

Titre: Stabilité thermique de filtres optiques interférentiels quart d'onde et
Title: à gradient d'indice pour l'astronomie

Auteur: Marie-Maude De Denus-Baillargeon
Author:

Date: 2007

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: De Denus-Baillargeon, M.-M. (2007). Stabilité thermique de filtres optiques
interférentiels quart d'onde et à gradient d'indice pour l'astronomie [Master's
thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
<https://publications.polymtl.ca/7972/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/7972/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Ludvik Martinu, & Claude Carignan
Advisors:

Programme: Unspecified
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

STABILITÉ THERMIQUE DE FILTRES OPTIQUES INTERFÉRENTIELS
QUART D'ONDE ET À GRADIENT D'INDICE POUR L'ASTRONOMIE

MARIE-MAUDE DE DENUS-BAILLARGEON
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
FÉVRIER 2007



Library and
Archives Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*

ISBN: 978-0-494-29225-9

Our file *Notre référence*

ISBN: 978-0-494-29225-9

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

**
Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

STABILITÉ THERMIQUE DE FILTRES OPTIQUES INTERFÉRENTIELS
QUART D'ONDE ET À GRADIENT D'INDICE POUR L'ASTRONOMIE

présenté par: DE DENUS-BAILLARGEON Marie-Maude
en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. PETER Yves-Alain, Ph.D., président

M. MARTINU Ludvik, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. CARIGNAN Claude, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. BLAIS-OUELLETTE Sébastien, Ph.D., membre

REMERCIEMENTS

Je désire remercier ceux et celles qui m'ont aidée pendant ces trois (!) longues années, que ce soit sur le plan académique ou humain.

Tout d'abord, merci à Messieurs Carignan et Martinu qui m'ont proposé un sujet qui m'emballait. Vous avez su me pousser dans le dos au moment opportun et m'avez offert nombre d'occasions intéressantes et stimulantes à saisir (trop souvent hors de mon sujet de recherche hélas!).

Merci à toute l'équipe du LARFIS, Oleg pour cette expérience que tu partages sans compter, les copains du lab, Bill, Jean-Michel, Richard, Étienne, je vous apprécie beaucoup, particulièrement votre sens de l'humour...

Merci aux amis d'astro, Olivier H., Olivier D, Isabelle et tous les autres, qui partagez mon quotidien, le café du matin et des conversations d'égal à égal. J'ai encore beaucoup à apprendre avec vous.

Merci Stéphane, ton amitié, tes critiques et tes conseils m'ont aidée à avancer, et j'espère pouvoir en bénéficier encore.

Francis, je m'en voudrais de passer sous silence l'aide que tu nous apportes, les choses marchent grâce à ton savoir-faire technique et ta diligence.

Et finalement, merci à toi Martin...Merci pour les soupers à la crème glacée, pour ta patience et ton soutien indéfectible même les fois où je me transforme en *Ursus dedenus*.

RÉSUMÉ

La lumière provenant d'objets célestes très éloignés est porteuse d'une énorme quantité d'information concernant leur composition chimique, leur cinématique, leur distance, etc. L'une des branches de l'astronomie étudie les galaxies, ces assemblages d'étoiles, de gaz, de poussière et de matière sombre. Plus particulièrement, la cinématique des galaxies recèle des informations sur la distribution spatiale respective de matière lumineuse et sombre en mesurant par effet Doppler la vitesse de rotation de la galaxie à tout rayon. La vitesse de rotation maximale de ce genre d'objets ne dépassant pas quelques centaines de km/s entre le côté approchant et le côté fuyant, ce domaine d'étude exige donc des instruments capables d'une très grande résolution spectrale.

À cause de la distance gigantesque nous séparant de ces objets, la lumière qui nous en parvient est très ténue. C'est pourquoi toutes les composantes de l'instrumentation doivent être conçues pour minimiser les pertes, et c'est particulièrement vrai pour les filtres à bande passante très étroite qui font partie de ces instruments. Ceci requiert un contrôle très serré des propriétés du filtre. Ceux-ci sont également soumis aux intempéries, ce qui affecte leurs propriétés de transmission et leur durée de vie.

Dans le présent mémoire, nous décrirons toutes les étapes menant du design de filtres à leur fabrication et caractérisation. Nous nous concentrerons sur la comparaison des performances des filtres à gradient d'indice par rapport aux filtres multicouches simple et multi-cavités. Le SiO_2 , TiO_2 et Ta_2O_5 les composant ont été déposés par dépôt chimique en phase vapeur assistée par plasma et par pulvérisation par double faisceau d'ions. Ces couches simples ont été caractérisées pour connaître leurs propriétés optiques et mécaniques. Le comportement en fonction de la température des filtres réalisés, et plus particulièrement la variation de la longueur d'onde centrale de transmission et la largeur de la bande passante, sont interprétés

à la lumière des informations que l'on peut tirer de ces propriétés.

Les propriétés optiques et mécaniques des matériaux utilisés sont cohérentes avec les valeurs trouvées dans la littérature sur le sujet pour les mêmes techniques de dépôt. On retrouve notamment des contraintes en compression dans les couches de 160 et 410 MPa pour le Ta_2O_5 et le SiO_2 produits par DIBS, et de 150 et 60 MPa pour des mélanges produits par PECVD riches en SiO_2 et en TiO_2 respectivement. Des modules d'Young de 109, 73, 55 et 94 GPa et des indices de réfraction de 2,13, 1,49, 1,59 et 2,09 ont quant à eux été trouvés pour ces mêmes matériaux. La variation des propriétés des mélanges de matériaux reproduit également qualitativement les données de la littérature.

Des variations de $\simeq 0,04\text{\AA}/^\circ\text{C}$ pour les multicouches produites par DIBS et de $-0,004\text{\AA}/^\circ\text{C}$ et $0,19\text{\AA}/^\circ\text{C}$ pour les filtres multicouches et à gradient d'indice respectivement produits par PECVD ont été mesurées. Ces résultats coïncident avec les valeurs trouvées en calculant la stabilité thermique de la longueur d'onde centrale par la formule de Takashashi. La largeur de la bande passante varie également, et l'amplitude de cette variation semble reliée au nombre de cavités dans le design. Ceci nécessitera toutefois du travail supplémentaire pour déterminer la relation existant entre le nombre de cavités et l'élargissement/rétrécissement de la bande passante avec la température.

ABSTRACT

Light coming from far-away astronomical objects carries a variety of information ranging from chemical composition to distance and kinematics. Amongst these astronomical bodies, galaxies are widely studied objects : they are slowly rotating entities made of gas, stars and dark matter, and their properties are broadly distributed. Rotation velocities of galaxies yield very important information, namely the mass enclosed in the rotation radius, and thus the respective distribution of luminous and dark matter. To determine the rotation velocity, the Doppler effect is a convenient tool. As an emission or absorption line shifts from its reference position, it is possible to calculate the approaching or receding velocity. The maximal rotation velocity difference between the approaching and receding sides is at most a few hundreds of km/s, which translates in a few nm shift from the rest wavelength at most, thus calling for very precise spectral information.

Due to their distance, the objects observed with astronomical instrumentation are very faint. Optical instruments for astronomy thus require high throughput optical film systems, particularly those based on notch/bandpass filters with low/high in-band transmission and high/low out-of-band blocking power. This calls for very high film uniformity and high precision of film monitoring and process control. Such filters must also survive extreme environmental conditions ranging from fresh and humid climate to cryogenic temperatures.

In the present work, we describe all steps leading from filter design to filter fabrication, process monitoring, and characterization. In particular, we focus on the comparison of the performance of graded-index (rugate) filters and quarter-wave stack narrowband filters deposited by plasma enhanced chemical vapor deposition and dual ion beam sputtering using SiO_2 , TiO_2 and Ta_2O_5 .

Optical and mechanical properties of the individual films have been evaluated and are consistent with those found in the litterature reporting on the same techniques.

Namely, we find values of compressive stress of 160 and 410 MPa for layers of Ta_2O_5 and SiO_2 deposited by DIBS and of 150 and 60 MPa for PECVD-deposited SiO_2/TiO_2 mixtures rich in SiO_2 and TiO_2 respectively. Young's modulus of 109, 73, 55 and 94 GPa and refraction index of 2,13, 1,49, 1,59 and 2,09 have also been measured for those same materials. Properties of materials mixtures behave qualitatively as the ones reported in references on the subject.

Attention is paid to the effect of temperature on the variation of the central wavelength and bandpass width. The results are discussed in terms of film material and filter design. We report variations of $\simeq 0,04\text{\AA}/^\circ C$ for multilayers DIBS-produced filters and $-0,004\text{\AA}/^\circ C$ and $0,19\text{\AA}/^\circ C$ for PECVD-deposited quarter-wave stacks and rugate filters respectively. These results match the predictions made by Takashashi's formulae. The bandwidth varies as well with temperature, and the extent of the variation seems related to the number of cavities in the filter. Further work is still needed in order to clearly establish the relation between the number of cavities and the bandpass' narrowing/widening with temperature.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES TABLEAUX	xiii
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES	xiv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 RAPPELS THÉORIQUES	4
1.1 Cinématique des galaxies	5
1.1.1 Cinématique des galaxies	5
1.1.2 Instrumentation astronomique en cinématique des galaxies .	14
1.2 Optique des couches minces	25
1.2.1 Filtres multicouches	25
1.2.2 Filtres à gradients d'indice	35
1.2.3 Effets de la température sur un empilement de quarts d'onde	37
CHAPITRE 2 MONTAGES EXPÉRIMENTAUX	42
2.1 Techniques de fabrication des couches optiques	42
2.1.1 Effet du procédé sur la microstructure et les propriétés . .	42
2.1.2 Pulvérisation à double faisceau d'ions	46
2.1.3 Déposition chimique en phase vapeur assistée par plasma .	52

2.2	Système de monitoring	56
2.2.1	Monitoring de couches quart d'onde	57
2.2.2	Monitoring sur l'appareil DIBS	60
2.2.3	Monitoring sur le réacteur PECVD	61
2.3	Design des filtres	62
2.3.1	<i>TFCalc</i>	63
2.3.2	<i>SL Filters</i>	64
2.4	Caractérisation des couches minces et des filtres	65
2.4.1	Caractérisation optique	65
2.4.2	Caractérisation mécanique	65
2.4.3	Chambre de test environnemental pour la caractérisation des filtres	67
CHAPITRE 3 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX		69
3.1	Résultats des observations en absorption	70
3.2	Design de filtres	75
3.3	Monitoring	81
3.3.1	Installation au DIBS	82
3.3.2	Modification sur le système PECVD	89
3.4	Caractéristiques des matériaux déposés	90
3.4.1	Caractéristiques optiques	92
3.4.2	Caractéristiques mécaniques	94
3.5	Performance des filtres produits	100
3.5.1	Uniformité	102
3.5.2	Performances en température	107
CONCLUSION		112
RÉFÉRENCES		115

LISTE DES FIGURES

FIG. 1.1	Structure d'une galaxie spirale	7
FIG. 1.2	Caméra FaNTOMM	16
FIG. 1.3	Interférence dans un Fabry-Perot	17
FIG. 1.4	Transmission de l'instrument	21
FIG. 1.5	Transmission idéale d'un filtre à bande étroite	22
FIG. 1.6	Transmission d'un ordre supplémentaire	23
FIG. 1.7	Simulation de l'effet du recouvrement d'interfrange	24
FIG. 1.8	Réflectivité des miroirs et transmission résultante	34
FIG. 2.1	Schéma des mécanismes lors du bombardement	44
FIG. 2.2	Modèle de structure de zone	47
FIG. 2.3	Schéma du système de dépôt DIBS	50
FIG. 2.4	Schéma d'un système de dépôt PECVD	55
FIG. 2.5	Exemple de courbe de monitoring	58
FIG. 2.6	Algorithme de contrôle des dépôts à gradient d'indice	63
FIG. 2.7	Corrections sur un profil d'indice de dépôt	64
FIG. 2.8	Chambre de test environnemental	68
FIG. 3.1	Intensité du flux de NGC 2985	71
FIG. 3.2	Spectres bruts de diff. points de NGC 2985	72
FIG. 3.3	Spectres normalisés en diff. points de NGC 2985	73
FIG. 3.4	Transmission du filtre utilisé	75
FIG. 3.5	Comparaison de différents designs	79
FIG. 3.6	Design final	80
FIG. 3.7	Système de monitoring en longueur d'onde ajustable	84
FIG. 3.8	Calibration du monochromateur	85
FIG. 3.9	Exemple de bruit dans la courbe de monitoring	87
FIG. 3.10	Courbe de monitoring	89

FIG. 3.11	Mesures de stress des couches simples	96
FIG. 3.12	Transmission des filtres déposés	103
FIG. 3.13	Profil de transmission—filtre d'évaluation de l'uniformité . .	104
FIG. 3.14	Mesure de l'uniformité	106
FIG. 3.15	TSCW. vs nb de cavités	108
FIG. 3.16	TSCW. vs matériaux et designs	108

LISTE DES TABLEAUX

TAB. 2.1	Paramètres de dépôts au DIBS	51
TAB. 2.2	Paramètres de dépôt par PECVD	56
TAB. 3.1	Modélisation des raies	74
TAB. 3.2	Escarpelement des bandes passantes pour différents nb. de cavités	77
TAB. 3.3	Propriétés mécaniques et optiques tirées de la littérature . .	91
TAB. 3.4	Caractéristiques optiques des matériaux déposés	92
TAB. 3.5	Caractéristiques mécaniques des matériaux déposés	98

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

DIBS :	Dual Ion Beam Sputtering
DO :	Demi-Onde
ERD :	Elastic Recoil Detection
FP :	Fabry-Perot
FaNTOMM :	F abry-Perot de N ouvelle T echnologie pour l' O bservatoire du m ont- M égantic
FTS :	Fourier Transform Spectroscopy
H :	couche QO de haut indice de réfraction
ISL :	Intervalle Spectral Libre
L :	couche QO de bas indice de réfraction
LAE :	Laboratoire d'Astrophysique Experimental
LAM :	Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
MIS :	Milieu Inter Stellaire
MOS :	Multi Object Spectroscopy
PECVD :	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
PID :	Proportionnelle Intégrale Dérivée
P.R. :	Pouvoir de Résolution
PVD :	Physical Vapour Deposition
QO :	Quart d'Onde
RFN :	Radio-Frequency Neutralizer
TF :	Transformée de Fourier
TSCW :	Temperature Stability of Central Wavelength
XPS :	X-ray Photoelectron Spectroscopy
XRD :	X-Ray Diffraction

INTRODUCTION

Les filtres optiques composés de couches minces sont utilisés depuis de nombreuses décennies déjà et ce, dans des domaines très variés. L'astronomie est l'un de ces domaines où les filtres optiques sont inextricablement liés à la réussite d'observations de qualité. La lumière provenant des astres porte une effarante quantité d'informations utiles pour en étudier la cinématique, la composition chimique, la dynamique, etc. Cependant, considérer toute la lumière que ces étoiles, planètes, galaxies nous envoient est à peu près l'équivalent d'écouter la radio tous les postes en même temps. Résultat ? Une cacophonie épouvantable. Il faut donc, à l'aide de l'instrumentation, être capable d'isoler n'importe quelles fractions voulues du spectre envoyé par ces objets astronomiques.

Une partie de ce travail de sélection est déjà fait par la limite intrinsèque des détecteurs utilisés, ceux-ci n'étant sensibles qu'à une partie du spectre électromagnétique. Toutefois, pour certains domaines de recherche, cette plage de sensibilité est encore très étendue par rapport au domaine spectral recherché. En effet, il est beaucoup plus efficace à la fois au niveau des coûts que de la simplicité d'observation de construire des instruments capables de couvrir une très large plage de longueurs d'onde et de ne venir sélectionner qu'une faible partie du spectre atteignant ce détecteur. C'est ici qu'interviennent les filtres optiques qui font le sujet de ma maîtrise. Ces filtres, à bande plus ou moins large, sont utilisés entre le télescope et le détecteur afin de ne sélectionner que les longueurs d'onde pertinentes.

Il existe une incertitude concernant le vieillissement des filtres interférentiels et de leur comportement vis-à-vis de la température, et leurs propriétés ne concordent pas toujours avec les exigences demandées. Le développement de nouveaux filtres optiques et l'étude de leur stabilité ont encouragé une collaboration étroite entre

le groupe d'astronomie du département de physique de l'Université de Montréal et le département de génie physique de l'École Polytechnique de Montréal à cause de l'expertise qu'on y retrouve dans le domaine des couches minces. Le Laboratoire des revêtements fonctionnels et d'ingénierie des surfaces (LaRFIS), impliqué depuis de nombreuses années dans ce secteur de la physique et de la technologie, possède des compétences à la fois dans le design des filtres optiques et dans la caractérisation des propriétés optiques et mécaniques des matériaux déposés et possède également de nombreux systèmes permettant le dépôt d'une grande variété de matériaux, ce qui en faisait le partenaire complémentaire idéal.

À cause de mon intérêt personnel pour l'astronomie autant que pour les couches minces, ce projet de maîtrise se décline donc en deux volets. Tout d'abord un volet couche mince, duquel découle la conception et la fabrication d'un filtre optique qui devait, selon les objectifs originaux de la maîtrise, posséder des caractéristiques stables et être utilisable au télescope. Ensuite, un volet tourné plus spécifiquement vers l'astronomie dont les données ont été prises à l'aide d'un filtre en tout point semblable à celui que j'avais pour objectif de fabriquer. Ce sont les résultats de ces observations discutés à la section 3.1, de même que certains délais dans le travail expérimental qui ont obligé la réorientation vers d'autres objectifs. L'objectif principal de la maîtrise s'est alors porté sur la comparaison des performances de plusieurs types de filtres, composés de matériaux fabriqués par procédés différents, et particulièrement leur comportement dans le contexte des changements de température survenant lors d'observations au télescope.

Je commencerai donc d'abord par introduire au chapitre 1 les fondements théoriques qui s'appliquent à la cinématique des galaxies et à la conception de filtres interférentiels et leurs comportements en température de même que la revue de littérature pertinente à ces deux sujets. Ensuite, je présenterai au chapitre 2 les montages expérimentaux utilisés dans la fabrication et l'évaluation des perfor-

mances des filtres. Puis, au chapitre 3, je présenterai les résultats expérimentaux découlant des travaux effectués et discuterai de ces résultats par rapport aux exigences posées par l'observation astronomique.

CHAPITRE 1

RAPPELS THÉORIQUES

Bien que la plupart des domaines de recherche astronomique utilisent des filtres optiques interférentiels, le projet-pilote s'est tourné vers les exigences du champ très vaste d'étude qu'est l'astronomie extra-galactique, plus particulièrement le domaine de la cinématique des galaxies. Les galaxies sont des structures gravitationnellement liées supportées par la rotation ou la dispersion des vitesses. En effet, ne serait-il de cette rotation ou dispersion, les galaxies s'effondreraient sur elles mêmes. Puisque l'on considère ces systèmes comme étant en équilibre dynamique, il est possible en connaissant la vitesse de rotation d'un certain rayon de la galaxie de déterminer la masse comprise à l'intérieur de celui-ci. Ces données sont par la suite confrontées à la luminosité surfacique de la galaxie afin de modéliser la distribution de matière lumineuse.

L'effet Doppler est un outil de choix pour la détermination des vitesses de rotation en chaque rayon de la galaxie. Il suffit de choisir une longueur d'onde à laquelle une particularité spectrale (raie d'émission, d'absorption, etc.) est observable, puis de mesurer le décalage de cette raie par rapport à sa longueur d'onde au repos. Dans cette section, je ferai une revue de littérature sur la cinématique des galaxies et je décrirai comment l'instrumentation se met au service de l'astronomie afin de mesurer la vitesse de rotation de chaque point de la galaxie.

Le rôle des filtres interférentiels au sein de l'instrument sera discuté dans la section 1.1.2, de même que les qualités desquelles ils devraient être pourvus. La question des conditions d'observation sera également abordée, puisque les instruments astronomiques sont laissés à l'extérieur lors des observations. Ceci a le désavantage

de rendre les filtres sujets aux changements de température et aux effets néfastes des intempéries, ce qui exige l'optimisation de leurs performances. Afin de garantir la qualité des observations, il importe donc de prendre en compte non seulement le design optique des filtres pour le choix des matériaux, mais aussi la variation de leurs propriétés dans les conditions prévalantes sur le site d'observation.

1.1 Cinématique des galaxies

Seules les bases de la cinématique des galaxies sont rappelées ici. La structure des galaxies spirales est expliquée plus en détail puisque ce sont les objets d'étude pour lesquels les filtres seront fabriqués. Un lecteur plus intéressé serait invité à consulter des ouvrages de référence tels que le *Galactic astronomy* de Binney & Merrifield ou les articles cités.

1.1.1 Cinématique des galaxies

Les galaxies sont des objets célestes composés de gaz, poussières et étoiles venant dans toute une variété de formes. Classifiées d'après leur morphologie, elles présentent également des différences dans leur cinématique, leur population stellaire, leur formation, etc. La classification originale des galaxies date de Hubble [HUBBLE, 1936] qui, avec son diagramme en fourchette essaya de déterminer une séquence évolutive des galaxies d'après leur morphologie. Bien que la théorie originale ait été déclarée erronée depuis, l'artefact de cette classification est que l'on nomme encore les galaxies en deux types : les galaxies de type précoce et les galaxies de type tardif. On utilise maintenant généralement la classification de de Vaucouleurs [DE VAUCOULEURS, 1957] du catalogue RC3, qui ressemble beaucoup au schème de classification original mais inclut les galaxies irrégulières, fait la dis-

tinction selon la présence d'anneaux, et raffine les divisions des types originaux.

Les galaxies de type précoce sont d'apparence lisse, de forme ellipsoïde, composées d'étoiles généralement vieilles et faibles en métaux, et possèdent peu de gaz ionisé et de poussières. On les retrouve le plus souvent au sein d'amas, quoiqu'il en existe des isolées. Les galaxies elliptiques sont réparties en 7 sous-types E_n , allant de $E0$ à $E7$, selon leur ellipticité apparente, où $n=10[1-\frac{b}{a}]$, a étant le grand axe de la galaxie et b étant le petit axe. Leur luminosité varie dans la bande bleue du spectre visible en fonction de la racine quatrième de leur rayon et on peut l'attribuer à la luminosité cumulative de la myriade d'étoiles qui la composent. On appelle cette distribution la loi de de Vaucouleurs. Le milieu interstellaire (MIS) de ces galaxies comporte non seulement une fraction d'hydrogène neutre et de poussière, mais également un plasma très chaud à une température d'environ $T \sim 10^6 K$ lorsqu'on les trouve dans des amas montrant de l'émission en rayons X.

Quant aux galaxies de type tardif, ce sont celles qui sont qualifiées de spirales et irrégulières. Elles sont constituées de plusieurs composantes qu'il est possible de voir à la figure 1.1 :

- **Bulbe central**

Règle générale, le bulbe est le plus souvent composé d'étoiles de métallicité comparable à celle du soleil ou plus faible, il est faible en gaz et sa luminosité suit la loi de de Vaucouleurs, en $R^{1/4}$ tout comme les galaxies elliptiques. Il peut arriver toutefois que certains phénomènes de transport au sein des galaxies charrent du gaz vers les régions centrales. La loi de luminosité, l'âge et la composition de la population stellaire en sont alors modifiées [KORMENDY and KENNICUT, 2004]

- **Disque**

- *Disque mince* : Ce disque inclut la composante stellaire jeune et métallique (semblable à celle du soleil), de même que le MIS (composé d'hydrogène

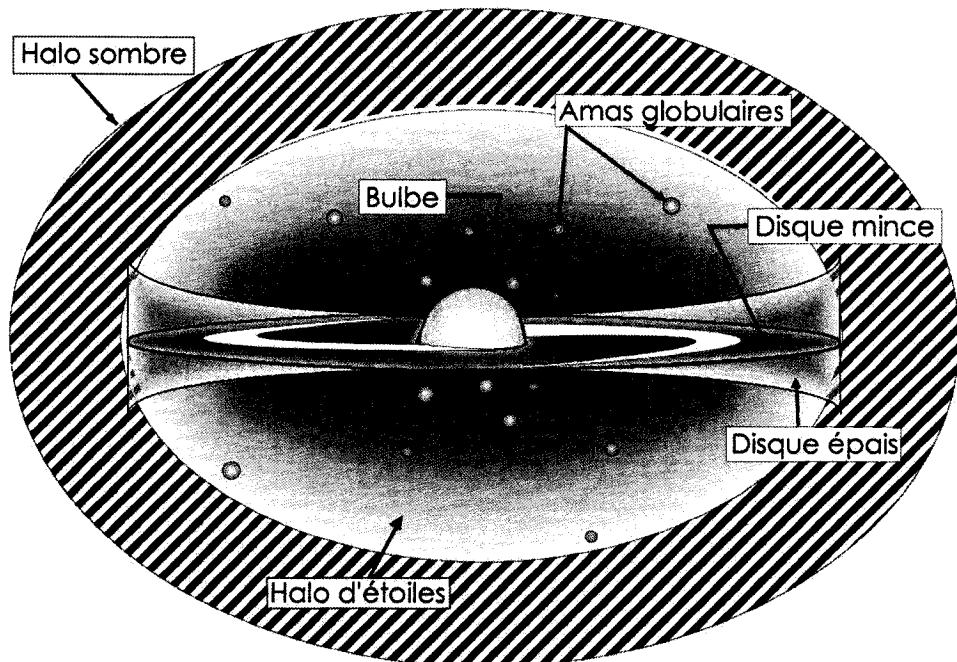


FIG. 1.1 Représentation schématique de la structure d'une galaxie spirale.

neutre (HI), ionisé (HII) et moléculaire (H_2), de poussières et de composés moléculaires). Les étoiles du patron spirale sont plus jeunes que celles qui se trouvent entre les bras.

– *Disque épais* : Le disque épais est composé d'étoiles plus vieilles et plus pauvres en métaux que celles du disque mince, dont l'épaississement est dû à des interactions entre galaxies provoquant ainsi l'«échauffement».[QUINN et al., 1993]

• Halo

– *Amas globulaires et halo stellaire* : Les amas sont composés d'environ 10^4 - 10^6 étoiles chacun, ont une distribution centrée sur le centre galactique, leur âge est plus élevé que celui du bulbe et leur métallicité plus faible, bien qu'une sous-population d'amas globulaires présente des caractéristiques plus proches de celles du disque [PEEBLES and DICKE, 1968; ZINN, 1985] Un halo stellaire

d'étoiles de très faible métallicité et dont les vitesses sont très dispersées proviennent de la dissipation des amas et des processus gravitationnels lors de fusions de galaxies. [KENNICUTT, 1989]

- *Halo sombre* : la nature et les caractéristiques du halo sombre seront discutées dans la section suivante.

La forme aplatie du disque des galaxies spirales avait depuis longtemps laissé soupçonner que la rotation pourrait avoir un rôle à y jouer, mais il fallut attendre les travaux de Oort et de Lindblad [OORT, 1927; LINDBLAD, 1926] sur les mouvements propres des étoiles environnantes du soleil pour confirmer qu'un tel phénomène était à l'oeuvre, à tout le moins dans notre galaxie.

Lorsqu'un système est à l'équilibre dynamique, deux forces s'opposent : la force exercée par un potentiel gravitationnel, et la force due à l'accélération radiale due au mouvement de rotation :

$$\frac{V^2(\mathcal{R})}{\mathcal{R}} = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \mathcal{R}} \right)_{z=0} \quad (1.1)$$

où $V(\mathcal{R})$ est la vitesse en fonction du rayon et Φ est le potentiel gravitationnel. Pour une masse ponctuelle m dans un cas de mouvement circulaire uniforme autour d'une masse M , si $M \gg m$ on aurait l'équation suivante, qui n'est en fait que la troisième loi du mouvement de Kepler :

$$V = \sqrt{\frac{GM}{\mathcal{R}}} \quad (1.2)$$

où G est la constante gravitationnelle universelle, et \mathcal{R} est le rayon de l'orbite.

Il est donc possible, à partir des étoiles ou du MIS, de mesurer la vitesse de rotation circulaire de chaque point de la galaxie. Puisqu'il est impossible à cause de la distance et de la lenteur de la rotation de mesurer des mouvements propres dans

d'autres galaxies, on mesure la vitesse circulaire à l'aide du décalage Doppler d'une structure spectrale particulière. Il peut s'agir d'une raie d'émission, d'absorption ou d'une arête (*edge*). Les étoiles émettent un spectre continu thermalisé sur lequel se superposent les raies d'absorption des éléments chimiques présents dans leurs couches supérieures. Une grande variété de raies principalement métalliques est ainsi disponible. Les étoiles très chaudes et massives émettent également des ultraviolets, ce qui ionise l'hydrogène se trouvant à proximité. Ce gaz réemet à son tour une série de raies caractéristiques dont on peut faire usage pour mesurer la cinématique des galaxies.

Le décalage Doppler d'une longueur d'onde λ_0 émise par un corps en mouvement s'exprime comme suit :

$$\Delta\lambda = \frac{V}{c}\lambda_0 \quad (1.3)$$

où la vitesse V de l'objet est exprimée de façon négative pour un objet s'approchant et positive pour un objet s'éloignant de l'observateur.

Bien sûr, dans le cas des galaxies, il faut tenir compte du caractère continu de la distribution de masse et l'équation de Poisson nécessite que :

$$\nabla^2\Phi = -4\pi\rho G \quad (1.4)$$

où ρ est la densité massique.

La solution de l'équation de Poisson dans le cas d'un disque sont les différentes formes de l'équation de Bessel. Toomre, [TOOMRE, 1963] et après lui Freeman, [FREEMAN, 1970] résolvent le problème en décomposant le profil de densité surfacique en intégrales de Fourier-Bessel en solvant les intégrales, après quelques astuces mathématiques que l'on peut retrouver dans l'article original de Toomre et

des tables interminables d'intégrales de Bessel, on retrouve :

$$\mu(\mathcal{R}) = \frac{1}{2\pi G} \int_0^\infty \frac{dV^2}{du} \left(\frac{2}{\pi \mathcal{R}} K\left(\frac{u}{\mathcal{R}}\right) \right) \quad (1.5)$$

ce qui s'intègre numériquement en connaissant la valeur de la vitesse circulaire en chaque point. Attention toutefois, car pour une vitesse circulaire calculée d'après l'effet Doppler, nous n'avons que la vitesse radiale (c'est-à-dire sur la ligne de visée entre l'observateur et la galaxie), c'est-à-dire qu'il faut déprojeter en tenant compte de l'angle de la galaxie.

La même décomposition de Fourier-Bessel et sa résolution analytique ont permis à Freeman de tracer le potentiel attendu pour une distribution de matière qui suit la distribution lumineuse. L'hypothèse de départ en ce qui concerne la distribution de la masse reposait sur une étude colorimétrique des galaxies. En effet, la masse des étoiles et leur luminosité à une longueur d'onde particulière n'est pas parfaitement corrélée. Le rapport masse/luminosité dépend du type d'étoiles. Le spectre d'une étoile prend la forme d'un spectre d'émission de corps noir. Le maximum de l'émission lumineuse dépend de sa température et n'est pas toujours centré au même endroit. En comparant donc la magnitude d'une galaxie prise en deux bandes différentes, il est possible de déterminer si la composition moyenne de la population stellaire reste constante partout dans le disque galactique, et donc si le rapport masse/luminosité peut être considéré comme constant. La densité surfacique $\mu(R)$ s'exprime alors comme :

$$\mu(\mathcal{R}) = \mu_0 e^{-\alpha \mathcal{R}} \quad (1.6)$$

où le μ_0 est déduit de la luminosité surfacique centrale et du rapport présumé masse/luminosité et α^{-1} est le rayon caractéristique où la luminosité surfacique décroît d'une magnitude par rapport à la luminosité surfacique centrale.

Or il apparut clairement que la masse que l'on pouvait recenser à partir de la luminosité n'était pas suffisante pour rendre compte de la courbe de rotation. D'après les courbes de 4 galaxies différentes, Freeman déduisit qu'il devait y avoir de la masse non détectée au delà du rayon optique. Le problème avait déjà été soulevé dans des articles sur les amas de galaxie [ZWICKY, 1937], mais peu de crédit avait été accordé à ces calculs à cause des trop grandes incertitudes. Certaines courbes de galaxies individuelles avaient également montré des anomalies, mais on avait supposé simplement que le rapport masse/luminosité pouvait varier, ce qui donnait à l'époque des différences notables entre les rapports à rayons différents [ALLER, 1942; RUBIN et al., 1965].

Bien sûr, avant les années 1950, les observations de la transition hyperfine de l'hydrogène neutre (HI) dans les longueurs d'onde radio des galaxies n'étaient pas disponibles. Les premières observations de galaxies normales en radio datent de peu de temps après la seconde guerre [HANBURY-BROWN and HARZARD, 1952; LESLIE, 1960]. Les données en HI sont particulièrement intéressantes à cause du fait que l'hydrogène neutre s'étend bien au-delà du rayon auquel on retrouve des étoiles. En effet, en deçà d'une certaine densité, la formation d'étoile ne se fait plus, ce qui rend impossible la mesure des vitesses à grand rayon avec des appareils optiques. À cause de l'accord relativement bon des données avec la théorie à faible rayon, il n'est pas surprenant que le problème n'ait pas été détecté avant.

Les mesures à grand rayon ont permis de détecter un autre phénomène touchant les disques galactiques : le gauchissement du disque d'hydrogène. À cause de ce gauchissement, il devient nécessaire de modéliser la galaxie pour trouver correctement la vitesse circulaire. La méthode des anneaux inclinés permet une telle chose et est utilisée dans les algorithmes d'ajustement des courbes de rotation tels AIPS et GIPSY. Ce modèle provient encore des analyses mathématiques de Hunter et Toomre [HUNTER and TOOMRE, 1969] des potentiels de disques. On représente

donc la vitesse pour des anneaux de rayon R possédant une certaine largeur :

$$V_{\text{obs}} = V_{\text{sys}} + V_{\text{rot}}(\mathcal{R}) \cos \theta \sin i \quad (1.7)$$

où V_{sys} est la vitesse systémique (vitesse nette du centre de la galaxie par rapport à l'observateur), V_{rot} est la vitesse de rotation, θ est l'angle définissant l'orientation de l'axe majeur du disque par rapport au plan du ciel et i est l'inclinaison de l'anneau.

Les galaxies spirales peuvent montrer des vitesses de rotation jusqu'à quelques centaines de km/s. Cette information peut se révéler utile afin d'avoir une idée approximative de la distance nous en séparant, car leur vitesse maximale semble corrélée avec leur luminosité, phénomène connu sous loi de Tully-Fisher [TULLY and FISHER, 1977]. Les galaxies elliptiques quant à elles, sont caractérisées par le fait que le rapport entre σ la dispersion de leurs vitesses et v la vitesse maximale de rotation (rapport σ/v) est près de l'unité, c'est-à-dire que la cinématique des étoiles les composant est dominée par la dispersion. De la même façon que les galaxies spirales sont régies par la loi de Tully-Fisher, les galaxies elliptiques répondent à la loi de Faber-Jackson qui relie la dispersion maximale des vitesses et la luminosité. Les galaxies elliptiques montrent toutefois également une légère composante de rotation autour de leur plus petit axe, ce qui contribuerait à aplatiser ces objets.

Matière sombre et alternative

C'est donc à partir des années 1970 qu'il fallut introduire une nouvelle explication pour la forme des courbes de rotation. À ce jour, quelques théories sont toujours concurrentes, mais l'on distingue entre elles certaines théories plus populaires. Celle recueillant le plus large consensus est l'existence de matière sombre qui ne serait détectable jusqu'à maintenant que par ses effets gravitationnels. On analyse les

données en supposant une contribution non-lumineuse au budget de masse de la galaxie. On ajuste donc plusieurs composantes à la courbe : la composante du disque lumineux, le disque d'hydrogène neutre et un halo sombre.

De nombreux chercheurs se sont interrogés sur sa nature et son comportement, recourant abondamment aux simulations numériques afin de prédire sa façon de s'assembler au sein des galaxies, amas et superamas [NAVARRO et al., 1997; BOWER et al., 2006]. Le comportement de lentille gravitationnelle simple et non multiple des amas de galaxies joue en faveur de cette explication. De nombreuses particules ont été tour à tour candidates au titre de matière sombre, les unes se révélant trop légères, les autres pas assez abondantes. Il n'existe pas à ce jour de particules détectées qui puissent en satisfaire les exigeantes conditions. De plus, il subsiste certains problèmes quant à l'accord entre les simulations et les observations. Les courbes de rotation des galaxies ne concordent pas nécessairement, surtout à petit rayon, avec les modèles élaborés par les simulations [BLAIS-OUELLETTE et al., 2001; DE BLOK et al., 2003], même avec une grande précision sur la détermination de la vitesse dans les régions centrales. Aussi, il s'avère difficile de comparer la distribution tridimensionnelle de matière sombre observée et prédite, car les observations arrivent à des conclusions diverses et pas nécessairement cohérentes à ce sujet. Difficile en effet de lever certaines indéterminations à l'aide des effets sur un disque qui lui, est bidimensionnel.

Malgré ces failles, c'est tout de même l'hypothèse retenant le plus de considération. L'une des alternatives les plus populaires ne récolte que peu d'appuis et ce pour plusieurs raisons. Cette théorie, la *MOdified Newton Dynamics* (MOND) repose comme son nom l'indique sur une modification du comportement de la dynamique newtonienne [MILGROM, 1983; SANDER, 2002]. Elle stipule que l'attraction gravi-

tationnelle s'exprimerait

$$g_n = g\mu \left(\frac{|g|}{a_0} \right) \quad (1.8)$$

où μ est une fonction, g est l'expression de la gravité, g_n est la gravité Newtonienne et a_0 est une constante. À très grand rayon, g ne se comporterait pas comme g_n , mais plutôt comme $\sqrt{g_n a_0}$. Ceci permet de supposer qu'à très faible attraction, les lois de la gravité se comporteraient différemment et pourraient par le fait même expliquer les anomalies dans les courbes de rotation des galaxies spirales. Les tenants de cette théorie arguent même pouvoir offrir une explication à d'autres phénomènes (loi de Tully-Fisher, par exemple). Toutefois, jusqu'à maintenant, la prédiction des courbes de rotation de galaxies individuelles n'est pas convaincante et nécessite l'ajustement de la constante a_0 qui devrait normalement être une constante physique fixe [BLAIS-OUELLETTE et al., 2001]. De plus, il semble impossible de trouver d'autres cas que la physique extragalactique qui requerraient cette explication et il semble qu'elle soit invérifiable expérimentalement.

1.1.2 Instrumentation astronomique en cinématique des galaxies

Quelques façons de faire sont utilisées pour recueillir l'information spectrale des objets célestes, mais je me concentrerai plutôt ici sur l'instrument bâti par le Laboratoire d'astrophysique expérimentale (LAE) de l'Université de Montréal car c'est pour cet instrument que les filtres que j'avais à fabriquer étaient destinés.

Puisque les galaxies ne sont pas des objets ponctuels et que l'on est justement intéressé à voir les différences dans le spectre en fonction de la position sur la galaxie, un seul spectre global de la galaxie n'est pas suffisant, bien qu'il soit possible d'en retirer quelques informations à partir d'analyses de profil de raie, par exemple à l'aide de la décomposition en facteurs de Gauss-Hermite.

Plusieurs techniques spectroscopiques existent donc, parmi lesquelles on retrouve la spectroscopie dispersive et interférométrique et la spectroscopie par résonance dans les circuits électriques (ondes radio) ou directement dans les atomes. Nous nous attarderons ici seulement à la première méthode. La spectroscopie dispersive consiste à utiliser une pupille d'entrée puis un réseau dispersif et enfin un détecteur imageant le spectre. Cette pupille d'entrée peut être un sténopé (*pinhole*) pour un objet unidimensionnel, une fente longue ou encore un réseau de sténopés ou de fentes (MOS—Multi Object Spectroscopy). La spectroscopie à longue fente est utilisée fréquemment en cinématique des galaxies à cause de sa facilité d'exécution. Toutefois cette technique est très sensible au positionnement de la fente, qui doit coïncider avec le grand axe de la galaxie. Malheureusement, des erreurs de projection dues entre autres à la présence de barre et de gauchissement du disque viennent affecter considérablement les données. Il est donc plus avantageux d'utiliser un système qui peut extraire l'information spectrale en 2D puisque les galaxies ne sont pas des objets ponctuels.

Bien que les spectromètres MOS s'approchent un peu de cette situation avec un grand nombre de pupilles, une étape supérieure est atteinte avec les spectromètres imageurs. On les appelle imageurs car leurs données peuvent être représentées en forme de cubes, chaque tranche de celui-ci représentant une image à une longueur d'onde différente. On en distingue deux types : le premier est le spectromètre à transformée de Fourier (FTS—Fourier Transform Spectroscopy). Son principe est celui d'un interféromètre de Michelson où l'on introduit une différence de marche dans l'un des bras et l'on récupère l'interférogramme en chaque point, sur lequel on effectue une transformée de Fourier pour retrouver la composante spectrale. Le principe de ces interféromètres est prometteur, en ce sens que l'information spectrale recueillie est très vaste, mais il se heurte à des problèmes techniques quasi insurmontables quand vient le temps de l'introduire au télescope. Quant au second

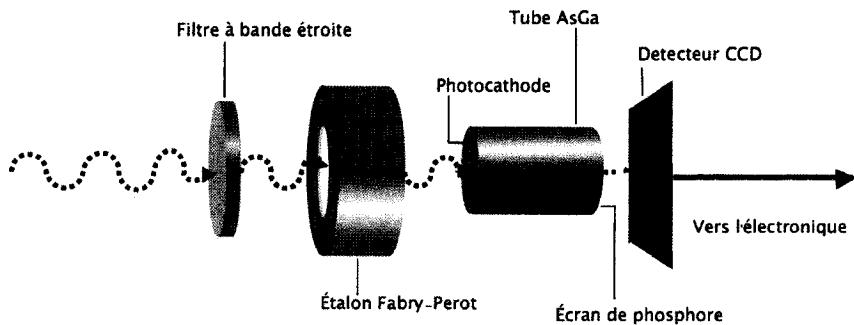


FIG. 1.2 Schéma simplifié de la caméra à comptage de photon FaNTOMM.

type, c'est celui qui est décrit plus bas et sur lequel repose la caméra FaNTOMM (Fabry-Perot de Nouvelle Technologie pour l'Observatoire du mont-Mégantic).

Caméra à comptage de photon (FaNTOMM)

Ce spectromètre imageur a été élaboré par collaboration entre le LAE et le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM) afin de pouvoir répondre à deux objectifs : récupérer l'information spectrale pour chacun des points spatialement résoluble d'une galaxie et, à cause de la distance et la nature des galaxies, pouvoir détecter d'infimes flux de lumière sans ambiguïté. Cette caméra combine donc un séparateur spectral, un amplificateur et une électronique permettant de minimiser l'introduction de bruit. Le fonctionnement de la caméra est introduit ici pour bien remettre en contexte le rôle et les caractéristiques voulues du filtre interférentiel à fabriquer. L'article d'Hernandez [HERNANDEZ et al., 2003] explique en détail le fonctionnement de la caméra.

Voilà expliquées ci-dessous les différentes parties de la caméra :

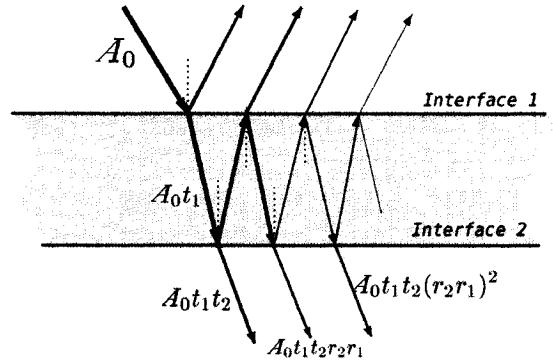


FIG. 1.3 Interférences multiples au sein d'une cavité Fabry-Perot.

Assemblage d'amplification et détecteur CCD

Un photon incident frappe d'abord une photocathode refroidie qui le convertit en électron. Cet électron passe ensuite par un tube amplificateur d'AsGa à l'intérieur duquel il est multiplié par un facteur $10^6 - 10^7$ par une galette de micro-canaux. Ces électrons frappent ensuite un écran de phosphore dont la longueur d'onde d'émission est optimisée avec la courbe de sensibilité du détecteur CCD.

Étalon Fabry-Perot

Cet étalon est constitué de deux plaques parallèles d'une planéité très élevée séparées par une épaisseur d d'un milieu d'indice n sur lesquelles sont déposées des revêtements diélectriques à très haute réflectivité. Puisque ces lames sont très réflectives, des phénomènes d'interférence ont lieu au sein de l'étalon. Afin de résumer la situation simplement, considérons la somme d'ondes multiples (voyez la figure 1.3 pour un résumé de la situation).

Donc l'amplitude d'une onde transmise dans ces conditions s'écrira, en fonction des

coefficients de Fresnel (t_1, t_2 et r_1, r_2) de chacune des deux lames :

$$A = A_0 [t_1 t_2 + t_1 r_1 r_2 t_2 e^{i2\phi} + t_1 (r_1 r_2)^2 t_2 e^{i4\phi} + t_1 (r_1 r_2)^3 t_2 e^{i6\phi} + \dots] \quad (1.9)$$

$$A = A_0 \left[t_1 t_2 \sum_{n=0}^{\infty} (r_1 r_2)^n e^{i2n\phi} \right] = A_0 t_1 t_2 \frac{1}{1 - r_1 r_2 e^{i2\phi}} \quad (1.10)$$

où $\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(ne \cos \alpha)$. α est l'angle du faisceau lumineux par rapport à la normale de l'étalon et λ est la longueur d'onde de la radiation. L'intensité lumineuse transmise, quant à elle, peut s'exprimer de la façon suivante :

$$I = A \cdot A^* = A_0^2 (t_1 t_2)^2 \cdot \frac{1}{1 - r_1 r_2 e^{i2\phi}} \cdot \frac{1}{1 - r_1 r_2 e^{-i2\phi}} \quad (1.11)$$

ce qui donne, par substitution trigonométrique $\cos 2\phi = 1 - 2 \sin^2 \phi$:

$$I = I_0 \frac{T^2}{(1 - R)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \phi} \quad (1.12)$$

où $T = t_1 t_2$ et $R = r_1 r_2$ (et non le rayon galactique). Le dernier terme multiplicatif est, on le reconnaît, une fonction d'Airy qui, à très petit ϕ , s'apparente à une Lorentzienne.

Un interféromètre est caractérisé par deux paramètres : son ordre et sa finesse. La finesse de l'interféromètre est proportionnelle à l'inverse de la mesure de la largeur à mi-hauteur $\delta\phi$ d'un pic de transmission, facilement calculable à cause de la ressemblance avec la Lorentzienne, et vaut :

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{\delta\phi} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \quad (1.13)$$

La séparation entre deux pics successifs de transmission $d\lambda$ s'appelle l'intervalle spectral libre (ISL). On la trouve en calculant qu'elles provoqueront deux anneaux concentriques exactement superposés pour une séparation donnée des lames et

l'expression de leur déphasage dans un tel cas est :

$$d\phi = \pi = -2nd \cos \alpha \frac{2\pi}{\lambda^2} d\lambda \quad (1.14)$$

où $d\lambda$ est la différence de longueurs d'onde et λ est la longueur d'onde moyenne entre les deux. En utilisant la définition de $d\phi$, dans l'équation 1.14 donne :

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{-2nd \cos \alpha} d\lambda = \frac{\lambda}{p} \quad (1.15)$$

L'expression $\frac{-2d\cos\alpha}{\lambda}$ s'appelle l'ordre de l'interféromètre et se note p . Traditionnellement, le pouvoir de résolution (P.R.) à une longueur d'onde est défini comme le quotient de cette longueur d'onde par la largeur à mi-hauteur à cette longueur d'onde. Et si l'on calcule justement cette largeur à mi-hauteur dans l'équation 1.12 (en assumant que I_0 est unitaire et que $T^2/(1-R)^2 = 1$ puisqu'il n'y a pas d'absorption), on voit que :

$$\frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \phi} = \frac{1}{2} \quad (1.16)$$

$$\delta\phi \simeq 2 \cdot \left| \sqrt{\frac{(1-R)^2}{4R}} \right| \quad (1.17)$$

$$\delta\lambda = \frac{1-R}{\sqrt{R}} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi nd \cos \alpha} \quad (1.18)$$

et, si l'on remet l'équation 1.13 dans cette dernière équation, on se retrouve avec :

$$\delta\lambda = \frac{d\lambda}{\mathcal{F}} \quad (1.19)$$

c'est-à-dire que :

$$\text{P.R.} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = p\mathcal{F} \quad (1.20)$$

Les deux lames de l'étalon sont espacées par des éléments piézoélectriques. Ces

éléments sont contrôlés par un circuit électronique s'assurant du parallélisme des plaques et ajustant l'épaisseur entre celles-ci. En faisant varier l'épaisseur d'un certain δd , on balaye une plage de longueurs d'onde à un intervalle de $\delta\lambda$. L'ISL entre deux pics successifs de transmission limite la plage de longueurs d'onde sur lesquelles on peut faire une mesure. En effet, le détecteur n'étant pas sélectif en longueurs d'onde, on veut ne laisser passer qu'un seul des pics afin de ne pas perdre l'information spectrale. De plus, il est inutile d'effectuer plus de mesures que ce que la largeur à mi-hauteur permet. Le balayage doit donc s'effectuer en s intervalles différents, s étant défini par $s = F_{Ny} \cdot \frac{\delta\lambda}{\delta\lambda}$ où F_{Ny} est le facteur d'échantillonnage de Nyquist. La caméra prend donc s expositions différentes.

Filtres passe-bande

Le paragraphe précédent mentionne que l'on ne veut qu'un seul pic de transmission pour récolter sans ambiguïté les données pour une longueur d'onde particulière. Sur la figure 1.4, on voit la caractéristique de transmission d'un étalon, qui présente de nombreux pics de transmission très rapprochés à cause de son ordre très élevé. Afin d'isoler un seul de ces pics, il est nécessaire d'utiliser un filtre ne laissant passer qu'une plage de longueur d'onde correspondant à l'ISL et bloquant toutes les autres.

Ce filtre doit avoir les dimensions de la pupille d'entrée dans l'instrument (c'est-à-dire environ 75 mm), puisque c'est à cet endroit qu'il sera installé.

Les caractéristiques exigées de ces filtres sont établies en fonction du reste de l'instrument. En effet, leur bande passante doit tenir compte de l'ISL de l'étalon FP, tandis que les longueurs d'onde qu'il bloque doivent tenir compte de la plage de sensibilité du détecteur.

Idéalement, on aurait un filtre qui aurait les propriétés d'une fonction créneau,

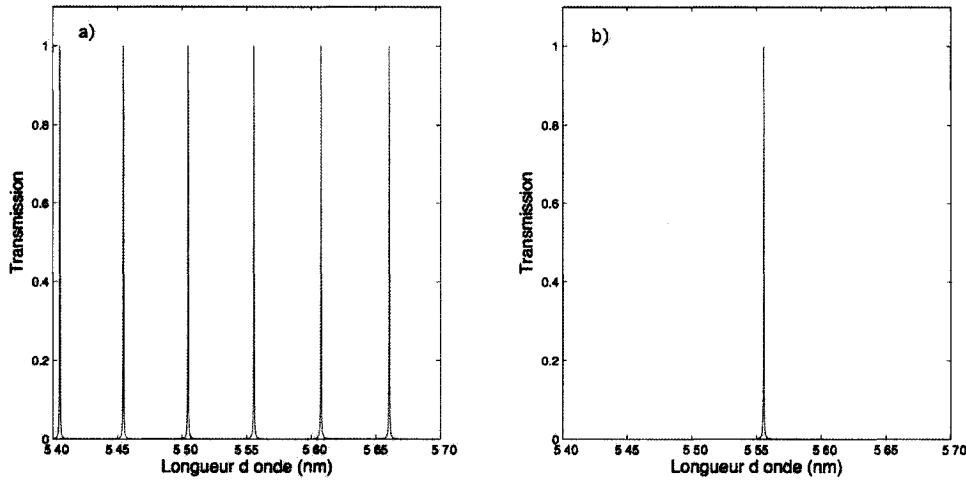


FIG. 1.4 a) Transmission d'un étalon Fabry-Pérot. b) Transmission voulue de l'instrument.

bloquant entièrement tout ce qui se trouve hors de sa bande passante, et laissant passer la totalité de ce qui s'y trouve, avec une coupure parfaitement abrupte entre les deux (figure 1.5). Afin de ne permettre la transmission que d'un seul pic, il faut absolument que la largeur de la bande passante soit inférieure ou exactement égale à l'ISL. Les sections suivantes s'attarderont au design le plus approchant de ces conditions, mais d'abord regardons l'effet d'un design de filtre dont la bande passante n'est pas suffisamment carrée sur les profils de raie étudiés.

La figure 1.6 a) représente les courbes superposées de transmission de l'étalon Fabry-Pérot et d'un filtre dont le profil est en forme de cloche. Alors que le panneau b) montre la transmission d'un assemblage où le filtre ne laisserait passer qu'un ISL, On voit tout de suite un problème dans le panneau c) En effet, si la bande passante du filtre bloquant, en rouge, est trop large, non pas un, mais deux pics de transmission de l'étalon FP passeront alors. Ceci constitue un problème, puisque le détecteur ne pouvant faire la discrimination en longueur d'onde, les intensités

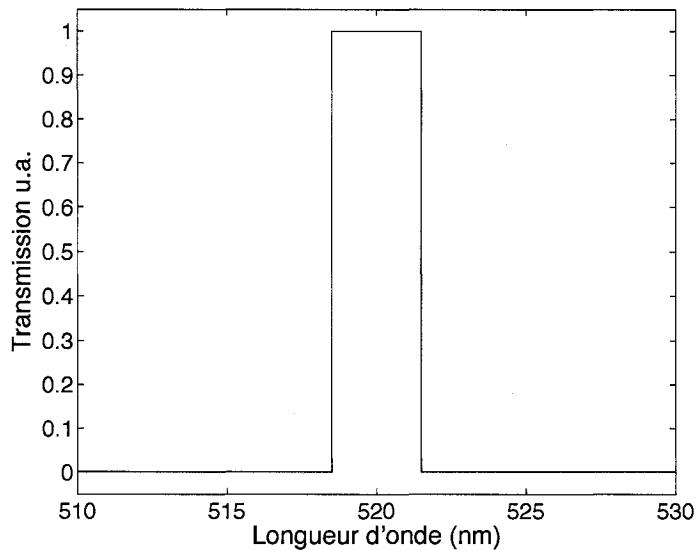


FIG. 1.5 Fonction de transmission idéale d'un filtre à bande passante étroite.

seront alors simplement sommées, faussant ainsi l'allure globale du profil de raie.

Comme il est possible de le voir à la figure 1.7 b), l'effet est négligeable lorsque l'on détecte une raie d'émission dont le rapport S/B est assez élevé. Toutefois, les choses se compliquent lorsque l'on attaque les raies d'absorption (figure 1.7 a)). Pour celles-ci, il faut arriver à discerner une faible diminution du continu. Si ce continu est déformé par l'action du recouvrement d'interfrange, la raie d'absorption devient malheureusement complètement déformée, et il devient difficile, sinon impossible, de déterminer avec exactitude la vraie longueur d'onde de la radiation. En effet, il n'est pas possible de, par exemple, re-diviser la courbe par le profil cumulatif supposé de transmission de l'ensemble filtre/étalon car une calibration exacte n'est pas faite *in-situ* à la température d'observation. Une fois les intensités des différents pics de transmission additionnées, l'information est bel et bien perdue.

C'est pour cette raison que l'effort a été mis sur la caractérisation exacte de la

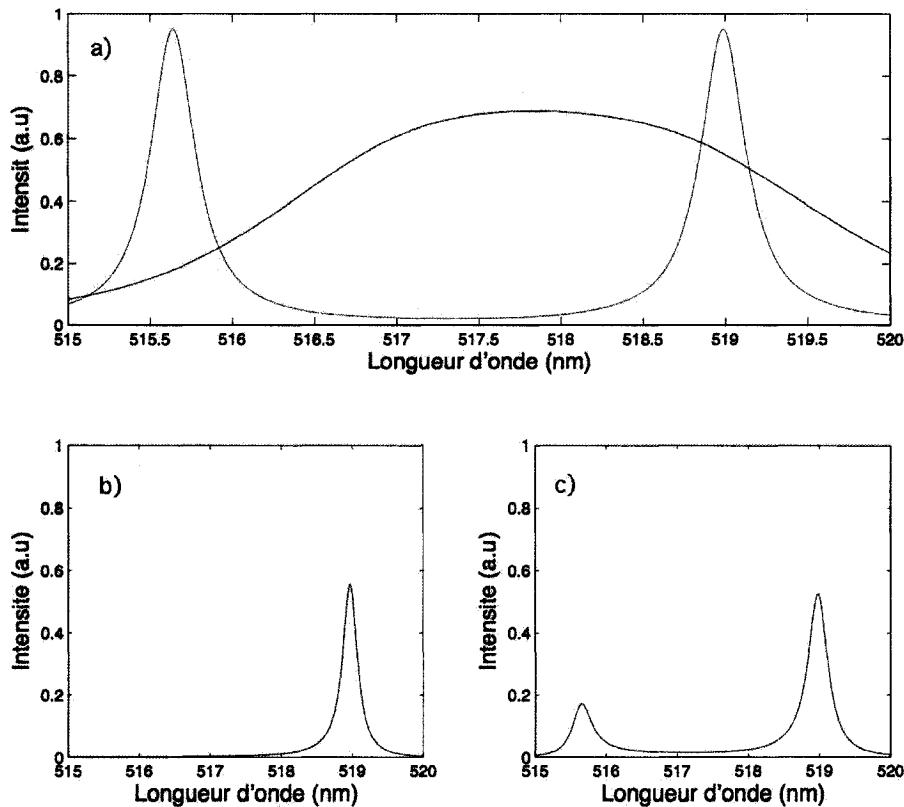


FIG. 1.6 a) Transmissions d'un étalon Fabry-Pérot et d'un filtre. b) Transmission voulue de l'instrument. c) Transmission réelle de l'assemblage du panneau a).

réponse en température des filtres fabriqués, de même que sur l'obtention d'un design qui minimise le changement en fonction de la température.

Conditions d'observation : Lors des observations, les instruments astronomiques sont placés complètement à l'extérieur et sont gardés à la température ambiante afin d'éviter les désagréables effets de la turbulence causée par de la rencontre de poches d'air de températures différentes. Par exemple, la température au sommet du Mont-Mégantic peut parfois atteindre les -30°C en hiver. Les conditions

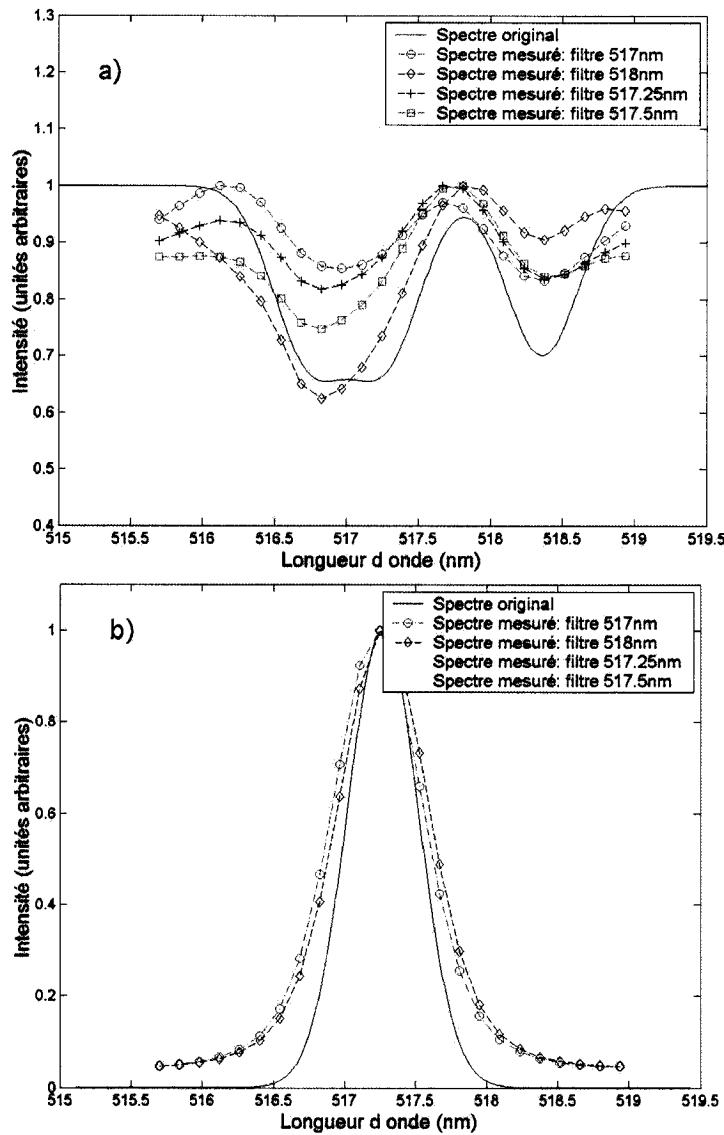


FIG. 1.7 Simulation montrant le problème de recouvrement d'interfrange dans la détection de raies avec un filtre interférentiel dont le profil de transmission est lorentzien et dont la longueur d'onde centrale prend quatre valeurs successives. **a)** Effet sur un triplet de raies en absorption. **b)** Effet sur une raie d'émission.

d'humidité sont également extrêmes, et ceci pourrait avoir pour effet de diminuer la durée de vie des filtres.

Il importe donc de connaître la réponse des filtres en température non seulement à court terme pour connaître leurs propriétés de transmission, mais également à long terme pour évaluer leur durée de vie.

1.2 Optique des couches minces

Les bases du calcul des propriétés optiques des filtres interférentiels à base de couches minces sont posées ici. Le développement n'en sera pas fait dans les détails, les ouvrages de MacLeod (dont la notation est empruntée ici) et de Willey constituent des ouvrages appropriés et complets sur le sujet. Seules les considérations relatives au design particulier des filtres à bande étroite sont discutées.

C'est l'interaction de la lumière transmise avec la lumière réfléchie à chaque interface qui façonne la réponse spectrale du filtre. L'étude des filtres interférentiels est donc l'étude des phénomènes simples de propagation de l'onde électromagnétique qu'est la lumière dans un matériau ainsi que de sa transmission et réflexion à une interface entre deux matériaux.

1.2.1 Filtres multicouches

La propagation d'une onde électromagnétique obéit aux équations de Maxwell que je ne rappellerai pas ici mais dont il est important de se souvenir que seule la composante tangentielle à l'interface est continue, et la solution de ces équations

donne, pour une onde harmonique plane linéairement polarisée :

$$E = \mathcal{E} e^{i(\omega t - \frac{2\pi(n-ik)z}{\lambda})} \quad (1.21)$$

$$H = \mathcal{H} e^{i\phi} e^{i(\omega)} \quad (1.22)$$

où \mathcal{E} est l'amplitude du champ électrique, ϕ est la phase, ω est la fréquence angulaire, λ est la longueur d'onde dans le vide, et n et k sont l'indice de réfraction et le coefficient d'atténuation du matériau respectivement. L'algèbre vectoriel montre que les quantités \mathcal{E} et \mathcal{H} sont reliées entre elles par une quantité y

$$\mathcal{H} = y\mathcal{E}$$

qui se nomme *admittance* et qui a les dimensions de l'inverse de l'impédance d'un milieu.

Ceci est pour une incidence normale. Pour une incidence oblique, on retrouve l'expression de l'admittance d'une surface comme :

$$\eta_s = y \cos \alpha \quad (1.23)$$

$$\eta_p = \frac{y}{\cos \alpha} \quad (1.24)$$

où l'angle α est déterminé par la loi de Snell-Descartes.

Le reste du développement est laborieux et n'est pas présenté ici, le chapitre 2 du livre de MacLeod [MACLEOD, 2001] procure le détail nécessaire à la compréhension.

Pour une couche simple, à cause des termes de continuité et de la correspondance entre \mathbf{E} et \mathbf{H} , on peut exprimer les champs (rappelons que seuls les composantes tangentialles sont continues) à l'entrée comme une fonction de ce qu'ils seront à la

sortie, soit :

$$\mathbf{E}_{1\parallel} = \cos(\delta)\mathbf{E}_2 + i\frac{\sin\delta}{\eta}\mathbf{H}_2 \quad (1.25)$$

$$\mathbf{H}_{1\parallel} = i\eta \sin\delta \mathbf{E}_2 + \cos\delta \mathbf{H}_2 \quad (1.26)$$

où le déphasage δ est, pour un matériau d'indice quelconque

$$\delta = \frac{2\pi d \sqrt{n^2 - k^2 - n_0^2 \sin^2(\alpha_0)} - 2ink}{\lambda} \quad (1.27)$$

où α_0 est l'angle d'incidence à la première surface et n et n_0 sont les indices de réfraction des milieux quelconque et incident respectivement, et d est l'épaisseur. On peut exprimer sous forme matricielle ces deux dernières équations.

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{1\parallel} \\ \mathbf{H}_{1\parallel} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta & \frac{i \sin\delta}{\eta} \\ i\eta \sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{2\parallel} \\ \mathbf{H}_{2\parallel} \end{bmatrix} \quad (1.28)$$

Et il est facile de concevoir que l'effet résultant, pour plusieurs interfaces, est la multiplication de l'intensité initiale du faisceau par l'effet de chacune des N interfaces. Il est donc possible de représenter cette situation par la multiplication de N matrices représentant chacune l'effet d'une interface donnée sur le champ électrique et magnétique du faisceau, ce qui s'exprime comme :

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{i=1}^N \begin{bmatrix} \cos\delta_i & \frac{i \sin\delta_i}{\eta_i} \\ i\eta_i \sin\delta_i & \cos\delta_i \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_s \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

où $B = \frac{\mathbf{E}_1}{\mathbf{E}_2}$ et $C = \frac{\mathbf{H}_1}{\mathbf{E}_2}$ sont les champs normalisés. On redéfinit les coefficients de réflexion, de transmission et d'absorption comme le rapport des intensités inci-

dentes, transmises, réfléchies et absorbées :

$$R = \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right) \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right)^* \quad (1.30)$$

$$T = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(\eta_s)}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*} \quad (1.31)$$

$$A = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(BC - \eta_s)}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*} \quad (1.32)$$

Ces équations simples permettent de calculer les propriétés optiques de base de n'importe quel assemblage de couches minces. Dans l'équation 1.29, on voit tout de suite qu'à cause des coefficients en $\cos \delta$ et $\sin \delta$, certaines épaisseurs présenteront un intérêt particulier, nommément les épaisseurs qui annuleront ou donneront une valeur unitaire à ces coefficients. Par exemple, si l'on dérive, on trouve :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial d} \right) = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(\eta_s) \cdot 2 \cos \delta_i \sin \delta_i \cdot \frac{2\pi\sqrt{n^2 - k^2}}{\lambda} \left[\frac{1}{\eta_i} - 1 \right]}{\left(\cos^2 \delta_i + \frac{\sin^2 \delta_i}{\eta_i} \right)^2} = 0 \quad (1.33)$$

et puisque l'annulation du numérateur est une condition suffisante pour trouver le zéro de la dérivée :

$$2 \cos \delta_i \sin \delta_i = \sin 2\delta_i = 0 \quad (1.34)$$

$$d\sqrt{n^2 - k^2} = \frac{m \cdot \lambda}{4} \quad (1.35)$$

Le δ de ces épaisseurs correspond à des multiples entiers (m) de $\frac{\pi}{2}$. Pour que à incidence normale et pour un matériau non absorbant (pour simplifier) $\delta = \frac{2\pi n d}{\lambda}$ soit égal à $\frac{\pi}{2}$, il faut que $nd = \frac{\lambda}{4}$. C'est ce que l'on appelle une couche *quart d'onde* (à une longueur d'onde de référence donnée!). À partir de maintenant et pour le reste du mémoire, les couches quart d'onde seront symbolisées par H pour une couche quart d'onde constituée d'un matériau de haut indice de réfraction, et par L pour un matériau de bas indice. Pour un nombre impair de couches quart d'onde,

l'admittance de la couche rejoint une valeur extrema pour un matériau donné, tandis qu'un nombre pair de couches quart d'onde (donc une couche *demi-onde*) agit sur cette longueur d'onde comme s'il n'y avait rien d'autre que le substrat.

En connaissant ces éléments de base, il est possible de les combiner afin d'obtenir un design satisfaisant. Bien sûr, un nombre important ou non-entier de couches quart d'onde peut être requis pour des designs particuliers, ce qui rend nécessaire le recours à des outils informatiques. Des logiciels de design existent, et ceux utilisés pour ce travail sont détaillés dans la section 2.3. Toutefois, il faut garder en tête que certaines contraintes de fabrication subsistent et qu'il est parfois plus approprié d'utiliser un design ne comprenant que des couches individuellement faciles à réaliser. Dans le cas présent, les couches quart d'onde ont été utilisées telles quelles sauf pour les designs à gradient d'indice.

Cavités Fabry-Perot

L'interféromètre à ondes multiples de type Fabry-Perot et les paramètres importants tels sa finesse et son ISL ont déjà été introduits dans la sous-section 1.1.2

Dans le cas classique d'un dispositif composé de deux miroirs ou d'un ordre d'interférence très élevé, l'ordre et la finesse sont définies par les équations 1.15 et 1.13. En général, il est possible d'effectuer le dépôt de filtre métal/diélectrique. Toutefois, une telle éventualité n'est pas souhaitable à cause de la nature hautement altérable des couches métalliques et de l'absorption de ces matériaux qui empêcheraient d'obtenir la plus grande transmission possible.

Il faut donc faire appel à des réflecteurs diélectriques, qui permettent par ailleurs une plus grande réflectivité et donc une finesse plus élevée. Les équations s'appliquant à l'interféromètre Fabry-Perot seront modifiées à cause de la dispersion du

changement de phase avec la longueur d'onde.

L'équation du pouvoir de résolution, si l'on négligeait cette dispersion, serait simplement :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \cdot n_H^{2x-1}}{2 \cdot 4n_L^{2x} \cdot n_H} \quad (1.36)$$

pour une cavité de haut indice de réfraction, et

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \cdot n_H^{2x}}{2 \cdot 4n_L^{2x-1} \cdot n_L} \quad (1.37)$$

pour une cavité de bas indice de réfraction, où n_L et n_H sont les indices de réfraction d'une couche de bas et haut indice de réfraction respectivement, x est le nombre de répétitions du réflecteur composé d'une couche de chacun des matériaux. Comme on peut le voir, une cavité de bas indice nous permet d'atteindre une plus grande finesse pour un même nombre de périodes.

Lorsque nous prenons toutefois en compte la dispersion, on doit calculer directement la transmission à mi-hauteur qui est donnée par :

$$\frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{2\pi D}{\lambda} - \phi \right) = 1 \quad (1.38)$$

où D est l'épaisseur de la couche-cavité et ϕ est la phase. Définissons g , un nombre d'onde qui équivaut à

$$g = \frac{\lambda}{\lambda_0} \quad (1.39)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale du design, celle pour laquelle les couches sont quart d'onde. Il faut donc considérer les très petites variations de g , soit juste autour de la longueur d'onde centrale de transmission

$$\frac{2\pi D}{\lambda} = \frac{2\pi \cdot \frac{2m \cdot (\lambda + \Delta\lambda)}{4}}{\lambda} = m\pi(1 + \Delta g) \quad (1.40)$$

et

$$\phi = \phi_0 + \frac{d\phi}{dg} \Delta g \quad (1.41)$$

où ϕ et ϕ_0 sont les phases aux longueur d'onde λ et λ_0 respectivement. En remplaçant dans l'équation de la largeur à mi-hauteur, on obtient :

$$\frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2(m\pi(1 + \Delta g) - \phi_0 - \frac{d\phi}{dg} \Delta g) = 1. \quad (1.42)$$

À très petites valeurs de l'argument, $\sin^2(x) \simeq x^2$, et en assumant que $\phi_0 = 0$ ou π on peut simplifier et isoler le terme Δg , d'où on tirera la largeur à mi-hauteur $2\Delta g$:

$$2\Delta g = \frac{2}{\sqrt{\frac{4R}{(1-R)^2}(m\pi - \frac{d\phi}{dg})}}. \quad (1.43)$$

Pour calculer la transmission en ces valeurs de g , il faut considérer les épaisseurs respectives en ces endroits. Puisque nous voulons évaluer la matrice pour des valeurs s'éloignant très peu de la situation quart d'onde, on considère un petit écart ξ à l'épaisseur $\lambda/4$. Si l'on entre le tout dans la matrice caractéristique (équation 1.29), on retrouve :

$$M = \begin{vmatrix} -\xi & \frac{i}{\eta} \\ i\eta & -\xi \end{vmatrix}$$

Si l'on multiplie cette matrice par le nombre x de périodes du réflecteur, et en négligeant les termes d'ordre supérieur à deux pour ξ et $(\eta_L/\eta_H)^x$ la matrice résultante devient, pour le cas où l'espaceur est un matériau de haut indice (et donc un nombre pair de couches pour le réflecteur) :

$$\{[L][H]\}^x = \left\{ \begin{bmatrix} -\xi_L & \frac{i}{\eta_L} \\ i\eta_L & -\xi_L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\xi_H & \frac{i}{\eta_H} \\ i\eta_H & -\xi_H \end{bmatrix} \right\}^x \quad (1.44)$$

$$\dots = \begin{bmatrix} (-1)^x (\frac{\eta_H}{\eta_L})^x & \frac{(-1)^x \eta_H \eta_L (\frac{\eta_H}{\eta_L})^x (\frac{\xi_L}{\eta_H} + \frac{\xi_H}{\eta_L})}{\eta_H^2 - \eta_L^2} \\ \frac{(-1)^x \eta_H \eta_L (\frac{\eta_H}{\eta_L})^x (\eta_L \xi_H + \eta_H \xi_L)}{\eta_H^2 - \eta_L^2} & (-1)^x (\frac{\eta_L}{\eta_H})^x \end{bmatrix} \quad (1.45)$$

$$\dots = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (1.46)$$

Le développement de la phase nous donne :

$$\tan \phi = \frac{2\eta_0\eta_s^2 M_{12}M_{22} - 2\eta_0 M_{11}M_{21}}{\eta_0^2 M_{11}^2 - \eta_s^2 M_{22}^2 + \eta_s^2 \eta_0^2 M_{12}^2 - M_{21}^2}. \quad (1.47)$$

Nous pouvons tout de suite éliminer les termes en ξ^2 et ceux en $\frac{\eta_L}{\eta_H}^2 x$, qui sont très petits par rapport aux autres, ce qui fait que l'on se retrouve avec simplement :

$$\tan \phi = \frac{2\eta_0\eta_s^2 M_{12}M_{22} - 2\eta_0 M_{11}M_{21}}{\eta_0^2 M_{11}^2}. \quad (1.48)$$

Lorsque l'on simplifie, on se retrouve avec :

$$\tan \phi = \frac{-2\eta_H\eta_L (\eta_L\xi_H + \eta_H\xi_L)}{\eta_0(\eta_H^2 - \eta_L^2)} \quad (1.49)$$

que l'on remplace dans l'équation 1.38 ce qui donne ultimement une finesse de

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\eta_H^{2x+1}(\eta_H - \eta_L + \frac{\eta_L}{m})}{4\eta_s\eta_L^{2x}(\eta_H - \eta_L)}. \quad (1.50)$$

Similairement, pour un matériau de bas indice (et donc un nombre impair de couches pour le réflecteur),

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\eta_H^{2x}(\eta_H - \eta_L + \frac{\eta_L}{m})}{4\eta_s\eta_L^{2x-1}(\eta_H - \eta_L)}. \quad (1.51)$$

On voit donc ici qu'à cause de la dispersion du changement de phase, la finesse du FP sera plus élevée d'un facteur $\frac{\eta_H - \eta_L + \frac{\eta_L}{m}}{\eta_H - \eta_L}$ peu importe qu'il s'agisse d'une cavité de haut ou de bas indice.

Comme nous avons vu à la section précédente, la finesse n'est pas le seul facteur

à considérer dans le design des filtres optiques pour cette application particulière. Comme nous avons relevé plus haut, la courbe de transmission s'apparente à une Lorentzienne aux abords du maximum de transmission et une très grande quantité d'énergie lumineuse peut alors passer à l'extérieur des points de largeur à mi-hauteur. Cette courbe particulière de transmission n'est pas convenable pour des applications astronomiques et il importe donc de trouver une façon de rendre plus abrupts les bords de la bande de transmission. La façon de faire pour changer ce profil est d'utiliser une succession de plusieurs cavités. Ici encore, afin de bien comprendre l'avantage de ce genre d'assemblage, il convient de considérer la variation de la phase autour de la longueur d'onde centrale.

Comme exemple, représentons un filtre triple cavité, et utilisons la formule 1.12. Dans ce cas, on aurait une réflectivité des parois qui varierait avec la longueur d'onde, puisque de part et d'autre de la cavité centrale, le miroir est en fait une cavité FP. On voit tout de suite que plutôt que la formule originale, on a :

$$I = I_0 \frac{T(\lambda)^2}{(1 - \sqrt{R_1(\lambda)R_2(\lambda)})^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\sqrt{R_1(\lambda)R_2(\lambda)}}{(1 - \sqrt{R_1(\lambda)R_2(\lambda)})^2} \sin^2 \phi}. \quad (1.52)$$

On pourrait croire que c'est cette réflectivité qui fait toute la différence. En traçant le résultat d'une telle opération, on voit toutefois qu'il n'en est rien (voir la figure 1.8).

La bande passante du FP triple cavité est plus large que celle du FP simple. C'est qu'on a omis de tenir compte du déphasage qui survient à cause de l'assemblage de plusieurs FP. Cette phase intervient dans le calcul de ϕ :

$$\phi = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} - \frac{2\pi nd}{\lambda} \quad (1.53)$$

où $\phi_{1,2}$ sont les déphasages de chacun des assemblages de FP entourant la cavité

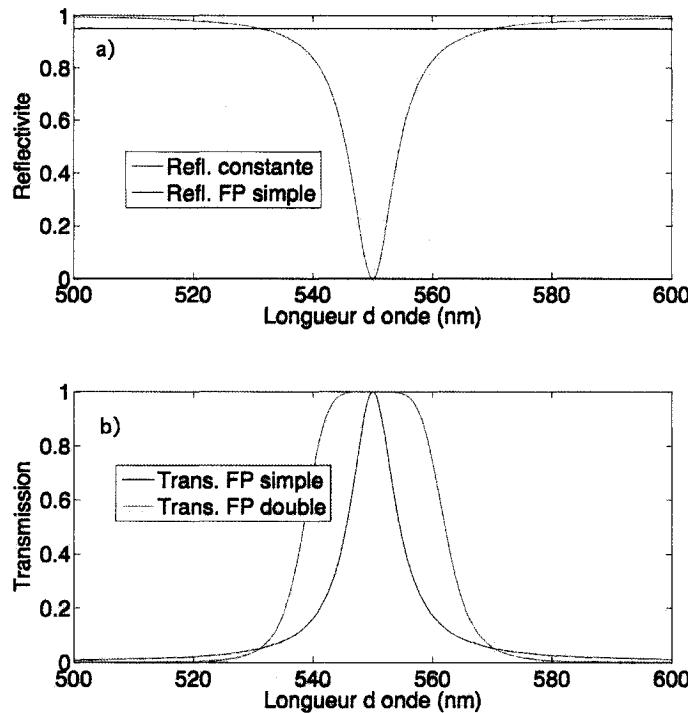


FIG. 1.8 **a)** Réflectivité des «miroirs» d'un FP simple et triple. **b)** Transmission résultante si l'on tient seulement compte de la réflectivité.

centrale. Cette méthode a été montrée ici seulement pour permettre de comprendre la différence, mais ne permet pas le design à proprement parler de filtres possédant une largeur de bande sur mesure, car à cause de la phase des réflexions, le problème devient rapidement très complexe et ne peut s'aborder que par essai et erreur. Thelen [THELEN, 1966] s'est penché sur ce problème et, à l'aide de la méthode matricielle et utilisant les mêmes coefficients qu'en 1.47, il trouve un

$$\xi = \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^x \cdot \frac{\left[1 - \frac{n_L}{n_H} \right]}{\left[m - (m-1) \frac{n_L}{n_H} \right]} \quad (1.54)$$

et donc :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{4}{m\pi} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^x \cdot \frac{n_H - n_L}{n_H - n_L + \frac{n_L}{m}}. \quad (1.55)$$

On pourrait croire que le design est terminé, mais il reste encore la question de la forme de la bande passante à régler. Le problème est inhérent aux filtres multicavités : on y retrouve généralement des ondulations au sommet de la bande passante, ce qui, il va sans dire, se trouve à être extrêmement problématique pour la plupart des applications. Le problème vient du fait que l'admittance équivalente varie considérablement sur l'intervalle de la bande passante, ce qui n'est pas le cas avec le milieu ambiant. Afin de régler ce problème, il suffit de s'arranger pour ajouter des couches de couplage suivant cette dispersion. En augmentant le nombre de paires quart d'onde dans le réflecteur du centre, l'admittance devient constante sur un intervalle plus étendu, ce qui règle le problème. Il suffit donc d'agencer le nombre de paires HL de chacun des réflecteurs pour obtenir une transmission plate au centre de la bande passante, ce qui se traduit par des réflecteurs contenant plus de couches au centre de l'empilement qu'à l'extérieur.

Certains logiciels peuvent optimiser le nombre d'empilements discrets afin d'obtenir un design optimal, mais les logiciels utilisés pour le design ne permettaient pas une telle chose et c'est donc l'approche essai/erreur qui a été utilisée.

1.2.2 Filtres à gradients d'indice

Un autre design de filtres reposant sur la variation non plus discrète mais continue des indices de réfraction a fait son apparition très rapidement après qu'ait éclos l'intérêt pour les couches minces. Dès 1860, Lorenz proposa cette idée et Lord Rayleigh fournit un développement mathématique du phénomène [LORENZ, 1860; LORD RAYLEIGH, 1912]. Plutôt que de procéder à la déposition successive de matériaux de haut et bas indice, on fait varier cet indice graduellement entre

les deux extréma. Ces couches portent donc le nom d'**inhomogènes**. Ces filtres particuliers permettent certains avantages notamment au niveau des propriétés mécaniques et de la suppression d'ondulations et d'épaulements. Trois méthodes différentes sont explorées pour parvenir à ce résultat, soient des dépôts de mélanges de matériaux permettant de varier continuellement l'indice, le dépôt de couches de matériaux différents d'indice intermédiaire ou le dépôt de couches ultrafines pour que l'indice effectif varie comme un sinus. Pour plusieurs raisons qui seront évoquées dans la partie sur la fabrication de tels filtres, la première option a été retenue.

Afin de bien comprendre comment une variation sinusoïdale plutôt qu'abrupte nous permet d'obtenir de telles propriétés optiques, une technique développée par Delano [DELANO, 1967] peut s'avérer utile. En utilisant la transformée de Fourier (TF), cette analyse nous permet de traduire une variation spatiale en son effet spectral. Le formalisme utilisé ici est celui de Dobrowolski [DOBROWOLSKI and LOWE, 1978] qui l'utilisa pour l'adapter au design de filtres multicouches.

Ces articles démontrent que l'on peut relier l'amplitude de la réflexion au profil d'indice (homogène ou inhomogène) par la TF. Cette relation prend la forme :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dn}{du} \frac{1}{2n} e^{ikx} dx = Q \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) e^{i\phi(\frac{2\pi}{\lambda})} \quad (1.56)$$

où $\frac{2\pi}{\lambda} = k$ $Q(k)$ est une fonction de la transmittance qui peut prendre plusieurs formes, x est le double du chemin optique et ϕ est un facteur de phase. En appliquant la TF, on obtient :

$$n(x) = e^{\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{Q(k)}{k} \sin[\phi(k) - kx] dk}. \quad (1.57)$$

Les développements subséquents de différents designs ne seront pas abordés ici, le lecteur qui voudrait en savoir plus est invité à consulter les articles de référence et

le mémoire de S. Larouche [LAROUCHE, 2003] qui transmet bien l'état des connaissances sur le sujet (voir particulièrement les sections 2.7 et 2.8 et la figure 2.4 de son mémoire). Il est tout de même aisé de comprendre les effets de quelques distributions typiques d'indice de réfraction. Ainsi, si l'on voulait créer une bande totalement réfléchissante et infiniment mince à une longueur d'onde λ (l'équivalent d'un delta de Dirac), la TF d'une telle fonction serait une variation sinusoïdale de période $\lambda/4$ où il faudrait utiliser une quantité de périodes infinie. De même, puisque la TF d'une fonction créneau est une sinusoïde cardinale, la troncation du filtre ou les interfaces abruptes provoquent les effets habituels d'ondulation convolus avec la structure de transmission provoquée par la variation inhomogène des couches. Différentes fonctions d'apodisation sont donc applicables au profil d'indice afin d'en améliorer les propriétés, par exemple la transmission à l'intérieur de la bande passante [WANG et al., 2001].

La technique originale de design par TF avait le désavantage de ne pas tenir compte de la dispersion des propriétés optiques dans les matériaux. Cette lacune a depuis été comblée par le traitement mathématique introduit par Poitras [POITRAS et al., 2002]

1.2.3 Effets de la température sur un empilement de quarts d'onde

Le fait qu'il existe une variation des caractéristiques de transmission des filtres avec la température est bien connu. Bien que certains articles [LEQUIME et al., 2002] fassent état de filtres à bande étroite ajustables utilisant pour ce faire un contrôle en température, il est impossible d'utiliser une telle technique dans le domaine de l'astronomie. En effet, une différence dans la température de certains éléments provoquera des turbulences dans l'air environnant et par conséquent dans les images obtenues. De plus, l'espace restreint dans lequel s'insère le filtre au

télescope fait en sorte qu'il serait difficile de le stabiliser en température. Il importe donc de connaître exactement la réponse des filtres en température. La relation est loin d'être simple car elle fait intervenir une grande quantité de facteurs. L'un des articles majeurs à ce sujet est celui de Takashashi [?] qui y isole de façon claire ces facteurs :

- $\Delta n_T, \Delta n_\sigma$: la variation de l'indice de réfraction de chacun des matériaux avec la température et la contrainte mécanique
- ν : le coefficient de Poisson
- α_T : le coefficient d'expansion linéaire de chacun des matériaux

Le problème est particulièrement criant dans le cas de couches produites qui ont un faible coefficient de remplissage. Ce n'est pas précisément le cas avec les couches très denses comme nous allons le voir dans la section suivante, mais l'effet de la température, relié aux autres propriétés optiques et mécaniques des couches est tout de même non négligeable. Dans son article, Takashashi dérive le changement de la longueur d'onde centrale en utilisant une approche basée sur un modèle de contrainte élastique. Ceci nous mène donc à comprendre qu'il faut tenir compte des propriétés mécaniques et optiques non seulement des couches composant le filtre, mais également du substrat, car c'est l'expansion de ce dernier avec la température qui entraînera une déformation des couches du filtre. Il est donc possible de concevoir un filtre qui, à condition que le substrat possède le coefficient d'expansion linéaire adéquat, posséderait des caractéristiques de transmission stabilisées en température.

L'approche de Takashashi donne une relation finale linéaire entre le changement de température et la variation de la longueur d'onde centrale (*TSCW—Temperature Stability of Center Wavelength*). Cette relation est la suivante :

$$TSCW = \lambda \left(\frac{n_T d_T}{n_0 d_0 - 1} \right) \quad (1.58)$$

où λ est la longueur d'onde originale, n_T et d_T sont respectivement l'indice de réfraction et l'épaisseur physique de tout l'empilement à la température T , et n_0 et d_0 sont les mêmes caractéristiques mais à la température originale. Le problème est un peu plus complexe qu'il n'y paraît à premier abord puisque les couches sont liées les unes aux autres. L'expansion des unes influence donc celle des autres à travers les contraintes qu'elles s'imposeront l'une l'autre par conséquence de leur différence de coefficient d'expansion thermique. De plus, les contraintes appliquées sur un matériau feront elles-même varier les dimensions de la couche. Au bout du compte, ces quantités varieront de la façon suivante :

$$d_0 = d_{H(tot)} + d_{L(tot)} \quad (1.59)$$

$$d_T = d_0 \left(1 - \frac{2\nu(\alpha_f - \alpha_s)}{(1 - \nu)} + \alpha_s \right) \quad (1.60)$$

où α_f, α_s sont les coefficients d'expansion linéaire du filtre et du substrat et ν est le coefficient de Poisson du filtre. Dans cette dernière équation, les variables représentent les valeurs effectives d

$$n_T = \left[\frac{P_0(1 + 3\alpha_s)}{1 + 3\alpha_s + \frac{2(\alpha_f - \alpha_s)(1 - 2\nu)}{1 - \nu}} \cdot N_0(1 + \delta) \right] + 1 \quad (1.61)$$

où

$$\underbrace{N_0 = n_L \sqrt{1 - \frac{n_L}{n_H} + \frac{n_L^2}{n_H^2}}}_{\text{cavité } 2L}, \quad \underbrace{N_0 = \sqrt{\frac{n_H}{n_L}}}_{\text{cavité } 2H} \quad (1.62)$$

et

$$\delta = \frac{a\delta_L + b\delta_H}{a + b} \quad (1.63)$$

où a et b sont le nombre de cavités de bas et haut indice respectivement. À partir de ces équations, l'auteur constate que les propriétés globales du filtre se rapprochent de celles du matériau de la cavité.

Cette approche a tout de même le désavantage de ne considérer que les caractéristiques globales du filtre plutôt que chacune des couches, ce qui fait que la question de la distorsion du profil de transmission est évincée.

Chen et ses collaborateurs [CHEN et al., 2001] font en contrepartie le traitement tensoriel exhaustif d'un assemblage de couches minces. Les auteurs choisissent de traiter le cas des filtres à trois cavités, puisque le problème de la distorsion du profil de transmission est plus flagrant dans le cas de filtres à multiples cavités. Ce traitement couche par couche a l'avantage de tenir compte du fait que les différents matériaux se comportant différemment, les épaisseurs des couches à bas indices et celles à haut indice ne varieront pas de la même façon et cela distordra le profil. Pour chacune des couches, la différence de chemin optique pour chacune des couches, permettant par la suite de calculer les nouvelles caractéristiques de transmission d'un filtre sont :

$$\Delta(nd) = d \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_\sigma \Delta T + \left(\frac{\partial n}{\partial \sigma} \right)_T \Delta \sigma \right] + n \left[\left(\frac{\partial d}{\partial T} \right)_\sigma \Delta T + \left(\frac{\partial d}{\partial \sigma} \right)_T \Delta \sigma \right] \quad (1.64)$$

$$\dots = d \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_\sigma \Delta T + \left(\frac{\partial n}{\partial \sigma} \right)_T \Delta \sigma \right] + n \left[\alpha d \Delta T + \frac{2s}{E} d \Delta \sigma \right] \quad (1.65)$$

Selon ces auteurs, seule la longueur d'onde centrale sera modifiée si la température appliquée est uniforme, alors qu'il y aura une véritable distorsion si le filtre a un gradient de température. Cette approche, reposant sur une grande quantité de couches d'épaisseur infinitésimale, serait idéale pour le calcul de la dépendance en température des filtres à gradient d'indice. La conclusion de leurs simulations, est que la réponse des filtres en température, à cause du substrat, est inextricablement liée à leur réponse au stress. C'est-à-dire que les deux matériaux différents subissent une variation relative identique de leur chemin optique, et donc que la variation d'indice de réfraction causée par l'étirement des couches dues au substrat par la température et celle due à la température uniquement se compensent exactement. Ceci est possible si l'on prend pour acquis que la densité de la couche sera

responsable de l'un et l'autre.

Les fondements théoriques utilisés dans le cadre des travaux présentés dans ce mémoire sont maintenant posés. Certaines de ces équations seront utilisées dans le chapitre de présentation et d'interprétation des résultats. Le chapitre suivant fait part des installations expérimentales utilisées pour la fabrication et le test des filtres optiques. L'information pertinente provenant de la littérature sur les techniques de dépôt et propriétés des matériaux ainsi déposés y sera également résumée.

CHAPITRE 2

MONTAGES EXPÉRIMENTAUX

Les sections suivantes présentent tous les logiciels et systèmes expérimentaux utilisés afin de faire le design des filtres optiques, les déposer et les tester. Nous décrirons aussi les considérations importantes sur les paramètres intervenant en cours de déposition afin de produire des couches dont les qualités conviennent à nos applications. Deux méthodes différentes de dépôt ont été utilisées, à savoir le dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*—PECVD) et la pulvérisation à doubles faisceaux d'ions (*Dual Ion Beam Sputtering*—DIBS). Le choix d'utiliser les deux méthodes a simplement été guidé par le fait que les deux designs de dépôt que nous voulions explorer ne pouvaient être déposés dans un seul de ces deux systèmes.

2.1 Techniques de fabrication des couches optiques

2.1.1 Effet du procédé sur la microstructure et les propriétés

Comme dans tous les procédés de fabrication de couches minces, les propriétés de celles-ci peuvent s'éloigner considérablement de leur équivalent massif. Ces propriétés seront déterminées par la microstructure et la stoechiométrie, qui seront elles-mêmes déterminées par les paramètres des dépôts. L'agencement des atomes (ou molécules ou même aggrégats) est conditionnée par la vitesse de dépôt, l'énergie et le flux des atomes arrivant au substrat, la température de celui-ci, l'adsorption des molécules de gaz et c'est donc indirectement la mobilité des espèces déposées

qui sera responsable de la microstructure finale.

L'effet majeur des techniques de dépôt assistées par bombardement ionique est d'augmenter la mobilité des adatomes et la quantité de sites de nucléation et ainsi de permettre un arrangement plus dense sans augmenter significativement la température du substrat. La plupart des techniques de dépôt à basse température provoquent la croissance de couches à structure columnaire, diminuant ainsi la densité des couches. Dans les techniques assistées par faisceau d'ions, les ions énergétiques arrivant provoquent toute une succession de collisions à la surface et dans la région immédiatement sous-jacente, qui se décline en un éventail de résultats plus ou moins probables. Mattox [MATTOX, 1988] fait le sommaire des phénomènes se produisant lors de l'arrivée des ces ions. La figure 2.1 tirée de cet article montre les situations qui peuvent survenir. Sur la surface d'abord, on peut avoir désorption des espèces déjà déposées, éjection d'électrons secondaires, réflexion des ions, repulvérisation des atomes de la surface et re-déposition des dits atomes, mobilité accrue des adatomes de surface, réaction chimique à la surface entre les espèces pulvérisées de la cible et les ions du faisceau. Ensuite, immédiatement sous la surface, les ions du faisceau peuvent être implantés, créer des défauts dans le réseau ou y projeter des espèces de la surface.

On peut définir le paramètre expérimental E_p , qui est l'énergie que reçoit chacune des particules qui vient d'être déposée et qui peut être approximée par :

$$E_p \simeq E_i \frac{\Phi_i}{\Phi_n}, \quad (2.1)$$

où E_i est l'énergie moyenne des ions de bombardement, Φ_i est le flux de ces particules et Φ_n est le nombre de particules déposées. C'est cette énergie E_p qui influera sur la microstructure soit par l'énergie du bombardement, soit par le flux ionique. Si on compare par exemple les deux techniques de dépôt utilisées ici [KLEMBERG-

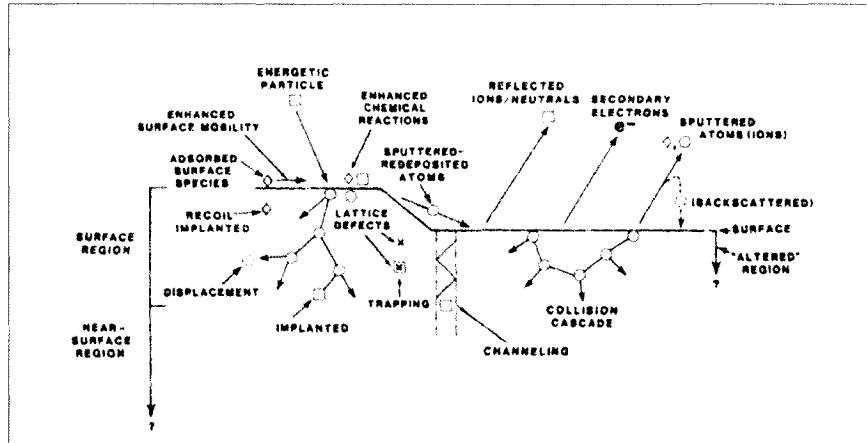


FIG. 2.1 Effets du bombardement sur la surface et la sous-surface du dépôt. (Tiré de Mattox (1989))

SAPIEHA et al., 2004], on voit que ce n'est pas la valeur du bombardement ionique qui fait la différence, mais plutôt le rapport Φ_i/Φ_n . L'avantage des techniques de dépôt assistées par faisceau d'ions, c'est aussi que la distribution d'énergie est étroitement centrée sur la valeur moyenne.

Il est possible d'obtenir avec une technique de dépôt comme la DIBS une plus grande densité des couches pour un même matériau. Cela permet de meilleures propriétés optiques, dont un coefficient d'absorption plus faible et un indice de réfraction plus élevé. En effet, l'indice effectif n_{eff} d'un matériau dépend de la fraction du volume occupé par des pores. Selon l'équation des milieux effectifs de Bruggeman

$$0 = f_{\text{materiaux}} \cdot \frac{n_{\text{materiaux}}^2 - n_{\text{materiaux/air}}^2}{n_{\text{materiaux}}^2 + 2n_{\text{materiaux/air}}^2} + f_{\text{air}} \cdot \frac{n_{\text{air}}^2 - n_{\text{materiaux/air}}^2}{n_{\text{air}}^2 + 2n_{\text{materiaux/air}}^2} \quad (2.2)$$

où $f_{\text{materiaux}}$ est la fraction de la couche occupée par le matériau, f_{air} est la fraction occupée par les pores, $n_{\text{materiaux}}$ est l'indice de réfraction du matériau, n_{air} celui de l'air et $f_{\text{materiaux/air}}$ est l'indice effectif de la couche. La plus faible porosité

limite aussi l'adsorption de molécules d'eau dans les couches. Cette situation ferait changer l'indice effectif sous différentes conditions atmosphériques car le vide des pores serait alors occupé par de l'air plus ou moins saturé d'eau. Klemburg-Sapieha et ses collaborateurs [KLEMBERG-SAPIEHA et al., 2004] mesurent des indices de réfraction légèrement plus élevés pour le Ta_2O_5 par la technique DIBS que des techniques comme le PECVD. L'absence de pics correspondant à O-H dans l'analyse FTIR leur permet aussi de conclure que cela est dû à la grande densité des couches.

Des techniques de dépôt plus énergétiques permettent également des propriétés mécaniques améliorées. L'évaluation de Klemburg-Sapieha [KLEMBERG-SAPIEHA et al., 2004] des propriétés d'adhésion pour le Ta_2O_5 et le SiO_2 montre les charges critiques des tests de microrayure les plus élevés pour les échantillons produits par DIBS, qui seraient dus à des contraintes peu élevées dans les couches. Selon Hirvonen, [HIRVONEN, 1991], cette meilleure adhésion s'explique aussi non seulement par une interphase où les constituants sont physiquement mélangés, mais également par des liens de nature chimique introduits entre le substrat et la couche par la modification du substrat par le faisceau d'ions.

Dans le procédé DIBS, on peut utiliser un faisceau de gaz neutre pour le faisceau d'assistance, mais on peut également utiliser un autre gaz qui participera chimiquement à la réaction. Lorsque la pulvérisation **réactive** est utilisée, l'implantation d'ions dans la couche nous évitera la production d'oxydes sous-stoechiométriques, qui posséderait une absorption optique beaucoup plus élevée. McNally et ses collaborateurs [MCNALLY et al., 1987] ont déterminé qu'il existait une densité de courant optimale pour obtenir des matériaux à faible absorption pour chaque énergie donnée des particules incidentes du gaz réactif (de l'oxygène comme dans notre cas). Cette valeur idéale du courant diminue de façon inversement proportionnelle à l'énergie des ions bombardant. L'indice augmente tout d'abord avec la densité

de courant puisque la couche augmente en densité, puis re-diminue par ce qu'ils interprètent comme étant une dégradation de la stoechiométrie et de l'implantation d'oxygène dans la couche, ce qui correspond également à une augmentation de l'absorption optique au-delà de la densité de courant critique.

Le choix des températures de dépôt de même que des différents potentiels et courants des faisceaux peut être guidé par le modèle de structure de zone et les conclusions de l'article de McNally [MCNALLY et al., 1987]. Les caractéristiques convenant à nos applications se situent dans la zone T du modèle de structure de zone. Ces propriétés sont les suivantes : une structure dense, des grains petits et de dimensions comparables dans toutes les directions, beaucoup de dislocations, une grande dureté. On voit tout de suite sur la figure 2.2 représentant ce modèle tirée de l'article de Messier [MESSIER et al., 1984] qu'il nous faudrait, même avec un bombardement important, atteindre un rapport des température d'au-delà de 0.5 T_s/T_m (c'est-à-dire plus de 900°C, où T_m est la température de fusion du matériau et T_s est celle du substrat) avant d'atteindre la zone 2 qui serait moins dure et aurait des grains columnaires, et en contrepartie si une énergie suffisante pour le bombardement n'est pas utilisée, la porosité des couches serait problématique due à l'effet d'écrantage.

2.1.2 Pulvérisation à double faisceau d'ions

Cette technique de dépôt, dans la famille des dépôts physiques en phase vapeur (*physical vapor deposition*— PVD) est une technique qui combine deux faisceaux neutralisés d'ions. Cela permet d'allier la pulvérisation d'une cible à un apport d'énergie supplémentaire à la couche déjà déposée et, au besoin, provoque une réaction chimique avec un gaz (pulvérisation réactive) pour déposer des composés. Les principaux avantages de cette méthode sont la densité des couches produites,

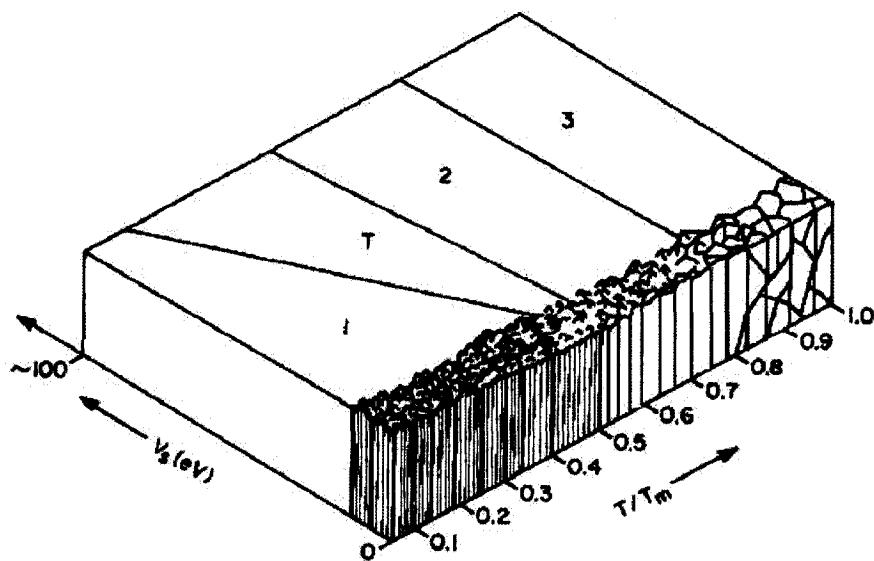


FIG. 2.2 Modèle de structure de zone. Tiré de Messier et al. (1984)

la réaction chimique complète que le second faisceau procure et une meilleure adhérence au substrat.

Je n'expliquerai ici que brièvement le système de pulvérisation. Pour des informations plus détaillées sur ce système et sur les paramètres des dépôts, veuillez vous référer au mémoire de maîtrise de Bill Baloukas [BALOUKAS, 2006]. La technique DIBS a été retenue comme méthode de dépôt offrant des performances telles qu'exigées par le projet. En effet, les matériaux déposés par ce procédé sont très denses et stables dans le temps, deux qualités requises pour ces applications. L'appareil utilisé est un Veeco[©] IonTech DIBS, dont le schéma est montré à la figure 2.3. L'appareil comporte les parties majeures suivantes, qui sont notées par les chiffres sur l'illustration :

1. Sources d'ions : Ces sources sont alimentées en gaz sur lequel est appliqué

une puissance RF pour l'ioniser. Ces ions sont ensuite accélérés par deux grilles. La différence de potentiel entre la première grille et la masse donne l'énergie au faisceau et le focalise. Les ions passent ensuite à travers une seconde grille de différence de potentiel négative afin d'augmenter le courant. Un neutralisateur à fréquences radio (RFN—Radio Frequency Neutralizer) émet ensuite des électrons (1b) afin que le faisceau soit globalement neutre prévenant ainsi les effets de charge et la divergence. La densité des atomes fait en sorte qu'il n'y ait que très peu de recombinaison. La divergence du faisceau d'ion s'ajuste à l'aide de la différence de potentiel entre les deux grilles et du courant des électrons de la RFN. La première source, de 16 cm, est envoyée sur la cible afin d'en effectuer la pulvérisation. Le second faisceau, de 12 cm, est dirigé uniquement vers le porte-échantillon afin d'impartir simultanément de l'énergie aux espèces pulvérisées et de bien contrôler l'oxydation complète (ce faisceau a également pour effet de provoquer une légère gravure de la couche).

2. **Cibles** : Les cibles utilisées dans ce système sont des plaques de 35,6 cm de diamètre. Jusqu'à trois cibles différentes peuvent être installées sur ce porte-cible de section triangulaire. Le tantalum, le niobium et la silice sont les trois matériaux utilisés présentement dans ce système. Le porte-cible peut osciller de plusieurs degrés autour de sa position afin d'assurer une usure de la cible et un dépôt plus uniformes.
3. **Gaz** : Des gaz sont introduits dans ce système pour effectuer la pulvérisation et l'oxydation. Ces gaz alimentent les sources et une sortie supplémentaire d'oxygène se trouve près de la cible. Lors de la remise à l'air, afin d'éviter l'adsorption d'humidité sur les murs du système, on remplit la chambre d'azote sec à une pression comparable à une atmosphère.
4. **Porte-substrat** : Le porte-substrat installé dans la porte de cet appareil est constitué de deux disques d'acier inoxydable entre lesquels on peut insérer

jusqu'à 9 substrats carrés de 5,08 cm de côté et jusqu'à 3 mm d'épaisseur. Le porte-substrat est couplé à un moteur pouvant le faire tourner de 5 à 600 rpm afin d'assurer l'uniformité des dépôts.

5. **Masques** : Les sources d'ions possèdent une géométrie qui fait en sorte que le faisceau ne soit pas exactement uniforme. La distribution des ions est donc dépendante du rayon depuis le centre de chacun des faisceaux d'ions. De plus, le faisceau d'espèces pulvérisées n'atteint pas l'échantillon à incidence normale. Afin de pallier à ces non-uniformités spatiales, un masque est placé immédiatement devant l'échantillon sur la trajectoire du second faisceau (celui de la source de 12 cm). La conception de ce masque dépend de la disposition particulière des faisceaux dans un appareil et pour un matériau et un temps donné, c'est-à-dire qu'il n'existe pas de géométrie universelle pour ce masque. La conception des masques est discutée à la sous-section suivante.
6. **Chambre** : La chambre de dépôt en acier inoxydable de cet appareil a un volume de 200 L et se scinde en deux à l'ouverture. Deux fenêtres en quartz sont placées de part et d'autre du porte-échantillon et des hublots munis de caches permettent de regarder à l'intérieur de la chambre.
7. **Système de chauffage** : Deux lampes halogènes en quartz d'une puissance de 500W procèdent au chauffage de l'échantillon. Un thermocouple permet le contrôle de la température par cyclage ouvert/fermé.
8. **Pompes** : Le système est mis sous vide par une pompe mécanique et une pompe cryogénique On-Board® de CTI-Cryogenics. Ces deux pompes combinées peuvent atteindre un vide poussé de l'ordre de 10^{-9} Torr en principe avec de la patience, mais les performances typiques sont d'un vide d'environ 10^{-7} Torr en environ 3h.
 - **Contrôle par ordinateur** : L'appareil est contrôlé par deux ordinateurs qui gèrent toutes les composantes (débit-mètre, pompe, éléments chauffants, sources d'ions,

etc.). Ils n'apparaissent pas sur le schéma. Le logiciel Sourcerer© est utilisé pour ce faire. Ce logiciel utilise des recettes prédéfinies par l'utilisateur et il permet l'entrée d'un signal extérieur afin d'appliquer d'autres critères que le temps pour le contrôle des paramètres du dépôt, notamment l'utilisation d'un système de monitoring optique. Ce sujet sera touché plus en détail dans la section sur le monitoring.

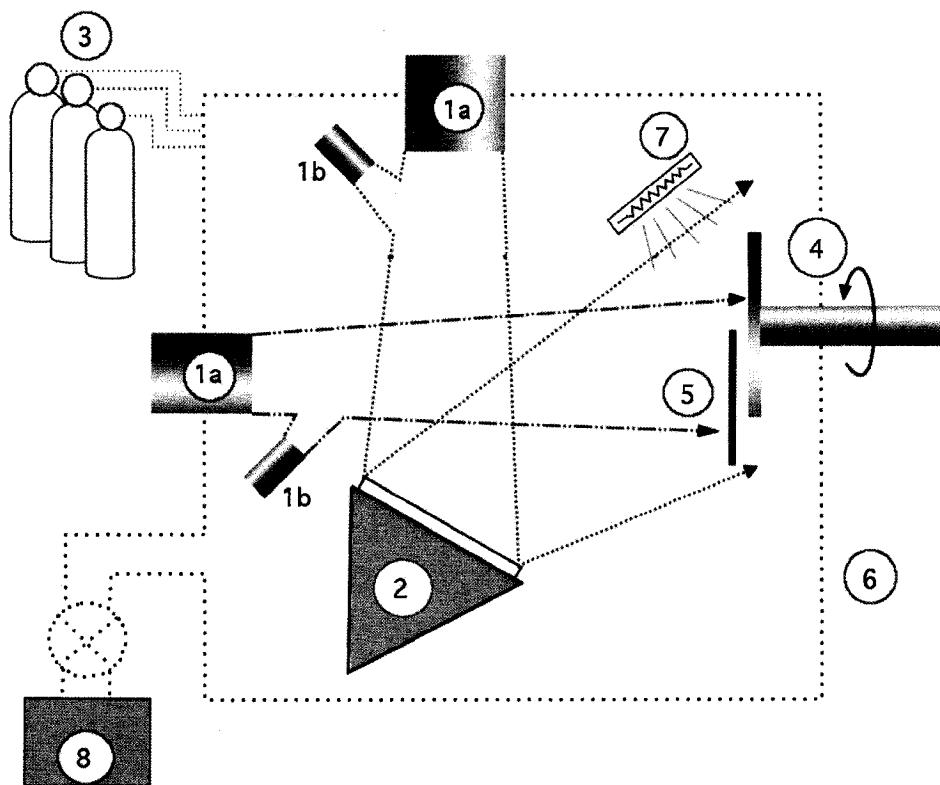


FIG. 2.3 Schéma d'un système de dépôt DIBS.

Les conditions de dépôt sont mentionnées dans le tableau 2.1 et propriétés des couches produites par le DIBS seront énoncées dans le chapitre 3. Ce système, à cause de la disposition des cibles, ne permet pas la co-pulvérisation. Ceci rend impossible la production de mélanges d'oxydes de métaux différents et donc la production de filtres à gradient d'indice. Un autre désavantage de ce système est

TAB. 2.1 Paramètres des dépôts de Ta_2O_5 et du SiO_2 .

	Ta_2O_5		SiO_2	
	16 cm	12 cm	16 cm	12 cm
Courant (mA)	600	150	600	75
Tension (V)	1250	550	1250	400
Débit Ar (source)(sccm)	18	3	18	3
RFN(sccm)	7	5	7	5
Débit O_2 (source)(sccm)	—	12	—	12
O_2 cible (sccm)	28		28	

qu'à cause de la dimension de la chambre, il est très long à ouvrir et pomper, ce qui donne une fréquence d'utilisation d'au plus deux dépôt par jour et est très glouton en azote. Cet appareil de grande taille est à l'origine conçu pour un usage de production, ce qui explique qu'il ne soit pas toujours adapté au contexte de recherche.

Contrôle de l'uniformité

L'ajustement de l'uniformité du dépôt à partir des masques est un processus non-trivial. La non-uniformité est double, puisqu'elle provient à la fois du faisceau de particules pulvérisées et du faisceau d'ions qui grave et oxyde. Toutefois le masque n'est placé que dans la trajectoire de ce dernier. À cause de la rotation du porte substrat, la non-uniformité ne survient que dans l'une des deux directions, ce qui simplifie le problème. Un test diagnostique rapide a été élaboré par D.Poitras [POITRAS, 2003], qui consiste en la déposition de deux cavités, l'une dont l'espaceur est le matériau de haut indice et l'autre le matériau de bas indice. Pour un filtre dont les épaisseurs seraient de parfaits quarts d'onde, le profil de transmission serait constitué de deux pics d'égale transmission de part et d'autre de λ_0 . Les simulations de Poitras montrent que dès que l'épaisseur ou l'indice de réfraction

varient, l'intensité relative de la transmission de ces pics variera aussi. En calculant donc le rapport entre ces deux intensités, il sera possible d'ajuster le masque en conséquence. Cette méthode a l'avantage de ne requérir qu'un seul dépôt et d'être basée sur une mesure par spectrophotométrie, l'une des méthodes de caractérisation les plus simples. Toutefois, elle a le désavantage de n'offrir qu'une approche itérative car les effets de la variation de l'indice de réfraction et de l'épaisseur des couches se trouvent confondus. Un essai de rendre cette méthode prédictive a donné des résultats mitigés qui sont présentés dans le chapitre suivant.

2.1.3 Déposition chimique en phase vapeur assistée par plasma

La seconde méthode de dépôt utilisée pour ce mémoire est le PECVD. Bien que cette méthode possède des avantages particuliers, l'aspect qui nous intéressait vraiment est la facilité avec laquelle il est possible de produire des couches inhomogènes. L'utilisation de gaz comme précurseurs permet le dépôt de mélanges de matériaux et de structures complexes d'indices en autant que les paramètres soient contrôlés assez strictement.

Tout comme pour le procédé DIBS, les paramètres de température et d'énergie des atomes seront les facteurs déterminant la microstructure. Depuis plusieurs années, de nombreux auteurs rapportent la déposition de mélanges de matériaux. Parmi leurs articles, on peut en trouver quelques uns qui se sont penchés plus particulièrement sur les propriétés des mélanges de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ déposés par PECVD [SONG and al., 1998; KAMADA et al., 1991], dont ceux de Larouche [LAROCHE et al., 2004; LAROCHE, 2003], qui sont particulièrement pertinents, puisque les dépôts ont été effectués par le même système que pour les travaux relatés ici. La microstructure a été évaluée, de même que les propriétés mécaniques et optiques.

Les travaux rapportés par Larouche [LAROUCHE et al., 2004] font état de la façon dont les matériaux sont liés entre eux à l'intérieur d'un mélange d'une certaine composition. Les analyses par détection du recul élastique (*Elastic Recoil Detection*—ERD), spectroscopie des photélectrons X (*X-ray Photoelectron Spectroscopy*—XPS) et spectroscopie par transformée de Fourier dans l'infrarouge (FTIR) permettent de conclure qu'il ne s'agit pas de deux phases distinctes, mais plutôt d'un vrai composé où les atomes d'oxygène peuvent être liés à la fois à des atomes Si et Ti sans que des sous-oxydes soient formés. Leurs analyses de diffraction des rayons X (*X-ray diffraction*—XRD) montrent également une structure complètement amorphe du mélange. Ces analyses ont de plus montré une augmentation proportionnelle de l'indice de réfraction avec le contenu en TiO_2 . D'autres auteurs [GRACIA et al., 2006] mentionnent toutefois que bien que cette tendance soit effectivement observée, il faut tenir compte de la densité des couches. Dans le cas des dépôts par plasma, les couches riches en TiO_2 ont tendance à adopter une structure columnaire, ce qui diminue leur densité et donc, à composition égale, leur indice de réfraction par rapport à des couches produites à l'aide de bombardement ionique. L'inclusion de certains éléments, résidus du dépôt, provoquent aussi la modification des propriétés optiques des matériaux.

Les résultats de Klemborg-Sapieha [KLEMBERG-SAPIEHA et al., 2004] pour le PECVD montrent également que la microstructure du TiO_2 est beaucoup plus sensible aux conditions du dépôt que le SiO_2 , et les propriétés mécaniques de ces matériaux sont inférieures à celles relatées pour des techniques de dépôt plus énergétiques, mais leurs contraintes résiduelles en compression sont très faibles.

Le schéma du second système utilisé est montré à la figure 2.4. Les différentes parties le composant sont les suivantes, où les numéros de l'énumération réfèrent à l'élément sur le schéma :

1. **Système à vide** : Le système à vide se compose d'une cuve en acier inoxydable reliée à un système de pompage. Celui-ci est constitué d'une pompe turbomoléculaire et d'une pompe rotative mécanique destinée à faire le vide primaire (jusqu'à environ 100 mTorr) et à appuyer la pompe turbomoléculaire (possibilité d'atteindre les fractions de mTorr). Une jauge capacitive Baratron dont la précision est de 0,01 mTorr effectue la mesure de vide.
2. **Générateur RF et électrode** : Un générateur de radio-fréquences associé à une unité de couplage d'impédance permet de fournir une puissance jusqu'à 600W à l'électrode. Cette électrode joue aussi le rôle de porte-échantillon, et elle est percée en son centre d'un trou d'un diamètre de 2 mm afin de pouvoir réaliser le monitoring en transmission. Le diamètre est réduit le plus possible afin d'éviter qu'un plasma ne s'établisse à l'intérieur de la cavité causant ainsi le recouvrement de la fenêtre.
3. **Gaz** : Le $TiCl_4$, le $SiCl_4$ et l'oxygène sont les gaz utilisés comme précurseurs. L'argon est ajouté à la décharge afin d'en faciliter le maintien, et l'hydrogène aide à éliminer le chlore des couches.
4. **Lampes de chauffage** : Le chauffage de l'échantillon permet d'atteindre de meilleures qualités optiques des couches, c'est pourquoi deux lampes halogènes de 250W sont installées dans le système pour le chauffage. Un thermocouple est situé près de l'électrode.
5. **Pompes** : La pompe turbomoléculaire Alcatel est couplée à une pompe rotative. Ce système de pompage permet d'atteindre un vide de l'ordre de quelques fractions de mTorr

– **Contrôle** : Le contrôle des paramètres du dépôt se fait par un ordinateur Pentium contrôlant les débit-mètres et le générateur RF par déposition chronométrée ou par un algorithme tenant compte d'un monitoring optique (cet élément n'apparaît pas sur le schéma ; voir la section ci-après).

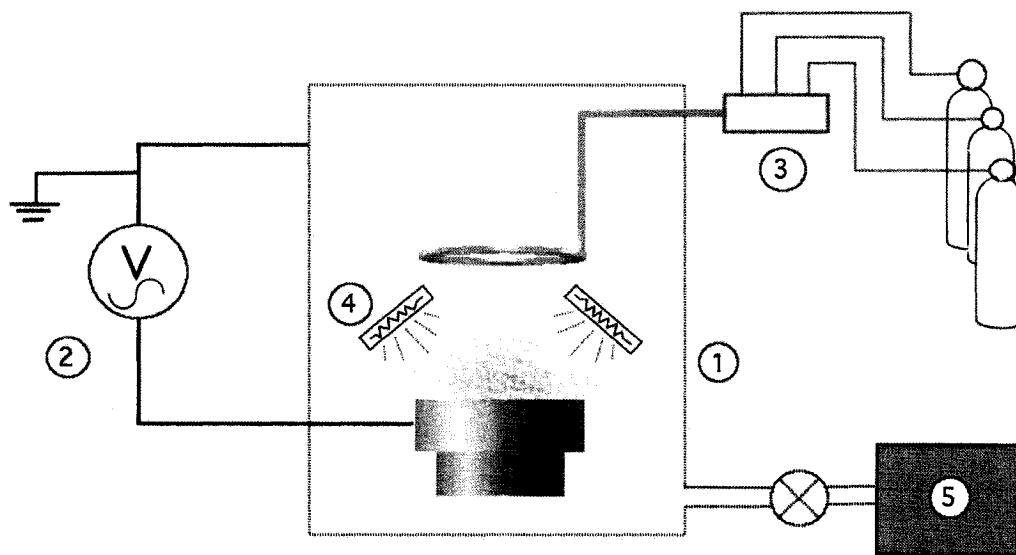


FIG. 2.4 Schéma d'un système de dépôt PECVD 1. Chambre à vide 2. Générateur de puissance RF 3. Système de distribution des gaz 4. Chauffage 5. Système de monitoring.

Un prétraitement de 5 minutes par un plasma d'oxygène et d'argon est effectué afin de nettoyer et d'activer la surface dans le système PECVD. Dès l'atteinte d'une pression près du mTorr, un chauffage par lampes halogènes est démarré et ce, jusqu'à une température d'environ 100°C. Le prétraitement, ainsi que le dépôt, se déroulent sous une pression de 25mTorr et par une puissance RF donnant lieu à un voltage d'autopolarisation de -450V. Pour le dépôt des couches, le tableau 2.2 montre les proportions respectives de chacun des gaz composant le mélange.

TAB. 2.2 Paramètres de dépôt utilisés pour le PECVD.

Matériaux déposés	TiCl ₄ (mTorr)	SiCl ₄ (mTorr)	O ₂ (mTorr)	Ar (mTorr)	H ₂ (mTorr)
TiO ₂	0	3,2	6	9	2,5
SiO ₂	2,4	0	6	9	2,5

2.2 Système de monitoring

La mesure des propriétés physiques réelles des couches déposées est souhaitable car la sensibilité des caractéristiques de transmission des filtres dépend énormément de la précision avec laquelle le design est respecté. Un soin particulier doit donc être porté à la vérification des épaisseurs et indices de réfraction des couches individuelles. Plusieurs façons d'effectuer cette vérification sont possibles, et certaines d'entre elles sont indiquées ci-dessous afin de mieux justifier le choix final de la méthode de monitoring.

Si le procédé est stable à très long terme, une pré-caractérisation des indices de réfraction et du taux de dépôt permettent d'utiliser seulement le chronomètre comme méthode de contrôle. Les exigences strictes des filtres à bande étroite rendent toutefois cette façon de faire peu souhaitable, à cause du fait que même de très petites erreurs sur des couches individuelles peuvent faire varier la longueur d'onde du pic de transmission [WILLEY, 1996; WILLEY, 2002; MACLEOD, 1972].

Il est aussi possible, toujours en pré-caractérisant les propriétés optiques des couches, d'utiliser une microbalance au quartz afin de pouvoir connaître l'épaisseur exacte déposée. La résonance électro-mécanique du cristal change en fonction de la masse de celui-ci. En évaluant donc cette fréquence de résonance, il est possible d'avoir un estimé de la masse. Ceci ne permet toutefois pas de déterminer en temps réel n , et dans le cas où l'uniformité laisse à désirer, cette méthode est, au mieux,

approximative.

En cas de problèmes, ces deux méthodes provoquent des erreurs individuelles sur les couches dont l'effet s'accumule jusqu'à déformer complètement le profil de transmission. Un contrôle direct des propriétés optiques de la couche est beaucoup plus recommandable. Ce contrôle peut se faire par ellipsométrie, spectrophotométrie ou avec une seule longueur d'onde, en utilisant la méthode du *turning point monitoring*—TPM.

2.2.1 Monitoring de couches quart d'onde

Dans le cas très particulier où l'épaisseur optique effective de la couche est un multiple entier de quarts d'onde, la méthode TPM comporte de nombreux avantages non-négligeables. Cette méthode repose sur le fait que, comme on l'a vu au chapitre 1, une couche quart d'onde provoque des valeurs extrêmes de la transmission (de même pour la réflexion). On peut le constater sur la figure 2.5. Selon le principe des couches équivalentes de Thelen, cette règle vaut également pour l'épaisseur optique effective d'un empilement, c'est-à-dire que l'ensemble des couches peut être remplacé par une seule et lorsque cet empilement aura le comportement collectif d'une couche quart d'onde, la transmission atteint un maximum ou un minimum. Cette dernière propriété est intéressante non seulement parce qu'elle permet d'effectuer le monitoring de plusieurs couches successives, mais également parce qu'elle introduit un certain effet de compensation. Tel que relevé dans de nombreux articles, la production de filtres très étroits, qui nécessite un grand nombre de couches, est très sensible aux erreurs individuelles sur celles-ci, et la tolérance sur chacune des couches est très petite. Toutefois, l'effet de compensation vient assouplir les tolérances et rend possible la production de filtres très étroits. Il faut noter par ailleurs que cet effet de compensation n'est valable qu'à la longueur d'onde du

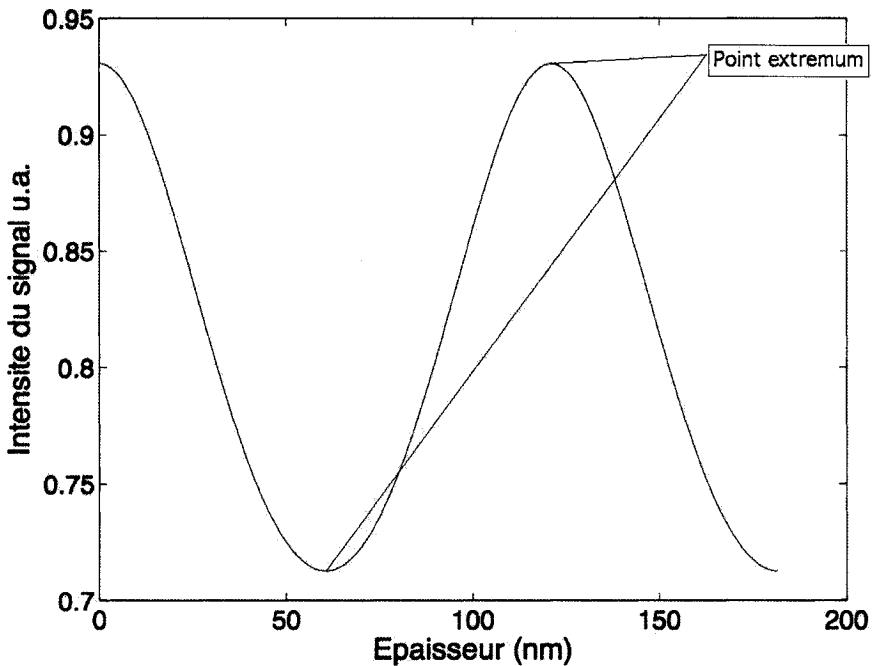


FIG. 2.5 Exemple de variation de la transmission avec l'épaisseur physique pour une couche simple.

monitoring et très près autour de cette longueur d'onde centrale. Pour un filtre dont le design comporte trois cavités, MacLeod [MACLEOD, 1972] rapporte une distribution gaussienne d'erreurs de 0.2% de l'épaisseur sans que la forme de la bande passante n'en soit affectée. Notons que le traitement théorique des erreurs de monitoring fait par MacLeod permet de conclure que celles-ci provoqueront de plus grands effets sur les couches immédiatement adjacentes aux couches-cavités que sur les couches-cavités elles-mêmes.

La méthode des points extrema repose sur le calcul de la dérivée de la transmission par rapport à l'épaisseur optique, et indirectement, puisque le dépôt est graduel, au temps :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) = \left(\frac{\partial T}{\partial nd} \right) \left(\frac{\partial nd}{\partial t} \right). \quad (2.3)$$

Ici T est la transmission. Puisque dans le cas de filtres multicouches l'indice de réfraction ne varie pas à l'intérieur d'une couche, la variation de T n'est reliée qu'au temps. L'inconvénient de cette méthode est que la région où le quart d'onde doit normalement se terminer, puisque c'est une fonction sinusoïdale, est la région pour laquelle la variation est la plus lente. Les points environnants étant tous près du point extremum, ceci diminue la sensibilité de ce mode de contrôle de la couche. De plus, ce monitoring n'est pas applicable à la production de filtres de design comportant autre chose que des quarts d'onde.

Certaines modifications à ces méthodes peuvent donner des résultats plus précis, mais elles n'ont pas été utilisées dans ce travail. Deux de ces méthodes couramment employées sont l'utilisation d'une seconde longueur d'onde de monitoring plus courte afin de donner un préavis au *turning point* ou encore l'utilisation d'une longueur d'onde pour laquelle le critère d'épaisseur voulue ne correspond pas à un quart d'onde mais se situe plutôt dans la région de variation rapide de la dérivée $\frac{\partial T}{\partial d}$, ce qui suppose un étalonnage absolu des valeurs de transmission. Lorsqu'un système est équipé d'un système de calcul de la masse déposée comme la microbalance à quartz, on peut tracer plutôt la variation des propriétés optiques en fonction de la masse déposée ce qui permet de s'abstraire des effets de la variation du taux de dépôt dans le temps.

La température n'intervient pas uniquement pour la comparaison des effets de la température d'utilisation des filtres. C'est également un paramètre qui intervient dans le procédé de déposition et dont il faut tenir compte lors du design. En effet, il est possible que les propriétés des couches requièrent une température de fabrication plus ou moins élevée que la température d'utilisation. Dans le cas d'une température de fabrication stable, seules des considérations de longueur d'onde centrale et de largeur de bande passante importent, mais la situation diffère lorsque la température varie en cours de dépôt. À ce sujet, certains auteurs soulignent l'effet

du changement de température en cours de production. Pelletier et ses collaborateurs [PELLETIER et al., 1974] montrent que la variation d'épaisseur optique des couches déjà déposées à cause du changement graduel de température introduit une erreur dans le monitoring subséquent du filtre et ce, même si l'arrêt des couches se faisait de façon parfaite sans aucune erreur. L'effet est quelque peu diminué à cause du phénomène de compensation, ce qui provoque au bout du compte un élargissement de la bande passante.

2.2.2 Monitoring sur l'appareil DIBS

Le but initial de la maîtrise était d'installer sur le DIBS un système de monitoring à longueur d'onde sélectionnée par l'usager. Un contrat a été octroyé au CEPHOM, une entreprise de Montréal spécialisée dans le support technologique aux entreprises dans le domaine de la photonique afin d'élaborer un logiciel de contrôle. Le logiciel devait pouvoir communiquer avec le logiciel Sourcerer© afin de transmettre certaines commandes démarrant des recettes prédéfinies pour chaque couche et les terminant au bon moment. Ce logiciel devait acquérir le signal optique et le traiter afin d'envoyer au logiciel Sourcerer© le signal de l'arrêt. Des essais ont été effectués avec le montage suivant : le faisceau d'une lampe à arc au xénon est collimé, passe à travers l'échantillon et est ensuite filtré par un monochromateur pour être récolté par un tube photomultiplicateur. Nous avons eu recours à un laser HeNe de 23 mW pour le monitoring de la plupart des essais, la justification ainsi que les détails de la mise en place définitive du système de monitoring sur le DIBS sont énoncés au chapitre 3. Un photodétecteur de silicium *UDT Sensors* couplé à un convertisseur courant/voltage de la défunte compagnie *Electro-Solutions* et une carte d'acquisition National Instrument DAQ-6034E ont été utilisées pour l'acquisition du signal. Une source blanche d'un ellipsomètre M-44 de la compagnie J.A. Woollam, un monochromateur et un photomultiplicateur *Hamamatsu H5784-20* constituent un

autre système de monitoring, à longueur d'onde ajustable.

La source de lumière idéale pour effectuer le monitoring est un laser, à cause de sa très fine distribution de fréquence, sa haute intensité et sa stabilité en puissance. Toutefois, pour des raisons de polyvalence afin de ne pas être confiné à la production d'un seul filtre en particulier, il est souhaitable d'avoir la disponibilité de plusieurs longueurs d'onde. Considérant le coût élevé des lasers accordables, une source blanche que l'on aura fait passer à travers un monochromateur devrait être suffisante. Toutefois, il importe de prendre en considération la bande passante du filtre que l'on veut réaliser vs la largeur de bande de la source lumineuse. Selon Willey, la réduction de la largeur de bande de la source à environ un tiers à un quart de celle du filtre à produire devrait être suffisante pour ne pas introduire d'erreurs dans le procédé de monitoring.

2.2.3 Monitoring sur le réacteur PECVD

Le monitoring sur le système de PECVD est effectué à l'aide d'un laser également. Dans ce cas, la lumière blanche n'était pas une solution envisagée, car l'intérêt d'utiliser ce système n'était pas de produire des filtres à une longueur d'onde spécifique, mais plutôt de respecter un design quart d'onde, peu importe la valeur exacte de celle-ci. Un laser HeNe a donc ici aussi été installé. Le système est utilisé aussi bien pour les dépôts de filtres multicouches qu'à gradient d'indice. Pour le dépôt de ces derniers, la méthode développée et brevetée par Hall et Smith [HALL and SMITH, 1989] a été utilisée. Leur méthode est résumée dans un organigramme logique et est montrée à la figure 2.6. Il s'agit en fait de s'assurer que la période de variation d'indice correspond bel et bien au design prévu, c'est-à-dire que l'on veut une certaine relation entre l'épaisseur optique et l'épaisseur physique. Des variations de taux de dépôt ou une mauvaise évaluation préalable des constantes optiques des

matériaux peuvent être responsables de différence entre le profil désiré et le profil déposé. La correction sur le profil d'indice peut s'exprimer de la façon suivante :

$$n(z) = n^* - \frac{\Delta n^*}{z} \sin \left(\frac{4\pi \bar{n}^* z^*}{\lambda_0} + \phi \right) \quad (2.4)$$

où les variables marquées d'un astérisque sont susceptibles de présenter des variations locales, et ϕ la correction de phase apportée par la méthode. Deux cas sont prévus par ce brevet : le premier est le cas où la variation d'indice est plus rapide que le design le prévoit ; dans ce cas, l'indice est simplement gardé constant jusqu'à ce que l'épaisseur physique adéquate soit atteinte ; le second cas survient lorsque la variation d'indice est plus lente que le design ; dans ce cas, l'algorithme de contrôle prévoit un saut soudain dans l'indice pour arriver au bon indice pour cette épaisseur. Ceci est résumé à la figure 2.7. Les auteurs mentionnent que puisque l'évaluation ne peut véritablement se faire qu'en arrivant à un point extrémum, il y a un avantage certain à utiliser une longueur d'onde qui corresponde à la moitié de celle du design du filtre, car ainsi il est possible de réajuster plus fréquemment la variation. Toutefois, avec les méthodes modernes, on peut réinsérer dans l'algorithme de contrôle la nouvelle évaluation des taux de dépôts ainsi trouvés.

2.3 Design des filtres

Deux logiciels ont été utilisés afin d'effectuer le design des filtres. Les deux reposent sur la méthode matricielle.

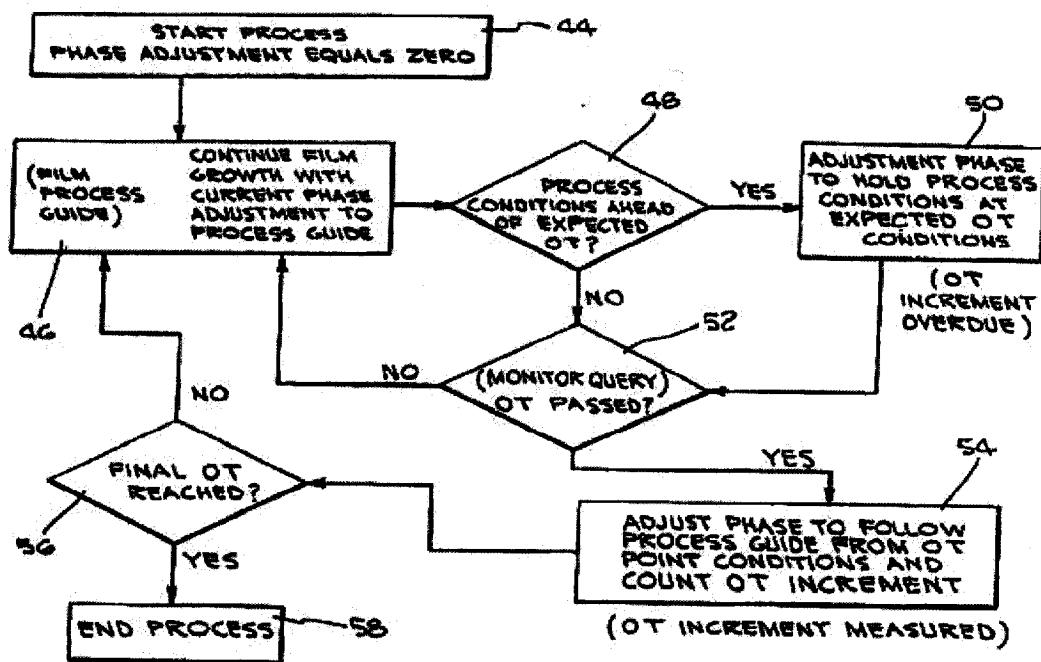


FIG. 2.6 Structure logique de l'algorithme de correction des matériaux déposés pour obtenir un profil d'indice graduel (tirée du brevet de Hall et Smith).

2.3.1 *TFCalc*

Le logiciel *TFCalc* de la compagnie *Software Spectra, inc* a été utilisé pour le calcul des performances des filtres multicouches. Le logiciel utilise les paramètres de matériaux prédéfinis dans la bibliothèque ou par l'utilisateur. Le logiciel calcule la transmittance, l'absorption, la réflectance, la phase, etc. à différentes longueurs d'onde et à différents angles, jusqu'à concurrence de 32 000 points. Une fonction de calcul de la courbe attendue de monitoring quart d'onde est disponible. Il est même possible de définir des cibles et d'optimiser les performances à l'aide de la méthode «needle». Toutefois, comme discuté au chapitre précédent, cette méthode n'est pas appropriée pour nous qui désirions conserver un design de multicouches QO pour

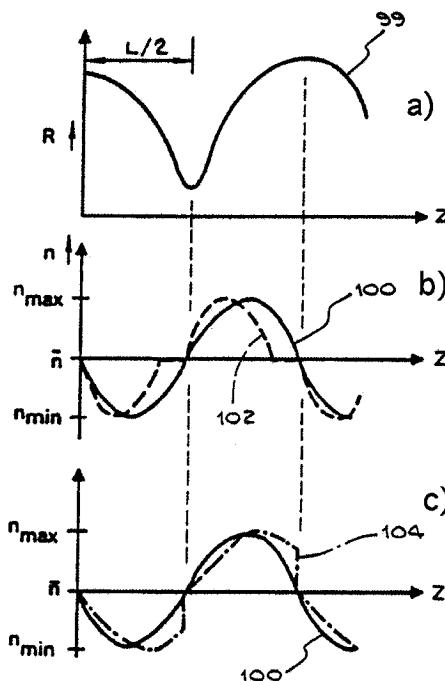


FIG. 2.7 Influence des corrections sur le profil d'indice du dépôt a) Courbe de monitoring en réflexion b),c) Effet de la correction pour une variation trop rapide et trop lente de l'indice respectivement (figure tirée du brevet de Hall et Smith).

des raisons de fabrication. L'approche «essai et erreur» a donc été utilisée.

2.3.2 *SL Filters*

Ce logiciel, mis sur pied par Stéphane Larouche du département de génie physique de l'École Polytechnique, en plus de posséder les mêmes capacités que TFCalc, permet le calcul et l'optimisation des propriétés de couches inhomogènes et dispersives. Puisqu'il est toujours en cours de développement, seuls les designs de filtres à gradient d'indice ont été faits avec. Toutefois, sa facilité d'utilisation le rend très attrayant même pour le design des filtres multicouches.

2.4 Caractérisation des couches minces et des filtres

2.4.1 Caractérisation optique

Les propriétés optiques des couches minces produites ont été mesurées par ellipsométrie spectroscopique. L'ellipsométrie compare les ellipses initiale et finale de polarisation d'une onde électromagnétique en comparant la différence de phase et d'intensité entre deux polarisations perpendiculaires. L'appareil utilisé est un ellipsomètre à angle variable de modèle possédant une gamme de longueurs d'onde de 280-1700 nm. Le logiciel de modélisation utilisé est le WVASE32. Un spectrophotomètre Lambda 950 de la compagnie Perkin-Elmer a également été utilisé pour la caractérisation des propriétés de transmission des filtres fabriqués. La gamme de longueurs d'onde couverte s'étend de 190 à 3500 nm.

2.4.2 Caractérisation mécanique

Deux méthodes de caractérisation mécaniques ont été utilisées pour déterminer les propriétés mécaniques des couches simples. La première technique est la détection du rayon de courbure du substrat (R). Cette technique repose sur l'équation de Stoney qui lie entre elles la valeur des contraintes dans une couche (σ), l'épaisseur respective du film et du substrat (d_f, d_s), le module d'Young du substrat (E_s) et le coefficient de Poisson de celui-ci (ν) pour arriver à calculer le rayon de courbure d'un assemblage substrat/film.

$$\sigma = \frac{E_s d_s^2}{6R(1 - \nu_s)d_f}. \quad (2.5)$$

On mesure le rayon de courbure avec l'appareil de mesure à configuration circulaire

Tencor® FLX-2900. Ces contraintes peuvent être des contraintes résiduelles, mais elles peuvent également être des contraintes dues à un désaccord de coefficient d'expansion thermique lorsqu'un assemblage est soumis à différentes températures. On peut exprimer cette variation comme étant :

$$\Delta\sigma(T) = \frac{E_f}{1 - \nu_f}(\alpha_s - \alpha_f)\Delta T, \quad (2.6)$$

où E_f est le module d'Young du film, ν_f son coefficient de Poisson, α_s et α_f sont les coefficients d'expansion thermique du substrat et du film respectivement, et ΔT la différence de température appliquée. Ceci nous permet, en utilisant plus d'un substrat, de retrouver le coefficient d'expansion thermique et le module d'Young réduit.

La seconde méthode de caractérisation est le nanotriboindenteur de la compagnie *Hysitron*. Cet appareil permet de trouver la valeur du module d'Young réduit de façon indépendante, ainsi que la dureté en procédant à un essai d'indentation. Une pointe entre dans le matériau, et d'après les forces entre la pointe et la couche en chaque profondeur de l'indentation de même que l'aire indentée, on peut retrouver la module d'Young réduit qui est donné par :

$$E_r = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{S}{\sqrt{A_p}} \quad (2.7)$$

où A_p est l'aire résiduelle de l'indentation dont le calcul est différent pour chaque géométrie d'indenteur et S est la pente de déchargement.

2.4.3 Chambre de test environnemental pour la caractérisation des filtres

Nous avons construit une cellule de test pour évaluer la réponse des filtres à la température. Cette cellule d'acier inoxydable a été conçue de façon à pouvoir s'insérer dans le compartiment échantillon d'un spectrophotomètre Perkin Elmer Lambda 950. La figure 2.8 montre le schéma de cette cellule. Un module de refroidissement à effet Peltier (MCW-5002 PT de *Sidewinder Computers* de 124W) permet d'atteindre au mieux une température de -28°C et une cartouche chauffante de 80W (CiR-1024 Omegalux® d'*Omega*) atteint facilement une température de 80°C —mais la limite supérieure n'en a pas été testée. Pour ne pas altérer la durée de vie du dispositif de refroidissement, et puisque le contrôleur ne possède qu'une seule sortie, le dispositif de refroidissement est utilisé à pleine puissance et c'est la résistance chauffante qui module la température. L'humidité est contrôlée par une entrée de gaz de chaque côté de l'échantillon. Elle n'a été utilisée jusqu'ici qu'avec de l'air comprimé sec. Cette cellule est montée sur un support à angle variable gradué afin de pouvoir effectuer des mesures à différents angles.

L'échantillon est placé entre les deux plaques de métal. La cellule de test permet d'accueillir un échantillon jusqu'à une épaisseur de 5 mm. Dans le cas où celui-ci n'atteint pas cette épaisseur, une pièce de mousse est mise afin de caler l'échantillon. Le thermocouple est collé directement sur la face arrière de l'échantillon —celle qui n'est pas directement en contact avec la plaque chauffante/refroidissante—le plus près possible de l'endroit où le faisceau effectuera la mesure. Le faisceau est aligné sur le centre de l'échantillon, et son incidence normale est vérifiée en ajustant la réflexion sur le faisceau incident. Le procédé à commande proportionnelle intégrale et dérivée (PID) du contrôleur de température se pré-calibre sur un échantillon de verre de même épaisseur. Un délai de 10 minutes est donné entre le moment où le

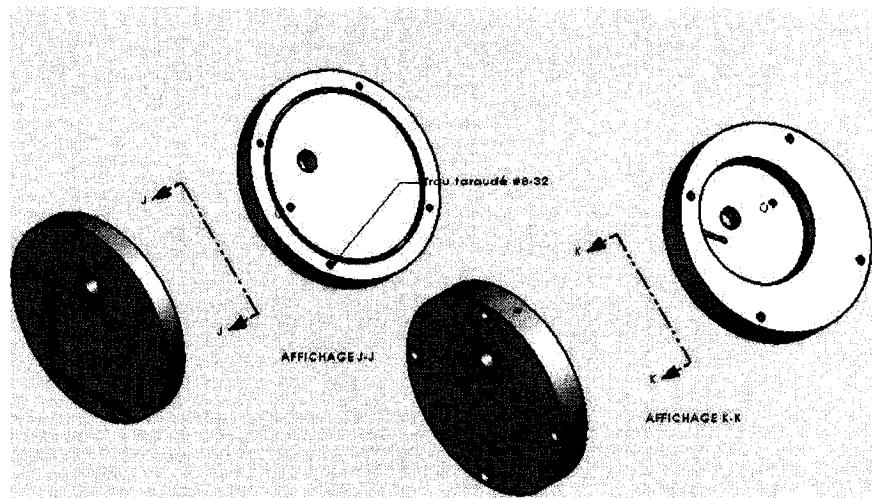


FIG. 2.8 Cellule de test environnemental.

thermocouple indique la température voulue et la prise de données afin de s'assurer que la température soit stable dans le temps.

Les montages expérimentaux expliqués dans ce chapitre ont servi à déposer les couches simples et les filtres. Les substrats employés sont le silicium $<100>$ et la silice amorphe pour les étapes de caractérisation, et des échantillons de B270 de 5,08 cm de côté et 2 mm d'épaisseur pour la préparation des filtres. Tous les substrats ont été nettoyés en frottant sous l'eau très chaude avec du savon à vaisselle commercial.

CHAPITRE 3

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Rappelons tout d'abord les objectifs du projet tels que définis au départ : 1. Mettre en place un système de monitoring quart d'onde et de contrôle de l'appareil DIBS. 2. Produire par DIBS un filtre à bande étroite possédant les caractéristiques nécessaires à l'étude de la cinématique des galaxies. 3. À l'aide de ce filtre, observer les raies d'absorption d'une galaxie afin de vérifier la faisabilité d'en extraire sa cinématique stellaire.

Les deux premières étapes ayant pris plus de temps que prévu, il fallut recourir à l'utilisation d'un filtre commercial afin d'évaluer la possibilité d'effectuer des observations en absorption. Certains résultats de l'analyse nous ont alors porté à réorienter quelques uns des objectifs prévus au départ. Ainsi, tel que montré dans la section suivante, les résultats astronomiques peu concluants de l'observation en absorption nous ont suggéré qu'il y avait un problème au niveau instrumental. La caractérisation de la relation existant entre la longueur d'onde centrale de la bande passante et la température peut être en cause, mais aussi l'évaluation même des propriétés requises pour un filtre destiné à ce genre d'observations. Puisque les propriétés non seulement optiques mais également mécaniques des couches conditionnent le comportement des filtres par rapport à la température, l'étude de la comparaison des performances des filtres à gradient d'indice et multicouches semblait appropriée. Dans ce chapitre, la relation entre les propriétés mécaniques et optiques sera montrée et les étapes ayant mené à la production de filtres optiques seront présentées.

3.1 Résultats des observations en absorption

Afin d'étudier la cinématique de la composante stellaire des galaxies spirales, des mesures en absorption ont été tentées. À cause de considérations relatives à la sensibilité de l'instrument et notamment la moindre sensibilité du détecteur CCD dans le rouge, nous avions choisi d'étudier le triplet de raies du magnésium qui se trouvent au repos à 5167, 5173 et 5184 Å. Le but de ces observations était d'évaluer la faisabilité d'une telle méthode avec l'instrument FaNTOmM. Tel qu'expliqué au chapitre 1, la somme des émissions des différentes composantes de la galaxie est un spectre continu sur lequel sont superposées des raies d'émission et d'absorption. Les premières proviennent principalement du milieu interstellaire ionisé alors que les secondes sont les raies d'absorption des espèces chimiques se retrouvant dans la photosphère des étoiles. Afin de pouvoir détecter sans ambiguïté une raie d'absorption, il faut effectuer la mesure sur un domaine de longueur d'ondes assez étendu pour avoir non seulement la raie, mais également pour établir le niveau de l'émission continue.

L'étalon utilisé possédait un ISL de 33 Å et un ordre $p=154$. L'ISL a donc été balayé en vingt-quatre canaux. La galaxie observée est NGC2985, dont les coordonnées sont : AD :09h50min22s et DEC :+72°16'43". La dispersion des vitesses d'environ 150km/s [GERSSEN et al., 2000] de cette galaxie de type Sa aurait dû permettre de valider la méthode. La vitesse systémique de cet objet est de 1322 km/s, ce qui signifie que ses raies seront déplacées vers le rouge de 2,29 nm. L'image 3.1 est l'addition du flux des vingt-quatre canaux. La galaxie est entourée sur l'image. L'objet faible à la gauche est en fait le «fantôme» de la galaxie. Ceci est dû aux réflexions dans l'optique de l'étalon.

Le logiciel ADHOCw [CORRADI et al., 1992] a été utilisé pour le traitement des données. Ce logiciel utilise un cube de données de calibrations prises au début et

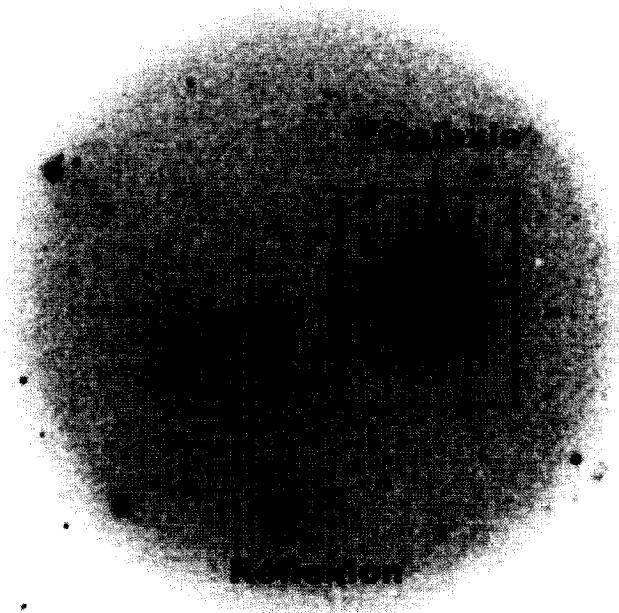


FIG. 3.1 Intensité du flux de la galaxie.

à la fin de l'observation à partir d'une raie dont la longueur d'onde est connue exactement (ici la raie à 6598 Å du néon). Ce cube permet de calculer la phase de chacun des points de l'image pour chacun des canaux (espacement entre les lames de l'étalon) par rapport à la longueur d'onde connue et effectue ensuite les opérations de soustraction du ciel et de lissage spatial et spectral afin d'obtenir un spectre calibré en longueur d'onde pour chacun des pixels. Les spectres de différentes parties de la galaxie sont présentés aux figures 3.2 et 3.3.

On voit tout de suite sur ces figures qu'il est difficile d'arriver à des conclusions solides sur ces observations. D'abord, il est difficile de déterminer s'il y a véritablement présence de raie. Normalement, les deux raies à 5167 et 5173 Å auraient dû être confondues à cause de la dispersion des vitesses. Cette raie composite aurait dû être centrée sur le centre de l'ISL, c'est-à-dire environ à l'exposition 12 ou 13. Tel n'est

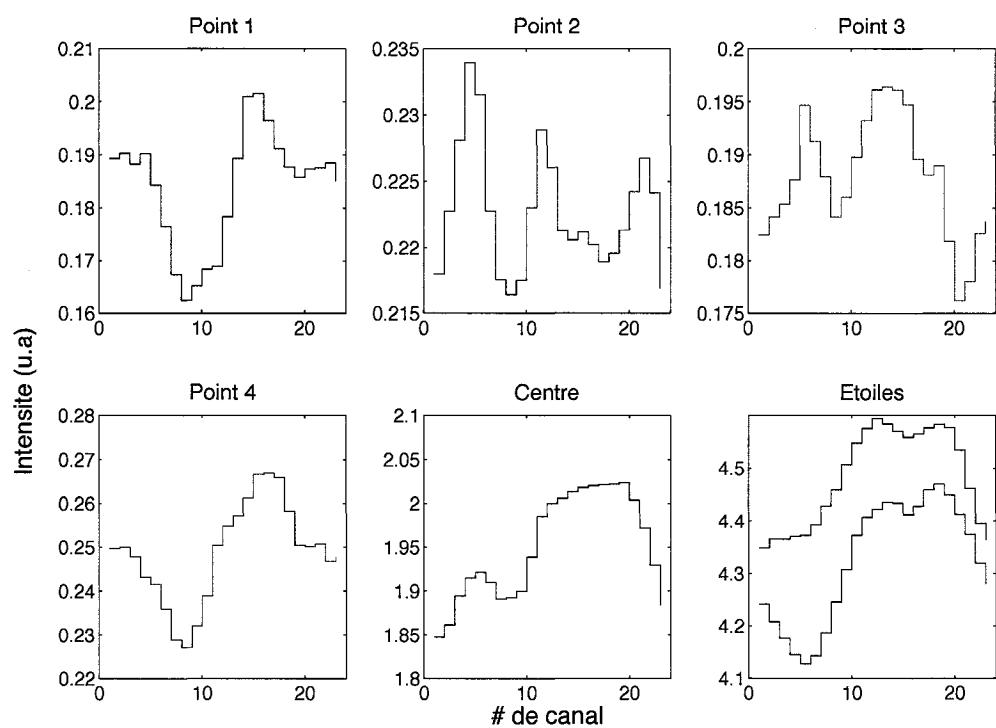


FIG. 3.2 Spectres en différents points de la galaxie tels que donnés par le logiciel ADHOCw.

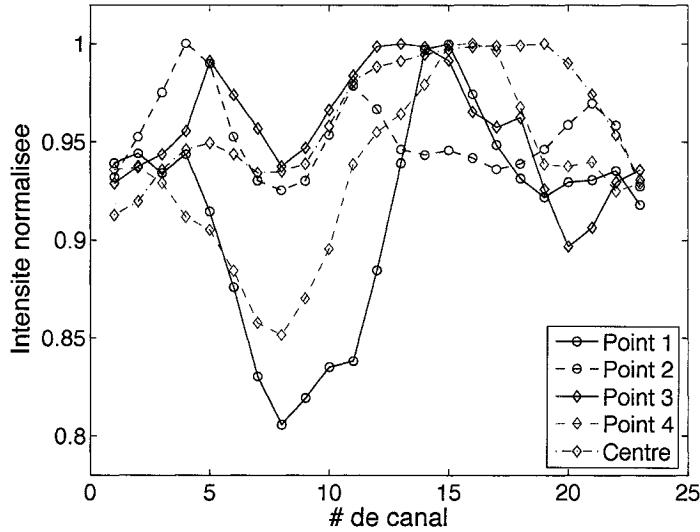


FIG. 3.3 Intensité normalisée de spectres en différents points de la galaxie.

pas le cas, si l'on accepte que la dépression vers le bleu est bel et bien une raie. Le décalage entre la position réelle de la raie et sa position attendue peut s'expliquer si le calibration du cube a échoué, ou encore si la vitesse systémique de la galaxie telle qu'extraite du catalogue n'était pas exacte. Cette dernière éventualité est possible mais peu probable puisque la valeur de la vitesse systémique a été déterminée à partir des données prises pour l'hydrogène neutre.

Si cette dépression que l'on devine est bien la somme de deux raies du triplet, la seconde structure devrait également apparaître dans le spectre, ce qui ne semble pas être le cas d'après leur espacement, qui n'est pas constant. Le tableau 3.1 montre la position du meilleur ajustement possible d'une gaussienne pour modéliser les raies.

C'est le spectre des étoiles du champ qui donne la puce à l'oreille à propos de ce qui a pu se passer lors de ces observations. En effet, ce spectre, qui devrait normalement

TAB. 3.1 Position de la meilleure modélisation de raies possibles dans les spectres en différents endroits de la galaxie.

Emplacement	Raie 1 (#de canal)	Raie2 (#de canal)	Espacement (canaux)
Point 1	8,5	21,6	13,1
Point 2	8,1	16,1	8,0
Point 3	8,2	20,6	12,4
Point 4	7,7	21,8	14,1
Centre	7,5	23,7	16,2

être quelconque, montre des ressemblances avec ce que l'on trouve dans le spectre de la galaxie. Il est peu probable que des étoiles du champ présentent, par hasard, exactement les mêmes raies avec exactement le même décalage Doppler. On peut donc supposer que cet artefact provient plutôt de l'instrument ou du traitement de données.

Tel que discuté dans le chapitre 1, les caractéristiques du filtre peuvent être responsables du déplacement et de la déformation des raies. Le spectre de transmission du filtre tel que calculé pour la température d'observation a été tracé à la figure 3.4. Seul l'intervalle de longueur d'onde parcouru par les canaux de l'étalon est présenté pour une comparaison plus facile. On voit bien sur cette figure que le centre du filtre n'arrive pas au centre de l'intervalle de canaux. Évidemment, cette situation n'était pas intentionnelle. C'est que ce filtre a été acheté en tenant compte de la température moyenne prévue au site d'observation pour les dates d'observation allouées. Malheureusement, au moment de l'observation il faisait moins froid que prévu et la transmission du filtre s'en est ressentie. De plus, la relation de correspondance entre la longueur d'onde centrale de transmission et la température qui nous avait été donnée avait été arrondie, introduisant une erreur supplémentaire.

Vu la largeur et la forme de la bande passante, le recouvrement d'interfrange est

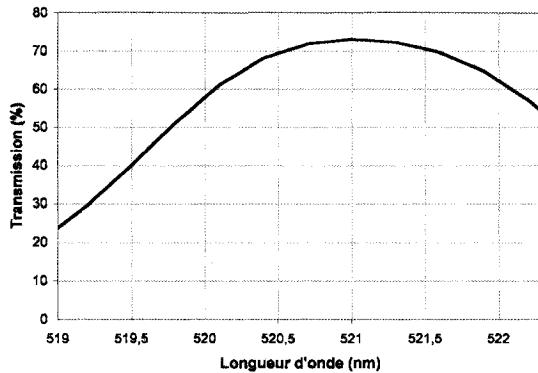


FIG. 3.4 Transmission du filtre commercial en fonction de la longueur d'onde à la température d'observation.

important car les composantes additionnées du deuxième et du troisième ordre sont assez élevées. Il est donc inutile d'essayer de diviser le signal provenant de la galaxie par le spectre d'une étoile (qui pourrait, à la limite, jouer le rôle de courbe de transmission de l'instrument), car l'information sur les composantes respectives du premier, deuxième et troisième ordre est perdue.

Les données astronomiques sous cette forme sont donc inutilisables, mais elles nous ont démontré l'importance de comprendre mieux la relation entre les paramètres des filtres (designs, matériaux) et leurs performances en température. Ceci nous a amené à étudier plus en détail ce phénomène et déterminer pour chacun des matériaux utilisés les constantes mécaniques et optiques intervenant dans la modification des propriétés de transmission avec la température.

3.2 Design de filtres

Cette section présente les résultats de l'élaboration d'un design le plus satisfaisant possible pour la fabrication de filtres optiques qui seraient utilisables au télescope.

Bien que les filtres déposés afin d'effectuer les études en température soient plus simples pour des raisons de rapidité d'exécution, la méthode de monitoring, maintenant en place, permettra la fabrication de tels designs. Rappelons d'abord les caractéristiques souhaitées pour un filtre idéal (voir figure 1.5) :

1. Une transmission la plus élevée possible à l'intérieur de la bande passante ($T > 60\%$)
2. Aucune transmission à l'extérieur de la bande passante
3. Un passage très abrupt hors de la bande passante
4. Une transmission égale partout à l'intérieur de la bande passante (*flat top*)
5. Une largeur de la bande passante exactement couplée à l'ISL de l'étalon

À cause du problème de recouvrement d'interfrange, seuls quelques designs de filtres conviennent à l'application. Une cavité FP de bas ordre est tout indiquée pour un filtre à bande passante étroite.¹ L'utilisation pour les miroirs de couches QO et d'un espaceur DO sans absorption assure une transmission très élevée à l'intérieur de la bande passante.

La cavité FP seule ne possède toutefois pas une transition assez abrupte hors de la bande-passante, et l'épaisseur de la bande passante voulue nécessite un ajustement du nombre de couches utilisées. Un design multicavités a été choisi puisque c'est ce qui provoque les bandes passantes les plus carrées. Un design comportant plusieurs cavités, si tous les réflecteurs sont égaux, ne possédera pas une bande passante plus étroite que son équivalent simple cavité (par exemple $(HL)^3 2H (LH)^3 L (HL)^3 2H (LH)^3 L (HL)^3 2H (LH)^3$ vs $(HL)^3 2H (LH)^3$), seule la forme change. Pour un nombre de couples réflecteurs donné, le rapport entre les largeurs des bandes passantes à différentes hauteurs (L_{10}/L_{50} et L_{10}/L_{90}) est résumé dans le tableau

¹ici, *bas ordre* est utilisé dans le sens où l'espaceur est *mDO* où *m* est un entier petit, par opposition à l'ordre des étalons ajustables qui peut, lui, être très élevé, où l'espaceur a généralement plusieurs microns d'épaisseur.

3.2.

TAB. 3.2 Escarpelement des bandes passantes pour différents nombres de cavités.

	(HL) ³		(HL) ⁴		(HL) ⁵	
	L ₁₀ /L ₅₀	L ₁₀ /L ₉₀	L ₁₀ /L ₅₀	L ₁₀ /L ₉₀	L ₁₀ /L ₅₀	L ₁₀ /L ₉₀
1 cavité	3,35	15,88	3,24	15,41	3,20	15,10
2 cavités	1,70	2,79	1,68	2,75	1,67	2,74
3 cavités	1,29	1,56	1,28	1,54	1,27	1,52
4 cavités	1,15	1,25	1,14	1,24	1,14	1,24
5 cavités	1,08	1,14	1,08	1,46	1,08	1,15

On voit très bien par ces chiffres que pour tous les nombres de réflecteurs, le rapport entre les largeurs des bandes passantes est le même pour un nombre de cavités donné et que l'escarpement de la bande passante est beaucoup plus prononcé pour un nombre élevé de cavités, bien que la largeur à mi-hauteur de la bande passante reste plus ou moins la même pour tous les nombres de cavité. Un rapport de 1,15 entre la bande passante à 10% et celle à 90% semble satisfaisant et c'est pourquoi un design de cinq cavités a finalement été choisi.

La figure 3.5 suivante résume la situation et montre la comparaison entre un filtre simple et les filtres multiple cavités pour un nombre de couples réflecteurs donné, de même que le rétrécissement de la bande passante avec l'ordre de la cavité. On voit que bien que l'augmentation du nombre de cavités améliore l'escarpement, un problème survient : l'apparition de vaguelettes au sommet de la bande passante. Comme mentionné au chapitre 1, ces vaguelettes sont dues à la phase des réflecteurs diélectriques. Le nombre de sommets des vaguelettes suit le nombre des cavités pour un nombre de couples réflecteurs donné. Puisque ce problème est dû à la phase, sa résolution passe par l'ajustement de l'ordre et du nombre de couples réflecteurs pour chacune de ces cavités, ce qui modifie également la bande passante du filtre. La solution retenue a été trouvée par la méthode essai et erreur à l'aide

d'une comparaison visuelle de la sévérité des vaguelettes et du calcul des bandes passantes aux seuils de transmission de 10%, 50% et 90%. Le profil de transmission et le profil d'indice de la solution retenue sont donnés à la figure 3.6.

Il est plus judicieux de modifier l'ordre des cavités que leur nombre de réflecteurs car ainsi l'intensité lumineuse reste élevée tout au long du processus, ce qui permet de diminuer le niveau de bruit et d'améliorer la précision du monitoring.

Le design final (figure 3.6) combine ces deux approches. L'annexe présente un sommaire de tous les designs tentés ainsi que leur spectre de transmission prévu.

Les filtres à gradient d'indice déposés par PECVD ont été fabriqués à des fins de comparaison seulement ; c'est pourquoi leur design n'a pas été optimisé. Le nombre de périodes utilisé correspond au nombre de réflecteurs de leurs équivalents multicouches.

Les propriétés de phase du filtre font en sorte que la bande d'extinction est plus étroite de chaque côté du pic de transmission que ce qu'il adviendrait d'une cavité métallique. On voit donc apparaître, dès 460 et 575 nm des bandes de transmission. Cet effet est accentué lorsque l'on utilise l'ordre des cavités pour éliminer les vaguelettes. Afin de pallier à ce problème, on superpose, sur la face arrière du filtre, un passe-haut et un passe-bas. Le design idéal de ces filtres serait un design classique de la forme $(\frac{L}{4}H\frac{L}{4})^n$ @ $\lambda \geq \lambda_{FP}$ pour le passe-haut et $(\frac{H}{4}L\frac{H}{4})^n$ @ $\lambda \leq \lambda_{FP}$ pour le passe-bas, où $\frac{L}{4}$ et $\frac{H}{4}$ représentent une couche d'un quart de quart d'onde d'épaisseur optique. Simplement, ce genre de design ne donne pas vraiment un filtre passe-haut ou passe-bas, mais plutôt une bande d'extinction qui suffit parfois pour considérer ce genre de design comme un *edge filter*. Pour augmenter l'étendue de la bande d'extinction, il suffit de faire comme si on superposait deux filtres passe-haut/bas dont la longueur d'onde de référence n'est pas la même. Ceci donnerait

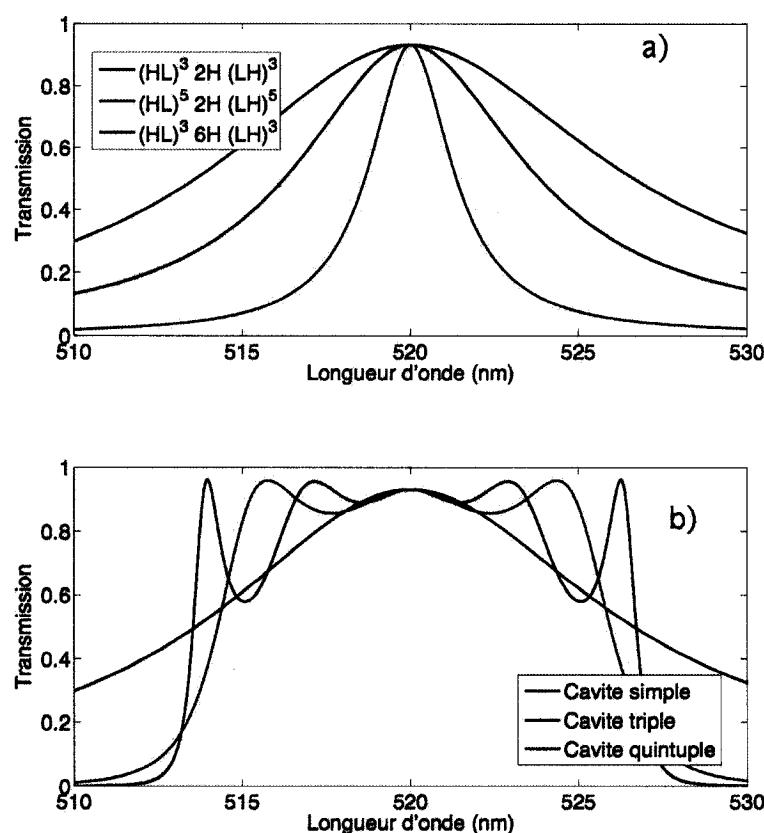


FIG. 3.5 Transmission de différents designs de filtres pour le même nombre de couples réflecteurs HL. **a)**Effet de l'ordre des cavités et du nombre de réflecteurs. **b)**Effet du nombre de cavités.

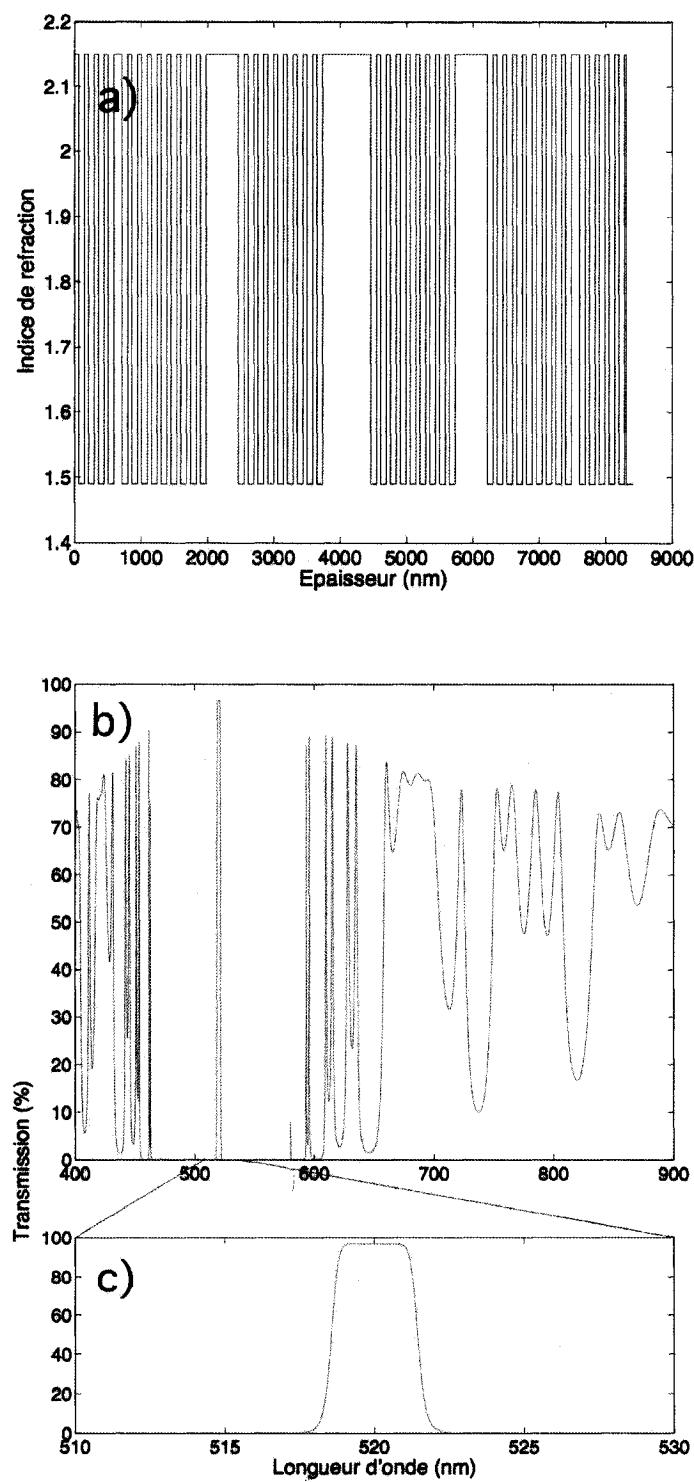


FIG. 3.6 Transmission du design final de filtres. **a)**Transmission sur tout le domaine visible. **b)**Détail du pic principal de transmission. **c)**Profil d'indice du design.

par exemple, dans le cas d'un passe-haut : $(\frac{L}{4}H\frac{L}{4})^n$ @ 740 nm + $(\frac{L}{4}H\frac{L}{4})^n$ @ 880 nm. Donc $(\frac{L}{4}H\frac{L}{4})^n + (0,6L1,2H0,6L)^n$ @ 740 nm pour le passe-haut par exemple. Ici encore, le problème de vaguelettes se répète. Il serait possible d'atténuer cet effet à l'aide de couches intermédiaires [LAROCHE and MARTINU, 2006]. Ce principe permet d'approcher un design à gradient d'indice tout en demeurant plus simple dans l'exécution. Toutefois, il n'est pour l'instant pas possible de déposer des matériaux d'indice intermédiaire par DIBS et la mauvaise stabilité des couches préparées par PECVD pousse à conserver un design ne faisant appel qu'à des couches de haut et bas indice. Le design des filtres passe-haut/bas est beaucoup moins sensible aux erreurs individuelles que les filtres FP, ce qui fait que l'on peut utiliser le dépôt chronométré et ainsi se passer de monitoring, ce qui permettra de déposer un grand nombre de couples HL sans se préoccuper de l'extinction du signal.

3.3 Monitoring

Le chapitre 1 mentionne les raisons pour lesquelles un dispositif de monitoring optique utilisant le principe de *turning point monitoring* a été utilisé. Un tel système comporte toujours trois composantes : une source lumineuse, un détecteur d'intensité et un système informatique calculant le moment d'arrêt de la couche. Des deux chambres de dépôt utilisées, aucune ne comportait un système de monitoring directement utilisable dans sa forme originale. Il a donc fallu installer ou modifier les installations de chacune des deux chambres. Les particularités techniques de l'installation de ces dispositifs sur chacun des systèmes sont expliquées dans les paragraphes suivants.

3.3.1 Installation au DIBS

Sur l'appareil DIBS, le seul dispositif de monitoring compris était une balance au quartz. Nous avons voulu mettre en place un système de monitoring optique afin de profiter du phénomène de compensation lié au *turning point monitoring*. En regardant sur le schéma 2.3, on voit que deux hublots sont disposés de part et d'autre de la chambre, de façon parallèle au porte-échantillon. Une plate-forme de format «table optique» avec des trous filetés aux demi-pouces est accrochée sous ces hublots. Les dimensions de la chambre font qu'une distance de quelques mètres au moins doit être parcourue par le faisceau afin d'atteindre le détecteur.

Le but du dispositif de monitoring sur ce système est de pouvoir fabriquer un filtre à n'importe quelle longueur d'onde de contrôle à partir d'un design quart d'onde fourni par l'usager. Le dispositif doit permettre d'utiliser toute la plage de longueurs d'onde du visible et, si possible, une faible partie du très proche infrarouge. Pour ce faire, il faut donc une source polychromatique jumelée à un moyen d'isoler l'information d'une longueur d'onde en particulier et un détecteur couvrant toute cette gamme de longueurs d'onde. Bien sûr, la source de lumière idéale aurait été un laser accordable à cause de son flux important et de la collimation de son faisceau, mais nous avons préféré une solution moins coûteuse.

La distance considérable à parcourir par le faisceau fait en sorte que peu importe le système de couplage à la sortie de la source et à l'entrée du monochromateur (lentilles, fibre optique,etc) une certaine perte doit être attendue. Il importe donc de choisir une source possédant une bonne émission dans toutes les longueurs d'onde et une émissivité surfacique élevée, car peu importe la puissance totale de la source, les points d'émission s'éloignant de l'axe optique sont mal couplés au système de lentilles ou de fibres. Les lampes à décharge offrent un bon choix pour ces deux facteurs. Les lampes à incandescence possèdent de plus le désavantage qu'une grande

partie de leur énergie rayonnée se trouve dans le jaune et le rouge, laissant peu de flux pour les longueurs d'onde plus courtes à cause de l'asymétrie de la cloche d'émission thermique (loi de Planck). Parmi les lampes à arc, plusieurs mélanges de gaz sont disponibles. La variété de raies dépend donc du gaz de la lampe. Les lampes au HgXe sont celles qui émettent la plus grande variété de raies dans le visible, avec une bonne incidence dans le bleu².

Afin ensuite de ne récupérer que l'information contenue dans une seule des longueurs d'onde, on fait passer le signal dans un monochromateur. Celui-ci, à l'aide de deux réseaux dispersifs et d'une fente, sélectionne une mince bande passante. Le monochromateur est installé seulement *après* le passage du faisceau à travers l'échantillon, juste avant le détecteur, au devant de l'appareil. Ce choix de l'emplacement du monochromateur est guidé par deux raisons : la première est la source lumineuse utilisée pour le chauffage de l'échantillon et la seconde, la géométrie de l'appareil de dépôt qui fait que le monochromateur n'entrait pas derrière l'appareil à moins de sectionner un barreau de soutien. L'échantillon étant chauffé par une source lumineuse, une quantité de lumière risquerait de se retrouver sur le détecteur (non sélectif en longueur d'onde) si l'on plaçait le monochromateur juste après la source lumineuse. En filtrant immédiatement devant le détecteur, on s'assure de ne conserver que la faible partie du spectre d'un quelconque signal polluant émis dans l'exacte bande qui nous intéresse. La configuration du système de monitoring est résumée dans la figure 3.7

Le monochromateur datant d'une certaine époque, la correspondance entre la longueur d'onde affichée et la longueur d'onde transmise n'est pas exacte sur toute la gamme de longueurs d'onde souhaitées. Afin de pallier à ce problème, un FP de cavité d'ordre 5 a été déposé à l'aide d'un chronomètre seulement. Ce filtre possédant

²Il serait avantageux de changer la lampe pour une lampe incandescente pour le travail dans le proche infrarouge.

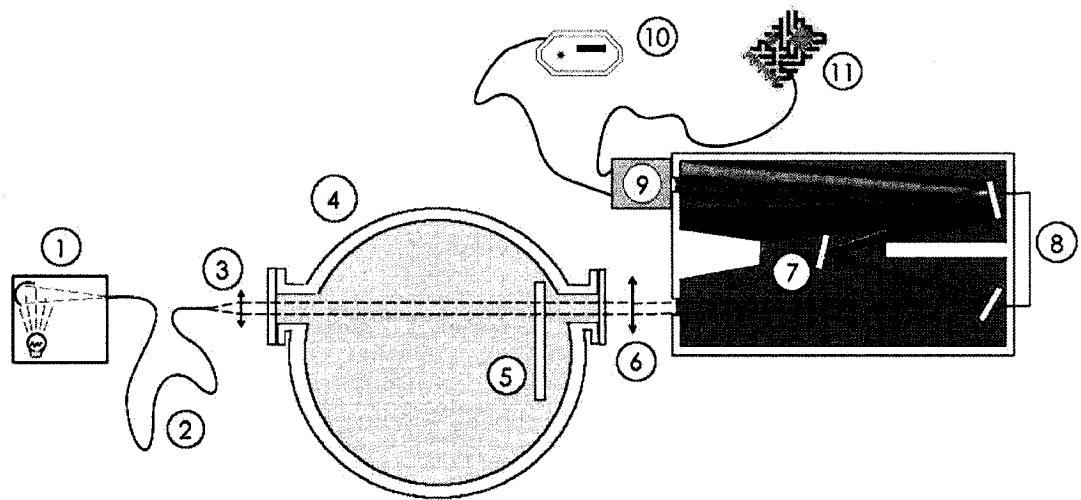


FIG. 3.7 Système de monitoring en longueur d'onde ajustable 1) Source lumineuse 2) Fibre optique 3) Lentille collimateuse 4) Cuve à vide 5) Porte-échantillon rotatif 6) Lentille 7) Réseau de diffraction 8) Miroirs 9) Photomultiplicateur 10) Contrôle du gain 11) Carte d'acquisition.

cinq pics de transmission a ensuite été mis devant la source blanche lumineuse (dont le spectre avait été pris au préalable) et l'intensité à la sortie du monochromateur mesurée pour chacune des longueurs d'onde données par le bouton de contrôle. La figure 3.8 montre la correspondance entre la transmission du filtre telle que mesurée au spectrophotomètre et l'intensité à la sortie du monochromateur en fonction de la longueur d'onde.

La source de lumière utilisée est une source commerciale utilisée par un ellipsomètre *in situ* de modèle M-44 de la compagnie J.A. Woollam Co. Cette source possède donc déjà son système propre optimisé pour produire un faisceau collimé. La lumière produite par la lampe à arc au HgXe est réfléchie par un miroir elliptique qui la fait converger vers l'ouverture d'une fibre monomode SF-28. À l'autre

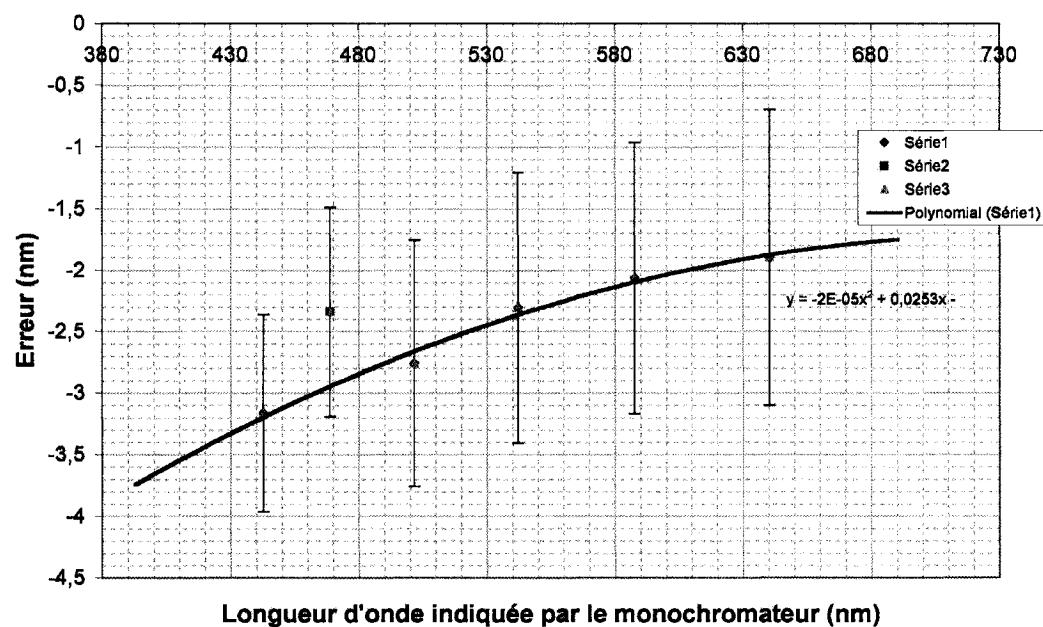


FIG. 3.8 Erreur sur la longueur d'onde en fonction de la longueur d'onde indiquée par la roulette du monochromateur.

extrémité de la fibre, le cône de lumière est couplé à un doublet convergent de focale $f = 50$ mm pour en faire un faisceau collimé. Idéalement pour s'abstraire des non-uniformités spatiales de l'échantillon, on aurait un faisceau de très petite dimension qu'il serait possible d'obtenir à l'aide de lentilles de focale différentes, par exemple remplacer le doublet par un de focale plus courte. Toutefois, avec des lentilles de focale très courte, on se retrouve rapidement avec des problèmes dus aux aberrations des lentilles.

La géométrie particulière de l'appareil de dépôt ne nécessite toutefois une limitation que dans l'une des deux directions (en effet, la rotation garantit l'uniformité dans l'une des deux directions). C'est pourquoi des lames de rasoir ont été installées à la sortie de la fibre optique pour n'obtenir qu'une mince bande de lumière de 3 mm de largeur. Une seconde lentille convergente de longueur focale $f = 200$ mm est également utilisée pour faire converger la lumière vers l'entrée du monochromateur. Un photomultiplicateur sensible de 300-900 nm est attaché directement à la sortie du monochromateur. Le gain allant jusqu'à 10^6 s'ajuste à l'aide d'une tension de 0 à 0,9V appliquée à la cathode par un générateur de puissance. La sortie est une tension proportionnelle au signal que l'on introduit dans la carte d'acquisition de l'ordinateur. Cette carte peut recevoir une gamme de signal de ± 10 V, il importe donc de s'assurer que le gain est bien ajusté pour une intensité maximum donnée du faisceau lumineux.

Un second dispositif de monitoring a toutefois été installé sur cette chambre. Un laser HeNe d'une puissance de 23mW, émettant à 632.8 nm et un photodétecteur au silicium ont d'abord été utilisés afin de simplifier les opérations dans l'élaboration de la boucle de contrôle de l'épaisseur du dépôt, pour des raisons expliquées un peu plus bas. Le faisceau a été étendu à l'aide d'une lentille convergente de longueur focale $f = 50$ mm et atténué à l'aide d'un atténuateur variable (couche d'aluminium) afin d'éviter une réponse non-linéaire du détecteur. Le signal de sortie est

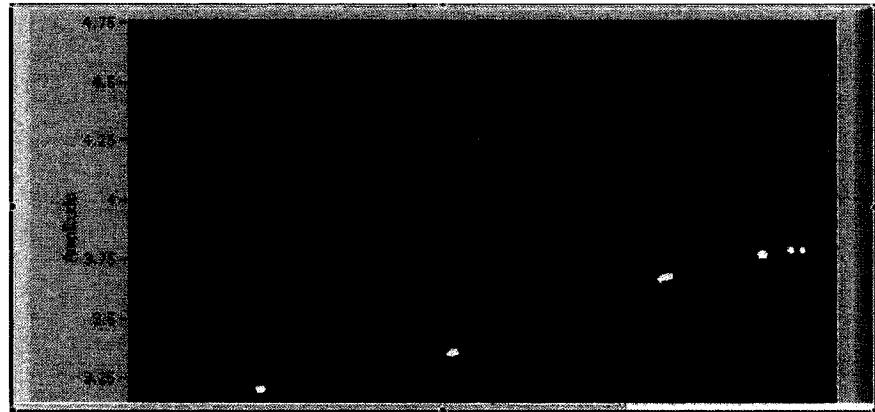


FIG. 3.9 Exemple de bruit sur la courbe de transmission. Le tracé rouge est le tracé de monitoring et les points blancs sont les détections d'extrême.

un courant proportionnel à l'intensité du faisceau, qui est retransformé en tension proportionnelle avant d'être acheminé dans la carte d'acquisition de l'ordinateur.

Lors de l'élaboration du logiciel de contrôle de la machine, nous nous sommes heurtés à un problème de bruit sévère empêchant l'algorithme de détecter les extrema et donc par le fait même de vérifier si le logiciel fonctionnait correctement. Ce bruit a d'abord été considéré comme provenant du matériel. L'algorithme a été testé avec le dispositif de monitoring en lumière blanche. Les vibrations mécaniques de la pompe transmises à la charpente de l'appareil de dépôt étaient effectivement une partie du problème, et la tête de la source blanche a été retirée pour être positionnée sur un trépied loin des vibrations mécaniques de l'appareil. Le bruit subsistant, afin de simplifier les démarches d'évaluation du logiciel de contrôle, le système utilisant un laser a été réinstallé. Toutefois, bien qu'il y ait visiblement moins de bruit avec ce dispositif que celui en lumière blanche, une partie du problème revenait lorsque nous utilisions le logiciel de contrôle, ce qui nous a fait soupçonner un problème logiciel plutôt que matériel. Qui plus est, le signal subissait parfois des oscillations inexpliquées (voir figure 3.9).

Le bruit était dû à l'algorithme utilisé pour récupérer la transmission à partir d'un signal en ondes carrées. En effet, le porte-substrat rotatif joue le rôle de hacheur dans ce système. L'algorithme original utilisait toujours un temps d'échantillonnage qui devait correspondre à cinq rotations du porte-substrat. L'algorithme avait donc été conçu pour détecter cinq pics de transmission différents, pas un de plus, pas un de moins, en utilisant les cinq points de transmission les plus élevés à partir d'une pente montante, sur lesquels une moyenne était faite. Le problème survenait alors dû au fait que la vitesse de rotation du porte-substrat n'est pas exactement constante. En effet, la vitesse peut varier de plusieurs tours/minute (environ 1%), ce qui est suffisant pour faire en sorte qu'une partie d'une des fenêtres de transmission ne soit pas prise en compte. On obtenait alors quatre points représentant la vraie intensité et un point très bas, parce qu'il appartenait à la pente montante avant le vrai signal.

Le problème a été réglé en utilisant toutes les données recueillies pendant un temps donné (le choix s'est porté sur une seconde : avec un taux de dépôt variant de 1.5 à 2Å/seconde, ce taux d'échantillonnage est largement suffisant). De ces données, on n'utilise que celles dépassant le seuil de bruit préétabli par l'usager. Ensuite, on ne fait la moyenne que sur les données se trouvant à l'intérieur d'un écart-type à la médiane. Voilà le premier point calculé. On recommence en ajoutant ces points dans un vecteur qui servira à calculer le point extremum que l'on cherche. Le détail du pseudo-code qui sert à calculer ce point, de même que les étapes de la définition du projet sont placés en annexe. On y retrouvera le document de travail du CÉPHOM, l'entreprise ayant reçu le contrat, et l'évaluation que j'ai faite de la conformité du logiciel aux exigences fonctionnelles. La figure 3.10 montre un exemple de courbes de monitoring telle qu'on en obtient maintenant avec ce nouvel algorithme de monitoring.

Avec un signal provenant du laser pour une couche de Ta_2O_5 simple déposée avec

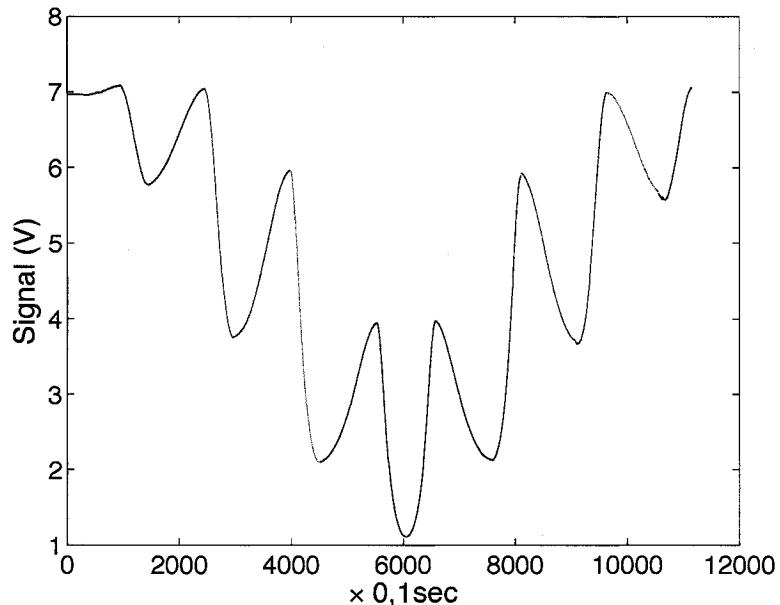


FIG. 3.10 Exemple de courbe de monitoring donnée par le nouveau logiciel.

ce système et mesuré par ellipsométrie, la précision du monitoring est à 0.2 nm près de ce que ça devrait être, ce qui constitue un écart d'environ 0,26%.

Le fonctionnement du système de monitoring en lumière blanche reste à être testé avec le nouvel algorithme de traitement du signal.

3.3.2 Modification sur le système PECVD

Pour le dépôt des couches à gradient d'indice, le monitoring ellipsométrique a d'abord été tenté puisque c'était le dispositif qui était déjà installé sur le système. Le principe de cette méthode est d'évaluer l'épaisseur optique totale d'une couche en mesurant les effets sur des longueurs d'onde qui ne sont pas affectées par les épaisseurs individuelles des couches, c'est-à-dire des longueurs d'onde beaucoup

plus élevées que la dimension des couches ou des périodes d'oscillation. Le logiciel commence à déposer une période réflectrice à gradient d'indice à une vitesse et des débits relatifs d'après les données de calibration. La prise de données se fait en direct et l'instrument modélise en direct également la couche optique équivalente, et une boucle de rétroaction indique au logiciel de dépôt si les périodes d'oscillations sont trop lentes ou trop rapides, ce qui permet de corriger pour les erreurs dans le taux de dépôt de chacun des matériaux.

La gamme limitée de longueurs d'onde de l'instrument ne permettait pas d'aller assez loin dans l'infrarouge pour s'affranchir des effets d'interférence des couches simples et périodes d'oscillation. Il a donc fallu adapter la technique de monitoring à recherche d'extrema à ce système. Les modifications au logiciel de contrôle ont été faites par Stéphane Larouche (d'après le brevet de Hall et Smith [HALL and SMITH, 1989]) de même que la modification du système de dépôt afin de rendre possible le monitoring en transmission, tâche à laquelle Jean-Claude Juneau a également contribué.

Les premiers essais ont été faits en déposant seulement un nombre donné de répétitions des oscillations. Les échantillons ont ensuite été caractérisés au spectro-photomètre pour valider la méthode de monitoring. Un filtre constitué d'une cavité FP simple a alors été déposé.

3.4 Caractéristiques des matériaux déposés

Les caractéristiques optiques et mécaniques des couches individuelles détermineront les propriétés globales du filtre qu'elles composent. Les sous-sections qui suivent s'y attarderont pour chacune des méthodes de dépôt. Les indices de réfraction et d'absorption, les coefficients d'expansion thermique et certaines propriétés mécaniques

TAB. 3.3 Propriétés mécaniques et optiques de la littérature des matériaux déposés dans ce travail.

Matériaux	$\frac{dN}{dt}$ ($\times 10^{-6}$ /°C)	α ($\times 10^{-6}$ /°C)	E (GPa)	σ (MPa)	ν	n@550	k@550
SiO ₂ (DIBS) ^{a,e}	—	—	80(E _r)	420	—	1,51	0
SiO ₂ (PECVD) ^e	—	—	70(E _r)	240	—	1,48	0
SiO ₂ ^b (massif)	10,5	0,52	72	—	0,17	1,46	
TiO ₂ (PECVD) ^c	—	—	115(E _r)	70	—	2,38	
TiO ₂ ^b (massif)	4	7,8	272	—	0,27	2,35	—
Ta ₂ O ₅ (DIBS) ^{a,e}	—	—	130(E _r)	180	—	2,12	
Ta ₂ O ₅ ^{b,d} (massif)	3,64	3,6	140	—	0,23	2,155	5×10^{-5}

^aLiu et al. (2005)^bCRC *Handbooks of optical materials and of materials science and engineering*^cMartinu et Poitras (2000)^dKlemburg-Sapieha et al. (2004)^eCheng et al. (1999)

mesurés des films seront présentés. Les valeurs de constantes optiques et mécaniques de ces matériaux telles qu'on peut les trouver dans la littérature sont résumés au tableau 3.3. Les constantes indiquées dans ce tableau sont celles trouvées pour les couches minces déposées par les mêmes procédés dans la littérature. Les données du SiO₂ amorphe, de la phase anatase du TiO₂ et du Ta₂O₅ amorphe sont également mentionnées dans le tableau. Ce choix est conditionné par les informations de l'article de Liu et al. [LIU et al., 2005], l'article de Klemburg-Sapieha et al. [KLEMBERG-SAPIEHA et al., 2004] et l'article de revue de Martinu et Poitras [MARTINU and POITRAS, 2000] qui donnent des informations sur les différences entre les propriétés des matériaux massifs et ceux des matériaux sous forme de couches minces. Une analyse plus détaillée de ces différences sera abordée dans les prochaines sous-sections.

3.4.1 Caractéristiques optiques

Les caractéristiques optiques des couches sont très importantes à déterminer, avant même de faire le design du filtre car la différence d'indice de réfraction et les coefficients d'absorption conditionneront les caractéristiques de transmission (par exemple, une plus grande différence d'indice permet d'obtenir un filtre plus étroit pour le même nombre de couches). De plus le logiciel de dépôt pour les filtres à gradient d'indice nécessite la connaissance des débits de gaz à utiliser et des taux de dépôt de chacun des mélanges, c'est pourquoi il est nécessaire de les précaractériser. Le tableau suivant fait un sommaire des caractéristiques optiques de chacun des mélanges et substances pures pour les deux systèmes de dépôt.

TAB. 3.4 Comparaison des caractéristiques optiques de matériaux déposés par PECVD et DIBS.

	Matériaux	n@550nm	k@550nm	Taux de dépôt (Å/s)
DIBS	Ta ₂ O ₅	2,13	0	2,3
	SiO ₂	1,49	0	2,1
PECVD	SiO ₂ /TiO ₂ :85/15	1,59	0	6,5
	SiO ₂ /TiO ₂ :70/30	1,68	<10 ⁻⁴	6,1
	SiO ₂ /TiO ₂ :50/50	1,80	<10 ⁻⁴	6,1
	SiO ₂ /TiO ₂ :30/70	1,97	<10 ⁻⁴	5,7
	SiO ₂ /TiO ₂ :10/90	2,09	<10 ⁻⁴	6,3

Les caractéristiques des couches déposées sur du silicium ont été déterminées à l'aide de l'ellipsomètre. Un modèle de Cauchy avec une modélisation de l'absorption d'Urbach a été utilisé pour modéliser les données expérimentales de la couche en tenant compte d'une couche d'oxyde de 2 nm sur le silicium. Les mesures ont été effectuées à des angles de 55°, 65° et 75°, entre 300 nm et 1000 nm à tous les 5 nm.

Comme on peut le voir dans le tableau 3.4, les coefficients d'atténuation des

matériaux déposés sont presque nuls ou en deçà de 10^{-4} . Cette qualité permet de déposer des filtres dont le pic de transmission est très élevé, condition essentielle aux observations astronomiques efficaces. Les matériaux préparés par PECVD ont principalement été déposés à titre de comparaison plutôt que dans l'espoir d'en faire des filtres viables. L'inclusion d'atomes de chlore et d'hydrogène contribuent à la différence de constantes entre celles trouvées expérimentalement et celles mentionnées au tableau 3.3. Cette inclusion d'atomes devrait toutefois plutôt avoir pour effet d'augmenter l'absorption des couches que l'indice de réfraction (selon l'article de revue de Martinu et Poitras, une inclusion de jusqu'à 10% at. de Cl aurait une influence d'environ 6% sur le n du TiO_2). Pour les mélanges, une présence de 3% at. de Cl y est relevée pour un mélange riche en silicium et 6% at. pour les couches riches en titane. Les mélanges quant à eux peuvent contenir jusqu'à 12% at. de Cl. L'étude montrait également que de la vapeur d'eau est absorbée à la surface. Le fait que le coefficient d'atténuation soit très bas permet d'éliminer d'emblée la possibilité qu'il y ait présence de sous ou sur oxydes tels que TiO et Ti_2O_3 ou TaO qui ne sont pas transparents.

La porosité des couches jouera également un rôle dans la valeur finale de n . En utilisant la relation 2.2, et connaissant les valeurs d'indice que devraient normalement avoir le matériau massif, on peut retrouver la fraction de pores présentes, ce qui est nécessaire pour le calcul des effets de la température sur les filtres. Ce calcul est plus facile à réaliser avec des couches de matériaux purs comme les couches simples de SiO_2 , TiO_2 et Ta_2O_5 , mais le cas des mélanges est plus compliqué.

Les propriétés optiques des mélanges varient de façon proportionnelle à la composition (mais pas linéaire). Comme expliqué au chapitre 1, l'article de Larouche et al. [LAROUCHE et al., 2004] résume les propriétés des couches minces constituées d'un mélange. Les résultats de cet article montrent bien que les couches déposées à partir de deux précurseurs différents agissent bien comme une seule phase amorphe et non

comme un mélange de deux phases distinctes. Les valeurs de l'indice de réfraction trouvées par Larouche ne suivent pas la relation théorique pour des mélanges composés de deux phases distinctes ce qui appuie l'hypothèse selon laquelle il s'agit bel et bien d'une phase unique mélangée. Toutefois, l'auteur dans son article ne tient pas compte des porosités des couches qui diminueront l'indice de réfraction effectif du mélange. Ce facteur a été pris en compte par Gracia et al. [GRACIA et al., 2006] qui mentionnent le changement de pente de la relation liant l'indice de réfraction à la composition, dû au fait que les couches riches en titane adopteront une structure columnaire plus poreuse. Ce calcul ne tiendra toutefois pas compte du fait que pour les matériaux déposés par PECVD, le changement d'angle des liaisons Si-O-Si et la présence de liens —OH dans les couches contraintes fait aussi changer l'indice de réfraction [MARTINU and POITRAS, 2000]. Cette présence de liens —OH relaxera les réseaux et stabilise les liaisons Si-O-Si à angle faible ce qui confère un indice moins élevé à la couche. Les contraintes dans les couches déposées par DIBS, plus élevées (voir tableau 3.5), devraient également faire varier les angles des liaisons du SiO_2 produit par cette méthode.

Le logiciel qui contrôle le dépôt des filtres à gradient d'indice décomposera le profil souhaité en cent sous-couches en effectuant une interpolation linéaire entre les données de chacun des cinq mélanges types.

3.4.2 Caractéristiques mécaniques

Comme expliqué dans la section de revue de littérature, les conclusions des articles de Takashashi et Chen montrent que les facteurs déterminants du comportement en température sont le coefficient d'expansion thermique de chacune des couches, les contraintes résiduelles de la fabrication présentes dans le matériau et le coefficient de Poisson. Les contraintes résiduelles sont disponibles directement en effectuant

une seule mesure. La détermination du module biaxial et du coefficient d'expansion thermique, qui sont liés par une seule équation, doit passer par la mesure du rayon de courbure en fonction de la température d'une même couche déposée sur deux substrats de nature différente et de coefficients d'expansion thermique connus.

Chacun des matériaux différents a été mesuré de cette façon. Les substrats utilisés pour ces mesures sont le silicium $<100>$ et la silice amorphe. Ces deux matériaux ont un coefficient d'expansion thermique de $2,6 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ et $5 \times 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$ respectivement. Quant à leur module d'Young, il est de 180GPa pour le premier et de 72 GPa pour le second. Pour les filtres multicouches, les deux matériaux les composant ont été mesurés. Pour les filtres à gradient d'indice, la même méthode que pour les constantes optiques a été utilisée. On a déposé cinq différents mélanges de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ et on a fait une interpolation entre ces points en supposant que cette approche est aussi valable que pour le taux de dépôt et les propriétés optiques.

La figure 3.11 montre un exemple de mesure des contraintes en fonction de la température.

Les contraintes n'ont été testées qu'entre 20-200°C car la plage qui aurait été vraiment intéressante est 30°C, mais l'appareil ne possède pas de fonction de refroidissement. La recette de chauffage est la suivante :

- 20-100°C/30 min
- refroidissement/1 h 50
- 20-100°C/30 min
- refroidissement/1 h 50
- 20-200°C/1 heure
- refroidissement/2 h 50

Le chauffage jusqu'à 100°C est exécuté à deux reprises pour vérifier si le chauffage a altéré de façon permanente les propriétés mécaniques de la couche. Les erreurs sur les mesures ne sont pas montrées car elles sont de grandeur comparable à l'espace occupé sur le graphique par chaque marqueur.

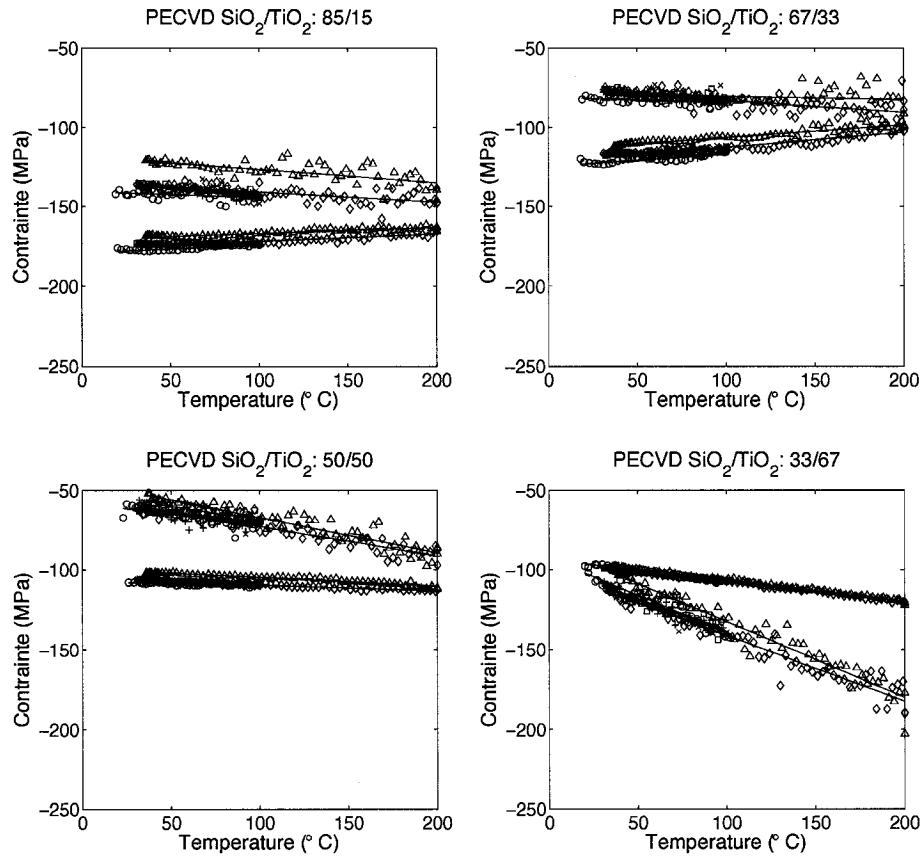


FIG. 3.11 Graphiques du stress en fonction de la température des différentes couches d'indice intermédiaire de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ déposées par PECVD.

On peut voir sur les figures que le chauffage à 100°C ne provoque pas d'effets permanents sur les échantillons. Dans la plupart des cas, toutefois, on peut voir un changement dans les contraintes résiduelles et la pente lorsque l'on chauffe jusqu'à 200°C. L'analyse des résultats s'est faite sur les résultats du premier segment de données seulement (premier chauffage de 20 à 100°C) car la mesure des caractéristiques de transmission des filtres n'a été faite qu'entre -5° et 30°C et nous n'avons pas remarqué de relation d'hystéresis. Les points expérimentaux montrés en rouge sur la figure 3.11 sont associés à un couche sur une substrat de silicium

alors que les marqueurs bleus représentent les mesures sur la silice amorphe.

Ces résultats peuvent donner des indices sur le comportement de tels filtres suite à un processus de vieillissement. L'opération de vieillissement ne se fait pas à des températures aussi élevées que le test effectué ici, mais le temps étant plus long, une certaine réorganisation de la microstructure s'effectuera tout de même. Les contraintes résiduelles et l'indice de réfraction seront alors changés. La recristallisation ne devrait toutefois avoir lieu qu'à partir d'un certain seuil de température. À cause de la cinétique de ces réactions, la modification des propriétés de la couche aura donc beaucoup plus à voir avec la réorganisation de la couche par la diffusion à la surface des pores que le changement de structure cristalline. La structure poreuse et donc la grande quantité de surface devraient permettre une mobilité des atomes et molécules qui composent la couche (qui, par conséquent, les rempliront) alors que pour qu'une recristallisation ne survienne il faudrait que les atomes se lient carrément chimiquement entre eux.

Le calcul suivant a servi à déterminer le coefficient d'expansion thermique et le rapport entre le module de Young et le coefficient de Poisson pour chacun des matériaux. Nous avions :

$$\sigma(\mathcal{T}) = \frac{E_f}{1 - \nu_f} (\alpha_s - \alpha_f) \Delta \mathcal{T} \quad (3.1)$$

ce qui pour deux substrats différents se simplifie pour donner :

$$\alpha_f = \frac{\sigma_{Si}(\mathcal{T}_0) \alpha_{FuSi} - \sigma_{FuSi}(\mathcal{T}_0) \alpha_{Si}}{\sigma_{Si}(\mathcal{T}_0) - \sigma_{FuSi}(\mathcal{T}_0)} \quad (3.2)$$

Et puisque l'on connaît les coefficients d'expansion thermique de chacun des substrats, α_f se retrouve facilement. Le tableau 3.5 fait le sommaire de ces propriétés pour les différentes couches.

TAB. 3.5 Propriétés mécaniques des couches individuelles constituant les filtres.

Matériau	σ_{residu} ($\pm 1\text{ MPa à }20^\circ\text{C}$)		α ($\times 10^{-6}$)	E (GPa)	ν
	sur Si	sur SiO_2			
DIBS	Ta ₂ O ₅	-149	-186	$4,7 \pm 0,4$	$109,8 \pm 3$
	SiO ₂	-429	-395	$2,2 \pm 0,6$	$73,9 \pm 7$
PECVD	SiO ₂ /TiO ₂ :85/15	-176,5	-142	$1,4 \pm 0,3$	$55,7 \pm 7$
	SiO ₂ /TiO ₂ :70/30	-120	-83	$1,3 \pm 0,1$	$57,25 \pm 2$
	SiO ₂ /TiO ₂ :50/50	-108	-67	$2,9 \pm 0,4$	$65,56 \pm 3$
	SiO ₂ /TiO ₂ :30/70	-98	-98	$3,5 \pm 0,2$	$82,92 \pm 3$
	SiO ₂ /TiO ₂ :10/90	-54	-58	$5,3 \pm 0,4$	$94,33 \pm 7$

Les contraintes résiduelles sont d'un ordre de grandeur comparable pour les deux méthodes de fabrication, bien que plus prononcées pour les échantillons fabriqués par DIBS. Le chiffre négatif indique qu'elles sont toutes en compression. Les valeurs des contraintes s'approchent de celles trouvées pour ces méthodes dans l'article de Klemburg-Sapieha et al. [KLEMBERG-SAPIEHA et al., 2004]. Des valeurs de 420 MPa en compression pour le SiO₂ produit par DIBS et 240 MPa en compression pour celui produit par PECVD avaient été relatées. Le Ta₂O₅ et le TiO₂ avaient des valeurs de 180 MPa et 70 MPa respectivement. Le bombardement ionique au DIBS contribue à la densification des couches certes, mais il introduit également des contraintes résiduelles plus élevées que le dépôt par plasma. La contrainte résiduelle à température de la pièce n'est évidemment pas la même sur chacun des substrats. Cela est dû à la température de production qui, même si elle est peu élevée, diffère quand même de la température ambiante et il est impossible de déterminer quelle réorganisation au juste la couche a subi en se refroidissant.

Les modules d'Young et coefficients de Poisson présentés au tableau 3.5 de chacune des couches ont été déterminées à l'aide du nanotribolindenteur Hysitron® par Edouard Proust. La quantité mesurée n'est pas le module d'Young du matériau

directement, mais plutôt une quantité reliant le module d'Young au coefficient de Poisson. La relation est la suivante :

$$\frac{1}{E_r} = \frac{1 - \nu^2}{E} + \frac{1 - \nu_i^2}{E_i} \quad (3.3)$$

où E_r est la quantité mesurée et ν_i et E_i sont les propriétés mécaniques de l'indenteur. L'indenteur utilisé ici est du diamant dont les constantes sont : $\nu_i = 0,07$ et $E_i = 1140$ GPa. Cette seconde relation, combinée aux équations 3.1 permettent d'avoir un système à deux équations deux inconnues. On calcule ν à partir de :

$$\nu = \left(\left[\frac{1}{E_r} - \frac{1 - \nu_i^2}{E_i} \right] \cdot \frac{\Delta\sigma}{(\alpha_s - \alpha_f)\Delta T} \right) - 1 \quad (3.4)$$

On remet ensuite ν dans l'équation 3.3 pour obtenir le module d'Young du matériau.

De la même façon que les propriétés optiques, les propriétés mécaniques semblent varier de façon proportionnelle à la composition. Ceci sera un avantage pour les filtres à gradient d'indice soumis à une variation de température, car il n'y aura pas de zones de grandes contraintes en cisaillement. On peut trouver des indices de ce comportement dans l'analyse que Larouche [LAROUCHE et al., 2004] a faite de la microstructure des mélanges de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ déposés par PECVD. Ses analyses FTIR et XRD montrent bien l'augmentation graduelle de la probabilité de chacune des liaisons dans ces mélanges et l'on peut supposer que ce nombre relatif de chacune des liaisons détermine un indice d'Young effectif du matériau. Larouche montre également qu'il n'y a pas présence de sous oxydes, ni de liaisons métalliques, ce qui viendrait introduire un paramètre supplémentaire de changement des constantes mécaniques. Les valeurs du module d'Young des matériaux produits par DIBS s'approchent considérablement des valeurs que l'on peut trouver dans la littérature pour les matériaux massifs, ce qui n'est pas surprenant vu la densification des dépôts par le second faisceau ionique qui est l'avantage de cette méthode. Pour

les matériaux déposés par PECVD, la valeur de cette constante mécanique est systématiquement inférieure de beaucoup à ce qu'elle devrait être. La porosité est tout probablement le facteur en cause ici aussi pour la diminution des performances.

Les couches produites n'étaient pas toutes de la même qualité, et avant même de considérer une étude exhaustive du vieillissement des couches, on peut constater que les couches produites par PECVD offrent à cet égard une performance moindre que les couches produites par DIBS. D'abord, de tous les filtres produits au cours de la maîtrise, tous ceux produits par DIBS tiennent encore sans altération apparente (pas de craquèlement, pas d'apparence laiteuse) alors que ceux produits par PECVD craquent et délaminent très rapidement (env. 2 semaines sous atmosphère non-contrôlée). De plus, lorsque l'on caractérise la transmission des filtres DIBS par spectrophotométrie, la transmission en reste pratiquement inchangée dans le temps.

La «mauvaise» qualité des couches produites dernièrement par PECVD peut s'expliquer par l'inclusion de chlore dû aux précurseurs utilisés (SiCl_4 , TiCl_4) qui réagira avec l'humidité de l'air entrant dans les pores. Les matériaux tels que déposés pour ce travail par PECVD ne sont donc présentement pas appropriés à la préparation de filtres optiques utilisables. Une optimisation appropriée des conditions de dépôt pour éliminer le chlore pourrait toutefois permettre d'envisager leur utilisation. Une telle utilisation a été rapportée dans des travaux précédents de Larouche et Poitras.

3.5 Performance des filtres produits

La figure 3.12 montre les performances comparées de tous les filtres déposés. La longueur d'onde centrale visée de tous ces filtres est 632,8 nm. La première consta-

tation est que les filtres ne sont pas tous alignés sur cette longueur d'onde et donc, à première vue, la reproductibilité semble pauvre. Toutefois si l'on regarde les données de monitoring, les couches semblent, à quelques exceptions près, avoir été interrompues au bon moment et le phénomène d'autocompensation est clairement visible dans ces cas. Les profils observés peuvent difficilement s'expliquer par des erreurs individuelles de dépôt sur les couches car cela aurait pour effet de déformer le profil de transmission plutôt que de simplement décaler la longueur d'onde centrale. Il serait donc peu probable que le problème provienne du logiciel de monitoring.

Par l'analyse de ces données de transmission provenant du logiciel de monitoring, on peut aussi éliminer un décalage dû à un délai entre la prise de décision du logiciel et le moment effectif de l'arrêt du dépôt de la couche par la machine. Ceci aurait pour effet que la couche suivante commencerait toujours plus loin qu'au sommet de la courbe sinusoïdale, ce qui provoquerait un décalage par rapport à la longueur d'onde de monitoring et une évaluation complètement erronée de l'extrémum, le phénomène d'auto-compensation entraînant des erreurs de plus en plus importantes dans les couches. La température de dépôt pourrait avoir joué un rôle dans ce décalage. L'échantillon 1FP-DIBS a été déposé à une température approchant la température de la pièce et les performances en sont excellentes. En contrepartie, les autres filtres ont été déposés à une température de 80°C pour le DIBS et 100°C pour le PECVD pour obtenir des couches de qualité et le décalage de la longueur d'onde centrale de transmission semble en être la conséquence (voir la sous-section 3.5.2 pour le calcul du décalage prévu à partir des formules de Takashashi et des constantes des matériaux). En ce qui concerne le DIBS, un autre facteur peut être mis en cause : le montage a été défait et refait souvent, et l'ajustement de l'angle de transmission peut avoir modifié la longueur d'onde effective de transmission. En effet, si le faisceau n'est pas à incidence normale avec la surface de dépôt, le chemin

optique parcouru est différent. L'interruption de la couche survient alors lorsque ce chemin optique incliné par rapport à la normale atteint une épaisseur d'un QO. Par trigonométrie, on trouve que l'angle devrait être tout de même d'environ $5,5^\circ$ pour expliquer le décalage que l'on voit dans l'échantillon 2FP-DIBS, ce qui se traduit par une déviation d'au moins 1,5 cm sur 15 dans la procédure d'alignement du laser, ce qui est trop élevé pour être plausible. Le cumul de tous ces facteurs peut toutefois arriver à expliquer cette déviation.

La justesse du processus de monitoring n'entrave toutefois pas les conclusions des travaux en ce qui concerne la réponse en température des différents filtres, car ceux-ci seront toujours comparés à leur longueur d'onde centrale initiale. Toutefois, lorsqu'il s'agira de déposer un filtre utilisable au télescope, l'alignement de toutes les composantes optiques devra être surveillé de près afin d'obtenir les performances exigées.

3.5.1 Uniformité

La géométrie particulière de l'appareil de dépôt DIBS fait en sorte que l'uniformité n'est pas intrinsèquement bonne. Comme on peut le voir sur la figure 2.3, deux faisceaux de diamètres et d'angles d'incidence différents interviennent dans le procédé de déposition et même par hasard leurs deux patrons circulaires ne peuvent se compenser. Il faut donc ajuster un masque qui contrôlera l'exposition du substrat. La rotation du porte-substrat fait en sorte que les dépôts soient non-uniformes dans une seule des deux directions (en fait, la non-uniformité prend alors la forme de cercles concentriques centrés sur le moyeu du porte-substrat, mais vu le rayon de courbure et la dimension des échantillons, on peut approcher l'arc de cercle par un patron droit).

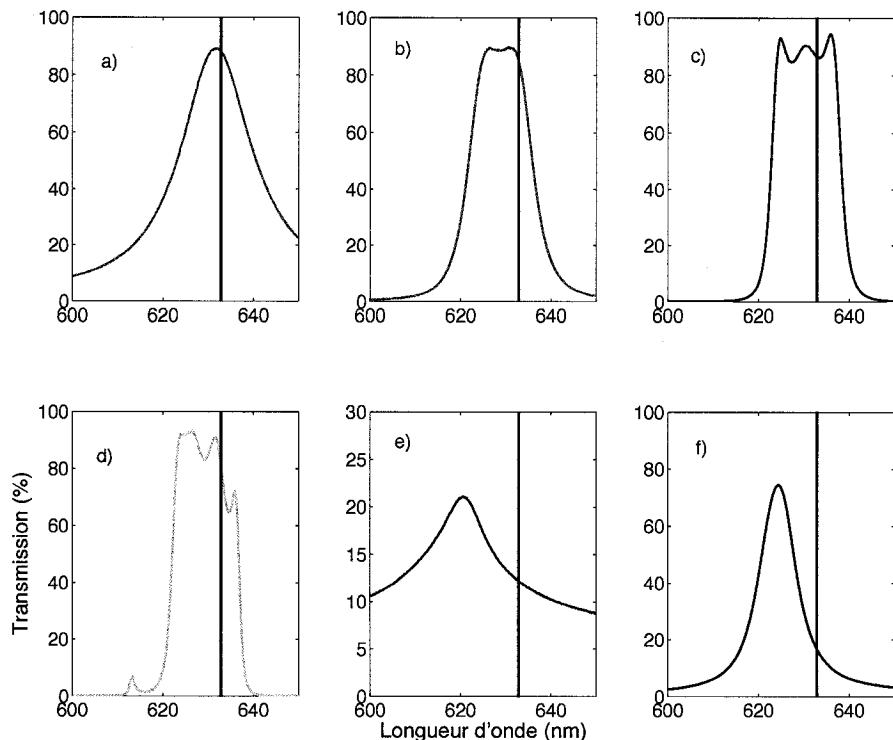


FIG. 3.12 Caractéristiques de transmission à température de la pièce des filtres préparés par DIBS et PECVD **a)** Simple cavité-DIBS **b)** Double cavité-DIBS **c)** Triple cavité-DIBS **d)** Cinq cavités-DIBS **e)** Simple cavité-PECVD **f)** Simple cavité-gradient d'indice PECVD.

Le problème de l'uniformité a été abordé tout d'abord par l'approche de D.Poitras [POITRAS et al., 2002]. Cette approche repose sur la déposition d'un empilement de QO de design (HL)^a d2H (LH)^b e2L (HL)^c H formant un filtre à double cavités asymétriques. Comme le montre la figure 3.13, un tel filtre donne un profil de transmission qui consiste en deux pics de part et d'autre de la longueur d'onde du design.

La hauteur et la position relative de ces deux pics dépendent du rapport entre les épaisseurs optiques (en QO) des deux différents matériaux. Ce système a l'avan-

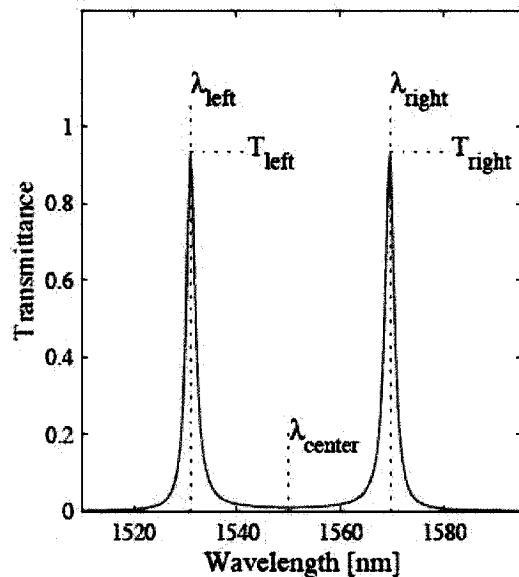


FIG. 3.13 Profil de transmission du filtre à double-cavités symétriques utilisé pour l'évaluation de l'uniformité. Tiré de Poitras, 2003.

tage de ne requérir qu'un seul dépôt pour corriger les deux masques, mais puisque c'est l'épaisseur QO qui en est l'indicateur, l'inconvénient est de ne pouvoir distinguer entre les différences d'épaisseur physique ou d'indices de réfraction. Cet inconvénient ne limite toutefois pas l'efficacité de la méthode car de toute façon le masque modifie non seulement l'épaisseur (par la limite de l'exposition aux deux faisceaux) mais également l'indice de réfraction (par la limitation de l'exposition au second faisceau) ce qui fait que l'on prend en compte seulement un effet commun. À l'aide d'analyses de simulations, Poitras fait la correspondance entre la longueur d'onde centrale du filtre (entre les deux pics de transmission), la hauteur relative des pics et l'excès de l'un ou l'autre des matériaux de la façon suivante (qui correspond à la pente de sa figure 4) :

$$\frac{\text{mult}_L}{\text{mult}_H} = -0,152 \cdot \frac{T_{\text{gauche}}}{T_{\text{droite}}} + 1,105 \quad (3.5)$$

$$\text{mult}_{H,L} = \frac{(n_{H,L} \cdot d_{H,L})^{\text{desaccorde}}}{(n_{H,L} \cdot d_{H,L})^{\text{design}}} \quad (3.6)$$

Ici, $\text{mult}_{L,H}$ représentent la fraction d'excès ou de déficit de chacun des deux matériaux. T_{gauche} , droite sont les valeurs de la transmission de chacun des pics. La méthode proposée par Poitras ne donne qu'un aperçu qualitatif de l'excès ou du déficit d'un matériau particulier.

J'ai essayé d'évaluer quantitativement la variation en partant du principe que le masque affecte beaucoup plus l'épaisseur optique par l'effet de l'épaisseur physique que par son effet sur l'indice de réfraction. J'ai donc posé que :

$$E.O_{\text{norm}} = \frac{n_{H,L}(d_{H,L} + \Delta d_{H,L}) + n_{L,H}(d_{L,H} + \Delta d_{L,H})}{2(n_{H,L}d(H, L))}, \quad (3.7)$$

où $E.O_{\text{norm}}$ est l'épaisseur optique normalisée qui se calcule à partir de la différence entre la longueur d'onde du design et λ_{centre} (voir figure 3.13). Ceci qui donnait une évaluation de l'excès de :

$$\frac{\Delta d_L}{d_L} = 2 \times \left[\frac{\frac{E.O_{\text{norm}}}{(\frac{\text{mult}_H}{\text{mult}_L}) + 1}}{2} - \frac{1}{2} \right] \quad (3.8)$$

$$\frac{\Delta d_H}{d_H} = 2 \times \left[\frac{\frac{E.O_{\text{norm}}}{(\frac{\text{mult}_L}{\text{mult}_H}) + 1}}{2} - \frac{1}{2} \right] \quad (3.9)$$

J'ai d'abord supposé que la quantité de matériau déposée variait linéairement avec la largeur du masque et ainsi une simple règle de trois a été effectuée pour la correction des masques, ce qui s'est avéré être erroné et on peut en constater les résultats dans la figure 3.14, où le panneau b) devrait normalement représenter une situation améliorée mais montre plutôt une détérioration de la situation.

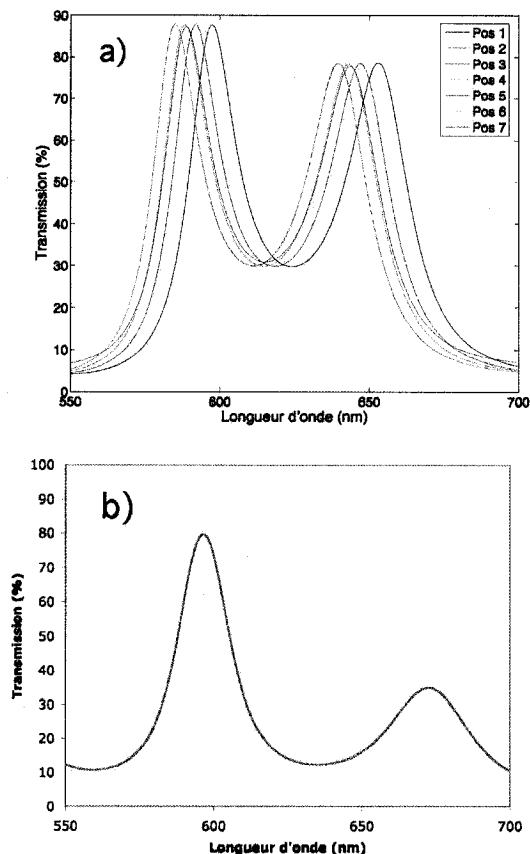


FIG. 3.14 Comparaison de l'uniformité avant et après la correction. a) Spectre de transmission en différents points du filtre. b) Spectre de transmission après l'élaboration d'un nouveau masque.

Des essais ont été effectués avec des couches simples pour obtenir une meilleure uniformité. Bien que l'uniformité en ait été grandement améliorée, cela reste à ce jour toujours un problème pour l'obtention d'un filtre aux caractéristiques adéquates. Même une fois ce problème réglé, il faudra songer à le contrôler à intervalles réguliers, car l'uniformité variera dans le temps avec un tel système. Ceci est dû au fait que tous les éléments composant les sources d'ions et les RFN se recouvrent de matériel (le plus souvent diélectrique), ce qui change leurs dimensions et leur impédance. De plus, bien que les cibles oscillent, à mesure qu'on fait des dépôts,

des sillons se creusent là où le faisceau est le plus intense, ce qui change peu à peu la géométrie de la pulvérisation.

3.5.2 Performances en température

Les performances en température de ces différents filtres sont véritablement l'objet d'étude de ce mémoire vu l'importance que cela revêt pour obtenir des observations.

Si l'on utilise les équations données par les travaux de Takashashi, on peut confronter la prédiction du modèle avec les mesures expérimentales de transmission optique en fonction de la longueur d'onde. Il sera ainsi possible d'estimer la justesse des mesures des coefficients d'expansion linéaire et de Poisson. En effectuant ces calculs, on retrouve que la variation de longueur d'onde de la bande passante pour un filtre de cavité 2H produit par DIBS devrait être de $0,034\text{\AA}/^\circ\text{C}$. Pour des filtres déposés par PECVD, le calcul donne $0,05\text{\AA}/^\circ\text{C}$ et pour le mélange, $0,009\text{\AA}/^\circ\text{C}$.

La méthode de Takashashi a été élaborée et vérifiée pour des filtres multicouches. Toutefois, l'article arrive à la conclusion que le comportement des filtres dépend de celui du matériau de la cavité. Les calculs faits avec le matériau de la cavité montrent le comportement qu'aurait un filtre multicouche dont la cavité serait composée de ce matériau, ce que l'on peut comparer au véritable filtre à gradient d'indice. Les performances en température des filtres ont été testées à l'aide de la chambre environnementale. Les données une fois recueillies ont été modélisées par des fonctions lorentziennes pour retrouver plus facilement les longueurs d'onde centrales et les largeurs des pics de transmission. Les graphiques suivants montrent les résultats obtenus pour chacun des filtres.

Expérimentalement, les longueurs d'onde centrales des pics de transmission varient de la façon suivante : $0,03\text{\AA}/^\circ\text{C}$, $0,04\text{\AA}/^\circ\text{C}$ et $0,012\text{\AA}/^\circ\text{C}$ pour les filtres de une, deux

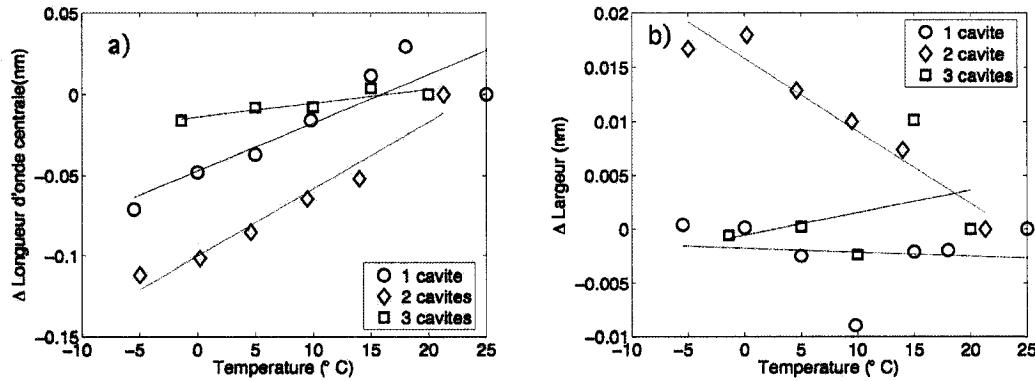


FIG. 3.15 Effet de la température sur différents nombres de cavités. **a)** Comparaison du déplacement de la longueur d'onde centrale en fonction de la température. **b)** Variation de la bande passante avec la température.

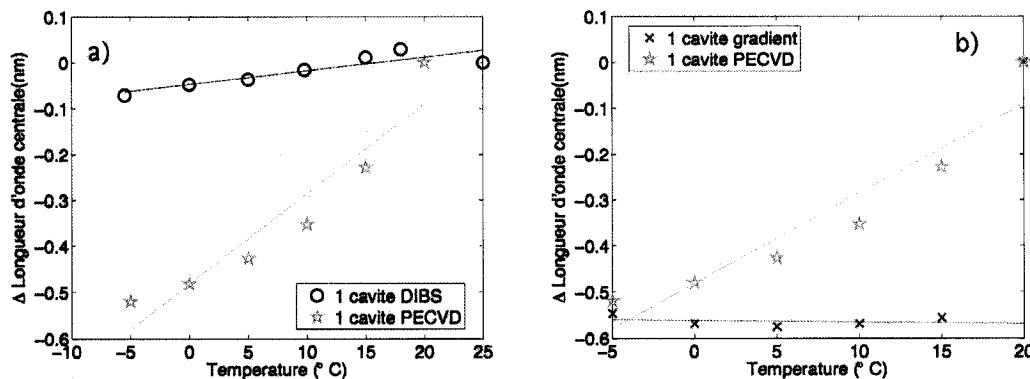


FIG. 3.16 Comparaison de l'effet de la température sur différents matériaux et différents designs. **a)** Déplacement de la longueur d'onde centrale pour des matériaux différents. **b)** Déplacement de la longueur d'onde centrale pour un filtre QO et un filtre à gradient d'indice.

et trois cavités respectivement, et les filtres produits par PECVD multicouches et à gradient d'indice varient quant à eux de $0,19\text{\AA}/^\circ\text{C}$ et $-0,004\text{\AA}/^\circ\text{C}$. Quant à la variation de bande passante, il est impossible d'en détecter raisonnablement une pour les échantillons à simple cavité, mais l'échantillon de deux cavités produit au DIBS montre une variation de $0,01\text{\AA}/^\circ\text{C}$. Les prévisions faites à partir du modèle de Takashashi coïncident quantitativement avec les données expérimentales pour les dépôts faits au DIBS et qualitativement avec celles des filtres préparés par PECVD. La variation des filtres multicouche PECVD est tout de même trois fois plus grande que prédicta. La raison de cette divergence est probablement due à la méconnaissance de la fraction réelle de pores dans le matériau et également le calibration entre le rapport des pressions partielles des gaz et la fraction de chacun des composants véritablement présents dans le mélange. La relation de conversion de l'article de Larouche a été utilisée, mais les dépôts faits dans le cadre du travail présenté ici ont été effectués avec une addition d'hydrogène, ce qui n'était pas son cas. Ceci peut avoir affecté les taux de dépôt relatifs de ces deux constituants.

La variation de longueur d'onde centrale de transmission avec la température est faible pour les filtres à gradient d'indice. Il semblerait que le comportement du filtre à gradient d'indice tire son avantage du fait que la cavité est constituée d'un mélange des deux matériaux qui sera complètement solidaire des variations effectives des constantes opto-mécaniques du reste du filtre.

Quant au comportement de la bande passante en température, il est très important vu l'effet catastrophique des recouvrements d'interfranges présentés au chapitre précédent. À ce sujet, les designs carrés multiple cavités auront bien sûr des incidences sur la façon dont ces filtres se comportent en température, car ici non seulement l'effet de chacune des couches sera important, mais également l'espace-ment entre les cavités que ces changements supposent et le changement de phase entre les réflecteurs de part et d'autre de la cavité centrale. La forme du profil de

transmission ne devrait pas être trop affectée, car les changements ne surviendront pas ici de façon différente sur chacune des couches. Toutes les couches d'un même matériau se comporteront de la même façon. Seule la différence de comportement entre les matériaux sera responsable de la déformation du profil de transmission.

L'effet sur les caractéristiques optiques du filtre devraient donc plutôt être simplement un déplacement du pic de transmission et son rétrécissement ou son élargissement. Ce changement devrait être d'autant plus important que le nombre de cavités augmente.

Les données expérimentales du filtre à trois cavités semblent toutefois contredire cette affirmation. Le comportement incohérent de cet échantillon comparé à ses autres «frères» déposés au DIBS laissent soupçonner qu'un problème est peut-être plutôt survenu lors de l'essai en température. De même, la très grande variation entre les points d'évaluation de la largeur de la bande passante empêche de tirer des conclusions valables quant à une tendance globale du véritable comportement de ce filtre. Le test en température mériterait d'être refait, mais les erreurs dans les couches de couplage entre les cavités pourraient aussi être responsables.

Ce chapitre a montré que les comportements des filtres optiques avec la température sont inextricablement liés à leurs constantes optiques et mécaniques. La maîtrise des performances de ces dispositifs optiques passe donc obligatoirement par la caractérisation la plus précise possible des matériaux utilisés. Les filtres déposés par DIBS semblent offrir des possibilités intéressantes au niveau de la stabilité thermique, tout comme les designs à gradient d'indice. Le système de monitoring étant maintenant bien en place, la prochaine étape consiste à améliorer l'uniformité pour en venir à fabriquer des filtres utilisables au télescope. Une étude systématique des fractions de porosités dans les matériaux déposés par PECVD serait également une étape nécessaire. Il serait aussi intéressant de calculer les épaisseurs respectives et

les changements d'indices de chacune des couches à l'aide de la formule de Chen et al. [CHEN et al., 2001] afin de pouvoir réintroduire ces données dans un logiciel de conception de filtres et ainsi prédire les effets non seulement sur la longueur d'onde centrale de transmission, mais également sur la bande passante et sur la forme du profil de transmission.

CONCLUSION

L'objectif initial des travaux de maîtrise était la conception et la réalisation d'un système de monitoring à longueur d'onde ajustable sur l'appareil de dépôt par DIBS en vue de permettre la fabrication de filtres dont les caractéristiques soient optimisées pour l'observation astronomique dans le domaine de la cinématique des galaxies.

La mise en place d'un système permettant le contrôle des dépôts effectués par DIBS a été entreprise et complétée. Par ailleurs certaines étapes restent à faire en vue de fabriquer un filtre qui soit véritablement utilisable au télescope. En particulier, l'amélioration de l'uniformité des dépôts et la mise en marche définitive du système permettant le monitoring à n'importe quelle longueur du visible et proche infrarouge sont absolument nécessaires à l'atteinte de ces objectifs.

La plupart des travaux de recherche prennent en cours de route des chemins inattendus et celui-ci ne fait pas exception. Les délais rencontrés et d'autres travaux effectués pendant ce temps ont mené à une réorientation des objectifs de départ. Nous avons donc constaté que certaines observations astronomiques étaient très sensibles aux caractéristiques précises de transmission des filtres et ne s'accompagnent pas de bandes passantes de forme quelconque.

Les travaux se sont alors plutôt tournés vers l'évaluation des performances des filtres en température et la relation entre ces performances et les caractéristiques optiques et mécaniques des matériaux desquels les filtres sont constitués. Les valeurs mesurées pour les propriétés des matériaux concordent bien avec la littérature sur le sujet.

À partir de ces propriétés, il a été possible de calculer les variations attendues

de longueur d'onde centrale de transmission pour chacun des filtres déposés. Ces variations calculées se trouvent confirmées par la mesure expérimentale de la transmission des filtres en température.

Nous pouvons également tirer de ces mesures que l'avantage des filtres à gradient d'indice réside dans le fait que la possibilité d'utiliser un matériau de cavité qui soit un mélange des constituants fait en sorte que cet espaceur bouge de façon solidaire avec l'ensemble du filtre et diminue la variation des caractéristiques avec la température.

Le comportement des filtres multi-cavités en température est aussi un sujet de préoccupation. En effet, le design fait sur mesure pour chacune des applications ne sert à rien s'il est impossible de stabiliser la bande passante. Les mesures montrent qu'un élargissement de celle-ci dû à un changement de phase entre les réflecteurs de la cavité survient dans le cas des filtres multi-cavité exposés à des variations de température.

La question de l'utilisation de filtres optiques interférentiels à bande étroite dans plusieurs domaines de l'astronomie est de plus en plus discutée. En effet, ces filtres ont le désavantage d'être très peu polyvalents. Les caractéristiques fixes de leur courbe de transmission font qu'un coût élevé est associé à l'achat du nombre de filtres nécessaire à l'étude d'objets et de domaines de l'astronomie variés. Paradoxalement, la faible variabilité qu'ils pourraient présenter est également un désavantage car les moyens pour la contrôler ne sont pas compatibles avec la pratique de l'astronomie.

De plus en plus, les nouvelles générations d'instruments nécessitant la sélection étroite d'une plage de longueur d'onde particulière utilisera des filtres accordables pour ce faire. Bien que des alternatives modernes émergent, il n'est pas nécessaire

d'écarter immédiatement tout recours aux couches minces. En effet, des étalons ajustables de bas ordre et des recours aux propriétés non-linéaires et électro- et mécano-optiques des matériaux peuvent encore receler des avenues nouvelles.

RÉFÉRENCES

ALLER, L. (1942). A note on the distribution of mass and luminosity in Messier 33. *Ap.J.*, **95**, 48–51.

BALOUKAS, B. (2006). Conception et fabrication de dispositifs de sécurité optiques. Master's thesis, École polytechnique de Montréal.

BLAIS-OUELLETTE, S., AMRAM, P., and CARIGNAN, C. (2001). Accurate Determination of the Mass Distribution in Spiral Galaxies. II. Testing the Shape of Dark Halos. *Astron. Journ.*, **121**, 1952–1964.

BOWER, R., BENSON, A., MALBON, R., and al. (2006). Breaking the hierarchy of galaxy formation. *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **370**, 645–655.

CHEN, T.-C., KUO, J.-I., LEE, W., and LEE, C.-C. (2001). Influences of temperature and stress on transmission characteristics of multilayer thin-film narrow bandpass filters. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, 4087–4096.

CORRADI, R. L. M., BOULESTEIX, J., BOSMA, A., CAPACCIOLI, M., AMRAM, P., and Marcellin, M. (1992). CIGALE Observations of NGC 3198. In Longo, G., Capaccioli, M., and Busarello, G., editors, *ASSL Vol. 178 : Morphological and Physical Classification of Galaxies*, pages 445–+.

DE BLOK, W., BOSMA, A., and MCGAUGHEY, S. (2003). Simulating observation of dark matter dominated galaxies : towards the optimal halo profile. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **340**, 657–678.

DE VAUCOULEURS, G. (1957). Classification of bright galaxies. *ASPL*, **7**, 329–336.

DELANO, E. (1967). Fourier synthesis of multilayer filters. *J. Opt. Soc. America*, **57**, 1529–1533.

DOBROWOLSKI, J. and LOWE, D. (1978). Optical thin film synthesis program based on the use of Fourier transforms. *Applied Optics*, **17**, 3039–3050.

FREEMAN, K. (1970). On the disks of spiral and S0 galaxies. *Ap. J.*, **160**, 811–830.

GERSSEN, J., KUIJKEN, K., and MERRIFIELD, M. (2000). Disc heating in ngc 2985. *Mon. Not. R. Astronom. Soc.*, **317**, 545–549.

GRACIA, F., F.YUBERO, HOLGADO, J., GONZALEZ-ELIPE, J., and GIRARDEAU, T. (2006). $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ thin films with variable refractive index prepared by ion beam induced and plasma enhanced chemical vapor deposition. *Thin Solid Films*, **500**, 19–26.

HALL, J. and SMITH, R. (1989). *Single-notch rugate filters and a controlled method of manufacture thereof*.

HANBURY-BROWN, R. and HARZARD, C. (1952). *Phil. Mag.*, **43**.

HERNANDEZ, O., BOULESTEIX, J., and GACH, J.-L. (2003). A New Fabry-Perot Scanning interferometer for the Observatoire du Mont-Mégantic. *Proc. of the SPIE*, **4841**, 1472–1479.

HIRVONEN, J. (1991). Ion beam assisted thin film deposition. *Materials Science Reports*, **6**, 215–274.

HUBBLE, E. P. (1936). *Realm of the Nebulae*. Yale University Press.

HUNTER, C. and TOOMRE, A. (1969). Dynamics of the bending of the Galaxy. *Ap. J.*, **155**, 747–775.

KAMADA, T., KITAGAWA, M., SHIBUYA, M., and HIRAO, T. (1991). Structure and properties of silicon titanium oxide films prepared by plasma-enhanced chemical vapor deposition method. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**, 3594.

KENNICUTT, R. (1989). The star formation law in galactic disks. *Ap. J.*, **344**, 685–703.

KLEMBERG-SAPIEHA, J., OBERSTE-BERGHAUS, J., MARTINU, L., BLACKER, R., STEVENSON, I., SADKHIN, G., and al (2004). Mechanical characteristics of optical coatings prepared by various techniques : a comparative study. *Appl. Opt.*, **43**, 2670–2679.

KORMENDY, J. and KENNICUT, R. (2004). Secular evolution and the formation of pseudobulges in disk galaxies. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **42**, 603–683.

LAROCHE, S. (2003). Étude des mélanges de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ déposés par PECVD et fabrication de filtres à gradient d'indice. Master's thesis, École polytechnique de Montréal.

LAROCHE, S. and MARTINU, L. (2006). A Needle-like Method for the Synthesis of Optical Filters with Arbitrary Indices. *Proc. of the 46th technical conference of the SVC*, **49**, 963.

LAROCHE, S., SZYMANOWSKI, H., KLEMBERG-SAPIEHA, J., MARTINU, L., and GUJRATHI, S. (2004). Microstructure of plasma-deposited SiO_2TiO_2 optical films. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **22**, 1200–1207.

LEQUIME, M., PARMENTIER, R., and al (2002). Towards tunable thin-films filters for wdm applicatons. *Appl. Opt.*, **41**, 3277–3284.

LESLIE, P. R. R. (1960). Radio emission from normal galaxies. *The Observatory*, **80**, 216–219.

LINDBLAD, B. (1926). On the cause of star-streaming. *Ap. J.*, pages 191–197.

LIU, W.-J., GUO, X.-J., and CHIEN, C.-H. (2005). The study of optical and microstructural evolution of Ta_2O_5 and SiO_2 thin films by plasma ion assisted deposition method. *Sur. & Coat. Tech.*, **196**, 69–75.

LORD RAYLEIGH (1912). On reflection of vibrations at the confines of two media between which the transition is gradual. *Proc. Roy. Soc. A*, **86**, 207–226.

LORENZ, L. (1860). Ueber die reflexion des lichts an der gränzfläche zweier isotropen, durchsichtigen mittel. *Ann. Phys.*, **111**, 460–473.

MACLEOD, H. (1972). Turning value monitoring of narrow-band all-dielectric thin-film optical filters. *Appl. Opt.*, **19**, 1–28.

MACLEOD, H. (2001). *Thin-film optical filters*. Institute of physics publishing, 3rd edition.

MARTINU, L. and POITRAS, D. (2000). Plasma deposition of optical films and coatings : A review. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **18**, 2619–2645.

MATTOX, D. (1988). Particle bombardment effects on thin-film deposition : a review. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **7**, 1105–1114.

MCNALLY, J., JUNGLING, K., WILLIAMS, F., and NCNEIL, J. (1987). Optical coatings deposited using ion assisted deposition. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **5**, 2145–2149.

MESSIER, R., GIRI, A., and ROY, R. (1984). Revised structure zone model for thin film physical structure. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **2**, 500–503.

MILGROM, M. (1983). A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Ap.J.*, **270**, 365–370.

NAVARRO, J., FRENK, C., and WHITE, S. (1997). A universal density profile from hierarchical clustering. *Ap.J.*, **490**, 493.

OORT, J. (1927). Observational evidence confirmmin Lindblad's hypothesis of a rotation of the galactic system. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, **III**, 275–282.

PEEBLES, P. and DICKE, R. (1968). Origin of the globular star clusters. *Ap.J.*, **154**, 891.

PELLETIER, E., ROCHE, P., and BERTRAND, L. (1974). On the limiting bandwidth of interference filters : influence of temperature during production. *Optica Acta*, **21**, 927–946.

POITRAS, D. (2003). Asymmetrical dual-cavity filters and their application to thickness uniformity monitoring. *Optics Express*, **11**, 3393–3403.

POITRAS, D., LAROCHE, S., and MARTINU, L. (2002). Design and plasma deposition of dispersion-corrected multiband rugate filters. *Appl. Opt.*, **41**, 5249–5255.

QUINN, P., HERNQUIST, L., and FULLAGAR, D. (1993). Heating of galactic disks by mergers. *Ap. J.*, **403**, 74–93.

RUBIN, V. C., BURBIDGE, E. M., BURBIDGE, G. R., CRAMPIN, D. J., and PRENDERGAST, K. H. (1965). The Rotation and Mass of NGC 7331. *Ap. J.*, **141**, 759–+.

SANDER, R.H. and McGAUGH, S. (2002). Modified newtonian dynamics as an alternative to dark matter. *Annu. Rev. Astronom. Astrophys.*, **40**, 263–317.

SONG, Y. and al. (1998). Syntheses and optical properties of low-temperature $\text{SiO}_x/\text{TiO}_x$ thin films prepared by plasma enhanced CVD. *Vacuum*, **51**, 525–530.

THELEN, A. (1966). Equivalent layers in multilayer filters. *Appl. Opt.*, **56**, 1533.

TOOMRE, A. (1963). On the distribution of matter within highly flattened galaxies. *Ap. J.*, **138**, 385–392.

TULLY, R. and FISHER, J. (1977). A new method of determining distances to galaxies. *A & A*, **54**, 661–673.

WANG, X., MASUMOTO, H., SOMENO, Y., L.CHEN, and HIRAI, T. (2001). Stepwise graded refractive-index profiles for design of a narrow bandpass filter. *Appl. Opt.*, **40**, 3746–3752.

WILLEY, R. (1996). *Practical design and production of optical thin films*. Marcel Dekker, New York City.

WILLEY, R. (2002). Simulation of errors in the monitoring of narrowbandpass filters. *Applied Optics*, **41**, 3193–3195.

ZINN, R. (1985). The globular cluster system of the galaxy.IV-The halo and disk subsystem. *A.J.*, **293**, 424–444.

ZWICKY (1937). On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *Ap. J.*, **86**, 217–246.