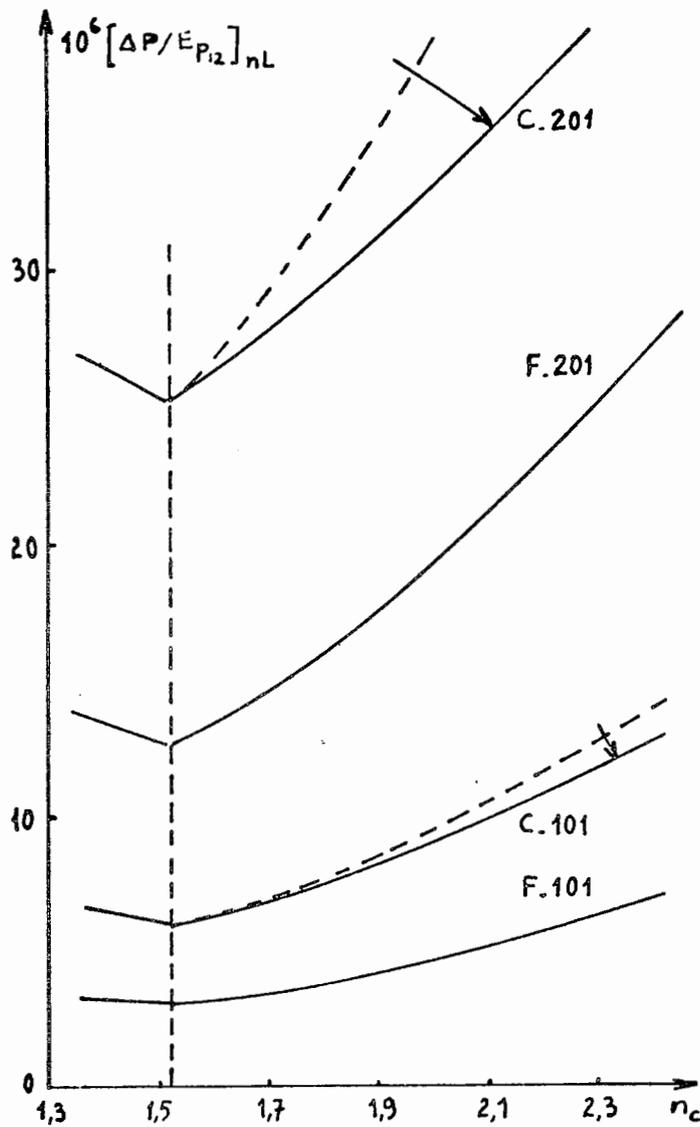


Fig. 19 - Influence de l'indice de la couche sur l'écart non-linéaire. Mesure sur l'axe d'une source carrée ou fente. $\beta' = 3^\circ$; $k = 0$; $E_{P_{12}} = 101$ et 201 .

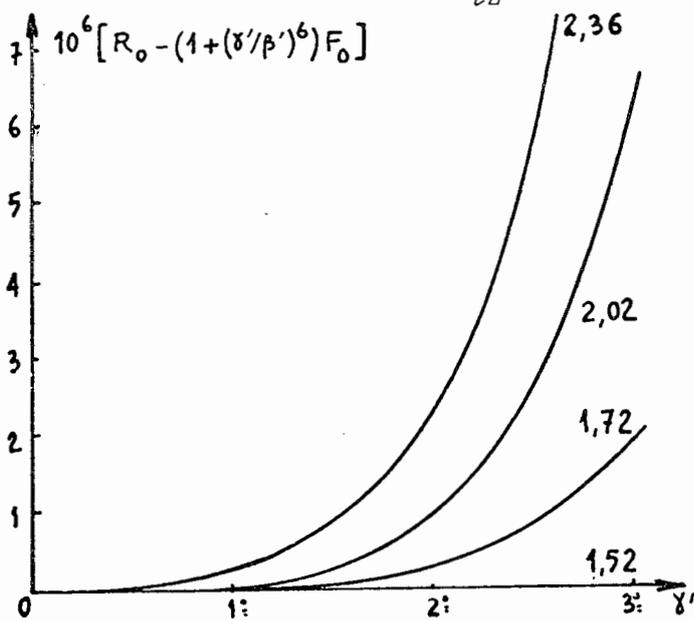


Fig. 20 - Couches d'indices n_c divers, éclairées par une source rectangulaire. Influence de la largeur γ' de la source. $\beta' = 3^\circ$; $k = 0$; $E_{P_{12}} = 201$.

b) Ecart non-linéaire

L'écart non-linéaire en $E_{p_{12}}$ est indépendant de K , fonction de p_{12}^2 , et important si la source est rectangulaire, carré ou fente, mais il est quasiment nul (fig. 18) si la source est circulaire. Il y a intérêt à utiliser ce dernier type de source pour le contrôle du profil des couches, comme pour les contrôles interférométriques courants.

3. - Etude numérique en fonction de l'indice n_c de la couche

L'écart non-linéaire est à peu près le même qu'en interférométrie à deux ondes si la couche est bas indice. Il en diffère de façon sensible si la couche est haut indice (fig. 18). Il passe, en diminuant, par un point de rebroussement, pour $n_c = n_s$, et est alors égal à l'écart obtenu sur interférences à deux ondes.

a) Cas de la fente-source

L'écart $(\Delta p / E_{p_{12}})_{nL}$, que nous appellerons alors F_0 , s'exprime aisément dans le cas où la source est une fente droite. On montre qu'il varie comme $|R|$:

$$[\Delta p / E_{p_{12}}]_{nL} = F_0 \simeq \frac{4\pi^2}{2835} \left[1 + \frac{25}{2} |R| \right] (\beta'_s + \beta'_R)^6 E_{p_{12}}^2 \quad (58)$$

b) Cas des source carrée et rectangulaire

L'écart $(\Delta p / E_{p_{12}})_{nL}$, que nous appellerons C_0 ou R_0 , si la source est carrée ou rectangulaire, a en général une expression assez complexe. Les quantités $(2F_0 - C_0)$ et $[(1 + (\gamma'/\beta')^6) F_0 - R_0]$, non nulles si $n_c \neq n_s$, sont proportionnelles (figures 6 à 8) à $R^{3/2}$, $E_{p_{12}}^{7/2}$, et au produit $(\beta'\gamma')^{9/2}$, ou à une fonction de même ordre contenant le produit $\beta'\gamma'$ au moins à la puissance un.

Comme le développement qui donne l'écart à l'interfrange ne contient que des termes à puissance entière, on est donc conduit à admettre l'existence dans le cas le plus favorable, de deux termes comparables en importance. L'exploitation numérique (annexe JB4) des courbes des figures 18 et 19 montre que $(2F_0 - C_0)$ peut se limiter effectivement à

$$2F_0 - C_0 \simeq 1,315 R^2 E_{p_{12}}^3 (\beta'\gamma')^4 + 0,362 |R| E_{p_{12}}^4 (\beta'\gamma')^5$$

ou, plus généralement, à

$$2F_0 - C_0 \simeq 0,658 R^2 E_{p_{12}}^3 (\beta'\gamma')^i [\beta'^{8-2i} + \gamma'^{8-2i}] + 0,181 |R| E_{p_{12}}^4 (\beta'\gamma')^j [\beta'^{10-2j} + \gamma'^{10-2j}], \quad (59)$$

i et j étant deux entiers satisfaisant les inégalités

$$1 \leq i \leq 4$$

$$1 \leq j \leq 5$$

La figure 20 qui correspond au cas d'une source rectangulaire, permet de lever l'indétermination sur i et j . En comparant les résultats obtenus sur ordinateur et ceux associés aux vingt solutions possibles de (59), on constate que quatre solutions sont acceptables, ($i = 2, j = 4$), ($i = 2, j = 5$), ($i = 3, j = 4$) ($i = 4, j = 3$), la plus correcte étant la solution ($i = 2, j = 4$), qui conduit à :

$$[\Delta p / E_{p_{12}}]_{nL_{rect.}} \approx \frac{4\pi^2}{2835} \left[1 + \frac{25}{2} |R| \right] (\beta'^6 + \gamma'^6) E_{p_{12}}^2 - 0,658 R^2 \beta'^2 \gamma'^2 (\beta'^4 + \gamma'^4) E_{p_{12}}^3 - 0,181 |R| \beta'^4 \gamma'^4 (\beta'^2 + \gamma'^2) E_{p_{12}}^4 \quad (60)$$

IV - SOURCE RECTANGULAIRE SPATIALEMENT INCOHERENTE. EXPLORATION DE L'OBJET INTERFERENTIEL PAR UN RECEPTEUR QUASI-PONCTUEL MOBILE.

Nous supposerons, comme jusqu'à présent, que les dioptries délimitant la couche sont, en chacun de leurs points, perpendiculaires à l'axe de la source et nous remplacerons la translation de l'objet devant le récepteur par un mouvement transversal du récepteur derrière l'objet, supposé fixe. Ce mouvement est plus facile à réaliser pratiquement.

L'expression à utiliser en ce cas pour la recherche des maximums est l'expression (57). Le degré de cohérence à considérer dérive de (51), par remplacement de p_{12} par kp_{12} .

En réalité, deux cas peuvent être considérés en parallèle, qui nécessitent des traitements différents : celui où une position du récepteur correspond à une frange réelle et où l'on recherche, sans variation de β'_M et β'_m , la valeur de l'ordre p_{12} correspondant : c'est le cas dans lequel on se place d'ordinaire pour exploiter les interférogrammes ; celui où une position du récepteur correspond à une épaisseur donnée, et où l'on recherche, par variations simultanées de p_{12} , de β'_M et β'_m , la position des franges réelles voisines : c'est le cas lorsqu'on établit un programme de contrôle in situ des profils en cours de réalisation.

1. - Etude formelle du phénomène à deux ondes dans le cas où la source est une fente

Nous nous placerons dans le cas de la fente, qui est plus accessible mathématiquement, et nous supposerons : que $K = 0$; que p_{12} est faible ; que l'on exploite un interférogramme en l'explorant suivant une parallèle à la fente, le point de départ étant pris sur l'axe de la source.

De l'intensité, donnée en ce cas par l'expression

$$I = 1 + \frac{1}{\beta'_M - \beta'_m} \left[(\beta'_M C_{\beta'_M} - \beta'_m C_{\beta'_m}) \cos 2\pi p_{12} + (\beta'_M S_{\beta'_M} - \beta'_m S_{\beta'_m}) \sin 2\pi p_{12} \right]$$

se déduit (annexe IB5) l'écart global des franges

$$(\Delta p / E_{p_{12}}) \approx \frac{\beta'^2}{6} (1 + u + u^2) - \frac{4\pi^2}{2835} \beta'^6 E_{p_{12}}^2 \left(1 - \frac{33}{16} u - \frac{3}{4} u^2 + \frac{29}{8} u^3 - \frac{3}{4} u^4 - \frac{33}{16} u^5 + u^6 \right) \quad (61)$$

u étant la quantité β'_m / β'_M .

L'introduction dans cette expression des valeurs numériques de β'_M et u , définies par exemple, dans le cas des franges réelles strictement équidistantes, en

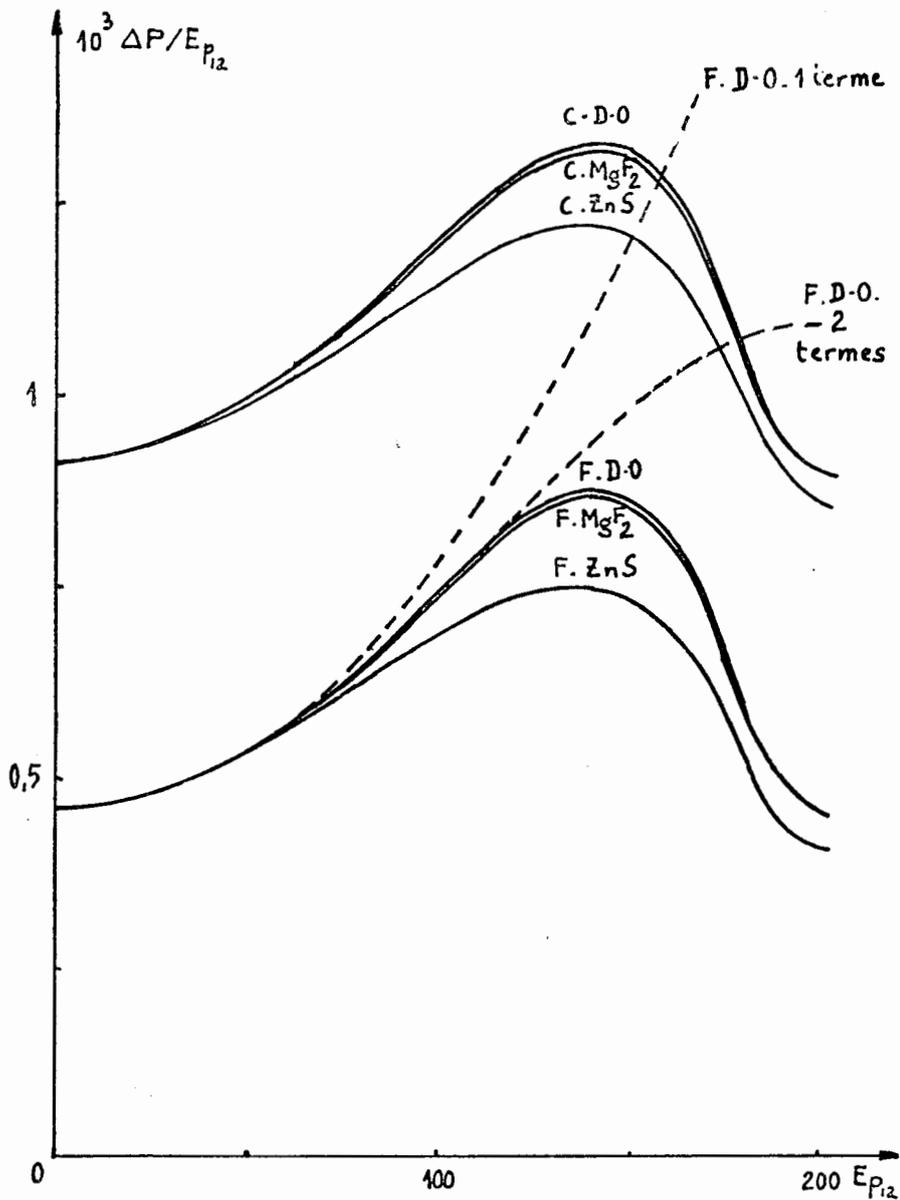


Fig. 21 - Source carrée ou fente. Récepteur ponctuel mobile transversalement. Influence de l'ordre $E_{p_{12}}$ sur l'écart global. D-0 indique le cas interférométrie à deux ondes. Les pointillés correspondent aux formules d'approximation établies dans le texte.

supposant la frange d'ordre un sur l'axe de la source et la frange 201 à même distance de l'axe que l'extrémité de la fente-source, par

$$\beta'_m = \arctg \left[\frac{E_{p_{12}} + 199}{200} \operatorname{tg} \beta'_0 \right]$$

$$\beta'_m = \arctg \left[\frac{E_{p_{12}} - 201}{200} \operatorname{tg} \beta'_0 \right]$$

conduit alors à une expression pratique dont tous les termes contiennent $E_{p_{12}}$ au moins à la puissance un. Cela signifie que l'écart Δp_{12} , même en son premier terme, n'est pas linéaire en $E_{p_{12}}$. Contrairement à ce qui s'observe par exploration sur l'axe, où le terme linéaire l'emporte largement sur les termes d'ordres supérieurs et où l'on peut considérer en première approximation l'écart Δp_{12} comme linéaire en $E_{p_{12}}$, le phénomène apparaît donc ici comme essentiellement non-linéaire en $E_{p_{12}}$.

Par ailleurs, le second terme de l'expression a une importance assez considérable, qui fait qu'il ne saurait être négligé.

On se trouve donc, dans ce cas pratique d'exploration, dans une situation radicalement différente de celle qui a été étudiée jusqu'alors.

2. - Couche mince éclairée par une source carrée ou une fente. Etude numérique

Les interférences dans les couches ont été étudiées dans les deux cas "contrôle in situ" et "exploitation des interférogrammes". Même lorsque p_{12} égale 200, les résultats obtenus ne peuvent être distingués l'un de l'autre. Dans le cas de la fente, jusqu'à $p_{12} = 60$ et quel que soit l'indice n_c , les courbes correspondent parfaitement au calcul formel précédent (fig. 21) et confirment l'expression (61).

D'un point de vue pratique, deux conclusions peuvent être tirées du calcul, qui sont :

- lorsqu'on explore un interférogramme ou profil par un récepteur mobile, une correction non-linéaire importante doit être appliquée. Cette correction est cinq fois supérieure à la limite visuellement détectable si $p_{12} = 50$ et $\beta' = \gamma' = 3^\circ$. La limitation au seul premier terme de la correction est à rejeter si p_{12} est supérieur à 60, car elle conduirait à surestimer l'écart de façon importante.

- l'exploration par récepteur fixe d'un interférogramme ou profil mobile est préférable, lorsqu'elle est possible, à l'exploration d'un interférogramme ou profil fixe par récepteur mobile. Elle seule permet de se ramener pratiquement à une correction linéaire en $E_{p_{12}}$.

V - SOURCE SPECTRALEMENT ET SPATIALEMENT INCOHERENTE. INTERFERENCES A DEUX ONDES. MESURE VISUELLE SUR L'AXE DE LA SOURCE.

1.- Généralités

Soient : ν , la fréquence d'une onde lumineuse émise par la source S ;
 c , la vitesse de cette onde ; ν_0 , la fréquence centrale du spectre qu'émet S ;
 M, un point de S, et P_1 et P_2 , deux points sur l'axe de S, proches l'un de l'autre, éloignés de S.

Le degré de cohérence $\gamma_{12_T}(\tau)$ associé à l'ensemble $P_1(0) - P_2(\tau)$ s'écrit dans ces conditions, si la source a une forme et une émittance $I(\beta, \gamma, \nu)$ quelconques,

$$\gamma_{12_T}(\tau) = \frac{\int_0^{\infty} e^{j2\pi\nu\tau} d\nu \iint_S I(\beta, \gamma, \nu) e^{j2\pi\nu(MP_1 - MP_2)/c} d\beta d\gamma}{\int_0^{\infty} d\nu \iint_S I(\beta, \gamma, \nu) d\beta d\gamma} \quad (62)$$

et, si, ainsi que nous le supposerons par la suite, la source est d'émittance spatiale et spectrale uniformes et dissociables, $\gamma_{12}(0)$ étant la degré de cohérence spatiale défini en (41), (41 bis), (43), (46), ou (51) :

$$\gamma_{12_T}(\tau) = \frac{\int_0^{\infty} I(\nu) \gamma_{12}(0) e^{j2\pi\nu\tau} d\nu}{\int_0^{\infty} I(\nu) d\nu} \quad (62 \text{ bis})$$

En considérant, comme précédemment, P_1 et P_2 au même instant $t(\tau=0)$, en supposant de même, P_2 projeté sur P_1 et en tenant compte en fin de la relation $I = 1 + \text{Re} [\gamma_T(0)]$, il vient donc pour intensité en $(P_1 - P_2)$:

$$I = 1 + \frac{\int_0^{\infty} I(\nu) \text{Re} [\gamma_{12\nu}(0)] d\nu}{\int_0^{\infty} I(\nu) d\nu} \quad (63)$$

Une source gaussienne, d'émittance spectrale $e^{-\pi(\nu-\nu_0)^2/a^2}$, de largeur spectrale a , source à laquelle nous nous limiterons dans ce qui suit, produit donc en $(P_1 - P_2)$ une intensité résultante

$$I = 1 + \frac{2J}{a[1 + \Theta(\frac{\nu_0\sqrt{\pi}}{a})]} \quad (64)$$

la fonction Θ étant ce que, en calcul de probabilité, il est convenu d'appeler fonction d'erreur [2], et J étant l'intégrale utile

$$J = \int_0^{\infty} \text{Re} [\gamma_{12\nu}(0)] e^{-\pi(\nu-\nu_0)^2/a^2} d\nu, \quad (64 \text{ bis})$$

intégrale qui s'écrit aussi, dans le cas particulier d'une source quasi-ponctuelle

$$\mathcal{J}_p = \int_0^{\infty} e^{-\pi(\nu-\nu_0)^2/a^2} \cos \frac{2\pi n_a \delta \nu}{c} d\nu . \quad (64 \text{ ter})$$

2.- Etude formelle dans le cas d'une source quasi-ponctuelle spectralement gaussienne

Dans ce cas particulier de source, la fonction \mathcal{J} à étudier, en réalité est la fonction

$$\mathcal{J} = \int_{\nu_m}^{\nu_M} e^{-\pi(\nu-\nu_0)^2/a^2} \cos \frac{2\pi n_a \delta \nu}{c} d\nu \quad (65)$$

et non pas la fonction contenue (64 ter). Etant donné la faible valeur prise par la gaussienne à chaque bord du spectre utile, on confond toutefois, en général, les deux expressions.

La confusion de l'expression correcte et de

$$\mathcal{J}_{\text{app.}} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi(\nu-\nu_0)^2/a^2} \cos \frac{2\pi n_a \delta \nu}{c} d\nu \quad (65 \text{ bis})$$

est à vrai dire tout aussi justifiée, et c'est pourquoi nous nous appuyerons sur cette dernière expression.

Dans ces conditions, en posant

$$p_0 = \frac{n\delta}{\lambda_0} ; \quad \nu - \nu_0 = x ; \quad l = \frac{a}{\nu_0}$$

et en remarquant, d'une part, que l'on a affaire à la partie réelle de la transformée de Fourier d'une gaussienne, et d'autre part, que cette transformée est elle-même gaussienne, il vient pour \mathcal{J} :

$$\mathcal{J} = a e^{-\pi l^2 p_0^2} \cos 2\pi p_0 . \quad (66)$$

La dimension spectrale d'une source, comme sa dimension spatiale induit donc une déformation des interférences. Mais la déformation globale que nous rencontrons ici, due à la modulation d'un cosinus par une fonction décroissante, et non pas à la modulation d'une fonction sinus par une fonction

croissante, comme dans les cas précédemment rencontrés, est une contraction, et non plus une dilatation.

L'annexe B6 permet de voir un peu mieux ce qu'est cette déformation et de préciser la valeur de ses diverses composantes. On trouve :

$$[\Delta p/E_{p_0}] \simeq -\frac{l^2}{2\pi} \left(1 - \frac{l^2}{2\pi}\right) + \frac{l^6}{6\pi} E_{p_0}^2 \quad (67)$$

Comme dans le cas "incohérence spatiale", le cas "incohérence spectrale" conduit donc à deux phénomènes, l'un linéaire en E_{p_0} , l'autre non-linéaire. Mais, contrairement à ce qui avait été noté précédemment, l'écart linéaire est de type contraction, et l'écart non-linéaire, du type dilatation.

Dans la pratique visuelle courante, dans la mesure où p_0 est inférieur à 200 et où l est inférieur à 10^{-2} , l'écart non-linéaire et le terme $l^4/4\pi^2$ étant alors quasi-nuls, on utilisera l'expression

$$\frac{\Delta p}{E_{p_0}} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \simeq -\frac{l^2}{2\pi} \quad (67 \text{ bis})$$

Une source quasi-punctuelle spectralement gaussienne, de longueur d'onde centrale λ_0 et de largeur $\delta \lambda = \lambda_0^2 \frac{a}{c}$ par suite de la contraction quasi-linéaire des interférences qu'induit sa dimension spectrale, produit donc même phénomène d'interférence qu'une source punctuelle monochromatique de longueur d'onde plus faible

$$\lambda_{\text{equiv.}} \simeq \lambda_0 - \frac{a^2}{2\pi c^2} \lambda_0^3 \quad (68)$$

3. - Cas d'une source spectralement et spatialement dimensionnée

a) Aspect formel

Dans le cas où la dimension de la source est à la fois spatiale et spectrale, l'expression qui permet d'obtenir la position des franges est l'expression (64 bis). Le degré de cohérence à considérer est le terme variable de l'expression (47). Dans le cas particulier $K = 0$, auquel nous nous limiterons, l'expression correcte s'écrit donc

$$J = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \left[[C_{\beta'}(\nu)C_{\gamma'}(\nu) - S_{\beta'}(\nu)S_{\gamma'}(\nu)] \cos \frac{2\pi n_a \delta}{c} \nu + [C_{\beta'}(\nu)S_{\gamma'}(\nu) + S_{\beta'}(\nu)C_{\gamma'}(\nu)] \sin \frac{2\pi n_a \delta}{c} \nu \right] e^{-\pi(\nu-\nu_0)^2/a^2} d\nu, \quad (69)$$

avec

$$C_{\beta'}(\nu) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{2n!} \frac{1}{4n+1} \left[\frac{\pi n_a \delta \beta'^2}{c} \nu \right]^{2n}$$

$$S_{\beta'}(\nu) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{2n+1!} \frac{1}{4n+3} \left[\frac{\pi n_a \delta \beta'^2}{c} \nu \right]^{2n+1}$$

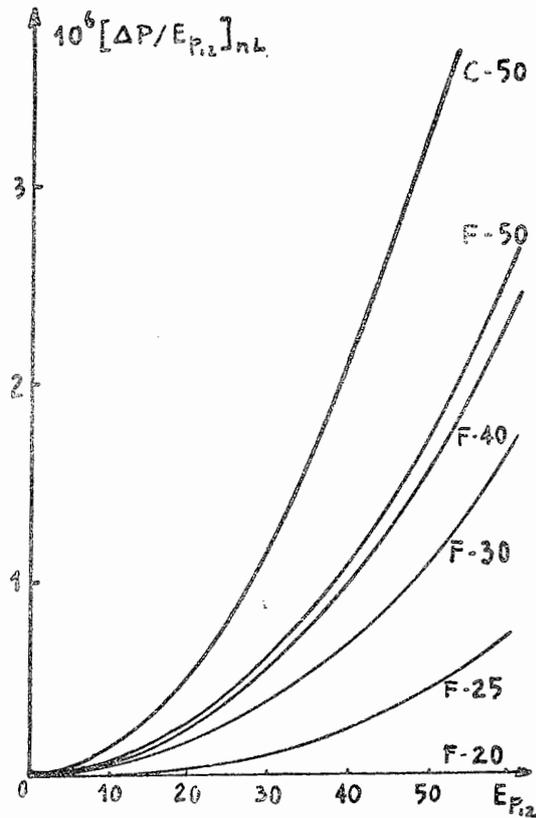


Fig. 22 - Source carrée ou fente spectralement dimensionnée.
Récepteur ponctuel sur l'axe. Interférences à deux ondes.
Influence de l'ordre E_{p12} sur l'écart non-linéaire.
Approches successives de l'écart. $\beta' = 3^\circ$; $l = 3 \cdot 10^{-2}$

| $10^6 \Delta P_{NL}$ | $l = 0$ | $l = 10^{-2}$ | $l = 2 \cdot 10^{-2}$ | $l = 3 \cdot 10^{-2}$ |
|----------------------|---------|---------------|-----------------------|-----------------------|
| $E_p = 21$ | -2,78 | -1,40 | +0,85 | +6,68 |
| $E_p = 41$ | -21,24 | -12,10 | +8,07 | Inv. |
| $E_p = 61$ | -70,40 | -41,40 | +27,85 | " |
| $E_p = 81$ | -164,80 | -98 | Inv. | " |
| $E_p = 101$ | -320 | Peu Vis. | " | " |
| $E_p = 181$ | -1830 | Inv. | " | " |
| $E_p = 201$ | Inv. | " | " | " |

TABLEAU II

Ecart non-linéaire absolu et visibilité des franges à deux ondes, en fonction de l'ordre E_{p12} et de la largeur spectrale de la source. Source fente, spectralement gaussienne $\beta' = 3^\circ$.

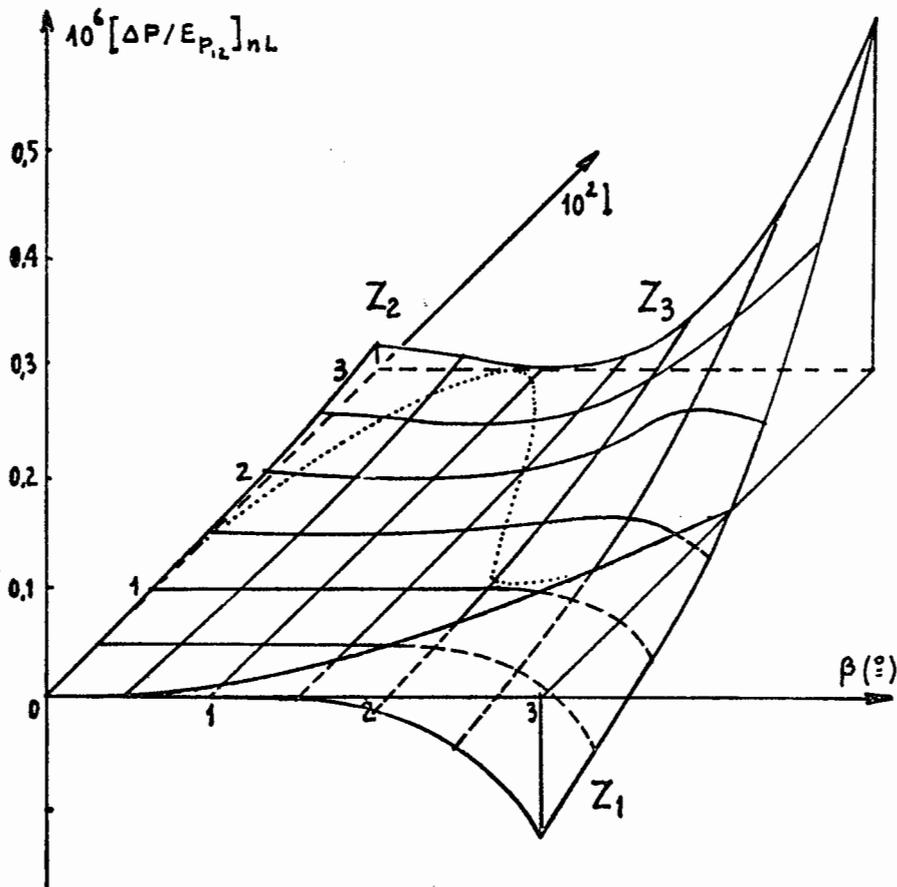


Fig. 23 - Interférences à deux ondes sur l'axe d'une source fente.
 Ecart non-linéaire en fonction des dimensions spatiale
 et spectrale de la source. $E_{P_{12}} = 2l$. Z_1 : zone spatiale
 de décollement de la nappe ; Z_2 : zone spectrale ;
 Z_3 : zone spectro-spatiale.

b) Aspect numérique

Les figures 22 et 23 montrent quelle signification pratique il faut accorder à l'expression (69).

Les courbes correspondantes ont été obtenues par calcul sur ordinateur en prenant pour limites d'intégration les valeurs de ν qui donnent à la gaussienne sa valeur 10^{-16} . La gaussienne a par ailleurs été décomposée en M éléments paraboliques d'égale largeur, le nombre M étant choisi de telle sorte qu'il y ait invariance des huit premières décimales de Δ_p/E_p lorsque M varie.

Ces courbes s'appuient sur un résultat fondamental, que l'on peut ainsi énoncer : l'écart linéaire somme, dû aux deux dimensions spatiale et spectrale, est égal à la somme des écarts linéaires élémentaires dûs, l'un, à la seule dimension spatiale, l'autre, à la seule dimension spectrale. Autrement et plus précisément dit, dans la mesure où les propriétés spectrales du récepteur sont constantes dans l'intervalle spectral d'émission de la source :

$$[\Delta p/E_{P_{12}}]_{L_{rect.}} \simeq \frac{\beta'_S{}^2 + \beta'_R{}^2}{6} + \frac{\gamma'_S{}^2 + \gamma'_R{}^2}{6} - \frac{l^2}{2\pi} \quad (70)$$

L'écart non-linéaire somme, de son côté, est de même ordre de grandeur sensiblement que la somme des écarts linéaires élémentaires, mais il n'est pas strictement égal à cette somme. Il peut même (figure 23) être de signe opposé à elle, voire être nul (courbe parabolique P du plan d'abscisse) ou quasi-nul (domaine de ce plan allant de P à une courbe pointillée) ce qui permet d'ailleurs, le cas échéant, de définir des conditions d'opération linéaires strictes.

L'expression de l'écart non-linéaire est, au vu des résultats, A_1, A_2, \dots, A_5 étant des constantes :

$$[\Delta p/E_{P_{12}}]_{nL_{rect.}} = \left\{ \frac{-4\pi^2}{2835} (\beta'^6 + \gamma'^6) + [A_1 (\beta'^5 + \gamma'^5) + A_2 l^2 (\beta'^4 + \gamma'^4) + A_3 l^3 (\beta'^3 + \gamma'^3) + A_4 l^4 (\beta'^2 + \gamma'^2) + A_5 l^5 (\beta' + \gamma')] + \frac{l^6}{6\pi} \right\} E_{P_{12}}^2 \quad (71)$$

Sauf dans le cas particulier $l \leq 10^{-2}$, auquel correspond une solution à deux termes, linéaire en l ,

$$[\Delta p/E_{P_{12}}]_{nL_{rect.}} \simeq \left[-\frac{4\pi^2}{2835} (\beta'^6 + \gamma'^6) + 0,035 l (\beta'^5 + \gamma'^5) \right] E_{P_{12}}^2$$

la juxtaposition des deux dimensions spectrale et spatiale induit donc la création de cinq termes non-linéaires nouveaux.

Ces termes, fort heureusement, n'ont aucune portée réelle dans le cas de mesures visuelles, l'écart absolu $\Delta_{p_{nL}}$ n'atteignant la valeur 10^{-2} qui permettrait sa détection [9] que dans des conditions (Zone spectro-spatiale $Z_3, E_p \geq 200$) où les franges sont invisibles (tableau II). Dans la pratique courante, on se limitera donc pour la correction à l'expression (70) qui équivaut de fait au changement de longueur d'onde

$$\Delta \lambda_{rect.} = \lambda_{equiv.} - \lambda_0 \simeq \lambda_0 \left[\frac{\beta'_S{}^2 + \beta'_R{}^2}{6} + \frac{\gamma'_S{}^2 + \gamma'_R{}^2}{6} - \frac{l^2}{2\pi} \right] \quad (72)$$

De même, dans le cas d'une source et d'un récepteur circulaires, on utilisera le glissement de longueur d'onde

$$\Delta\lambda_{\text{cercle}} = \lambda_{\text{equiv.}} - \lambda_0 \approx \lambda_0 \left[\frac{\alpha'_S{}^2 + \alpha'_R{}^2}{4} - \frac{1^2}{2\pi} \right]. \quad (72 \text{ bis})$$

La limite de détection qui s'applique à l'écart linéaire étant évidemment la même que celle utilisée pour l'écart non-linéaire, cette transformation spectrale équivalente, elle-même, pourra être négligée, si l'ordre de frange le plus élevé considéré satisfait la condition

$$E_{P_{\text{max}}} \leq 10^{-2} \left[\frac{\beta'_S{}^2 + \beta'_R{}^2}{6} + \frac{\gamma'_S{}^2 + \gamma'_R{}^2}{6} - \frac{1^2}{2\pi} \right] \quad (73)$$

ou, dans le cas de cercles,

$$E_{P_{\text{max}}} \leq 10^{-2} \left[\frac{\alpha'_S{}^2 + \alpha'_R{}^2}{4} - \frac{1^2}{2\pi} \right] \quad (73 \text{ bis})$$

Dans le cas du récepteur ponctuel, cette transformation sera nulle, enfin dans tous les cas et pour tous les ordres, si

$$\beta'_f = 1\sqrt{3/\pi} \approx 1 \quad \beta'_c = \gamma'_c = 1\sqrt{3/2\pi} \approx 0,71 \quad \alpha'_c = 1\sqrt{2/\pi} \approx 0,81 \quad (74)$$

VI - SOURCE SPECTRALEMENT ET SPATIALEMENT INCOHERENTE. COUCHE MINCE DIELECTRIQUE A DIOPTRES PLANS QUASI-PARALLELES. MESURE VISUELLE SUR L'AXE DE LA SOURCE.

1. - Généralités

L'expression (57) relative au phénomène à ondes multiples, représentait la partie variable de la fonction intensité pour une fréquence ν donnée. L'expression (64 bis), intégrale de cette partie variable par rapport à ν , était relative, quant à elle, au phénomène interférentiel à deux ondes. Pour l'ensemble des fréquences et des ondes du phénomène à ondes multiples, en réunissant le contenu de ces deux expressions, on aboutit donc à :

$$J_t = \int_{\nu_{\text{min}}}^{\nu_{\text{max}}} e^{-\pi(1-(\nu/\nu_0))^2/l^2} \sum_{k=1}^{\infty} |R_\nu|^k \text{Re} [\gamma_\nu(0, k, p)] d\nu. \quad (75)$$

Dans le cas particulier $K = 0$, $R_\nu \approx$ constant, l'expression à étudier s'écrit donc

$$J_t \approx \int_{\nu_{\text{min}}}^{\nu_{\text{max}}} e^{-\pi(1-(\nu/\nu_0))^2/l^2} \sum_{k=1}^{\infty} |R|^k \left[[C_{\beta'}(\nu, k) C_{\gamma'}(\nu, k) - S_{\beta'}(\nu, k) S_{\gamma'}(\nu, k)] \cos(2k\pi p_0 \nu/\nu_0) + [C_{\beta'}(\nu, k) S_{\gamma'}(\nu, k) + S_{\beta'}(\nu, k) C_{\gamma'}(\nu, k)] \sin(2k\pi p_0 \nu/\nu_0) \right] d\nu \quad (75 \text{ bis})$$

ou sous forme d'une somme d'intégrales, avec

$$C_{\beta'}(\nu, k) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{2n!} \frac{1}{4n+1} (k\pi p_0 \beta'^2 \nu/\nu_0)^{2n}$$

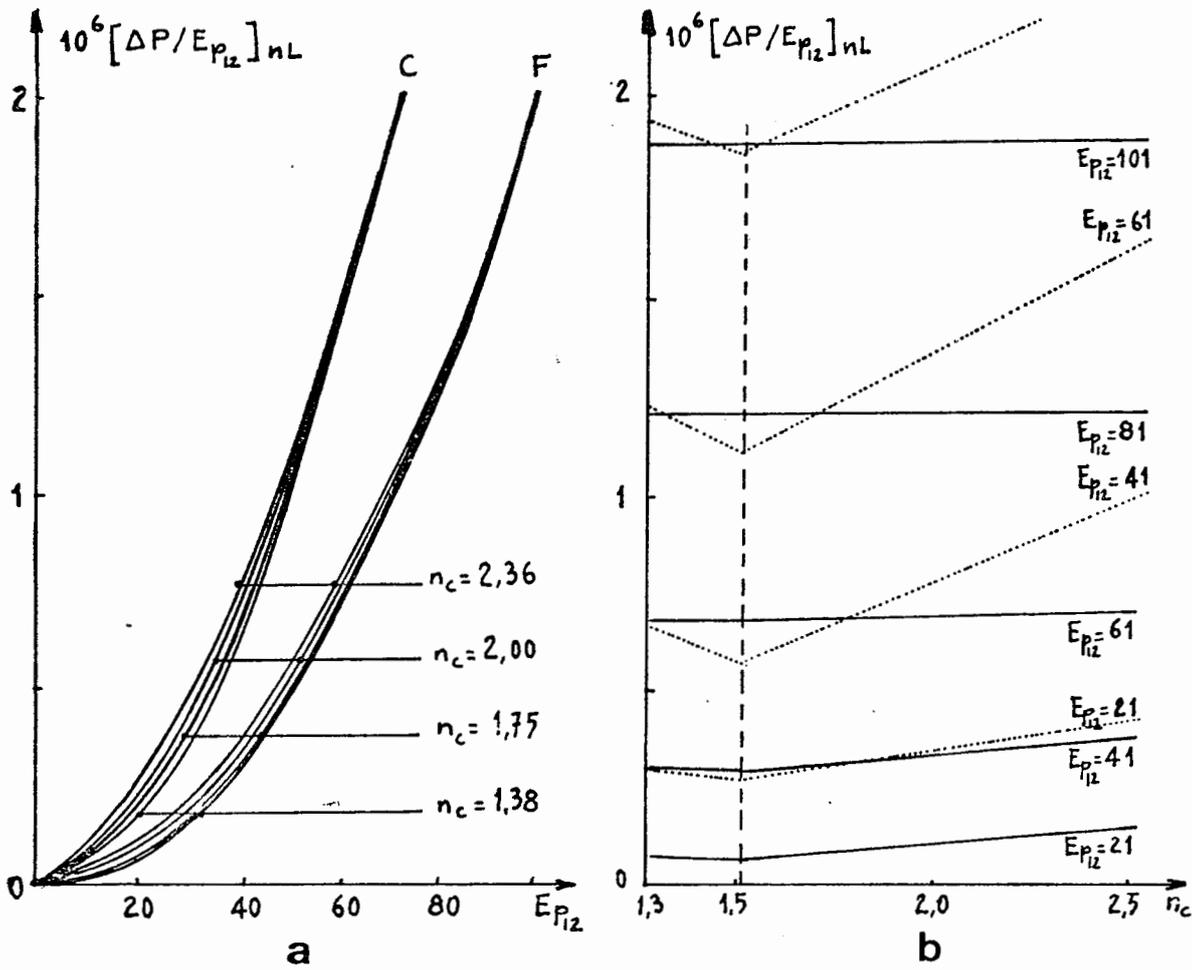


Fig. 24 - Couche mince éclairée par une source spectralement et spatialement incohérente. Ecart non-linéaire en fonction de l'ordre $E_{p_{12}}$ et de l'indice n_c de la couche. $\beta' = 3^\circ$; $k = 0$; $l = 10^{-2}$ et $0,5 \cdot 10^{-2}$.
 a = influence, en fonction de l'ordre ; source carrée ou fente.
 b = influence de l'indice n_c . En pointillé, $l = 0,5 \cdot 10^{-2}$.

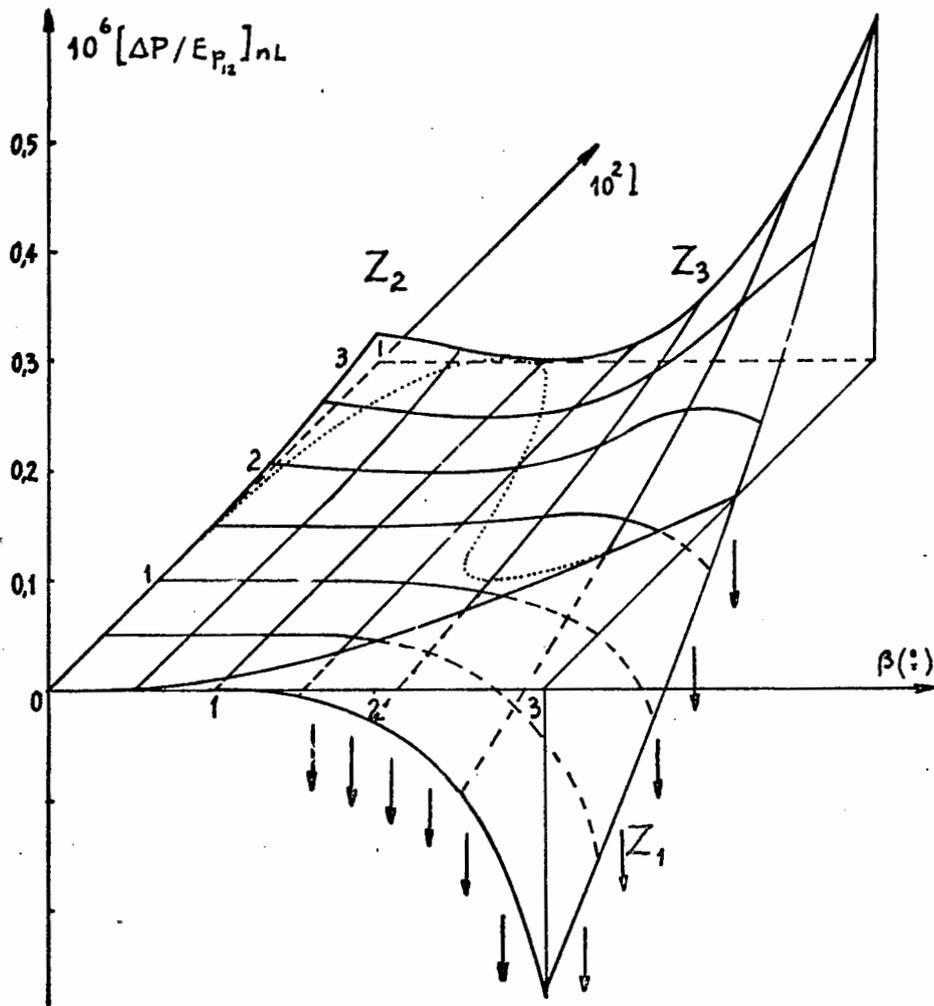


Fig. 25 - Interférences dans une couche mince, sur l'axe d'une source fente. Ecart non-linéaire en fonction des dimensions spatiale et spectrale de la source. $E_{p,2} = 21$.

| $10^6 \Delta_{p,nL}$ | $l = 0$ | $l = 10^{-2}$ | $l = 2 \cdot 10^{-2}$ | $l = 3 \cdot 10^{-2}$ |
|----------------------|---------|---------------|-----------------------|-----------------------|
| $E_p = 21$ | -5,82 | -2,73 | +1,07 | +1,68 |
| $E_p = 41$ | -44,45 | -14,90 | +8,09 | Inv. |
| $E_p = 61$ | -147,20 | -42,65 | +27,85 | " |
| $E_p = 81$ | -345,50 | -98,40 | Inv. | " |
| $E_p = 101$ | -670 | Feu Vis. | " | " |
| $E_p = 181$ | -2450 | Inv. | " | " |
| $E_p = 201$ | Inv. | " | " | " |

TABEAU III

Ecart non-linéaire absolu et visibilité des franges dans une couche mince, en fonction de l'ordre $E_{p,2}$ et de la largeur spectrale l de la source. Source fente, spectralement gaussienne. $\beta' = 3^\circ$.

$$S_{\beta'}(v, k) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{2n+1!} \frac{1}{4n+3} (k\pi p_0 \beta'^2 v/v_0)^{2n+1}$$

Dans le cas, plus particulier encore, d'une source quasi-punctuelle,

$$J_t \approx \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} e^{-\pi(1-(v/v_0))^2/l^2} \sum_{k=1}^{\infty} |R|^k \cos(2k\pi p_0 v/v_0) dv$$

soit

$$J_t \propto \sum_{k=1}^{\infty} |R|^k e^{-\pi k^2 l^2 p_0^2} \cos 2k\pi p_0 \quad (75 \text{ ter})$$

2. - Etude numérique dans le cas d'une source quasi-punctuelle spectralement gaussienne

Les résultats obtenus sur ordinateur partant de (75ter), en prenant pour indice $n = 2,36$ ou $1,38$, et pour variable p_{12} , montrent que l'écart linéaire des franges dans la couche est égal à celui observé en interférométrie à deux ondes, et qu'il en est de même, à la précision de calculs près, de l'écart non-linéaire.

Dans tous les cas de mesure visuelle, l'écart linéaire seul est donc à prendre en considération, en assimilant la couche à un interféromètre à deux ondes (expression 67 bis).

3. - Etude numérique dans le cas d'une source spectralement et spatialement dimensionnée

Des divers cas étudiés sur ordinateur il ressort en premier lieu que l'écart linéaire est toujours égal à celui qui obtient en interférences à deux ondes. L'expression (70) s'applique donc directement, quel que soit n_c .

Dans la zone spectrale Z_2 ($\beta' \leq 1,5^\circ$) et dans la zone spectro-spatiale Z_3 ($\beta' \gg 1,5^\circ$; $l \gg 10^{-2}$), l'écart non-linéaire, lui aussi, est égal à 10^{-8} ou 10^{-9} près, à celui que donnent les interférences à deux ondes. Par contre, dans la zone spatiale Z_1 ($l \leq 10^{-2}$), il est fonction de l'indice (figure 24 a) et plus précisément, fonction linéaire de $|R|$ (fig. 24 b). Il diffère peu de l'écart rencontré en interférométrie à deux ondes si n_c avoisine n_s , donc en particulier de la couche de MgF_2 , et l'on se trouve alors dans une situation absolument semblable à celle de la figure 23. Il en diffère si n_c est élevé, et donc en particulier dans la couche de ZnS , à condition que f soit très voisine de zéro et que Ep_{12} soit faible, et l'on se trouve alors dans la situation représentée figure 25. Il n'en diffère pas enfin, même si l avoisine zéro, lorsque Ep_{12} est élevé, la longueur de cohérence du train d'onde et l'épaisseur de la couche devenant comparables, et l'on tend alors, de nouveau, qu'il s'agisse d'une source fente ou d'une source carrée (figure 24 a), vers une courbe affine de celle représentée figure 23. C'est ce que montrent, par les chiffres les tableaux II et III, que l'on comparera.

Cela signifie, d'un point de vue mesure visuelle pratique que, quel que soit l'indice n_c considéré, l'écart non-linéaire est de même ordre de grandeur, à son maximum, que l'écart correspondant en interférences à deux

ondes. Par voie de conséquence, cela signifie aussi et surtout que, comme cet écart, il n'est pas accessible. Dans la pratique visuelle courante, on utilisera donc directement les expressions (72) à (74).

VII - CONCLUSIONS

Plusieurs conclusions importantes, directes ou indirectes, peuvent être tirées des pages qui précèdent, concernant le comportement en lumière partiellement cohérente des interféromètres à deux ondes et franges d'égale épaisseur, et des interféromètres à ondes multiples du type couche mince.

Tout d'abord, il faut remarquer qu'il y a deux façons d'analyser un interférogramme : une méthode qui consiste à déplacer l'interféromètre ou l'interférogramme devant le récepteur, celui-ci étant aligné avec la source une autre, à déplacer le récepteur, l'interférogramme étant fixe. Ces deux méthodes conduisent, si la décohérence des ondes est d'origine spatiale, à des résultats très différents. Dans le second cas en effet, à côté d'une translation des franges qui affecte tous les ordres E_p , on observe une déformation des interfranges, non linéaire en E_p , assez complexe d'expression, très rapidement non négligeable lorsque E_p croît. Dans le premier cas, qui est pour cette raison préférable, on observe un effet important, linéaire en E_p , proportionnel au carré des dimensions β' , γ' ou α' de la source, et un effet secondaire, non linéaire en E_p , très simple à exprimer.

Seconde constatation importante : l'écart non-linéaire de position des franges, dans la mesure où l'on adopte la méthode d'analyse dite à récepteur fixe, ce que nous supposons désormais, n'est pas accessible à l'oeil normal, que cet oeil opère sur interféromètre à deux ondes ou sur une couche mince. L'écart n'est pas visible si : E_p est inférieur à 200 ; α' , β' ou γ' inférieur à 3° ; et la largeur spectrale de la source, l , inférieure à 3.10^{-2} . La visibilité des franges est insuffisante au delà. Cet écart peut et doit donc être négligé dans tous les cas de mesure visuelle.

Troisième constatation : l'écart linéaire en E_p est le même dans le cas de la couche mince, quel que soit l'indice de la couche, que dans le cas de l'interféromètre à deux ondes, et il est égal à la somme des écarts élémentaires que donnent séparément l'effet spatial et l'effet spectral.

Quatrième constatation : il est parfaitement possible d'annuler le terme linéaire de l'écart, et de rendre par conséquent l'interfrange non seulement constant, ce que l'on trouve toujours, mais conforme à ce qu'il est censé être dans la théorie simplifiée des franges d'égale épaisseur. Cela tient au fait que la dimension spatiale de la source induit une expansion d'interfrange, et la dimension spectrale, une contraction, qui de plus, est d'amplitude voisine. La relation à satisfaire est particulièrement simple. Dans le cas de la source fente, elle a pour forme $\beta' = 1$.

Cinquième et dernière constatation : lorsque le récepteur utilisé a une dimension spatiale et spectrale, cette dimension intervient dans la correction à appliquer de la même façon que la dimension de la source, l'écart linéaire somme étant égal par ailleurs à la somme des écarts dûs isolément à la source et au récepteur. En général cependant, lorsque le récepteur est huit à dix fois plus petit que la source, son influence peut être négligée.

Sur un plan moins direct maintenant, on remarquera que certaines de nos expressions voire certains de nos résultats, peuvent être utilisés dans d'autres domaines interférométriques que ceux que nous avons considérés,

en interférométrie Fabry-Pérot par exemple. Par ailleurs, nous avons signalé dans le texte sans nous apesantir sur la spectroscopie, quelques points communs avec les résultats établis dans ce domaine. Il est certain que nos résultats sont utilisables pour la plupart dans ce domaine particulier, qu'il s'agisse de spectroscopie interférentielle à ondes multiples ou de spectroscopie par transformation de Fourier. La fourniture des écarts non-linéaires pourrait avoir un intérêt en ce cas.

En se situant plus spécialement dans le domaine des couches minces : chaque fois que l'on réalise un empilement interférentiel sans tenir compte de la dimension spatiale de la source utilisée dans le monochromateur d'éclairage, et de sa largeur spectrale pour une longueur d'onde donnée, sans tenir compte par ailleurs des variations de sensibilité spectrale du récepteur et de sa dimension, on réalise un empilement dont toutes les épaisseurs sont mauvaises, puisque rapportées à des longueurs d'ondes λ_{oi} , non corrigées, et les erreurs s'ajoutant de manière non-aléatoire, on réalise par conséquent un objet dont les propriétés optiques sont différentes de celles que l'on cherche. Cela peut expliquer les décalages de quelques angströms et les pertes de transparence que l'on constate à la réalisation des fibres Fabry-Pérot. Les expressions que nous fournissons permettraient, telles quelles, d'éviter ces erreurs.

Enfin, sans préjuger des effets produits du fait de l'incidence de l'onde sur la couche, et de sa polarisation, et sans oublier pour autant que la diffusion de l'onde par la couche et que les transformations chimiques de surface jouent aussi un rôle, chaque fois que l'on mesure, pour une incidence donnée, la transparence et la réflectance d'une couche, en vue d'en déterminer les indices, et que l'on néglige les dimensions de la source et du récepteur, on obtient des résultats numériques faussés, voire aucun résultat acceptable. Il en est de même lorsqu'on détermine l'indice d'une couche diélectrique par la méthode de Brewster, ce que nous avons vérifié bien souvent. Il y a donc intérêt lorsqu'on le peut à apporter aux résultats une correction. Les expressions que nous fournissons peuvent y aider dans quelques cas. Nous espérons être en mesure, dans un travail ultérieur, de faire un point plus précis sur ce cas.

C H A P I T R E D E U X

METHODES MISES EN OEUVRE
POUR LE CONTROLE DES COUCHES

Les contrôles applicables aux couches profilées et ceux appliqués aux couches uniformes sont en grande partie identiques. Il en va ainsi pour tout ce qui concerne : la dureté, l'adhérence, la résistance aux chocs thermiques ou mécaniques et aux vibrations, le comportement en atmosphère humide ou salée, l'indice de réfraction, etc. Ces contrôles ont été appliqués, mais nous ne décrivons pas ici les méthodes que nous avons utilisées pour ce faire, en raison de l'absence d'originalité qu'elles présentent.

Nous allons nous limiter dans ce chapitre à la description des seuls contrôles spécifiques aux couches profilées diélectriques :

- le contrôle de l'épaisseur en chaque point ;
- le contrôle de l'effet déphasage produit.

Le contrôle de l'épaisseur, tel que nous l'avons envisagé est un contrôle destructif. Il ne s'applique pas à l'objet profilé fini, mais à un profil ou à une couche témoin.

Le second contrôle est un contrôle non destructif de l'objet fini, dans les conditions de son utilisation ultérieure.

A- CONTROLE INTERFEROMETRIQUE DE L'ÉPAISSEUR

A1 - INTERFEROMETRIE A ONDES MULTIPLES FIZEAU-TOLANSKY
ET MESURE DES ÉPAISSEURS COURANTES^(*)

INTRODUCTION

L'épaisseur optique des couches minces est, dans le domaine des traitements et notamment des traitements profilés, un paramètre qu'il importe de connaître de façon précise et de maîtriser, et nombre d'appareils, faisant appel à l'électricité, à la mécanique ou à l'optique, ont été conçus dans ce but [9], [10], [26], [29], [53], [72]. Dans les limites de l'optique, la branche la plus sollicitée pour le contrôle d'épaisseur, a été et demeure l'interférométrie, qui joint aux possibilités étendues qu'elle possède pour ce qui est de la gamme de mesure et du mode d'enregistrement, l'avantage d'être précise et de grande simplicité de mise en oeuvre et d'emploi. Parmi les appareils existants, on trouve ainsi :

- des interféromètres à deux ondes, type Michelson-Kösters [59], [75] ou Françon-Nomarski [27];
- des interféromètres à trois ondes, type Zernicke-Maréchal [54], [55];
- des interféromètres à ondes multiples, type Fabry-Perot [68] ou Fizeau-Tolansky [70], [71], [67].

Par suite de la faiblesse de son encombrement et surtout de la finesse et de l'équidistance des franges de sa figure d'interférence, qualités qu'il est seul à réunir, le dispositif Fizeau-Tolansky, dernier cité, nous a semblé le mieux adapté à la mesure précise et rapide des épaisseurs courantes (0,1 à 1μ), sous réserve de lui apporter quelques modifications.

Dans l'exposé qui suit, après avoir étudié théoriquement les phénomènes d'interférence à ondes multiples observés par réflexion, nous montrerons l'intérêt que présente une "inversion" du contraste des franges et révélerons quelques procédés d'inversion. Les propriétés de l'image seront déduites du calcul de la fonction intensité dans le plan objet et de la détermination du facteur de transfert du microscope d'observation. Nous présenterons enfin quelques résultats expérimentaux, concernant la justesse du dispositif, son aptitude à la discrimination des ordres, son aptitude enfin à l'étude des profils.

I - L'INVERSION DE CONTRASTE

1.- Notations adoptées :a) Notations générales :

Nous appellerons, conformément aux notations de Dufour [16] et Giacomo [29] :

- n_m et d_m l'indice et l'épaisseur mécanique d'un élément optique m ;
- φ_m le déphasage géométrique aller-retour $\frac{4\pi}{\lambda_0} n_m d_m$, λ_0 étant la longueur d'onde d'éclairage ;
- $\delta_{m, m+1}$ et $\varphi_{m, m+1}$ les déphasages produits à la transmission et à la

(*) Ce passage a fait l'objet des publications [17] [18] [19].

réflexion par un dioptre $M_{m,m+1}$;

- ψ_m et en l'absence d'ambiguïté, Ψ , la phase optique $\varphi_m + \varphi_{m,m+1} + \varphi_{m,m-1}$;
- $h(u)$ la quantité exponentielle imaginaire e^{ju} ;
- $t_{m,m+1} = \tau_{m,m+1} h(\delta_{m,m+1})$ l'amplitude complexe transmise par $M_{m,m+1}$;
- $r_{m,m+1,m} = \rho_{m,m+1} h(\varphi_{m,m+1})$ l'amplitude complexe réfléchie par $M_{m,m+1}$;
- t , t^* et $I_t = t t^* \frac{n_m + 1}{n_m - 1}$, les amplitudes résultante, résultante conjuguée et l'intensité transmises par l'élément m ;
- r , r^* et $I_r = r r^*$, les amplitudes résultante, résultante conjuguée et l'intensité réfléchies par l'élément m .

b) Notations particulières à l'interférométrie Fabry-Perot :

Nous écrirons :

- R le produit $\rho_{21} \rho_{23}$;
- I_0 la quantité $\frac{\tau_{12}^2 \tau_{23}^2}{(1 - R)^2}$;
- M la quantité $\frac{4R}{(1 - R)^2}$;
- $\mathcal{O}(\psi)$ la fonction $\frac{1}{1 - Rh(-\psi)}$;
- $\mathcal{A}(\psi)$ la fonction $\frac{1}{1 + M \sin^2 \frac{\psi}{2}}$ dite fonction d'Airy.

c) Contraste des franges :

Nous utiliserons l'expression normalisée

$$V_1 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max}} .$$

d) Finesse des franges :

Il existe plusieurs définitions possibles de cette quantité

$$[8] [28] [57] [58] .$$

En ce qui nous concerne, nous entendrons par finesse le quotient de l'interfrange et de la largeur des franges au niveau $\frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}$.

2.- L'interféromètre Fabry-Pérot

Nous supposons que :

- les supports S_1 , S_2 ne présentent pas de défaut interne ;
- les surfaces de S_1 et de S_2 sont planes et polies ;
- les miroirs M_1 , M_2 sont de bonne qualité ;
- les surfaces N_1 , N_2 ont reçu un traitement anti-reflet

a) Par transmission :

De l'amplitude

$$t = t_{12}t_{23} h\left(-\frac{\varphi}{2}\right) \sum_{k=0}^{+\infty} r_{212}^k r_{232}^k h(-k\varphi) \quad (1)$$

que l'on écrit, plus couramment, sous la forme

$$t = t_{12}t_{23} h\left(-\frac{\varphi}{2}\right) \mathcal{A}(\varphi) \quad (2)$$

se déduit l'intensité

$$I = I_0 \mathcal{A}(\varphi) \quad (3)$$

b) Par réflexion :

En remplaçant par $\rho'_{21} h(-\varphi'_{21})$
 la quantité $\frac{r_{121}r_{212} - t_{12}t_{21}}{r_{121}}$ et par ψ' la somme $\varphi + \varphi'_{21} + \varphi_{23}$,
 l'amplitude résultante réfléchie

$$r = r_{121} + t_{12}t_{21}r_{232} h(-\varphi) \sum_{k=0}^{+\infty} r_{21}^k r_{232}^k h(-k\varphi) \quad (4)$$

devient

$$r = \rho_{21} h(-\varphi_{21}) \frac{1 - \rho'_{21}\rho_{23} h(-\varphi')}{1 - \rho_{21}\rho_{23} h(-\varphi)}$$

Compte tenu des changements :

$$K = \rho_{21}^2 \frac{(1 - \rho'_{21}\rho_{23})^2}{(1 - \rho_{21}\rho_{23})^2} ; \quad K' = \frac{4\rho'_{21}\rho_{12}\rho_{23}}{(1 - \rho_{21}\rho_{23})^2} ;$$

$$\mathcal{B}(\psi', \psi) = \mathcal{A}(\psi) \sin^2 \frac{\psi'}{2}$$

et de l'inégalité $\rho'_{21}\rho_{23} \neq 1$, l'intensité s'écrit :

$$I_r = K\mathcal{A}(\psi) + K'\mathcal{B}(\psi', \psi) \quad (5)$$

b.I. Si les deux miroirs sont absorbants :

- prédominance de $\mathcal{A}(\psi)$: franges claires sur fond sombre, de type franges de transmission ;
- action simultanée de $\mathcal{A}(\psi)$ et $\mathcal{B}(\psi', \psi)$: franges de profil complexe et contraste faible ;
- prédominance de $\mathcal{B}(\psi', \psi)$: franges sombres sur fond clair, du type franges de transmission.

Ces résultats, en accord avec ceux de M. Hamy [32] et J. Holden [41], montrent que l'on peut, sous certaines conditions, observer par réflexion une figure d'interférence analogue à celle que l'on obtient par transmission.

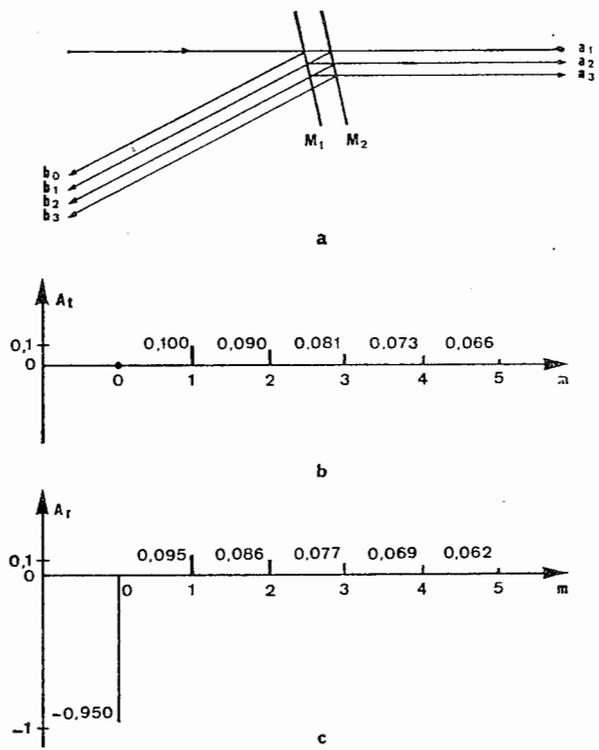


Fig. 1 - Fabry-Pérot : amplitudes élémentaires transmises et réfléchies.

b.2. Si le premier miroir n'absorbe pas :

Appellons R^2 la quantité $R_1 R_2$ et P le quotient $\frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - R)^2}$. Les égalités $\psi' = \psi$; $\rho'_{21}\rho_{21} = 1$ entraînent :

$$I_r = 1 - P\mathcal{A}(\psi) \quad (6)$$

Une seule possibilité demeure : franges sombres sur fond clair.

3.- Inversion mécanique du contraste :

Considérons un interféromètre Fabry-Perot fonctionnant à la fois par transmission et réflexion (fig. 1a). Soient a_1, a_2, \dots, a_n les faisceaux transmis et b_0, b_1, \dots, b_n les faisceaux réfléchis (fig. 1b et c). On constate que l'ensemble transmis est homogène et que l'ensemble réfléchi ne l'est pas, par suite de la présence d'un parasite : b_0 . La suppression ou le déphasage absorbant de ce terme, en rendant homogène l'ensemble réfléchi, permet l'obtention, par réflexion, d'interférences analogues à celles que l'on observe habituellement par transmission. On réalise ainsi ce que nous avons appelé une inversion de contraste. Une inversion dans le sens transmission-réflexion est également réalisable [2].

a) Inversion par suppression de b_0 :

La suppression de b_0 se traduit par l'élimination du terme r_{12} dans l'expression (4) qui devient :

$$r = t_{12}t_{21}r_{232} h(-\varphi) \mathcal{O}(\varphi) ;$$

posant $S = \frac{T_1^2 R_2}{(1 - R)^2}$, il vient :

$$I_{rs} = S\mathcal{A}(\varphi) . \quad (7)$$

Cette fonction est une fonction d'Airy .On notera l'analogie des expressions (7) et (3).

b) Inversion par déphasage et absorption partielle de b'_0 :

La multiplication du terme r_{12} par $\frac{t_{12}t_{21}}{r_{21}^2} h \left[(2k + 1)\pi \right]$

transforme l'expression (4) qui devient :

$$r = \frac{t_{12}t_{21}}{r_{212}} \sum_{k=0}^{+\infty} r_{212}^k r_{232}^k h(-k\varphi) ;$$

l'intensité est alors donnée par :

$$I_{rA} = A\mathcal{A}(\varphi) \quad (8)$$

expression dans laquelle A est une constante, de valeur $\frac{S}{R^2}$. On notera, l'analogie avec l'expression (3) qui caractérise l'intensité transmise.

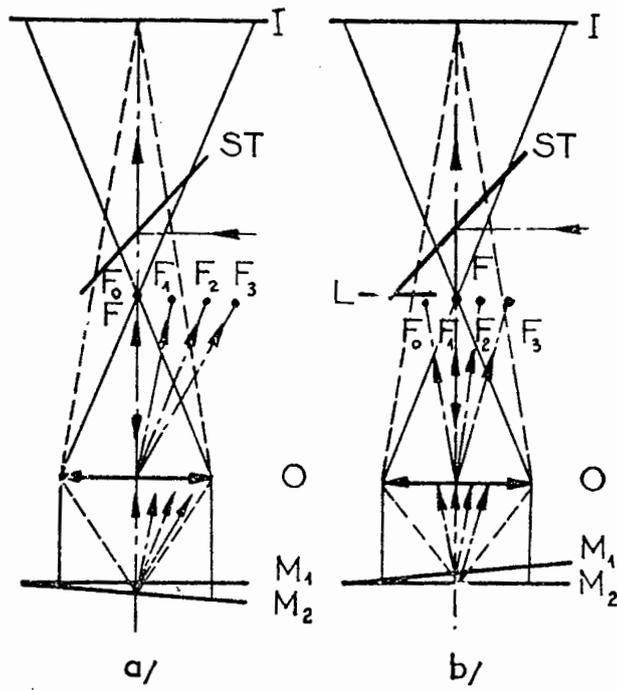


Fig. 2 - Microscope interférentiel Fizeau-Tolansky
 (a) : schéma habituel ; (b) : schéma proposé.

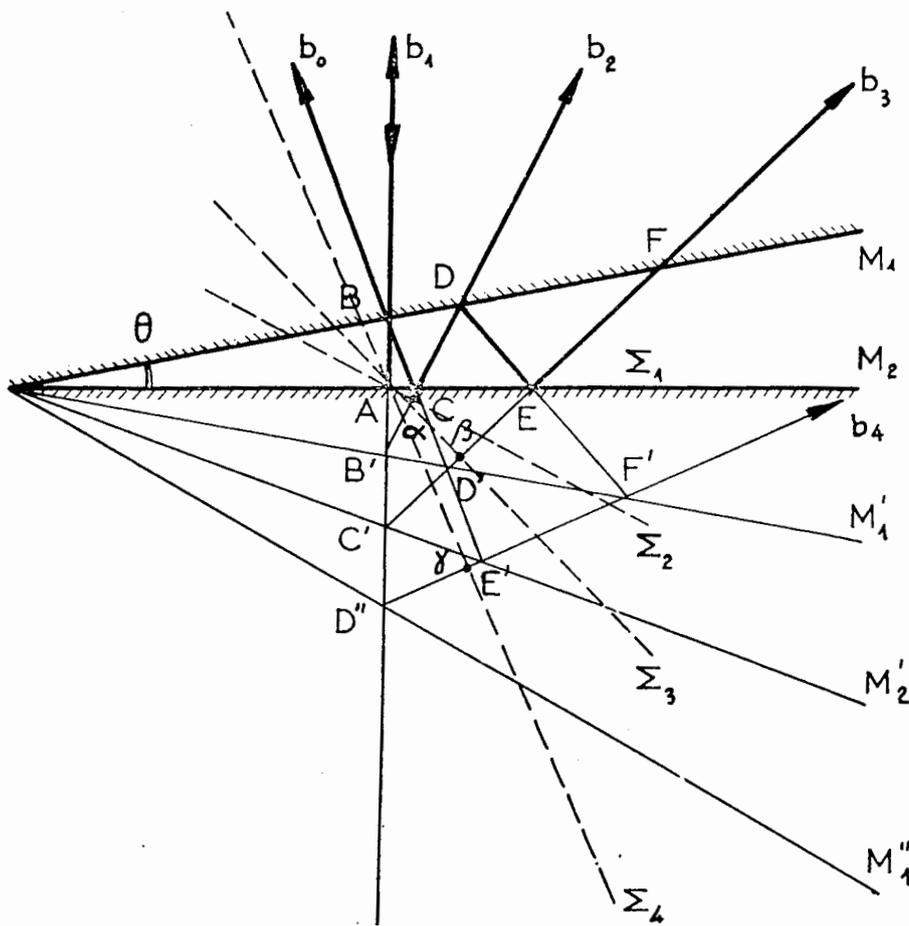


Fig. 3 - Cheminement des ondes dans l'interféromètre Fizeau-Tolansky.

4.- L'interféromètre Fizeau-Tolansky : Description et méthodes pratiques d'inversion de contraste :

Des paragraphes précédents, il ressort qu'il est possible théoriquement d'inverser le contraste d'une figure d'interférence à ondes multiples de type réflexion. L'opération est également rentable car elle s'accompagne d'un gain de contraste.

Les calculs effectués, et qui concernaient plus particulièrement l'interféromètre Fabry-Pérot, peuvent être généralisés et les résultats établis appliqués aux dispositifs dérivés Newton-Tolansky ou Fizeau-Tolansky.

Les lignes qui suivent sont consacrées à l'examen des méthodes pratiques d'inversion et au dispositif Fizeau-Tolansky.

Ce dispositif est basé sur le schéma de fonctionnement suivant (fig. 2a)

Un faisceau incident, réfléchi par une séparatrice semi-transparente, converge au foyer F d'un objectif de microscope métallographique, puis éclaire une cavité de résonance $M_1 M_2$ d'angle θ petit. Il est alors divisé en une multitude de faisceaux secondaires qui après focalisation en F_0, F_1, \dots, F_n fournissent en I l'image utile.

Les possibilités d'inversion mécanique ou mécano-optique du contraste de cette image dépendent de la disposition adoptée pour l'interféromètre et de l'accès au plan focal :

- dans le montage habituel (fig. 2a) le miroir M_1 est normal au faisceau incident, F et F_0 se trouvent confondus, et l'inversion n'est possible qu'au prix d'une perte considérable, voire totale, de luminosité ;

- dans le montage proposé (fig. 2b) c'est le miroir M_2 qui est normal à l'axe, ce qui laisse toute latitude pour agir sur F_0 sans toucher au flux incident.

Les possibilités d'inversion par voie optique existent également, par exemple employant pour support de M_1 un polariscope de Savart et en plaçant l'interféromètre entre polariseurs croisés [9]. L'inversion recherchée est accompagnée d'un second phénomène, le filtrage focal multiple, sur lequel nous ne nous attarderons pas ici, en raison de son faible intérêt.

II.- ETUDE DE LA FIGURE INTERFERENTIELLE OBJET :

Dans les calculs précédents, nous avons supposé que le nombre d'interférence était infini. Nous en avons déduit que l'intensité s'exprimait par la fonction d'Airy. En réalité :

- le nombre d'ondes est limité ;
- la fonction d'Airy ne rend compte des propriétés de l'interféromètre que de façon imparfaite.

1.- Aspect formel :

Dans le but d'accroître nos connaissances sur le sujet et de mieux juger des qualités et des défauts du dispositif, reportons-nous à la figure 3 et considérons une cavité $M_1 M_2$ d'angle θ :

Par réflexion sur les miroirs, un faisceau primaire b donne naissance à une multitude de faisceaux secondaires b_1, b_2, \dots, b_n qui interfèrent dans le plan M_2 . Soient d l'épaisseur mécanique du coin d'air à la verticale d'un point A de M_2 , $\Sigma_1, \Sigma_2, \dots, \Sigma_n$ les surfaces d'ondes associées à b_1, \dots, b_n et interférant en A, et $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n, \varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$ les différences de marche

et déphasages correspondants. On voit aisément que :

$$\delta_1 = 0$$

$$\delta_2 = AB' + B'\alpha = 2d \frac{\sin 2\theta}{2 \operatorname{tg} \theta}$$

$$\delta_3 = AC' + C'\beta = 4d \frac{\sin 4\theta}{4 \operatorname{tg} \theta}$$

$$\delta_{k+1} = 2kd \frac{\sin 2k\theta}{2k \operatorname{tg} \theta}$$

$$\varphi_{k+1} = k\varphi \frac{\sin 2k\theta}{2k \operatorname{tg} \theta}$$

et partant de là, que l'amplitude réfléchie en contraste inversé,

$$A_{ri} \approx \sum_{k=0}^{k_{lim}} R_k^h \left(-k\varphi \frac{\sin 2k\theta}{2k \operatorname{tg} \theta} \right) \quad (9)$$

diffère de la fonction $\mathcal{A}(\psi)$. Elle en diffère par :

- limitation du nombre d'ondes d'interférence ;
- altération du terme de phase ;
- remplacement de $r_{21}^k r_{23}^k$ par R_k .

C'est de l'importance de cette dernière perturbation que nous nous proposons maintenant de discuter.

Nous nous placerons dans le cas où le miroir inférieur est une monocouche absorbante opaque et où il existe entre ses indices de réfraction ν et d'extinction χ la relation $(\nu^2 + \chi^2) \gg 1$. Nous supposerons l'onde monochromatique et négligerons les interférences à l'intérieur de la couche puisqu'elle est opaque. Dans ces conditions, pour une incidence donnée, le facteur de réflexion et le déphasage à la réflexion ont pour valeur :

$$R_{2\perp}[i] = 1 - \frac{4\nu \cos i}{\nu^2 + \chi^2} \quad R_{2\parallel}[i] = 1 - \frac{4\nu \cos i}{(1 + \nu \cos i)^2 + \chi^2 \cos^2 i}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{2\perp}[i] = -\frac{2\chi \cos i}{\nu^2 + \chi^2} \quad \operatorname{tg} \varphi_{2\parallel}[i] = -\frac{2\chi \cos i}{(\nu^2 + \chi^2) \cos^2 i - 1}$$

et A_{ri} devient :

$$A_{ri\perp} = 1 + \frac{1}{t_{21\perp}[\theta]} \sum_{k=1}^{k_{lim}} \left\{ \left[\prod_{m=1}^k R_{1\perp}[(2m-1)\theta] R_{2\perp}[2m\theta] \right]^{1/2} \tau_{21\perp}[(2k+1)\theta] \right. \\ \left. h \left[\delta_{21\perp}[(2k+1)\theta] - k\varphi \frac{\sin 2k\theta}{2k \operatorname{tg} \theta} + \sum_{m=1}^k [\varphi_{1\perp}[(2m-1)\theta] + \varphi_{2\perp}[2m\theta]] \right] \right\} \quad (10)$$

$$A_{ri\parallel} = 1 + \frac{1}{t_{21\parallel}[\theta]} \sum_{k=1}^{k_{lim}} \left\{ \left[\prod_{m=1}^k R_{1\parallel}[(2m-1)\theta] R_{2\parallel}[2m\theta] \right]^{1/2} \tau_{21\parallel}[(2k+1)\theta] \right. \\ \left. h \left[\delta_{21\parallel}[(2k+1)\theta] - k\varphi \frac{\sin 2k\theta}{2k \operatorname{tg} \theta} + \sum_{m=1}^k [\varphi_{1\parallel}[(2m-1)\theta] + \varphi_{2\parallel}[2m\theta]] \right] \right\} \quad (10 \text{ bis})$$

d'où l'intensité : $I_{ri} = A_{ri\perp}^* A_{ri\perp} + A_{ri\parallel}^* A_{ri\parallel}$ (11)

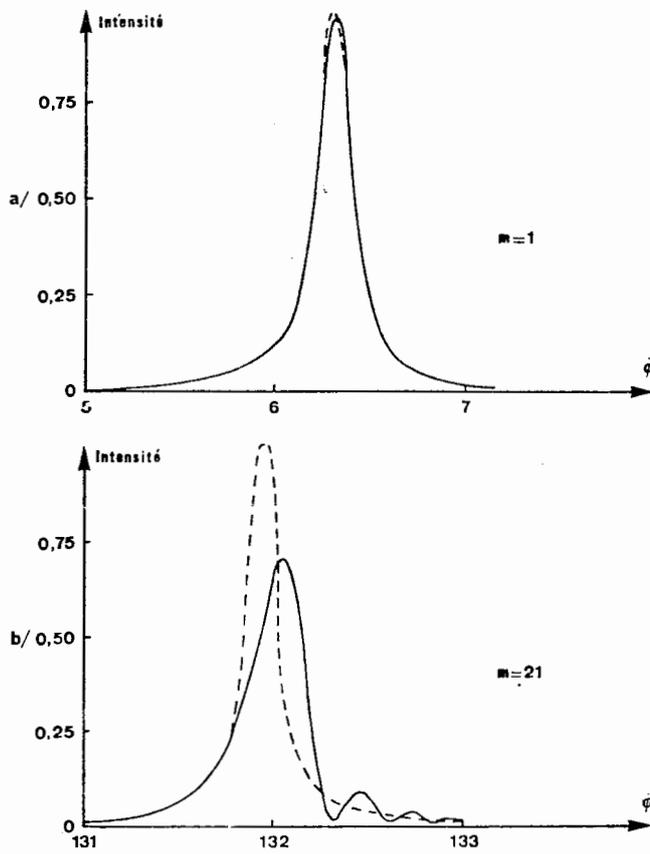


Fig. 4 - Comparaison des franges d'un Fabry-Pérot (en pointillé) et d'un Fizeau-Tolansky : $R = 0,90$;
 $\theta = 0,0020$ radian ;
 $p = 1$ et 21 .

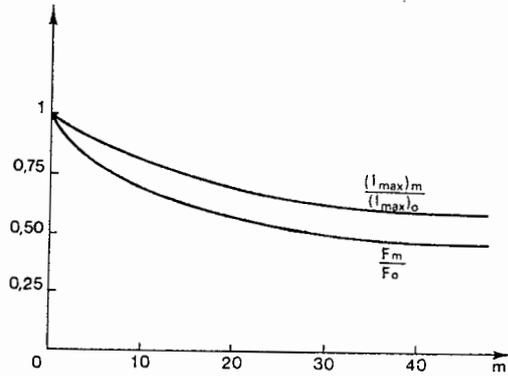


Fig. 5 - Fizeau-Tolansky : variations de l'intensité et de la finesse en fonction de l'ordre des franges :
 $R = 0,90$; $\theta = 0,0020$ radian.

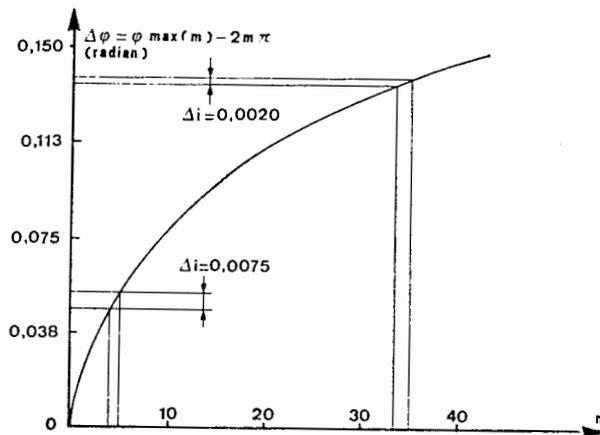


Fig. 6 - Ecart entre franges de Fizeau-Tolansky et franges d'égale épaisseur ; évolution de cet écart avec l'ordre des franges :
 $R = 0,90$; $\theta = 0,0020$ radian.

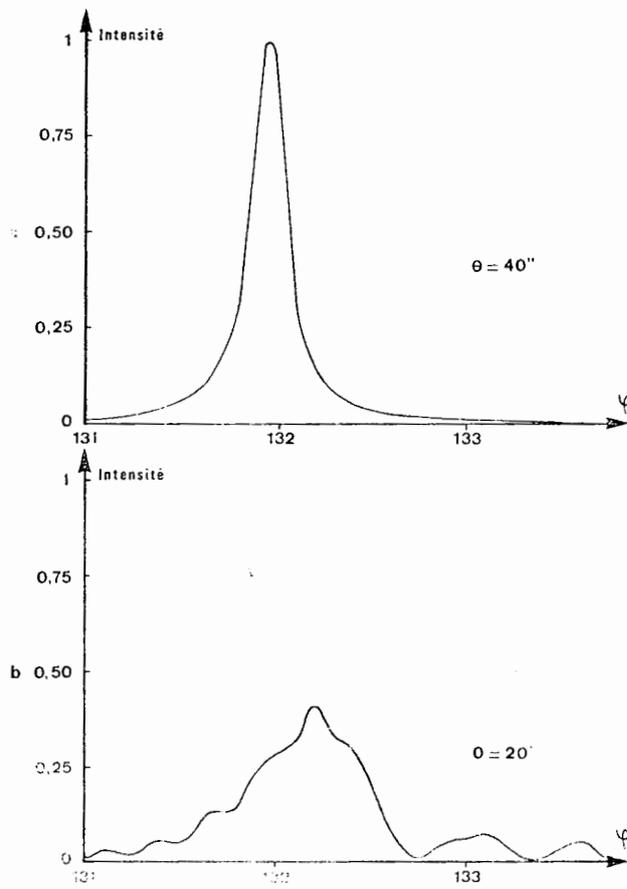


Fig. 7 - Influence de l'angle θ sur la forme d'une frange :
 $R = 0,90$; $\theta = 20''$ et $40''$; $p = 2l$.

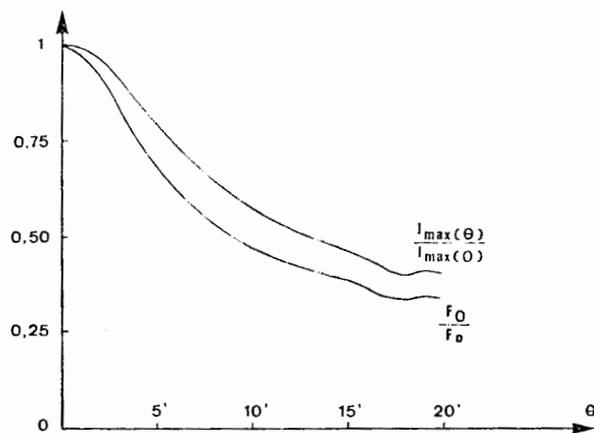


Fig. 8 - Influence de l'angle θ sur la finesse et l'intensité maximum d'une frange.

Théoriquement, ces formules expriment le dédoublement des franges. Dans la réalité, les franges ne sont pas dédoublées et il est même difficile d'observer un accroissement de finesse lorsqu'on interpose sur le faisceau d'observation, un polariseur convenablement orienté. Ceci vient du fait, pour les faisceaux principaux du moins, que l'incidence i ne dépasse guère quelques degrés, et que, pour ces faibles valeurs de i :

$$\begin{aligned}\tau // (i) &\approx \tau_{\perp}(i) = \tau \\ R // (i) &\approx R_{\perp}(i) = R \\ \delta // (i) &\approx \delta_{\perp}(i) = \delta \\ \varphi // (i) &\approx \varphi_{\perp}(i) = \varphi\end{aligned}$$

Il est donc possible, sans s'éloigner par trop de la réalité physique de remplacer (10) et (10bis) par une expression générale, indépendante de la polarisation :

$$A_{ri} = \sum_{k=0}^{k_{lim.}} R^k h \left[-k \left(\varphi \frac{\sin 2k\theta}{2k \operatorname{tg} \theta} - 2\psi \right) \right], \quad (12)$$

expression qui s'écrit encore, si l'on néglige toute translation en bloc de la figure d'interférence

$$A_{ri} = \sum_{k=0}^{k_{lim.}} R^k h \left[-k \varphi \frac{\sin 2k\theta}{2k \operatorname{tg} \theta} \right]. \quad (13)$$

2.- Etude numérique :

a) Etude de $I_r(\varphi)$ à R et θ constants :

Lorsqu'on fait croître l'ordre $p = \frac{\varphi}{2\pi}$ des franges, la fonction I_{ri} , semblable initialement à une fonction d'Airy (fig. 4a) devient très vite asymétrique (fig. 4b) et il apparaît, ainsi que l'ont fait remarquer J. Brossel [5] et K. Kinoshita [43], des maximums secondaires, qui se développent et envahissent progressivement tout l'espace. Cette évolution s'accompagne à contraste sensiblement constant, d'une réduction de luminosité et de finesse (fig. 5), et d'un décalage parasite des franges. Ce décalage, qui entraîne une expansion des interférences, est proportionnel à $p^{2/5}$ (fig. 6).

Si $\theta = 0,0020$ radian, et si l'on opère au voisinage de l'arête, ce décalage et cette expansion sont sensibles, et une correction doit alors être appliquée aux résultats.

b) Etude de $I_r(\theta)$ à R et p constants :

L'allure de $I_r(\theta)$ dépend fortement du choix de θ . La croissance de cette variable détermine :

- l'apparition de maximums secondaires qui altèrent les pics principaux (fig. 7), les rendent dissymétriques, et vont parfois jusqu'à les dédoubler ;
- une chute rapide de la finesse et de la luminosité (fig. 8) ;
- un décalage des franges proportionnel à $\theta^{4/5}$ (fig. 4b et 7).

3.- Conclusions :

L'étude qui précède révèle, outre l'obligation pour θ d'être petit, l'impossibilité d'obtenir simultanément du dispositif sensibilité maximum et

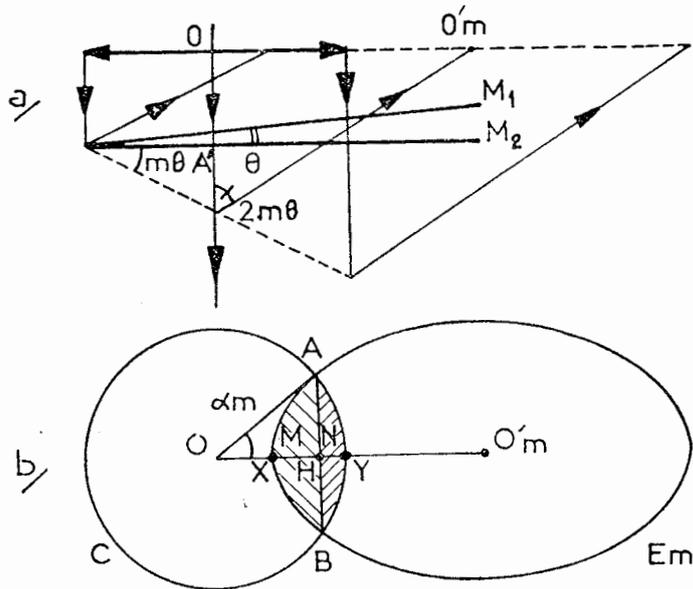


Fig. 9 - Transfert d'une onde Σ_m par l'objectif du microscope dans le cas où l'arête m du coin d'air se trouve à la limite du champ éclairé.

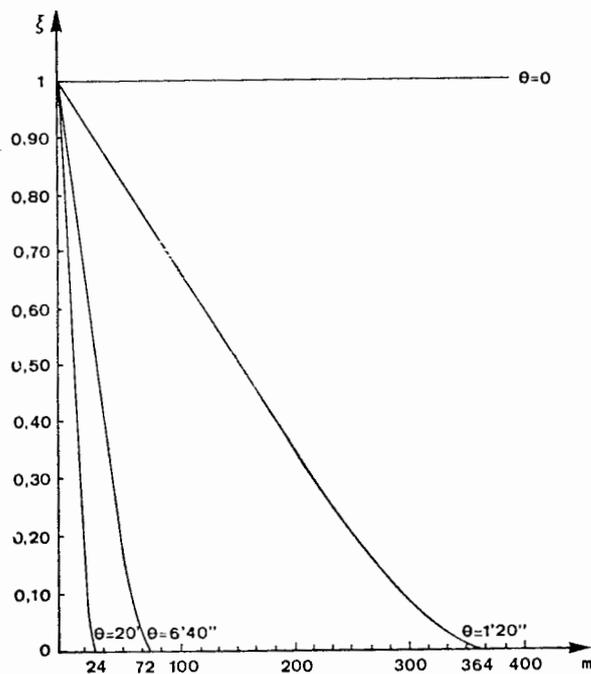


Fig. 10 - Variation du facteur de transfert de l'objectif en fonction de l'ordre des faisceaux et de l'angle de l'interféromètre, dans le cas où l'arête du coin d'air est à la limite de la zone éclairée :
 $R = 1,5 \text{ mm}$; $f = 10 \text{ mm}$.

justesse, et la nécessité par conséquent d'un compromis. La meilleure solution, semble-t-il, consiste à limiter les opérations à l'intervalle $10 \leq p \leq 20$. Cette solution présente deux avantages :

- elle correspond à la valeur optimale du produit sensibilité-justesse ;
- elle ne fait intervenir que des franges nettes, quel que soit l'état de surface des miroirs, l'usure n'étant sensible qu'au voisinage de l'arête.

III - INFLUENCE DES IMPERFECTIONS DU DISPOSITIF DE MESURE : ETUDE DU TRANSFERT DES ONDES PAR LE MICROSCOPE :

Entre l'objet que nous venons d'explorer et l'image sur laquelle sont pratiquées les mesures, outre les aberrations géométriques, qui n'ont qu'une influence réduite sur le phénomène interférentiel et que, pour cette raison, nous ne prendrons pas en considération ici, deux facteurs nouveaux interviennent

- le faisceau b_0 se joint aux faisceaux b_1, b_2, \dots, b_n et transforme l'image en une image de type réflexion,

- l'objectif de microscope diaphragme les faisceaux, ce qui, ainsi que l'a souligné Brossel [5] peut altérer, de façon sensible, la qualité de l'image.

Afin de juger de l'influence qu'exerce l'objectif sur la figure d'interférence, nous nous sommes proposés de calculer pour l'onde élémentaire m , le flux Φ transmis par cet objectif, connaissant le flux incident associé Φ_{mi} , et d'en déduire le facteur de transfert énergétique $\xi(m) = \Phi_{mt} / \Phi_{mi}$.

1 - Arête du coin d'air à la limite de champ éclairé :

Lorsque l'arête est située à la limite de la zone d'éclairage, $\xi(m)$ s'écrit (fig. 9) :

$$\xi(m) = \frac{A_{C \cap E_m}}{A_{E_m}}$$

A_{E_m} représentant l'aire de l'ellipse E_m obtenue par section du faisceau réfléchi d'ordre m par le plan pupillaire, et $A_{C \cap E_m}$, l'aire de l'intersection du cercle pupille C et de E_m .

Si R est le rayon de C et si $f = OA'$, on montre que, compte tenu de l'affinité de C et de E_m

$$OH = OO'_m \frac{\cos 2m\theta}{1 + \cos 2m\theta}$$

avec

$$OO'_m = (f + R \operatorname{tg} m\theta) \operatorname{tg} 2m\theta.$$

On en déduit, par la relation $\cos \alpha_m = \frac{OH}{R}$, l'angle $2\alpha_m$ sous lequel on voit de O la corde AB , et de là, $A_{C \cap E_m}$, somme des aires $A_N = R^2 \left(\alpha_m - \frac{\sin 2\alpha_m}{2} \right)$ et de, $A_M = A_N \sec 2m\theta$.

On obtient en définitive pour $\xi(m)$:

$$\xi(m) = \frac{2}{\pi} \left[\alpha_m - \frac{\sin 2\alpha_m}{2} \right] \cos^2 m\theta. \quad (14)$$

Le réseau de courbes de la figure 10 permet de juger de l'évolution de la

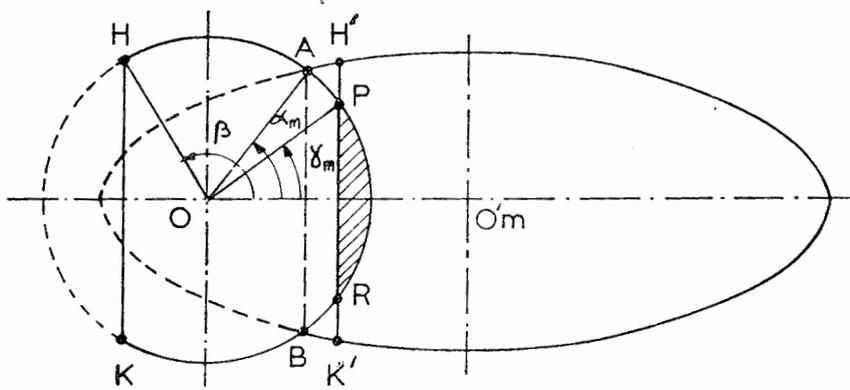


Fig. 11 - Transfert d'une onde Σ_m par l'objectif du microscope, dans le cas où l'arête du coin d'air est dans la zone éclairée.

fonction lorsqu'on fait croître m et θ ; on note :

- à θ constant, une décroissance presque linéaire de $\xi(m)$;
- à m constant, une chute rapide de $\xi(\theta)$, ce qui implique, une fois de plus que l'on utilise un angle θ petit ;
- que l'ordre de coupure $m_c = \frac{R}{f\theta}$ est, dans les conditions normales d'utilisation, voisin de la centaine : le nombre d'ondes transmises par l'objectif est donc très limité.

2 -. L'arête occupe une position quelconque :

Après avoir exposé les détails du calcul de ξ dans le cas où l'arête est située à la limite du champ éclairé, nous allons donner quelques indications sur les divers autres cas rencontrés dans la pratique.

La figure 11 illustre l'une de ces possibilités. Nous appellerons :

- x , la distance du centre de la pupille à la corde HK, projection verticale de l'arête dans le plan pupillaire, distance qui sera comptée positivement dans le sens des épaisseurs croissantes ;
- 2α , 2β , 2γ les angles sous lesquels sont vus de O les cordes AB, HK, PR ;
- X et F les quantités réduites $\frac{x}{R}$ et $\frac{f}{R}$.

Deux cas sont à considérer :

a) Arête à l'extérieur du champ éclairé :

L'angle α_m prend la valeur

$$\alpha_m = \text{Arcos} \left[(F + X \text{tg}m\theta) \text{tg}m\theta \right]$$

et le facteur de transfert devient

$$\xi(m) = \frac{A_m}{2 \left[\alpha_m - \frac{\sin 2\alpha_m}{2} \right] \cos^2 m\theta} \quad (15)$$

A_m étant la quantité

b) Arête dans le champ éclairé :

b.1. Cas $X \leq 0$:

Posons

$$B = \left[(\pi - \beta) - \frac{\sin 2(\pi - \beta)}{2} \right]$$

et

$$C_m = \left[\gamma_m - \frac{\sin 2\gamma_m}{2} \right] \cos 2m\theta,$$

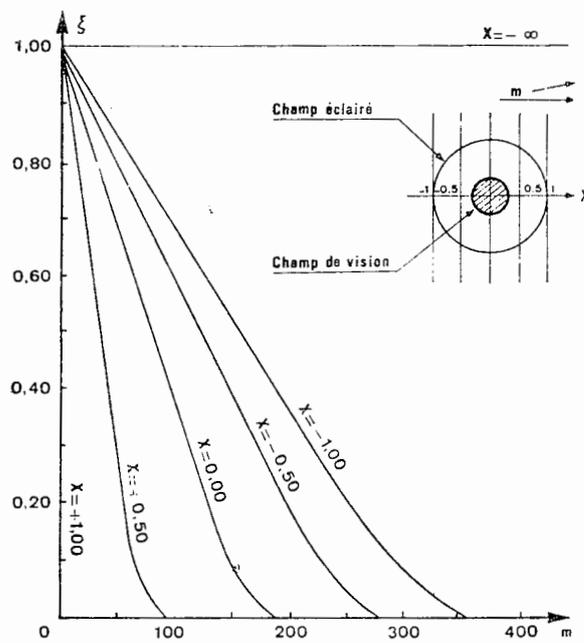


Fig. 12 - Variation du facteur de transfert de l'objectif en fonction de l'ordre des faisceaux et de la position de l'arête du coin d'air dans le champ éclairé :
 $\theta = 0,0004$ radian.

γ_m étant la quantité $\text{Arcos} \left[X + F \text{tg} 2m\theta \right]$. Le facteur de transfert s'écrit :

- pour les ondes d'ordre $m \leq \frac{1}{2\theta} \text{Arc tg} \frac{2X}{F}$:

$$\xi(m) = \frac{A_m - B}{\pi - B} ; \quad (16)$$

- pour les ondes d'ordre supérieur :

$$\xi(m) = \frac{C_m}{\pi - B} . \quad (17)$$

b.2. Cas $X \geq 0$:

Pour toute valeur de m :

$$\xi(m) = \frac{C_m}{\pi - B} .$$

3. - Conclusions :

a) nombre d'ondes transmises :

Les calculs effectués montrent :

- que le nombre d'ondes d'interférence au niveau du plan objet est très élevé : 400 à 2000 pour θ compris entre 0,0020 et 0,0004 radian ;

- que le nombre de faisceaux transmis par l'objectif est limité : 72 à 364 pour les mêmes valeurs de θ .

b) domaines du champ où la fidélité est assurée

La figure 12 qui illustre, dans le cas particulier $\theta = 0,0004$ radian, les résultats théoriques obtenus dans ce paragraphe, permet de tirer les conclusions suivantes :

b.1. Compte tenu de l'étendue des zones d'éclairage et d'observation, les solutions $X \geq + 0,33$ sont à rejeter ;

b.2. Pour X compris entre $+ 0,33$ et $- 0,33$: $\xi(30)$ n'atteint que 60 à 80 p.100 : les franges sont visibles, mais l'objectif est infidèle ;

b.3. Pour $X \leq - 0,33$: $\xi(30)$ atteint 80 à 100 p. 100 : les franges sont visibles ; l'objectif est relativement fidèle et l'image sensiblement conforme à l'objet.

Dans la pratique, $\theta = 0,0004$ radian n'est guère utilisé que pour les faibles décalages. On emploie de préférence pour la plupart des mesures, l'angle $\theta = 0,0020$ radian. Ce choix implique, pour que soit assurée la similitude de l'image et de l'objet, que la variable X soit au plus égale à $- 1,5$.

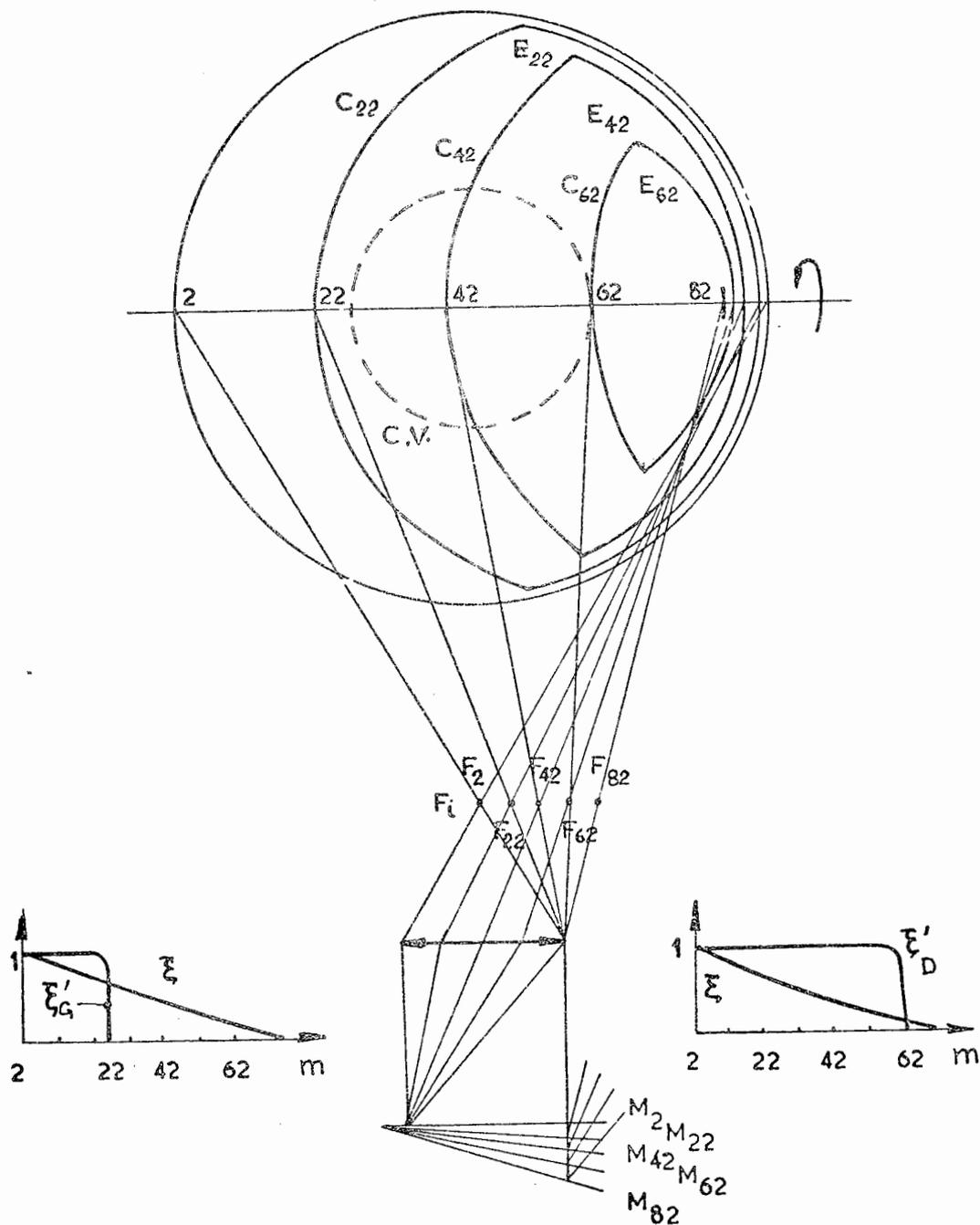


Fig. 13 - Répartition des ondes dans le dispositif Fizeau-Tolansky, niveau image. A droite et à gauche, facteur de transfert des ondes en fonction du nombre de traversées de la cavité. ξ représente le facteur global, énergétique, tel qu'on peut le mesurer, dans le plan transformée de Fourier. ξ' est le facteur en amplitude, au niveau de l'image. C.V. est le champ de vision.

Cette solution amène au centre champ les franges d'ordre quinze à vingt qui, nous l'avons signalé précédemment, correspondent à l'optimum du produit sensibilité-justesse.

IV.- ETUDE DE LA FIGURE IMAGE

1. - Phénomène en incidence normale :

Plusieurs expériences ont prouvé l'existence d'une ressemblance marquée entre le profil réel des franges images et le profil théorique des franges objets (voir [45] [46], et en ce qui concerne les franges de type réflexion : [1]). Mais le profil des franges n'est pas utilisable et il n'a par conséquent qu'une importance secondaire. Par contre il n'y a eu que très peu d'expériences relatives au décalage des franges, car ces expériences sont délicates, et le fait d'avoir trouvé une ressemblance entre profils de franges n'autorise pas à dire que l'on connaît la position des franges images. De la sorte, on ne sait toujours pas, aujourd'hui, si le décalage réel des franges obéit à une loi de type $(\theta^2_p)^{2/5}$ comme nous l'avons trouvé (fig.6), ou à la loi en $(\theta^2_p)^{1/3}$ de Koppelman [45] :

C'est pourquoi nous nous sommes reposé le problème théorique soulevé par l'interférogramme, en nous situant, cette fois, dans le plan image. Nous ne prétendons pas résoudre ici et complètement ce problème, nous réservant de le faire ultérieurement. Nous avons tenu néanmoins à poser les bases formelles qui permettront une approche meilleure du phénomène.

Si l'on suppose, comme nous le ferons, que les aberrations du dispositif de transfert et les effets de polarisation et de réflexion parasites sur les dioptries du dispositif sont négligeables, que la source est parfaitement ponctuelle, que l'éclairage est parfaitement cohérent spatialement et spectralement, on peut penser à priori que la perturbation apportée à la distribution des franges par le dispositif est toute entière contenue dans une expression du type :

$$A = \sum_{k=0}^{+\infty} R^k \xi_k^{1/2} h \left[-k\varphi \frac{\sin 2k\theta}{2k \operatorname{tg} \theta} \right].$$

En réalité, cette expression est incorrecte, car elle suppose l'éclairage cohérent d'un point de vue interférentiel, et incohérent du point de vue du transfert. De plus elle suppose que le passage du plan transformée de Fourier image au plan image proprement dit se fait identiquement pour tous les points du champ de vision, ce qui est inexact, la figure 13 en témoigne. Il convient donc de remplacer ξ_k par un nouveau facteur, ξ'_k , tenant compte à la fois de la cohérence des ondes et du fait que le flux k s'étale sur une surface elliptique E_k , et satisfaisant par conséquent la condition :

$$\begin{aligned} \xi'_k &= \cos 2k\theta & \text{si } k < k_{\text{lim}}(\varphi) \\ \xi'_k &= 0 & \text{si } k > k_{\text{lim}}(\varphi) \end{aligned} \quad (18)$$

$k_{\text{lim}}(\varphi)$ étant la quantité définie par l'expression :

$$k_{\text{lim}}(\varphi) = \frac{1}{2\theta} \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \left[\frac{1}{f \operatorname{tg} \theta} \left(d_0 + R \operatorname{tg} \theta - \frac{\lambda_0 \varphi}{4\pi} \right) \right] \quad (18 \text{ bis})$$

et d_0 , l'épaisseur de la cavité d'interférence au centre du champ de vision.

D'où, pour nouvelle expression de l'amplitude réfléchie, compte tenu de (10) et (10 bis) :

$$A_{ri\perp} = 1 + \frac{1}{t_{21\perp}[\theta]} \sum_{k=1}^{k_{\text{lim}}(\varphi)} \left\{ \left[\tau_{21\perp}[(2k+1)\theta] \right] [\cos 2k\theta]^{1/2} \left[\prod_{m=1}^k \left[R_{1\perp}[(2m-1)\theta] R_{2\perp}[2m\theta] \right] \right]^{1/2} \right. \\ \left. h \left[-k\varphi \frac{\sin 2k\theta}{2k\theta} + \delta_{21\perp}[(2k+1)\theta] + \sum_{m=1}^k \left[\varphi_{21\perp}[(2m-1)\theta] + \varphi_{23\perp}[2m\theta] \right] \right] \right\} \quad (19)$$

$$A_{ri//} = 1 + \frac{1}{t_{21//}[\theta]} \sum_{k=1}^{k_{\text{lim}}(\varphi)} \left\{ \left[\tau_{21//}[(2k+1)\theta] \right] [\cos 2k\theta]^{1/2} \left[\prod_{m=1}^k \left[R_{1//}[(2m-1)\theta] R_{2//}[2m\theta] \right] \right]^{1/2} \right. \\ \left. h \left[-k\varphi \frac{\sin 2k\theta}{2k\theta} + \delta_{21//}[(2k+1)\theta] + \sum_{m=1}^k \left[\varphi_{21//}[(2m-1)\theta] + \varphi_{23//}[2m\theta] \right] \right] \right\} \quad (19\text{bis})$$

et de même, en l'absence d'inversion de contraste :

$$A_{r\perp} = A_{ri\perp} + \frac{r_{12\perp}(\theta) [\cos 2\theta]^{1/2} h(\varphi)}{t_{12\perp}(\theta) r_{23\perp}(\theta) t_{21\perp}(\theta)} \quad (20)$$

$$A_{r//} = A_{ri//} + \frac{r_{12//}(\theta) [\cos 2\theta]^{1/2} h(\varphi)}{t_{12//}(\theta) r_{23//}(\theta) t_{21//}(\theta)} \quad (20\text{ bis})$$

Ainsi que nous l'avons dit précédemment, nous ne donnerons pas ici de résultats numériques. Mais il est des résultats qualitatifs (fig.13) que l'on peut d'ores et déjà donner, et qui peuvent ainsi s'énoncer :

- la finesse et l'intensité d'une frange ne sont pas strictement constantes sur toute la longueur de la frange ;
- la fidélité image-objet est mieux assurée pour les franges d'ordre faible du champ que pour les autres ;
- le transfert des ondes de l'objet à l'image s'accompagne d'une modification du décalage des franges.

Nous ne saurions dire dans l'état actuel si cette modification est importante dans les conditions de mesures choisies, et si elle est favorable, autrement dit : si elle réduit le décalage parasite ou si, de façon plus générale, elle rend l'interfrange plus constant. Ce point sera précisé dans une étude ultérieure.

2. Phénomène en incidence oblique :

Plusieurs publications traitent de l'interférogramme Fizeau-Tolansky en incidence oblique. Parmi les plus intéressantes figurent celle de Langenbeck

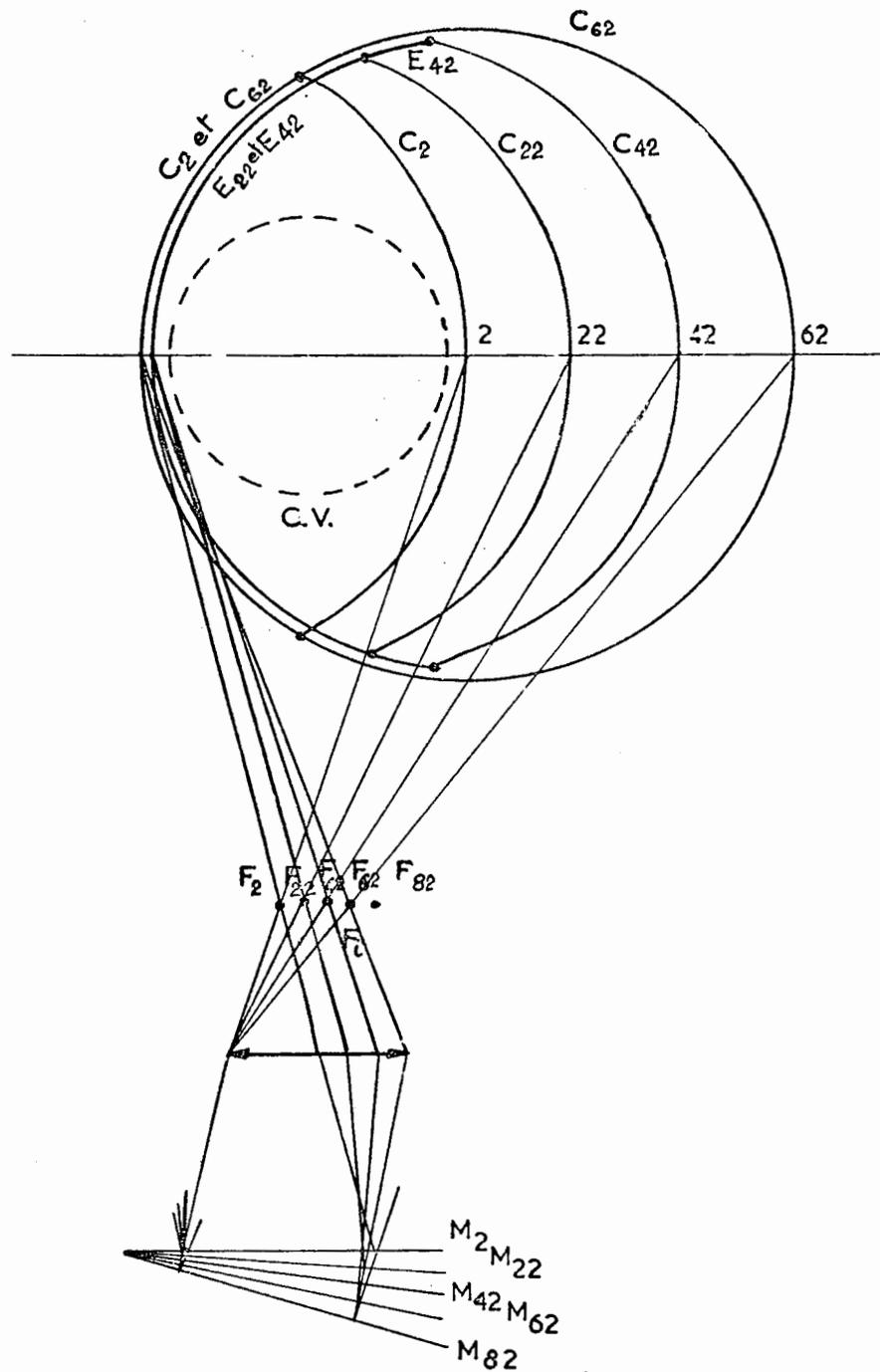


Fig. 14 - Répartition des ondes dans le dispositif Fizeau-Tolansky, niveau image, lorsqu'on opère en incidence oblique. Noter que le champ de vision, C.V., est couvert intégralement par toutes les ondes considérées.

[50], qui montre que certaines incidences améliorent la finesse, et celle de Koppelman [47], qui donne une expression du décalage des franges. Ces publications considèrent le phénomène interférentiel au niveau du plan objet.

Nous ne fournirons pas ici une analyse plus complète du phénomène, ni, a fortiori, une étude numérique. Nous nous contenterons de remarquer que si certaines incidences améliorent les franges du point de vue finesse au niveau du plan objet, elles les améliorent aussi, de fait, au niveau du plan image, puisqu'elles empêchent le dispositif de transférer de les dégénérer (comparer les figures 13 et 14). La solution consistant à opérer en incidence oblique est donc favorable non seulement d'un point de vue finesse, mais d'un point de vue fidélité image-objet.

On notera (fig. 14), que cette solution, elle aussi, permet l'inversion de contraste.

3.- Conclusions

Dans la pratique on dispose donc de deux modes principaux d'opération :

- a) l'opération en incidence normale sur M_2 , facile à mettre en oeuvre, donnant des franges images un peu différentes des franges objets ;
- b) l'opération en incidence oblique, donnant des franges images et objets plus conformes, permettant le cas échéant d'établir plus facilement les corrections à apporter, mais soulevant des problèmes de réglage et de stabilité.

V - DISPOSITIF REALISE

1.- Mode d'analyse retenu :

Nous avons écarté toute solution impliquant délai, encombrement, instabilité ou contrainte. Nous nous sommes limité de ce fait à un choix sur les méthodes purement visuelles, Tolansky modifiée (fig. 2b) et Hargreaves [33].

Le prototype réalisé utilise la première de ces deux méthodes. Grâce à l'inversion de contraste, il permet l'exploration et la discrimination des franges et par conséquent, la suppression de toute ambiguïté quant à la valeur réelle des épaisseurs.

2.- Choix de la source :

A toutes les solutions possibles, nous avons préféré la suivante :

- emploi d'une lampe à vapeur de mercure basse pression, forte brillance, source dont la richesse et les propriétés spectrales ($5\lambda_{\text{indigo}} \simeq 4\lambda_{\text{vert}}$ et $18\lambda_{\text{vert}} \simeq 17\lambda_{\text{jaune}}$) sont bien connues ;
- limitation de l'étendue de cette source par une fente réduite et constante de hauteur ajustable, orientée pour des raisons de finesse, suivant une parallèle à l'arête de la cavité.

3. - Choix des miroirs :

a) le miroir supérieur :

C'est du miroir supérieur, partie intégrante du dispositif, sur lequel il sert d'ailleurs en permanence, que dépendent la discrimination des franges et la précision des mesures. Sur les divers plans physiques, cela implique :

a.1. *au niveau du substrat* : stabilité, homogénéité, planéité et poli des surfaces (une limitation à $\lambda/4$ des défauts de planéité et un poli "coronographe" semblant indiqués pour des raisons de finesse) ;

a.2. *au niveau de la couche* : absence de contraintes internes, résistance au frottement et à la compression, uniformité d'épaisseur, haut pouvoir réflecteur, absence d'absorption, caractéristiques optiques en accord avec celles de la source.

Les miroirs que nous avons réalisés et que nous employons pour nos mesures sont des miroirs multidiélectriques alternés ZnS - MgF₂. L'épaisseur et le nombre de couches élémentaires ont été calculés pour obtenir les caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned} T_1 &= 85 \text{ p. } 100, \text{ pour } \lambda_1 = 4\,358 \text{ \AA} \\ T_2 &= 10 \text{ p. } 100, \text{ pour } \lambda_2 = 5\,461 \text{ \AA} \\ T_3 &= 5 \text{ p. } 100, \text{ pour } \lambda_3 \simeq 5\,780 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

b) le miroir inférieur :

Le miroir inférieur n'a pas, comme le miroir supérieur, un rôle de référence permanente, et c'est ce qui explique que l'on soit moins exigeant quant à sa nature (on se contente en général de miroirs d'aluminium) et quant à la planéité demandée à son support (λ contre $\lambda/4$ pour le miroir supérieur). Trois conditions doivent cependant être remplies si l'on veut éviter l'introduction d'erreur dans les résultats :

b.1. *Condition de neutralité chimique* :

Le miroir se doit d'être chimiquement neutre vis-à-vis de la couche et de l'atmosphère : toute interaction au niveau du dioptré couche-miroir modifie l'épaisseur recherchée ; toute altération de surface nuit à la finesse des franges.

b.2. *Condition sur le déphasage à la réflexion sur le miroir* :

Le passage de la zone miroir-sur-substrat à la zone miroir-sur-couche (la couche ne couvrant qu'une partie du substrat) doit s'effectuer sans variation de déphasage à la réflexion. Cela implique pour le miroir, une opacité totale.

b.3. *Condition sur l'uniformité d'épaisseur de la couche* :

Le passage de la zone miroir-sur-substrat à la zone miroir-sur-couche ne doit pas s'accompagner d'une variation d'épaisseur de la couche réfléchissante. On évite une telle variation si l'on dépose, avant la couche-test et sur toute l'étendue superficielle du substrat une pré-couche épaisse, de même nature que la couche.

VI - CARACTERISTIQUES DE L'APPAREIL :

1.- Discrimination des franges :

Il arrive qu'une intervention personnelle soit nécessaire pour établir la correspondance entre franges décalés. En général, une intervention limitée à l'observation du parcours des franges suffit, l'appareil permettant l'usage de décalages progressifs (fig. 15). Dans quelques cas cependant, et la figure 15 en est un exemple, cette méthode se révèle inopérante. On fait appel alors à une méthode différente, basée sur la discrimination des ordres successifs en contraste inversé:

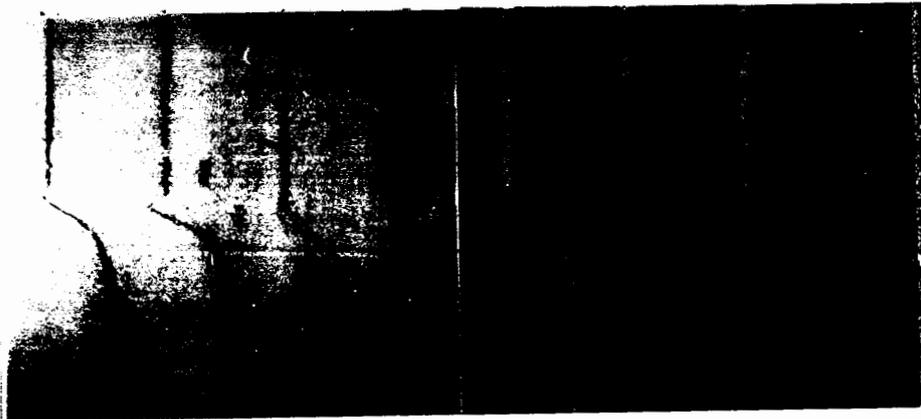


Fig. 15 - Franges de superposition et de juxtaposition

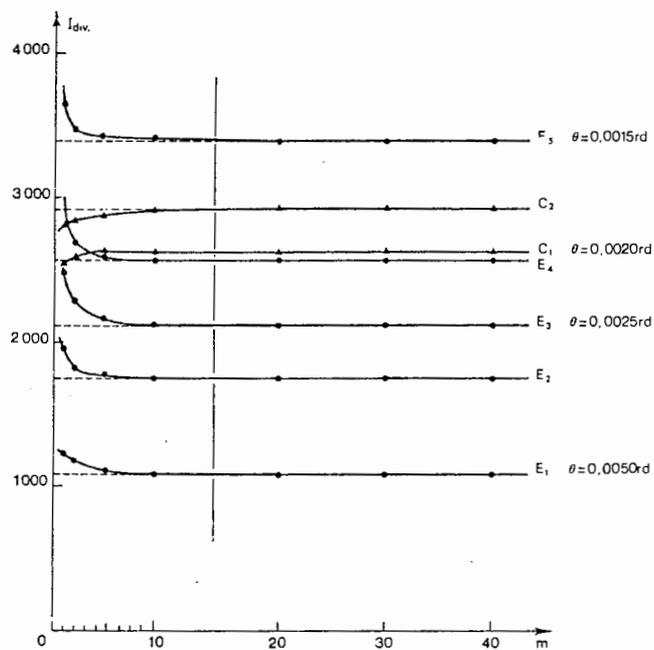


Fig. 16 - Etude expérimentale de la figure d'interférence : évolution de l'interfrange en fonction de l'ordre des franges.

a) Discrimination photométrique :

En l'absence de diffusion, un changement de luminosité lorsqu'on passe d'un bord à l'autre de la ligne de décalage indique que la couche étudiée est épaisse (fig. 15).

b) Discrimination métrique :

De l'état de séparation ou de la superposition des composantes du doublet jaune du mercure (fig. 15b) lorsqu'on se place au voisinage de l'arête et à la verticale du support (le doublet étant supposé non séparable, côté couche) on déduit l'état d'épaisseur ou de minceur de la couche. L'importance de la variation de distance entre franges verte et jaune à la traversée de la ligne de décalage renseigne, de façon plus précise, sur la correspondance des franges.

c) Discrimination colorimétrique :

Méthode de discrimination pratique s'appuyant sur deux faits :

- dégénération de couleur : la superposition des franges verte et bleu-indigo, périodiquement renouvelée, fait paraître blanchâtres certaines franges vertes ;
- existence de modifications périodiques dans la répartition des franges blanchâtres.

2.- Constance de l'interfrange :

Etant donné qu'il existe sur chaque miroir nombre d'imperfections susceptibles de perturber la fonction image (non-planéité des surfaces, arrondi des bordures) et qu'il est impossible de tenir compte dans la théorie du facteur état de surface, il nous a semblé utile de vérifier par expérience les résultats obtenus par le calcul et précédemment énoncés, d'autant plus que ces résultats concernent essentiellement la fonction objet. Pour ce faire, nous avons utilisé plusieurs miroirs, tant supérieurs qu'inférieurs, en divers points de leur surface. Ce sont les résultats moyens que nous exposons, figure 16. On notera :

- a) l'existence d'une zone de perturbation qui s'étend, quel que soit l'angle de l'interféromètre, jusqu'à l'ordre 15, et à l'intérieur de ladite zone l'écart parfois important de l'interfrange à sa valeur idéale ;
- b) la possibilité d'inversion et par conséquent de réduction ou de suppression de cet écart, par retouche appropriée des bordures : on dispose donc d'un moyen de compensation de la non-équidistance des franges ;
- c) l'équidistance pratique des franges au-delà de l'ordre 15, quels que soient l'état des bordures et l'angle .

La méthode de Fizeau-Tolansky à contraste inversé est donc non seulement une méthode sensible, mais encore, sous certaines conditions, qui sont faciles à réaliser, une méthode exacte.

3.- Précision et fidélité :

- a) En ce qui concerne la précision, tout d'abord, il convient de remarquer
 - que l'inversion de contraste l'améliore : l'encadrement des franges est plus facile en contraste inversé qu'en contraste normal ; le contraste est meilleur, et les franges, plus symétriques ;
 - qu'elle est fonction de l'épaisseur ;
 - qu'elle est grande : mieux que 3 Å dans les conditions normales d'utilisation ([42] [52] et tableau I).

TABLEAU I

Etude de la précision en fonction de l'épaisseur

| | Mesure 1 | Mesure 2 | Mesure 3 |
|----------|-----------|-----------|-----------|
| Couche 1 | 424,3 Å | 423,0 Å | |
| Couche 2 | 1 700,1 Å | 1 701,0 Å | |
| Couche 3 | 6 082,1 Å | 6 077,3 Å | 6 072,2 Å |

b) Stabilisé sur les plans temporel, mécanique et thermodynamique (élimination des vibrations, usage de cales d'épaisseur incompressibles, uniformisation de la température et de la pression) l'appareil possède une bonne fidélité, ainsi qu'en témoigne le tableau II.

TABLEAU II

*Etude sur couche de profil, de la fidélité de l'appareil ;
points distants de 0,1 mm.*

| Points | A | B | C | D | E | F | G |
|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $(\delta/i)_1$ | 0,334 | 0,382 | 0,414 | 0,412 | | | |
| $(\delta/i)_2$ | 0,330 | 0,380 | 0,408 | 0,410 | 0,424 | 0,452 | 0,465 |
| $(\delta/i)_3$ | | | | | 0,428 | 0,455 | 0,482 |

4.- Analyse du profil des couches :

En théorie, pour des raisons bien compréhensibles, on suppose toujours que les couches minces dites uniformes sont plan-parallèles. Dans la pratique, les couches ont toujours un relief et c'est là chose normale étant donné la façon dont elles ont été formées. Il s'ensuit que :

a) sur le plan matériel : à l'exception des intégrateurs directs, les seuls appareils valables pour la mesure d'épaisseur sont ceux qui se prêtent à l'étude du profil ;



Fig. 17 - Bordure d'une couche de profil

b) le microscope est l'un de ces appareils, ainsi qu'en témoigne la figure 17 ;

c) sur le plan utilisation : une épaisseur de couche n'a de sens que si sa détermination suit l'intégration sur profil [63].

VII - CONCLUSIONS

Le microscope interférentiel Fizeau-Tolansky à contraste inversible que nous avons mis au point, et que nous avons utilisé dans nos mesures, permet d'atteindre toute épaisseur comprise entre 10 \AA et 20μ , que les couches soient métalliques ou diélectriques, étendues ou limitées, mono ou polycristallines, uniformes ou profilées.

Ce microscope est non seulement un appareil sensible et fidèle, mais encore un appareil juste dans certaines conditions. C'est ce que montre l'étude théorique que nous avons faite, étude qui fournit un ordre de grandeur des corrections à appliquer dans ce but, ou du moins un moyen d'obtenir cet ordre de grandeur. C'est aussi ce que montrent nos mesures sur l'image du phénomène.

La précision du dispositif dépend de l'épaisseur à déterminer et, naturellement, du profil de la couche. Pour les gradients d'épaisseur faible et des épaisseurs comprises dans le domaine $0,1 - 1 \mu$, l'incertitude absolue atteinte est inférieure ou égale à 3 \AA .

A2 - INTERFEROMETRIE A PASSAGES MULTIPLES
 ET MESURE DES TRES FAIBLES EPAISSEURS^(x)

INTRODUCTION

Nous abordons ici à nouveau le contrôle interférométrique d'épaisseurs et la sélection d'ondes, mais en nous plaçant cette fois, dans le cadre de l'interférométrie à "passages" multiples [7, 34, 35, 40, 48, 49].

Nous nous référerons plus particulièrement, dans ce qui suit, aux dispositifs T.G.M.I.⁽¹⁾ et F.N.M.I.⁽²⁾, qui ont été développés récemment par Langenbeck [48].

Ces dispositifs se distinguent de leurs semblables par la faiblesse de leurs dimensions, par la stabilité et le contraste de leurs images, par le fait qu'ils offrent un choix sur le nombre de passages successifs, et à bien d'autres égards encore⁽³⁾.

Ils sont aussi malheureusement des limites. Ces limites font qu'on ne peut les utiliser au-delà de six passages, ce qui restreint quelque peu leur intérêt. Ce sont ces limites que nous nous sommes efforcés de reculer.

I - PROBLEMES SOULEVES PAR L'INTERFEROMETRIE A PASSAGES MULTIPLES

L'intérêt de la technique du passage multiple réside dans l'amplification du rapport décalage-des-franges sur interfrange, rapport dont est tirée l'information épaisseur. L'amplification est une fonction quasi linéaire du nombre d'impacts sur l'objet à tester, et donc du nombre de passages dans la cavité d'interférence.

Les problèmes rencontrés sur les dispositifs à passages multiples sont nombreux et variés. Il est par exemple des problèmes d'instabilité mécanique et thermique, de réglages, d'usure des miroirs, etc. Mais à côté de ces problèmes qui ont une solution, sinon rigoureuse, du moins approchée, il existe aussi et surtout des problèmes de flux et de conjugaison optique. Ce sont eux qui sont en premier la cause de l'existence de limites d'utilisation pour les dispositifs notamment dans le cas des dispositifs qui dérivent de l'interféromètre Fizeau-Tolansky.

1.- Les défauts de conjugaison

La traversée de la cavité Fizeau-Tolansky implique nécessairement un décalage transversal des ondes élémentaires et un étalement des impacts de l'onde sur les miroirs (fig. 18).

Au niveau de la surface d'onde élémentaire d'ordre m (associée à un faisceau ayant effectué m allers et retours dans la cavité) il est produit de ce fait m altérations locales, indépendantes les unes des autres, liées au seul état de surface des miroirs, altérations qui s'ajoutent algébriquement.

(x) Ce paragraphe fait l'objet de l'article [20].

(1) T.G.M.I. : Twyman-Green Multipass Interferometer, interpénétration des interféromètres Fizeau-Tolansky et Michelson.

(2) F.N.M.I. : Françon-Nomarski Multipass Interferometer, généralisation à passage multiples du dispositif Françon-Nomarski [27].

(3) Le T.G.M.I. a été utilisé par ailleurs pour l'inversion optique du contraste des franges de réflexion [61].

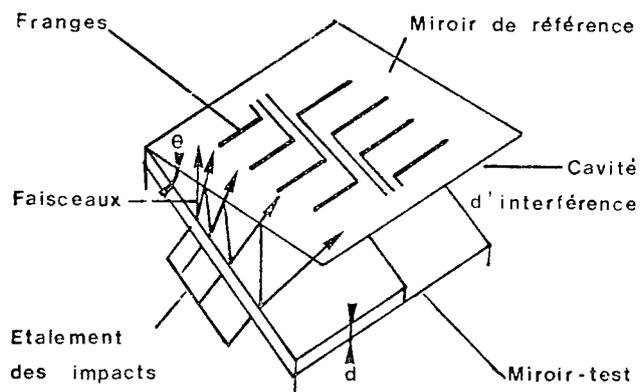


Fig. 18 - Interféromètre Fizeau-Tolansky : la cavité d'interférence

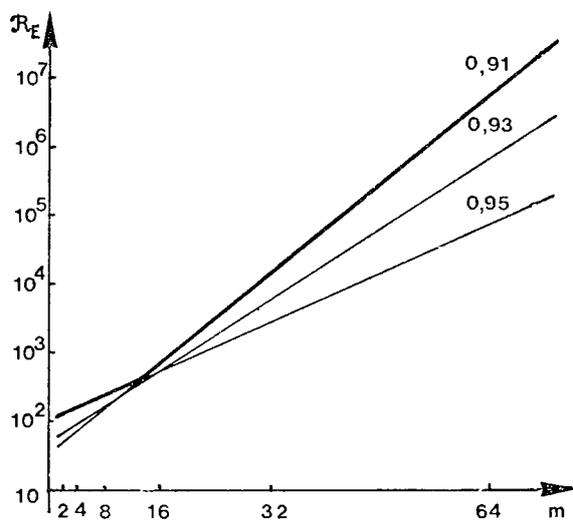


Fig. 19 - Réduction produite sur la luminosité des franges lors de la transformation de l'interféromètre Fizeau-Tolansky "à contraste inversé" (cas $R_2 = 0,92$) en interféromètre à passages multiples T.G.M.I. La lettre m indique le nombre de passages successifs.

La conséquence en est, pour chaque frange, une dépendance vis-à-vis, non d'un point donné de chaque miroir, mais d'une petite aire entourant ce point : il y a intégration spatiale et, dans certains cas, déplacement des franges. Le phénomène, à la rigueur acceptable pour $m \leq 6$, est par contre totalement inadmissible pour $m = 50$.

La cause du phénomène réside, dans le cas des dispositifs dérivant de l'interféromètre Fizeau-Tolansky, dans la non-conjugaison des miroirs (impossibilité matérielle d'interposer une optique entre miroirs), dans la nécessité où l'on se trouve placé de ne pas utiliser le voisinage de l'arête du coin d'air (usure du miroir de référence) et dans le fait enfin que les dispositifs supposent un angle θ relativement important (nécessité de trier proprement les ordres d'interférence).

Le même phénomène peut exister pour les autres types d'interféromètres à passages multiples, même s'ils font appel à une optique de conjugaison. Il suffit, pour qu'il apparaisse, d'un défaut de mise au point de l'un des objectifs de l'optique de conjugaison d'un écart longitudinal de position de l'un des miroirs, ou d'une trop forte aberration sphérique de l'ensemble optique.

2.- Luminosité de la figure d'interférence

A l'interférogramme Fizeau-Tolansky, qui est extrêmement complexe dans le cas le plus général, et auquel correspond, si l'angle θ est faible et si l'on opère au voisinage de l'arête, l'amplitude

$$A_r = r_1 + \frac{t_1 t'_1 r_2}{e^{2j\varphi} - r'_1 r_2}$$

(r_1 , r'_1 , t_1 , t'_1 étant les coefficients de réflexion et transmission aller et retour du miroir de référence M_1 ; r_2 étant le coefficient de réflexion du miroir test M_2 , et φ le déphasage produit sur l'onde, à la traversée, en un point donné de la cavité), il est souvent préférable, pour des questions de visibilité des franges, de substituer un interférogramme à relief ou contraste inversé. Cette substitution, qui se traduit au niveau de l'expression précédente par la suppression du terme r , permet d'obtenir pour intensité au maximum des franges, si le miroir M_1 est multidiélectrique :

$$I_{r_{inv}} = \frac{(1 - R_1)^2}{(1 - R)^2} R^2 \quad (21)$$

(R_1 , R_2 et R étant les facteurs de réflexion des miroirs et la quantité $\sqrt{R_1 R_2}$).

Parallèlement à ce cas, à l'interférogramme T. G.M.I. produit par interaction des ondes 1 et $(m + 1)$, il correspond

$$A_{r_1} = \frac{t_1 t'_1}{r'_1} R e^{-2j\varphi}$$

$$A_{r(m+1)} = \frac{t_1 t'_1}{r'_1} [R e^{-2j\varphi}]^{m+1}$$

et après optimisation du contraste (réduction de $|A_{r_1}|$ jusqu'à $|A_{r(m+1)}|$), une intensité au maximum des franges :

$$I_{r_{TGMI}}(m) = \frac{4(1 - R_1)^2}{R_1} R^{2m+2} \quad (22)$$

La transformation de l'interféromètre Fizeau-Tolansky en interféromètre à passages multiples T.G.M.I. se traduit donc, du point de vue de la luminosité des franges, par la réduction

$$R_E(m) = \frac{I_{r,inv}}{I_{r,TGMI}(m)} = \frac{1}{4 R^{2m}(1-R)^2} \quad (23)$$

Cette réduction qui est déjà de 140 dans le cas $m = 6$ des expériences de Langenbeck, atteindrait, ainsi qu'en témoigne la figure 19, une importance considérable, dans le cas $m = 50$. L'utilisation du T.G.M.I. ou d'un dispositif quelconque dérivant de l'interféromètre Fizeau-Tolansky serait donc dans un tel cas dénuée de sens.

II - ESSAIS PRELIMINAIRES EN VUE D'ACCROITRE LE NOMBRE DE PASSAGES

Deux cavités interférométriques nouvelles ont été testées dans notre laboratoire, à titre d'essais préalables. Elles vont faire ici l'objet d'une description sommaire.

En plus du nombre important de passages, ces cavités avaient en commun d'être assez vastes pour contenir éventuellement une optique de conjugaison, et de permettre, en même temps que l'amplification du rapport décalage-sur-interfrange, un recyclage quasi intégral du flux jusqu'au point de prélèvement des ondes.

1.- Interféromètre à prélèvement interne

L'interféromètre à prélèvement interne, premier dispositif testé, était une transposition, au problème particulier des mesures d'épaisseur, du second dispositif imaginé par Cloupeau pour accroître le contraste des négatifs photographiques de basses fréquences spatiales [11].

Le principe de fonctionnement et l'inconvénient majeur d'un tel dispositif sont les suivants :

a) Principe :

Le flux lumineux nécessaire est fourni par une source à vapeurs métalliques ou par un laser à gaz. Il est canalisé (fig. 20) sous forme de deux pinceaux identiques et cohérents, qu'on focalise sur un petit miroir-sonde S_1 , dans la cavité.

La cavité comporte deux miroirs M_1 et M_2 séparés d'une distance L (trois mètres dans l'expérience réalisée). Ces miroirs sont éclairés par les pinceaux en deux points. L'un des miroirs porte la dénivellation d à mesurer ; il est normal à l'axe de la cavité. L'autre sert de référence et de moyen de renvoi ; il fait avec le premier un angle θ .

La cavité contient par ailleurs une optique de conjugaison, composée de deux objectifs identiques L_1 et L_2 , de focale $f = L/4$, d'ouverture faible ($f/15$ dans le cas de l'expérience). Le foyer intermédiaire commun de ces objectifs est situé à la distance transversale $f \operatorname{tg}\theta$ du point d'entrée de l'onde dans la cavité.

La lumière sort de la cavité par l'intermédiaire d'un petit miroir-sonde S_2 , identique à S_1 . Cette sonde d'extraction est déplaçable transversalement. Sa position détermine, pour un angle θ donné, le facteur d'amplification de l'information décalage.

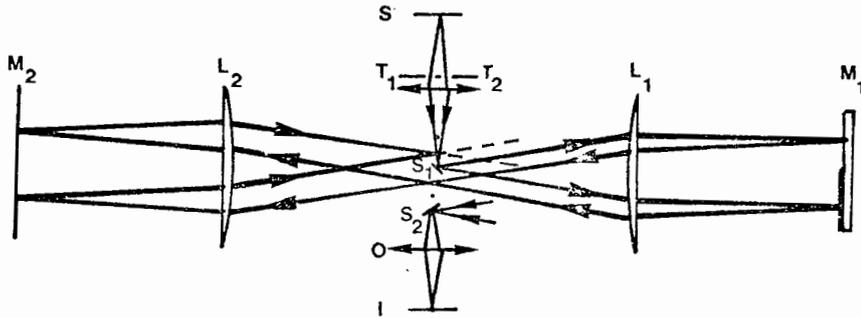


Fig. 20 - Schéma de principe de l'interféromètre à passages multiples et prélèvement interne.

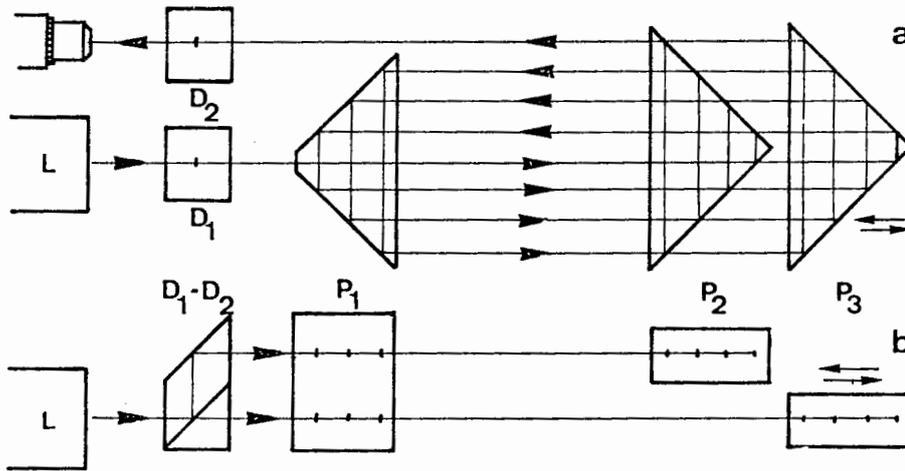


Fig. 21 - Interféromètre à passages multiples, type "trois prismes".
 Cet appareil est destiné à des mesures de déphasages,
 d'indices de réfraction ou de déplacements.
 a) : vue de dessus ; b) : vue horizontale.

Ce facteur s'écrit, pour m allers et retours complets de l'onde, compte tenu de la variation d'incidence sur les miroirs, et en prenant pour référence l'interférométrie à deux ondes :

$$\begin{aligned} G_{\delta}(m) &= \frac{1}{2d} \Delta_m \\ &= \cos\theta + \cos 3\theta + \dots + \cos(2m+1)\theta \\ G_{\delta}(m) &= \frac{\sin 2m\theta}{2 \sin\theta} \simeq m \end{aligned} \quad (24)$$

b) Inconvénient principal du dispositif

L'inconvénient majeur du dispositif vient des sondes. Ces sondes doivent être étroites et très minces pour que le nombre de passages soit élevé (0,4 mm d'épaisseur et 0,8 mm de largeur, dans le cas de l'expérience réalisée). Elles doivent être par ailleurs très planes (planéité meilleure que λ), bien polies et dépourvues de rayures, car tout défaut de surface sur la sonde d'entrée serait extrêmement nuisible à la sortie du dispositif et limiterait donc le nombre de passages. De telles sondes sont évidemment extrêmement difficiles à produire. Ceci explique que nous n'ayons pas pu atteindre la trentaine de passages dans des conditions acceptables.

De plus, la petitesse des sondes d'un tel dispositif et leur éloignement des miroirs rendent absolument impossible l'observation des franges dans le plan des miroirs, et par conséquent la visualisation de la dénivellation à mesurer, par décalage localisé des franges d'un interférogramme. Les franges sont observées sur S_2 . La mesure s'opère en deux temps, comme pour l'interféromètre "trois fentes"² [55], et la dénivellation se traduit nécessairement par un déplacement en bloc du champ de franges, à un moment donné, au cours de la translation de l'objet-test dans son plan. Or la longueur, et a fortiori la longueur développée de la cavité, font que la stabilité du dispositif à long terme n'est pas assurée suffisamment, même lorsque les deux faisceaux d'interférence sont très rapprochés et ont même longueur. De telles mesures ne peuvent donc se faire sans un certain risque d'erreur.

2.- Interféromètre "trois prismes"

La cohérence et la faiblesse de section et de divergence d'un faisceau émis par laser à gaz de faible puissance sont particulièrement intéressantes en interférométrie. Elles permettent par exemple de réaliser des interféromètres très simples, éventuellement très compacts, utilisant le faisceau laser tel qu'il est émis, c'est-à-dire sans que la moindre réfraction vienne le modifier, sinon au niveau du système d'observation.

L'interféromètre trois prismes est précisément un dispositif où la réfraction ne joue aucun rôle.

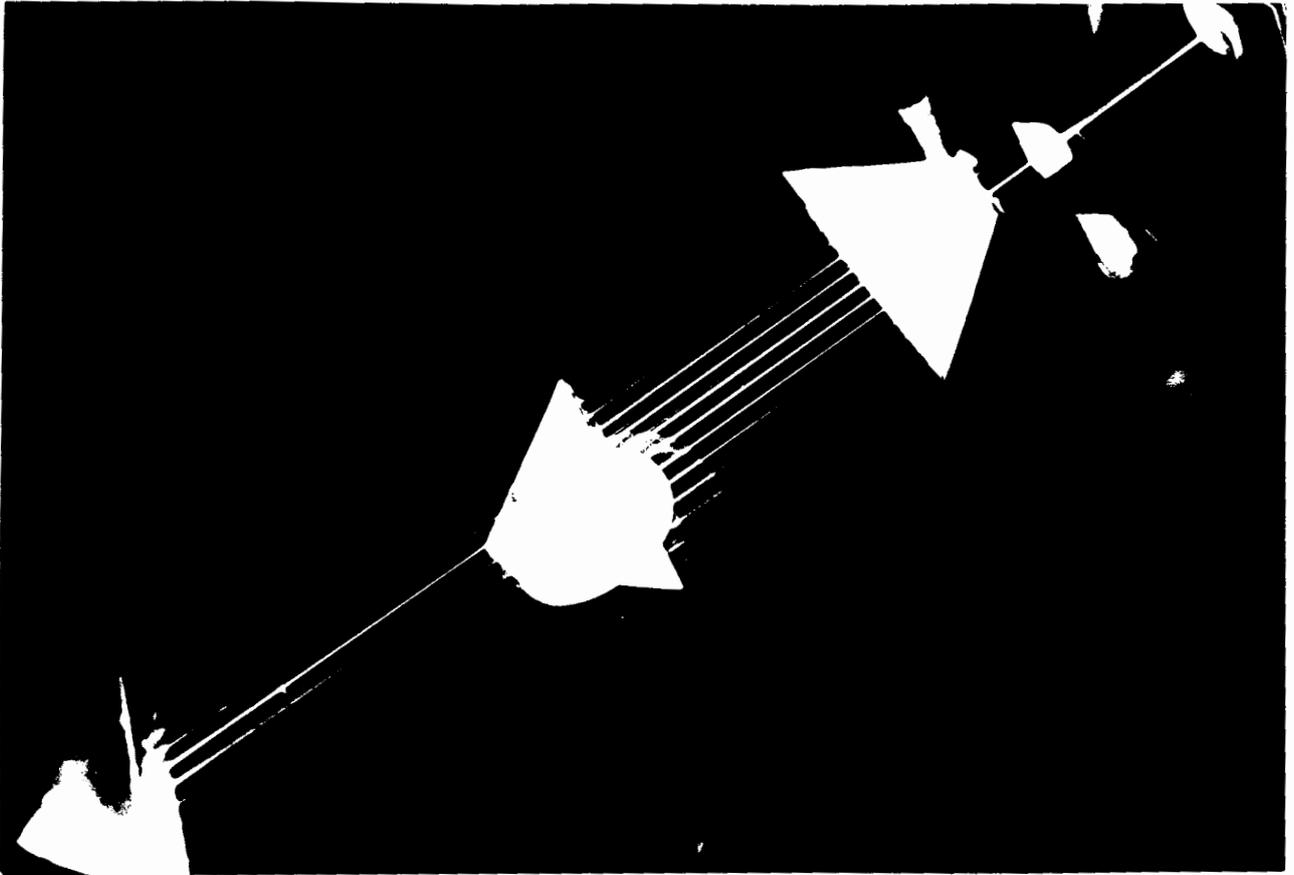
a) Fonctionnement du dispositif

Le corps de l'appareil ne comporte que trois prismes rectangles isocèle (fig. 21).

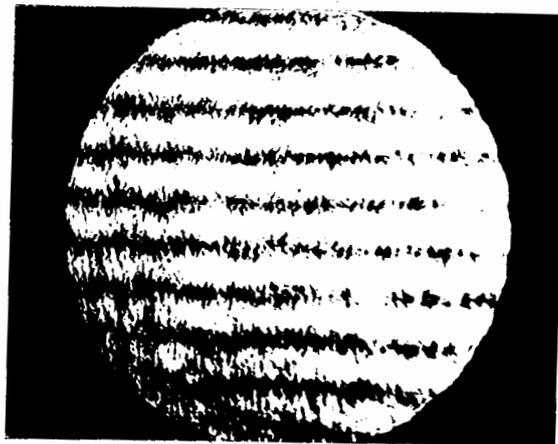
L'entrée du faisceau laser se fait dans le plan de symétrie du premier prisme P_1 , ou prisme de renvoi, par une facette plane et étroite (largeur l à 1,5 mm), réalisée sur l'angle droit du prisme, parallèlement à l'hypoténuse. Cette facette tient ici le rôle joué dans le dispositif précédent par la sonde d'introduction S_1 . Elle est beaucoup plus facile à réaliser pratiquement.

Le faisceau voyage ensuite entre les deux prismes P_1 et P_2 ou P_1 et P_3 ,

PLANCHE I



a) Interféromètre "trois prismes". Vue de l'expérience.



b) Franges obtenues sur l'interféromètre "trois prismes" après cinquante passages.

sur deux nappes parallèles superposées. A chaque réflexion sur un prisme se produit une translation horizontale légère. Cette translation permet la circulation de l'onde, la séparation des ordres successifs et le prélèvement final.

L'extraction de l'information déphasage s'opère au niveau de P_1 ou de P_2 et P_3 , lorsque les translations horizontales résultantes des faisceaux atteignent la demi-longueur de l'hypoténuse. Les franges à observer sont produites par interaction des deux faisceaux prélevés dans un plan fixe (franges de coin d'air)

L'amplification G_δ de l'information est égale au nombre m d'allers et retours effectués sur le faisceau choisi comme faisceau-objet.

b) Quelques détails expérimentaux

Ce dispositif ne convient pas, comme le précédent, aux mesures d'épaisseurs. Il est adapté aux mesures de déphasages. Cela explique que nous ne lui ayons pas consacré d'un point de vue de l'expérimentation tous les soins qu'il méritait. Il n'a été pour nous qu'un moyen simplifié pour produire cinquante passages successifs dans un interféromètre, et tester la qualité des franges correspondantes.

Le dispositif pourrait par contre être utilisé, sous réserve d'interposer sur les deux bras une cuve à vide et une cuve à fluide, pour la mesure en volume réduit de très faibles perturbations (non localisées spatialement) d'indice de réfraction, de température, de pression ou pressions partielles (mélanges gazeux ou air [60], [62]), pour le contrôle de la pureté des fluides ou de certaines pollutions. Sous réserve de disposer d'une mécanique de haute qualité, qui n'est évidemment pas nécessaire pour les autres applications, il pourrait être aussi utilisé pour la détermination de déplacements fins.

Les problèmes rencontrés sur ce genre de dispositif, outre ceux relatifs aux réglages, sont de trois ordres : divergence résiduelle des faisceaux lasers ; qualités angulaires des prismes ; translations et rotations parasites des pièces mobiles. Le problème le plus délicat est, sans contestation possible, le dernier cité, mais il ne se rencontre évidemment que lors de mesures de déplacements. C'est dans le cadre de mesures de déplacements, matériellement plus accessible pour nous, que nous avons testé le dispositif.

L'expérience réalisée (planche I) nous a permis, sur des déplacements de quelques dizaines de longueurs d'onde, une amplification G_δ de cinquante (soit cent franges par λ_0). Le mécanisme de la dynamique du prisme mobile était constitué, lors de l'expérience, d'un simple chariot monté sur billes et commandé électriquement à faible vitesse.

III - INTERFEROMETRE CYCLIQUE ADAPTE A LA MESURE DES TRES FAIBLES EPAISSEURS

La comparaison du dispositif à prélèvement interne et de l'interféromètre "trois prismes" fait apparaître, à l'avantage du dernier cité, une réduction de la longueur de la cavité et du nombre de miroirs absorbants.

Afin de conserver de tels avantages, l'interféromètre cyclique adapté aux mesures d'épaisseurs se situe le plus près possible par sa forme, du dispositif "trois prismes". Il ressemble certes à l'interféromètre à prélèvement interne par le système catadioptrique d'éclairage du miroir-test. Il en diffère par contre par le mode d'introduction et de renvoi de l'onde, et surtout par le type de conjugaison optique retenu : en l'occurrence, une auto-conjugaison du miroir-test, seul miroir absorbant conservé dans la cavité.

1.- Fonctionnement du dispositif

Un laser à gaz délivre un pinceau monochromatique. Ce pinceau est doublé dans un montage à prismes D_1 (fig. 22). Les deux pinceaux secondaires

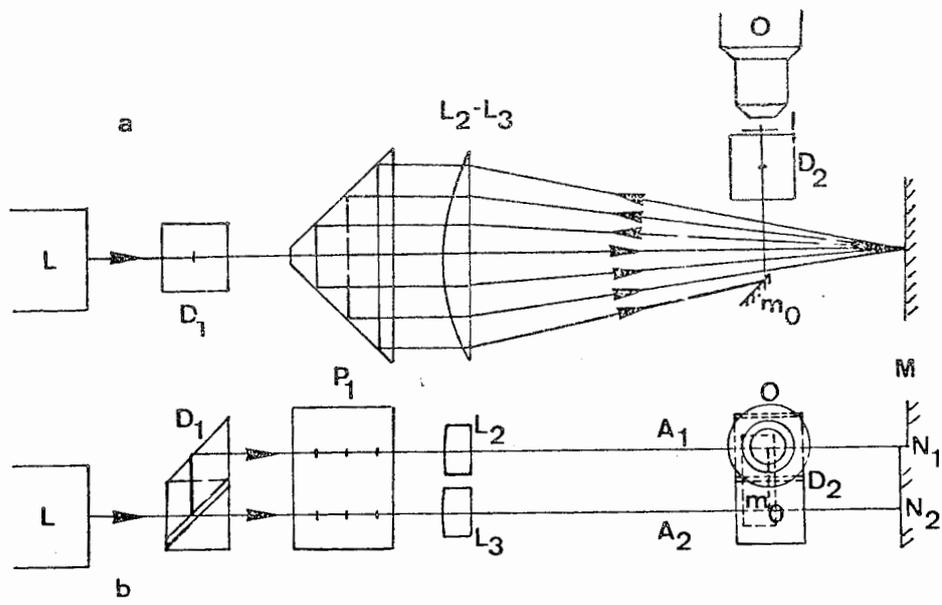


Fig. 22 - Schéma de principe de l'interféromètre cyclique adapté aux mesures d'épaisseurs.
 a) vue de dessus ; b) vue horizontale.

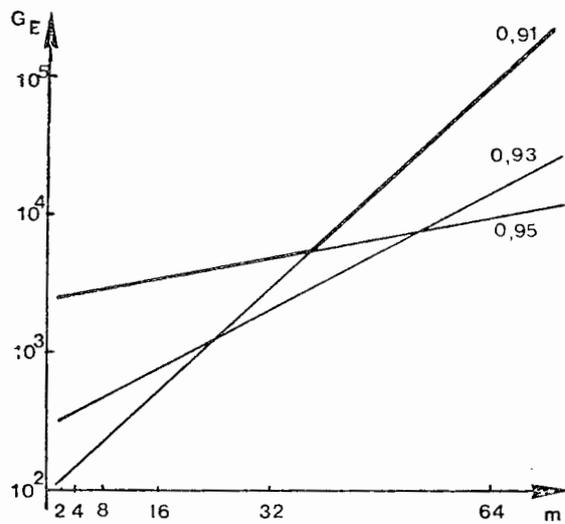


Fig. 23 - Gain d'énergie obtenu à la sortie du dispositif à passages multiples, lors du remplacement de l'interféromètre T.G.M.I. en interféromètre cyclique. m indique le nombre de passages successifs.

engendrés A_1 et A_2 , sont rendus parallèles, peu distants, de même polarisation et même intensité.

Ces pinceaux pénètrent ensuite dans la cavité interférométrique par une petite fenêtre taillée sur l'angle d'un prisme rectangle isocèle P_1 , analogue au prisme d'entrée du dispositif "trois prismes".

Ils parviennent alors à une optique constituée de deux portions (L_2 et L_3) de lentilles plan-sphériques. Ces lentilles sont identiques, de faible ouverture, d'axes parallèles aux pinceaux incidents. Chaque "doublet" pinceau-axe de lentille définit un plan horizontal ou vertical. La distance D entre axe et pinceau est réglable.

A_1 et A_2 atteignent ensuite deux points N_1 et N_2 à la surface du miroir M à tester. L'un de ces points est à proximité immédiate du bord de la surépaisseur à déterminer. M est normal à l'axe des lentilles.

La lumière est ensuite réfléchiée vers les lentilles, puis vers le prisme. L'excentrement D des lentilles entraîne la non-superposition des pinceaux incidents et réfléchis. Ces divers pinceaux, écartés vers l'un des côtés de l'angle droit de P_1 , sont renvoyés vers M , P_1 jouant dès lors le rôle de réflecteur total.

A_1 et A_2 effectuent ensuite sur deux nappes parallèles un certain nombre de cycles dans la cavité, d'où sa dénomination.

Le prélèvement des ondes est effectué par le bord extrême d'un petit miroir plan. Ce miroir est disposé très près de l'objet M , dans le sens de retour de la lumière, ou mieux encore, dans son sens aller.

Les deux ondes prélevées sont réunies dans un système à prismes D_2 quelque peu analogue à D_1 . Une optique permet l'observation dans un plan conjugué de M .

Les franges à observer sont produites en créant en D_2 , un angle entre les surfaces d'onde Σ et Σ' . Ce sont des franges de coin d'air. La dénivellation présente sur M est visualisée directement par un décalage local de ces franges.

Les réglages et la mise au point des franges se font sous contrôle visuel. Un dispositif photographique permet l'enregistrement rapide des interférogrammes. La mesure visuelle ou photoélectrique finale s'opère de préférence sur l'enregistrement effectué.

L'amplification du rapport décalage-sur-interfrange par le dispositif est donnée par

$$G_{\delta}(m) = \sum_{K=1}^m (1 + K^2 \operatorname{tg}^2 \theta)^{-1/2} \simeq m \quad (25)$$

m étant le nombre d'impacts sur le miroir M , et $\operatorname{tg} \theta$ le quotient de la distance D par la focale des lentilles.

2. Luminosité du dispositif

Comparé à l'interféromètre T.G.M.I., l'interféromètre cyclique autorise de meilleures entrée et sortie des faisceaux. Il permet en outre un recyclage quasi intégral du flux, une transformation de tout ce flux en flux utile.

Si l'on suppose que chaque faisceau d'éclairage des deux dispositifs transporte un flux donné, que le miroir de référence M_1 du T.G.M.I. est multi-diélectrique, que la sonde d'extraction du dispositif cyclique réfléchit sensiblement cent pour cent du flux qui l'atteint, et que les deux dispositifs analysent le même miroir-test (de facteur réflexion R_2), le gain énergétique en faveur du dispositif cyclique se chiffre, compte tenu de (22) par :

Planche II



a) Interféromètre cyclique : vue de l'expérience.



b) Interférogramme obtenu sur le dispositif cyclique, après cinquante passages, dans le cas d'une couche de 31,6 Å d'épaisseur. $\lambda_0 = 6\,328\text{ Å}$.

$$G_E(m) = \frac{I_{IC}(m)}{I_{TGM}(m)} \approx \frac{4 R_2^{m+1}}{4(1 - R_1)^2 R_1^m R_2^{m+1}}$$

$$G_E(m) \approx R_1^{-m} (1 - R_1)^{-2} \quad (26)$$

En analysant les courbes de la figure 23 qui traduisent ce gain, et en les comparant à celles de la figure 19, on remarquera que la réduction énergétique subie pour $m = 50$, lors de la transformation de l'interféromètre Fizeau-Tolansky en T.G.M.I., n'est pas compensée par le gain produit lors du remplacement du T.G.M.I. par l'interféromètre cyclique. Il s'en faut d'un facteur 10.

Ce facteur ne pourra pas cependant être considéré comme une gêne réelle puisque de remarquables interférogrammes ont été réalisés par Langenbeck [49] sur le T.G.M.I., dans un cas ($m = 6$) où la réduction de flux par rapport au dispositif de Tolansky est de 140.

Il est certain toutefois que pour des raisons de flux, le dispositif cyclique ne saurait convenir au-delà de $m = 70$. Cette limitation, qui touche aussi et a fortiori l'interféromètre à prélèvement interne, n'existe pas, évidemment, dans le cas de l'interféromètre "trois prismes", qui ne fait appel qu'à des réflexions totales.

3.- Détails d'expérience

a) Montage réalisé :

Le laser utilisé comme source d'éclairage, tant d'ailleurs pour l'interféromètre cyclique que pour les interféromètres "trois prismes" ou à prélèvement interne, était un laser Hélium-Néon monomode transversal, trimode longitudinal, non stabilisé spectralement mais stable en intensité. Sa puissance était de trois milliwatts et sa divergence d'environ une minute. Le faisceau laser était filtré dans un système optique symétrique, de façon à réduire la divergence au dixième environ de sa valeur initiale (au delà, des problèmes nouveaux de flux auraient dû être considérés, compte tenu du laser employé).

Les prismes utilisés pour l'interféromètre "trois prismes" et pour l'interféromètre cyclique (planches I et II), avaient pour longueur d'hypoténuse 100 mm ; pour écarts angulaires maximaux : 30 s ; pour écarts à la planéité : une longueur d'onde. Le parallélisme hypoténuse-arête du prisme P_1 était de l'ordre de la minute. Le poli des faces avait été particulièrement soigné pour éviter les pertes de flux ou interactions d'ondes successives par diffusion. Les prismes n'étaient pas traités lors des premières expériences, l'absence de traitement s'avérant utile pour les réglages initiaux (visualisation des faisceaux).

Les prismes servant d'éléments de construction pour D_2 et D_1 (les trois prismes de D_1 et deux des prismes de D_2) étaient réunis par adhérence moléculaire. Leurs faces externes avaient reçu un traitement anti-reflet.

Les portions diamétrales des lentilles L_2 et L_3 se trouvaient disposées horizontalement. Elles avaient pour hauteur un centimètre. Le diamètre des lentilles faisait dix centimètres, et leur focale, un mètre et demi. Leur qualité de surface était analogue à celle des prismes. Leurs faces étaient traitées anti-reflet.

Le miroir à tester était appliqué élastiquement contre un mécanisme préréglé. Le parallélisme des nappes et l'écart entre faisceaux s'obtenaient par action de L_2 et L_3 .

Le système optique d'observation, enfin, se trouvait constitué d'un objectif de microscope, de grossissement compris entre dix et quarante, et d'une chambre photographique reflex.

L'alimentation électrique du laser était séparée du dispositif et ce dernier était isolé de l'extérieur d'un point de vue mécanique (réduction des vibrations).

Les enregistrements étaient effectués sur film souple sensible, avec des temps de pose compris entre le soixantième et le millième de seconde.

b) Résultats et discussion

Les problèmes que l'on rencontre sur l'interféromètre cyclique sont des problèmes de qualité de surfaces, de qualité des pinceaux lumineux et surtout de stabilité des franges. En prenant certaines précautions élémentaires cependant il est possible pratiquement d'atteindre le nombre de cinquante passages successifs.

La figure donnée planche II b est un exemple d'interférogramme obtenu après cinquante passages. Elle révèle une dénivellation de $\lambda_0/4 G_0$, soit de 31,6 Å.

En supposant les mesures sur cet enregistrement effectuées dans le sens des ordres de franges croissants et dans le sens inverse, et ces allers et retours pratiqués une vingtaine de fois environ (étude statistique, détection des erreurs de lecture), l'incertitude théorique correspondante, G_0 fois plus petite que celle des interféromètres à deux ondes, est de 0,6 Å environ.

Dans la pratique, cette précision n'est atteinte que dans la mesure où les franges ne sont pas hachurées. Dans le cas de l'expérience illustrée, l'incertitude était de l'ordre de l'Angström.

IV - CONCLUSION

Le principe du passage multiple dans une cavité d'interférence est extrêmement intéressant, pour la grande sensibilité des mesures qu'il suppose. Mais il faut pour cela que certaines conditions soient remplies.

Le présent paragraphe montre que des cavités dépourvues du décalage parasite entre ondes successives, dix mille fois plus lumineuses que les cavités précédemment proposées pour un nombre de cinquante passages successifs, sont réalisables, et que des cavités stables, utilisables en mesure directe, sont concevables. Il décrit plusieurs dispositifs expérimentés en notre laboratoire et notamment, pour les mesures d'épaisseurs, un dispositif avec lequel une amplification de cinquante sur la précision, par rapport aux interféromètres à deux ondes, a été atteinte : l'interféromètre cyclique.

Nous n'envisageons pleinement dans le paragraphe que l'utilisation visuelle des interféromètres à passages multiples. Il va de soi cependant que le passage multiple d'une part, traitement photographique non linéaire de l'interférogramme, affinement par pseudo-solarisation [69], ou amplification électronique de sensibilité d'autre part, sont conjointement utilisables. De telles associations, nettement plus sensibles que les dispositifs à ondes multiples ou que les interféromètres à deux ondes munis d'amplificateurs électroniques, devraient être des auxiliaires de mesure précieux pour l'étude des couches métalliques partiellement transparentes, des couches monomoléculaires, des profils très minces.

Dans des domaines très différents, tels l'étude des micro-fluctuations d'indice des fluides, celle de certains plasmas [40] ou de la diffusion Raman [39] des dispositifs comme l'interféromètre "trois prismes" ou l'interféromètre cyclique pourraient également, semble-t-il apporter une contribution intéressante.

A3 - LIMITE DE DETECTION
ET SENSIBILITE EN INTERFEROMETRIE VISUELLE ^(x)

INTRODUCTION

Certaines des études que nous avons faites, nous ont montré qu'il existe pour les couches minces une gamme d'épaisseurs où, sans que la structure des couches puisse être mise en cause, les appareils de mesure visuels, et notamment les interféromètres, perdent une partie de leurs qualités. La recherche d'une explication à ce phénomène nous a amenés depuis, d'une part à dégager la notion de limite de détection d'un décalage de franges, d'autre part à préciser ce qu'il faut entendre par sensibilité, en interférométrie. Ce sont les résultats de nos recherches sur le sujet que nous présentons ici.

L'étude s'applique essentiellement aux interféromètres qui utilisent comme récepteur l'oeil, ou la plaque photographique puis l'oeil, l'oeil n'intervenant que pour pointer les maximums ou minimums de la fonction intensité ou densité. Ce sont ces dispositifs que nous qualifierons de conventionnels. L'étude pourrait s'appliquer, sous réserve de quelques modifications, aux interféromètres faisant appel au récepteur photoélectrique. Elle ne s'applique pas, par contre, aux dispositifs qui étudient non la fonction intensité elle-même, mais par exemple l'une de ses dérivées [28], ou la variation longitudinale du contraste des franges [55].

Cette étude suppose que l'oeil de l'examineur est normal et qu'il opère dans des conditions optimales, c'est-à-dire sur des franges suffisamment lumineuses, contrastées, nettes, sans être tenu par des considérations de temps.

I - LIMITE DE DETECTION DES INTERFEROMETRES VISUELS

1.- Définition

La mesure d'un déphasage φ , d'une variation d'indice n , d'une différence de marche géométrique Δ , ou d'une épaisseur d , suppose dans un premier temps que le décalage associé des franges, δ , soit repéré. La seule référence dont on dispose pour cela est l'interfrange i de la figure d'interférence (fig. 24 b).

Le repérage d'un décalage est une opération extrêmement aisée si, par rapport à l'interfrange, le décalage n'est pas trop faible. Quelles que soient la nature (brutale ou progressive) du décalage et la qualité de l'analyse du champ de franges, le repérage du décalage est par contre une opération difficile si le rapport δ/i est faible. On peut donc dire qu'il existe, pour chaque survol de l'interférogramme, une certaine probabilité de détection du décalage.

Il existe aussi, en général, une certaine limite de δ , \mathcal{L}_δ , que l'on peut lier à la notion d'acuité-vernier [51], au-dessous de laquelle la probabilité de détection du décalage est quasi nulle. Nous appellerons cette limite : seuil de décalage, ou décalage-limite.

Parallèlement à cette notion, en appelant λ_0 la longueur d'onde utilisée et tenant compte de l'expression

$$\frac{\delta}{i} = \frac{\varphi}{2\pi} = \frac{n\Delta}{\lambda_0} = \frac{2nd}{\lambda_0}$$

(x) Ce paragraphe a fait l'objet des deux publications [21] et [22].

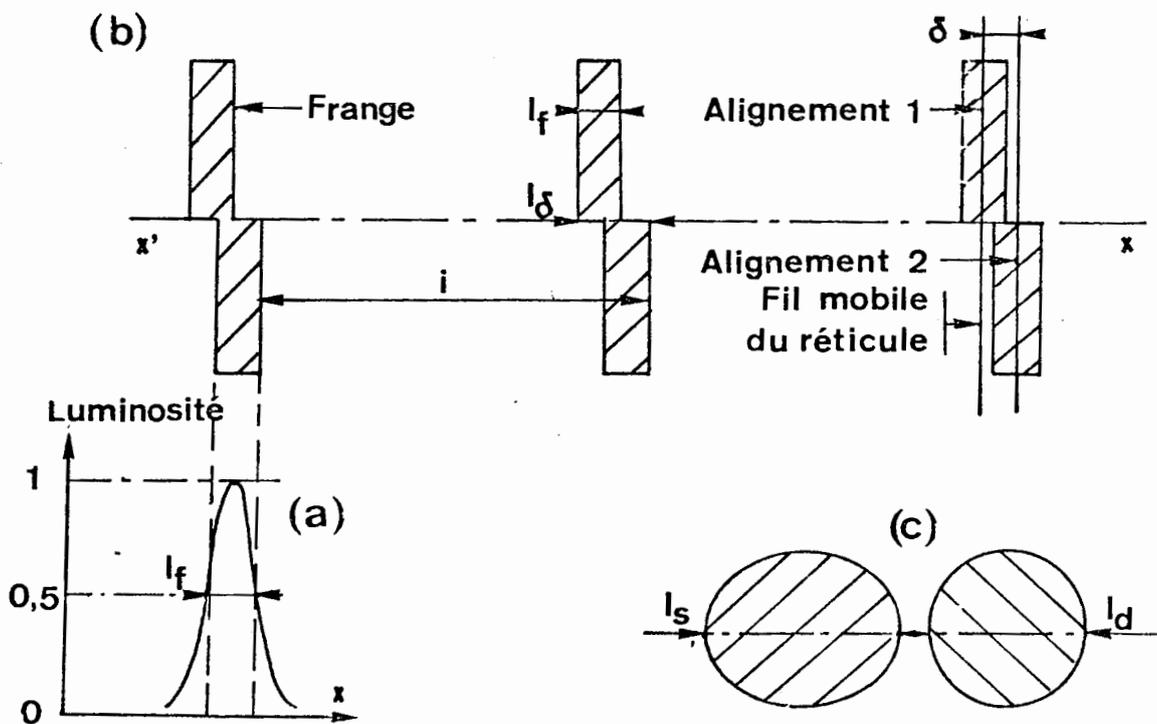


Fig. 24 - Définition de l'interférogramme à étudier, et comparaison du problème de pointé des franges au problème astronomique de la discrimination des étoiles :

a) Définition de la largeur intrinsèque des franges d'interférence ;

b) Champ de franges à étudier : i = interfrange,
 δ = décalage,
 l_f = largeur intrinsèque des franges ou largeur hors dénivellation,
 l_δ = largeur au droit de la dénivellation

c) Problème astronomique de la détection des doublets stellaires: A gauche : tache image résultante donnée par une étoile double ; l_s = largeur maximale de la tache

A droite : tache image donnée par une étoile simple ; l_d = largeur de la tache.

il est possible de définir un déphasage-limite, une variation-d'indice-limite, une différence-de-marche-limite, et en ce qui concerne les épaisseurs, auxquelles nous nous limiterons dans ce qui suit, une épaisseur-limite :

$$\mathcal{L}_d = \frac{\lambda_0}{2ni} \mathcal{L}_\delta \quad (27)$$

2.- Limite de détection des interféromètres : étude formelle

De façon plus précise, comparer la largeur l_δ (fig. 24 a et b) d'une frange au droit d'une dénivellation, supposée brutale, à sa largeur intrinsèque l_f , est un problème en tous points identique à celui que l'on rencontre en astronomie lorsque, pour distinguer les sources stellaires ponctuelles simples des multiplets à composantes non séparables, on compare (fig. 24 c) le diamètre maximal l de la tache image résultante à celui de la tache de diffraction de l'instrument, l_d . A l'expression de la distance D, seuil de discrimination des source

$$D = l_s - l_d = \frac{1}{50} l_d$$

on peut donc associer (et l'expérience pratiquée sur maints interféromètres à deux ondes ou à ondes multiples a d'ailleurs confirmé la validité de cette projection) :

$$\mathcal{L}_\delta = \delta_{\min} = l_\delta - l_f = \frac{1}{k} l_f = \frac{1}{k} \frac{i}{\mathcal{F}} \quad (28)$$

\mathcal{F} étant la finesse des franges, c'est-à-dire le quotient i/l_f , et k étant une constante liée à l'habileté de l'expérimentateur et à la qualité des franges⁽⁴⁾.

Lorsqu'on transforme un interféromètre à deux ondes ou à ondes multiples en interféromètre à passages multiples, tels le T.G.M.I., le F.N.M.I. ou l'interféromètre cyclique, si l'on maintient constant l'interfrange de la figure d'interférence, tout décalage initial δ des franges devient :

$$\delta' = \delta G_\delta \quad (29)$$

G_δ étant un facteur d'amplification caractéristique de l'interféromètre réalisé. Dans le même temps, la finesse prend une nouvelle valeur, \mathcal{F}' , le décalage-limite devient, conformément à (28) :

$$\mathcal{L}_{\delta'} = \delta'_{\min} = \frac{1}{k} \frac{i}{\mathcal{F}'} \quad (30)$$

et la limite détectable prend la forme :

$$\mathcal{L}_d = \frac{\lambda_0}{2ni} \mathcal{L}_\delta = \frac{\lambda_0}{2ni} \delta_{\min} = \frac{\lambda_0}{2ni} \frac{\delta'_{\min}}{G_\delta}$$

On obtient donc finalement, quel que soit l'interféromètre considéré, pour l'épaisseur limite détectable :

$$\mathcal{L}_d = \frac{\lambda_0}{2kn} \frac{1}{\mathcal{F}' G_\delta} \quad (31)$$

(4) Dans le cas de mesures optimales, l'expérience montre que l'on peut prendre la valeur $k = 50$. Si les interférogrammes sont granulaires, hachés, si les franges sont peu lumineuses ou peu contrastées, ou si enfin les mesures sont effectuées rapidement ou par un utilisateur non habitué, on prendra alors $k = 20, 10$ ou 5 .

3.- Limite de détection : étude comparative :

Quelques limites de détection spécifiques sont données tableau III. Elles ont été obtenues en posant $\mathcal{F}' = 2$ pour les interféromètres à deux ondes en supposant la finesse visuelle optimale du dispositif Fizeau-Tolansky du même ordre de grandeur que celle de l'interféromètre Fabry-Pérot [8] (c'est-à-dire que $\mathcal{F}'_{\text{F.T.}} = \mathcal{F}_0 \simeq 40$), et en faisant $n = 1$

TABLEAU III

| Type d'interféromètres | Deux ondes | Ondes multiples | Passages multiples |
|--------------------------------------|----------------|-----------------|------------------------|
| Épaisseur minimale perceptible | $\lambda_0/4k$ | $\lambda_0/80k$ | $\lambda_0/4kG_\delta$ |

Ce tableau met en évidence :

- la supériorité de l'interféromètre Fizeau-Tolansky sur les interféromètres visuels à deux ondes ;
- la possibilité d'atteindre, par interférométrie visuelle à passages multiples, des épaisseurs inaccessibles à tout autre moyen interférométrique visuel.

II - SENSIBILITE DES INTERFEROMETRES VISUELS

Nous n'envisagerons, comme précédemment, que le cas des mesures d'épaisseurs. Les autres cas pourraient être traités de façon analogue.

Nous supposons la longueur d'onde λ_0 parfaitement connue, et l'angle θ de la cavité déterminé à $\Delta\theta$ près. Nous supposons par ailleurs les interférogrammes parfaits, et l'interfrange et le décalage déterminés de façon simple et symétrique par rapport à la frange considérée :

$$i_n = \frac{1}{4} \left[(x_{n+1} - x_{n-1}) + (x'_{n+1} - x'_{n-1}) \right]$$

$$\delta'_n = x'_{n+1} - x_n$$

x_i et x'_i étant les abscisses des demi-franges i situées au-dessus et au-dessous de la ligne de décalage. Les erreurs sur δ'_i et i étant indépendantes, nous ferons appel aux incertitudes $\Delta\delta'_i$ et Δi définies, à partir de l'incertitude Δx sur les divers x_i et x'_i , par :

$$\Delta\delta'_i = 2 \Delta i = 2 \Delta x \quad (32)$$

Nous utiliserons enfin la relation

$$\frac{\delta'_i}{i} = \frac{\delta}{i} G_\delta = \frac{2d}{\lambda_0} G_\delta \quad (32 \text{ bis})$$

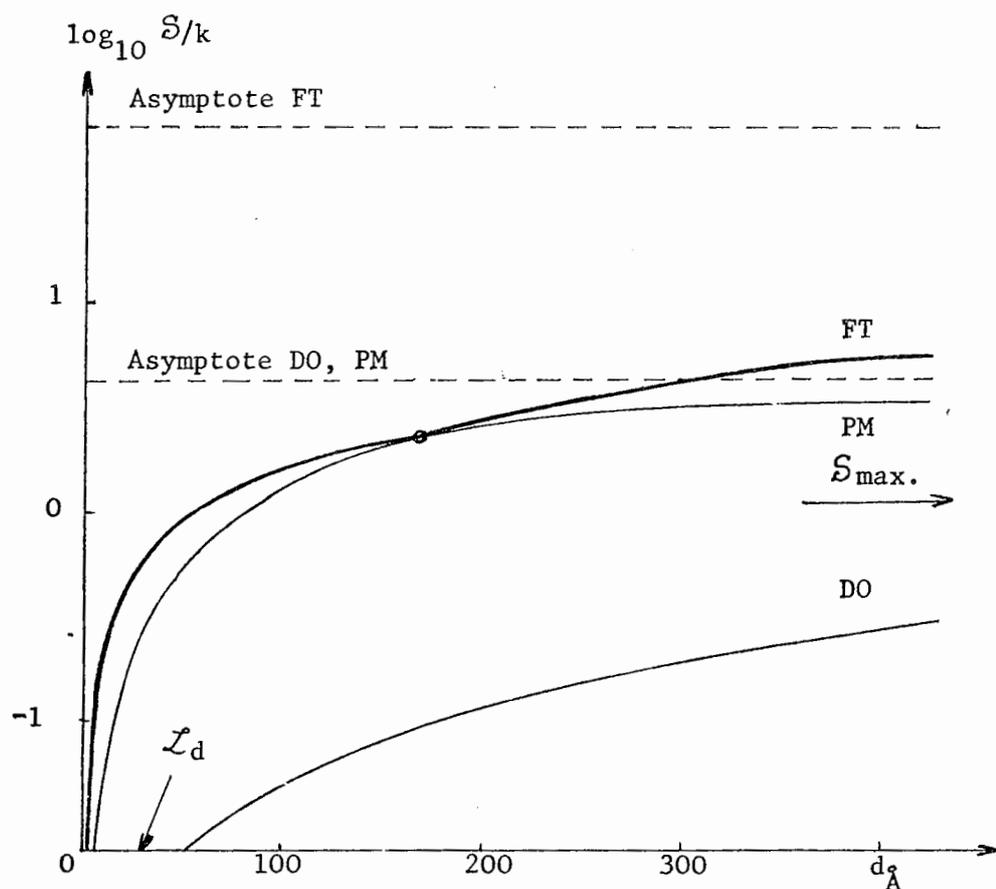


Fig. 25 - Comparaison de la sensibilité de divers interféromètres .

d = épaisseur à mesurer ;
 D-O = interféromètre à deux ondes, à séparatrice ou à polarisation ;
 F.T. = interféromètre à ondes multiples Fizeau-Tolansky, finesse 40 ;
 P.M. = interféromètre à passages multiples, 50 passages.

1.- Définition et étude formelle

Entre l'incertitude absolue des pointés transversaux de sources [25] et la distance D de discrimination des sources, il existe un lien étroit de parenté ; il en va de même, naturellement, entre l'incertitude absolue Δx sur le pointé des franges, et la limite de détection des décalages \mathcal{L}_δ . La précision des pointés de franges étant indépendante de la valeur des décalages, et le travail nécessaire à un pointé n'étant que la moitié de celui nécessaire à la détermination d'un décalage, Δx est donné par :

$$\Delta x = \frac{\mathcal{L}_\delta'}{2} = \frac{1}{2k} \frac{i}{\mathcal{F}'} \quad (33)$$

L'incertitude relative sur l'épaisseur d'une couche, compte tenu des deux relations (32) et (32 bis), a de ce fait pour expression :

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta \delta'}{\delta'} + \frac{\Delta i}{i} + \frac{\Delta G_\delta}{G_\delta} = \frac{\Delta x}{i} \left[1 + \frac{2i}{\delta'} \right] + \frac{\Delta G_\delta}{G_\delta}$$

soit encore :

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{1}{2k\mathcal{F}'} \left[1 + \frac{\lambda_o}{dG_\delta} \right] + \frac{1}{G_\delta} \left| \frac{\partial G_\delta}{\partial \theta} \right| \Delta \theta \quad (34)$$

La sensibilité relative de l'instrument de mesure, que l'on peut définir par exemple par $\mathcal{S} = d/\Delta d$, s'écrit donc :

$$\mathcal{S} = \frac{2kd\mathcal{F}' G_\delta}{\lambda_o + dG_\delta + 2kd \mathcal{F}' \left| \frac{\partial G_\delta}{\partial \theta} \right| \Delta \theta} \quad (34 \text{ bis})$$

2.- Sensibilité des interféromètres : étude comparative

Les diverses variations de sensibilité des interféromètres sont données par la figure 25. Elles ont été obtenues en supposant $\Delta \theta \sim 0$. On constate en interprétant cette figure que :

- la sensibilité des interféromètres est une fonction croissante de l'épaisseur à mesurer ;
- pour chaque type d'interféromètre, la sensibilité tend, à forte épaisseur, vers une limite : $\mathcal{S}_{\max} = 2k \mathcal{F}'$;
- la sensibilité d'un interféromètre à deux ondes est, quelle que soit l'épaisseur, inférieure à celle d'un dispositif à ondes multiples ;
- la sensibilité d'un interféromètre à deux ondes est inférieure, à basse épaisseur, à celle d'un dispositif à passages multiples, mais les limites de sensibilité sont les mêmes dans les deux cas ;
- la sensibilité d'un interféromètre à ondes multiples est supérieure, à forte épaisseur, à celle d'un dispositif à passages multiples ;
- la sensibilité d'un interféromètre à passages multiples, à basse épaisseur, peut être supérieure à celle d'un dispositif à ondes multiples.

Il apparaît donc, en conclusion, qu'il existe deux gammes d'épaisseurs et que, selon que l'on opère au-dessus ou au-dessous d'une certaine borne d'épaisseur, B , la solution la plus avantageuse est l'interférométrie à ondes multiples ou l'interférométrie à passages multiples. La borne, B , dans la mesure où les franges des divers interféromètres ont même qualité, se situe aux environs de 200 Å .

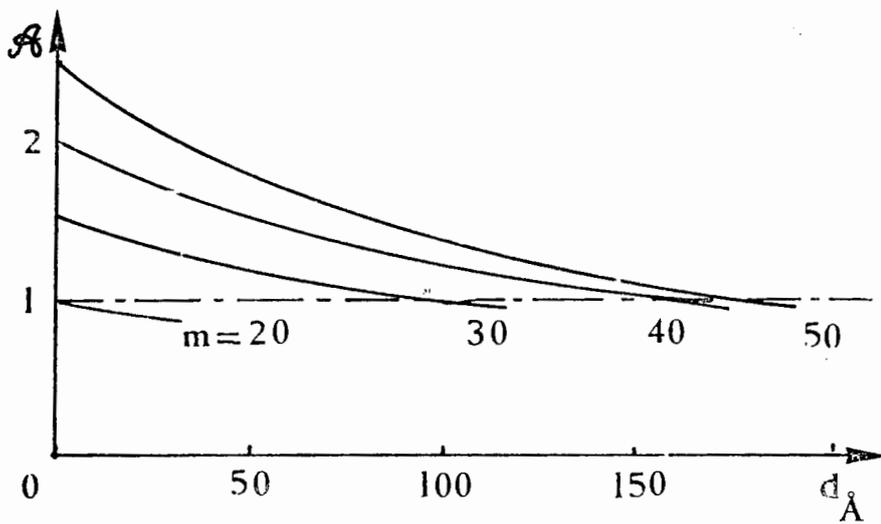


Fig. 26 - Valeur de l'amplification du rapport δ/i susceptible d'être obtenue par interférométrie à passages multiples la référence prise étant l'interférométrie à ondes multiples de finesse optimale ($\mathcal{F}_0 = 40$).

3.- Amplification de sensibilité par passages multiples

L'amplification de la sensibilité par utilisation de la technique du passage multiple peut se représenter par G_δ , ou par le nombre m de passages successifs, comme le suggère Langenbeck, si la comparaison porte sur l'interférométrie à deux ondes. Une telle comparaison suppose toutefois que l'angle θ de la cavité d'interférence est faible :

$$G_{\text{T.G.M.I.}} = \frac{\varphi_{m+1} - \varphi_1}{\varphi_2 - \varphi_1} = \frac{\sin m\theta}{\sin \theta} \cos (m-1)\theta$$

$$G_{\text{F.N.M.I.}} = \frac{\varphi_m}{\varphi_1} = \frac{\sin 2m\theta}{\sin 2\theta}$$

et que les épaisseurs considérées sont proches du seuil de détection de l'interférométrie à deux ondes.

L'interféromètre à ondes multiples est cependant une bien meilleure référence pour juger de l'apport de la technique du passage multiple (fig. 25), lorsque l'oeil sert de récepteur. Or, la comparaison correspondante, partant de (34 bis) et supposant $\Delta\theta$ négligeable, fait apparaître comme facteur amplificateur :

$$\mathcal{A} = \frac{\mathcal{S}_{\text{P.M.}}}{\mathcal{S}_{\text{F.T.}}} = \frac{2G_\delta}{\mathcal{F}_0} \frac{1 + d/\lambda_0}{1 + G_\delta d/\lambda_0} \quad (35)$$

L'intérêt réel de la technique du passage multiple est donc subordonné à la satisfaction de deux conditions, qu'on peut ainsi énoncer :

a) pour un nombre m donné de passages :

l'épaisseur d d'une couche, nécessairement supérieure à $\lambda_0/4m$ pour qu'il y ait détection, doit être inférieure à $\lambda_0(2m - \mathcal{F}_0)/m(\mathcal{F}_0 - 2)$;

b) pour une épaisseur d donnée :

le nombre maximal de passages permis par l'appareil doit être supérieur à $\mathcal{F}_0/2(1 - (\mathcal{F}_0 - 2)d/2\lambda_0)$.

Pratiquement, pour $\lambda_0 = 6328 \text{ \AA}$ et $\mathcal{F}_0 = 40$, il existe deux limites à respecter simultanément. Ce sont :

$$m \geq 20 \quad (36)$$

$$d \leq 200 \text{ \AA} \quad (36 \text{ bis})$$

Le respect de ces conditions permet d'obtenir (fig.26) une amplification de quelques unités.

III - METHODE DE MESURE POUR ACCROITRE LA SENSIBILITE ET LA GAMME D'UTILISATION DES DISPOSITIFS A PASSAGES MULTIPLES

1.- Principe :

La méthode proposée permet l'utilisation de la technique du passage multiple, avec tout le mérite qu'on pouvait en attendre, bien au-delà de 200 Å. Son originalité réside dans le fait qu'elle associe pour déterminer δ , non plus des franges décalées de même ordre n , mais, de part et d'autre de la ligne de dénivellation, deux franges qui sont les plus proches l'une de l'autre qu'on puisse trouver, toute considération d'ordre écartée.

2.- Etude formelle :

Supposons (fig. 27 a) qu'à mi-hauteur d'un interférogramme bien contrasté, les franges présentent un décalage voisin d'un nombre entier K

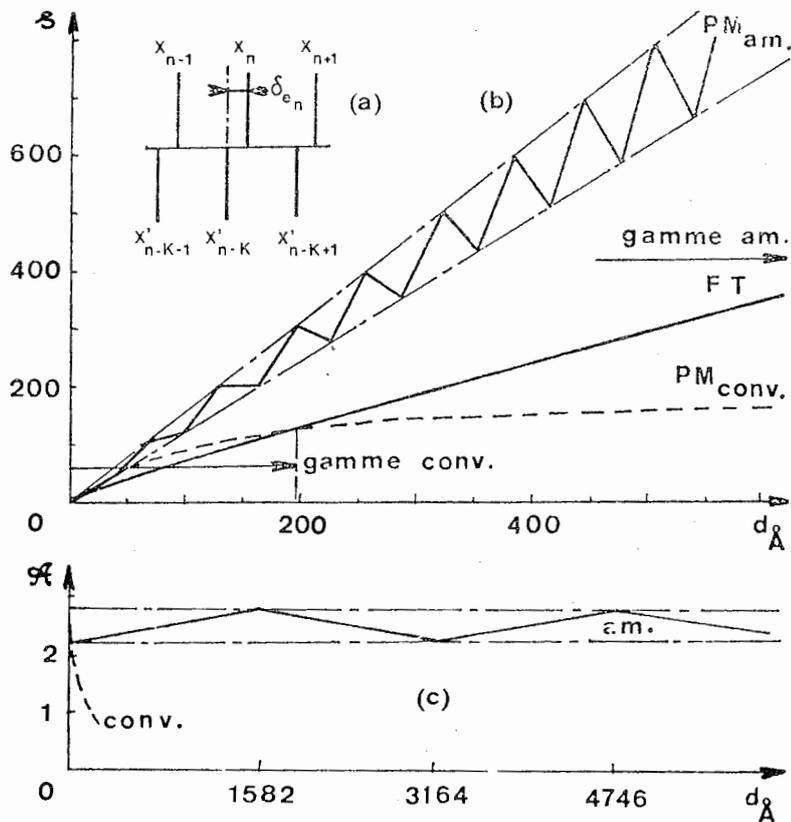


Fig. 27 : a) Interférogramme sur lequel sont pratiquées les mesures ;
 b) Sensibilité de l'interféromètre Fizeau-Tolansky et de l'interféromètre à passages multiples, avec méthode conventionnelle de mesure et avec méthode améliorée ;
 c) Comportement à forte épaisseur du dispositif à passages multiples, par rapport au dispositif Fizeau-Tolansky, les deux dispositifs utilisant la méthode de mesure améliorée, $\lambda_0 = 6\,328 \text{ \AA}$.

d'interfranges :

$$\delta_n = K i_n + \bar{\delta}_{e,n}, \quad (37)$$

la notation $\bar{\delta}$ étant utilisée pour indiquer la distance algébrique (positive si elle est de même sens que δ) entre une frange n de la partie supérieure du champ (abscisse x_n) et la frange $(n - K)$ la plus proche d'elle, dans la partie inférieure du champ (abscisse x'_{n-K}) :

$$\bar{\delta}_{e,n} = x'_{n-K} - x_n. \quad (38)$$

Afin de raisonner symétriquement par rapport aux franges n et $(n - K)$ et d'éviter les erreurs liées, supposons l'interfrange par ailleurs déterminé par l'opération

$$x_n = \frac{1}{4} [(x_{n+1} - x_{n-1}) + (x'_{n-K+1} - x'_{n-K-1})] \quad (39)$$

x_{n+1} , x_{n-1} étant les abscisses des franges encadrant la frange n dans la partie supérieure du champ ; x'_{n-K+1} , x'_{n-K-1} , celles des franges encadrant la frange $(n - K)$ dans l'autre partie du champ.

Dans ces conditions, l'épaisseur locale cherchée est liée à i_n et $\delta_{e,n}$ par

$$d_n = \frac{1}{G_\delta} \frac{\lambda_0}{2} \frac{\delta_n}{i_n} = \frac{\lambda_0}{2G_\delta} \left(K + \frac{\bar{\delta}_{e,n}}{i_n} \right) \quad (40)$$

et G_δ étant une fonction de l'angle θ fait, entre elles, par les surfaces d'onde d'interférence, l'incertitude Δd_n s'écrit :

$$\Delta d_n = \frac{\lambda_0}{2G_\delta} \left| \left[K + \frac{\bar{\delta}_{e,n}}{i_n} \right] \frac{\partial G_\delta}{\partial \theta} \right| \Delta \theta + \frac{\lambda_0}{2i_n G_\delta} \left[\Delta \delta_{e,n} + \left| \frac{\delta_{e,n}}{i_n} \right| \Delta i_n \right].$$

Tenant compte, d'une part des expressions (33), (38) et (39) et par conséquent de

$$\Delta \delta_{e,n} = 2 \Delta i_n = 2 \Delta x = \frac{i}{k \mathcal{F}'} = \frac{i_n}{k \mathcal{F}'}$$

et d'autre part de l'expression (40), il vient donc pour Δd_n :

$$\Delta d_n = \frac{\lambda_0}{2k \mathcal{F}' G_\delta} \left[1 + 2k \mathcal{F}' \frac{d_n}{\lambda_0} \left| \frac{\partial G_\delta}{\partial \theta} \right| \Delta \theta + \left| G_\delta \frac{d_n}{\lambda_0} - \frac{K}{2} \right| \right] \quad (41)$$

et finalement pour sensibilité bouvelle du dispositif :

$$\mathcal{S}_{am.} = \frac{d}{\Delta d_{am.}} = \frac{2k \mathcal{F}' G(d/\lambda_0)}{1 + 2k \mathcal{F}' (d/\lambda_0) \left| \frac{\partial G_\delta}{\partial \theta} \right| \Delta \theta + \left| G_\delta (d/\lambda_0) - (K/2) \right|} \quad (42)$$

3.- Exemple numérique :

La figure 27b montre ce que l'on obtient, entre 0 et 600 Å, dans les cas : $\Delta \theta \sim 0$, $\mathcal{F}' = 2$, $k \simeq 50$, $G_\delta \simeq 50$ (P.M. en mesures conventionnelles et améliorée) et $\Delta \theta \sim 0$, $\mathcal{F}' = 40$, $k \simeq 50$, $G_\delta = 1$ (F.T en mesure conventionnelle).

On y remarquera que la fonction de l'épaisseur $\mathcal{S}_{am.}$ (P.M.) :

- a) correspond à une courbe en dents de scie (terme $|G_{\delta}(d/\lambda_0) - (K/2)|$);
 b) qu'elle diffère de $S_{conv.} (P.M)$ dès $30 \text{ \AA} (\lambda_0/4G_{\delta})$ et donc bien avant la limite supérieure de la gamme 0-200 Å ;
 c) qu'elle est de plus en plus supérieure à $S_{conv.} (F.T.)$ lorsque d croît.

La figure 27 c représente l'amplification de sensibilité obtenue lorsqu'on remplace l'interféromètre F.T. par l'interféromètre P.M., la méthode améliorée étant appliquée aux deux appareils. Elle suppose $S_{am.} (P.M.)$ remplacée par $S_{am. moy.} = 9\,000 d/\lambda_0$.

On remarquera que, contrairement à ce qui se passait en mesure conventionnelle, l'amplification ne chute pas lorsque d croît.

La méthode permet donc d'accroître la gamme d'utilisation de l'interféromètre P.M. (en pratique, au moins jusqu'à 1 000 Å) et, à l'intérieur de la gamme utile, d'accroître la sensibilité.

IV - CONCLUSION

L'étude générale de la limite de détection et de la sensibilité des interféromètres visuels conventionnels nous a permis de montrer que, dans la mesure où la constance de l'interfrange est assurée, les dispositifs à ondes multiples sont les plus avantageux au-dessus d'une certaine limite, limite qui, pour les mesures d'épaisseurs habituelles se situe au voisinage de 200 Å. Elle nous a permis également d'expliquer pourquoi les dispositifs conventionnels servant aux mesures d'épaisseurs, aussi précis qu'ils soient, sont mal adaptés entre 0 et 200 Å, et pourquoi les dispositifs à deux ondes ne permettent pas de détecter les épaisseurs inférieures à une trentaine d'angströms environ.

Une meilleure exploration interférométrique visuelle de la gamme (0-200 Å) peut cependant être envisagée. Les interféromètres à passages multiples, utilisant éventuellement des techniques d'amélioration électronique de pointés, constituent, dans la mesure où ils sont convenablement employés, un excellent moyen pour mieux connaître cette gamme d'épaisseurs.

Une méthode de mesure très simple permet par ailleurs, si nécessaire, de porter à 1000 Å environ la limite supérieure de leur gamme d'utilisation.

B - CONTROLE PAR INTERFEROMETRIE HOLOGRAPHIQUE DE L'EFFET DEPHASAGE PRODUIT (x)

INTRODUCTION

Le contrôle des effets produits sur une onde par un traitement profilé n'est pas sans poser quelques problèmes [14] même dans le cas a priori le plus simple, où le traitement est diélectrique et où l'on n'envisage que l'aspect déphasage, cas auquel nous nous limiterons ici. Lorsque, du fait de l'existence de franges d'égale épaisseur sur le profil, la visualisation de l'effet déphasage est facile à réaliser, on est contraint à des corrections nombreuses qui réduisent, voire détruisent l'intérêt de la visualisation (c'est le cas lorsqu'on a affaire à des traitements monocouches, par exemple à des traitements épais, au ZnS [23,64,74]). Lorsque, en raison de leurs performances, on fait appel à des traitements multicouches [74], aucune visualisation directe n'est possible. De plus, dans l'un et l'autre cas les dispositifs du type autocollimateur à balayage [31] sont mal adaptés. La seule solution au problème réside donc dans l'emploi de dispositifs interférométriques.

La plupart des interféromètres utilisés à ce jour pour des contrôles de même genre sont de type Twyman-Green [64] ou du type Mach-Zehnder. Pour ce qui nous concerne, nous avons préféré ne pas faire appel à des interféromètres de l'un ou l'autre type, ceux du dernier type, parce qu'en dépit des améliorations qui leur ont été apportées [36], ils sont difficiles à régler, et ceux du premier type pour deux raisons : parce qu'ils ajoutent à l'onde utile des ondes réfléchies parasites, et parce que, du fait de la déformation des ondes à la propagation, une onde transmise à l'aller et au retour n'est pas simplement une onde à déformation doublée. Les interférences produites par "shearing" pourraient également s'employer dans un tel cas, mais cela supposerait une phase de calculs [65] et la possession de substrats parfaits, la discrimination entre déformation par le substrat et déformation par le traitement étant délicate.

La technique que nous avons employée est basée sur l'interférométrie holographique en temps réel [4]. Elle permet de s'affranchir des imperfections de la surface d'onde de référence et des aberrations de l'appareillage optique [30]. Elle a par ailleurs été utilisée par le passé pour l'étude des lentilles [38]. Elle ne modifie pas, a fortiori ne détruit pas, les objets à tester.

I - LE DISPOSITIF DE CONTROLE

1.- Principe de la méthode

Le principe adopté repose sur la comparaison de l'onde transmise par l'optique à traiter, enregistrée sur plaque photographique, l'optique étant traversée dans les mêmes conditions que lors de son utilisation ultérieure, et de l'onde déformée, telle qu'elle apparaît après l'une quelconque des phases du traitement.

(x) Ce passage fait l'objet de la publication [24].

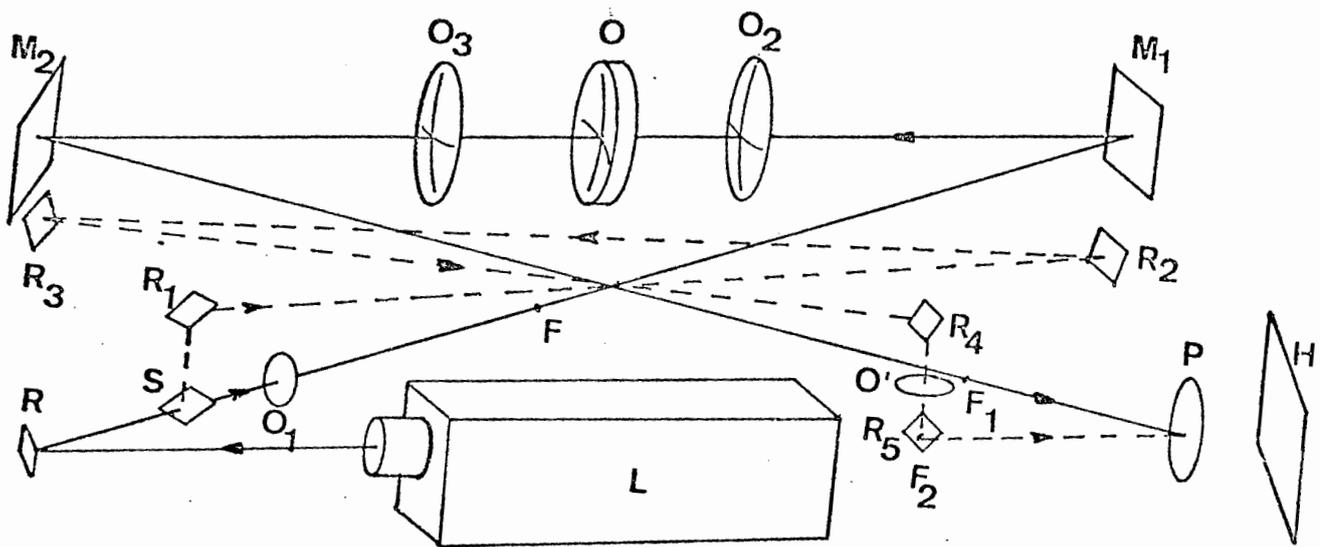


Fig. 28 - Schéma de montage du dispositif proposé pour l'étude des dépôts utilisables en transmission.
 L = laser ; R, R₁ - R₅, M₁, M₂ = miroirs ; S = séparatrice ;
 O = optique à traiter ; O₂ = optique donnant au faisceau la géométrie voulue pour la traversée de O ; O₃ = lentille de reprise, présentant dans les conditions voulues le faisceau objet à l'hologramme H ; O₁ et O' = objectifs de fort grossissement ; P = objectif photographique.

L'optimisation de la visibilité des franges s'obtient d'une part en agissant sur la polarisation des faisceaux objet et référence [6], d'autre part en opérant dans des conditions photographiques non-linéaires (annexe).

Pour réduire les décalages liés à la rétraction de la gélatine et faciliter la visualisation des franges interférométriques, l'holographie est pratiquée dans un plan conjugué du profil, ou plan image [44,66].

Pour fournir une image complète de l'objet sans avoir à le balayer [3] il est fait appel enfin à la technique de focalisation des ondes derrière l'hologramme, et d'observation depuis le foyer [56].

2.- Caractéristiques essentielles du dispositif

Le dispositif présente quelques ressemblances avec l'interféromètre Mach-Zehnder et comme lui, il permet d'éliminer les ondes réfléchies par le profil. De plus et à l'opposé de ce dispositif, il est aisé à régler, d'autant plus d'ailleurs que les commandes sont accessibles depuis le poste d'observation.

Pour éviter les recouvrements de faisceaux ou obturations partielles, l'appareil fait appel à la séparation spatiale des faisceaux et au filtrage. Toutefois, l'optimisation de la visibilité des franges interférométriques finales nécessitant un contrôle par viseur de la qualité et de la stabilité des franges holographiques, les deux faisceaux objet et référence sont peu inclinés l'un sur l'autre (1° environ).

La nécessité d'éclairer uniformément la plaque d'enregistrement implique une limitation des aberrations de l'ensemble optique constitué, donc un montage long. C'est pourquoi, et pour éviter l'encombrement, l'appareil est replié sur lui-même. Pour que chaque miroir de repli n'agisse pas comme un levier amplificateur optique en cas de perturbation, l'appareil est stabilisé mécaniquement et thermiquement (montage antivibratoire ; commandes en invar ; ambiance thermostatée).

Enfin et parce que l'appareil utilise un laser à gaz non stabilisé spectralement, pour que les effets liés à la dérive des franges soient négligeables, le temps d'exposition de l'hologramme est choisi dans l'intervalle 15-50 secondes, et les deux bras du dispositif sont rendus égaux.

3.- Fonctionnement du dispositif en transmission

Pour les dépôts sur lame plan-parallèle ou lentille, le schéma de fonctionnement du dispositif est celui de la figure 28.

L'onde lumineuse émise par un laser L, après passage par un obturateur et réflexion sur un miroir R, atteint une séparatrice S.

L'un des deux faisceaux engendrés, référence pour l'enregistrement holographique, sort du dispositif séparateur après réflexion sur un second miroir R_1 . Puis il suit le trajet $R_2 - R_3$ et entre dans un périscope $R_4 - O' - R_5$. Focalisé sur R_5 , il traverse alors un objectif photographique P, puis atteint la plaque d'enregistrement, ultérieurement hologramme H.

L'autre faisceau, ou faisceau objet, sort du dispositif séparateur, focalisé par un objectif O_1 . Il se réfléchit ensuite sur un miroir M, puis traverse une lentille de conditionnement O_2 , la pièce optique à traiter O, une

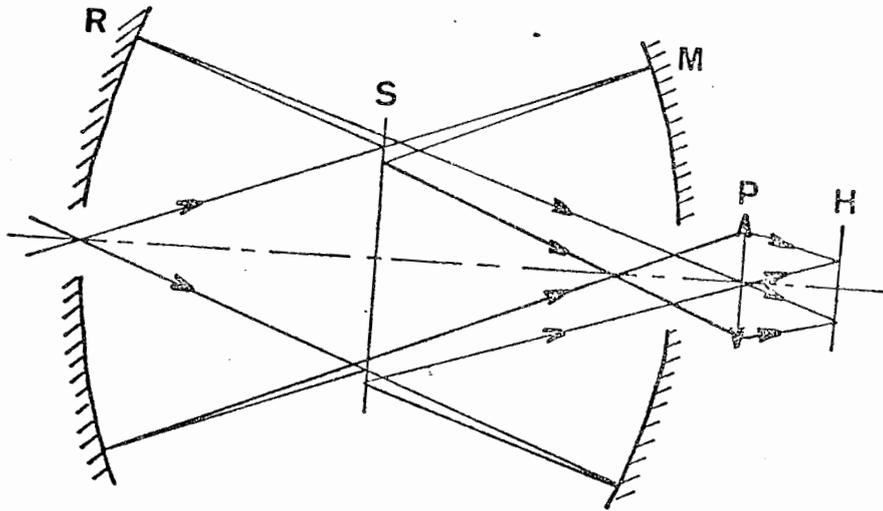


Fig. 29 - Interféromètre Twyman-Green "in-line"
 R = miroir de référence
 M = miroir à traiter

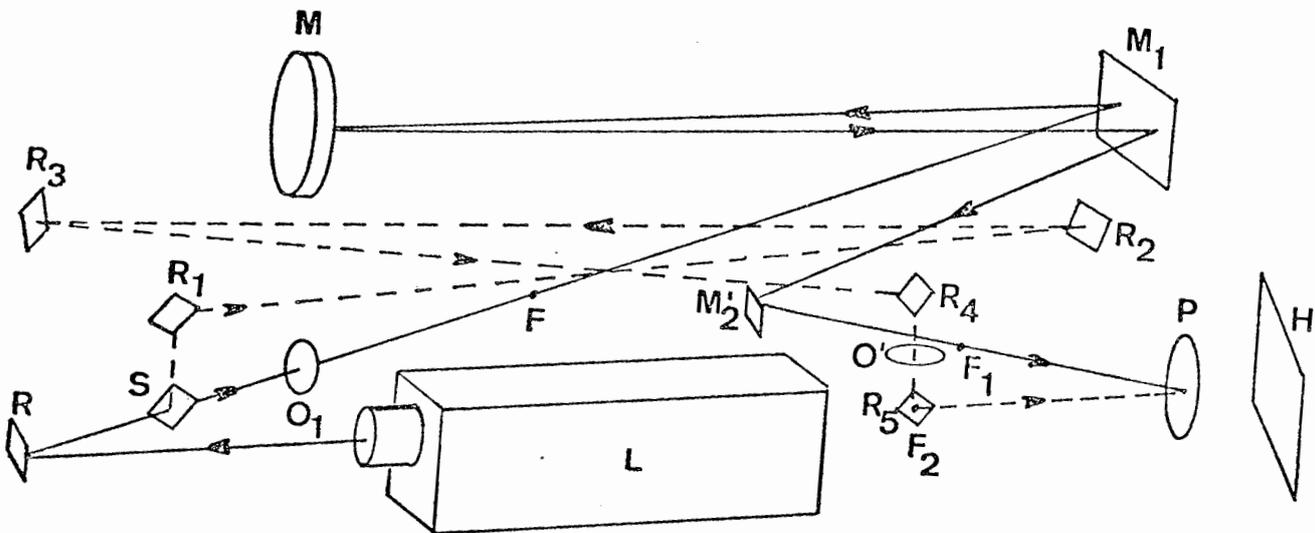
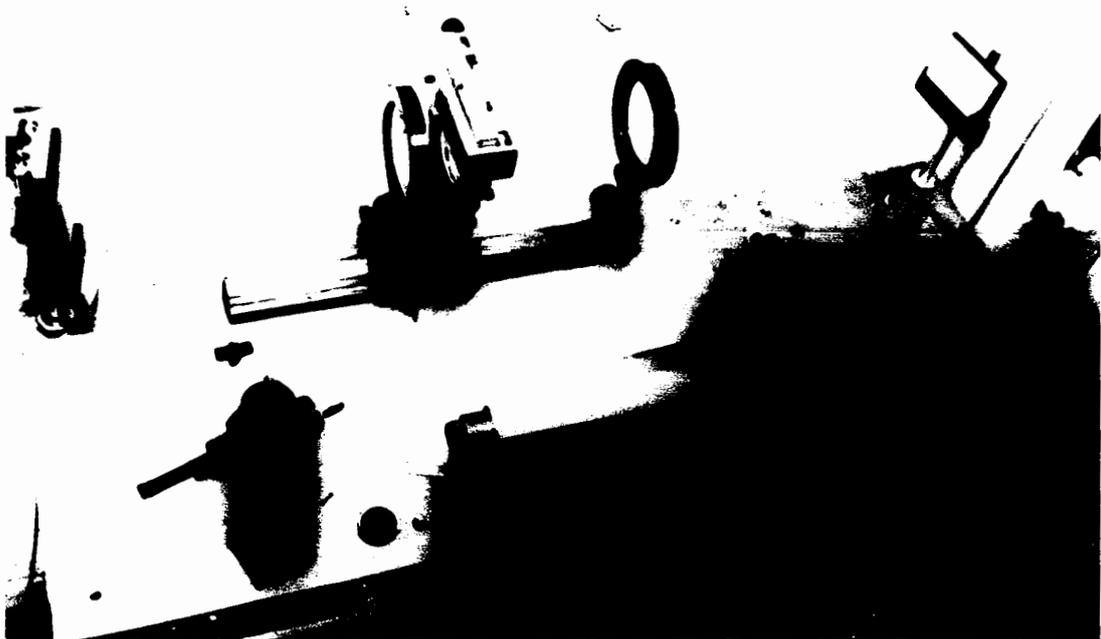


Fig. 30 - Schéma de montage du dispositif proposé pour étude des dépôts utilisables à la réflexion
 M = miroir à traiter
 M₂' = miroir de repli du faisceau de retour



*Planche III- Interféromètre holographique réalisé pour le contrôle
des déformations des surfaces d'onde .*

lentille O_3 , et après une nouvelle réflexion, est focalisé à quelques millimètres du petit miroir R_5 . P donne alors de O une image sur H, entièrement et largement recouverte par le faisceau de référence.

L'hologramme, développé, fixé et séché, est ensuite replacé dans le dispositif et automatiquement recentré, grâce à un cadre prévu à cet effet. Une teinte plate peut alors être observée dans la direction de O. Des mécanismes d'orientation de H et de M, permettent, si besoin, d'améliorer ce centrage.

O, à son tour est alors prélevé, puis traité, stabilisé, et replacé dans son portique de centrage. Un interférogramme, révélateur du profil de déphasage, est alors visible, à travers H.

Le dispositif comporte par ailleurs un viseur, amovible, que l'on place derrière P, et un appareil photographique complet, que l'on met au point sur H, pour voir et enregistrer l'interférogramme. Le diaphragme de cet appareil, placé dans le plan de focalisation des ondes, sélectionne les ondes utiles.

Le dispositif comporte enfin une balance à polarisation, composée de quatre polariseurs P_1, P_2, P_3, P_4 et d'une lame demi-onde D (deux polariseurs P_1 et P_2 , en série entre R et S ; le polariseur P_3 , sur le faisceau de référence entre R et S ; P_4 suivi de D, sur le faisceau objet entre S et O_1). Cette balance a pour rôle essentiel l'optimisation de la visibilité des franges holographiques, optimisation qui s'obtient, les axes de P_1, P_2 et D étant parallèles et les axes de P_3 et P_4 étant maintenus perpendiculairement entre eux, en faisant tourner P_3 . Elle a pour second rôle l'ajustement du flux, en vue d'une pose favorable de la plaque, et de l'observation visuelle ultérieure. Cet ajustement s'obtient par rotation de P_1 .

4.- Fonctionnement du dispositif en réflexion

Les dépôts sur miroirs, et plus précisément entre substrat et couche réfléchissante, présentent beaucoup d'intérêt eux-aussi, d'une part dans le spectre visible, d'autre part et surtout, en infrarouge.

Pour contrôler ce type de dépôt et d'action, nous avons pensé initialement faire appel à un dispositif Twyman-Green "in-line" (fig. 29). Mais ce dispositif n'aurait été utilisable, de fait, que dans le cas de miroirs sphériques concaves à fenêtre axiale, et il n'aurait eu par conséquent qu'un champ d'application limité. Le montage décrit au paragraphe précédent sous réserve d'une modification légère du faisceau objet (fig.30) pour cette raison, est préférable.

5.- Détails techniques sur l'appareillage réalisé

Plusieurs détails du montage pratique sont visibles planche III.

L'appareil réalisé utilise un laser He-Ne monomode transversal, trimode longitudinal, de puissance 3mW.

Il fait aussi appel à des objectifs O_2 et O_3 , de focales diverses, de diamètre 120mm, montés sur banc d'optique ; deux objectifs de microscope O_1 et O' traités anti-reflet, le premier de grandissement 40, le second, de grandissement 16 ; un téléobjectif P, de focale 180mm ; un objectif photographique pour la visualisation, de focale 100 mm.

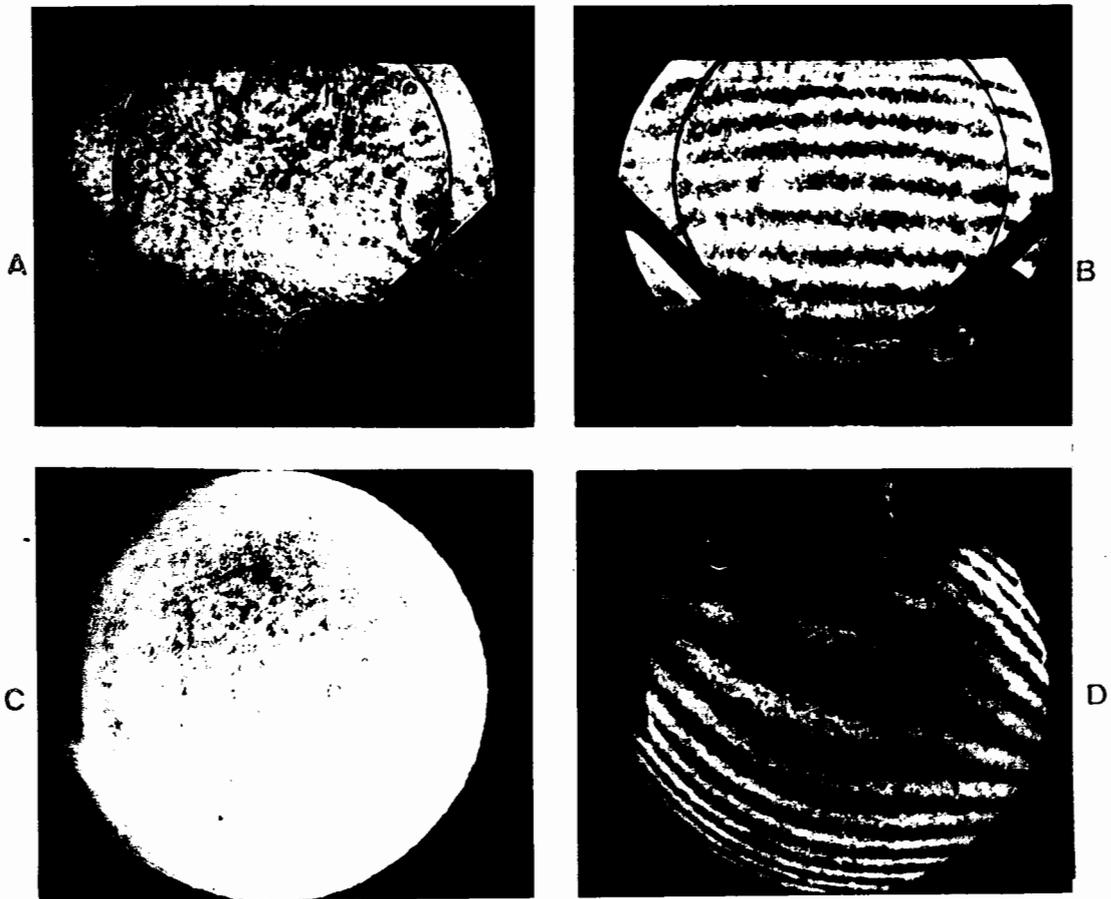
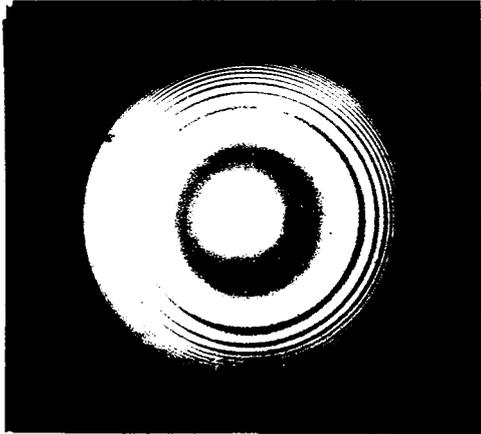
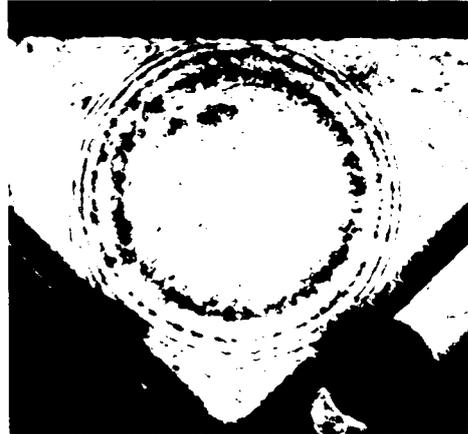


Planche IV - Exemple de teintes plates obtenues :

- A : teinte plate sur une lame plan-parallèle de diamètre 9 cm.*
- B : la même lame : franges de coin d'air produites par rotation de l'hologramme.*
- C : teinte plate sur une lentille biconcave de diamètre 11 cm et de puissance 6 dioptries.*
- D : la même lentille : franges de coin d'air associées.*



A



B



C

Planche V - Déformation de la surface d'onde. Cas d'un dépôt sur lame plan parallèle.

A : franges d'égale épaisseur observées sur le traitement avant application de l'antireflet.

B : déformation correspondante de la surface d'onde

C : même profil : interférence de la surface d'onde enregistrée Σ_0 et de la surface d'onde déformée Σ_t , inclinée sur Σ_0 .

Le support de l'hologramme possède six degrés de liberté. Chaque miroir R , R_1 , R_4 ou R_5 en possède deux (rotations). R_2, R_3, M_1 et M_2 peuvent subir une translation verticale et deux rotations. R_2 est, de plus, longitudinalement déplaçable, en vue de l'égalisation des bras.

Les plaques photographiques sont des plaques Agfa Gevaert Scientia 8E75. Leur résolution [73] est largement suffisante pour les besoins rencontrés.

Le portique de centrage de 0 possède un moyen de repérage sommaire. Il peut recevoir toute lentille d'épaisseur au bord inférieure à 30mm, de diamètre compris entre 30 et 120 mm, de puissance comprise entre plus et moins six dioptries.

II - EXPERIENCES REALISEES

1.- Obtention de la teinte plate

Plusieurs essais ont été effectués correspondant à des dépôts soit sur lame plan-parallèle, soit sur lentille. Une teinte plate a toujours pu être obtenue (planche IV, a et c), et, au cours d'une expérience de durée, cette teinte plate a pu être maintenue huit semaines.

Il n'a jamais été nécessaire de compenser les excentremets de l'hologramme lors de sa remise en place, ni les déformations de la gélatine [15,37]. Enfin, le fait de travailler dans des conditions non-linéaires ne s'est jamais traduit par une déformation de la teinte plate, bien au contraire.

2.- Dépôt profilé sur lame plan-parallèle

La planche V correspond au cas dépôt profilé de ZnS sur lame de verre plan-parallèle, le dépôt étant traité anti-reflet à sa surface supérieure.

La possibilité d'introduire un coin d'air entre les ondes objet-traité et objet-initial, exploitée pour produire l'interférogramme (C) est une possibilité triplement intéressante en ce sens qu'elle permet : l'interprétation d'un interférogramme centré, type (A) ou (B), même si le profil est plusieurs fois et profondément replié ; la connaissance de l'effet produit de façon continue, quelle que soit la distance du point considéré à l'axe du traitement ; l'accès enfin à l'information déphasage, même si le profil réalisé est très mince ($\Delta \varphi_{\max} < \pi$).

Le passage de l'interférogramme d'égale épaisseur (A), jusque-là étudié, à l'interférogramme d'égal déphasage (B), fourni par le dispositif, se traduit par une transformation de la surépaisseur d , associée à un rapport décalage-sur-interfrange donné :

$$\frac{d_B}{d_A} = \frac{2n_{\lambda_0}}{n_{\lambda'} - 1} \frac{\lambda'}{\lambda_0} \quad (43)$$

Autrement dit, si l'on adopte pour valeur des longueurs d'onde $\lambda_0 = 5461 \text{ \AA}$ et $\lambda' = 6328 \text{ \AA}$, pour valeur des indices associés $n_{\lambda_0} \simeq n_{\lambda'} = 2,36$, ce passage signifie pratiquement une réduction par quatre du nombre de franges. Ce résultat est particulièrement utile dans le cas de profils épais, car il signifie

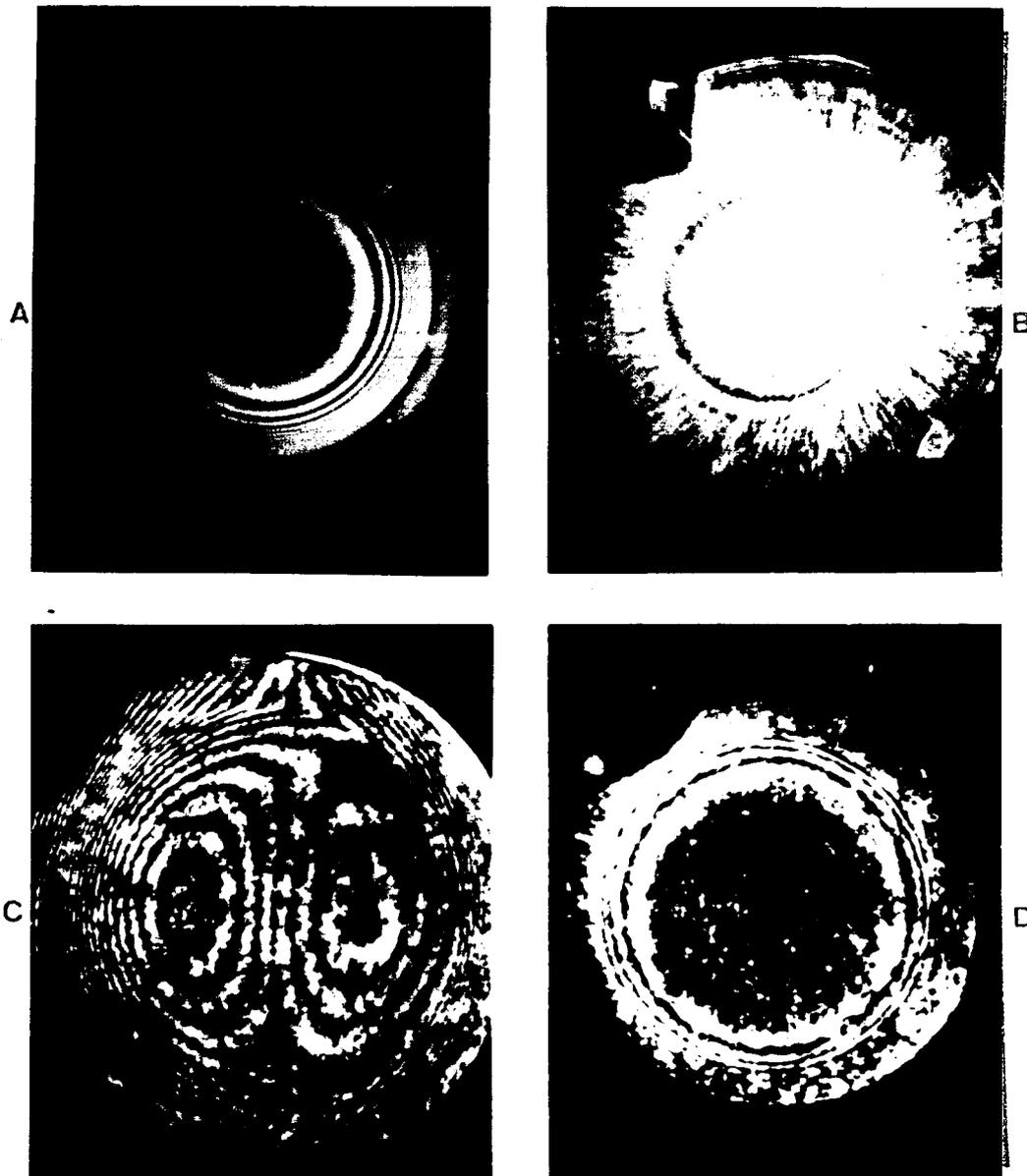
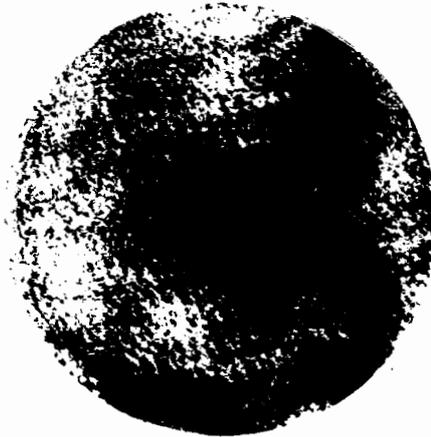


Planche VI - Cas d'un dépôt sur lentille

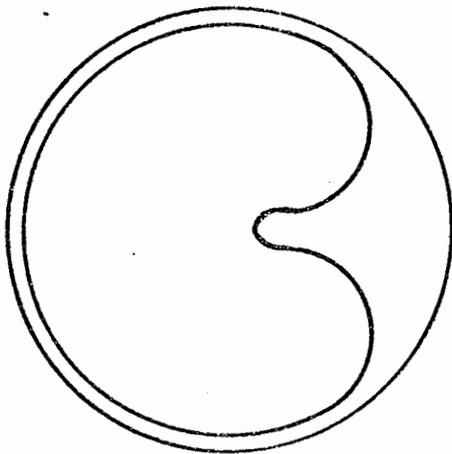
- A : lentille biconcave et dépôt réalisé, avant application du traitement antireflet*
- B : franges d'interférence sur la caustique*
- C : franges dans le plan de la lentille. Inclinaison des surfaces d'onde Σ_0 et Σ_t , l'une sur l'autre*
- D : la déformation de la surface d'onde, telle qu'elle apparait en l'absence d'inclinaison de Σ_t sur Σ_0 .*



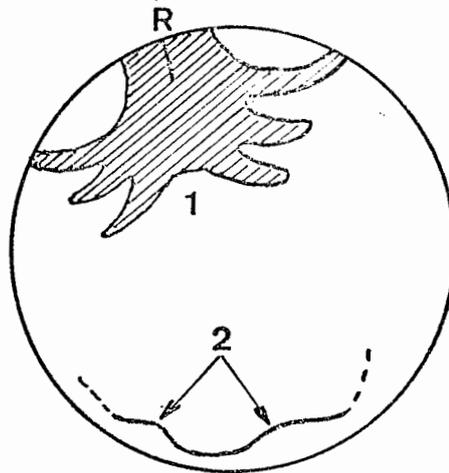
a



b



c



d

Planche VII - Discrimination entre déphasage dû à la couche et déphasage dû au substrat ;
a : franges d'égale épaisseur d'un dépôt non révolutif ;
b : franges d'égale déphasage observées ;
c : franges d'égale déphasage normales ;
d : anomalies dues au substrat.

pour l'oeil, une perception facilitée des franges, et par voie de conséquence un pointé de meilleure qualité. Par ailleurs il permet l'interprétation des interférogrammes même en présence d'une granulation importante.

3.- Dépôt profilé sur lentille

La planche VI correspond à un essai de dépôt profilé de ZnS sur lentille bi-équi-concave, de puissance égale à la puissance maximale admise (six dioptries), de diamètre 110 millimètres. Le dépôt, traité anti-reflet à sa surface supérieure, ne recouvre que les deux tiers environ de la surface utile de la lentille.

Cette planche établit clairement la possibilité, pour le dispositif de révéler le profil de phase, même en présence d'aberrations importantes et variées, dès lors que l'hologramme est éclairé uniformément. Les photographies (B) et (C) permettent de se faire une opinion des conditions optiques de l'expérience, (B) surtout, qui montre une caustique d'aberration sphérique occupant tout l'espace $F_1 - F_2$ et obturée par R_5 , et qui révèle, par l'excentrement des franges présentées sur la caustique, l'existence de coma.

Les photographies B et C de la planche V n'ont pas été enregistrées dans le plan image proprement dit, contrairement à la photographie D de la planche VI. Ceci montre que l'appareil permet de connaître, sans le moindre calcul, le comportement de l'onde retouchée à la propagation.

4.- Etude de l'influence du substrat

Lorsqu'un substrat vitreux contraint ou insuffisamment recuit est soumis à une intense pression de radiation moléculaire ou à une température élevée, il subit parallèlement une flexion, visible par réflexion [12] et une libération de tensions. Cette libération se traduit par une variation locale de l'indice de réfraction, donc par un déphasage parasite, déphasage tout particulièrement gênant, bien entendu, lorsque le traitement a pour but l'action sur la phase. Cette libération peut se détecter par interférométrie holographique.

La planche VII est une illustration du phénomène. Elle met en évidence la déformation d'une vitre, préalablement aplanie et polie, de diamètre 100mm, d'épaisseur 2mm, lors du dépôt, par pulvérisation cathodique HF, d'une couche d'oxyde de niobium, d'épaisseur mécanique 10μ . La couche étant épaisse et diffusante, les franges sont peu contrastées et granuleuses, mais le phénomène se voit néanmoins en deux points : un point où nous avons créé une faiblesse par gravure au diamant d'un repère ; et un second point, où rien n'indiquait qu'il y ait contrainte.

III - CARACTERISTIQUES DU DISPOSITIF

1.- Sensibilité

En s'appuyant sur les résultats obtenus en interférométrie visuelle classique, et en tenant compte de la possibilité d'accroître la finesse des franges enregistrées, on aboutit du point de vue de l'incertitude longitudinale sur le déphasage en chaque point de l'interférogramme à :

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi} = \frac{\Delta d}{d} = \frac{1}{2kF'} \left(1 + \frac{2}{(n_{\lambda'} - 1)d/\lambda'} \right) \quad (44)$$

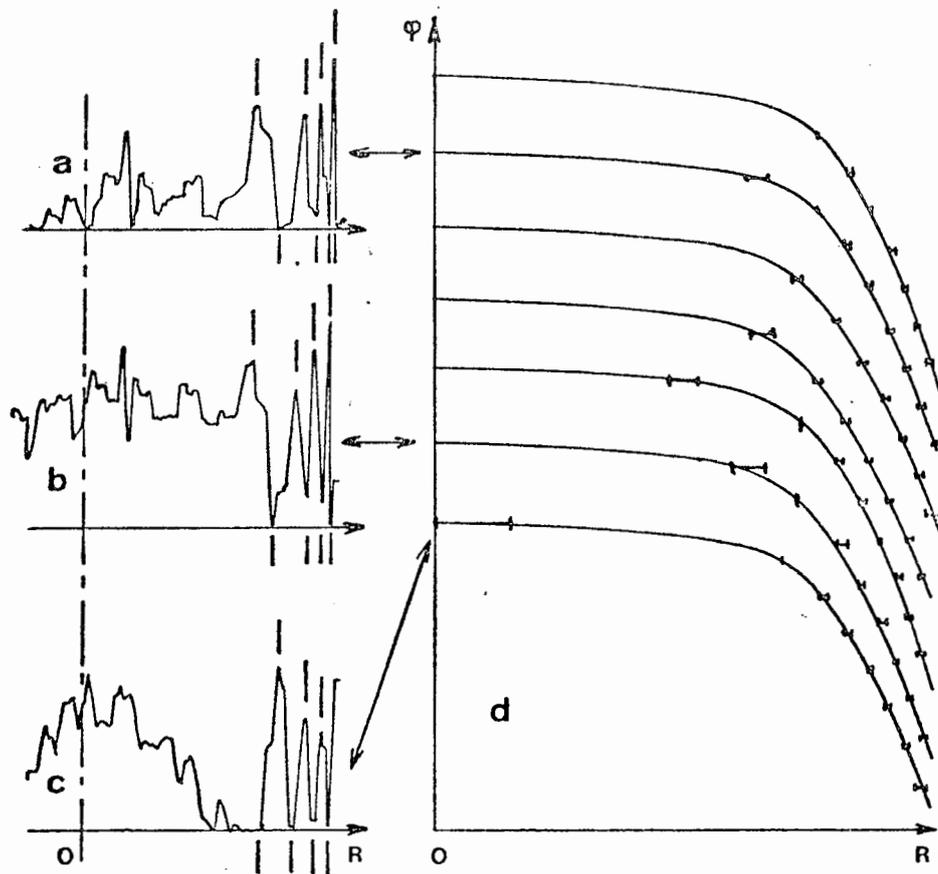


Fig. 31 - Reproductibilité des résultats
 a, b, c : microdensitogrammes d'interférogrammes à
 centre blanc, gris ou noir ;
 d : les profils déduits, équi-espacés sur l'axe.
 Les points de repère indiquent les extrêmes successifs
 de la fonction intensité.

k étant une constante, fonction de la qualité des franges et de l'analyse.

D'un point de vue pratique, en faisant $k = 50$ et $\mathcal{F}' = 5$, et en supposant la quantité $(n_\lambda - 1) d/\lambda'$ entière et supérieure à 1, cela signifie

$\frac{\Delta\varphi}{\varphi} < 10^{-2}$: il existe diverses méthodes de pointé qui permettraient d'améliorer encore, si besoin était, ce résultat [13].

2.- Fidélité

Lors de chaque expérience, plusieurs hologrammes peuvent être enregistrés et utilisés successivement, et pour chaque hologramme, plusieurs interférogrammes peuvent être produits, correspondant à des conditions spectrales ou thermiques légèrement différentes, ou à des réglages différents. Bien que ces interférogrammes n'aient pas rigoureusement le même aspect (fig. 31a, b, c), les profils qui s'en déduisent sont identiques, ou peu s'en faut (fig. 31d).

L'écart transversal entre profils, lorsqu'il existe, résulte d'un mauvais centrage d'un interférogramme. Des corrections de recentrage sont possibles, qui réduisent l'importance de ces écarts à environ 1

3.- Justesse et précision

Dans le cas des traitements monocouches, du fait de l'oscillation de la transparence, il y a, en alternance, contraction et dilatation des interféfranges. Les résultats des mesures ne sont alors exacts que si une correction de position est appliquée. Cette correction n'a évidemment aucune raison d'être si le profil est traité anti-reflet.

Le fait que l'optique traitée soit traversée en chaque point sous incidence non nulle se traduit par un second écart sur le déphasage. Il doit en être tenu compte dans les calculs du profil d'épaisseur à réaliser, mais aussi dans les comparaisons qui permettent de juger le dispositif.

Dans la mesure où de telles corrections sont appliquées, les profils de déphasage fournis par le dispositif sont corrects et conformes aux prévisions. La précision que l'interféromètre permet d'atteindre est de l'ordre de 1 à 2%.

4. - Gamme d'utilisation

La photographie c de la planche VI présente des zones d'interférogramme où la fréquence spatiale est de deux franges par millimètre. Ceci prouve que la granulation parasite de l'interférogramme ne constitue pas une gêne en elle-même, et surtout, que les gradients d'épaisseur mécanique de 1,3 μ/mm sont détectables dans l'appareil.

Les traitements que nous avons réalisés jusque-là ne dépassaient jamais 1 μ/mm . Pour cette raison, nous n'avons pas cherché à améliorer la qualité des interférogrammes, mais il est certain que les limites d'utilisation fournies pourraient être reculées.

7 - CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES OUVERTES

L'interférométrie holographique en temps réel s'avère un moyen parfaitement adapté à un contrôle direct, non destructif et précis des objets de phase produits par évaporation, pulvérisation ou tout autre procédé, quels que soient les épaisseurs, diamètres et profils de ces objets, quelle que soit la

courbure du substrat sur lequel ils sont déposés.

La possibilité de produire des profils de phase totalement transparents et valables sur un domaine spectral étendu, possibilité qui n'avait pu être exploitée pratiquement jusque-là, faute d'un moyen de contrôle adapté, existe désormais.

Le dispositif que nous avons mis au point pour l'étude d'objets de type "transmission" étant utilisable pour l'étude d'objets réfléchissants, le contrôle d'objets de phase destinés à l'infrarouge proche ou lointain est désormais possible ; partant de là, ces objets eux-mêmes sont désormais réalisables.

Enfin, l'appareil peut être utilisé pour d'autres études que celles relatives aux traitements de surface. Toute pièce optique transparente ou spéculairement réfléchissante, subissant une déformation, peut être testée sur l'appareil, que la déformation soit définitive ou évolutive, qu'elle soit exercée sur la pièce entre deux entrées dans l'appareil, ou sur la pièce dans l'appareil.

CHAPITRE TROIS

REALISATIONS, APPLICATIONS
ET PERSPECTIVES D'AVENIR

A - EXEMPLES DE REALISATIONS

A.1- PROFILS SANS DISCONTINUITÉ :
SURFACES ASPHERIQUES ET CORRECTRICES DIVERSES

INTRODUCTION

La quasi-totalité des optiques réalisées font appel, à l'exclusion de toute autre surface, à des dioptries plans ou sphériques. Cette limitation de choix conduit à un nombre de verres importants, et a pour conséquences :

- une augmentation du poids et de l'encombrement ;
- une réduction de la luminosité ;
- un nombre élevé de traitements anti-reflet.

Les surfaces asphériques (paraboloïdes, ellipsoïdes, hyperboloïdes, surfaces de troisième ou quatrième degré, surfaces n fois ondulées), si elles devenaient effectivement utilisables et réalisables sans gros problème, permettraient, à travers un choix plus vaste de dioptries, d'améliorer les optiques à nombre de verres identiques ou, tout en maintenant la résolution, de diminuer le nombre de dioptries, donc le poids, l'encombrement et le nombre d'anti-reflets, et d'accroître la luminosité. C'est pourquoi nous leur avons accordé un intérêt tout spécial.

A quelques rares exceptions près [16], les méthodes utilisées à ce jour pour produire de telles surfaces sont des méthodes soustractives, basées sur l'enlèvement de matière, ou des méthodes additives, basées sur l'apport de matière.

Les plus nombreuses sont les méthodes soustractives parmi lesquelles on distingue : des méthodes, relativement nouvelles, s'appuyant sur la déformation par insolation et traitement chimique (couches photographiques blanchies [75] ou de photoresist [13,41]) ; ensuite et surtout des méthodes basées sur l'érosion de substrats vitreux ou siliceux. Ce sont ces dernières méthodes qui sont les plus couramment employées et les plus variées. Elles couvrent un domaine très vaste, qui va du surfaçage direct [33,54] jusqu'à la taille par bombardement électronique [83], protonique [68] ou ionique [29,42], en passant par le surfaçage de substrats mécaniquement pré-contraints [46]. Ces méthodes soulèvent malheureusement un problème assez grave, dans l'état actuel, concernant le poli ou fini des surfaces.

Les méthodes additives se prêtent moins que certaines méthodes soustractives à la production de microprofils ou d'éléments d'optique intégrée, mais elles se prêtent mieux à la production de correctrices d'aberrations classiques, exception faite toutefois des méthodes basées sur la pulvérisation cathodique [34], qui conduisent dans l'état actuel à des couches diffusantes à forte épaisseur. La méthode additive la plus directement accessible, et la plus prometteuse peut être à moyenne échéance, est une méthode basée sur l'évaporation thermique sous vide. Le principe en a été donné par Strong et Gaviola, qui ont réalisé les premières couches de révolution [78]. Il a été développé ensuite par Schulz [69,70], puis étendu aux couches "monodimensionnelles", en coin linéaire ou non-linéaire, par Jacquinet [39], et aux couches hélicoïdales, par Thelen [79].

Les profils de révolution absorbants produits par cette technique sont nombreux : apodiseurs [32], filtres de densité variable [36], filtres dérivateurs [27,48], etc... Certaines correctrices d'aberrations ont également

été réalisées partant de couches absorbantes [37], mais ces correctrices, si elles ont un grand intérêt en optique électronique, seraient, pour des raisons énergétiques bien évidentes, d'un emploi très discutable en optique classique, tout comme le seraient d'ailleurs les réseaux zonés diélectriques correcteurs, qui constituent pourtant un progrès appréciable par rapport aux correctrices absorbantes.

Les profils diélectriques de révolution sont beaucoup moins nombreux dans la littérature que leurs homologues absorbants, ce pourquoi nous sommes intéressés tout spécialement à eux. On distingue, parmi les rares travaux qui leur ont été consacrés, ceux de Dufour, concernant le filtrage spectral par Fabry-Pérot d'épaisseur spatialement variable [19], et ceux relatifs à la correction d'aberrations au moyen de profils sans discontinuité, dus à SCHULZ [70], et à WEINSTEIN et DOBROWOLSKI [84].

Pour ce qui nous concerne, bien que les surfaces asphériques permettent la correction d'aberrations diverses [46], nous nous sommes intéressés surtout à la correction de l'aberration sphérique. Par ailleurs, afin de ne pas ajouter de verre à l'optique, avec tout ce que cela suppose, nous avons préféré éviter la solution consistant à opérer au plan focal image [56]. Nos correctrices ont été déposées sur les dioptries mêmes de l'optique fournie.

Ces correctrices, lorsqu'elles sont monocouches, ont, pour la longueur d'onde λ_0 pour laquelle elles sont faites, une transparence spatialement ondulée. Ces ondulations parasites n'affectent guère en général la fonction de transfert de l'optique. Un ordre de grandeur de l'effet produit, donné en [22], en témoigne. Par contre, elles ont une action importante en ce qui concerne la luminosité de l'optique, action qui est néfaste si la couche est de haut indice, ce qui est, nous allons en voir les raisons, le plus souvent le cas. Pour cette raison nous leur avons préféré des correctrices de type multicouche, qui produisent un effet anti-reflet spectralement étendu, en plus de leur effet sur les aberrations.

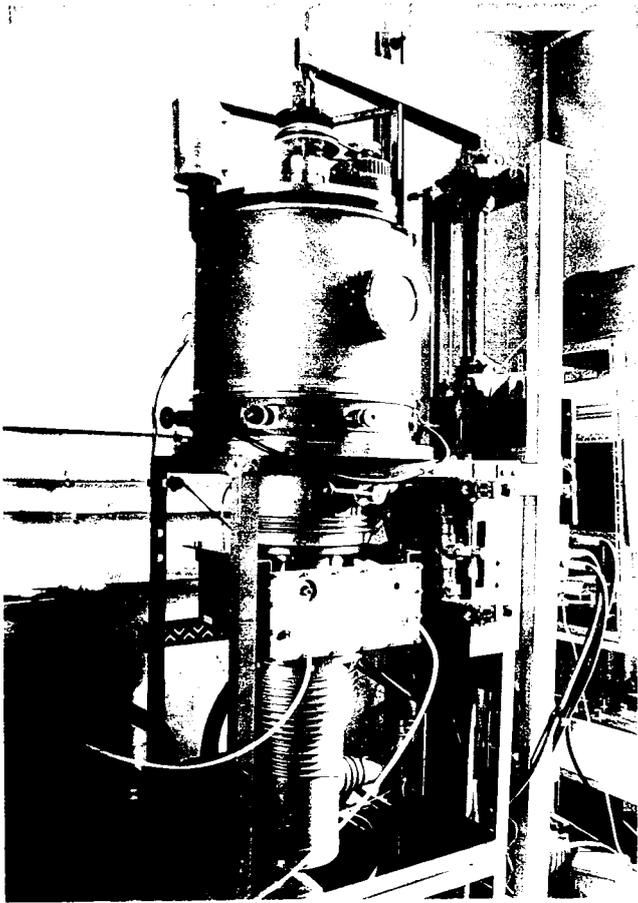
Les correctrices réalisées jusqu'à présent conduisaient à des corrections relativement imparfaites, à cinq ou dix pour cent près. Celles que nous avons réalisées conduisent à des corrections à deux ou à cinq pour cent près, reproductibles, et il semble bien qu'avec les moyens dont on dispose actuellement dans l'industrie, on puisse faire mieux. Ceci ne veut pas dire que nous avons solutionné tous les problèmes qui se posaient, mais que nous avons effectué une approche supplémentaire de la solution. L'amélioration que nous avons obtenue tient au fait que nous avons tenu compte des conditions d'éclairage à l'utilisation, et lors du contrôle. Elle tient aussi, et c'est surtout cela que nous nous proposons de montrer dans les lignes qui suivent à une meilleure connaissance de certains paramètres d'évaporation, et à de meilleurs centrages et contrôles en cours de réalisation.

I - LES MOYENS UTILISES

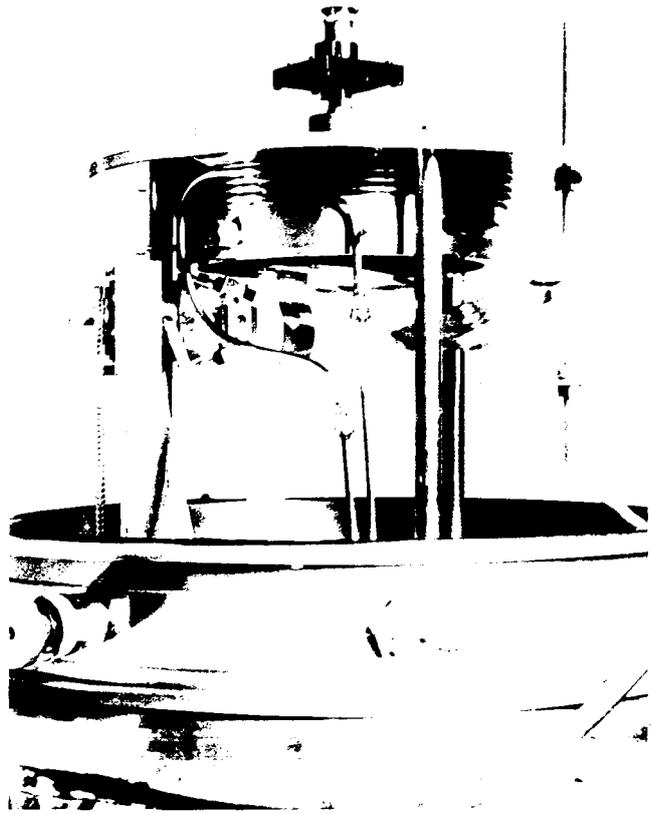
1.- L'enceinte d'évaporation :

L'enceinte d'évaporation repose sur une platine horizontale d'acier inoxydable de diamètre 600 millimètres, au-dessus d'un groupe de pompage permettant d'abaisser la pression à 10^{-6} millimètre de mercure (planche I a).

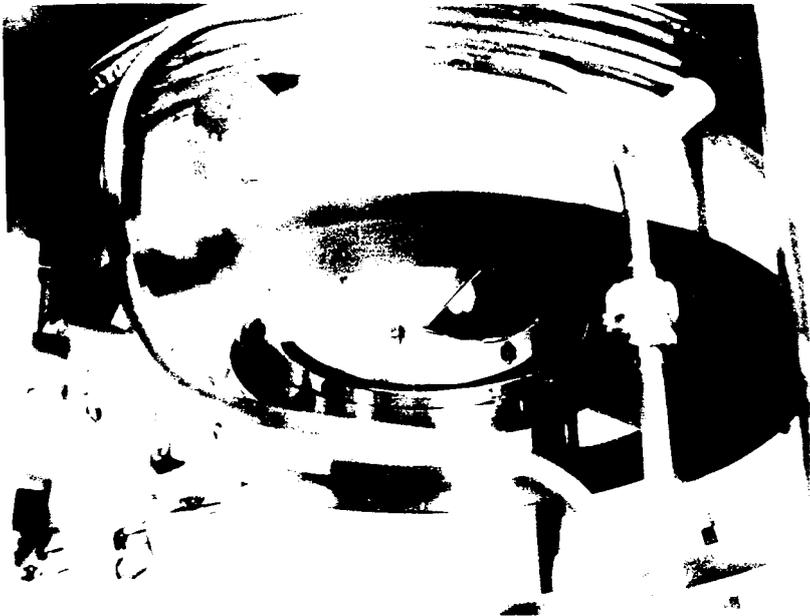
(1) On ne saurait donner mieux, toutefois, qu'un ordre de grandeur, les notions classiques de transfert de fréquences n'ayant pas, dans ce cas, la signification rigoureuse qu'on leur connaît par ailleurs [76].



a



b



c

Planche I

L'enceinte utilisée. a) vue extérieure ; b) vue de l'intérieur de l'enceinte : noter le dispositif optique de centrage (en haut) et le dispositif à têtes multiples permettant le contrôle in situ (à gauche) ; c) dispositif de centrage du masque.

Elle est constituée par l'empilement de deux cylindres d'acier inoxydable, de diamètre 500 millimètres :

- un cylindre inférieur, haut de 100 millimètres, muni de passages étanches permettant les commandes électriques et mécaniques ;
- un cylindre supérieur, haut de 500 millimètres, muni de deux hublots, supportant une seconde platine horizontale d'acier, de diamètre 600 millimètres, et délimitant avec elle le volume utile d'opération.

L'ensemble est surmonté d'un moteur électrique et d'un engrenage magnétique, qui permettent l'entraînement en rotation du substrat à traiter. Les axes de rotation de l'engrenage (partie interne) et du support du substrat sont reliés par une fourche d'entraînement. Un potentiomètre ajuste la vitesse de rotation à cent tours par minute.

L'enceinte contient par ailleurs, reliés pour la plupart à la platine inférieure (planche I b et c) :

- a) une source moléculaire ou creuset, placée, à deux millimètres près, sur l'axe de l'enceinte, chauffée par effet Joule ;
- b) deux électrodes en cuivre, apportant au creuset l'énergie nécessaire à l'évaporation ;
- c) un écran mobile, destiné à soustraire le substrat au flux moléculaire, en particulier tant que le débit n'est pas stabilisé ;
- d) une décharge ionique, permettant le dépoussiérage et le dégazage préalable du substrat ;
- e) une jauge à cathode chaude, pour le contrôle de la pression ;
- f) un commutateur tournant, commandé par chaînette, permettant les mises en service successives de quatre quartz piézoélectriques [49] et le contrôle in situ, continu et prolongé, de l'épaisseur du dépôt, dans des conditions de linéarité toujours convenables ;
- g) une couronne horizontale d'acier inoxydable, fixée sur un trépied, portant ou contenant, du haut en bas (voir plus précisément [82]) :
 - le support tournant du substrat, d'axe creux et défini à mieux que 10 microns près ;
 - un viseur à réticule, placé dans l'axe de ce support, au point à travers le substrat sur le masque, permettant de contrôler le centrage à 10 microns près de ce masque, avant fermeture de l'enceinte ;
 - le substrat à traiter et sa monture mécanique, fixés sur le support tournant, après centrage à 10 microns près (contrôle par pinceau laser, par une fenêtre pratiquée sur la couronne ou à travers le masque) ;
 - le masque, enfin, placé à moins de un millimètre du substrat, centré et fixé par quatre vis avant l'évaporation.

2. - La source d'évaporation

On trouve peu d'informations dans la littérature sur les sources moléculaires utilisées pour la formation de profils. On sait simplement que Schulz [70] se servait d'un creuset cône. La plupart des autres expérimentateurs usaient vraisemblablement de creusets barquettes.

On rencontre peu d'informations également concernant les indicatrices spatiales de ces sources. A part Giacomo [30], qui a donné un moyen de tenir compte de la forme de l'indicatrice, et Shapotchkín [73], qui suppose la source ponctuelle, et l'indicatrice sphérique et centrée sur la source, il semble bien que l'on ait considéré le dépôt réalisé en l'absence de masque comme uniforme.

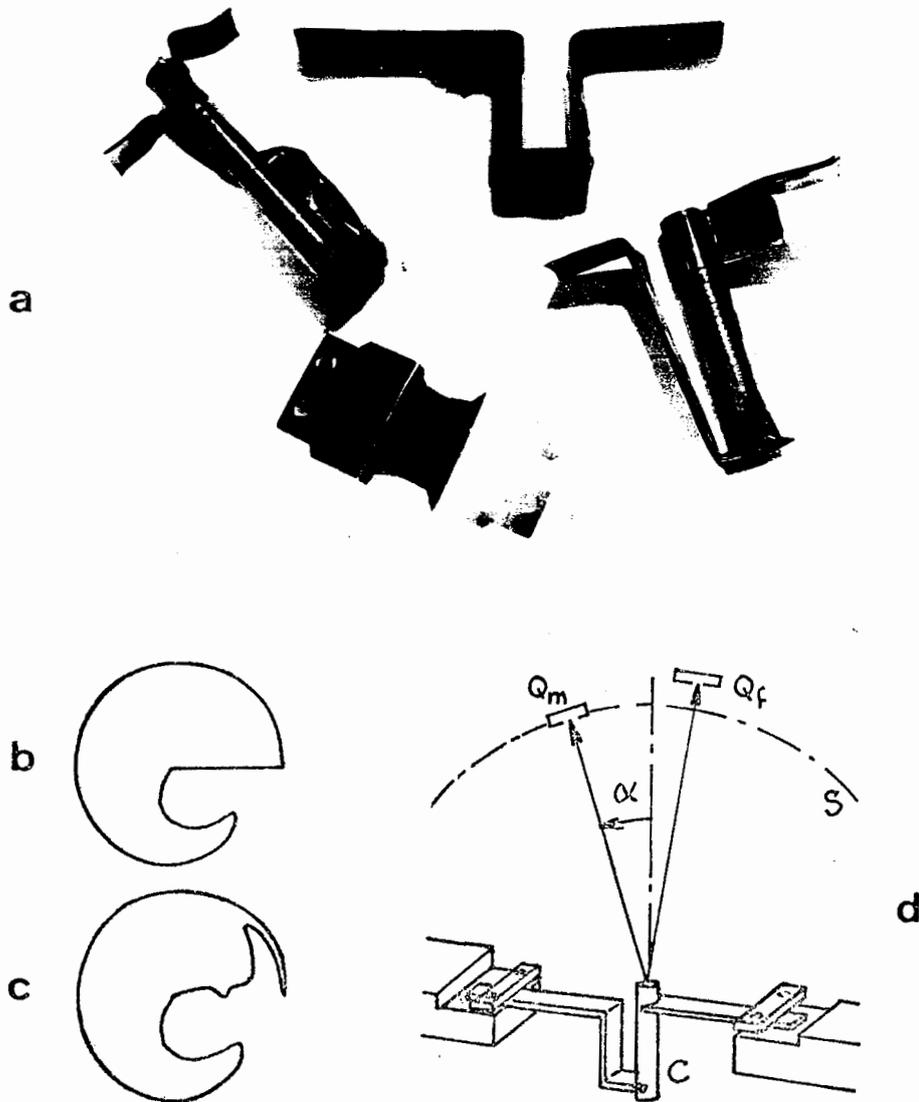


Figure 1 : le creuset

a) divers types de creusets utilisés : barquette (en bas), tube de graphite usiné (en haut), tube de tantale ;

b et c) influence du creuset sur le dessin du masque ;

d) contrôle de l'indicatrice d'émission moléculaire.

Q_f : quartz fixe permettant de vérifier la constance du débit.

Q_m : quartz mobile permettant de mesurer l'indicatrice.

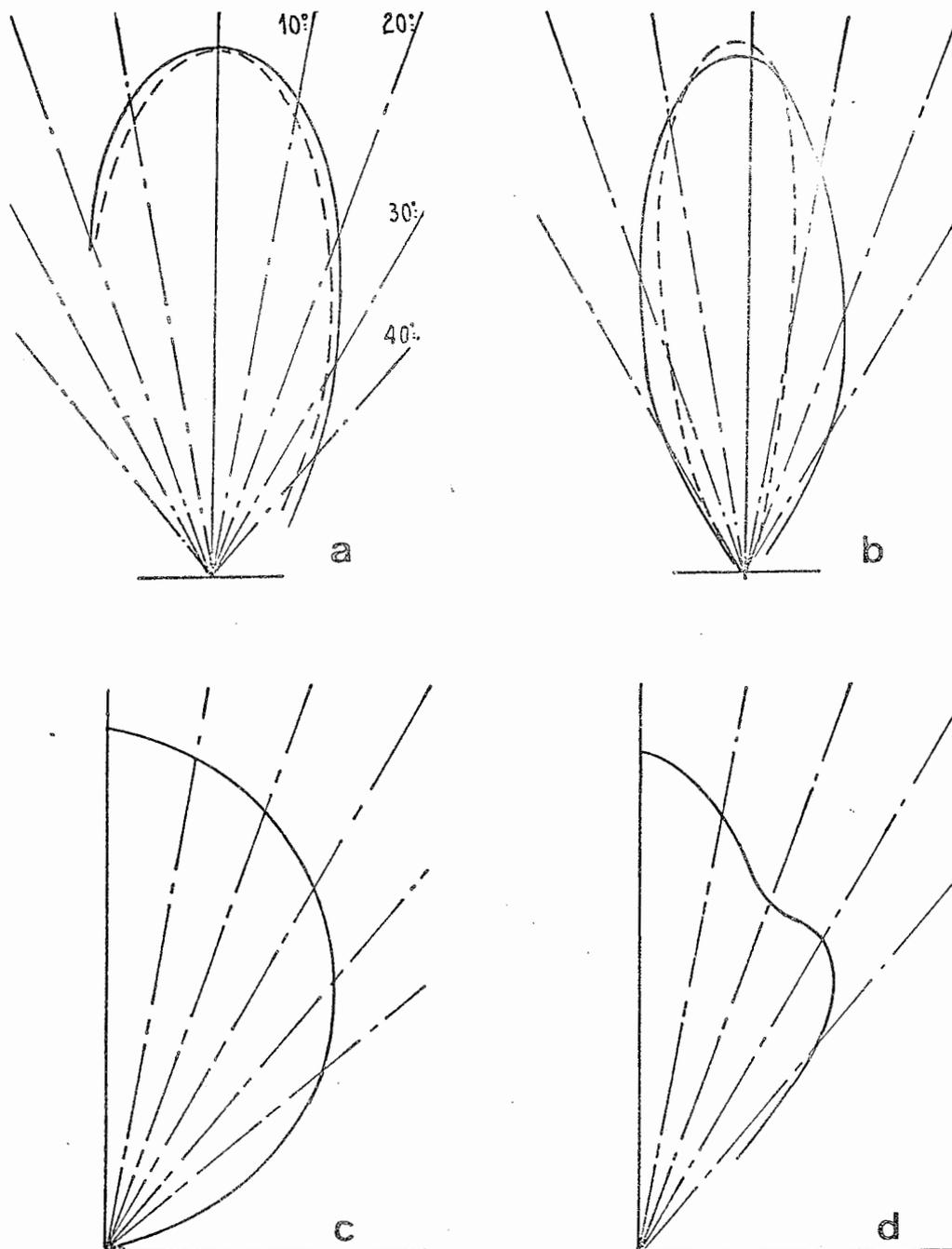


Figure 2 : quelques types d'indicatrices d'émission relevées
 a) lobe caractéristique d'un creuset tubulaire de tantale évaporant du ZnS : en trait plein : intensité de chauffage 165 A ; en pointillé : intensité 175 A.
 b) même creuset évaporant plein (trait plein) et sensiblement à vide ; c) lobe caractéristique d'un creuset barquette évaporant du LiF ; d) indicatrice déformée par chauffage non-uniforme d'un creuset tubulaire.

La source d'évaporation dont personnellement nous nous sommes servis était de type barquette ou de forme tubulaire (fig. 1 a). Les barquettes, de surface 20 x 20 millimètres carrés, étaient faites de plaquettes de molybdène ou de tungstène, travaillées à chaud. Les creusets tubulaires, de diamètre 8 à 10 millimètres, de hauteur 100 millimètres, étaient usinés dans le graphite ou travaillés à froid dans des plaques de tantale.

L'indicatrice d'émission de telles sources et le masque utilisé sont toujours très étroitement liés : deux profils, réalisés à l'aide de sources différentes, ne sont identiques, que si leurs masques associés diffèrent, et l'écart entre masques est souvent important (fig. 1b et c). Il est donc nécessaire de connaître à chaque instant et de façon aussi précise que possible l'indicatrice.

Cette connaissance suppose non pas une mesure, mais trois, successives : deux mesures préalables, et une, au cours de l'évaporation proprement dite.

a) étude exploratoire in situ de l'indicatrice

L'étude exploratoire, point par point, de l'indicatrice est une étude destinée à vérifier la régularité de la forme de l'indicatrice et à préciser les conditions dans lesquelles cette indicatrice peut être considérée comme stable temporellement. Elle se fait à l'aide d'un montage spécial, schématisé fig. 1d.

Ce montage comporte deux balances à quartz : l'une, fixe, que l'on centre le mieux possible sur l'axe du creuset, et qui sert à contrôler la stabilité du débit normal ; l'autre, mobile, que l'on déplace sur une sphère centrée sur le creuset, et qui fournit, en quatre minutes, l'indicatrice proprement dite.

Tous les creusets tubulaires, par suite vraisemblablement de la diaphragmation et des réflexions moléculaires multiples sur les parois, ont des lobes d'émission de forme allongée, analogue à la forme des lobes de réflexion moléculaire [18]. Cette forme peut être confondue, près de l'axe, avec celle d'un ellipsoïde de révolution. Elle en diffère de manière assez sensible sur les flancs, et près de la source (plus précisément, [14]). Dans le cas de creusets barquettes, du fait du non-conditionnement de l'indicatrice par les parois, l'émission obéit à la loi de Lambert (fig. 2c). On favorise donc l'évaporation dans la direction du substrat, et on élimine donc mieux les émissions moléculaires parasites et le rayonnement de l'enceinte, lorsque l'on opère sur creuset tubulaire.

Un tel creuset, pour fonctionner correctement, doit être alimenté électriquement de manière invariable (fig. 2a) et réapprovisionné chimiquement de façon périodique (fig. 2b). Un défaut dans le chauffage, un point chaud par exemple, peut conduire à une indicatrice anormale (fig. 2d) ou à lobes multiples, et par conséquent à des masques de réalisation délicate (fig. 1c). Une chute de l'approvisionnement du niveau initial trois quarts au niveau moitié doit être évitée, car elle entraîne une variation de débit de 5 pour cent sur les flancs de l'indicatrice.

Une indicatrice d'émission n'est valable que pour un matériau donné, émis à une température et avec une vitesse données. Les lobes d'émission sont d'autant plus allongés que les matériaux évaporés sont plus lourds. La loi de vitesse-normale-type des évaporations de ZnS est une loi gaussienne de largeur à mi-hauteur 500 m/s, centrés sur 500 m/s [14].

b) dépôt sans masque sur le substrat

Lorsqu'on pulvérise, dans l'air, un photoresist sur un substrat

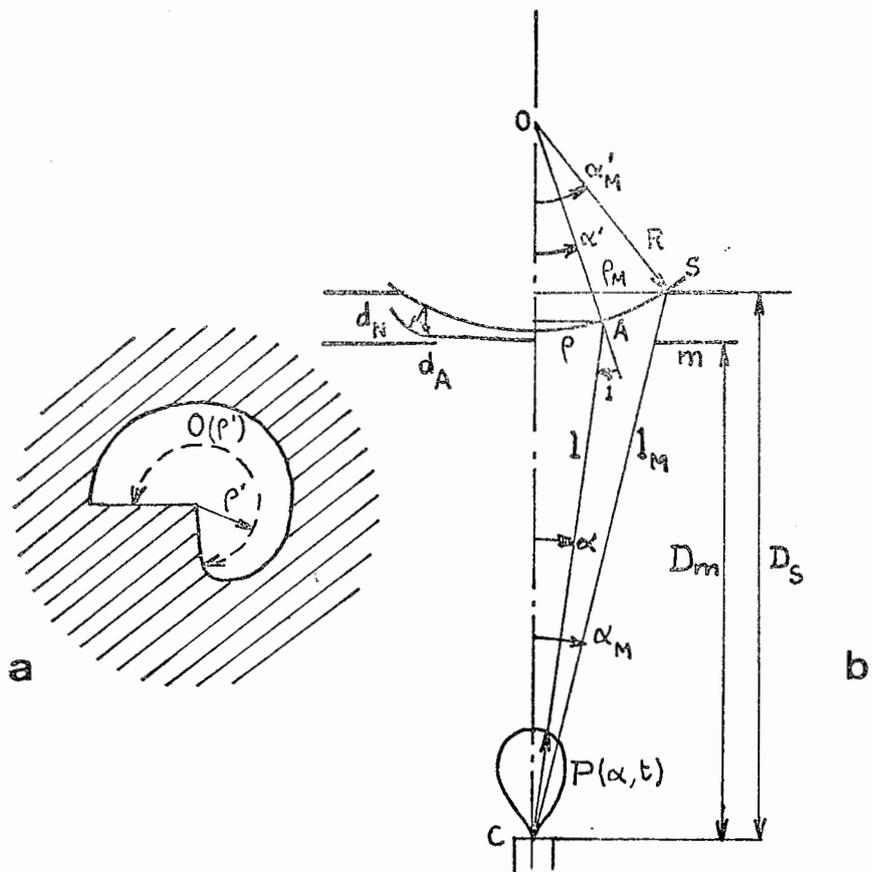


Figure 3 : schéma de distribution moléculaire
 a) le masque ; b) géométrie de la distribution.

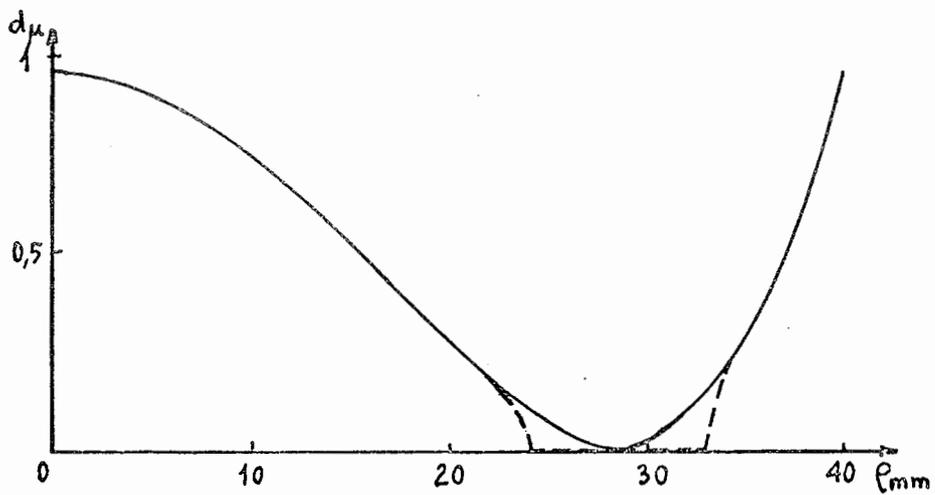


Figure 4 : perturbations du profil dues à la réflexion des molécules sur le substrat.
 En trait plein : le profil théorique ; en pointillé : le profil réalisé.
 La déformation est due à une ouverture angulaire insuffisante du masque.

en rotation, il se produit par centrifugation un déplacement radial visible de la matière piégée. Un déplacement de même type existe, quoique plus léger, lorsque l'on opère sous vide. De plus, le piégeage étant imparfait, on observe un phénomène de réflexion diffuse, fonction de la vitesse des molécules, de l'incidence, de la température, de la nature et de l'état de propreté du substrat [6].

Les mesures par quartz mobile ne permettent pas de tenir compte de ces diverses perturbations. L'évaporation sans masque, sur substrat analogue au substrat à traiter, et la mesure du profil de la couche ainsi produite, permettent de s'en affranchir, et d'accéder par conséquent à une indicatrice d'émission pratique [30].

c) contrôle in situ de l'évaporation du profil

La connaissance de l'indicatrice et des conditions de sa stabilité étant acquise, il suffit, pour préciser le profil réalisé, et pour arrêter l'évaporation en temps utile, de contrôler par quartz piézoélectrique le débit d'évaporation dans l'une quelconque des directions de l'espace. C'est ce que font successivement, au voisinage du substrat, les quartz du commutateur tournant.

3. - Le masque

a) calcul du masque

Soit un point A du substrat, que nous caractérisons par sa distance à l'axe, ρ ; par sa distance au creuset

$$l = \sqrt{\rho^2 + \left[D_S + \sqrt{R^2 - \rho_M^2} - \sqrt{R^2 - \rho^2} \right]^2};$$

par une incidence moléculaire

$$i = \text{Arcos} \frac{\left[D_S + \sqrt{R^2 - \rho_M^2} - \sqrt{R^2 - \rho^2} \right] \sqrt{R^2 - \rho^2} - \rho^2}{R \sqrt{\rho^2 + \left[D_S + \sqrt{R^2 - \rho_M^2} - \sqrt{R^2 - \rho^2} \right]^2}}$$

et par une épaisseur normale de dépôt, $d_N(\rho)$ (R , ρ_M et D_S étant respectivement (fig. 3 b) le rayon de courbure du substrat, le rayon de la zone à traiter et l'écart vertical entre point d'appui du substrat et creuset). Soient par ailleurs : D_M , la distance verticale du masque au creuset ; $0(\rho')$, l'ouverture angulaire du masque (fig. 3a) ; $0_N(\rho')$ et $\Omega_N(\rho)$ l'ouverture normalisée, et la même ouverture, ramenée au niveau du substrat,

$$0_N(\rho') = \frac{1}{2\pi} 0(\rho') \quad \Omega_N(\rho) = 0_N \left[\frac{\rho D_M}{D_S + \sqrt{R^2 - \rho_M^2} - \sqrt{R^2 - \rho^2}} \right]$$

Dans ces conditions, si $P(\rho)$ est la loi spatiale d'émission du creuset, mesurée sur le substrat, la quantité de matière reçue en A est donnée par une relation très simple,

$$Q(\rho) = \frac{\cos i}{1^2} P(\rho) \Omega_N(\rho) \quad (1)$$

Dans la pratique cependant, par suite du rayonnement infrarouge du

masque, et de la réémission de matière par le substrat que ce rayonnement entraîne, il n'est pas possible de bénéficier directement d'une telle expression, $Q(\rho)$ ne pouvant être confondue avec la seule fonction a priori connue, $d_N(\rho)$.

Fort heureusement, le phénomène de réémission, très fortement non linéaire en $O_N(\rho')$, ne se fait sentir (fig. 4) que si

$$O_N(\rho') \leq O_{N\text{limite}} \quad (2)$$

de sorte qu'il est possible de l'éliminer en ouvrant uniformément le masque (d'au moins $\pi/4$), ce que, contrairement aux autres expérimentateurs, et parce que nos couches étaient diélectriques, nous avons fait dans toutes nos expériences.

K étant une constante comprise entre 0,15 et 0,35, la loi d'ouverture du masque est alors donnée par

$$\Omega_N(\rho) = K + \frac{1^2}{\cos i} \frac{d_N(\rho)}{P(\rho)} \quad (3)$$

ou, en fonction des paramètres directement mesurables, par

$$O_N \left[\frac{\rho D_M}{D_S + \sqrt{R^2 - \rho_M^2} - \sqrt{R^2 - \rho^2}} \right] = K + R \frac{\sqrt{\left[\rho^2 + \left[D_S + \sqrt{R^2 - \rho_M^2} - \sqrt{R^2 - \rho^2} \right]^2 \right]^3 d_N(\rho)}{\left[\left[D_S + \sqrt{R^2 - \rho_M^2} - \sqrt{R^2 - \rho^2} \right] \sqrt{R^2 - \rho^2} \right]^2 P(\rho)} \quad (3 \text{ bis})$$

b) réalisation du masque

Nos masques ont été réalisés dans des plaques d'acier inoxydable de 0,1 millimètre d'épaisseur, en utilisant (voir plus précisément [82]) la technologie mise au point pour la production de circuits imprimés :

- une image du masque, dessinée à l'échelle 10 sur papier transparent non déformable, est réduite et projetée recto et verso sur une plaque d'acier préalablement recouverte sur ses deux faces, d'un photoresist. La plaque ainsi insolée est alors trempée dans un bain, qui détruit les parties du resist qui ont été transformées par l'insolation, puis dans une solution de perchlorure de fer, à 20°C, qui ronge l'acier dénudé, et enfin dans l'acétone, qui dissout le resist restant. La superposition des deux projections et l'attaque du perchlorure sont contrôlées au microscope. La précision atteinte est de 10 à 20 microns sur ρ' et de 0,5 degré sur l'ouverture. Une modification du dessin compense, aux points anguleux du masque, l'arrondi créé par l'attaque chimique.

Des procédés plus élaborés existent (machine à dessiner, ou perceuses lasers commandées directement par calculatrice) qui permettraient d'ores et déjà d'accroître de façon importante cette précision ($\Delta\rho' = 3$ microns $\Delta\theta = 1$ minute).

II - MATERIAUX UTILISES

1.- La couche profilée

a) Moyens d'étude

Les matériaux utilisables, évaporés ou pulvérisés uniformément sur substrat vitreux, ont été étudiés :

| Matériaux | N (%) | S_m (μ) | S_M (μ) | n | | | $10^6 \alpha / ^\circ C$ | Caractères |
|--------------------------------|---------|-----------------|-----------------|--------------|---------|----------|--------------------------|------------|
| | | | | 0,55 μ | 3 μ | 40 μ | | |
| Crown B1664 | 92 | 0,30 | 5 | 1,52 | 1,47 | | 6,7 à 9 | D |
| Flint C1664 | 89 | | | 1,62 | | | 4,7 à 5,4 | D |
| KRS 5 | 72 | 0,50 | 40 | 2,60 | 2,40 | 2,38 | 58 | I. D |
| Polymères | 85 à 96 | | | 1,35 à 1,75 | | | 65 à 90 | M |
| AgBr | 65 | 0,45 | 35 | | | 2,25 | | P.I.M |
| AgCl | 78 | 0,40 | 28 | 2,15 | 2,00 | 1,98 | 30 | P.S.M |
| Al ₂ O ₃ | 87 | | 7,5 | 1,80 | 1,70 | | 24 | D |
| BaF ₂ | 94 | 0,15 | 15 | 1,49 | 1,44 | 1,41 | | S.D |
| CaF ₂ | 93 | 0,13 | 11 | 1,5 à 2 | 1,48 | 1,32 | 20 à 24 | I. D |
| LaF ₃ | 71 | 0,40 | 11 | 1,82 | | | | I. D |
| LiF | 95 | 0,11 | 7 | 1,48 | 1,37 | 1,12 | 37 à 41 | S. D |
| MgF ₂ | 95 | 0,11 | 8 | 1,38 et 1,39 | | | 18,8 | S. D |
| PbF ₂ | 85 | | 13,5 | 1,65 | | | | |
| SrF ₂ | 91 | 0,12 | 11 | 1,44 | | | | S.M |
| SiO ₂ | 93 | 0,30 | 5,5 | 1,48 | 1,39 | | 0,5 | D |
| TiO ₂ | 70 | | 6 | 2,2 à 2,7 | | | 7 à 14 | D. A |
| ZnS | 81 | 0,35 | ≥ 25 | 2,35 | 2,20 | 2,19 | 7 | S.M |

Tableau I : Propriétés optiques et mécaniques de divers matériaux pouvant servir à la constitution du substrat ou à celle de la couche. N est le niveau du plateau de transparence, en faisant abstraction des oscillations interférentielles éventuelles; S_m et S_M sont les seuils de transparence; n est l'indice de réfraction; α est le coefficient linéaire de dilatation; D et M signifient dur ou mou; S et I, soluble ou insoluble dans l'eau; P, photosensible et A, éventuellement absorbant.

- pour ce qui concerne les épaisseurs réalisables et les états de surface : sur microscope Fizeau-Tolansky à contraste inversé ;
- en ce qui concerne l'indice de réfraction : sur goniométrique d'Abélès [1,21] ou sur spectrophotomètres Cary et Perkin-Elmer.

b) Influences diverses sur l'épaisseur des dépôts

Nos résultats, pour ce qui est des épaisseurs réalisables sont comparables à ceux obtenus par ailleurs, par exemple par Puryayev [64], Aleksandrov [4], Rozhdestvenskiy [67], Weinstein et Dobrowolski [84].

L'épaisseur maximum réalisable dépend du comportement chimique et physique du substrat vis-à-vis de la couche évaporée, et en particulier des coefficients de dilatation thermique des deux matériaux (Tableau I).

Elle dépend par ailleurs de la présence ou de l'absence :

- d'une couche d'oxyde sur le substrat (intérêt de n'utiliser que des verres fraîchement polis) ;
- de matières grasses ou de poussières sur le substrat (intérêt d'un nettoyage en quatre phases : au carbure de calcium ; dans de l'acide nitrique dilué à 30 pour cent ; dans de l'eau distillée, par décharge ionique avant évaporation) ;
- de vapeur d'eau dans l'enceinte ou l'atmosphère (deshumidification de l'atmosphère de l'enceinte par anhydride phosphorique ; précaution à l'ouverture de l'enceinte).

Elle est fonction aussi de l'état de fraîcheur du matériau évaporé : du ZnS récemment préparé, évaporé sur verre Bl664 fraîchement poli, si l'on évite les causes de contraintes et si l'on empêche la formation de buée à l'ouverture de l'enceinte, permet de réaliser des dépôts très épais (fig. 6a) voire des dépôts de 30 microns ; du ZnS de mêmes fabrication et qualité, conservé trois ans en flacon d'origine, puis évaporé sur le même substrat, se fissure et s'écaille dès l'épaisseur 5 microns.

Elle dépend enfin de la géométrie du masque (à cause du rayonnement infrarouge de ce masque pendant l'évaporation) et de la nature chimique de ce masque et des divers éléments de l'enceinte. La présence en particulier de zinc ou d'étain dans le masque entraîne un décollement rapide de la couche.

c) Influences diverses sur l'indice des dépôts

Les couches diélectriques profilées ont même indice en tous leurs points que les couches uniformes. Elles n'ont aucune spécificité de ce point de vue. Cela explique que nous ne nous soyons pas étendus par ailleurs sur les moyens de mesure de l'indice.

La connaissance de l'indice pour la réalisation d'un profil est cependant primordiale car l'indice intervient dans le déphasage produit au même titre que l'épaisseur locale.

Nos résultats, en ce qui concerne l'absorption du ZnS et du SiO sont en désaccord avec ceux publiés par Rozhdestvenskiy [67]. Cet auteur ne précise pas, toutefois, les moyens d'évaporation et la longueur d'onde utilisés. Nos résultats sont en accord, par contre, avec nombre de résultats publiés par ailleurs. Les indices trouvés,

- $2,352 \pm 0,005$ pour le ZnS, à 5461 \AA ,
- $1,387 \pm 0,001$ pour l'indice extraordinaire du MgF_2 ;
même λ_0 ,
- $1,335 \pm 0,015$ pour la cryolithe, même λ_0 , etc...

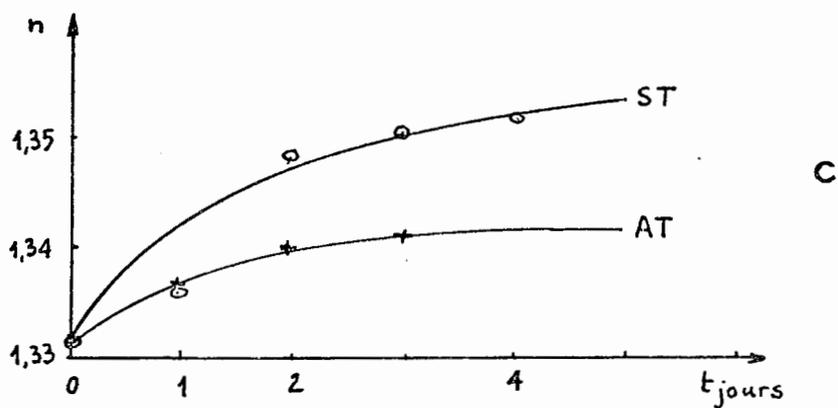
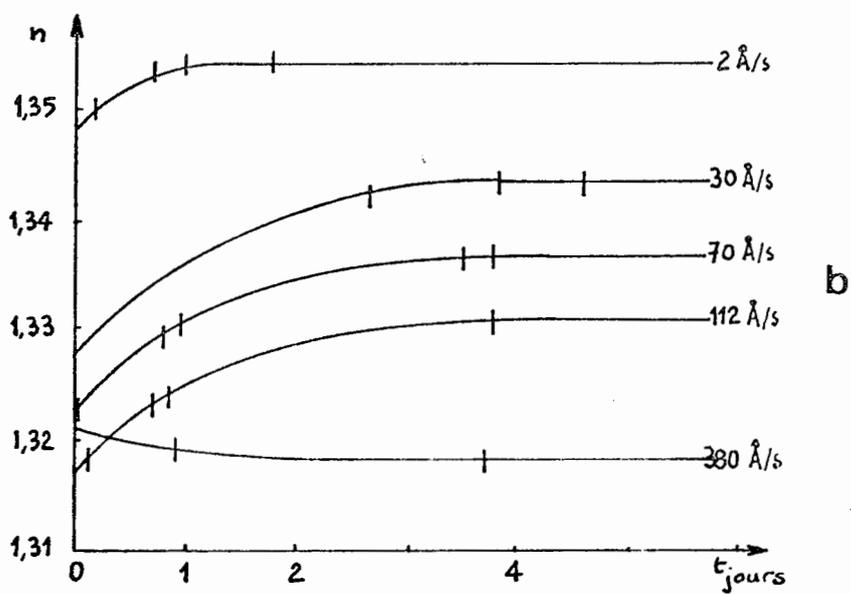
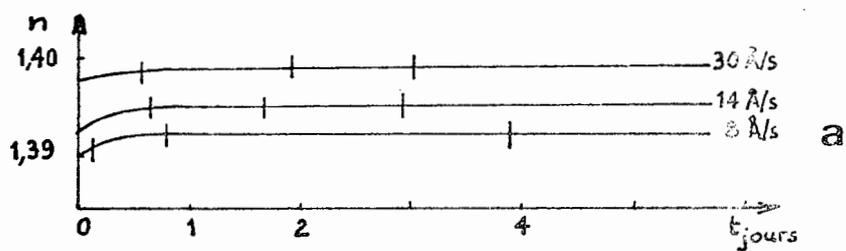


Figure 5 : évolution temporelle de l'indice des diélectriques.
 a) couche de MgF_2 : influence de la vitesse d'évaporation ;
 b) couche de cryolithe ; c) évolution d'une couche de cryolithe selon qu'elle a été traitée thermiquement (AT) ou non traitée (ST).

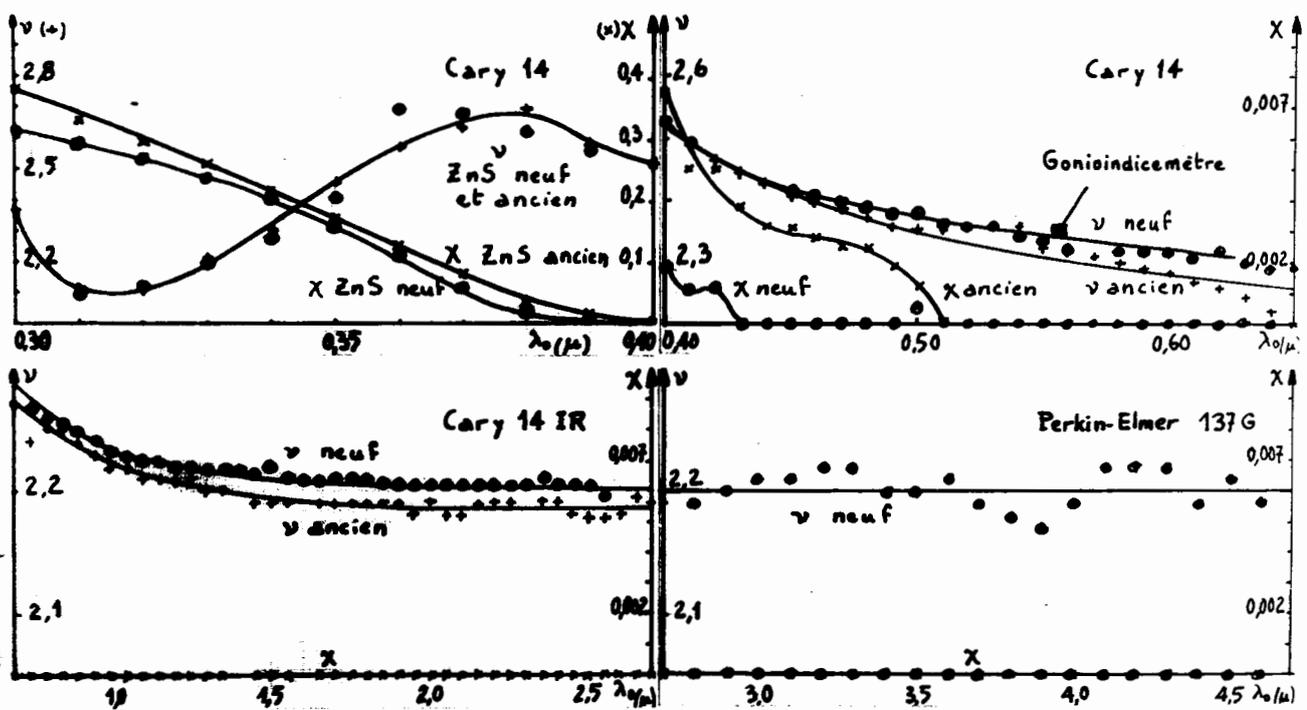
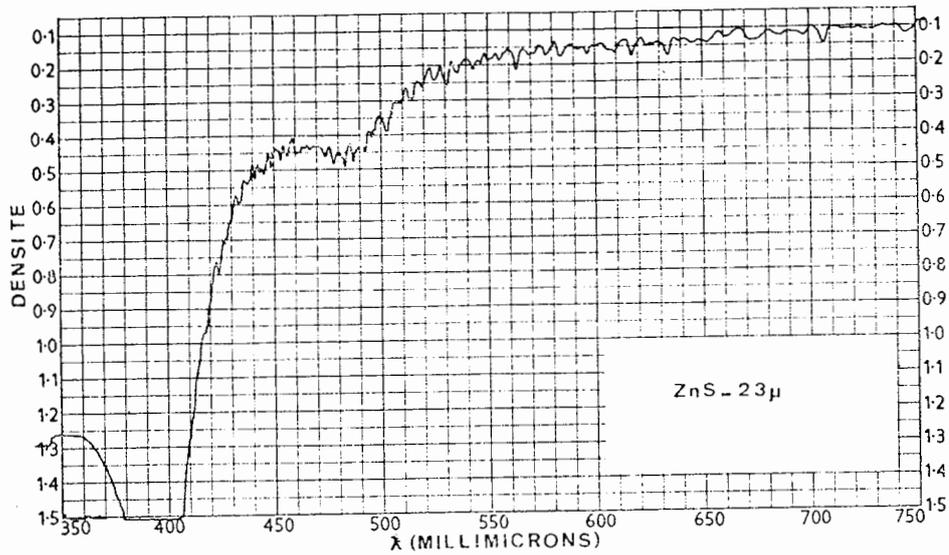


Figure 6 : Propriétés spectrales d'une couche de Zn S.
 En haut : densité dans le visible d'une couche épaisse (23 μ)
 En bas : variations spectrales de l'indice de réfraction
 et de l'indice d'extinction .

correspondent en général, à quelques unités de la troisième décimale près, à ceux fournis dans la littérature pour les matériaux massifs.

Les couches diélectriques évaporées, parce qu'elles sont hygroscopiques ou liposcopiques, photosensibles, que leur cristallisation évolue, parce qu'elles se couvrent en surface d'une couche de passage [8], parce qu'elles se déforment ou se fissurent, ont un indice de réfraction global apparent qui évolue dans le temps. La loi d'évolution est une loi sensiblement exponentielle (fig. 5). La transformation peut se traduire par un accroissement de l'indice (fixation de vapeur d'eau ou de matières grasses par les couches bas indice) ou par une réduction d'indice (couches haut indice ; adsorption d'un gaz par les couches bas indice).

Selon les matériaux, le débit d'évaporation a une influence faible (fig. 5 a) ou forte (fig. 5 b) sur l'indice et son évolution temporelle. La vitesse des molécules a également une action.

Le traitement thermique des couches, ou recuit, permet en général de stabiliser l'indice plus rapidement (fig. 5c). Il autorise aussi des indices plus reproductibles ($1,387 \pm 0,001$ pour MgF_2 recuit ; $1,396 \pm 0,003$ en l'absence de recuit, dans les mêmes conditions de formation de la couche [82]).

Un matériau évaporé, selon qu'il a été préparé récemment ou qu'il est ancien, a des propriétés spectrales différentes. Le ZnS ancien, en particulier, est un peu plus absorbant dans l'ultra-violet.

d) propriétés spectrales des matériaux

Les courbes spectrales d'indice des divers matériaux évaporables satisfont, dans le visible une loi très simple, de type [59]

$$n \approx a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4}$$

a, b et c étant des constantes.

Dans l'ultra-violet, cette loi se complique du fait que les matériaux absorbent. Certains absorbent de façon importante, même à faible épaisseur, dès 3500 ou 4000 Å (figure 6). La plupart (Tableau I) absorbent au-dessous de 2000 Å.

Dans l'infrarouge proche et moyen, la transparence est également limitée, mais surtout du fait du substrat (seuil à 5 microns pour le verre B 1664). Les matériaux évaporables les plus transparents; sur les domaines spectraux les plus étendus, sont, dans leur ensemble, les fluorures (Tableau I). Nos mesures montrent que le ZnS est transparent, également, jusqu'à 25 microns au moins, et de plus, qu'il a un indice (2,19) très stable (ce qui nous a permis par ailleurs de produire des pièges à lumière [25] très larges spectralement, centrés sur 20 microns).

e) matériaux retenus

De tous les matériaux bas indice étudiés, le plus intéressant, dans l'état actuel, est le MgF_2 , que l'on évapore relativement facilement, sans danger pour le réalisateur, qui a un indice stable et reproductible, qui est dur et peu diffusant, qui adhère bien au verre (sans pour autant, comme le LiF, sacrifier le substrat, en cas d'échec de l'expérience). L'épaisseur maximum réalisable de MgF_2 est de 1,5 microns. Il n'est donc valable que pour des profils minces.

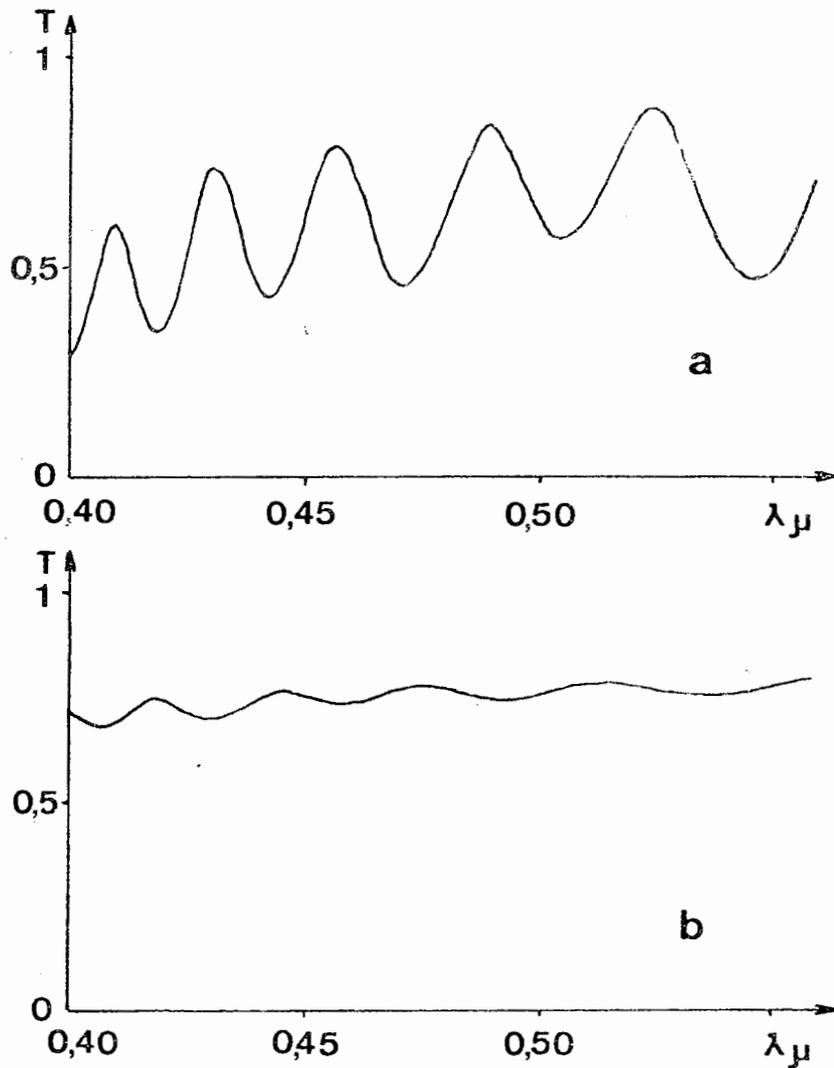


Figure 7 : Amélioration spectrale apportée par le dépôt d'une couche de $Mg F_2$ sur la couche de $Zn S$.

a) $Zn S$ seul ; b) $Mg F_2/Zn S$.

Noter le relèvement de la transparence moyenne, en particulier dans le bas du spectre.

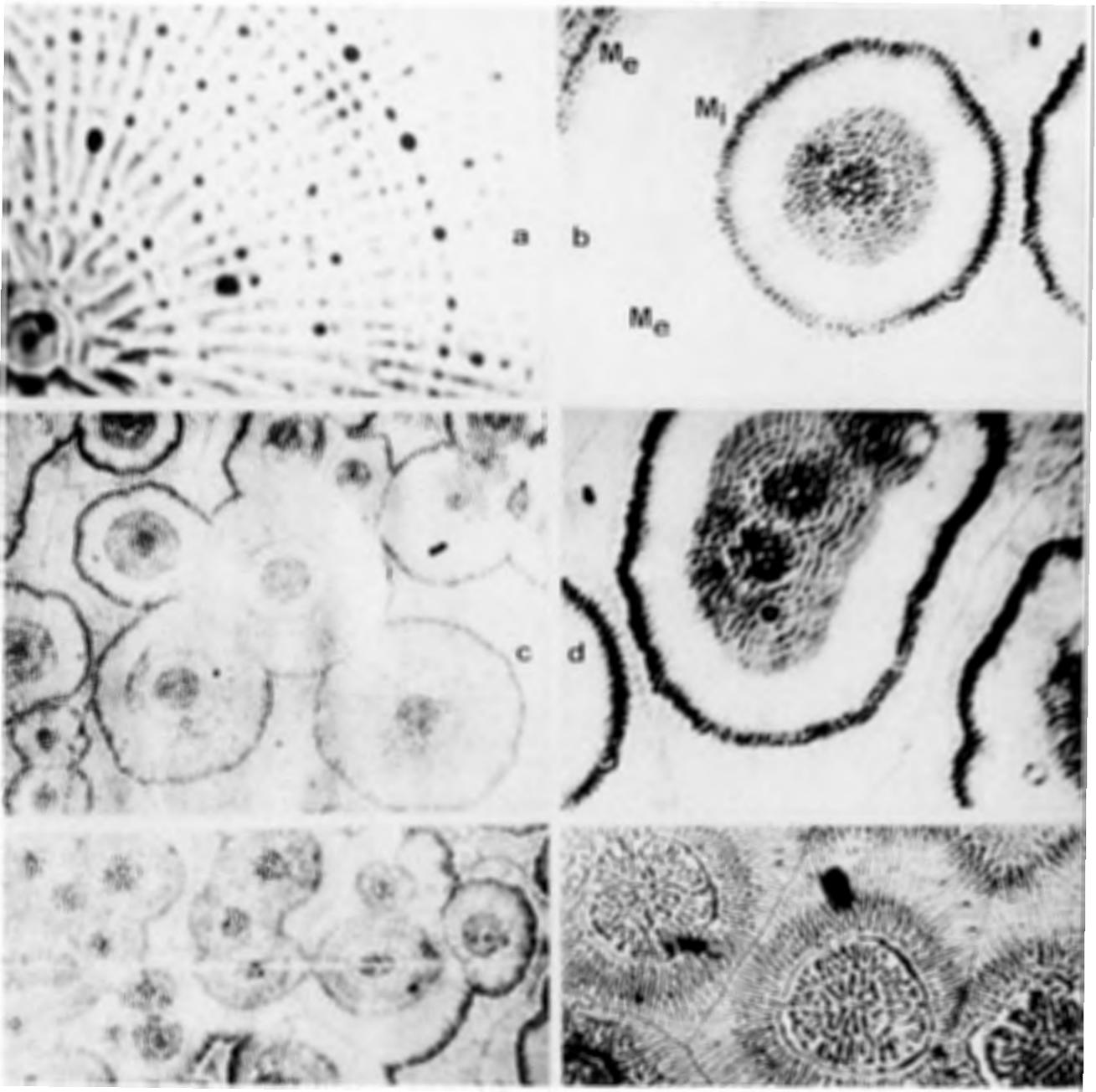


Planche II

Cellules de rétraction apparues sur une couche inhomogène Cryolith-ZnS, d'indice 2.

a) Noyau des cellules ; b) une cellule et ses deux "membranes" interne et externe ; c) première "coalescence" et disparition de la membrane externe ; d) deuxième "coalescence", disparition de membranes internes, et formation d'une cellule polynucléaire ; e) influence d'une rayure de substrat ; f) rupture de la couche au niveau des membranes internes.

De toutes les substances haut indice testées, la plus intéressante à notre sens est le ZnS, qui n'est pas photosensible, qui se dépose en grande épaisseur (contrairement au TiO_2 [4]), qui a un indice élevé et reproductible (contrairement au TiO_2 [65]).

Ces matériaux ne doivent pas être considérés cependant comme des matériaux parfaits, et des précautions sérieuses doivent être prises dans les manipulations qui sont faites des profils (le ZnS est hygroscopique et se raye facilement). Des expériences nouvelles sont nécessaires par ailleurs pour améliorer et mieux protéger ces matériaux, ou pour leur substituer des matériaux mieux adaptés. C'est de cela, en premier lieu, que dépend l'avenir des profils évaporés. Les couches de SiO_2 ou de verre pulvérisées, lorsqu'on saura les rendre moins diffusantes à grande épaisseur, ou les couches de polymères organiques évaporés [4], pourraient bien être la solution du problème.

2. - Traitements anti-reflet ; cas des profils multicouches

a) Traitement d'approche

Les profils que nous avons réalisés jusqu'à présent étaient constitués par l'empilement substrat vitreux-profil de ZnS-couche $\lambda_0/4$ de MgF_2 .

Un dépôt de MgF_2 à la surface du ZnS, s'il ne permet pas de rendre le profil parfaitement transparent, suffit par contre (fig.7) à réduire d'une façon appréciable les oscillations de la transparence spatiale et de la transparence spectrale, à relever la transparence moyenne, à protéger et durcir le profil, à rendre l'optique traitée utilisable dans le bas du spectre visible. Mais ce n'est bien sûr qu'un traitement d'approche que l'on réalise ainsi. Un dépôt par pulvérisation de verre ou de silice sur le ZnS donnerait déjà de bien meilleurs résultats.

b) Traitement souhaitable

Le traitement souhaitable est celui que Dobrowolski a préconisé [84]. Il consiste à placer le profil ZnS entre deux couches uniformes anti-reflet ; une couche de surface ou aérienne, d'indice 1,52 ; une sous-couche d'indice 1,96. Ce traitement permet d'obtenir une transparence parfaite sur toute l'optique et sur 2000 Å du spectre. Il permet aussi d'introduire sous le profil de ZnS une couche jouant un rôle d'aide à l'adhérence et de joint de dilatation, rôle analogue à celui joué par les sous-couches de chrome dans les miroirs métalliques.

Il n'existe pas, ou très peu de matériaux stables, malheureusement d'indice voisin de 1,96. Il est donc nécessaire de produire la sous-couche par co-évaporation de deux matériaux haut indice et bas indice. La méthode consistant à utiliser en parallèle deux creusets, deux alimentations électriques et deux contrôles [50] permet de réaliser de telles couches, avec une incertitude de deux pour cent sur l'indice, mais elle suppose une enceinte spéciale, ce qui complique beaucoup l'expérience et qui nous a fait reculer jusqu'à présent. La méthode consistant à mélanger et comprimer les matériaux, puis à les évaporer simultanément, dans un même creuset, à température suffisante, à débit constant, est plus simple à mettre en oeuvre, mais quelles que soient les précautions prises, cette méthode a toujours donné jusqu'à présent des couches inhomogènes, qu'un contact à l'air rend très diffusantes. La planche II montre la déformations de surface apparues sur couche mixte cryolithe-ZnS, dans la première semaine suivant sa mise à l'air libre. Les cellules de rétraction qu'elle révèle avaient en moyenne une trentaine de microns de diamètre.

Le traitement parfait suppose donc soit la possession de matériaux haut et bas indices d'évaporant à même température, soit le recours aux évaporations en parallèle.

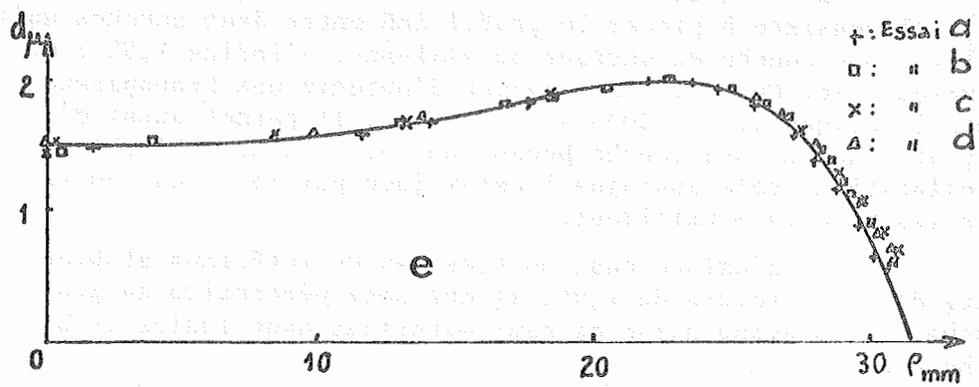
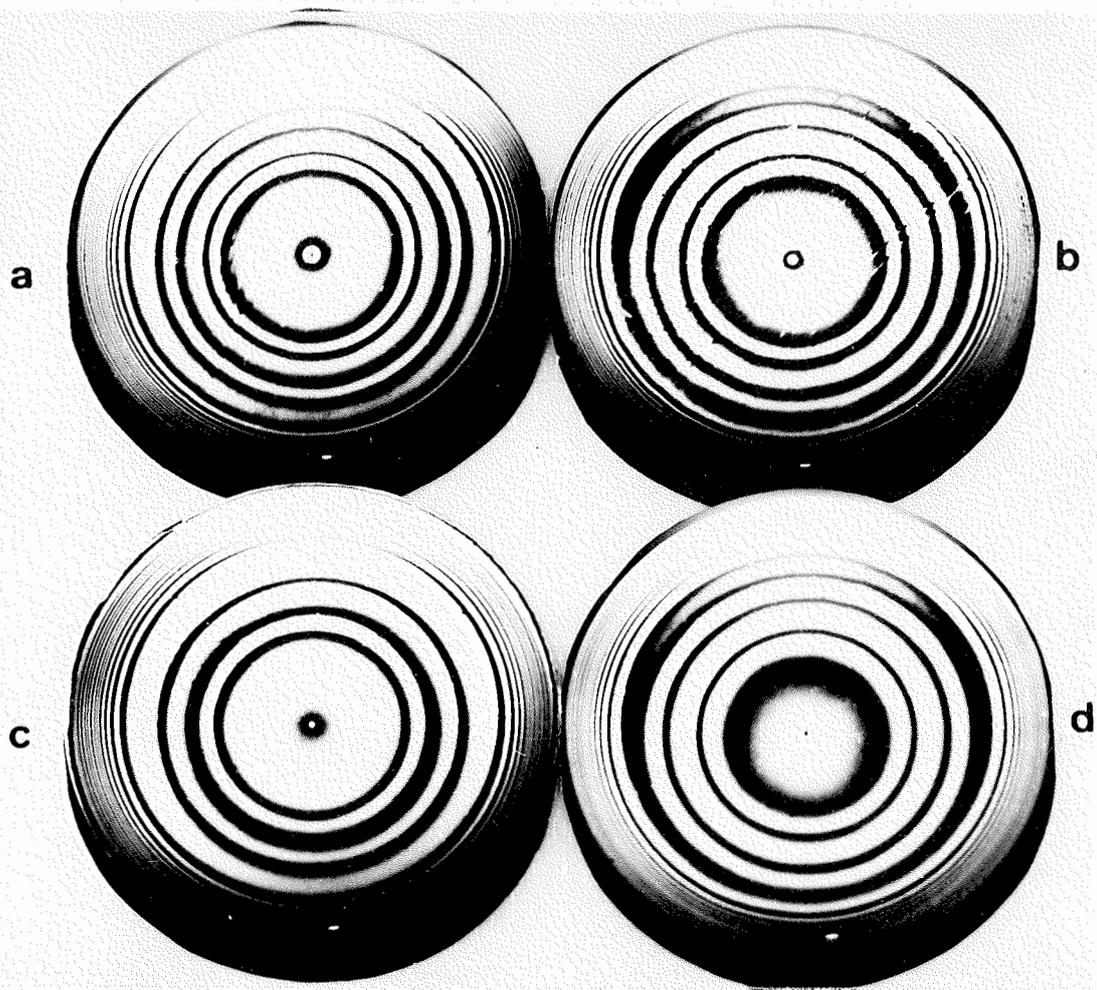


Figure 8 : Test de reproductibilité.

a, b, c, d) Quatre traitements réalisés

e) Comparaison des profils correspondants

III - REALISATIONS ET TESTS DIVERS

1.- Correctrices d'aberration de sphéricité pour objectif 300 SP Ciné ; tests de reproductibilité

Les premiers essais réalisés au laboratoire avaient un but triple : corriger l'aberration sphérique d'un objectif de cinématographie ; tester les possibilités de reproductibilité ; fournir un ordre de grandeur de la vitesse de production en série.

Les quatre profils a,b,c,d de la fig. 8 ont été réalisés dans l'ordre, en quatre jours. L'écart obtenu au profil théorique est donné figure 8 e. Les résultats obtenus du point de vue aberration sont donnés figure 9.

Les résultats de cette expérience se résument ainsi :

a) le pic ou puits central, excès ou manque de matière dû aux défauts du masque, aux insuffisances de centrage, aux dimensions angulaires du creuset, bien qu'il ne soit pas en général très gênant, pour la correction d'aberrations du moins, peut être réduit, moyennant certaines précautions à cent microns de diamètre, et à quelques centaines d'angströms de profondeur ;

b) lorsque le profil de l'indicatrice d'émission moléculaire est connu, et lorsque les problèmes touchant à la réalisation et au centrage du masque et du substrat sont résolus, plusieurs profils peuvent être réalisés par semaine, voire, s'ils sont minces, par journée, ce qui permet une production en petite série ;

c) une correction à 92 pour cent de l'aberration sphérique est chose aisée ; des corrections à mieux que 95 pour cent, jusqu'à 98 pour cent environ, sont parfaitement réalisables ;

d) un écart maximum de $\lambda/4$ au profil différence de marche théorique est chose aisée, même dans les régions du dépôt où le gradient d'épaisseur est élevé ; un écart maximum de $\lambda/30$, est parfaitement envisageable dans les conditions actuelles.

2.- Tests de tenue d'un profil

La figure 10 donne la loi radiale d'épaisseur d'un profil de ZnS que nous avons réalisé tout spécialement en vue de tests de tenue. La couche, placée dans un boîtier léger, sommairement étanche, a subi avec succès, au Centre d'Essais Aéronautique de Toulouse, des essais de vibrations et des essais de choc thermique. L'étanchéité réalisée avait pour but la résistance aux brouillards salins.

Les essais de vibrations ont été réalisés pendant trois heures, selon trois directions orthogonales, sur excitateur électrodynamique PRODERA VP 85. Ils étaient contrôlés par stroboscopie et interférométrie. Les vibrations imposées à l'optique étaient quasi-sinusoïdales, et de fréquence variable, de 5 à 500 hertz. La période des variations de fréquence était de six secondes. L'écart crête à crête des vibrations était de 0,125 millimètre.

Le traitement de choc thermique imposé à l'optique a duré 35 heures, avec des montées et descentes thermiques de deux heures, des paliers de trois heures, et des variations de température de 135°C.

Cette expérience montre que, dans la mesure où une couche profilée est manipulée et mise en place avec précaution et dans la mesure où elle

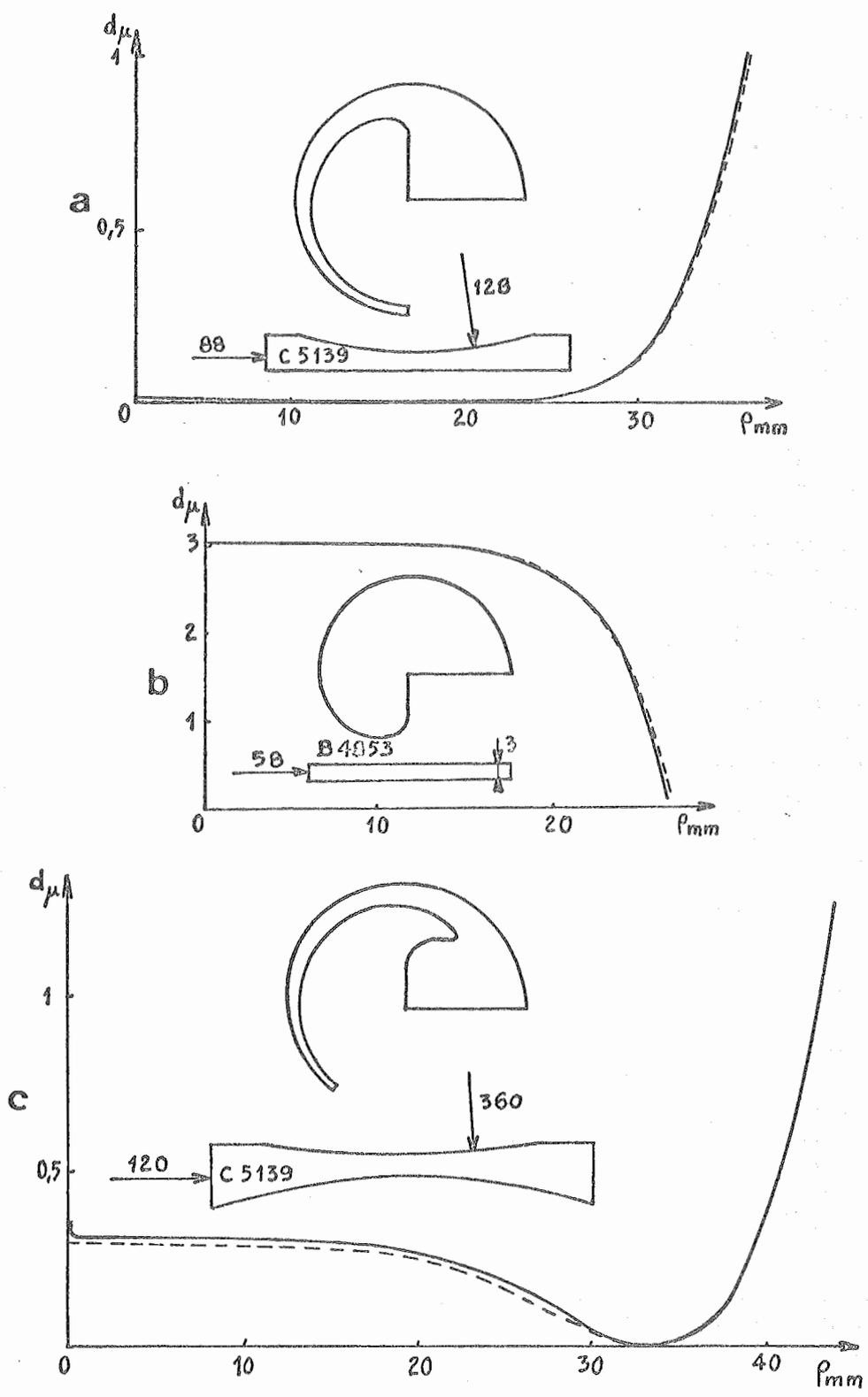


Figure 11 : objectif de photographie aérienne 300 HD.
 Substrats et masques utilisés. Profils réalisés.
 En trait plein : profils théoriques.
 En pointillé : profils expérimentaux

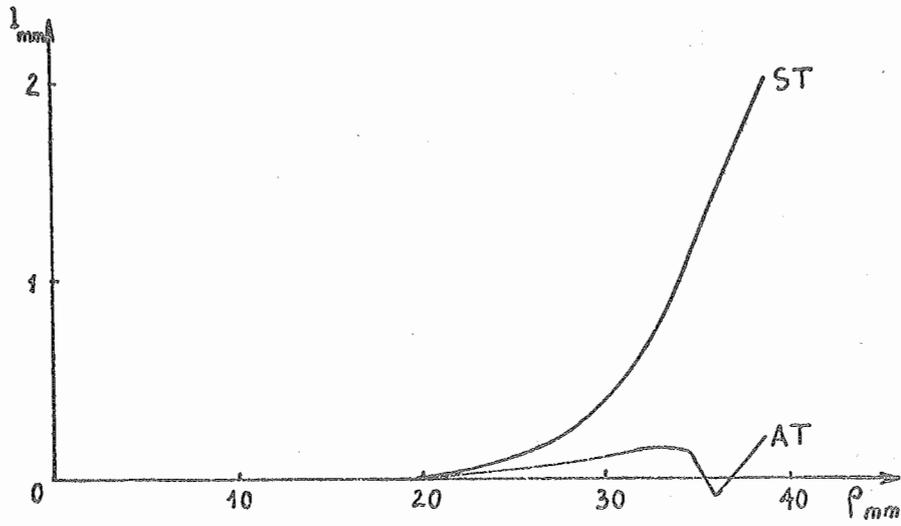


Figure 9 : Aberration de sphéricité d'un objectif 300 SP Ciné avant (ST) et après traitement profilé

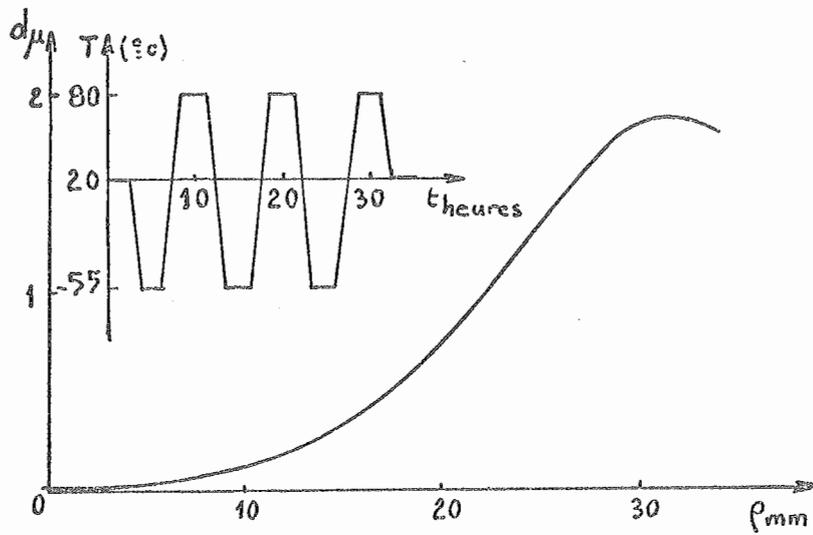


Figure 10 : Essai de tenue d'un profil de Zn S. Le profil réalisé et le traitement de choc thermique sur lequel le profil a été testé.

est sommairement isolée de l'humidité extérieure, elle est parfaitement apte, même à grande épaisseur, à subir les tests les plus durs, parfaitement apte à l'utilisation quelle qu'elle soit. L'objectif 300 SP Ciné précité a d'ailleurs été utilisé pendant de nombreux mois, à la satisfaction de ceux qui s'en sont servis.

3.- Correctrice d'oeil de chat pour objectif de photographie aérienne 300 HD

Les couches profilées évaporées peuvent être utilisées pour la correction d'aberrations diverses [46]. Elles peuvent servir également à corriger les profils d'interférogrammes, de l'interférogramme Fizeau-Tolansky en particulier, si la focale f de l'objectif d'observation, l'angle θ de l'interféromètre, l'ordre p des franges utilisées, le rayon ρ et le déphasage φ du traitement, satisfont la relation

$$\varphi \approx \frac{\pi p}{3 \theta} \frac{\rho^3}{f^3} \quad (4)$$

Une expérience a été tentée par ailleurs au laboratoire en vue de corriger le phénomène d'oeil de chat d'un objectif de photographie aérienne 300 HD. La figure 10 donne quelques précisions sur les profils réalisés : les masques et les substrats utilisés. L'objectif contenait huit verres.

L'expérience a été une réussite du point de vue de la réalisation des profils. Elle a été un échec au niveau de la manipulation des profils. Le ZnS, s'il adhère bien sur verre B 1664, semble adhérer beaucoup moins sur verre B 4853. Par ailleurs la présence de contraintes dans les substrats, contraintes que libère le recuit des couches, a été une source d'ennuis non négligeables.

Dans l'état actuel, il semble que la technologie de fabrication des profils soit maîtrisée. Mais il reste à préciser trois points essentiels :

- a) définition des matériaux qui peuvent être utilisés, ou qu'il vaut mieux éviter, comme substrat ;
- b) définition des précautions à prendre au montage de l'optique et à son utilisation ;
- c) définition des objectifs dans lesquels l'introduction d'un traitement profilé, éventuellement de plusieurs, est rentable, ou non rentable, d'un point de vue strictement optique, et d'un point de vue matériel.

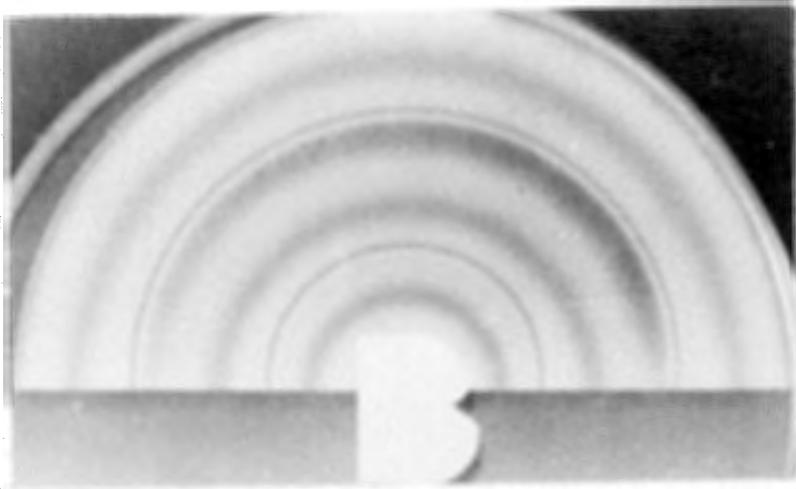


Figure 12 : Profil à découpes concentriques

A.2- PROFILS DISCONTINUS :
RESEAUX ZONES ET LENTILLES^(x)

INTRODUCTION

La technique d'évaporation masquée de couches à "profil continûment variable" peut être utilisée pour fabriquer des lentilles d'indice faible ou élevé, ou des doublets spéciaux.

De nombreuses publications ont été faites par ailleurs récemment concernant les "profils discontinus" ("profils binaires", réseaux de Soret ou de Wood en particulier [7], ou "profils quantifiés", lentilles de Fresnel à niveaux discrétisés par exemple [77]) et leurs possibilités [17,56,60,74]. Comme ces profils peuvent être produits par évaporation, et comme les matériaux évaporés ont des avantages que ne possèdent pas les matériaux photographiques et les photoresists (insensibilité à la chaleur, à la lumière et aux attaques extérieures ; indépendance de profil vis-à-vis de la fréquence spatiale ; absence de blanchiment ou passivation [5,43,51,75]), et nous nous sommes intéressés parallèlement à la production de profils quantifiés évaporés.

I - LENTILLES ET LENTILLES DE FRESNEL EVAPOREES :

1.- Lentilles évaporées :

Deux matériaux ont été utilisés dans notre laboratoire en vue de l'évaporation de lentilles complètes : le fluorure de magnésium et le sulfure de zinc. Les épaisseurs limites atteintes ont été respectivement 1,5 et 30 μ . Les courbes de transparence montrent que des épaisseurs élevées ne s'atteignent pas cependant sans filtrage spectral important.

La focale et l'ouverture des lentilles étant données par

$$f \approx n_s \rho^2 / 2(n - 1) d ; \quad o = 4(n - 1) d / n_s \rho \quad (5)$$

(2ρ : diamètre ; n et n_s : indices du matériau évaporé et du substrat ; d : épaisseur maximum utile), on est conduit, vu la valeur limite des épaisseur réalisables et pour un ρ égal à 1 centimètre, à :

$$f_{ZnS} \geq 2,25 \text{ m} ; \quad o_{ZnS} \leq 1/110 ; \quad (6)$$

$$f_{MgF_2} \geq 150 \text{ m} ; \quad o_{MgF_2} \leq 1,3 \cdot 10^{-4} \quad (6 \text{ bis})$$

2.- Lentilles de Fresnel :

Une technique pour accroître les focale et ouverture consiste à utiliser un masque à N découpes concentriques. On réalise alors des lentilles de Fresnel. La fig.42 est un exemple de profil découpé ainsi produit. L'expérience montre, compte tenu des précisions possibles sur l'usinage des masques (3 μ) et leur centrage (20 à 50 μ), que l'on atteint au mieux en ce cas :

$$f_{ZnS}(F) = 0,45 \text{ m} ; \quad o_{ZnS}(F) = 1/22 ; \quad (7)$$

$$f_{MgF_2}(F) = 30 \text{ m} ; \quad o_{MgF_2}(F) = 7 \cdot 10^{-4} . \quad (7\text{bis})$$

^(x) Ce passage fait l'objet de la publication [24]

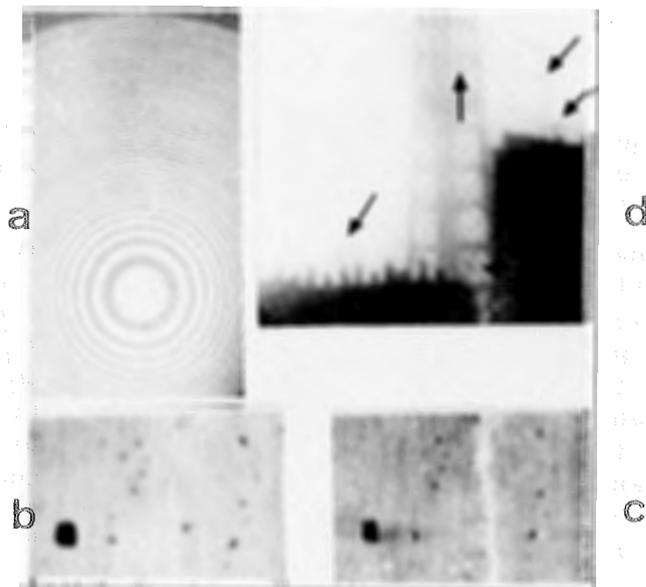


Figure 13 : Réseau zoné évaporé (a), qualité des discontinuités du profil (b : vue normale agrandie ; c : par strioscopie) et photographie de la Tour Eiffel, à deux kilomètres de distance, à travers un réseau de focale 400 mm (d). On notera sur la vue normale, l'absence de discontinuité visible.

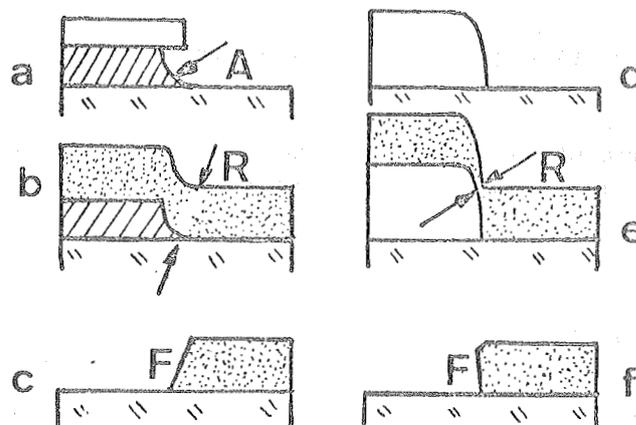


Figure 14 : Comparaison de la méthode préconisée (d,e,f) avec celle de Firester (a,b,c). A représente le profil d'attaque du masque au cours de sa réalisation ; R indique l'axe de rupture de la couche diélectrique lors de la destruction du masque ; F est la pente de la discontinuité. a et d : formation du masque (en hachures, l'aluminium ; en blanc, le photoresist) ; b et e : destruction du masque ; c et f : profil final.

II - RESEAUX ZONES DE PHASE ET PROFILS QUANTIFIES EVAPORES

1.- Données théoriques :

Les faiblesses de puissance, ouverture et transparence n'existent pas pour les réseaux zonés de MgF_2 , qui, de plus, peuvent être produits en grand nombre, en parallèle. L'expérience montre que l'on atteint alors, avec un nombre N de cent zones, pour focale principale, ouverture et transparence moyenne, compte tenu des relations

$$f_p = \rho^2 / \lambda_o N ; \quad \sigma = 2\lambda_o N / \rho ; \quad (8)$$

$$T = 1 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 + \left(\frac{n_s-1}{n_s+1} \right)^2 + \left(\frac{n_s-n}{n_s+n} \right)^2 \right] ; \quad (9)$$

$$0,10 \text{ m} \leq f_p \leq 1 \text{ m} , \quad \frac{1}{20} \gg \sigma \gg \frac{1}{60}, \quad T \gg 96,4\% . \quad (10)$$

2.- Données expérimentales :

A titre d'exemple pratique : la figure 13a est une photographie par réflexion d'un réseau de MgF_2 de focale principale 10 cm ; les figures 13b et 13c sont une mise en évidence de la qualité des discontinuités du profil au bord du réseau ; la figure 13d, enfin, est une image produite, en lumière blanche, en utilisant un tel réseau comme téléobjectif.

La qualité des profils réalisés tient à la technique que nous avons employée pour fabriquer nos réseaux, technique en quatre phases, qui se résume ainsi :

a) formation d'une couche uniforme de 1μ environ de photoresist Shipley 1350 AZ par pulvérisation dans l'air sur un substrat vitreux plan et propre, tournant à 600 tours/minute ou plus, et recuit de la couche à 100°C ;

b) insolation à travers un réseau-type, produit par réduction photographique d'un réseau dessiné avec précision, la plaque photographique utilisée étant à grain fin (Kodak 649 F ou Agfa 8E75) ; production d'un masque de photoresist de type tout-ou-rien, à discontinuités abruptes (fig.13) ; nettoyage dans l'alcool, dans une cuve à ultrasons, et recuit ;

c) évaporation sous vide, à travers le masque de photoresist, d'une couche de MgF_2 , d'épaisseur d très précisément égale à $\lambda_o/2(n-1)$ (incertitude $\Delta d \leq 5 \text{ \AA}$)

d) destruction du photoresist par l'acétone dans une cuve à ultrasons ; recuit du réseau MgF_2 ; éventuellement traitement anti-reflet de l'ensemble produit.

L'originalité de la technique, par rapport à celle de Firester [77] réside dans l'épaisseur du masque utilisé, dans la nature de ce masque (fig.14) dans la faiblesse enfin (fig.13b et c) de la largeur L des zones de discontinuités (en général $L \leq 0,5\mu$, ce qui correspond sensiblement à l'incertitude sur la position des traits du réseau-type). Ces trois points, joints à la résolution offerte, tant par la plaque photographique que par le photoresist (quelques milliers de traits par millimètre), donnent leur netteté aux discontinuités du profil final. La suppression d'une phase dans la réalisation par rapport à la technique précitée entraîne aussi une plus grande facilité dans la production de dépôts multiples successifs (fig.15).

3.-Remarques :

Nous avons noté le bon comportement des photoresists dans une enceinte à pulvérisation cathodique HF, et nous avons pu réaliser de ce fait des réseaux très durs de silice. De tels réseaux et les lentilles à quatre niveaux correspondantes devraient présenter de l'intérêt, tant par eux-mêmes que comme matrices servant à la duplication [63].

La technique décrite peut évidemment s'employer aussi pour la réalisation d'objets non révolutifs, par exemple pour la réalisation de réseaux monodimensionnels ou de grilles (de tels réseaux ou grilles semblent appelés à des applications industrielles intéressantes [57, 80]). Nous l'avons aussi utilisée pour la production de micro-pièges à lumière [25, 26] sur surface étendue et pré-traitée.

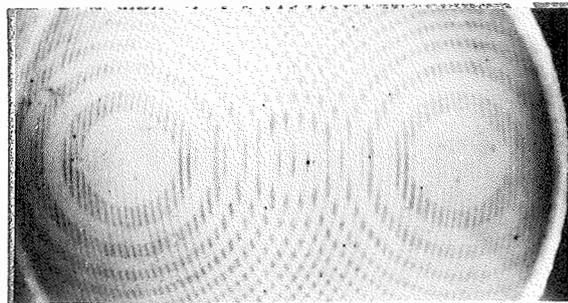


Figure 15 : Effet produit par superposition de deux réseaux zonés évaporés décalés.

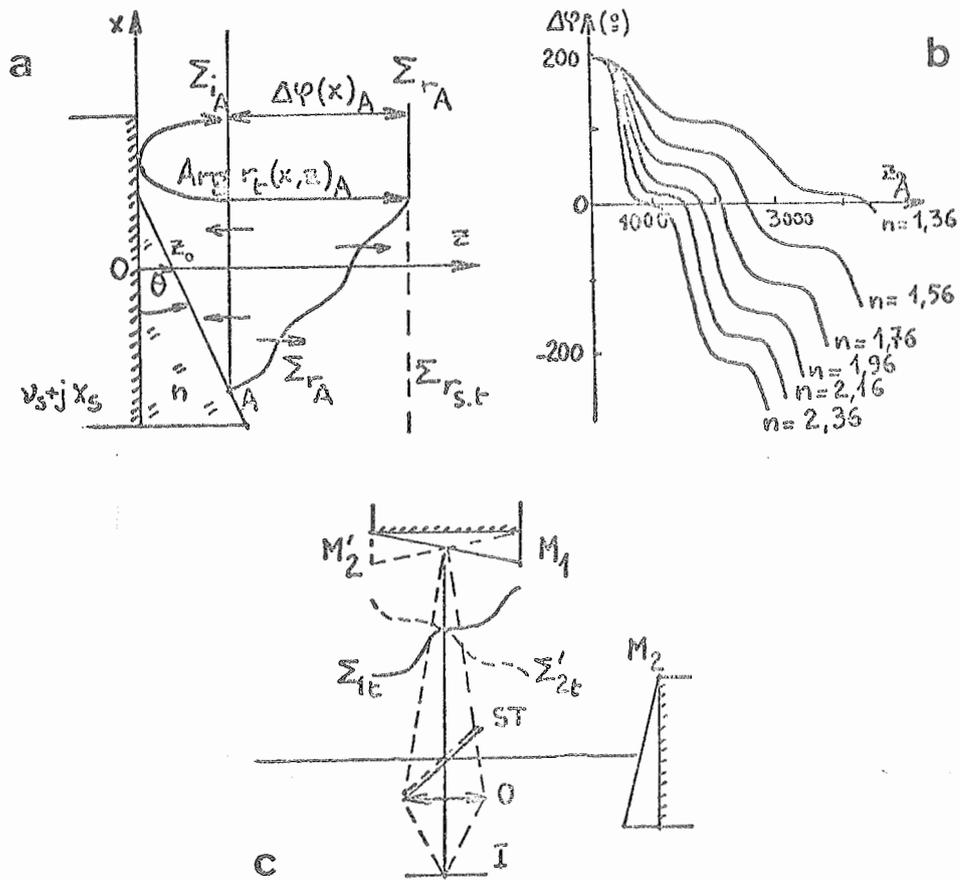


Figure 16 : Interféromètre Michelson à miroirs traités et caractéristiques optiques du traitement.

a) définition du déphasage produit par le traitement "coin diélectrique sur miroir opaque" à partir de l'argument du coefficient de réflexion d'une couche. Σ_i^A et Σ_r^A sont les surfaces d'onde incidente et réfléchie en A un point A du dioptre diélectrique-air. $\Sigma_{r_{s.t.}}$ est la surface d'onde réfléchie que l'on aurait à la place de Σ_r^A si la couche diélectrique n'existait pas.

(b) Déphasage produit en fonction de l'épaisseur z du diélectrique, pour diverses valeurs de l'indice diélectrique n dans le cas $\nu_S = 0,82$ et $\chi_S = 5,99$ (Aluminium : $\lambda_0 = 5461 \text{ \AA}$). On notera que $n = 1,96$ correspond sensiblement à des "sauts" de phase de 180° .
 (c) L'interféromètre à miroirs traités.

B.- EXEMPLE D'APPLICATION :

APPLICATION DES COUCHES MINCES EN COIN A L'INTERFEROMETRIE ^(x)

INTRODUCTION

La plupart des interféromètres à deux ondes reposent sur la comparaison d'une onde de référence d'amplitude spatialement uniforme, de forme plane ou sphérique, avec une onde-objet, elle-même aussi simple que possible et de préférence plane, surtout si l'objet considéré est mobile. Cette limitation de choix sur l'amplitude et la forme des ondes se retrouve par ailleurs en interférométrie à ondes multiples, et ceci, que les franges soient d'égale épaisseur ou d'égale inclinaison. On est donc conduit, dans presque tous les cas, à comparer deux plans, ou un plan et une sphère uniformément éclairés.

Rien n'interdit pourtant de faire appel à des ondes plus complexes, par exemple à des "surfaces d'onde" sinusoidalement déformées. Tout indique même a priori que des dispositifs interférométriques utilisant de telles ondes pourraient, dans certains cas précis, présenter de l'intérêt.

I - OBTENTION DE "SURFACES D'ONDE ONDULEES" REMARQUABLES

1.- Phénomènes optiques produits par une couche profilée

Déposons sur une optique donnée une couche diélectrique profilée et introduisons cette optique sur un faisceau lumineux. En plus du retard de phase dû à la traversée directe du diélectrique, il apparaît alors des oscillations de phase et d'amplitude, dues à l'interférence des ondes réfléchies par les deux faces du diélectrique.

Ce phénomène peut être utilisé pour produire des "surfaces d'onde" déformées sinusoidalement (surfaces d'onde résultantes). Le traitement constitué par dépôt d'un simple coin diélectrique linéaire sur un miroir métallique conducteur et opaque, facile à réaliser, présente à cet égard des propriétés remarquables.

2.- Miroirs recouverts de coins diélectriques : méthode d'étude

Les caractéristiques précises de l'amplitude complexe des ondes réfléchies par un miroir recouvert d'un coin diélectrique s'obtiennent aisément. Pour ce faire il est pratique de se donner a priori :

- deux axes de coordonnées : Ox, transversal et normal à l'arête du coin, et Oz, longitudinal, confondu avec l'axe du faisceau d'éclairage, initialisé à la surface du matériau conducteur (figure 16a).

- deux paramètres : z, épaisseur du diélectrique suivant Oz, et θ , angle du coin, qui seront considérés comme petits;

- les coefficients dioptriques de réflexion du miroir non traité (s.t.) ou traité (t.), et le retard de phase dû à la traversée du diélectrique :

$$r_{s.t.} = \frac{1 - (\nu_S + j\chi_S)}{1 + (\nu_S + j\chi_S)}, \quad r_{t_1} = \frac{1 - n}{1 + n},$$

$$r_{t_2} = \frac{n - (\nu_S + j\chi_S)}{n + (\nu_S + j\chi_S)}, \quad \varphi(x) = \frac{4\pi}{\lambda_0} n (z_0 + \theta x),$$

(x) Ce passage fait l'objet de la publication [23]

$(\nu_s + j\chi_s)$ et n étant les indices complexes de réfraction du substrat conducteur et du traitement diélectrique pour la longueur d'onde d'éclairage λ_0 .

Le raisonnement fait appel par ailleurs à :

- deux fonctions $\mathcal{A}_i(x, z)$ et $\mathcal{A}_r(x, z)$, amplitudes complexes associées aux ondes incidente et réfléchie en un point aérien (x, z) ;
- une fonction $\mathcal{A}_{\text{air}}(x, 0)$, amplitude associée à l'onde incidente ou réfléchie ramenée, dans l'air ambiant, au point non-aérien $(x, 0)$;
- une surface d'onde réfléchie référentielle, à la fois aérienne, plane et transversale, $\Sigma_{r_{s.t.}}(z = 0)$, et la fonction "perturbation d'amplitude"

$$C(x) = \frac{\mathcal{A}_{r_{t.\text{air}}}(x, 0)}{\mathcal{A}_{r_{s.t.}}(x, 0)} ;$$

- deux relations, qui sont :

$$\mathcal{A}_{r_{t.\text{air}}}(x, 0) = \mathcal{A}_{r_{t.}}(x, z_0 + \theta x) h \left[+ \varphi(x)/2n \right]$$

$$\mathcal{A}_{r_{s.t.}}(x, 0) = r_{s.t.} \mathcal{A}_{i_{s.t.}}(x, 0) = r_{s.t.} \mathcal{A}_i(x, z_0 + \theta x) h \left[-\varphi(x)/2n \right]$$

$h(u)$ étant l'exponentielle imaginaire e^{ju} .

Ces divers points étant précisés, le calcul proprement dit se réduit alors à deux étapes qui sont :

- a) la détermination de

$$C(x) = \frac{r_t(x, z_0 + \theta x)}{r_{s.t.}} h \left[+ \varphi(x)/n \right] \quad (11)$$

$r_t(x, z_0 + \theta x)$ étant la quantité habituellement employée dans le domaine des couches minces pour définir le coefficient de réflexion d'une couche,

$$r_t(x, z_0 + \theta x) = \frac{\mathcal{A}_{r_t}(x, z_0 + \theta x)}{\mathcal{A}_i(x, z_0 + \theta x)} = \frac{r_{t_1} h \left[\varphi(x) \right] + r_{t_2}}{h \left[\varphi(x) \right] + r_{t_1} r_{t_2}} \quad (12)$$

- b) la construction du diagramme complexe de $C(x)$ et, afin d'éviter l'introduction de discontinuités de phase strictement trigonométriques, l'exploitation directe sur ce diagramme des deux expressions fournissant la phase et l'amplitude de l'onde réfléchie :

$$\Delta\varphi(x) = \text{Arg } C(x), \quad (13)$$

$$|r_t(x)| = |r_{s.t.}| |C(x)|. \quad (14)$$

3. Comportement optique de miroirs d'aluminium recouverts de coins diélectriques

Dans le cas d'un "coin diélectrique sur métal massif parfait", le module du coefficient de réflexion, tout comme celui du métal avant revêtement, est uniformément égal à un. Les variations spatiales de ce module restent négligeables dans le cas réel "coin diélectrique sur aluminium opaque".

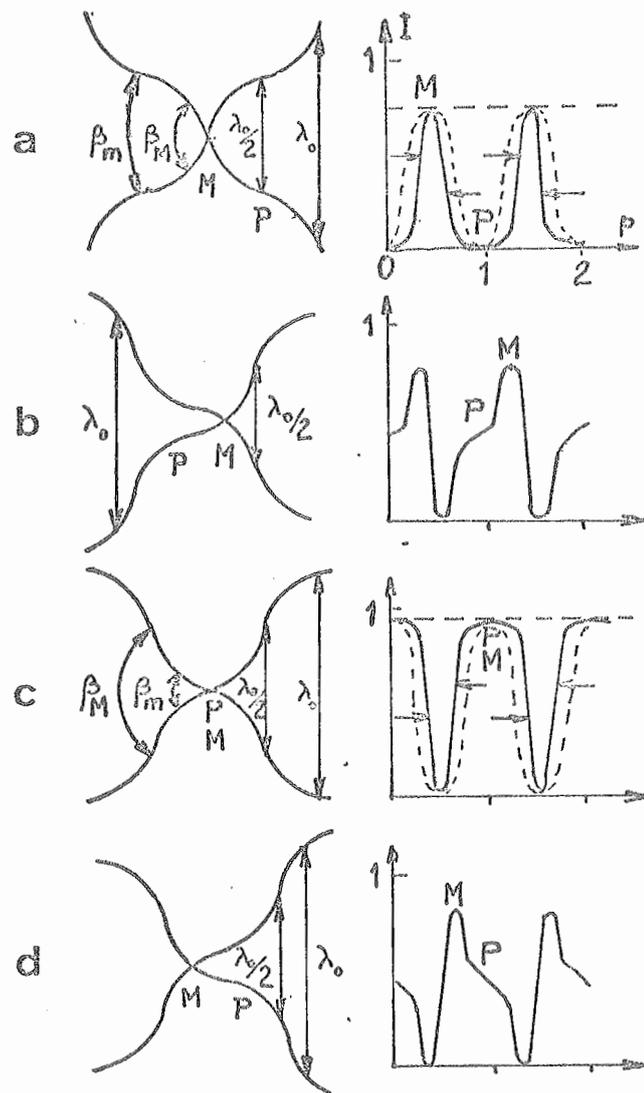


Figure 17 : Configurations de surfaces d'onde et figures d'interférence du dispositif Michelson à miroirs d'aluminium traités. L'indice n de traitement est 2. Les divers cas correspondent à : (a), égalité des bras du dispositif ; (b), différence de marche axiale entre bras : $\Delta = \lambda_0/4$; (c), $\Delta = \lambda_0/2$; (d), $\Delta = 3\lambda_0/4$. P indique la position des plateaux de déphasage et des paliers correspondants d'intensité. p est l'ordre des franges. Les sinusôides tracés sur les fonctions d'intensité correspondent à l'interférence de deux ondes planes de même orientation moyenne que les surfaces d'onde Σ_1 et Σ_2 .

Les surfaces d'onde résultantes correspondantes présentent par contre, par rapport à des surfaces planes idéales, des déformations importantes. Ces déformations constituent, périodiquement (figure 16b), de véritables plateaux de phase et des versants abrupts que nous appellerons "sauts" de phase (bien qu'il n'y ait pas discontinuité de la phase). Ces "sauts" de phase ont pour expression générale

$$\Phi = (n - 1) 2\pi/n \quad (15)$$

Par un choix judicieux de l'indice du matériau diélectrique, on peut donc produire des sauts de phase de $\pi/2$ ou π .

II - INTERFERENCE DE "SURFACES D'ONDE ONDULEES"

1.- Schéma de l'interféromètre étudié

Considérons un interféromètre de Michelson dont les miroirs, perpendiculaires aux faisceaux lumineux, sont recouverts de coins diélectriques identiques, d'indice égal à deux (le choix de cet indice a été fait pour produire des sauts de phase de π). Supposons les arêtes des coins diélectriques perpendiculaires au plan de figure (figure 16c) et les coins orientés de telle sorte que les surfaces d'ondes réfléchies se croisent. Analysons les franges d'interférence localisées près des miroirs. Nous constatons alors que l'aspect des franges, qui ne dépend pratiquement que de la phase des deux ondes d'interférence, varie rapidement en fonction des positions relatives des miroirs M_1 et M_2 (figure 17), et que cet aspect est remarquable.

2.- Profil des franges

a) Si les deux bras de l'interféromètre sont égaux, on observe une figure de franges du type "ondes multiples, par transmission" (figure 17a) :

- chaque interférence constructive (distance longitudinale entre surfaces d'onde $\overline{\Sigma_1 \Sigma_2} = \kappa \lambda_0$), correspondant à un maximum β_M de l'écart angulaire β de Σ_1 et Σ_2 , est associée à une contraction de frange;

- chaque interférence destructive ($\overline{\Sigma_1 \Sigma_2} = \lambda_0/2 + \kappa \lambda_0$), correspondant à un minimum β_m de l'angle β , est associée à une dilatation de frange;

- la contraction des franges au voisinage des maximums d'intensité (interférences constructives) et la dilatation au voisinage des minimums d'intensité (interférences destructives) se traduisent par un affinement des franges brillantes.

b) Si entre les bras de l'interféromètre on crée une différence de marche axiale égale à $\lambda_0/2$, les interférences constructives se produisant au minimum d'écart angulaire β_m (figure 17c). on observe alors un affinement des franges sombres (franges du type "ondes multiples par réflexion"). Par rapport à la figure précédente (figure 17a), on a donc produit une "inversion de contraste" des franges.

c) Si l'on considère le cas d'un déplacement continu de l'un des miroirs du dispositif, il apparaît, intercalées entre les figures "ondes multiples, par réflexion" et "ondes multiples, par transmission", une série de figures nouvelles, caractérisées par l'existence, auprès de chaque frange, d'un palier (figures 17 b et d). La position de ces paliers à gauche ou à droite des franges associées caractérise l'infériorité ou la supériorité à (0,5) de la partie fractionnaire ϵ de l'ordre p des franges considérées ; le niveau de ces paliers est fonction sinusoïdale du déplacement produit. On dispose donc, avec

ce type d'interférences, d'un moyen pratique extrêmement simple pour déterminer le sens de comptage-décomptage des franges, voire la valeur algébrique instantanée de l'excédent ϵ_p .

Il demeure évidemment que la connaissance du niveau maximum énergétique instantané est nécessaire à la détermination de ϵ_p , ce niveau étant, comme $|r_t(x)|$, sujet à de légères variations (figure 17 a et c). Cet inconvénient disparaît toutefois si l'on remplace les miroirs d'aluminium, jusque-là considérés, par des miroirs d'argent, ou mieux encore par des miroirs diélectriques. Une finesse plus grande peut également ainsi être atteinte (figure 18).

3.- Remarques

Accroître la finesse est un perfectionnement que l'on pourrait envisager de bien d'autres façons, par exemple : en ajoutant, aux oscillations de la phase, des ondulations d'épaisseur de la couche diélectrique ; en superposant, aux sauts de phase de π , des maximums [2] ou des minimums [15] de l'amplitude ; en généralisant la technique proposée à d'autres interféromètres, ou en utilisant des couches optiques équivalentes plus complexes [3].

On notera que toutes ces expériences supposent toutefois : des coins ou profils corrects sur une étendue suffisante ; une optique d'observation suffisamment ouverte pour transmettre, à pertes réduites, les divers termes du spectre spatial associé aux ondes ; des matériaux sûrs, c'est-à-dire ni instables, ni photosensibles.

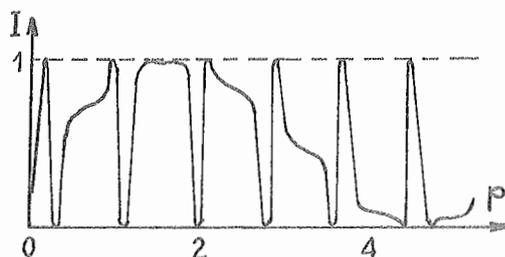


Figure 18 : Franges d'un interféromètre Michelson à miroirs d'argent traités. L'indice du traitement (2,36) a été choisi de façon à montrer sur une seule courbe toutes les figures de franges possibles. On notera que le niveau des maximums est constant et que celui des paliers est une fonction sinusoïdale de l'ordre p des franges ou du déplacement des miroirs. On notera aussi le gain sur la finesse par rapport au cas "diélectrique sur aluminium".

C - PERSPECTIVES D'AVENIR

INTRODUCTION

Les quelques exemples de réalisation que nous venons de décrire reposaient a priori sur un choix. Ce choix n'était pas spécialement dicté par la recherche d'applications industrielles nouvelles. Il était motivé par les quatre points suivants :

- la simplicité relative des opérations de contrôle dans le domaine spectral du visible ;
- le nombre réduit de travaux relatifs aux couches profilées diélectriques ;
- les problèmes soulevés par les profils considérés, un écart important existant jusque-là entre profils projetés et réalisés ;
- la relative facilité de réalisation de ces profils du fait de leurs dimensions, dans le cas des profils continus, et du fait de leur découpe binaire, dans le cas des profils de petite dimension.

Dans la réalité, les possibilités offertes par les couches profilées sont nombreuses, et beaucoup d'entre elles pourraient présenter de l'intérêt, que ce soit en laboratoire ou dans l'industrie. Par exemple, de même que l'on sait maintenant réaliser des objets de phase pure dans un domaine spectral étendu, dans le visible, on peut réaliser aussi, en recouvrant un dépôt profilé par une couche uniforme opaque, des objets de phase pour l'infrarouge ou l'ultra-violet.

De même, pour une longueur d'onde donnée, et par superposition de deux profils idoines, l'un absorbant, l'autre diélectrique, on peut réaliser des objets de transparence pure, voire des objets de phase et transparence absolument indépendantes, ce qu'aucun autre moyen ne permet d'obtenir. De ce fait, les apodiseurs [32] filtres dérivateurs [27,48] filtres hyperrésolvants [7,9] , et filtres divers pour le traitement d'informations optiques [28,48,81] jusque-là mal adaptés à l'éclairage cohérent [40] devraient voir s'étendre leur champ d'application. Ceci est particulièrement important à une époque où l'utilisation de l'éclairage cohérent se fait chaque jour plus courante, et c'est pourquoi nous serons amenés à y revenir dans une publication prochaine.

Dans le domaine des profils diélectriques, et par conséquent dans le prolongement même de cette thèse, il est des applications que nous aimerions essayer de réaliser. Nous allons en citer deux, qui ont trait à la spectroscopie et qui, si elles se concrétisaient matériellement, permettraient l'acquisition de données fondamentales nouvelles.

I - FILTRES INTENSIFICATEURS

De la même façon que l'on peut, en interférométrie à passages multiples récupérer l'énergie perdue, la recycler et la rendre utilisable, de même on peut accroître la luminosité d'un spectromètre en concentrant l'énergie lumineuse entrant dans le dispositif à des endroits favorables.

Les travaux de Prat [62] ont montré la possibilité, par enregistrement photographique d'un interférogramme à l'infini et moiré multiplicatif ultérieur, d'opérer sur champ de franges étendu, et donc dans des conditions de luminosité et de résolution très favorables. C'est un pas important que l'on a ainsi accompli, mais il est peut-être possible, dès maintenant, dans certains cas, d'améliorer encore la luminosité des dispositifs en récupérant le flux que l'enregistrement photographique absorbe (un minimum de 50 à 80 % dans les conditions normales). Nous allons montrer sur un exemple, ce qui peut être fait dans ce sens, à résolution constante.

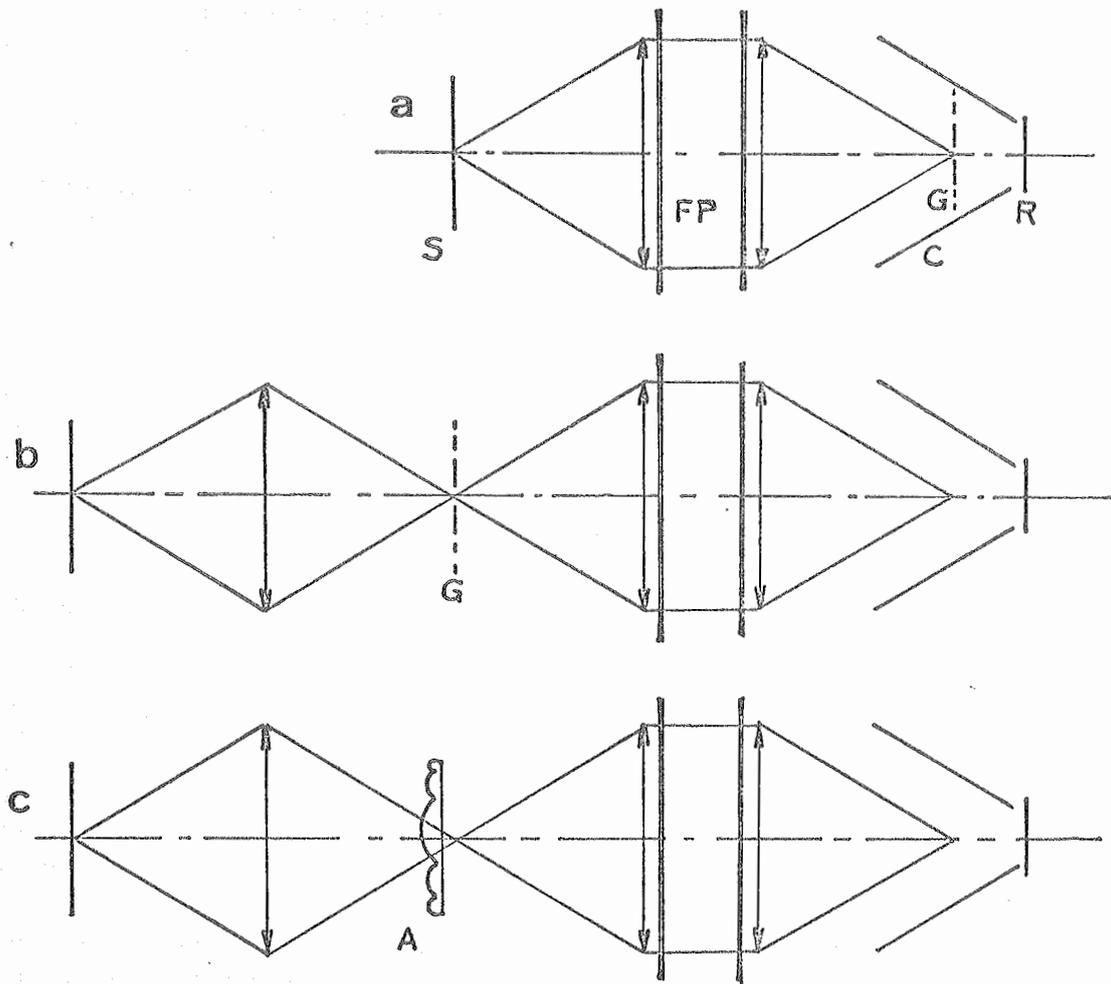


Figure 19 : Spectromètre Fabry-Pérot à luminosité accrue.
 a) montage de Prat, à moiré réel ; b) montage de Prat,
 à moiré virtuel ; c) montage à luminosité accrue.

Soit (fig. 19a) FP, un spectromètre Fabry-Pérot éclairé par une source étendue S, et soit G, l'enregistrement photographique de son spectre pour une longueur d'onde et un espacement des miroirs donnés. Soient par ailleurs C un cône concentrant le flux sur un récepteur R [53]. La comparaison à G du spectre instantané du Fabry-Pérot produit un moiré que, grâce à C, on intègre spatialement sur R. La résolution de l'ensemble dépend de la dimension de G et de la finesse \mathcal{F} des franges, un moiré de franges d'Airy étant lui-même sensiblement constitué de franges d'Airy. La luminosité de l'ensemble, de son côté, dépend de la dimension de la grille, mais est inversement proportionnelle à la finesse \mathcal{F} . C'est donc un facteur quarante environ que l'on peut gagner sur la luminosité.

La même résolution et la même luminosité peuvent être obtenues si l'on dispose la grille photographique G non plus à la sortie du dispositif, mais à son entrée [61] (fig. 19b). Dans ces conditions, la grille agit comme un filtre de transparence, et le moiré est réalisé virtuellement par le Fabry-Pérot.

Supposons maintenant, le principe de moiré virtuel étant adopté : que la grille G soit remplacée (fig. 19c) par un filtre de phase A, constitué de zones toriques concentriques de même focale ; que les faisceaux entrant dans ces zones soient focalisés sur des anneaux très minces, de finesse supérieure ou égale à \mathcal{F} , et que ces anneaux soient de même distribution spatiale que les franges virtuelles du Fabry-Pérot. Dans ces conditions, ce n'est plus le flux ϕ_0 / \mathcal{F} qui est admis dans le dispositif, mais le flux ϕ lui-même ; d'où, à résolution constante (même distribution de franges) un accroissement par \mathcal{F} de la luminosité.

Bien entendu, la réalisation d'un tel filtre soulève de gros problèmes pratiques. Il est hors de question en particulier de faire appel aux techniques d'évaporation masquée que nous avons décrites. Une méthode s'impose : l'appel direct aux photoresists.

Il est possible à l'heure actuelle de disposer de resists très résol- vants et souples d'emplois, et partant de ces matériaux de fabriquer des réseaux à grand nombre de traits ou de zones [41]. Diverses méthodes ont été mises au point pour ce faire, et décrites, qui permettraient d'ores et déjà de réaliser de tels filtres, du moins, des filtres adaptés à des Fabry-Pérot pas trop épais (la méthode basée sur le balayage par Fabry-Pérot [13] permettrait même d'utiliser le spectromètre directement, et, par voie de conséquence, de s'affranchir de certains de ses défauts).

La technique de concentration de flux, quelque peu difficile peut-être dans le cas du Fabry-Pérot, pourrait s'employer par contre sur champ de franges plus simple, avec tout le bénéfice qu'on peut en attendre a priori. En particulier, la conjugaison des franges à deux ondes sensiblement droites et équidistantes, produites dans le montage à dédoublement transversal de Prat, et d'un filtre de phase à marches profilées en $|\cos x|$ (voir [12]), permettrait de multiplier la luminosité par deux au moins.

II - MIROIRS A PHASE STATIONNAIRE

Les travaux que nous avons effectués jusqu'à présent et que nous venons de présenter étaient basés sans exception sur la production par l'intermédiaire d'un profil diélectrique, d'un effet déphasage variable. Cet aspect des choses n'est qu'un aspect entre autres des effets que l'on peut produire grâce aux profils. On peut aussi réaliser, par exemple, des profils diélectriques sans aucune action sur la phase (nous les appellerons profils passivés du point de vue phase) ou sans action sur la phase et d'un point de vue énergétique (nous les appellerons profils doublement passivés). La passivation simple ou double a autant d'intérêt, sinon plus, sur la production d'un effet déphasage variable.

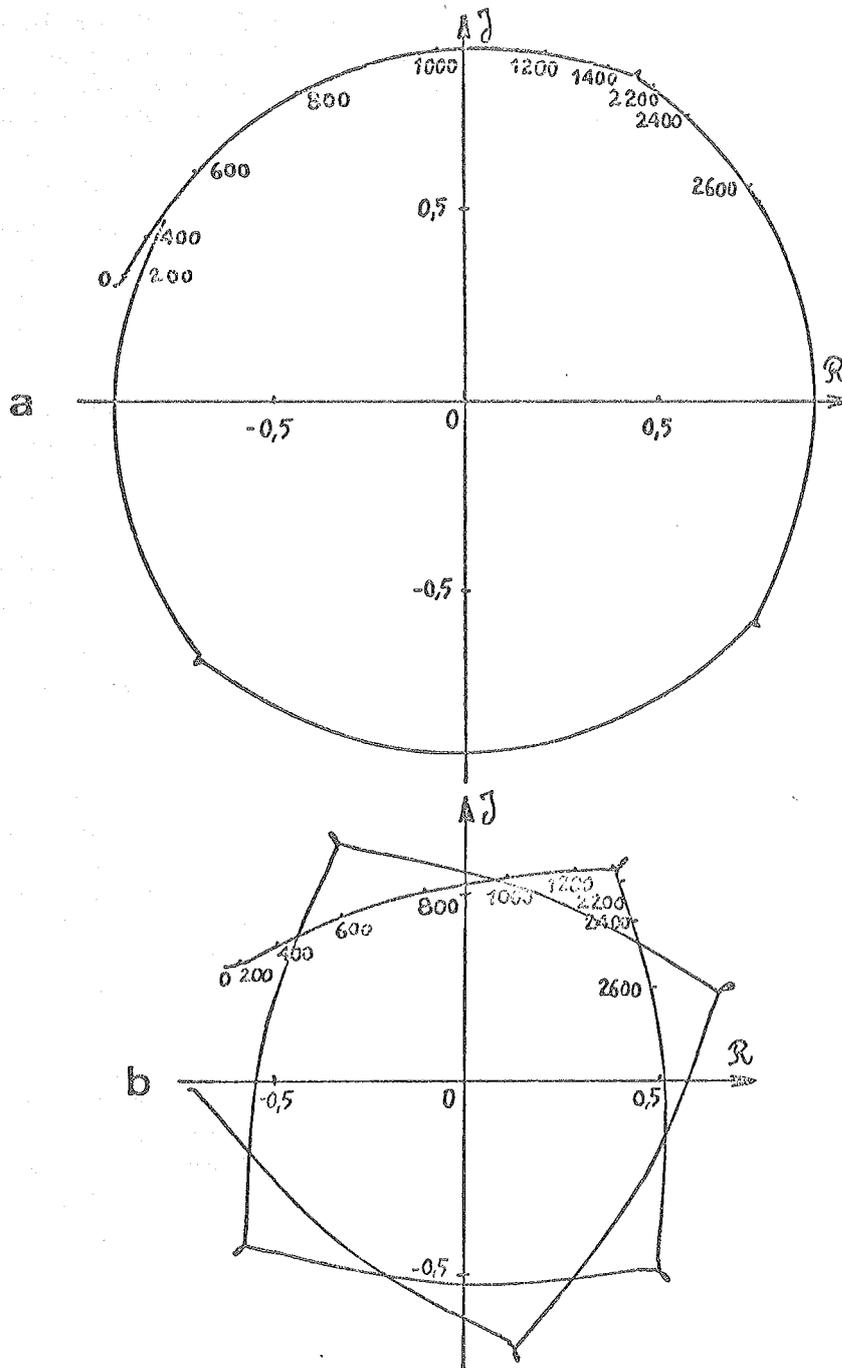


Figure 20 : Amplitude complexe réfléchie d'un miroir protégé, type $\text{MgF}_2/\text{métal}$. a) cas de l'aluminium ; b) cas du palladium. $\lambda_0 = 5460 \text{ \AA}$. L'épaisseur d est fournie en Å le long des courbes. Noter la présence de boucles.

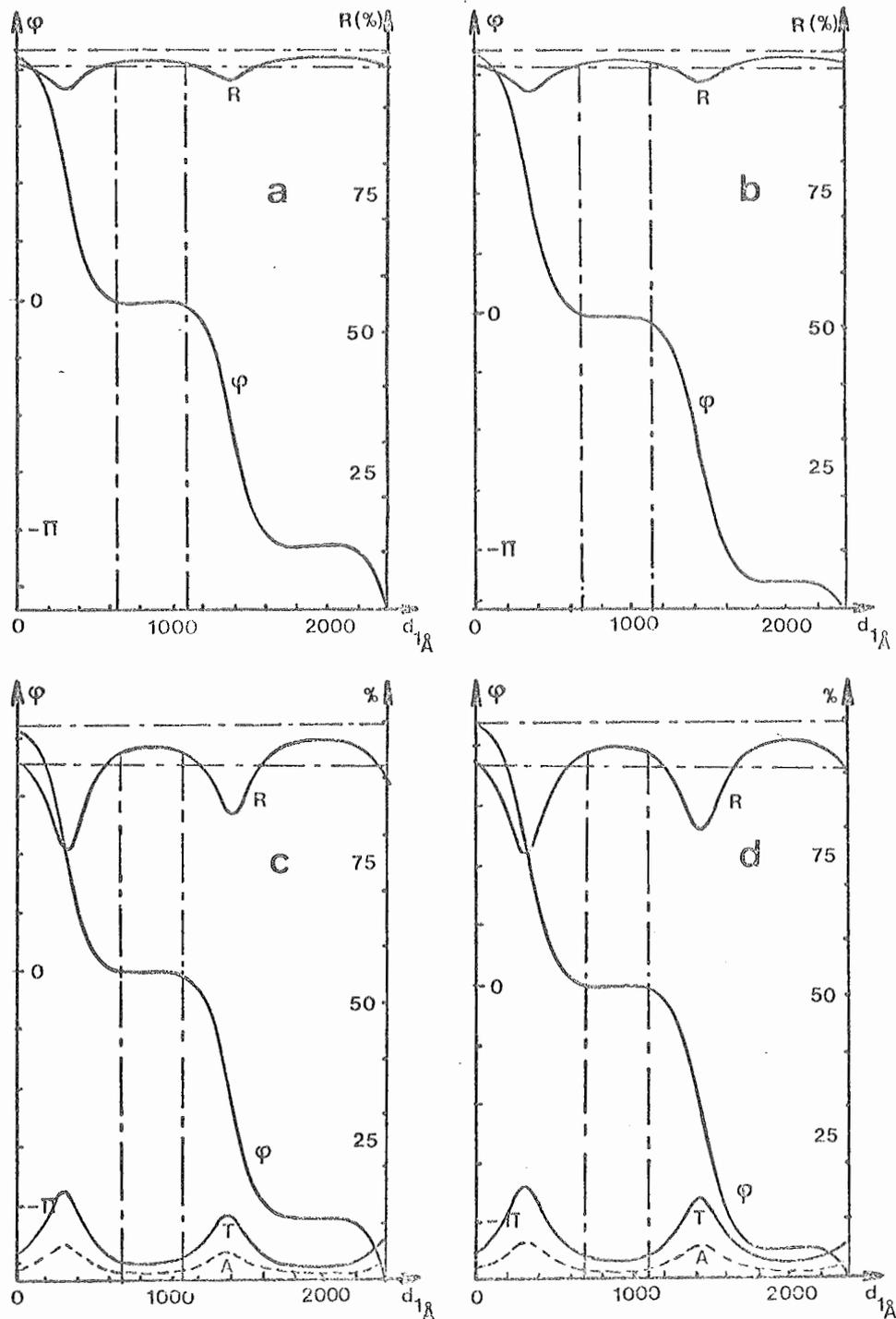


Figure 21 : Miroirs d'argent améliorés, à phase et réflectance stationnaires. a) Ag opaque - MgF_2 - ZnS , rapport des épaisseurs optiques des diélectriques : $1/8$; b) même miroir, rapport $1/16$, c et d) mêmes rapports, épaisseur d'argent : 460 \AA . $\lambda_0 = 5460 \text{\AA}$.

Plus précisément et en ce qui concerne la production de miroirs de qualité : l'analyse des propriétés optiques des miroirs améliorés [20] montre que le plus souvent, entre la métallisation du substrat et le dépôt du traitement destiné à protéger et à améliorer le miroir, il est produit une perte de qualité. Parce que les couches que l'on produit couramment ne sont pas réellement uniformes [30], on est donc allé en sens inverse du but poursuivi, surtout si le miroir est destiné à l'interférométrie ou à la spectroscopie.

Pour compenser ces déformations d'épaisseurs et, de façon plus générale les défauts existant à la surface du substrat à traiter, et pour permettre à la finesse des franges d'interférence, notamment des franges de Fabry-Pérot, d'être moins limitée [10], il est fait appel quelquefois à des techniques de retouche locale des traitements [58] ou de rattrapage global [85]. Le traitement que nous envisageons n'utilise pas ces techniques. Il ne supprime pas les défauts d'épaisseur du traitement ; il les passive, en supprimant l'action de phase et réflexion néfaste que ces défauts avaient jusque-là. Il suppose par contre le miroir initial idéalement plan, ce que l'on sait réaliser sensiblement à l'heure actuelle (planéité des substrats meilleurs que $\lambda/200$) grâce aux travaux notamment de Koppelman [44] et de Marioge [55].

1. Amélioration de miroirs d'argent

Un simple dépôt de $M.F_2$, d'épaisseur mécanique d , sur du palladium opaque [52] suffit à améliorer la réflectance R du miroir et à produire un déphasage $\varphi(d)$ quasi stationnaire (fig.20b), autrement dit, à satisfaire la condition de Dufour [20].

$$\frac{dR}{dd} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial R}{\partial d_i} \frac{dd_i}{dd} = 0 \quad (16)$$

et de façon approchée, la condition de Giacomo [31].

$$\frac{d\varphi}{dd} = \frac{4\pi}{\lambda_0} + \sum_{i=1}^n \frac{\partial \text{Arg } r}{\partial d_i} \frac{dd_i}{dd} = 0 \quad (17)$$

r étant le coefficient de réflexion de l'ensemble.

De plus, si les cristallites qui constituent le dépôt ont une dimension inférieure aux variations Δd permises, le dépôt n'induit guère de pertes par diffusion.

Ce qui est vrai pour le palladium opaque l'est également (fig 20a) pour les miroirs d'aluminium opaque [35]. Par contre, les possibilités qu'offre le traitement monocouche d'un miroir opaque d'argent [71, 72] sont insuffisantes, et on est contraint, pour améliorer de tels miroirs, à une solution de type multicouche.

Les calculs montrent qu'une solution à deux couches, du type $A-M.F_2-ZnS$ suffit en fait, et qu'elle convient d'ailleurs aussi bien, si le miroir est partiellement transparent, que s'il est opaque.

a) Miroirs d'argent opaques

Les fig. 21a et b donnent, en fonction de l'épaisseur d du ZnS, la réflectance et le déphasage à la réflexion, pour la radiation $\lambda_0 = 5460 \text{ \AA}$.

La figure a correspond à des épaisseurs optiques dans le rapport $(n_1 d_1)/(n_2 d_2) = 8$

La figure b au rapport 6. Des calculs semblables ont été faits par ailleurs pour des valeurs intermédiaires du rapport, et pour d'autres valeurs de λ_0 . Ils ont conduit à des courbes analogues.

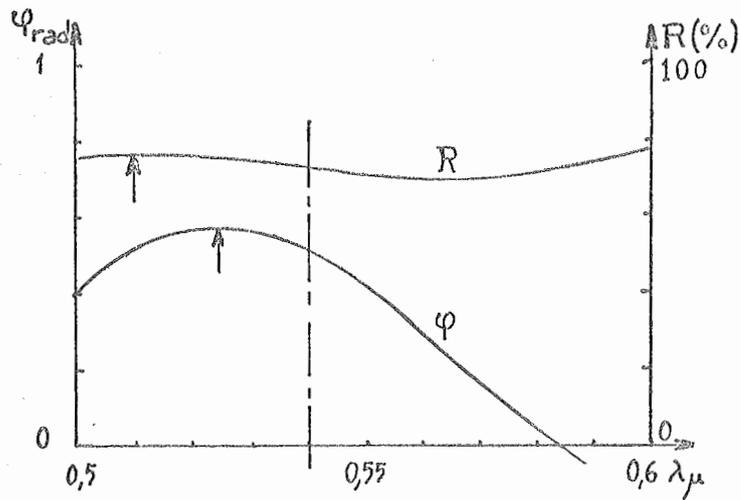


Figure 22 : Réflectance et déphasage d'un miroir multidiélectrique amélioré. Solution n°1 de Ciddor.

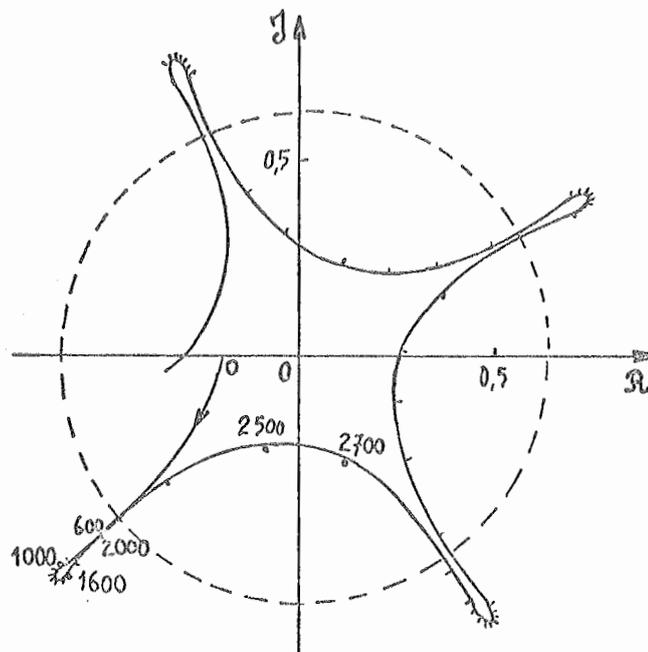


Figure 23 : Amplitude complexe réfléchi d'une couche germanium sur verre.
 $\lambda_0 = 2,22 \mu$. Intervalle entre points : $\Delta d = 0,03 \lambda_0/n$.
 Noter que ce miroir partiellement transparent quasi diélectrique permet l'obtention de boucles étroites.

Il apparaît donc que la solution moyenne, $A_g = MgF_2(\lambda/32) - ZnS(3\lambda/8)$, est, à la fois

- facile à réaliser, même sur de grandes surfaces, puisqu'elle ne comporte que deux couches et puisqu'elle offre une grande latitude sur les épaisseurs ($\Delta d/d = 0,25$ pour le premier palier) ;
- valable sur un domaine spectral étendu ($\Delta\lambda = 1350 \text{ \AA}$ pour le premier palier)

b) Miroirs d'argent partiellement transparents

Les propriétés que nous venons de signaler se retrouvent lorsque le miroir est partiellement transparent. Les fig. 21 c et d, qui correspondent à une couche d'argent de 460 \AA d'épaisseur, en témoignent.

La courbe de déphasage portée sur ces figures correspond aussi bien à la transmission qu'à la réflexion, les deux courbes se superposant exactement.

2.- Miroirs diélectriques à phase stationnaire

Les miroirs d'argent à phase stationnaire sont surtout intéressants en interférométrie Michelson ou en spectroscopie par transformation de Fourier. Les miroirs non absorbants à phase et réflectance stationnaires présenteraient beaucoup d'intérêt, quant à eux, pour l'interférométrie ou la spectroscopie Fabry-Pérot.

Les seuls travaux effectués pour produire de tels miroirs, à notre connaissance, depuis l'étude de Giacomo sur les conditions à satisfaire [31], sont les travaux de Ramsay et Ciddor [11,66]

Ces travaux, malheureusement, conduisent à des solutions où R varie et où φ varie (fig. 22), et il n'est pas du tout certain que la perte de stationnarité sur R soit compensée par l'approche proposée de la stationnarité de φ , autrement dit, que le bilan soit positif, par exemple, d'un point de vue finesse de franges Fabry-Pérot. Il nous a semblé bon par conséquent de reprendre cette étude, en nous fondant sur des bases différentes.

Il est très possible que la condition de double stationnarité soit irréalisable strictement pour les empilements diélectriques, comme le prétendent Ramsay et Ciddor. Par contre, et le comportement pour $\lambda = 2,22\mu$, d'une couche mince, quasi-diélectrique, de germanium sur verre [38] est là pour en témoigner (fig. 23), il existe certainement des solutions multidélectriques basées sur le maintien de la stricte stationnarité de R , et sur une réduction substantielle de la pente $\partial\varphi/\partial d$.

Si, en l'état actuel de nos recherches, nous ne pouvons donner encore de solution de ce type, il nous est possible cependant de préciser que :

a) la solution, si elle existe, se traduit au niveau de la courbe d'amplitude complexe, $A_r(d)$, pour la présence de boucles étroites (analogie avec le cas MgF_2/Pd) ;

b) les empilements à nombre réduit de couches, parce qu'ils se prêtent mal à la formation de telles boucles, ne peuvent guère conduire à des solutions acceptables ;

c) pour éviter l'exploration systématique, longue et complexe, d'un espace à n dimensions (d_1, d_2, \dots, d_n), la solution doit être recherchée parmi les empilements connus, à caractéristiques particulières.

La solution consiste peut-être à se baser sur des travaux comme ceux de Pelletier [59] ou de Korolev [45]. Les empilements que décrivent ces travaux ont des courbes $R(d)$ ou $R(\lambda)$ à plateaux larges et plusieurs fois ondulés. Il est possible que certaines de ces ondulations soient associées à des boucles de la fonction complexe $A_r(d)$.

CONCLUSION GENERALE

Cette thèse a été pour nous l'occasion d'aborder en premier lieu un domaine de traitements de surface peu exploré jusque-là : le domaine des profils évaporés diélectriques. La plupart des traitements évaporés dans le monde à l'heure actuelle sont des traitements uniformes, et les quelques traitements à profil d'épaisseur réalisés sont en général des traitements absorbants monocouches. Les traitements profilés diélectriques méritaient eux aussi d'être développés quelque peu. Il semble bien qu'ils offrent des possibilités relativement intéressantes, des possibilités nouvelles.

La réalisation à laquelle nous nous sommes attachés le plus, au cours des travaux de préparation de cette thèse, est la réalisation de correctrices d'aberrations optiques. Nous n'avons jamais pensé, au cours de ces travaux sur ce domaine particulier d'applications, à l'aspect rentabilité pratique du problème. Le choix que nous avons fait, l'a été en fonction des objectifs poursuivis par l'Institut d'Optique, et pour appréhender plus facilement les problèmes posés par l'évaporation de profils. Nous ne sommes d'ailleurs jamais allés aussi loin que nous l'aurions pu expérimentalement, compte tenu des possibilités technologiques actuelles, et certaines expériences de mise au point de matériaux ou de profils restent à faire. Au moment où sont rédigées ces dernières lignes, cependant, nous apprenons que des industriels Japonais de la photographie s'intéressent à ce genre d'application, et qu'une fabrication en série d'objectifs corrigés par dépôts profilés serait lancée. Après les difficultés que nous avons rencontrées, les hésitations, c'est une grande satisfaction qui nous est donnée là, et nous sommes heureux d'avoir pu travailler sur ce sujet.

Nous espérons bien sûr que les résultats apportés par cette thèse permettront d'améliorer quelque peu encore les correctrices réalisées, mais nous espérons surtout voir s'ouvrir des champs d'application nouveaux. Il semble bien que les profils diélectriques soient intéressants en spectroscopie, pour accroître la résolution ou la luminosité des dispositifs. Il semble aussi que l'on ait par juxtaposition de profils diélectriques et de profils absorbants classiques des possibilités intéressantes et nouvelles : celle d'abord de réaliser des objets d'amplitude à phase stationnaire, possibilité qui devrait être intéressante chaque fois que l'on fait appel à un éclairage cohérent, et l'on y fait appel de plus en plus ; la possibilité ensuite de réaliser des objets à lois de transparence et de déphasage absolument indépendantes, possibilité qui devrait avoir des conséquences dans le traitement de l'information, et que les traitements précités sont seuls à pouvoir donner.

Du point de vue de l'appareillage, cette thèse a été surtout pour nous une occasion de développer les moyens de mesure des épaisseurs et déphasages. En ce qui concerne l'épaisseur des couches, une étude théorique de la sensibilité en interférométrie nous a conduits, d'une part, à approfondir les travaux que nous avons faits préalablement sur l'interféromètre Fizeau-Tolansky, parce que ce dispositif est un de ceux qui se prêtent le mieux à la mesure, pour les épaisseurs supérieures à 200 Angströms ; d'autre part, nous avons été amenés à une branche nouvelle de l'interférométrie, intéressante pour les épaisseurs inférieures à 200 angströms : l'interférométrie à passages multiples. Une troisième voie a été ouverte, pour les épaisseurs monomoléculaires et il semble bien qu'elle soit prometteuse. Mais la fourniture ici d'informations sur cette voie aurait été quelque peu prématurée. Nous avons préféré y renoncer.

Par ailleurs cette thèse nous a donné la possibilité de réaliser un interféromètre holographique adapté au contrôle du déphasage produit par les profils, dans les conditions mêmes de leur utilisation ultérieure. Un contrôle de ce type est absolument nécessaire si l'on désire pouvoir réaliser des profils exacts, précis, de transparence optimale.

D'un point de vue théorique cette thèse a été l'occasion de vérifier la validité de l'approximation habituellement consentie lorsqu'on considère la couche comme un interféromètre à deux ondes. Elle a été surtout une occasion de préciser le comportement des interféromètres et des couches minces en cohérence partielle.

Si les profils réalisés sont épais et de haut indice, il semble bien que l'approximation à deux ondes soit insuffisante, sauf si les profils sont éclairés en lumière polarisée parallèle. Par ailleurs la courbure des ondes traversant le profil lors des contrôles ou lors de l'utilisation d'une part, les courbures des substrats servant aux essais et du substrat à traiter, d'autre part doivent être prises en considération dans les calculs du masque d'évaporation pour les deux polarisations principales de la lumière. La négligence totale ou locale du facteur incidence peut conduire à des erreurs de quelque pour cent sur le déphasage. Le programme de calcul que nous fournissons devrait permettre de résoudre complètement tous les problèmes posés par la monocouche, quelle qu'elle soit, en cohérence parfaite.

En cohérence partielle, une monocouche se comporte comme un interféromètre à deux ondes, si on se limite du moins à son comportement visible. La dimension spatiale et spectrale de la source d'une part, la dimension spatiale et spectrale du récepteur utilisé d'autre part, jouant des rôles identiques dans le phénomène interférentiel. Les effets spectraux et spatiaux visuels sont indépendants de l'indice de la couche et fonction linéaire de l'ordre E d'interférence. Ils sont détectables et peuvent, s'ils sont négligés, modifier de quelques pour mille le déphasage produit. Enfin, si certaines conditions très simples sont remplies, l'effet spectral peut compenser l'effet spatial et réciproquement. Ce dernier résultat, comme la plupart de nos résultats, s'applique aussi à l'interférométrie à deux ondes. Certaines de nos expressions pourraient être d'un certain intérêt en interférométrie Fabry-Pérot et en spectroscopie.

La plupart des problèmes soulevés par la monocouche disparaissent si cette monocouche est prise entre deux traitements antireflet. Cette solution supprime les franges d'égale épaisseur du profil et donc la possibilité de contrôle direct, mais l'interféromètre holographique permet de pallier à cet inconvénient. Le problème de l'antireflet de surface ne peut guère être résolu dans le cas du profil ZnS que par co-évaporation de matériaux haut et bas indices. Les problèmes posés par cette co-évaporation disparaîtraient à leur tour, si le profil était, non pas de ZnS, mais d'indice voisin de celui du support. Le ZnS, que nous avons employé pour réaliser la plupart de nos profils, a l'avantage d'être très déphasant, très adhérent à forte épaisseur, et il permet des déphasages peu sensibles à l'inclinaison des rayons, mais il n'est pas une matière parfaite. Il se peut que de meilleures solutions du problème soient trouvées dans la pulvérisation de verres ou de silice, lorsqu'elle sera au point à forte épaisseur, dans l'évaporation de polymères, ou dans l'évaporation de verres par canon à électrons. Ces recherches sont du domaine de la technologie. Elles restent à faire. Tout au plus pouvons-nous dire, pour l'avoir vérifié, que certains photochromes et photoresists gardent leurs propriétés à l'évaporation.

Il serait souhaitable enfin que soient approfondis les calculs sur le comportement des couches minces en cohérence partielle. Tel quel, le calcul que nous avons développé permettrait d'améliorer les propriétés spectrales des empilements de couches et des filtres Fabry-Pérot en particulier. Il pourrait si on le généralisait à l'incidence oblique, permettre de corriger les résultats de mesure obtenus par ellipsométrie ou polarimétrie. Si cela nous est permis, c'est à un essai de généralisation de la sorte que nous nous emploierons prochainement.

B I B L I O G R A P H I E

BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU
CHAPITRE PREMIER

- [1] ABELES F. : Ann. Phys., (1950), 5, 596.
- [2] ANGOT A. : Compléments de mathématiques à l'usage des ingénieurs de l'électrotechnique et des télécommunications, Ed. Rev. Opt., Paris (1965)
- [3] BERNING P. : Jl. Opt. Soc. Am., (1962), 52, 431.
- [4] BORN M., WOLF E.: Principes of Optics, Pergamon Press, (1964)
- [5] CONNES J. : Jl. Phys., (1958), 19, 197.
- [6] CROOK A. : Jl. Opt. Soc. Am., (1948), 38, 954.
- [7] DUFOUR C., HERPIN A. :
Opt. Acta, (1954), 1, 1.
- [8] DUPOISOT H. : Ann. Phys., (1968), 3, 369.
- [9] DUPOISOT H., LOSTIS P. :
Nouv. Rev. Opt., (1973), 4, 373.
- [10] DUPOISOT H., MORIZET J., LOSTIS P. :
Appl. Opt., (1974), 13, 1605
- [11] FRANÇON M., MALLICK S. :
Rev. Opt., (1966), 45, 149.
- [12] GOLUBEVA G., GARINA L., VASIL'YEVA L. :
Sov. Jl. Opt. Tech., (1969), 36, 357.
- [13] GRADMAN U. : Opt. Acta, (1956), 3, 30
- [14] GUILLARD M. : Rev. Opt., (1963), 42, 463 et (1964), 43, 21 et 64.
- [15] HALL T. : Jl. of Phys. E., Sc. Inst., (1969), 2, 837.
- [16] HEMINGWAY D., LISSBERGER P. :
Opt. Acta, (1973), 20, 85
- [17] HERMAN S. : Appl. Opt., (1970), 9, 2119.
- [18] HERPIN A. : Compte Rendus Acad. Sc., (1947), 225, 182.
- [19] LANDAU B., LISSBERGER P. :
Jl. Opt. Soc. Am., (1972), 62, 1258.
- [20] MASON S. : Proc. I.R.E., (1953), 41, 1144.

- [21] MASON S. : Proc. I.R.E., (1956), 44, 920.
- [22] PECK E. : Jl. Opt. Soc. Am., (1955), 45, 931.
- [23] ROUARD P. : Ann. Phys., (1937), 7, 291
- [24] SCHULZ L., SCHEIBNER E. :
Jl. Opt. Soc. Am., (1950), 40, 761
- [25] STROKE G. : Jl. Phys., (1958), 19, 415.
- [26] TERRIEN J. : Jl. Phys., (1958), 19, 390.
- [27] THOMPSON B. : Jl. Opt. Soc. Am., (1966), 56, 1157.
- [28] TREFFE F. : Diplôme Ing. C.N.A.M., Paris, (4 juil. 1974)
- [29] VASICEK A. : Jl. Opt. Soc. Am., (1947), 37, 623.
- [30] WEINSTEIN W., DOBROWOLSKI J. :
Proceed. of a symposium on Astronomical Opt.
and Related Subjects,
Ed. Zdenek Kopal, North Holland Publish. Co.,
Amsterdam, (1956), 360.

BIBLIOGRAPHIE
RELATIVE AU CHAPITRE DEUX

- [1] AEBISCHER N., Nouv. Rev. Opt., (1970), 1, 233.
- [2] BARAKAT N., SHAALAN M.,
Opt. Acta (1969), 16, 363.
- [3] BERTOLOTTI M., "Applications de l'holographie"
Compte-rendu du Symposium International de
Besançon,
Edit. J.C. Viénot, J. Bulaboïs et J. Pasteur(1970)
- [4] BROOKS R., HEFLINGER L., WUERKER R.,
Appl. Phys. Letters, (1965), 7, 248.
- [5] BROSSEL J., Proc. Phys. Soc., (1947), 59, 224.
- [6] BRUNING J., HERRIOTT D.,
Appl. Opt., (1970), 9, 2180.
- [7] BUBIS I., Sov. J. Opt. Tech., (1972), 39, 36.
- [8] CHABBAL R., Rev. Opt., (1958), 37, 49.
- [9] CHARLES M., J. Appl. Phys., (1969), 40, 4725.
- [10] CLARK J., FRITZ N., Rev. Sc. Instrum., (1941), 12, 483.
- [11] CLOUPEAU M., C.R. Acad. Sc., (1966), 263 D, 287.
- [12] CROCE P., DEVANT G., REYNAUD J., VERAEGHE M.,
J. Phys., (1964), 25, 138.
- [13] DÄNDLIKER R., INEICHEN B., MOTTIER F.,
Opt. Communications, (1973), 9, 412.
- [14] DENTINO M., BARNES C., J. Opt. Soc. Am., (1970), 60, 420.
- [15] DUFFY D., J. of Phys. E., Sc. Inst., (1970), 3, 561.
- [16] DUFOUR C., Ann. Phys., (1951), 6, 5.
- [17] DUPOISOT H., C.R. Acad. Sc., (1965), 260, 849.
- [18] DUPOISOT H., LOSTIS P., Rev. Phys. Appl., (1966), 1, 71.
- [19] DUPOISOT H., Ann. Phys., (1968), 3, 369.
- [20] DUPOISOT H., LOSTIS P., Nouv. Rev. Opt., (1973), 4, 227.
- [21] DUPOISOT H., LOSTIS P., Nouv. Rev. Opt., (1973), 4, 373.
- [22] DUPOISOT H., LOSTIS P., C.R. Acad. Sc., (1974), 278 B, 939.
- [23] DUPOISOT H., MORIZET J., LOSTIS P.,
Opt. Commun., (1974), 10, 316.
- [24] DUPOISOT H., LOSTIS P., Soumis à Opt. Acta
- [25] DUPUY O., ARNULF A., Proceed. I.C.O. Optics in Metrology,
Pergamon Press, Londres (1959), 374.
- [26] DYSON J., Nature, Lond. (1953), 171, 743.

- [27] FRANÇON M., Rev. Opt., (1953), 32, 349.
- [28] GIACOMO P., JACQUINOT P., J1. Phys., (1952), 13, 59A.
- [29] GIACOMO P., Rev. Opt., (1956), 35, 317.
- [30] GOODMAN J., "Introduction à l'optique de Fourier et à l'Holographie", Masson, Paris (1972)
- [31] HADJA J., Optical Instruments and techniques, Ed. J. Home Dickson, Oriel Press (1970), 468.
- [32] HAMY M., J1. Phys., (1906), 5, 789.
- [33] HARGREAVES C., Nature, Lond., (1963), 197, 890.
- [34] HARIHARAN P., SEN D., J1. Opt. Soc., Am., (1960), 50, 357.
- [35] HARIHARAN P., SEN D., J1. Opt. Soc. Am., (1961), 51, 398.
- [36] HARIHARAN P., Appl. Opt., (1969), 8, 1925.
- [37] HARIHARAN P., RAMPRASAD B., J1. of Physics E., Sc. Inst., (1973), 6, 699.
- [38] HILDEBRAND B., HAINES K., LARKIN R., Appl. Opt., (1967), 6, 1267.
- [39] HILL R., HARTLEY D., Appl. Opt., (1974), 13, 186.
- [40] HIRSCHBERG J., Mc CLUNEY W., HAZELTON L., AGGARWAL A., Compte rendu du Symposium International de Besançon, Applications de l'holographie, Ed. J.C. Viénot, J. Bulabois et J. Pasteur (1970)
- [41] HOLDEN J., Proc. Phys. Soc., (1949), 62, 405.
- [42] KING R., DOWNS M., CLAPHAM P., TALIM S., J1 Phys. E., Sc. Inst., (1972), 5, 445.
- [43] KINOSITA K., J1 Phys. Soc. Jap., (1953), 8, 219.
- [44] KLIMENKO I., KUCHERYAVENKO E., MATINYAN E., Opt. and Spectr., (1973), 34, 360.
- [45] KOPPELMANN G., Optik (1972), 36, 474.
- [46] KOPPELMAN G., VOSSÜHLER W., Optik, (1973), 37, 164.
- [47] KOPPELMANN G., Optik, (1974), 40, 89.
- [48] LANGENBECK P., Appl. Opt., (1967), 6, 1425.
- [49] LANGENBECK P., Appl. Opt., (1969), 8, 543.
- [50] LANGENBECK P., Appl. Opt., (1970), 9, 2053.
- [51] LE GRAND Y., Optique Physiologique III, l'Espace Visuel, Ed. Rev. Opt., Paris (1956)

- [52] LEGROS R., DEPAULIS J.J., *Inter Electron.*, (1969), 24, 18.
- [53] LOSTIS P., *Rev. Opt.* (1959), 38, 1.
- [54] MARECHAL A., DUPUY O., RENAULT M., *Opt. Acta*, (1962), 9, 47.
- [55] MARECHAL A., LOSTIS P., SIMON J., :
Adv. Opt. Tech., Ed. Van Heel, North-Holland
 Publish co., Amsterdam (1967), 437.
- [56] MAY M., DEBRUS S., FRANÇON M., *Opt. Communications* (1970), 1, 406.
- [57] MIYAKE K., *Jl Appl. Phys. Jap.*, (1955), 24, 147.
- [58] MIYAKE K., *Sc. of Light*, (1955), 4, 113.
- [59] MÖNCH G., *Optik*, (1951), 8, 550.
- [60] OWENS J., *Appl. Opt.*, (1967), 6, 51.
- [61] PASTOR J., LEE P., *Jl. Opt. Soc. Am.*, (1968), 58, 149.
- [62] POPELA B., *Opt. Acta*, (1972), 19, 605.
- [63] PRIMAK W., *Appl. Opt.*, (1973), 12, 2894.
- [64] PURYAYEV D., *Sov. Jl. Opt. Tech.*, (1967), 34, 750.
- [65] RIMMER M., *Appl. Opt.*, (1974), 13, 623.
- [66] ROSEN L., *Appl. Phys. Letters*, (1966), 9, 337.
- [67] SHIRATA R., SCOTT G., *Appl. Opt.*, (1971), 10, 2192.
- [68] SCHULZ L., *Jl. Opt. Soc. Am.*, (1950), 40, 690.
- [69] THADANI B., *Exp. Mechanics*, (1972), 12, 423.
- [70] TOLANSKY S., KHAMSAVI A., *Nature, Lond.*, (1946), 157, 661.
- [71] TOLANSKY S., *Multiple-Beam Interferometry of surfaces and
 films*, Clarendon Press, Oxford (1948).
- [72] TOLANSKY S., *Nature, Lond.*, (1953), 171, 564.
- [73] VIENOT J.C., SMIGIELSKI P., ROYER H., :
*Holographie optique, Développements et
 Applications*, Dunod, Paris, (1971).
- [74] WEINSTEIN W., DOBROWOLSKI J., *Astronomical Optics and Related
 subjects*, Ed. Zdenek Kopal, North-Holland
 Publish Co, Amsterdam, (1956), 360.
- [75] ZORLL V., *Optik*, (1952), 9, 449.

BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU
CHAPITRE TROIS

- [1] ABELES F. : J1. Phys., (1950), 11, 312
- [2] AEBISCHER N. : Nouv. Rev. Opt., (1970), 1, 233
- [3] AEBISCHER N. BAYAT-MOKHTARI P. :
Nouv. Rev. Opt., (1973), 4, 123
- [4] ALEKSANDROV G. : Sov. J1. Opt. Tech., (1967), 34, 231
- [5] BARTOLINI R. : Appl. Opt., (1974), 13, 129
- [6] BERTHIER J.P. : Thèse, Orsay, (20 dec. 1974)
- [7] BOIVIN A. : Théorie et calcul des figures de diffraction de révolution,
Gauthier-Villars, Paris, (1964), 451
- [8] BOUSQUET P. : Ann. Phys., (1952), 2, 163.
- [9] BOYER G., SECHAUD M. :
Appl. Opt., (1973), 12, 893
- [10] CHABBAL R. : Rev. Opt., (1958), 37, 49
- [11] CIDDOR P. : Appl. Opt., (1968), 7, 2328
- [12] CLAIR J.J., KVAPIL J., FRANÇON M., MONDAL P. :
Appl. Opt., (1970), 9, 2585.
- [13] CLAIR J.J. : Opt. Communications, (1972), 6, 135.
- [14] CONSTANS A. : Thèse, Paris, (1975)
- [15] COTTON P. : Ann. Phys., (1947), 12, 218.
- [16] COUDER A. : Compte Rendus Acad. Sc., (1952), 235, 491.
- [17] D'AURIA L., HUIGNARD J., ROY A., SPITZ E. :
Opt. Communications, (1972), 5, 232
- [18] DAURY G. : Ann. Phys., (1969), 4, 327.
- [19] DUFOUR C. : J1 Phys., (1950), 11, 353.
- [20] DUFOUR C. : Ann. Phys., (1951), 6, 5.
- [21] DUPOISOT H., LOSTIS P., MORIZET J. :
Opt. Acta, (1966), 13, 97,
- [22] DUPOISOT H., LOSTIS P. :
Compte Rendus Acad. Sc., (1969), 268B, 788.
- [23] DUPOISOT H., MORIZET J., LOSTIS P. :
Opt. Acta, (1973), 20, 317.

- [24] DUPOISOT H., MORIZET J., LOSTIS P. :
Opt. Communications, (1974), 10, 316.
- [25] DUPOISOT H., MORIZET J., LOSTIS P. :
Appl. Opt., (1974), 13, 464.
- [26] DUPOISOT H., MORIZET J., LOSTIS P. :
Appl. Opt., (1974), 13, 1605.
- [27] FLEURET J., MAITRE H. :
Nouv. Rev. Opt., (1972), 3, 175.
- [28] FOSSAT E., MARTIN F. :
Nouv. Rev. Opt., (1973), 4, 5.
- [29] GARVIN H., GARMIRE E., SOMEKH S., STOLL H., YARIV A. :
Appl. Opt., (1973), 12, 455.
- [30] GIACOMO P. : Rev. Opt., (1956), 35, 317 et 442.
- [31] GIACOMO P. : J1 Phys., (1958), 19, 307.
- [32] GIACOMO P., ROIZEN-DOSSIER B., ROIZEN S. :
J1 Phys., (1964), 25, 285.
- [33] GOLOVANOVA M., KACHKIN S., KRYLOVA Y., TSESNEK L., SHEVEL'KOVA L. :
Sov. J1. Opt. Tech., (1968), 35, 254.
- [34] HANAK J., LEHMANN H., WEHNER R. :
J1 Appl. Phys., (1972), 43, 1666.
- [35] HASS G., WAYLONIS J. :
J1 Opt. Soc. Am., (1960), 50, 1133.
- [36] HERZIG H., SPENCER R. :
Appl. Opt., (1973), 12, 1113
- [37] HOPPE W. : Optik, (1963), 20, 599.
- [38] HULDT L., STAFLIN T. :
Opt. Acta, (1959), 6, 27.
- [39] JACQUINOT P.: J1 Phys., (1950), 11, 361.
- [40] JAISWAL A., BHOGRA R. :
Opt. Acta, (1973), 20, 965.
- [41] JORDAN J., HIRSCH P., LESEM L., VAN ROY D. :
Appl. Opt., (1970), 9, 1883.
- [42] KARGER A. : Appl. Opt., (1973), 12, 451
- [43] KIRK J. : Appl. Opt., (1972), 11, 1429
- [44] KOPPELMANN G., KREBS K. :
Optik, (1961), 18, 349
- [45] KOROLEV F., KLEMENTEVA A., MESHCHERYAKOVA T., RAMAZINA L. :
Opt. and Spectr., (1970), 28, 416.
- [46] LACOMME P., : Rev. Opt., (1961), 40, 457.

- [47] LEMAITRE G. : Comptes-rendus Acad. Sc., (1973), 276 B, 145
- [48] LOHMANN A., PARIS D. : Appl. Opt. (1968), 7, 651
- [49] LOSTIS P. : Rev. Opt., (1959), 38,1
- [50] LOSTIS P. : Thèse, Paris, (15 mai 1965)
- [51] MAC PHEDRAN R., WILSON I., WATERWORTH M. :
Opt. and Laser Tech., (1973), 5, 166
- [52] MALE D., TROMPETTE J. :
Jl Phys., (1957), 18, 128
- [53] MARECHAL A. : Nouv. Rev. Opt., (1973), 4, 315
- [54] MARIOGE J.P. : Rev. Opt., (1965), 44, 57.
- [55] MARIOGE J.P., MAHE C. :
Opt. Acta, (1973), 20, 413
- [56] MARTIN J.P., JONSSON C. :
Optik, (1969), 28, 505
- [57] MINO M., OKANO Y. :
Jl of the SMPTE, (1972), 81, 282
- [58] PELLETIER E., CHABBAL R., GIACOMO P. :
Jl Phys., (1964), 25, 275.
- [59] PELLETIER E. : Thèse, Orsay, (déc. 1970)
- [60] PFEIFFER C., FERRIS L., YEN W. :
Jl Opt. Soc. Am., (1973), 63, 91
- [61] PRAT R. : Jl Appl. Phys., (1965), 4, supplément 1, 448
- [62] PRAT R. : Opt. Acta, (1971), 18, 213 et 247.
- [63] PUECH C. : Opt. Communications, (1973), 7, 135
- [64] PURPAYEV D. : Sov. Jl. Opt. Tech., (1967), 34, 750
- [65] PUTNER T. : Opt. and Laser Tech., (1972), 4, 79
- [66] RAMSAY J., CIDDOR P. :
Appl. Opt., (1967), 6, 2003.
- [67] ROZHDESTVENSKIY U., KUENETSOV Y. :
Soviet Jl Opt. Tech., (1967), 34, 552
- [68] SCHINELLER E., FLAM R., WILMOT D. :
Jl Opt. Soc. Am., (1968), 58, 1171
- [69] SCHULZ L. : Jl Opt. Soc. Am., (1947), 37, 349.
- [70] SCHULZ L. : Jl Opt. Soc. Am., (1948), 38, 432
- [71] SCHULZ L. : Jl Opt. Soc. Am., (1954), 44, 357

- [72] SCHULZ L., TANGHERLINI F. :
Jl Opt. Soc. Am., (1954), 44, 362
- [73] SHAPOTCHKIN B. :
Calcul des Syst. Opt., Ed. Tech. et Sc. d'Etat, Moscou, (1961)
102, 43
- [74] SILVA D. : Appl. Opt., (1972), 11, 2613
- [75] SMITH H. : Jl Opt. Soc. Am., (1968), 58, 533
- [76] STEEL W. : Appl. Opt., (1969), 8, 2297
- [77] STEWART W., FIRESTER A., FOX E. :
Appl. Opt., (1972), 11, 604
- [78] STRONG J., GAVIOLA E. :
Jl Opt. Soc. Am., (1936), 26, 153
- [79] THELEN A. : Appl. Opt., (1965), 4, 977
- [80] TOWNSEND R. : Appl. Opt., (1972), 11, 2463
- [81] TRABKA E., ROETLING P. :
Jl. Opt. Soc. Am., (1964), 54, 1242
- [82] TREFFE F. : Diplôme Ing. CNAM, Paris, (4 juillet 1974)
- [83] TURNER J., CHEN B., YANG L., BALLANTYNE J., TANG C. :
Appl. Phys. Letters, (1973), 23, 333
- [84] WEINSTEIN W., DOBROWOLSKI J. :
Proceed. of a Symposium on Astronomical Optics and Related
Subjects, Ed. Zdenek Kopal, North-Holland Publish. Co.,
Amsterdam, (1956), 360
- [85] ZHIGLINSKII A., PUTILIN E. :
Opt. and Spectr., (1972), 32, 638.

ANNEXE 1.A. - COMPARAISON DE DIVERSES
METHODES DE CALCUL NUMERIQUE APPLICABLES
AUX EMPILEMENTS DE COUCHES MINCES

1. Les méthodes comparées

Trois voies différentes ont été suivies pour déterminer les amplitudes $A_t(N)$, $A'_t(N)$, $A_r(N)$, $A'_r(N)$ transmises et réfléchies par un empilement de N couches. Ces voies ont conduit à des résultats numériques identiques. Elles sont valables toutes trois si l'empilement contient des couches absorbantes ou si l'incidence de l'onde sur les couches est non-nulle.

a) La méthode Rouard-Crook permet un accès direct aux amplitudes. Elle est basée sur l'emploi d'expressions de récurrence, expressions qui s'écrivent :

$$A_t(n) = \frac{t_{q_i} A_t(n-1)_d e^{j\varphi_i}}{e^{j\varphi_i} - r_{i,0} A_r(n-1)_d e^{j\varphi_i}}$$

$$A_r(n) = \frac{A_r(n-1)_d + r_{o,i} e^{j\varphi_i}}{e^{j\varphi_i} - r_{i,0} A_r(n-1)_d}$$

$$A'_t(n) = \frac{t_{n+1,n} A'_t(n-1)_p e^{j\varphi_n}}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} A'_r(n-1)_p}$$

$$A'_r(n) = \frac{A'_r(n-1)_p + r_{n+1,n} e^{j\varphi_n}}{e^{j\varphi_n} - r_{n,n+1} A'_r(n-1)_p}$$

$t_{i,i\pm 1}$, $r_{i,i\pm 1}$ étant les coefficients de transmission et réflexion du dioptre $(i, i\pm 1)$ pour l'incidence considérée ; φ_i étant le déphasage $(4 n_i d_i \cos r_i) / \lambda_0$ produit par la couche i sur la radiation λ_0 ; $(n-1)_d$ indiquant qu'on considère d'abord les $(n-1)$ dernières couches de l'empilement de n couches ; $(n-1)_p$ correspondant de même aux $(n-1)$ premières couches de cet empilement partiel.

b) La méthode matricielle fait appel dans un premier temps à des matrices élémentaires du type

$$M_n = \begin{bmatrix} \cos \varphi_n / 2 & (j/C_n) \sin \varphi_n / 2 \\ j C_n \sin \varphi_n / 2 & \cos \varphi_n / 2 \end{bmatrix}$$

C_n étant la quantité $n_n \cos r_n$ lorsque la polarisation est perpendiculaire et $n_n / \cos r_n$ lorsque la polarisation est parallèle ; r_n étant l'angle complexe de réfraction dans la couche n . Elle fait appel dans un second temps à des relations liant amplitudes et composantes des matrices produits.

c) La méthode préconisée ici repose sur l'emploi direct des expressions (2) et (3) du chapitre I.

2. Calcul standard

a) méthodes de Rouard et méthode préconisée

Un sous-programme calcule les quantités $n_i \cos r_i$ et $n_i / \cos r_i$, puis les coefficients dioptriques, et enfin les amplitudes. Le programme principal enregistre et transmet les indices et épaisseurs. Il fait appel à l'horloge, commande les calculs du sous-programme initialise les amplitudes aux coefficients dioptriques, calcule les flux transmis et réfléchis, fait varier le cas échéant la longueur d'onde λ . Il arrête enfin les calculs, fait un second appel d'horloge et ordonne l'affichage.

b) méthode matricielle

Le programme principal enregistre et transmet les indices et épaisseurs. Il déclenche l'horloge en début et fin de calcul, détermine les flux, fait varier le cas échéant λ , et ordonne l'affichage, éventuellement l'affichage des matrices produits finales. Le sous-programme écrit les matrices élémentaires. Il effectue les produits matriciels, à partir d'une matrice produit initiale unitaire, suivant la règle

$$P_{\text{aller}}(n) = P_{\text{aller}}(n-1) \times M_n$$

$$P_{\text{retour}}(n) = M_n \times P_{\text{retour}}(n-1)$$

Les amplitudes ne sont tirées des matrices produits qu'en fin de calcul.

3. Calcul d'interférométrie Fabry-Pérot

Le calcul suppose que la couche médiane n d'un empilement de N couches est variable et que les empilements situés de part et d'autre de cette couche sont invariants, et différents l'un de l'autre.

a) La méthode de Rouard fait appel au même sous-programme que le calcul précédent. Son programme principal commande les calculs en deux temps :

- calcul des amplitudes A_d transmises et réfléchies par les $\frac{N-1}{2}$ dernières couches dans la couche médiane, d'épaisseur non définie ;
- initialisation à A_d des amplitudes et partant de là, calcul standard, autant de fois qu'il y a d de valeurs à donner à l'épaisseur centrale d .

Le calcul effectué ne donne pas les amplitudes correspondant à la propagation inverse. Pour les quatre amplitudes, il conviendrait donc de doubler le temps fourni.

b) La méthode matricielle calcule, directement en programme principal, les matrices produits d'entrée P_E et P'_E , correspondant aux $(N-1)/2$ premières couches, les matrices produits de sortie P_S et P'_S , correspondant aux $(N-1)/2$ dernières couches, puis les produits

$$P = P_E \times M_n \times P_S$$

$$P' = P'_E \times M_n \times P'_S$$

effectués autant de fois qu'il y a de valeurs d_n à considérer, et enfin les amplitudes et énergies.

c) La méthode préconisée calcule en sous-programme, à l'aide des expressions (2), les amplitudes transmises et réfléchies par les deux empilements d'entrée et sortie, en supposant d_n non définie. Puis elle calcule en programme principal les amplitudes finales, à l'aide des expressions (3).

4. Propriétés d'un empilement en formation

a) Méthode de Rouard

Les calculs sont faits selon deux procédés distincts, un pour l'aller de l'onde, l'autre pour la propagation inverse.

Le procédé aller consiste à calculer, en programme principal, les amplitudes transmise et réfléchié par les n premières couches déposées, au contact avec l'air, à partir des amplitudes transmise et réfléchié par les $(n-1)$ premières couches déposées, au contact avec le milieu n , en supposant l'épaisseur d_n non définie. Cette phase du calcul est reproduite autant de fois que l'on donne des valeurs à d_n . Lorsque l'épaisseur d_n^{\max} est atteinte, un nouveau calcul donne les amplitudes transmise et réfléchié par les n couches, en supposant ces couches au contact du milieu $(n+1)$ et l'épaisseur $d_{(n+1)}$ infinie.

Les amplitudes de départ sont réinitialisées et le premier calcul reprend alors. On procède ainsi jusqu'à ce que $n = N$.

Le procédé retour est le même que pour un calcul standard. Le calcul s'effectue essentiellement en sous-programme, depuis l'air jusqu'au substrat vitreux, autant de fois qu'il y a de couches et de valeurs d_n à donner à la dernière couche n déposée.

b) Méthode matricielle

Le calcul, commandé par le programme principal, obéit à la règle de récurrence

$$P(n) = P_E(n) \times \delta M_n$$

$$P'(n) = \delta M_n \times P_S(n)$$

δM_n étant la matrice élémentaire

$$\delta M_n = \begin{bmatrix} \cos(\delta\varphi_n)/2 & (j/C_n)\sin(\delta\varphi_n)/2 \\ jC_n\sin(\delta\varphi_n)/2 & \cos(\delta\varphi_n)/2 \end{bmatrix}$$

associée à l'accroissement δd_n de l'épaisseur d_n .

c) Méthode préconisée

Le calcul est identique à celui décrit en a pour l'aller de l'onde, mais le retour de l'onde diffère de celui que décrit a. Les quatre amplitudes sont en réalité calculées simultanément à partir des expressions (2).

ANNEXE I B

INTERFERENCES ET COUCHES MINCES
EN COHERENCE PARTIELLE1. - Source circulaire spatialement incohérente. Interférences à deux ondes sur l'axe de la source. Formule d'approximation.

En remplaçant les fonctions $\sin 4\pi U p_{12}$ et $\cos 4\pi U p_{12}$ de l'expression

$$I = 1 + \frac{1}{1-2UK} \cdot \frac{1}{4\pi^2 U p_{12}^2} \left\{ \begin{array}{l} [K - K \cos 4\pi U p_{12} + \pi p_{12} (1-4UK) \sin 4\pi U p_{12}] \cos 2\pi p_{12} \\ + [\pi p_{12} - K \sin 4\pi U p_{12} - \pi p_{12} (1-4UK) \cos 4\pi U p_{12}] \sin 2\pi p_{12} \end{array} \right\}$$

par leurs développements polynomiaux associés, limités au troisième terme, on obtient, pour fonction intensité :

$$I = 1 + \frac{1}{1-2UK} \left\{ \begin{array}{l} [(1-2UK) - \frac{8}{3}\pi^2 U^2 (1-3UK) p_{12}^2 + \frac{32}{15}\pi^4 U^4 (1 - \frac{10}{3}UK) p_{12}^4] \cos 2\pi p_{12} \\ + 2\pi U p_{12} [(1 - \frac{8}{3}UK) - \frac{4}{3}\pi^2 U^2 (1 - \frac{16}{7}UK) p_{12}^2 + \frac{32}{45}\pi^4 U^4 (1 - \frac{24}{7}UK) p_{12}^4] \sin 2\pi p_{12} \end{array} \right\}$$

X, Y, Z, X', Y', Z' étant les quantités

$$\begin{array}{lll} X = 1-2UK & Y = \frac{8}{3}(1-3UK)\pi^2 U^2 & Z = \frac{32}{15}(1 - \frac{10}{3}UK)\pi^4 U^4 \\ X' = 2(1 - \frac{8}{3}UK)U & Y' = \frac{8}{3}(1-16UK)\pi^2 U^3 & Z' = \frac{64}{45}(1 - \frac{24}{7}UK)\pi^4 U^5 \end{array}$$

la fonction intensité d'écrit donc aussi :

$$I = 1 + (1/X) \left[(X - Y p_{12}^2 + Z p_{12}^4) \cos 2\pi p_{12} + \pi p_{12} (X' - Y' p_{12}^2 + Z' p_{12}^4) \sin 2\pi p_{12} \right]$$

La position des franges, qui s'obtient par annulation de la dérivée $\partial I / \partial p_{12}$, satisfait par conséquent l'équation

$$\frac{\pi \operatorname{tg} 2\pi p_{12}}{2p_{12}} = \frac{(Y - \pi^2 X') - p_{12}^2 (2Z - \pi^2 Y') - p_{12}^4 \pi^2 Z'}{(X' - 2X) - p_{12}^2 (3Y' - 2Y) - p_{12}^4 (2Z - 5Z')}$$

qui s'écrit aussi, en posant $p_{12} = E p_{12} + \Delta p_{12}$, $E p_{12}$ étant la partie entière de p_{12} et Δp_{12} , l'excédent fractionnaire, en supposant par ailleurs p_{12} et Δp_{12} suffisamment petits pour que les termes Δp_{12}^4 et $p_{12}^4 \alpha^8$ soient négligeables devant l'unité:

$$\pi^2 (\Delta p_{12} / E p_{12}) \frac{1 + \frac{4\pi^2}{3} E p_{12}^2 (\Delta p_{12} / E p_{12})^2}{1 + (\Delta p_{12} / E p_{12})} \approx \frac{\gamma - \pi^2 X'}{X' - 2X} \frac{1 - \frac{2Z - \pi^2 \gamma'}{\gamma - \pi^2 X'} E p_{12}^2 (1 + 2 \Delta p_{12} / E p_{12})}{1 - \frac{3\gamma' - 2\gamma}{X' - 2X} E p_{12}^2 (1 + 2 \Delta p_{12} / E p_{12})}$$

R_0 , S_0 et T_0 étant les quantités

$$R_0 = \frac{4\pi^2}{3} E p_{12}^2 \quad S_0 = \pi^{-2} \frac{\gamma - \pi^2 X'}{X' - 2X}$$

$$T_0 = \frac{2Z(X' - 2X) + 2\pi^2(X\gamma' - X'\gamma + X'\gamma') + \gamma(2\gamma - 3\gamma')}{(\gamma - \pi^2 X')(X' - 2X)} E p_{12}^2$$

on aboutit donc à une équation caractéristique de degré trois,

$$\left(\Delta p_{12} / E p_{12}\right)^3 + \frac{1 - S_0(1 - 2T_0)}{R_0} \left(\Delta p_{12} / E p_{12}\right) - \frac{S_0(1 - T_0)}{R_0} \approx 0.$$

Cette équation se résout facilement car elle n'a qu'une seule racine acceptable, $\Delta p_{12} / E p_{12}$ étant nécessairement réel. Sa solution s'écrit

$$\left(\Delta p_{12} / E p_{12}\right) \approx \frac{1}{2\pi E p_{12}} \left[\sqrt[3]{1-a+b} - \sqrt[3]{1-a-b} \right] \approx \frac{b}{3\pi E p_{12}} \left[1 + \frac{2a}{3} + \frac{5a^2}{9} + \frac{5b^2}{27} \right]$$

a et b étant les quantités

$$a = \frac{3S_0}{2} (1 - 2T_0) \left(1 - \frac{S_0}{4} (1 + 12\pi^2 E p_{12}^2)\right) \quad b = 3\pi S_0 (1 - T_0) E p_{12}$$

petites devant l'unité, ou, pour reprendre les variables précédentes :

$$\left(\Delta p_{12} / E p_{12}\right) \approx S_0 \left[(1 + S_0) - (T_0 + R_0 S_0^2) \right].$$

Dans la mesure où on néglige les termes en α^4 devant l'unité, étant donné qu'alors

$$S_0 = \alpha'^2 \left[1 - \alpha'^2 (1 + 2K) / 12 \right] / 4 \quad T_0 = - \frac{\pi^2 \alpha'^4 E p_{12}^2}{12} \left[1 - \frac{11}{60} \left(1 - \frac{170K}{11}\right) \alpha'^2 \right]$$

et étant donné surtout que, dans ce cas particulier de source, les termes en $\alpha'^4 E p_{12}^2$ de T_0 et de $R_0 S_0^2$ se détruisent mutuellement, on aboutit donc finalement, pour l'expression de l'écart global des franges, à

$$(\Delta P_{12} / E_{P_{12}}) \approx \frac{\alpha'^2}{4} \left[1 + \frac{1-K}{6} \alpha'^2 \right] - \frac{\pi^2 (1-190K)}{2880} \alpha'^8 E_{P_{12}}^2.$$

2. - Source carrée ou fente, spatialement incohérente. Interférences à deux ondes sur l'axe de la source. Formule d'approximation

L'étude des fonctions intensités se traite en faisant appel aux développements polynomiaux

$$C_{\beta'} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\pi^{2n}}{2n!} \frac{\beta'^{4n}}{4n+1} P_{12}^{2n}$$

$$S_{\beta'} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\pi^{2n+1}}{2n+1!} \frac{\beta'^{4n+2}}{4n+3} P_{12}^{2n+1}$$

Dans la pratique bien entendu, même pour une étude formelle, on ne peut conserver tous les termes des développements. On est contraint de se limiter à quelques termes. Dans ce qui suit, nous n'utiliserons pour cette raison que les trois premiers termes de chacun des deux développements. Parallèlement, et comme dans le cas de la source circulaire, nous utiliserons les trois premiers termes des développements polynomiaux de $\cos \pi \beta'^2$ et $\sin \pi \beta'^2$, les fonctions de γ' étant traitées par ailleurs comme celles de β' .

Dans ces conditions, en posant

$$A = (\beta'^2 + \gamma'^2)$$

$$B = \pi^2 [5(\beta'^6 + \gamma'^6) + 7\beta'^2 \gamma'^2 (\beta'^2 + \gamma'^2)] / 70$$

$$C = \pi^4 [189(\beta'^{10} + \gamma'^{10}) + 385 \beta'^2 \gamma'^2 (\beta'^6 + \gamma'^6) + 594 \beta'^4 \gamma'^4 (\beta'^2 + \gamma'^2)] / 83160$$

$$D = \pi^2 [9(\beta'^4 + \gamma'^4) + 10\beta'^2 \gamma'^2] / 90$$

$$E = \pi^4 [175(\beta'^8 + \gamma'^8) + 300 \beta'^2 \gamma'^2 (\beta'^4 + \gamma'^4) + 378 \beta'^4 \gamma'^4] / 37800$$

et en donnant à X, Y, Z, X', Y', Z' les nouvelles valeurs :

$$X = 3 - KA$$

$$X' = A - (6KD/\pi^2)$$

$$Y = 3(D - KB)$$

$$Y' = B - (12KE/\pi^2)$$

$$Z = 3E + 5KC$$

$$Z' = C$$

en remplacement de l'expression

$$I_{\text{rect}} = 1 + \frac{1}{1 - K(\beta'^2 + \gamma'^2)/3} \left\{ \begin{aligned} & \left((C_{\beta'} C_{\gamma'} - S_{\beta'} S_{\gamma'}) + \frac{K}{\pi p_{12}} (C_{\beta'} S_{\gamma'} + S_{\beta'} C_{\gamma'}) \right) \\ & \left(-\frac{K}{2\pi p_{12}} (C_{\beta'} \sin \pi p_{12} \gamma'^2 + S_{\beta'} \cos \pi p_{12} \gamma'^2 + C_{\gamma'} \sin \pi p_{12} \beta'^2 + S_{\gamma'} \cos \pi p_{12} \beta'^2) \right) \end{aligned} \right\} \cos 2\pi p_{12}$$

$$+ \left\{ \begin{aligned} & \left((C_{\beta'} S_{\gamma'} + S_{\beta'} C_{\gamma'}) - \frac{K}{\pi p_{12}} (C_{\beta'} C_{\gamma'} - S_{\beta'} S_{\gamma'}) \right) \\ & \left(+\frac{K}{2\pi p_{12}} (C_{\beta'} \cos \pi p_{12} \gamma'^2 - S_{\beta'} \sin \pi p_{12} \gamma'^2 + C_{\gamma'} \cos \pi p_{12} \beta'^2 - S_{\gamma'} \sin \pi p_{12} \beta'^2) \right) \end{aligned} \right\} \sin 2\pi p_{12}$$

qui caractérise la fonction intensité, on obtient

$$I_{\text{rect}} = 1 + (1/X) \left[(X - \gamma p_{12}^2 + Z p_{12}^4) \cos 2\pi p_{12} + \pi p_{12} (X' - \gamma' p_{12}^2 + Z' p_{12}^4) \sin 2\pi p_{12} \right].$$

Le problème abordé est donc en tous points semblable à celui traité dans le cas de la source circulaire. En supposant négligeables devant l'unité les quantités Δp_{12}^4 , $p_{12}^4 \beta'^8$, $p_{12}^4 \gamma'^8$ (condition sur l'ordre des franges), on est donc conduit, comme précédemment, à la solution

$$(\Delta p_{12} / E_{p_{12}}) \approx S_0 [(1 + S_0) - (T_0 + R_0 S_0^2)].$$

Dans le cas particulier de la fente et du carré, cas qui correspondent respectivement à

$$S_{0f} \approx \beta'^2 [1 - 2(1+2K)\beta'^2/15] / 6$$

$$T_{0f} \approx -\pi^2 \beta'^4 E_{p_{12}}^2 [1 - 4(1+2K)\beta'^2/9] / 35$$

$$S_{0c} \approx \beta'^2 [1 - 2(1+2K)\beta'^2/15] / 3$$

$$T_{0c} \approx -44\pi^2 \beta'^4 E_{p_{12}}^2 [1 - 10(1+2K)\beta'^2/33] / 315$$

on aboutit donc finalement à

$$(\Delta p_{12} / E_{p_{12}})_f \approx \frac{\beta'^2}{6} \left[\left(1 + \frac{\beta'^2}{30}\right) - \frac{4K\beta'^2}{15} \right] - \frac{4\pi^2}{2835} \beta'^6 E_{p_{12}}^2$$

$$(\Delta p_{12} / E_{p_{12}})_c \approx \frac{\beta'^2}{3} \left[\left(1 + \frac{\beta'^2}{5}\right) - \frac{4K\beta'^2}{15} \right] - \frac{8\pi^2}{2835} \beta'^6 E_{p_{12}}^2.$$

3. - Recherche automatique des maximums de la fonction intensité

La fonction intensité I n'étant pas en réalité une fonction simple de la variable $p = \frac{\Delta}{\lambda}$, la position p_{\max} des maximums et l'écart de position des franges ne peuvent guère être déterminés que numériquement, par sondages multiples de la fonction $I(p)$.

La méthode de sondage que, dans le but d'accroître la rapidité de calcul et la précision, nous avons mise au point, repose dans une première phase sur une approche du maximum, et dans une seconde phase, par approches successives rapides, sur un centrage sur ce maximum aussi poussé que possible compte tenu des moyens utilisés, d'où l'appellation que nous lui avons donnée de méthode d'approches et recentrages successifs.

La phase d'approche initiale du processus s'opère dans un intervalle P d'exploration, en général entre les deux entiers $E(p)$ et $E(p) + 1$. Elle consiste à pratiquer sur P , depuis la borne inférieure $E(p)$, vers la borne supérieure $E(p) + 1$, $(n + 1)$ sondages, à intervalle constant $1/n$, et, après chaque sondage i , à étudier le rapport $(I_i - I_{i-1}) / (I_{i-1} - I_{i-2})$. L'approche et les sondages initiaux prennent fin lorsque cette quantité initialement positive devient négative ou nulle.

Une première phase de centrage commence alors. Elle consiste à définir un nouveau domaine d'exploration, centré sur le maximum provisoire p_j , borné par les précédents points $p_{j-1,1}$, $p_{j+1,1}$, et à se donner un nouvel intervalle de sondage, $1/2 n$.

Une seconde phase d'approche, portant sur cinq sondages, dont deux seulement sont nouveaux, remplace alors la phase de centrage, puis une nouvelle valeur provisoire du maximum étant définie, elle fait place à son tour à une phase de recentrage. L'alternance des centrages et des approches se poursuit ainsi, jusqu'à ce que, k centrages ayant été effectués, les δI_k

associés à l'intervalle $\delta p_k = \frac{1}{2^k n}$ deviennent inférieurs à une quantité très petite, ϵ . Le maximum $p_{j,k-1}$ est alors déclaré maximum de la variable.

En supposant l'ordinateur utilisé pour le calcul fonctionnant en double précision et que par conséquent $\epsilon \approx 10^{-16}$, et en supposant par ailleurs que l'annulation de la dérivée $\frac{\delta I}{\delta p}$ se fasse à $\frac{\delta I_{k-1}}{\delta p_{k-1}} \approx 10^{-6}$ près, ce qui correspond sensiblement à la réalité, on dispose donc avec cette méthode de dix décimales valables sur p . Comme le Δp non-linéaire cherché est en général compris entre 10^{-7} et 10^{-4} , sa détermination par cette méthode peut être considérée comme précise.

4. - Source rectangulaire spatialement incohérente. Couche mince diélectrique à dioptries plans quasi-parallèles. Etude sur l'axe de la source. Etablissement des formules d'approximation à partir de résultats numériques.

Dans le cas d'une fente source, l'écart non-linéaire s'exprime simplement, par une fonction F . Dans le cas d'une source carrée de côté égal à la hauteur de la fente, l'écart non-linéaire C diffère de $2 F$. L'écart $(2 F_0 - C_0)$ est proportionnel à $R^{3/2}$, à $E p_{12}^{7/2}$ et à $(\beta' \gamma')^{9/2}$.

Ce résultat conduit à admettre, pour justifier l'écart $(2F_0 - C_0)$, l'existence de deux termes correctifs, d'importance semblable :

$$2F_0 - C_0 = A |R| E_{p_{12}}^m (\beta' \gamma')^n + B R^2 E_{p_{12}}^p (\beta' \gamma')^q = C.$$

La difficulté est de déterminer A, m, n, B, p et q.

Pour ce faire, on se donne deux valeurs de R, R_1 et R_2 , et pour chacune de ces valeurs, deux valeurs de E_{p_0} , E_1 et E_2 . On note parallèlement quatre valeurs prises par C : C_{11} , C_{21} , C_{12} et C_{22} . Par ailleurs, pour une valeur donnée de E et pour deux valeurs R_1 et R_2 de R, on se donne deux valeurs $(\beta'_1 \gamma'_1)$ et $(\beta'_2 \gamma'_2)$ du produit $(\beta' \gamma')$, ce qui conduit à quatre nouvelles valeurs de C : C'_{11} , C'_{21} , C'_{12} et C'_{22} . En isolant A et B, on obtient alors

$$A E_{p_{12}}^m (\beta' \gamma')^n = \frac{C_1 R_2^2 - C_2 R_1^2}{|R_1 R_2| (|R_2| - |R_1|)}$$

$$B E_{p_{12}}^p (\beta' \gamma')^q = \frac{C_1 |R_2| - C_2 |R_1|}{|R_1 R_2| (|R_1| - |R_2|)}$$

Il s'ensuit, pour m, n, p et q, qu'ils sont égaux à

$$m = \text{Log} \left[\frac{C_{12} R_2^2 - C_{22} R_1^2}{C_{11} R_2^2 - C_{21} R_1^2} \right] / \text{Log} \frac{E_2}{E_1}$$

$$n = \text{Log} \left[\frac{C'_{12} R_2^2 - C'_{22} R_1^2}{C'_{11} R_2^2 - C'_{21} R_1^2} \right] / \text{Log} \frac{\beta'_2 \gamma'_2}{\beta'_1 \gamma'_1}$$

$$p = \text{Log} \left[\frac{C_{12} |R_2| - C_{22} |R_1|}{C_{11} |R_2| - C_{21} |R_1|} \right] / \text{Log} \frac{E_2}{E_1}$$

$$q = \text{Log} \left[\frac{C'_{12} |R_2| - C'_{22} |R_1|}{C'_{11} |R_2| - C'_{21} |R_1|} \right] / \text{Log} \frac{\beta'_2 \gamma'_2}{\beta'_1 \gamma'_1}$$

A et B, d'autant mieux définis que n_c diffère plus de n_s valent alors :

$$A = \frac{1}{(\beta' \delta')^n E_{P_{12}}^m} \frac{C_1 R_2^2 - C_2 R_1^2}{|R_1 R_2| (|R_2| - |R_1|)}$$

$$B = \frac{1}{(\beta' \delta')^q E_{P_{12}}^p} \frac{C_1 |R_2| - C_2 |R_1|}{|R_1 R_2| (|R_1| - |R_2|)}$$

5. - Source fente, spatialement incohérente. Interférences à deux ondes, explorées par récepteur quasi-ponctuel mobile. Formule d'approximation.

L'intensité qui est donnée en ce cas pour l'expression

$$I = 1 + \frac{1}{\beta'_M - \beta'_m} \left[\left(\beta'_M C_{\beta'_M} - \beta'_m C_{\beta'_m} \right) \cos 2\pi p_{12} + \left(\beta'_M S_{\beta'_M} - \beta'_m S_{\beta'_m} \right) \sin 2\pi p_{12} \right]$$

devient, dans la mesure où on se limite aux trois premiers termes des développements de $C_{\beta'}$ et $S_{\beta'}$:

$$I = 1 + \frac{1}{X} \left[\left(X - \gamma_{P_{12}}^2 + Z_{P_{12}}^4 \right) \cos 2\pi p_{12} + \pi p_{12} \left(X' - \gamma'_{P_{12}}^2 + Z'_{P_{12}}^4 \right) \sin 2\pi p_{12} \right]$$

avec

$$X = \beta'_M (1-u) \quad Y = \pi^2 \beta'^5_M (1-u^5)/10 \quad Z = \pi^4 \beta'^9_M (1-u^9)/216$$

$$X' = \beta'^3_M (1-u^3)/3 \quad Y' = \pi^2 \beta'^7_M (1-u^7)/42 \quad Z' = \pi^4 \beta'^{11}_M (1-u^{11})/1320$$

$$u = \beta'_m / \beta'_M$$

On se trouve donc dans un cas en tous points semblable à ceux que nous avons traités précédemment, d'où la solution :

$$\left(\Delta_{P_{12}} / E_{P_{12}} \right) \simeq S_0 \left[(1 + S_0) - (T_0 + R_0 S_0^2) \right]$$

avec ici, dans la mesure où on néglige devant l'unité les termes en β'^4 ou de l'ordre de 10^{-6} ,

$$R_0 = 4\pi^2 E_{P_{12}}^2 / 3$$

$$S_0 \simeq \frac{\beta'^2_M}{6} \left[(1+u+u^2) - \frac{\beta'^2_M}{30} (4-u-6u^2-u^3+4u^4) \right]$$

$$T_0 \approx - \frac{\pi^2 \beta_M'^4 E_{P_2}^2}{70(1+u+u^2)^2} \left[\begin{array}{l} [2+11u+27u^2+41u^3+48u^4+41u^5+27u^6+11u^7+2u^8] \\ - \frac{\beta_M'^2}{90} [80+175u+180u^2+30u^3-240u^4-450u^5-240u^6+30u^7+180u^8+175u^9+80u^{10}] \end{array} \right].$$

Par conséquent, et finalement, l'écart global des franges est donné par :

$$\left(\frac{\Delta p_{12}}{E_{P_2}} \right) \approx \frac{\beta_M'^2}{6} (1+u+u^2) - \frac{4\pi^2}{2835} \beta_M'^6 E_{P_2}^2 \left(1 - \frac{33}{16}u - \frac{3}{4}u^2 + \frac{29}{8}u^3 - \frac{3}{4}u^4 - \frac{33}{16}u^5 + u^6 \right).$$

6. - Source incohérente spectralement. Interférences à deux ondes sur l'axe de la source. Formule d'approximation.

Pour préciser l'écart de position des franges, il suffit d'annuler la dérivée logarithmique par rapport à p_0 de

$$J = a e^{-\pi l^2 p_0^2} \cos 2\pi p_0.$$

Il vient, en posant $p_0 = E_{p_0} + \Delta p_0$, E_{p_0} étant l'entier le plus proche de p_0 , en limitant le développement de $\cos 2\pi \Delta p_0$ à son second terme, et en appelant R_0 et S_0 les quantités $R_0 = 4\pi^2 E_{p_0}^2/3$ et $S_0 = l^2/2\pi$:

$$\left(\frac{\Delta p_0}{E_{p_0}} \right)^3 + \frac{1+S_0}{R_0} \left(\frac{\Delta p_0}{E_{p_0}} \right) + \frac{S_0}{R_0} = 0.$$

On se trouve donc confronté à un problème en tous points semblable à ceux traités précédemment. D'où, en annulant T_0 , et en inversant le signe de S_0 :

$$\left(\frac{\Delta p_0}{E_{p_0}} \right) \approx -S_0 \left[(1+S_0) - R_0 S_0^2 \right],$$

c'est-à-dire, en fin de compte :

$$\left(\frac{\Delta p_0}{E_{p_0}} \right) \approx - \frac{l^2}{2\pi} \left(1 - \frac{l^2}{2\pi} \right) + \frac{l^6}{6\pi} E_{p_0}^2.$$

ANNEXE II

L'opération dans des conditions photographiques linéaires conduit à un interférogramme holographique de visibilité et rendement énergétique

$$V_{\ell} \leq \frac{a}{1 + a^2/4}$$

$$\mathcal{R}_{\ell} \leq \frac{1}{4} \left| 1 + a^2/4 \right|$$

a étant une constante inférieure à 1.

L'opération dans des conditions non-linéaires, de son côté, conduit à :

$$V_{n\ell} \approx \frac{4\pi}{4 + \pi^2}$$

$$\mathcal{R}_{n\ell} \approx \frac{1}{4} \left[1 + \frac{4}{\pi^2} \right]$$

Le passage de la première à la seconde opération s'accompagne donc non seulement d'un gain de visibilité, mais aussi d'un gain de flux.

Tout se passe donc, comme si, en créant des faisceaux diffractés harmoniques, on n'avait prélevé de flux que sur l'ordre zéro, les ordres ± 1 étant respectés, et même, comme si l'affaiblissement de l'ordre zéro profitait aux ordres ± 1 .