

Université de Montréal

**Rapport M/L de disques de galaxies issus de modèles CSPE et contrôle  
des contraintes mécaniques dans la conception de revêtements optiques**

par  
Marie-Maude de Denus-Baillargeon

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)  
en physique

août, 2013

© Marie-Maude de Denus-Baillargeon, 2013.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

**Rapport M/L de disques de galaxies issus de modèles CSPE et contrôle  
des contraintes mécaniques dans la conception de revêtements optiques**

présentée par:

Marie-Maude de Denus-Baillargeon

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Nicole St-Louis,	présidente-rapporteuse et représentante du doyen de la FES
Claude Carignan,	directeur de recherche
Ludvik Martinu,	codirecteur
Paul Charbonneau,	membre du jury
Margarita Rosado,	examinatrice externe

Thèse acceptée le: 8 janvier 2014

## RÉSUMÉ

La thèse qui suit est organisée en deux volets : un premier volet portant sur les modèles de masse de galaxies et un second volet sur la conception de revêtements optiques et le contrôle de leurs propriétés mécaniques.

Les modèles de masse présentés dans cette thèse ont été réalisés sur un sous-échantillon de dix galaxies de l'étude SINGS comprenant neuf galaxies normales et une galaxie naine. Ce travail visait à fixer le rapport masse-luminosité du disque à tout rayon en utilisant les résultats de modèles d'évolution galactique chimio-spectrophotométriques ajustés spécifiquement à chaque galaxie grâce à son profil de photométrie multi-bandes. Les résultats montrent que les disques stellaires tels que normalisés par les rapports masse-luminosité issus des modèles ont des masses cohérentes dans toutes les bandes étudiées de l'ultra-violet, du visible ainsi que du proche infrarouge (bandes FUV à IRAC2). Ces disques peuvent être considérés comme maximaux par rapport aux données cinématiques des galaxies étudiées. Ceci est dû au fait que le rapport M/L est plus élevé au centre que sur les bords. Les disques étant maximaux et physiquement justifiés, on ne peut dès lors ignorer les effets de composants tels que les bulbes ou les barres et les corrections nécessaires doivent être apportées aux profils de luminosité et de vitesses de rotation de la galaxie.

Dans les travaux de la seconde partie, le logiciel en développement libre *Open-Filters* a été modifié afin de tenir compte des contraintes mécaniques dans la conception numérique de revêtements optiques. Les contraintes mécaniques dans les couches minces ont un effet délétère sur leurs performances optiques. Un revêtement destiné à rendre réfléchives les lames d'un étalon Fabry-Perot utilisé en astronomie a été conçu et fabriqué afin d'évaluer les performances réelles de la méthode. Ce cas

a été choisi à cause de la diminution de la finesse d'un étalon Fabry-Perot apporté par la courbure des lames sous l'effet des contraintes. Les résultats montrent que les mesures concordent avec les modèles numériques et qu'il est donc possible à l'aide de ce logiciel d'optimiser les revêtements pour leur comportement mécanique autant que pour leurs propriétés optiques.

**Mots clés:** Cinématique des galaxies, rapport M/L, évolution chimio-spectrophotométrique, instrumentation astronomique, couches minces optiques, propriétés optiques et mécaniques des couches minces, conception (numérique) de revêtements.

## ABSTRACT

The following thesis includes two parts : the first concentrates on mass models of galaxies while the second concerns the design of broadband optical coatings and the control of their mechanical properties.

Mass models presented here were performed on a subsample of ten galaxies from the SINGS survey. It includes nine late-type regular galaxies as well as a dwarf galaxy. The work consisted in the determination at all radii of M/L ratio of galactic discs by choosing, amongst a grid of chemospectrophotometric galactic evolution models, the one that fits better the galaxy's multi-band photometric profile. Results from this work show that stellar discs weighted by the model's mass-to-luminosity ratio display consistent masses in all studied bands from the ultraviolet to the near-infrared (FUV to IRAC2 bands). The resulting discs are physically motivated and maximal, due to their mass-to-luminosity ratio being higher in the center of the galaxies than at their outskirts. In this maximal-disc situation, bars and bulges of galaxies can no longer be ignored and the appropriate corrections need to be made on the luminosity or circular velocity profiles of the galaxy.

In the second part, an additional module of the open source software Open Filters was written in order to take into account the mechanical properties of thin films in the design of optical coatings. The mechanical stresses arising in optical coatings can have a deleterious effect on the optical performances of coatings, and this tool was meant to provide design capacities to minimize this effect. Broadband reflective coatings for Fabry-Perot plates were designed and fabricated as a proof of concept of the method. This specific case was interesting because the curvature induced by mechanical stresses induces decrease of the finesse of Fabry-Perot etalons. Actual curvature of the deposited samples are coherent with the numerical

calculations and undergo a substantial reduction for the two strategies devised here with this new design too. We therefore conclude that it is possible with this new software module to optimize coatings for their mechanical behaviour as well as for their optical properties.

**Keywords :** Galaxies kinematics, M/L ratio, chemo-spectrophotometric evolution models, astronomical instrumentation, optical coatings, optical and mechanical properties of thin films, (numerical) coating design.

## TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ . . . . .	iii
ABSTRACT . . . . .	v
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	vii
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	x
LISTE DES FIGURES . . . . .	xi
LISTE DES ANNEXES . . . . .	xiii
LISTE DES SIGLES . . . . .	xiv
NOTATION . . . . .	xv
REMERCIEMENTS . . . . .	xvii

## I Contrôle des contraintes mécaniques dans la conception de revêtements large bande pour l'astronomie 2

CHAPITRE 1 : BASES THÉORIQUES — CONCEPTION DE REVÊTEMENTS RÉFLÉCHISSANTS LARGE BANDE POUR UN ÉTALON FABRY-PEROT . . . . .	3
1.1 Introduction . . . . .	3
1.2 Étalon Fabry-Perot . . . . .	4
1.2.1 Dispositif Fabry-Perot — Considérations de base . . . . .	6
1.2.2 Utilisation du Fabry-Perot en astronomie . . . . .	8
1.2.3 Effet des imperfections d'un étalon réel . . . . .	12

1.2.4	Effet de la phase . . . . .	13
1.3	Modélisation des couches minces optiques . . . . .	15
1.3.1	Propagation d'une onde électromagnétique dans un empilement de couches . . . . .	15
1.3.2	Conception de revêtements réfléchissants large bande . . . . .	20
1.4	Contraintes mécaniques dans les couches minces optiques . . . . .	25
1.4.1	Effet des contraintes mécaniques . . . . .	25
1.4.2	Origines des contraintes mécaniques . . . . .	31
1.5	Conception assistée par ordinateur . . . . .	44
1.5.1	Méthode d'affinage ( <i>refinement</i> ) . . . . .	45
1.5.2	Méthode des germes ( <i>needle</i> ) . . . . .	46
1.6	Sommaire . . . . .	48

**CHAPITRE 2 : CALCUL ET OPTIMISATION DES CONTRAINTES MÉCANIQUES DANS LA CONCEPTION DE REVÊTEMENTS OPTIQUES . . . . . 49**

2.1	Résumé de l'article . . . . .	49
2.2	Article . . . . .	53
2.2.1	Introduction and Theoretical Background . . . . .	54
2.2.2	Design approach to include mechanical properties . . . . .	58
2.2.3	Optical film fabrication and properties assessment . . . . .	60
2.2.4	Design of the broadband reflective coating . . . . .	62
2.2.5	Performance of the deposited filters . . . . .	65
2.2.6	Discussion . . . . .	68
2.2.7	Conclusion . . . . .	73

**CHAPITRE 3 : CONCLUSIONS . . . . . 75**

**II Détermination du rapport masse-luminosité des disques**

**stellaires des galaxies spirales** **79**

**CHAPITRE 4 : BASES THÉORIQUES — CINÉMATIQUE DES GALAXIES ET RAPPORT M/L** **80**

4.1	Historique	80
4.2	Morphologie et classification des galaxies	82
4.3	Cinématique des galaxies	88
4.4	Disques stellaires	96
4.4.1	Structure de la composante stellaire dans les galaxies spirales	96
4.5	Détermination de $\Upsilon_*$ dans les galaxies spirales	108
4.5.1	$\Upsilon_*$ du disque stellaire en tant que paramètre libre et disque maximum	108
4.5.2	Approches basées sur la loi de Tully-Fisher et la synthèse de population	108
4.5.3	Approche basée sur la dispersion des vitesses	111
4.5.4	Méthode chimio-spectrophotométrique	111
4.6	Sommaire	115

**CHAPITRE 5 : ARTICLE SUR LES MODÈLES DE MASSE D'UN SOUS-ÉCHANTILLON DE L'ÉTUDE SINGS** **117**

5.1	Résumé de l'article	117
5.2	Article paru dans l'Astrophysical Journal	122
5.2.1	Introduction	123
5.2.2	Methods	127
5.2.3	Results	131
5.2.4	Discussion	144
5.2.5	Conclusions	149
5.2.6	Appendix	151

**CHAPITRE 6 : CONCLUSIONS** **161**

**BIBLIOGRAPHIE . . . . . 164**

## LISTE DES TABLEAUX

1.I	Comparaison réflecteur métallique ou tout diélectrique . . . . .	21
2.I	Propriétés mécaniques du substrat . . . . .	62
2.II	Propriétés des couches déposées . . . . .	62
2.III	Caractéristiques des revêtements . . . . .	66
5.I	Sous-échantillon de SINGS utilisé . . . . .	130
5.II	Coefficients de la relation couleur- $\Upsilon_*$ en différentes bandes . . .	133
5.III	Paramètres des modèles de masse de l'échantillon . . . . .	143
5.IV	Comparaison des modèles de masse avec les données d'autres auteurs . . . . .	154

## LISTE DES FIGURES

1.1	Fonctionnement d'un FP . . . . .	7
1.2	Utilisation du Fabry-Perot en astronomie . . . . .	9
1.3	Effet de la phase sur la transmission du FP . . . . .	14
1.4	Effet du saut d'indice . . . . .	23
1.5	Largeur de bande . . . . .	24
1.6	Équilibre des forces et des moments dans un empilement de couches . . . . .	28
1.7	Représentation contraintes thermiques . . . . .	32
1.8	Phénomènes survenant lors de l'assistance par faisceau d'ions .	36
1.9	SZM vs. méthodes de croissance . . . . .	39
1.10	SZM modifié. . . . .	40
2.1	Représentation des stratégies de compensation . . . . .	65
2.2	Performances optiques des empilements de la première stratégie	68
2.3	Performances optiques de l'empilement de la seconde stratégie	69
2.4	Exemple de mesure des contraintes d'une couche . . . . .	70
2.5	Mesure des contraintes pendant le dépôt . . . . .	71
2.6	Mesure des contraintes d'un empilement — stratégie a) . . . .	72
2.7	Mesure des contraintes d'un empilement — stratégie b) . . . .	72
4.1	Structure d'une galaxie spirale . . . . .	84
4.2	Structure d'une galaxie spirale—2 . . . . .	85
4.3	Classification de Hubble . . . . .	87
4.4	Comparaison halos sombres . . . . .	94
4.5	Dégénérescence disque-halo . . . . .	96
4.6	Diagrammes Hertzsprung-Russel . . . . .	99
4.7	Émission du corps noir . . . . .	100

4.8	Tracés d'évolution stellaire . . . . .	101
4.9	Rapport M/L d'étoiles individuelles . . . . .	102
4.10	Comparaison FMI . . . . .	103
4.11	$\Upsilon_*$ vs. couleur . . . . .	110
5.1	Comparaison des profils $\Upsilon_*$ pour les FMI K01 et KTG93 . . .	132
5.2	$\Upsilon_*$ en fonction de $\lambda$ et $v_c$ . . . . .	134
5.3	$\Upsilon_*$ en fonction de l'indice de couleurs . . . . .	135
5.4	Accord de la photométrie entre les données et le modèle pour NGC 2403 . . . . .	139
5.5	Cohérence de la masse des disques en différentes bandes . . . .	140
5.6	Modèle de masse de NGC 2403 . . . . .	141
5.7	Accord de photométrie entre les observations et le meilleur modèle cinématique . . . . .	142
5.8	Modèle de masse de NGC 2403 basé sur le meilleur modèle cinématique . . . . .	144
5.9	Test des disques maximaux . . . . .	148
5.10	Test des disques maximaux selon le critère $0,85v_{max,obs}$ . . . .	149
5.11	Contribution du disque à la masse totale de la galaxie. . . . .	150
5.12	Contribution du disque à la vitesse de rotation de la galaxie — dans toutes les bandes d'observation. . . . .	152
5.13	Modèles de masse de l'échantillon (première partie) . . . . .	153
5.14	Modèles de masse de l'échantillon (deuxième partie) . . . . .	155
5.15	Exemple de l'effet de la décomposition du profil de luminosité en disque et bulbe . . . . .	159

## LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Liste de publications . . . . .	.xviii
------------	---------------------------------	--------

## LISTE DES SIGLES

<b>CET</b>	Coefficient d'expansion thermique
<b>ECSP</b>	Évolution chimio-spectrophotométrique
<b>FA</b>	Filtre accordable
<b>FMI</b>	Fonction de masse initiale
<b>FP</b>	Fabry-Perot
<b>FvM</b>	Mode de croissance Frank-van der Merwe
<b>HFS</b>	Historique de formation stellaire
<b>HR</b>	Haute résolution
<b>IBAD</b>	Dépôt assisté par faisceau d'ions— <i>Ion Beam Assisted Deposition</i>
<b>IFM</b>	Interférence à faisceaux multiples
<b>ISL</b>	Intervalle spectral libre
<b>NTT</b>	New Technology Telescope
<b>OF</b>	Logiciel <i>OpenFilters</i>
<b>PLMH</b>	Pleine largeur à mi-hauteur
<b>PECVD</b>	Déposition par vapeur chimique assistée par plasma — <i>Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition</i>
<b>QO</b>	Couche quart d'onde
<b>SINGS</b>	Spitzer Infrared Nearby Galaxy Survey
<b>SNII</b>	Supernova de type II
<b>SK</b>	Mode de croissance Stranski-Krastanov
<b>SZM</b>	Modèle en zones de microstructure — <i>Structure Zone Model</i>
<b>THINGS</b>	The HI Nearby Galaxy Survey
<b>TFB</b>	Relation de Tully-Fisher pour la masse baryonique
<b>TFS</b>	Taux de formation stellaire
<b>VL</b>	Voie Lactée
<b>VW</b>	Mode de croissance Volmer-Weber

## NOTATION

### *Volet cinématique des galaxies*

---

$\mathcal{A}$	Absorption par le MIS
$h$	Constante de Planck
$J$	Moment cinétique
$L(L_{\odot})$	Luminosité (solaire)
$\mathcal{M}(\mathcal{M}_{\odot})$	Masse (solaire)
$M(M_{\odot})$	Magnitude (solaire)
$R(R_d)(R_c)$	Rayon d'une galaxie (Rayon d'une galaxie où la brillance de surface a décrû d'une magnitude) (Rayon de coeur d'un halo sombre)
$v_c$	vitesse de rotation maximale d'un halo sombre
$t$	Temps
$T$	Température
$Z$	Métallicité
$\lambda$	Longueur d'onde ou spin d'un halo sombre selon le contexte
$\mu$	Brillance de surface
$\rho(\rho_0)$	Densité massique (Densité massique centrale d'un halo sombre)
$\sigma$	Dispersion des vitesses ou constante de Stefan-Boltzmann selon le cas
$\Sigma$	Densité surfacique
$\Upsilon_{\star}$	Rapport masse-luminosité d'un disque stellaire
$\Phi$	Fonction de masse initiale ou potentiel gravitationnel selon le cas
$\Psi$	Taux de formation stellaire

$A$	Absorptivité
$d$	Distance entre les plaques du Fabry-Perot ou épaisseur d'une couche selon le contexte
$d\lambda$	Intervalle spectral libre d'un interféromètre Fabry-Perot
$\delta\lambda$	Pleine largeur à mi-hauteur d'un pic de transmission d'un interféromètre Fabry-Perot
$E$	Module d'Young d'un matériau
$\mathcal{E}$	Champ électrique tangentiel d'une onde électromagnétique
$\mathcal{F}$	Finesse d'un interféromètre Fabry-Perot
$\mathcal{H}$	Champ magnétique tangentiel d'une onde électromagnétique
$I(I_0)$	Intensité d'un faisceau lumineux (Intensité initiale)
$j$	Flux d'atomes incidents
$M$	Moment de force ou matrice de transfert optique selon le contexte
$n(\tilde{n})$	Indice de réfraction (indice effectif d'un milieu)
$p$	Ordre d'interférence
$R$	Réfectivité
$T$	Transmissivité ou température selon le contexte
$Y$	Admittance d'une surface
$\alpha$	Coefficient d'expansion thermique
$\delta$	Déphasage d'une onde
$\epsilon(\epsilon_0)$	Permittivité d'un milieu (du vide)
$\varepsilon$	Élongation
$\zeta$	Fonction de mérite pour l'optimisation
$\theta$	Angle d'incidence (par rapport à la normale) du faisceau optique
$\lambda$	Longueur d'onde
$\nu$	Coefficient de Poisson
$\phi$	Phase d'une onde
$\sigma$	Contrainte mécanique dans une couche mince

## REMERCIEMENTS

*Le bout du voyage, c'est aussi l'heure des bilans.*

J'aimerais remercier mon directeur, le professeur Claude Carignan, qui m'a proposé ce projet. Merci de m'avoir offert de belles possibilités de formation et d'avoir fait preuve d'une grande patience.

J'aimerais aussi remercier le professeur Ludvik Martinu, mon co-directeur, qui m'a aidée pour le dernier droit. Merci de m'avoir permis de réaliser les essais pratiques dans vos laboratoires et de m'avoir guidée dans mes travaux de couches minces.

Merci à l'équipe du laboratoire de Recherches en Couches Minces Optiques de Marseille, notamment au professeur Michel Lequime et à madame Laëtitia Abel-Tibérini, maître de conférences, de m'avoir accueillie pour un séjour de recherche.

Merci également à mes proches collaborateurs, ceux qui m'ont guidée, informée, enseigné : Samuel Boissier pour les populations stellaires de galaxies, Olivier Hernandez et Philippe Amram pour la cinématique des galaxies, Stéphane Larouche pour la programmation du module supplémentaire de son logiciel OpenFilters, Thomas Schmitt pour la réalisation pratique des empilements de couches minces.

Merci aux compagnons de longue date, le café du matin a meilleur goût quand je le partage avec vous, Lison, Zacharie, Mathilde, Cass, Denise, David, Étienne, Richard, Bill, Jacques, Marie, Seb, Aude, Guillaume.

Merci à mon patron et mes collègues de chez Optech, qui m'ont soutenue dans ces dernières démarches avant que je puisse me consacrer pleinement à ma vie professionnelle.

Finalement, merci à mes proches...merci à ma famille, vous qui avez su planter les semences de la curiosité et de l'esprit critique. Il n'y a pas de plus beau cadeau.

Et merci à toi Martin, mon repart, mon appel d'air frais, merci pour tout ce que tu m'inspires.

*Le voyage a été long, mais la compagnie agréable.*

## Avant-propos

Le travail qui suit est divisé en deux volets qui peuvent à première vue sembler disjoints. Le premier volet concerne la conception et la fabrication de revêtements réfléchissants large bande pour un étalon Fabry-Perot. Le second volet expose les résultats d'une étude de cinématique des galaxies. Ces deux parties sont pourtant reliées par l'étalon Fabry-Perot lui-même.

Caractérisée par l'immensité du champ à observer et la ténuité du signal à recueillir, l'astronomie repousse toujours plus loin les limites de l'instrumentation, devenant ainsi un des nombreux vecteurs de son évolution. C'est donc une problématique liée à l'instrumentation astronomique qui commande les travaux dont le compte-rendu fait l'objet des chapitres suivants : l'utilisation de couches minces pour fabriquer les revêtements réfléchissants des plaques d'un étalon Fabry-Perot, celui de l'instrument 3D-NTT.

C'est un instrument tel que celui-là qui servira à terme à effectuer des études cinématiques de galaxies au télescope NTT . Voilà donc le lien entre ces deux projets.

Le lecteur expert dans chacun des domaines touchés ici s'étonnera peut-être du niveau de vulgarisation de chacune des sections. C'est que ce travail se déclinant en deux volets si disjoints, il était nécessaire de rendre accessible aux lecteurs experts de l'une des parties l'autre sujet touché dans cette thèse. La rédaction a donc été entreprise avec la supposition d'une connaissance de la physique générale commune à tous les lecteurs mais aucune connaissance particulière dans chacun des deux domaines traités, que ce soit la physique des couches minces ou l'astrophysique.

## **Première partie**

---

Contrôle des contraintes mécaniques dans  
la conception de revêtements large bande  
pour l'astronomie

# CHAPITRE 1

---

## BASES THÉORIQUES — CONCEPTION DE REVÊTEMENTS RÉFLÉCHISSANTS LARGE BANDE POUR UN ÉTALON FABRY-PEROT

---

### *1.1 Introduction*

Les couches minces optiques sont utilisées de façon routinière en astronomie dans une grande variété de composants. Non seulement les utilise-t-on pour fabriquer les miroirs des télescopes, mais elles constituent également un outil précieux pour limiter les réflexions sur chaque lentille des instruments. Grâce à elles, on peut également créer des filtres optiques très précis dont les caractéristiques de réflexion et de transmission peuvent être ajustées pour répondre à des objectifs scientifiques bien définis (filtres passe bande, filtres bloquants, etc).

Bien que les propriétés optiques des couches minces soient la qualité première recherchée par leur utilisation dans l'instrumentation astronomique, celles-ci s'accompagnent également de propriétés secondaires qui peuvent s'avérer parfois bénéfiques et parfois néfastes : magnétiques, conductrices, etc. Dans ce document, ce sont les propriétés mécaniques des couches minces optiques qui nous intéresseront par leur effet sur la géométrie de l'assemblage complet de l'étalon Fabry-Perot du 3D-NTT. Les travaux relatés dans les chapitres suivants visent à incorporer les propriétés mécaniques dès l'étape de la conception pour en contrôler les effets sur la position relative des plaques de l'étalon.

Dans le chapitre qui suit, j'aborderai d'abord l'étalon Fabry-Perot en présentant

ses propriétés optiques et l'utilisation qui en est faite en astronomie tout en soulignant l'effet des contraintes mécaniques sur sa performance. Il sera question ensuite de la modélisation des propriétés optiques d'un empilement de couches minces et de l'origine des contraintes mécaniques dans ces couches. Finalement, la conception de filtres optiques assistée numériquement sera abordée.

## 1.2 *Étalon Fabry-Perot*

Fabry et Perot sont des noms indissociablement liés par leur réalisation commune, celle-ci possédant une renommée que leurs carrières individuelles n'ont pas. Le savoir-faire pratique de Perot appuyant l'expertise en optique de Fabry, ils ont su mettre à profit la complémentarité de leurs talents pour réaliser brillamment leurs travaux.

Entre 1894 et 1897 messieurs Charles Fabry et Alfred Perot ont mené à Marseille des travaux les menant à l'invention d'un tout nouveau dispositif optique fonctionnant grâce au phénomène d'interférence à faisceaux multiples (IFM). Cet objet s'appelle l'étalon (ou interféromètre) de Fabry-Perot, du nom de ses inventeurs. Cet instrument avait été conçu au départ pour résoudre un problème de mesure de capacitance. Pour y arriver, la mesure très précise de l'espacement entre les deux plaques a été réalisée grâce à des moyens optiques. Cet instrument consiste en deux plaques partiellement réfléchissantes parallèles ou courbées d'espacement variable ou fixe entre lesquelles la lumière est réfléchi de multiples fois (figure 1.1). Perot et Fabry venaient d'inventer une toute nouvelle façon d'utiliser le phénomène d'interférence pour réaliser des mesures physiques (Georgelin & Amram, 1995; Vaughan, 1989; Hernandez, 1986)

Au moment de l'invention de cet interféromètre, le phénomène de l'interférence

à faisceaux multiples (IFM) était connu depuis de nombreuses années déjà. Observé et décrit par Hooke, Haidinger, Herschel et Newton, les équations décrivant mathématiquement le phénomène ont été posées par Airy et Rayleigh. Un article de M. R. Boulouch précédant de quelques années les travaux de Fabry et Perot fait état de l'utilisation de lames semi-argentées pour provoquer les patrons d'interférences (Boulouch, 1893). À peu près au même moment (1892), Charles Fabry soutient sa thèse ayant pour titre : «*Théorie de la visibilité et de l'orientation des franges d'interférence*», ce qui pose déjà les bases mathématiques de l'instrument qu'il sera appelé à construire quelques années plus tard et qui fait le lien entre la réflectivité des plaques et la finesse des pics d'interférence. Mais c'est véritablement Fabry et Perot ensemble qui, en introduisant la possibilité d'un espacement variable entre les plaques et en réalisant un chef-d'oeuvre de précision, ont finalement érigé l'étalon au rang d'instrument. Le dispositif d'alors est décrit dans les articles parus dans la revue francophone *Annales de physique et de chimie* (Fabry & Perot, 1899). Le dispositif a par la suite été présenté dans une version traduite de l'article publiée dans le *Astrophysical Journal* (Fabry & Perot, 1901).

Les utilisations de ce dispositif se sont rapidement diversifiées, par la main de Fabry, Perot et leurs proches collaborateurs eux-mêmes, mais également par une communauté scientifique ravie de pouvoir compter sur un instrument permettant une métrologie aussi précise (Georgelin & Amram, 1995). Parmi les utilisations contemporaines de ce dispositif, n'oublions surtout pas que la cavité Fabry-Perot est un élément essentiel au fonctionnement du laser (dans sa forme modifiée de cavité confocale ou sphérique). On retrouve aussi des applications du FP dans une foule de domaines, comme par exemple des techniques utilisées dans les domaines de la géologie, la biologie, la chimie, la métrologie, etc.

### 1.2.1 Dispositif Fabry-Perot — Considérations de base

Rappelons-nous donc les relations liant les paramètres physiques de l'étalon et ses caractéristiques de filtrage spectral (Born & Wolf, 1997). La longueur d'onde  $\lambda$  de résonance est égale à :

$$n \cdot d = p \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (1.1)$$

où  $p$  est un entier que l'on appelle *ordre*,  $d$  est la distance entre les plaques et  $n$  est l'indice de réfraction du milieu entre les plaques. On voit donc déjà dans cette équation qu'un tel dispositif laisse passer toutes les harmoniques d'une fréquence donnée. Le spectre de transmission d'un étalon est donc une fonction peigne (fonction décrite par Airy). L'équation représentant la transmission en fonction de  $\lambda$  d'un faisceau incident s'écrit :

$$I = I_0 \cdot \frac{T^2}{(1 - R)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2(\phi_R - \frac{2\pi n d \cos \theta}{\lambda})} \quad (1.2)$$

où  $I_0$  est l'intensité initiale du faisceau lumineux,  $T$  et  $R$  sont la transmissivité et la réflectivité des plaques,  $\theta$  est l'angle du faisceau et  $\phi$  est la phase à la réflexion sur ces plaques. Les termes  $I_0$ ,  $T$ ,  $R$ ,  $\phi_R$  et  $n$  dépendent tous de la longueur d'onde  $\lambda$ , mais ceci n'est pas explicitement mentionné dans l'équation afin de l'alléger. On voit donc que pour les conditions de résonance, l'intensité lumineuse incidente est totalement transmise ( $I = I_0$ ). Deux plaques de réflectivité différente peuvent être assemblées en dispositif FP, mais cette pratique n'est pas courante pour les utilisations en astronomie puisqu'elle n'offre pas d'avantage et qu'une partie du faisceau incident est alors réfléchi par le dispositif même en conditions de résonance. On voit dans cette équation que la transmission totale dépend aussi de la transmissivité et la réflectivité de chacune des plaques. L'espacement entre deux pics se nomme *intervalle spectral libre* (ISL noté  $d\lambda$ ) et sa valeur se calcule :

$$d\lambda = \frac{\lambda}{p}. \quad (1.3)$$

De même, on calcule leur largeur à mi-hauteur (PLMH), qui n'est pas infiniment mince :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda(1-R)}{p\pi\sqrt{R}}. \quad (1.4)$$

Les caractéristiques  $R$  et  $T$  des plaques définissent un paramètre nommé  *finesse* , qui s'exprime :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (1.5)$$

et qui est tout simplement le quotient de l'ISL par la PLMH.

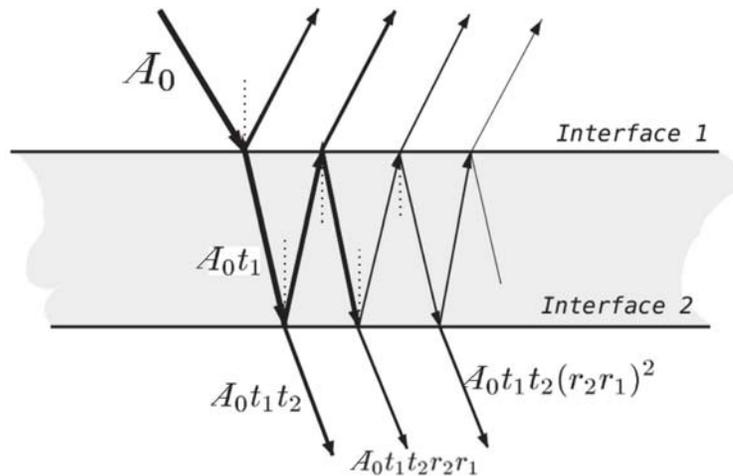


Figure 1.1 – *Détail des amplitudes de chacun des faisceaux après chacune des réflexions successives à l'interface. La différence de chemin optique entre chacun des faisceaux transmis est  $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (nd \cos \theta) - \phi_R$ , où  $n$  est l'indice de réfraction entre les plaques,  $d$  est leur espacement,  $\theta$  est l'angle du faisceau (défini par la dimension de la source étendue et la longueur focale de la lentille) et  $\phi_R$  est la phase à la réflexion sur les interfaces 1 et 2 (qui sont pareilles) du milieu d'indice  $n$  vers le matériau des plaques. L'addition de l'intensité de tous ces faisceaux est une série géométrique et la fonction d'Airy en est le résultat.*

### 1.2.2 *Utilisation du Fabry-Perot en astronomie*

En ce qui concerne l'astronomie, notons au passage que Perot et Fabry ont choisi de publier leurs travaux dans une revue d'astrophysique et qu'ils ont eux-mêmes utilisé leur nouvel instrument pour déterminer les positions des raies du spectre solaire et des raies du fer dès 1902 (Fabry & Perot, 1902). Les premiers problèmes abordés ressemblaient fort à des problèmes de métrologie (détermination de longueurs d'ondes exactes de certaines raies, mesure des largeurs de raies), mais les utilisations se sont diversifiées très rapidement. Dès 1914, Buisson, Fabry et Bourget ont utilisé l'interféromètre en tant qu'imageur pour la nébuleuse d'Orion en raie [OII]. Aujourd'hui, de nombreux grands observatoires (>3m) comptent au moins un étalon FP dans leur parc instrumental (par ex. : OSIRIS pour le GTC, MMTF pour les Magellan Telescopes, GH $\alpha$ FaS pour le WHT).

On utilise maintenant l'interféromètre FP dans le cadre de l'avantage de luminosité qu'il comporte, dit avantage de Jacquinet (Jacquinet, 1954), pour obtenir des informations en trois dimensions, c'est-à-dire qu'on obtient les informations spectrales pour chaque élément d'une image (voir figure 1.2)

On peut séparer les utilisations de l'étalon FP en deux sous-catégories : les filtres accordables (FA) et les utilisations à haute résolution (HR). Une troisième sous-catégorie connexe à la première pourrait être également ajoutée, il s'agit de celle des filtres interférentiels de blocage, qui sont généralement composés de cavités FP d'ordre très bas ( $p \simeq 1$ ). En fait, il s'agit ici seulement de trois utilisations différentes du même dispositif de filtrage. Seuls diffèrent les espacements entre les plaques (fixe et très petit pour les filtres de blocage, petit et ajustable pour les FA, et grand et ajustable pour les utilisations HR) et les coefficients de réflexion de ces plaques.

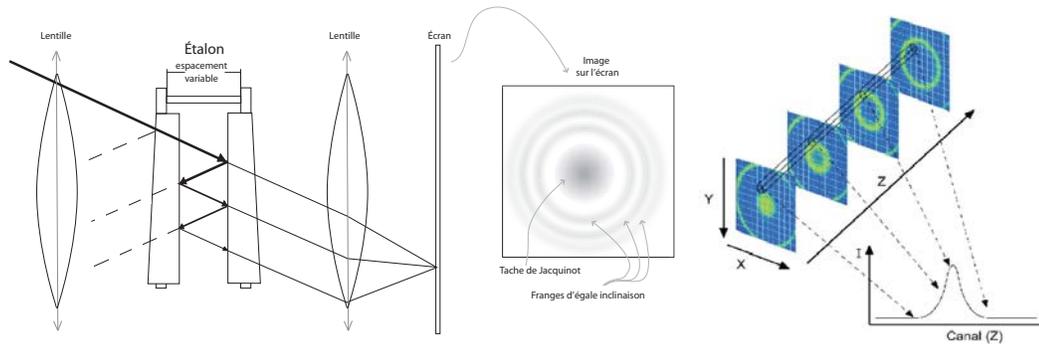


Figure 1.2 – Principe d'utilisation d'un étalon Fabry-Perot en astronomie : à gauche, la configuration du trajet optique de l'instrument ; à droite, la reconstitution du spectre en chaque point de l'image par la combinaison des images provenant de la variation de l'espacement des plaques. L'image de droite est tirée de Hernandez et al. (2003)

### Filtre accordable

Le terme «filtre accordable» fait clairement référence au fait que ce genre de dispositif possède les mêmes fonctions et utilisations que la panoplie de filtres interférentiels monolithiques plus ou moins étroits. Ces derniers sont très coûteux car ils sont fabriqués sur demande et leur longueur d'onde centrale est fixe de même que leur bande passante. Les applications de ce genre de dispositifs sont nombreuses et les exemples qui suivent sont loin de constituer une liste exhaustive (Vaughan, 1989; Bland-Hawthorn, 2003; Bland-Hawthorn & Kedziora-Chudczer, 2003).

**Imagerie à bande étroite** Études morphologiques, relevés sur tout le champ d'objets à un certain décalage photométrique, taux de formation stellaire dans les galaxies, lentilles gravitationnelles, imagerie des environnements de quasar et galaxies Seyfert. Le FA permet de suivre facilement une raie d'émission donnée sur un grand intervalle de décalages vers le rouge.

**Études de raies individuelles** La bande passante variable du FA permet d'aller

sonder le continu autour d'une raie donnée pour l'étude des raies d'absorption.

**Rapport de raies** Les rapports de raies permettent d'obtenir des informations sur l'abondance chimique au sein des objets (par exemple le rapport  $H\alpha/[OII]$ ) mais également la densité électronique (rapport des raies d'un doublet par exemple  $[OII]$ ) et même la température électronique (raie d' $[OIII]$ ), selon Vaughan (1989).

L'un des avantages des filtres accordables est d'avoir exactement le même profil de bande passante pour toutes les longueurs d'ondes couvertes. Ceci permet entre autres le *differential imaging*, technique utilisant la rapidité de changement des filtres accordables pour prendre deux images dans des bandes différentes sur la même pose de CCD et ainsi se débarrasser des problèmes potentiels tels que la variation du ciel, les franges dues aux raies du ciel sur le CCD, de même qu'en principe toutes les erreurs systématiques (Bland-Hawthorn, 2003). Ce mode permet également d'avoir plus rapidement des cartes de rapport de raies.

Bien sûr, les filtres accordables basés sur la technologie FP comportent quelques désavantages (Bland-Hawthorn, 2000). Entre autres, notons que le profil de bande passante de cet instrument est médiocre : les ailes des pics d'Airy permettent le passage de beaucoup d'énergie lumineuse en deçà du seuil de pleine-largeur à mi-hauteur. Le dispositif FP comporte aussi la caractéristique intrinsèque de la variation de la longueur d'onde transmise en fonction de la position du champ lorsque l'instrument se trouve à la pupille. Dans le cas du FA, on utilise la tache de Jacquinot qui est le diamètre du champ à l'intérieur duquel on a une variation de moins de  $\sqrt{2} \cdot \delta\lambda$ . Le diamètre de cette tache dépend de l'ordre, ce qui fait que l'application à basse résolution permet un champ presque monochromatique. On peut également utiliser le FA au foyer, ce qui élimine ce problème mais a pour effet d'élargir la bande passante.

### *Étalon haute résolution*

Les étalons à haute résolution sont généralement combinés avec un filtre sélectionnant un ordre particulier (FA ou filtre interférentiel de blocage) et on les utilise en mode balayage pour obtenir non seulement l'intensité lumineuse totale d'une raie mais également le profil même de cette raie.

L'étude des raies individuelles recèle énormément d'information : en déterminant la position spectrale exacte de la raie, on peut en déduire des informations sur la cinématique d'un objet ; la largeur des raies et leur profil permet de préciser les conditions de température, de pression ou de turbulence au sein d'un objet (galaxies, étoiles, régions de formation stellaire, etc.).

L'instrument construit par Perot et Fabry, de leur aveu même d'abord bancal, a été amélioré avec l'aide de M. Jobin et s'est rapidement avéré plus précis même que l'interféromètre de Michelson. L'instrument original était constitué de deux plaques recouvertes d'argent. L'inconvénient majeur de cette façon de faire est l'absorption que les couches métalliques introduisent. Heureusement, il est possible d'atteindre des réflectivités élevées sans recourir à des couches métalliques. Pour cela, il suffit d'empiler plusieurs couches diélectriques qui, à cause de leurs épaisseurs très particulières, agissent ensemble comme un miroir sans absorption comme nous le verrons à la section suivante. Ce type de revêtement est utilisé depuis la fin des années 1940 (Banning, 1947). En pratique, l'utilisation de miroirs composés de couches toutes diélectriques se fait non sans inconvénient. En effet, comme nous le verrons à la section 1.3.2.1, il est nécessaire d'en utiliser un grand nombre pour remplacer les couches métalliques. Ce grand nombre de couches peut détériorer la planéité des plaques, peut faire courber le substrat sous l'effet de leurs contraintes mécaniques, et introduit une phase à la réflexion qui dépend de la longueur d'onde.

### 1.2.3 Effet des imperfections d'un étalon réel

Les imperfections dans les plaques ou leur positionnement ont pour effet de diminuer la finesse effective par rapport à la finesse théorique définie par leur réflectivité (Hernandez, 1986; CVI Melles Griot, 2004). Ces imperfections peuvent être des défauts dans le polissage des plaques, la rugosité de surface, un écart au parallélisme, ou encore une courbure due aux contraintes mécaniques comme nous le verrons dans la section 1.4.

La finesse effective ( $\mathcal{F}_e$ ) est fonction de la finesse théorique et des défauts de finesse :

$$\frac{1}{\mathcal{F}_e} = \sqrt{\frac{1}{\mathcal{F}_R^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_D^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_\theta^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_s^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_{ds}^2}} \quad (1.6)$$

où  $\mathcal{F}_R$  est la finesse théorique,  $\mathcal{F}_D$  est le coefficient de finesse lié à la limite de diffraction,  $\mathcal{F}_\theta$  est lié à la divergence du faisceau collimé,  $\mathcal{F}_s$  est lié à la courbure des plaques et  $\mathcal{F}_{ds}$  est le coefficient de finesse liée aux défauts de surface.

Ces coefficients se calculent (CVI Melles Griot, 2004) :

$$\mathcal{F}_S = M/2, \quad \mathcal{F}_{ds} = M/4.7, \quad \mathcal{F}_\theta = \frac{\lambda}{d \tan^2 \theta}, \quad \mathcal{F}_D = \frac{CA^2}{2d\lambda} \quad (1.7)$$

où M est le paramètre de défaut de surface (ex.  $\lambda/20$ ,  $M = 20$ ),  $\theta$  est la divergence du faisceau et CA est l'ouverture (*clear aperture*).

Tous ces défauts ont pour effet de faire diminuer la finesse effective. Pour le reste du chapitre, c'est l'effet de la courbure du substrat qui nous intéressera le plus. Comme nous le verrons dans la section 1.4, les couches minces sont le siège de contraintes mécaniques qui ont pour effet de faire courber le substrat. En général, plus l'épaisseur du revêtement est élevée, plus la force totale exercée sur le substrat et donc la courbure est importante. De plus, puisque selon l'équation 1.6 les contri-

butions des coefficients de finesse s'additionnent en  $1/\mathcal{F}^2$ , plus grande est la finesse théorique de l'étalon ( $\mathcal{F}$ ), plus fort est l'effet des imperfections pour les mêmes valeurs d'imperfections ( $\mathcal{F}_{S,ds,\theta,D}$ ). Ce problème touche donc particulièrement les étalons haute résolution.

#### 1.2.4 Effet de la phase

Non seulement l'utilisation d'un grand nombre de couches minces diélectriques a-t-elle pour effet de distordre les plaques réfléchissantes de l'étalon, mais cette réflexion même est affectée par la nature du miroir. En effet, la réflexion sur un miroir diélectrique provoque un déphasage de la lumière renvoyée qui n'est ni zéro ni un multiple de  $\pi$ . Qui plus est, la valeur de ce déphasage varie en fonction de la longueur d'onde. Il s'agit donc d'une dispersion normale de la phase dont la valeur augmente avec l'épaisseur optique totale des couches. Le détail de l'origine de ce déphasage sera révélé à la section suivante, mais examinons-en ici l'effet sur la performance du Fabry-Perot.

Comme le mentionne l'équation 1.2, la phase  $\phi_R$  aura pour effet de changer les conditions d'interférence. Puisque ce déphasage dépend de surcroît de la longueur d'onde, il ne s'agit pas d'un simple déplacement des longueurs d'onde de résonance, mais plutôt d'une déformation non linéaire de ceux-ci. La figure 1.3 montre la position des pics de transmission pour un espacement donné des plaques. On y voit l'effet de l'introduction d'un déphasage constant et d'un déphasage dépendant de la longueur d'onde.

Tout se passe donc comme si l'ordre d'interférence était modifié. Nous parlerons d'*ordre effectif*. La différence entre l'ordre théorique et l'ordre effectif étant constante en chiffres absolus, le problème est d'autant plus grave que l'ordre auquel on veut utiliser l'étalon est bas. Contrairement aux contraintes mécaniques,

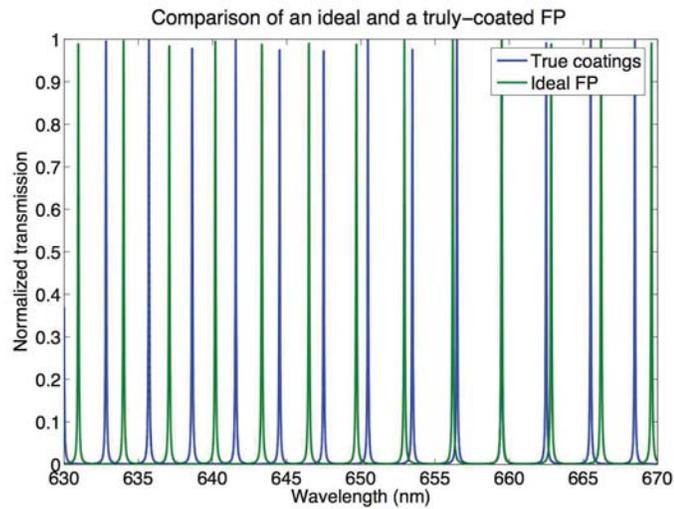


Figure 1.3 – *Effet de la phase sur la fonction de transmission de l'étalon Fabry-Perot. Les pics en vert représentent les pics de la fonction d'Airy pour des revêtements parfaits n'introduisant pas de déphasage alors que les pics en bleu montrent l'effet du déphasage à la réflexion sur les revêtements réfléchissants. Les pics ne coïncident pas : l'ordre effectif s'éloigne de l'ordre théorique.*

ceci affecte donc plus lourdement l'utilisation à basse résolution, où on utilise l'étalon à des ordres d'env. 10 à 100 qu'à haute résolution, où les ordres utilisés vont d'une centaine à un peu plus d'un millier.

Deux stratégies s'offrent au concepteur d'un tel étalon :

1. Tenir compte de cet ordre effectif dans l'actuation de la distance des plaques pour compenser l'effet.
2. Concevoir l'empilement de couches minces en tenant compte de l'effet sur la phase.

La première solution implique une calibration arbitraire propre à l'instrument. Quant à la seconde solution, elle sera discutée dans la section 1.3.2.2.

## 1.3 Modélisation des couches minces optiques

Le domaine des couches minces optiques est vaste et il est difficile de couvrir ici plus que les bases du sujet de cette thèse. Un lecteur intéressé pourra se référer à l'un ou l'autre des ouvrages suivants : *Thin Films Optical Filters* d'Angus Macleod (Macleod, 2001), *The materials science of thin films* de Milton Ohring (Ohring, 1992) et *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* de M. Born et E. Wolf (Born & Wolf, 1997).

### 1.3.1 Propagation d'une onde électromagnétique dans un empilement de couches

Avant de pouvoir entreprendre la conception des revêtements réfléchissants, il faut comprendre l'interaction entre la lumière et chacune des couches minces les composant. Le développement qui suit est tiré des notes de cours de *Couches minces optiques et filtrage interférentiel* de l'École de physique supérieure de Marseille et du livre de Macleod (Macleod, 2001; Amra & Grèzes-Besset, 2010).

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 que les puissances transmises et réfléchies ne dépendent que de cette composante. L'optique de Fourier permet en outre la décomposition d'une onde arbitraire en ses composantes élémentaires monochromes et monodirectionnelles, c'est donc une onde plane de fréquence spatiale  $\vec{\sigma} = 2\pi\vec{\nu}$  et d'angle d'incidence  $\theta$  sur une surface plane qui sera traitée ici.

On peut exprimer les composantes électrique et magnétique d'une onde électromagnétique progressive (+) ou rétrograde (-) de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\vec{E}^+ &= \vec{\mathcal{E}}^+ e^{i\vec{k}^+ \vec{r}} \\ \vec{H}^+ &= \vec{\mathcal{H}}^+ e^{i\vec{k}^+ \vec{r}}\end{aligned}\quad (1.8)$$

où  $\vec{\mathcal{E}}$  et  $\vec{\mathcal{H}}$  sont les amplitudes vectorielles des champs et  $\vec{k}^+$  est le vecteur d'onde, et  $\vec{r} = x\vec{x} + y\vec{y} + z\vec{z}$  est la variable d'espace.

L'onde électromagnétique peut avoir son champ électrique parallèle au plan  $x0y$  qu'elle illumine : c'est alors une onde polarisée  $s$  (TE — transverse électrique); alternativement, il se peut que ce soit plutôt le champ magnétique qui soit parallèle à  $x0y$ , il s'agit alors d'une onde polarisée  $p$  (TM — transverse magnétique).

Il existe une quantité reliant les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique telle que :

$$\vec{\mathcal{H}}_{tg}^+ = \check{n}\vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}_{tg}^+ \quad (1.9)$$

Ce  $\check{n}$  est nommé *indice effectif* et sa valeur diffère selon qu'on considère une polarisation  $p$  ou  $s$  :

$$\begin{aligned}\check{n}_s &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{n \cos \theta}{\mu_r} \\ \check{n}_p &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{n}{\mu_r \cos \theta}\end{aligned}\quad (1.10)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du milieu dans lequel évolue l'onde,  $\mu_0, \epsilon_0$  sont la perméabilité et la permittivité dans le vide et  $\mu_r, \epsilon_r$  sont la perméabilité et la permittivité relative d'un milieu autre que le vide.

Dans une couche mince, une partie de l'onde est réfléchiée à chaque interface et cela a pour effet d'établir une onde stationnaire dont les composantes tangentielles du champ électrique et magnétique sont toujours reliées entre elles par une quantité scalaire que l'on nomme *admittance complexe* ( $Y(z)$ ) et qui a les dimensions de l'inverse de l'impédance d'un milieu :

$$\vec{\mathcal{H}}_{tg} = Y(z)\vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}_{tg} \quad (1.11)$$

Pour maintenant arriver à trouver la relation liant les champs de part et d'autre d'une interface, il faut considérer la continuité des champs tangentiels et trouver des relations liant les champs stationnaires et propagatifs aux interfaces  $j-1$  et  $j$  :

$$\begin{aligned} (\vec{\mathcal{E}}_{j-1}, \vec{\mathcal{H}}_{j-1}) &= f_i[\vec{\mathcal{E}}_{j-1}^+, \vec{\mathcal{E}}_{j-1}^-] \\ (\vec{\mathcal{E}}_{j-1}^+, \vec{\mathcal{E}}_{j-1}^-) &= g_i[\vec{\mathcal{E}}_j, \vec{\mathcal{H}}_j] \end{aligned} \quad (1.12)$$

Il s'agit d'interférence à faisceau multiples ; la situation est exactement la même que celle illustrée à la figure 1.1.

À partir des deux équations précédentes, on peut montrer que la modification de l'onde entre la surface  $j-1$  et  $j$  peut s'exprimer :

$$\begin{aligned} \vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}_{j-1} &= \cos \delta_j (\vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}) - i \frac{\sin \delta_j \vec{\mathcal{H}}_j}{\check{n}_j} \\ \vec{\mathcal{H}}_{j-1} &= -i\check{n} \sin \delta_j (\vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}_j) + \cos \delta_j (\vec{\mathcal{H}}_j) \end{aligned} \quad (1.13)$$

où  $\delta = 2\pi n \cos \theta / \lambda$  est un terme de phase. Ceci s'identifie à une forme matricielle :

$$(\vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}_{j-1}, \vec{\mathcal{H}}_{j-1}) = M_j(\vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}_j, \vec{\mathcal{H}}_j) \quad (1.14)$$

où :

$$M = \begin{bmatrix} \cos \delta_j & -i \frac{\sin \delta_j}{\check{n}_j} \\ -i \check{n}_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \quad (1.15)$$

En combinant les relations 1.11 et 1.13, on trouve qu'il est possible de calculer l'admittance de la surface  $j - 1$  en fonction de celle de la surface  $j$  :

$$Y_{j-1} = \frac{-j\check{n} \sin \delta_i + Y_j \cos \delta_i}{\cos \delta_j - iY_i \sin \delta_j / \check{n}} \quad (1.16)$$

Et comme l'admittance de la dernière couche, le substrat, est connue, il est possible de déterminer complètement celles de toutes les interfaces.

Ceci revient donc à dire qu'on peut multiplier entre elles les matrices de passage pour avoir la correspondance entre une onde dans un milieu quelconque et l'onde après la dernière interface de celui-ci (correspondant à l'onde progressive se propageant dans le substrat) :

$$(\vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}_N - 1, \vec{\mathcal{H}}_N - 1) = \left\{ \prod_{j=1}^N M_j \right\} (\vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}_s, \vec{\mathcal{H}}_s) \quad (1.17)$$

$$\begin{bmatrix} \vec{z} \times \vec{\mathcal{E}} \\ \vec{H} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{z} \times \vec{\mathcal{E}}_s \\ \vec{H}_s \end{bmatrix}$$

La matrice de passage résultant de la multiplication des matrices des interfaces individuelles permet de modéliser les propriétés de l'empilement complet. L'équation précédente nous permet d'écrire :

$$Y = \frac{m_{21} + m_{22}Y_s}{m_{11} + m_{12}Y_s} \quad (1.18)$$

où les coefficients  $m$  sont les éléments de la matrice totale de passage.

Les coefficients de réflexion ( $R$ ), de transmission ( $T$ ) et d'absorption ( $A$ ) qu'on peut calculer à partir d'une telle matrice de passage totale sont :

$$\begin{aligned} R &= |r|^2, r = \frac{\check{n}_0 - Y}{\check{n}_0 + Y} \\ T &= \frac{Re(\check{n}_s |t|^2)}{\check{n}_0}, t = 1 + r \\ A + R + T &= 1 \end{aligned} \tag{1.19}$$

où  $\check{n}_0$  et  $\check{n}_s$  sont les indices effectifs du milieu incident (superstrat) et du substrat respectivement.

Les coefficients en sinus et cosinus de la matrice 1.15 nous indiquent tout de suite que certaines épaisseurs présenteront un intérêt particulier, notamment les épaisseurs qui annuleront ou donneront une valeur unitaire à ces coefficients. Ces épaisseurs correspondent au cas où le terme de phase  $\delta$  est égal à un multiple entier de  $\pi/2$ , ce qui se vérifie pour  $nd = \lambda/4$ . Ces épaisseurs ont pour effet d'attribuer une valeur maximale ou minimale aux coefficients de réflexion et de transmission. On les appelle couches *quart d'onde* (QO). Les couches correspondant à une épaisseur de deux QO (couches *demi-ondes*) se comportent à la longueur d'onde de référence comme si elles étaient absentes : elles n'ont aucun effet sur la fonction de transfert optique de l'empilement à cette longueur d'onde. Dans la suite de ce chapitre, les couches quart d'onde seront symbolisées par un  $H$  pour les couches de haut indice de réfraction et par un  $B$  pour les couches de bas indice.

En connaissant ces éléments de base du calcul de la réponse d'un empilement de couches, 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.

### 1.3.2 Conception de revêtements réfléchissants large bande

Comme il a été mentionné à la section précédente, le dispositif FP d'origine était fabriqué à partir de plaques de verres métallisées. Plus tard sont apparus les miroirs à base de multiples couches diélectriques. Ces approches, métal ou tout diélectrique, comportent chacune leurs avantages et leurs inconvénients résumés au tableau 1.I.

Deux de ces critères sont particulièrement importants en ce qui concerne l'astronomie : le flux lumineux total passant à travers l'étalon jusqu'au détecteur et la durabilité des couches. La brillance apparente de la plupart des objets astronomiques étant très faible, il importe de pouvoir récupérer le plus grand nombre possible de photons. L'équation 1.2 montre bien que l'intensité maximale transmise dépend de :

$$I_{max} = \frac{T^2}{(1 - R)^2} \quad (1.20)$$

Or comme mentionné à la section précédente, les couches minces optiques possèdent des propriétés telles que  $T + R + A = 1$ . Dans le cas où  $R + T \simeq 1$ , comme c'est le cas pour des couches diélectriques dont l'absorption est généralement de l'ordre de  $10^{-4} - 10^{-3}$ , l'équation précédente revient à

$$I_{max} \simeq \frac{(1 - R - \delta)^2}{(1 - R)^2} \quad (1.21)$$

et la transmissivité totale de l'étalon est près de 1.

Tableau 1.I – Comparaison des avantages et des inconvénients des miroirs à base de couches métalliques et des miroirs tout diélectrique

Critère	Couches métalliques	Couches diélectriques
Épaisseur totale	Faible ( $\sim 20-100\text{nm}$ suffisent)	Plus grande (quelques microns)
Contraintes mécaniques	Moindre, dû à des couches moins épaisses	Élevées
Fabrication	Plus facile à fabriquer	Plus difficile à fabriquer : plus grand nombre de couches, dépendance très forte des caractéristiques du miroir sur l'épaisseur exacte de chacune des couches.
Durabilité	Moins résistant aux égratignures en général et risque de réaction du métal à l'humidité/oxygène de l'air	Plus stables, souvent composées d'oxydes
Absorptivité optique des couches	Élevée	Faible

Pour des couches métalliques, on retrouve plutôt

$$I_{max} = \frac{(1 - R - A)^2}{(1 - R)^2} \quad (1.22)$$

Dès que l'absorption dépasse  $10^{-3}$ , son action est délétère sur la transmissivité qui chute alors rapidement, d'autant plus que la réflectivité des plaques est élevée. À titre d'exemple, un étalon dont les plaques ont  $R = 0,5$  et  $A = 0,01$  transmet  $I_{max} = 0,96$  alors que si  $R = 0,9$  et  $A = 0,01$  il ne transmet plus que  $I_{max} = 0,81$ .

Bien qu'un grand nombre de couches soit nécessaire à la réalisation de miroirs large bande, la très faible absorption des couches diélectriques ne laisse aucun doute sur l'avantage de cette technique face aux revêtements métalliques. De plus, la stabilité de ce genre de couches est de loin supérieure à celle des couches métalliques qui ont tendance à s'oxyder et se détériorer au contact de l'humidité de l'air et des nombreux cycles de température subis par ces dispositifs.

### 1.3.2.1 Maximisation de la bande spectrale réfléchie

La production de miroirs à large bande est un problème traité abondamment dans la littérature. Déjà, plusieurs articles font état de design de revêtement large bande pour des étalons FP pour l'astronomie (Turner & Baumeister, 1966; Lemarquis & Pelletier, 1996; Netterfield et al., 1980). Pour obtenir un revêtement réfléchissant, on utilise un empilement élémentaire d'une couche QO de haut indice et d'une couche QO de bas indice : S | HB | A (substrat-haut indice-bas indice-air Macleod, 2001). Cette «brique élémentaire» HB peut être répétée plus d'une fois afin d'augmenter la réflectivité. La réflectivité augmente comme :

$$R \simeq 1 - 4 \left( \frac{n_B}{n_H} \right)^{2p} \frac{n_s}{n_H^2} \quad (1.23)$$

où  $p$  est le nombre de répétitions HB. La bande passante d'un tel empilement est de :

$$\Delta g = \frac{2}{\pi} \arcsin \left( \frac{n_H - n_B}{n_H + n_B} \right), \quad (1.24)$$

où  $g = \lambda/\lambda_0$ ,  $n_H$  est l'indice le plus élevé et  $n_B$  est l'indice le plus faible. On voit donc que la largeur de bande ne dépend pas du nombre de couches du réflecteur, mais plutôt de la différence d'indice entre les matériaux de haut et bas indice. Ceci implique qu'on a tout avantage à utiliser les matériaux ayant la plus grande différence d'indice (appelée choc d'indice) possible dans cette situation, ce que l'on voit aisément sur la figure 1.4, qui illustre l'équation 1.24. Toutefois, les propriétés autres qu'optiques de la matière, aussi bien que l'éventail limité de matériaux existant, font que la bande passante doit parfois être contrôlée par un autre procédé que le seul saut d'indice. Pour augmenter la bande passante de tels empilements, la solution est simple et si l'on y pense bien assez intuitive : il suffit de superposer des empilements conçus pour des longueurs d'onde différentes (Turner & Baumeister, 1966). On en voit l'effet à la figure 1.5. En fait, on s'assure alors qu'à

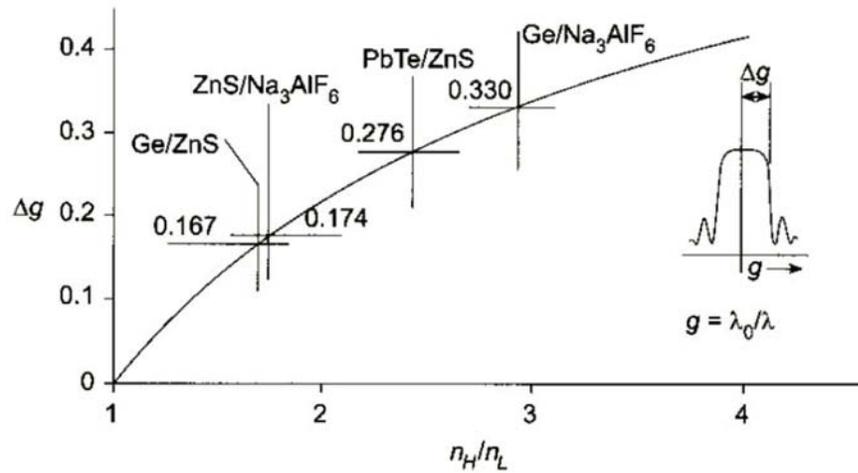


Figure 1.4 – Effet du saut d'indice sur la bande passante de réflexion tel que défini par l'équation 1.24. Plusieurs couples possibles de matériaux de haut et bas indice  $y$  sont représentés selon leur rapport d'indices. Les couples  $\text{SiO}_2 / \text{Ta}_2\text{O}_5$  et  $\text{SiO}_2 / \text{HfO}_2$  possèdent un rapport d'indices de 1,45 et 1,35 respectivement (ici  $n_L = n_B$ ). Tiré du Macleod (Macleod, 2001).

chaque longueur d'onde, des couches d'une épaisseur approchant suffisamment le QO soient présentes pour garantir la réflexion.

La progression géométrique inverse des empilements permet de minimiser le nombre de couches nécessaires. Évidemment, un tel empilement comportant plusieurs couches de même épaisseur aura pour effet de produire des ondulations dans la caractéristique de réflexion du revêtement. C'est alors que l'on fait intervenir les outils numériques pour trouver exactement les épaisseurs dont on a besoin pour éviter cette situation.

### 1.3.2.2 Minimisation de la dispersion de phase

La réflectivité et l'absorptivité des couches ne sont pas les seuls facteurs à prendre en considération lors de la conception d'un empilement réflecteur. Le grand nombre de couches requis pour la réalisation de tels miroirs provoque une disper-

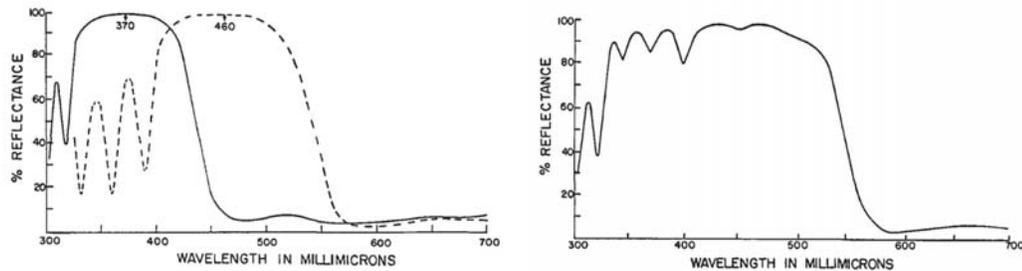


Figure 1.5 – Exemple de superposition de bandes visant à étendre la couverture spectrale de la zone de réflexion. Sur le panneau de gauche, le pointillé représente la réflectivité d'un empilement conçu à 460 nm et le trait plein celle d'un empilement à 370 nm. Le panneau du bas représente la réflectivité de ces deux empilements lorsqu'ils sont déposés l'un par-dessus l'autre. D'après Turner & Baumeister (1966)

sion de la phase à la réflexion (Baumeister & Jenkins, 1957; Tikhonravov et al., 1997; Stanley & Andrew, 1964). En effet, la phase à la réflexion varie avec la longueur d'onde d'autant plus que la couche est épaisse. Deux solutions s'offrent alors : s'arranger pour obtenir des empilements dont l'épaisseur est minimale, au prix de compromis sur la bande spectrale couverte, de tolérance aux ondulations ou de diminution de la finesse (Abelès & Baumeister, 1992).

Une autre technique, proposée dans Troitski (1995) suppose le dépôt d'un miroir composé non pas d'un simple empilement de couches de haut et bas indice, mais plutôt d'un design très particulier : la cavité FP elle-même. La dispersion normale de la phase est positive ( $\delta\phi_R/\delta\lambda > 0$ ), ce qui ne l'empêche pas d'adopter une autre tendance localement. Le design propose le dépôt d'un premier miroir, puis d'une couche correspondant, à la longueur d'onde voulue, à un espaceur FP (soit  $2 QO$ ) suivi d'un second miroir, de réflectivité différente (cavité FP asymétrique). La dispersion à ces longueurs d'onde devient alors anormale, mais ceci n'est valide que pour un intervalle très réduit en longueurs d'onde.

## 1.4 Contraintes mécaniques dans les couches minces optiques

Dans les couches minces comme dans les matériaux en général, il reste des contraintes résiduelles internes au repos. Ces couches peuvent être dues à des facteurs intrinsèques (déterminées par la fabrication) ou extrinsèques (température, humidité) ou même être soumises à des contraintes externes comme par exemple une charge appliquée sur le substrat. Les contraintes totales, incluant les contraintes intrinsèques et extrinsèques, peuvent être bénéfiques ou nuisibles et proviennent de différentes sources. La section qui suit abordera les questions des effets des contraintes de même que leur origine et différentes approches pour en tenir compte afin d'amenuiser leur effet sur les performances du dispositif de couches minces optiques.

### 1.4.1 Effet des contraintes mécaniques

Les contraintes résiduelles dans les couches minces peuvent provoquer nombre d'effets adverses dont il faut tenir compte lors de la fabrication de dispositifs. Ces contraintes peuvent non seulement affecter les performances du dispositif, mais également s'ajouter à celles subies par le dispositif lors de son utilisation et se révéler destructrices (Withers & Bhadeshia, 2001a,b).

Les contraintes peuvent être en tension ou en compression. Elles peuvent provoquer le craquèlement et, si elles dépassent les forces d'adhérence de la couche au substrat, le délaminage. Les contraintes peuvent également provoquer une modification dans les propriétés électriques des couches, comme la largeur de leur bande interdite ou les températures de transition dans les semiconducteurs — ce qui, selon le cas, peut être un avantage ou un inconvénient (Ohring, 1992).

Les figures 1.6 et 1.7 montrent comment la contrainte dans les matériaux fait courber le substrat. Cette courbure peut provoquer, par exemple, le rapprochement de surfaces et la création d'un court-circuit ou encore modifier la géométrie d'un front d'onde dans un chemin optique. Cet effet de courbure a été observé pour la première fois au XIX<sup>ème</sup> siècle par G. Gore sur des électrodes d'électroplacage et a par la suite été étudié par G. G. Stoney (Stoney, 1909). La relation qui porte maintenant le nom de ce dernier relie le rayon de courbure à la contrainte dans la couche :

$$R = \frac{1}{6\sigma_f} \frac{E_s d_s^2}{(1 - \nu_s) d_f} \quad (1.25)$$

où  $\sigma_f$  est la contrainte résiduelle dans le film,  $E_s$  est le module d'Young du substrat,  $d_s$  et  $d_f$  sont les épaisseurs du substrat et du film respectivement et  $\nu_s$  est le coefficient de Poisson du substrat. Cette équation découle de l'énergie élastique contenue dans un matériau soumis à des contraintes internes. On peut trouver la relation entre le rayon de courbure et la contrainte en considérant qu'au repos, la somme des forces et des moments doit être nulle.

L'équation 1.25 est définie pour une poutre. Pour un substrat circulaire, cette équation devient :

$$\sigma_f = \frac{4}{3} \frac{E_s}{1 - \nu_s} \frac{d_s^2}{d_f} \frac{\Delta h}{D_s^2} \quad (1.26)$$

où  $\Delta h$  est la flèche au centre du substrat et  $D_s$  est le diamètre de celui-ci.

Cette équation est très simple dans le cas d'une couche unique sur un substrat, mais la situation se complique lorsqu'il s'agit d'un empilement de couches et lorsque les propriétés des matériaux des couches minces d'un empilement — qui peuvent varier considérablement de leur équivalent massif — sont mal connues. La courbure d'un dispositif est alors une courbure effective du substrat par l'ensemble des couches de l'empilement. La figure 1.6 montre comment des couches solidaires entre

elles (et avec le substrat) atteignent l'équilibre des contraintes internes et des moments de forces en modifiant la courbure du dispositif. On peut aborder la question simplement en considérant la somme des forces et des moments d'un assemblage à l'équilibre (ce qui n'est qu'une façon différente d'exprimer la déformation des couches et qui est une généralisation de la méthode présentée par Stoney, modifiée par Mahodaux et al. (Stoney, 1909; Ohring, 1992; Mahodaux et al., 1997) :

$$\sum_{i=1}^n F_i = 0 \quad (1.27)$$

$$\sum_{i=1}^n M_i = \sum_{i=0}^n M_i \quad (1.28)$$

Comme illustré dans la figure 1.6, dans un assemblage à l'équilibre on peut remplacer chaque couche par une force et un moment effectifs. Les deux équations précédentes s'écrivent alors :

$$F_s + F_1 + F_2 + \dots + F_n = 0 \quad (1.29)$$

$$\sigma_s d_s w + \sigma_1 d_1 w + \sigma_2 d_2 w + \dots + \sigma_n d_n w = 0 \quad (1.30)$$

où  $w$  est la largeur du substrat,  $d_1, \dots, d_n$  et  $\sigma_1, \dots, \sigma_n$  sont l'épaisseur et la contrainte de chacune des couches respectivement. Supposons que la ligne d'élongation nulle soit située à une distance  $c$  de l'interface entre le substrat et la première couche. La somme des moments devient alors :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n M_i = M_s + M_1 + M_2 + \dots + M_n + F_s \cdot \left(c + \frac{d_s}{2}\right) + F_1 \cdot \left(c + \frac{d_1}{2}\right) \\ + F_2 \cdot \left(c + d_1 + \frac{d_2}{2}\right) + \dots + F_n \cdot \left(c + d_1 + d_2 + \dots + \frac{d_n}{2}\right) = 0 \end{aligned} \quad (1.31)$$

Si on remplace  $F_s$  par  $-[F_1 + F_2 + \dots + F_n]$ , les facteurs  $F_i c$  et  $-F_i c$  s'annulent

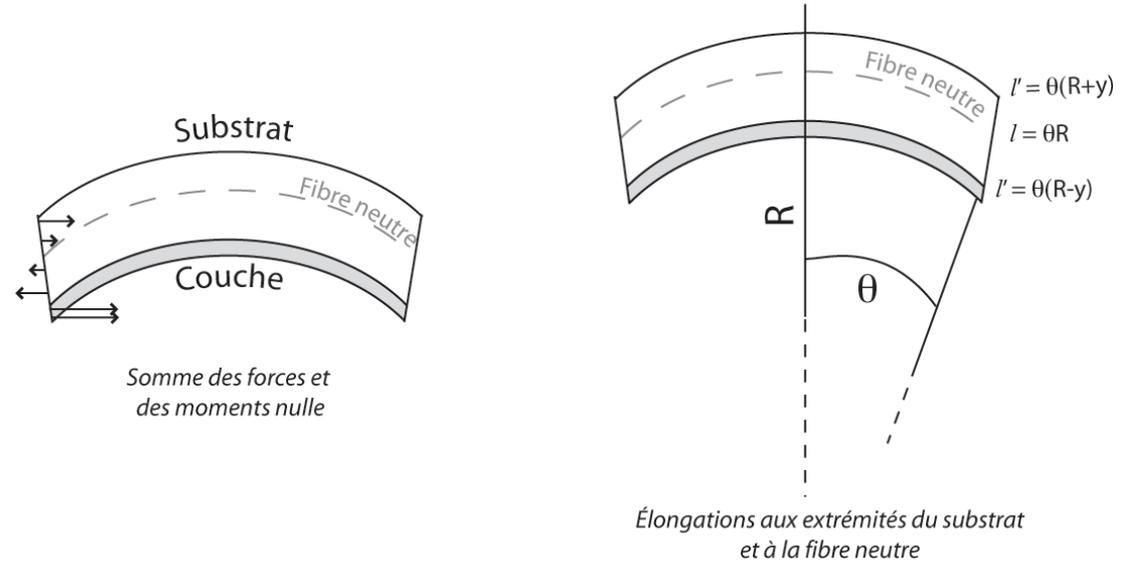


Figure 1.6 – Panneau de gauche : équilibre des forces et des moments dans un empilement de couches. Panneau de droite : élongation autour de la fibre neutre de l’assemblage. Figures adaptées de Mahodaux (1999)

partout et il ne reste que :

$$M_s + M_1 + M_2 + \dots + M_n + F_1 \cdot \left( \frac{d_1 + d_s}{2} \right) + F_2 \cdot \left( d_1 + \frac{d_2 + d_s}{2} \right) + \dots + F_n \cdot \left( d_1 + d_2 + \dots + \frac{d_n + d_s}{2} \right) = 0 \quad (1.32)$$

Pour calculer les moments  $M_s, M_1, \dots$  considérons un solide en flexion pure (il s’agit ici d’un solide quelconque et non d’une simplification de l’assemblage). Pour cette situation, la somme des forces et des moments se doit aussi bien sûr d’être nulle. Dans un tel cas, la flexion d’un solide (imaginons une poutre) provoque

l'élongation ou la contraction d'un élément infinitésimal à la position  $y$ . La loi de Hooke s'appliquant à chaque point de la poutre, on a :

$$\sigma_x(y) = E\epsilon_x(y) \quad (1.33)$$

où  $\sigma_x(y)$  et  $\epsilon_x(y)$  sont la contrainte et l'élongation relative en direction  $x$  en un point  $y$ . Considérons la fibre neutre à  $y = 0$  : à cause de sa géométrie en arc de cercle, il est facile de calculer sa longueur :  $l = R\theta$ , où  $R$  est le rayon de courbure de la poutre et  $\theta$  est l'angle sous-tendu par ce rayon. La longueur d'un segment quelconque à une distance  $y$  de la fibre neutre est donc  $l' = (R + y)\theta$ . Il en découle que l'élongation d'un segment quelconque est donc :

$$\sigma_x(y) = E \left[ \frac{l' - l}{l} \right] = E \left[ \frac{(R + y)\theta - R\theta}{R\theta} \right] = \frac{E}{R}y \quad (1.34)$$

Le calcul du moment faisant courber une poutre devient :

$$\begin{aligned} M &= \int_A \sigma_x(y)y dA \\ M &= \frac{E}{R} \int_A y^2 dA \end{aligned} \quad (1.35)$$

Le facteur  $\int_A y^2 dA$  n'est autre que le second moment de la section. Considérons une poutre de segment rectangulaire : la fibre neutre passe par le centroïde de la section et donc dans ce cas par le milieu de celle-ci. L'intégrale devient alors :

$$\begin{aligned} M &= \frac{E}{R} 2 \int_0^{d/2} y^2 w dy \\ M &= \frac{E}{R} w \frac{d^3}{12}. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Si on remplace dans l'équation 1.32 chacun des moments par cette expression, on a, pour un rayon de courbure très grand :

$$\begin{aligned} \frac{E_s w d_s^3}{12R} + \frac{E_1 w d_1^3}{12R} + \dots + \frac{E_n w d_n^3}{12R} \\ + F_1 \cdot \left( \frac{d_1 + d_s}{2} \right) + \dots + F_n \cdot \left( d_1 + d_2 + \dots + \frac{d_n + d_s}{2} \right) = 0 \end{aligned} \quad (1.37)$$

Si on remplace dans cette équation les forces par leur expression en fonction des contraintes dans les couches (ex.  $F_1 = \sigma_1 w d_1$ ), l'expression devient :

$$\begin{aligned} \frac{E_s w d_s^3}{12R} + \frac{E_1 w d_1^3}{12R} \dots + \frac{E_n w d_n^3}{12R} \\ = -\sigma_1 w d_1 \cdot \left( \frac{d_1 + d_s}{2} \right) - \dots - \sigma_n w d_n \cdot \left( d_1 + d_2 + \dots + \frac{d_n + d_s}{2} \right) \end{aligned} \quad (1.38)$$

Et puisque les couches sont très minces par rapport au substrat, on considère que  $d_i^3 \lll d_s^3$  et  $d_i^2 \ll d_s^2$ . Certains termes peuvent donc être négligés et l'équation devient :

$$\frac{E_s d_s^2}{6R} = [\sigma_1 d_1 + \dots + \sigma_n d_n] \quad (1.39)$$

Cette équation n'est qu'une modification mineure à l'équation originale de Stonely, mais permet d'évaluer facilement le rayon de courbure d'un empilement de couches.

Notons que pour tenir compte de la déformation due aux contraintes biaxiales, il faut utiliser non pas  $E_s$  mais plutôt  $E_s/1 - \nu_s$ . Il faut aussi tenir compte des contraintes dues aux différences de coefficients d'expansion thermique (CET) des différents matériaux des couches et du substrat. C'est bien la contrainte totale qu'il faut utiliser dans l'équation 1.39, le calcul de la contrainte due à la différence de température est présenté à la section suivante.

## 1.4.2 Origines des contraintes mécaniques

### 1.4.2.1 Contraintes extrinsèques

Parmi les contraintes extrinsèques, la plus importante est sans nul doute celle due à la différence de coefficient d'expansion thermique (CET) des différents matériaux et du substrat. Les couches sont généralement fabriquées à des températures éloignées de celles que le dispositif subira lors de son utilisation, ces températures pouvant atteindre quelques centaines de °C. Le désaccord de CET a pour effet d'introduire lors d'un refroidissement des contraintes en compression dans les couches de matériau de faible CET et des contraintes en tension dans celles dont le CET est élevé — l'inverse est vrai dans le cas d'un réchauffement. Cette situation est illustrée à la figure 1.7. On calcule ces contraintes de la façon suivante, en se servant encore une fois de la loi de Hooke :

$$\sigma = E \underbrace{\alpha \Delta T}_{\varepsilon} \quad (1.40)$$

où  $\alpha$  est le CET d'un matériau,  $E$  son module d'Young et  $\Delta T$  la différence de température observée.

Si on considère plusieurs couches sur un substrat, l'élongation de chacune en fonction de la température dépend du CET et du module d'Young des autres couches. Si on considère un empilement à deux couches, on a simplement :

$$\varepsilon_1 = \alpha_1 \Delta T + \frac{F_1}{d_1 w} \frac{1 - \nu_1}{E_1} \quad (1.41a)$$

$$\varepsilon_2 = \alpha_2 \Delta T + \frac{F_2}{d_2 w} \frac{1 - \nu_2}{E_2} \quad (1.41b)$$

$$\varepsilon_s = \alpha_s \Delta T + \frac{F_s}{d_s w} \frac{1 - \nu_s}{E_s} \quad (1.41c)$$

La somme nulle des forces est ici aussi une condition à respecter :

$$F_1 + F_2 + F_s = 0 \quad (1.42)$$

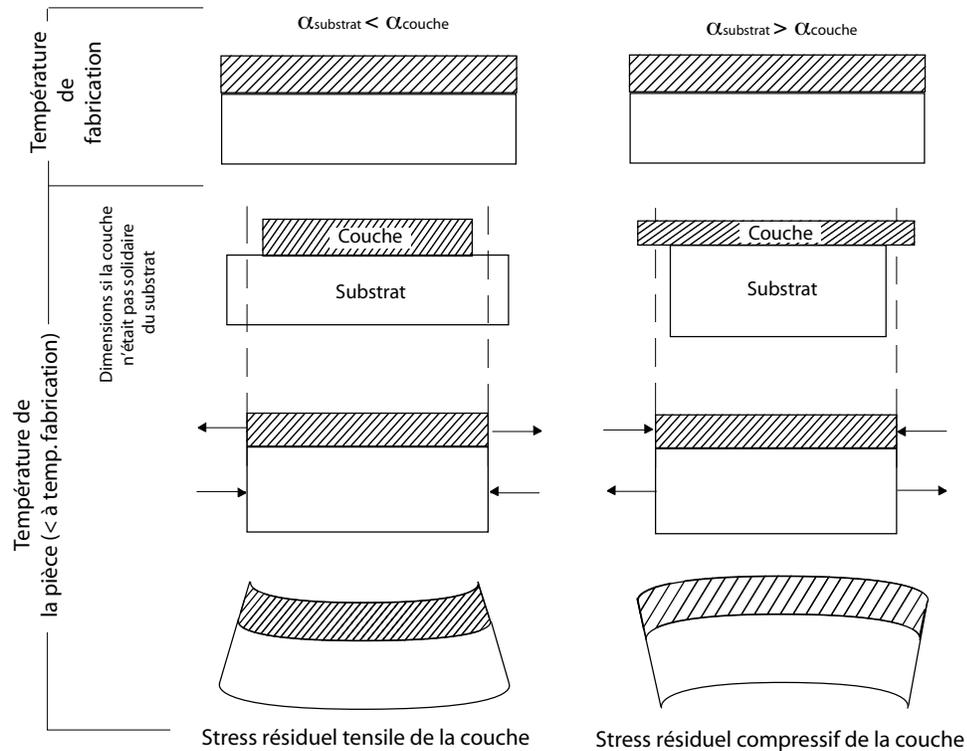


Figure 1.7 – Effet de la différence de coefficients de dilatation thermique  $\alpha$  sur les contraintes présentes dans une couche. Dans le cas illustré à gauche,  $\alpha$  du substrat est inférieur à  $\alpha$  de la couche. Dans le cas de droite, c'est l'inverse. Dans les deux cas, la couche étant solidaire du substrat des contraintes prennent place à la fois dans le substrat et dans la couche, mais avec des directions différentes. L'effet des moments de force ainsi provoqués est une courbure de l'assemblage. Figure traduite de Ohring (Ohring, 1992).

Avec ce système de trois équations trois inconnues, il est facilement possible d'isoler l'une ou l'autre des forces (on peut généraliser ce système facilement, le nombre d'équations sera toujours égal au nombre d'inconnues). Si on isole par exemple la variable  $F_2$  en égalant l'équation 1.41a à 1.41b, 1.41a à 1.41c et 1.41b à

1.41c, on se retrouve avec trois équations :

$$F_1 = \frac{(\alpha_s - \alpha_1)\Delta T + \frac{F_s}{d_s w} \frac{1-\nu_s}{E_s}}{\frac{1-\nu_1}{d_1 w E_1}} \quad (1.43a)$$

$$F_2 = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)\Delta T + \frac{F_2}{d_2 w} \frac{1-\nu_2}{E_2}}{\frac{1-\nu_1}{d_1 w E_1}} \quad (1.43b)$$

$$F_s = \frac{(\alpha_2 - \alpha_s)\Delta T + \frac{F_2}{d_2 w} \frac{1-\nu_2}{E_2}}{\frac{1-\nu_s}{d_s w E_s}} \quad (1.43c)$$

Si on remet l'expression de  $F_s$  de 1.43c dans 1.43a et qu'on égale 1.43a à 1.43b, on peut simplifier et isoler  $F_2$  qui prend alors la forme :

$$(\alpha_2 - \alpha_s)\Delta T \left(1 - \frac{1-\nu_s}{E_s} \frac{E_1}{1-\nu_1} \frac{d_1}{d_s}\right) = \frac{F_2}{d_2 w} \frac{1-\nu_2}{E_2} \left(\frac{d_1}{d_s} - 1\right). \quad (1.44)$$

Comme le terme  $d_1/d_s \ll 1$ , on peut le négliger. L'expression devient alors :

$$(\alpha_2 - \alpha_s)\Delta T = \frac{F_2}{d_2 w} \frac{1-\nu_2}{E_2}. \quad (1.45)$$

Si on considère  $\sigma = F/A$  :

$$\sigma_2 = \frac{E_2}{1-\nu_2} (\alpha_2 - \alpha_s)\Delta T \quad (1.46)$$

ce qui n'est finalement pas différent de l'expression de la contrainte lorsqu'il n'y a qu'une couche. L'expression finale de la contrainte dans chaque couche telle qu'elle doit être utilisée dans l'équation 1.39 est donc :  $\sigma = \sigma_0 + \sigma_T + \sigma_{H_2O}$  où  $\sigma_0$  est la contrainte intrinsèque (voir paragraphe suivant) et  $\sigma_T$  est la contrainte due aux changements de température et  $\sigma_{H_2O}$  est la contrainte due à l'absorption de l'eau.

Des contraintes extrinsèques peuvent également être causées, évidemment, par l'application de forces sur le dispositif en cours d'utilisation. Les contraintes dues

au désaccord de CET sont parfois (souvent) considérées comme des contraintes intrinsèques puisqu'aucune force extérieure n'est nécessaire pour les provoquer.

### 1.4.2.2 Contraintes intrinsèques

Les propriétés des couches, autant optiques que mécaniques, dépendent non seulement de la composition chimique du matériau, mais également de la façon dont elles ont été déposées. Les variations de ces propriétés optiques et mécaniques sont étroitement liées par la microstructure des couches introduite par l'interaction complexe entre les processus de croissance des couches, la cinétique du dépôt et la chimie des divers éléments impliqués. Puisque ces paramètres dépendent de la méthode de dépôt, la liste qui suit les définit brièvement (Ohring, 1992). Les techniques peuvent être regroupées selon l'état des réactants (solides ou gazeux) et la présence ou absence de réactions chimiques en phase gazeuse, mais cette catégorisation est quelque peu artificielle car il existe de nombreuses techniques hybrides. Les techniques présentées ci-dessous ne sont que quelques unes des techniques les plus fréquemment utilisées pour le dépôt de couches minces. Il ne s'agit pas ici d'un inventaire exhaustif des techniques, mais plutôt une présentation des techniques les plus fréquemment utilisées pour le dépôt de couches minces optiques.

#### *Techniques physiques de dépôt en phase vapeur*

**Évaporation** : Cette technique consiste tout simplement à faire évaporer un matériau (par simple effet Joule ou faisceau d'électrons) qui se recondensera par la suite sur toutes les parois de l'enceinte de dépôt, incluant le substrat sur lequel on veut obtenir le film. En positionnant adéquatement le substrat, il est possible de maximiser l'efficacité de ce processus. Les matériaux utilisés pour l'évaporation peuvent être des métaux, des semiconducteurs, des oxydes, etc. On peut aussi faire réagir les atomes provenant du matériau évaporé avec un autre élément en phase gazeuse afin d'obtenir des couches d'oxydes, nitrures,

etc.

**Pulvérisation** Cette technique consiste à pulvériser une cible en y envoyant des particules qui, en transférant leur énergie cinétique aux atomes de la cible, permettent à ceux-ci de se détacher et de se recondenser sur le substrat. La pulvérisation se fait par des ions accélérés provenant d'un faisceau (IBS — ion beam sputtering) ou d'un plasma (dont la fraction ionique peut être augmentée par l'adjonction d'un champ magnétique confinant les électrons proches de la cible — pulvérisation magnétron). Cette technique permet de pulvériser des alliages de métaux et des céramiques.

#### *Techniques chimiques de dépôt en phase vapeur*

Ces techniques visent à mettre en présence des réactants purs dans une enceinte où ils réagiront pour former de nouveaux composants. La décomposition, l'oxydation ou réduction et la polymérisation peuvent alors survenir. Ces réactants sont en phase gazeuse (gaz ou pression de vapeur d'un liquide). Certaines conditions sont nécessaires afin que cette réaction survienne. D'abord, il faut que la réaction soit thermodynamiquement favorable. Ensuite, il faut que chaque réactant soit en quantité suffisante pour obtenir une composition stoechiométrique.

#### *Assistance au dépôt*

**IBAD (ion beam assisted deposition)** Cette dénomination identifie les techniques qui utilisent un faisceau d'ions pour modifier les conditions de dépôt directement sur le substrat. Des ions positifs sont générés par un champ électrique, accélérés par une différence de potentiel et neutralisés avant d'atteindre le substrat. Plusieurs phénomènes surviennent lors de l'arrivée de ces atomes : ces phénomènes sont résumés schématiquement sur la figure 1.8, tirée de l'article de revue Mattox (1988).

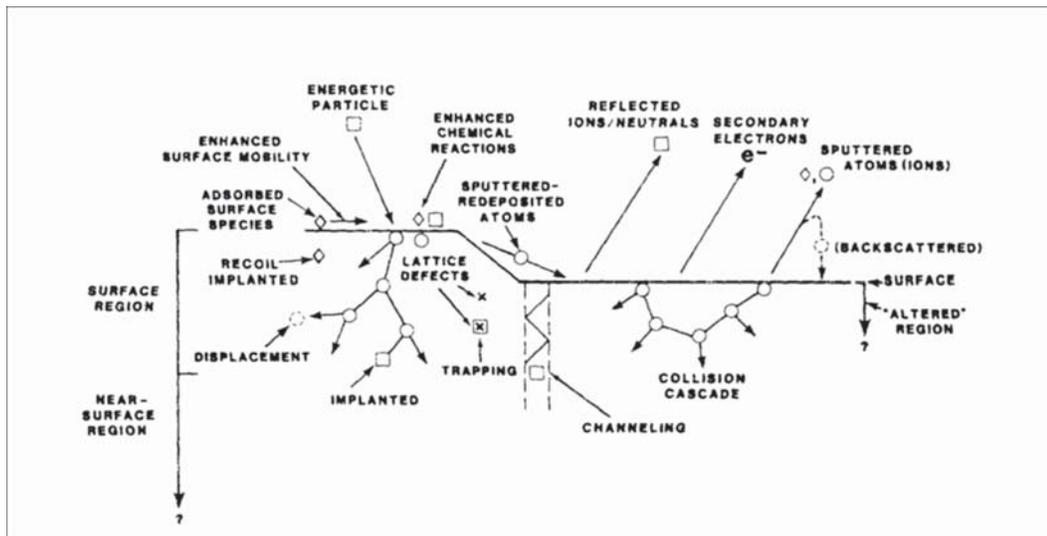


Figure 1.8 – Résumé des phénomènes survenant lors de l'assistance par faisceau d'ions : repulvérisation, désorption, expulsion d'électrons secondaires, collisions élastiques et inélastiques. Figure tirée de Mattox (1988).

Les effets provoqués par l'arrivée de l'atome sur la surface se déclinent en un éventail de possibilités plus ou moins probables. Parmi celles-ci, notons : la désorption d'atomes déjà déposés, l'expulsion d'électrons secondaires, la collision élastique des atomes, la re-pulvérisation des atomes de la surface, etc. La transmission d'énergie cinétique aux atomes déjà déposés sur le substrat leur permet d'augmenter leur mobilité, ce qui a des conséquences importantes sur la microstructure de la couche déposée.

**PE (plasma enhanced)** Dans ce type d'assistance, une fraction du gaz est dissociée et ionisée ( $n \leq 10^{-4} - 10^{-3}$ ) par l'entremise d'une décharge micro-onde (MO) ou radio-fréquence (RF) : un champ électromagnétique est appliqué dans l'enceinte où les gaz sont introduits (les bornes du générateur RF sont connectées à l'enceinte même et au porte substrat). Il existe toujours dans un gaz une probabilité non nulle que des électrons libres y soient présents. Ces électrons sont alors accélérés par le champ électromagnétique et par col-

lisions successives arrivent à exciter et ioniser d'autres atomes qui à leur tour rendent disponibles des électrons pour d'autres collisions. Cet effet de cascade maintient une décharge électroluminescente : la lumière est émise lorsque les électrons des atomes excités redescendent sur des niveaux d'énergie inférieurs ou lorsque des électrons libres se recombinent avec des ions pour former un atome neutre, l'excédent d'énergie étant réémis dans les deux cas sous forme de photon.

On trouve dans le plasma : des électrons, des ions positifs, des radicaux libres, des atomes neutres. Dans le cas de dépôts chimiques en phase vapeur, cet état où les atomes sont excités ou ionisés favorise les réactions chimiques à des températures beaucoup plus basses que celles qui seraient autrement nécessaires. Dans une telle configuration, la différence de mobilité des ions et électrons et la différence de potentiel des surfaces connectées au générateur RF fait qu'il s'établit un potentiel négatif entre le plasma et le porte-échantillon. Les atomes sont donc accélérés vers le substrat et la condensation des composés chimiques se fait principalement sur celui-ci. Il est également possible d'utiliser cette technique pour assister un dépôt physique en phase vapeur en utilisant des ions ou atomes ne réagissant pas avec le dépôt.

Les méthodes d'assistance du dépôt sont extrêmement importantes car elles permettent de transmettre de l'énergie aux atomes de la couches sans recourir à un chauffage du substrat. Cela a pour effet d'améliorer la stoechiométrie et la microstructure des couches (Wolf & Ensinger, 1991; Kaiser, 2003).

Toutes ces techniques sont exécutées dans des enceintes à vide pour obtenir des couches dont la composition atteint la plus grande pureté possible. Plusieurs autres méthodes de fabrication des couches minces existent (épitaxie, évaporation laser, sol-gel, dépôt en phase liquide, etc. ), il n'en sera toutefois pas question dans la suite de ce chapitre.

Il existe un modèle reliant les conditions de dépôt à la microstructure résultante. On l'appelle le modèle en zones de microstructure (*structure zone model*) que nous abrévions ici SZM (Thornton & Hoffman, 1989; Messier et al., 1984). Cette façon de décrire la microstructure a été introduite par Movchan & Demchishin (1969) et augmentée par Thornton & Hoffman (1989). On relie dans le SZM les processus de diffusion de surface et en volume, l'adsorption/désorption et l'effet d'ombre à la microstructure par l'intermédiaire de la mobilité des atomes sur le substrat : la température du substrat, le taux de dépôt et l'énergie des ions arrivant modifient cette mobilité et donc la microstructure.

Sauf de très rares exceptions, la fabrication des couches minces se fait hors équilibre thermodynamique. À l'équilibre, la croissance peut se faire selon trois modes distincts selon la cinétique de dépôt et le substrat utilisé : la croissance en îlots (mode Volmer-Weber — VW), la croissance en couches complètes (mode Frank-van der Merwe — FM) et la croissance hybride en îlots sur couche de mouillage (mode Stranski-Krastanov — SK). La figure 1.9 montre la correspondance entre les différentes zones du modèle SZM et ces trois modes de croissance (Koch, 2010). Bien que la croissance hors équilibre suive grossièrement ces modes, la situation est compliquée par de nombreux facteurs : les défauts de surface du substrat, l'inclusion d'impuretés dans la couche, etc. C'est le rapport entre la température de dépôt  $T_s$  et la température de fusion du matériau déposé  $T_m$  qui conditionne grossièrement l'appartenance à l'une ou l'autre des zones. Plus ce rapport est élevé, plus on augmente la mobilité des atomes, celle-ci dépendant non seulement de la température de dépôt mais également de la force de liaison des atomes entre eux.

Le modèle, révisé pour tenir compte de sous divisions supplémentaires dans certaines zones, est résumé à la figure 1.10 (Mahieu et al., 2006).

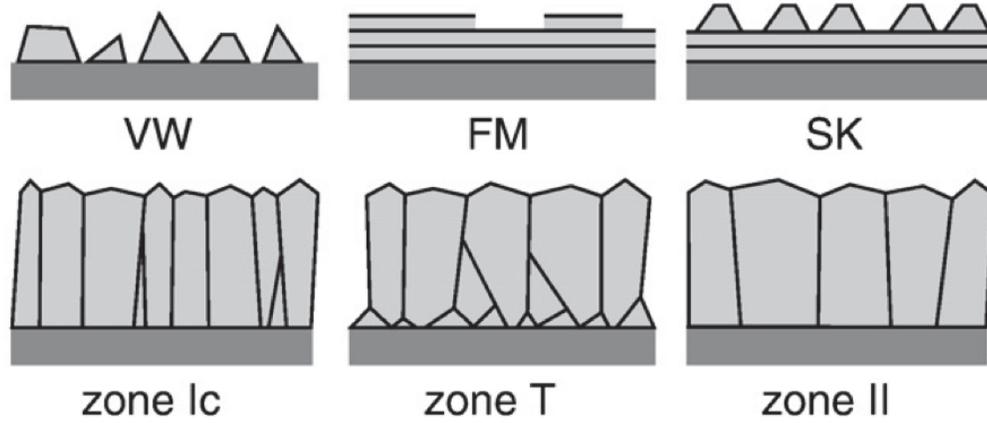


Figure 1.9 – Correspondance entre les trois modes de croissance à l'équilibre et les microstructures résultantes. Figure tirée de Koch (2010).

À faible température, la mobilité des atomes (en surface comme en volume) est faible : les atomes restent là où ils se posent, l'effet d'ombre laisse des vides et la couche est alors poreuse (zones Ia et Ib). La seule différence entre les zones Ia et Ib, c'est que les couches de zone Ib s'obtiennent sous le bombardement de la couche par des particules énergétiques qui, par collisions, délogent des atomes déjà en place et parviennent alors à combler les vides. En augmentant la température, on commence à mobiliser suffisamment les atomes pour qu'ils puissent se mouvoir sur un nucléat et on obtient la formation d'un cristal colonnaire à l'endroit de la nucléation (zone Ic).

Quand la température est suffisamment élevée pour permettre la diffusion d'un grain à l'autre, les grains dont l'orientation est la plus favorable (vitesse de croissance plus grande des facettes) supplantent les autres et les ensevelissent, donnant lieu à une morphologie de grains en forme de V très caractéristique (zone T). Lorsque la température est encore plus élevée, les joints de grain deviennent mobiles ou encore certains grains enfouis peuvent se recristalliser pour adopter une

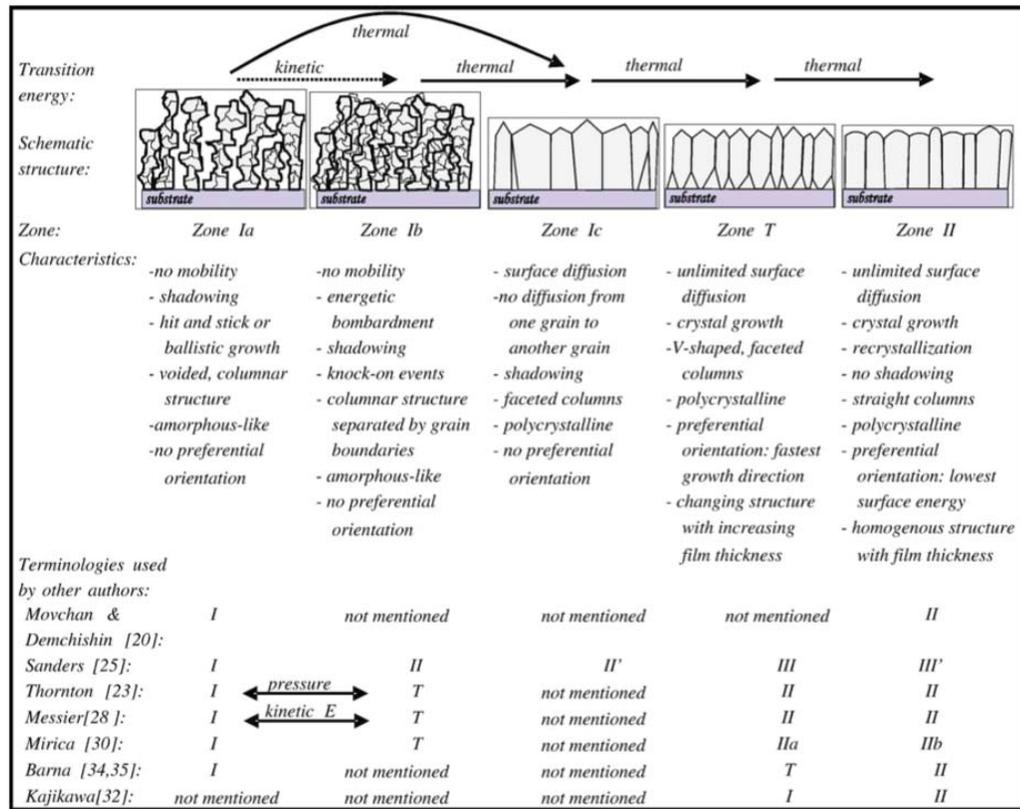


Figure 1.10 – Modèle modifié de zone de microstructure tel que décrit par Mahieu et al. (2006).

configuration plus favorable. Les grains en forme de V disparaissent alors et la microstructure montre des grains colonnaires dont les parois sont droites avec leur plan de plus faible énergie aligné avec la surface du substrat (zone II). Les impuretés présentes lors du dépôt des couches minces optiques réelles favorisent la nucléation et ont tendance à faire apparaître une structure polycristalline beaucoup plus fine qui correspondrait à la zone III du modèle original (Barna & Adamik, 1995).

Les contraintes intrinsèques sont, tout comme les propriétés optiques des matériaux, étroitement liés à la microstructure ainsi qu'à leur composition chimique.

Les éléments responsables de ces contraintes sont principalement (Strauss, 2003) :

- des défauts du réseau cristallin (vides, dislocations) ;
- l'écart des atomes à leur position d'équilibre ;
- la présence d'impuretés ;
- des changements dans la microstructure et la phase.

Différents modèles essaient de rendre compte de l'effet de ces éléments sur l'établissement des contraintes intrinsèques. Des études faites *in situ* en cours de dépôt sur des dépôts polycristallins montrent bien les différentes phases de croissance d'une couche mince métallique pour différents modes de croissance (Koch, 2010). Le film, d'abord discontinu, génère des contraintes en tension à cause de l'attraction entre les îlots formés aux différents sites de nucléation. Par la suite, selon le rapport  $T_s/T_m$ , différents scénarios sont possibles. Dans les couches dont la mobilité des atomes est réduite, la contrainte demeure en tension car les grains continuent de croître de façon colonnaire et l'espacement des parois est plus élevé qu'une distance interplanare. Plus les grains sont petits, plus grande est la surface totale de joint de grain et plus la contrainte totale en tension est importante (Hoffman, 1975). Dans les couches dont la germination se fait selon le schéma Volmer-Weber et où la mobilité des atomes est assez élevée pour permettre la diffusion entre les grains (zone T), les contraintes deviennent en compression après la coalescence des îlots (Floro et al., 2001; Koch et al., 2005). Les causes de l'apparition de contraintes en compression sont encore sujettes à controverse. Une des explications possibles est que lors de la germination, la pression générée par la tension de surface des îlots a pour effet de comprimer le réseau cristallin (Abermann, 1990; Strauss, 2003). Cette compression resterait figée lors de la coalescence des grains et se propagerait dans toute l'épaisseur de la couche. Une autre explication serait la présence d'atomes supplémentaires dans l'espace intergranulaire en surface créé par la déformation de la surface due à sa tension  $\gamma$  (Spaepen, 2000). Un dernier mécanisme mis en cause serait le changement de potentiel chimique lors d'un bombardement de la surface

par un flux, provoquant ainsi la diffusion d'atomes de la surface vers les joints de grain. Des simulations en ce sens montrent bien ce mécanisme à l'oeuvre, expliquant par ailleurs la variation des contraintes en fonction de la vitesse de dépôt par la variation du potentiel chimique de la surface par le flux plus ou moins grand d'atomes incidents (Tello et al., 2007).

Par ailleurs, l'écart à la stoechiométrie des films contribue à former des couches à phase multiple où une matrice métallique peut inclure des grains de composés ou inversement. On retrouve alors une microstructure dite de zone III. Des fines couches de composé (ou inversement) empoisonnent la surface du dépôt et la renucléation s'effectue rapidement après la croissance des premiers îlots et ainsi de suite. Cette microstructure est alors plus lisse et plus dense (Petrov et al., 2003). Ce problème n'est pas très important dans le cas de couches diélectriques car il suffit que la pression partielle du constituant non-métallique de la molécule soit assez élevée. Ce constituant n'étant pas solide à température de la pièce et a fortiori aux températures élevées de dépôt il désorbe rapidement s'il n'arrive pas à se lier avec l'atome métallique. Il peut néanmoins se former des défauts dus à une incorporation d'atomes gazeux interstitiels, ou au contraire des lacunes, ce qui contribue à créer les contraintes.

Dans la plupart des situations, la température du procédé est très éloignée de la température de fusion, particulièrement dans le cas où on dépose des matériaux diélectriques (oxydes, nitrures, carbures) qui ont des températures de fusion élevées. La plupart des techniques utilisées pour effectuer le dépôt de ce genre de matériaux sont des techniques hors équilibre thermodynamique où les atomes incidents possèdent une énergie cinétique importante (PECVD, mais surtout IBAD). Cela correspond à la zones Ib du modèle de Mahieu et la couche ainsi produite est très polycristalline avec un comportement de type presque amorphe (Klemborg-Sapieha

et al., 2004; Mahieu et al., 2006). Peu d'études s'attardent aux phénomènes physiques affectant les matériaux amorphes à cause de la complexité d'un matériau amorphe et «désordonné» en opposition à la simplicité d'un matériau cristallin où l'arrangement des atomes/molécules est régulier et peut être décrit facilement. Le bombardement par des atomes énergétiques entraîne plusieurs effets, qui sont résumés à la figure 1.8. L'effet principal du bombardement est de mobiliser les adatoms par transfert de la quantité de mouvement de l'atome incident (Mattox, 1988). Cela s'accompagne d'une augmentation notable des contraintes en compression par un effet de grenailage (*peening*).

Plusieurs scénarios sont donc possibles lors de l'arrivée de cet atome incident et chacun d'entre eux a une certaine probabilité de survenir. Il est important de souligner que la formation de ces couches se fait par un mécanisme "touche et reste" (*hit and stick*). La plupart des atomes se retrouvent donc dans une position qui ne minimise pas leur énergie potentielle et les liens se retrouvent tordus, comprimés ou pendants (Cao & Zhang, 2006). Des atomes provenant du faisceau d'ions peuvent de surcroît pousser les atomes déjà déposés dans des interstices trop petits pour eux, dans une position métastable ou au contraire les en extirper (Carter, 1994; Müller, 1986). L'inclusion d'atomes de gaz neutre provenant du faisceau d'ions ou du plasma joue aussi un rôle dans l'établissement des contraintes. Selon ce modèle de grenailage, les contraintes en compression dues au bombardement sont proportionnelles à (Windischmann, 1987) :

$$\sigma \propto \frac{E_f}{1 - \nu} \cdot \frac{\mathcal{E}^{1/2}}{j_d/j_b + k\mathcal{E}^{5/3}} \quad (1.47)$$

où  $E_f$  est le module d'Young du film,  $\nu$  son coefficient de Poisson,  $\mathcal{E}$  est l'énergie des ions incident,  $k$  est une constante et  $j_d$  et  $j_b$  sont les flux de dépôt et de bombardement respectivement.

L'adsorption de certains atomes post-déposition pourrait aussi être à blâmer selon un modèle élaboré par Hirsch (1980) où les interactions entre les molécules polaires (l'eau particulièrement) adsorbées par les parois des pores créeraient des contraintes. Lorsque le matériau n'est pas un oxyde, de l'oxygène peut réagir avec l'espèce métallique à la surface des pores, ce qui provoque un changement de volume et donc des contraintes (Windischmann, 1992). Les revêtements déposés par des techniques énergétiques n'ont toutefois pas une grande quantité de pores dans lesquelles de l'adsorption puisse survenir lors de la remise à l'air, en font preuve les indices de réfraction proche des valeurs massives et la faible absorption optique de matériaux déposés par ces techniques (Klemberg-Sapieha et al., 2004).

## 1.5 Conception assistée par ordinateur

La méthode décrite aux sections 1.3.1 nous permet de calculer facilement la réponse spectrale d'une couche mince optique ou d'un assemblage de plusieurs couches. Afin d'atteindre des performances taillées sur mesure, il ne reste qu'à optimiser les caractéristiques des couches minces. La matrice de passage impliquant le paramètre de phase  $\delta$  montre clairement que deux paramètres peuvent être changés pour chaque couche pour arriver à ce résultat : l'épaisseur de la couche et son indice de réfraction. Les deux ont pour effet de faire changer l'épaisseur optique et donc les conditions d'interférence constructive ou destructive à chaque interface. Il s'agit donc d'un problème d'optimisation à  $2k$  variables,  $k$  étant le nombre de couches. On peut définir des cibles qui correspondent à des valeurs des caractéristiques d'un filtre à une ou des longueurs d'onde données (par exemple, on peut définir une cible de  $R = 0.8$  à  $\lambda = 450$  nm). Afin de parvenir à la meilleure solution possible, on

calcule une *fonction de mérite* évaluant l'écart aux cibles. Cette fonction s'exprime :

$$\zeta = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[ \frac{f(\lambda_j) - \hat{f}(\lambda_j)}{\Delta f(\lambda_j)} \right]^2 \quad (1.48)$$

$$\zeta(\alpha) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[ \frac{f_{\lambda_j}(\alpha) - \hat{f}_{\lambda_j}}{\Delta f_{\lambda_j}} \right] \quad (1.49)$$

où  $f$  est la valeur réelle de la propriété d'intérêt ( $R$ ,  $T$ ,  $d\phi$ , ...) engendrée par l'empilement de couches à la longueur d'onde  $\lambda_j$ ,  $\hat{f}$  est la valeur cible à cette même longueur d'onde, et  $\Delta f$  est la tolérance par rapport à cette cible. Il s'agit ensuite simplement d'un problème de minimisation de moindres carrés où il suffit de différencier la fonction  $\zeta$  selon chaque paramètre  $\alpha_k$  et résoudre le système d'équations ainsi obtenues (Fortin, 1995).

$$\frac{\partial \zeta(\alpha)}{\alpha_1} = \frac{\partial \zeta(\alpha)}{\alpha_2} = \dots = \frac{\partial \zeta(\alpha)}{\alpha_k} = 0 \quad (1.50)$$

Ce système est résolu numériquement par les logiciels existant sur le marché pour ce faire (OptiLayer, TFCalc, Essential MacLeod, etc.). Plusieurs groupes de recherche créent également leur algorithme maison. Chacune de ces solutions comporte des avantages ou particularités pouvant convenir à la résolution de certains types de problèmes.

Ce sont les logiciels *OpenFilters* et *OptiLayer* qui ont été utilisés dans les travaux du chapitre 2 (Tikhonravov et al., 1996; Larouche & Martinu, 2008). Le sujet de ce chapitre est la modification du logiciel *OpenFilters* pour l'inclusion des contraintes mécaniques.

### 1.5.1 Méthode d'affinage (refinement)

Dans la plupart des cas de fabrication de couches minces, c'est plutôt l'épaisseur que l'indice de réfraction qui est visée par l'optimisation. En effet, rares sont les techniques de dépôt qui permettent de modifier à dessein cet indice. Il faut pour cela pouvoir faire des mélanges ou modifier la densité des couches. C'est une façon de faire exploitée par les designs à gradient d'indice où l'indice de réfraction des matériaux varie de façon continue plutôt qu'abrupte soit en effectuant des mélanges graduels de composition ou en variant graduellement la densité. On effectue généralement une caractérisation de l'indice de réfraction du matériau *avant* le dépôt puis on suppose que les conditions de dépôt ne changent pas l'indice pour la durée de celui-ci. Dans le cas où l'indice change légèrement, l'optimisation peut ensuite être effectuée *in situ* en cours de dépôt en considérant l'épaisseur optique totale.

Pour l'affinage, l'optimisation des variables par rapport aux cibles se fait en minimisant la fonction  $\zeta$ . Il s'agit d'un simple problème des moindres carrés pondérés qu'on peut résoudre numériquement (méthode de Newton-Gauss, méthode de Levenberg-Marquardt, etc). Pour les propriétés optiques des empilements de couches minces, le calcul de la fonction de mérite et de sa dérivée revient à calculer les matrices  $M$  et leurs dérivées  $dM$  par rapport aux paramètres  $\alpha_k$  puisque les propriétés  $R$  et  $T$  ( $f_{\lambda_j}(\alpha)$ ) en découlent.

$$\frac{dM}{d\alpha_k} = \prod_{i=q}^{j+1} M_i \frac{dM_j}{d\alpha_k} \prod_{i=j-1}^1 M_i \quad (1.51)$$

où  $q$  est le nombre de couches de l'empilement. Il est possible que l'opération d'optimisation se conclue par une solution qui ne permette pas d'atteindre parfaitement toutes les cibles. Cela peut être dû à la présence d'un minimum local dans la fonction d'optimisation, par un nombre insuffisant de couches utilisées dans le design de départ ou encore au domaine limité de valeurs que peuvent prendre les variables

optimisées (on ne peut en effet prétendre utiliser des épaisseurs ou indices non-physiques).

### 1.5.2 Méthode des germes (*needle*)

La méthode des germes (*needle*), qu'on appelle également méthode des aiguilles, a été proposée par A. Tikhonravov et est utilisée depuis les années '90. Cette méthode permet d'améliorer un design dont les couches ont déjà atteint l'épaisseur optimale par la méthode d'affinage en évaluant l'endroit où l'ajout d'une nouvelle couche d'épaisseur infinitésimale (un germe) permettrait de faire les gains les plus importants pour la minimisation de la fonction de mérite (Tikhonravov, 1982; Tikhonravov et al., 1996). Cette méthode calcule la dérivée de la fonction de mérite par rapport à son épaisseur en fonction de l'endroit où un germe est placé.

Le développement suivant est tiré de Larouche & Martinu (2008). Considérons un empilement de  $k$  couches. L'effet de la  $j$ ème couche est représenté par la matrice de transfert  $M_j$ . L'ajout d'un germe d'épaisseur  $d_g$  sépare donc cette couche en deux sous couches dont les matrices de transfert sont  $M_{j1}$  et  $M_{j2}$ . La matrice de transfert de la couche  $j$  peut donc s'exprimer  $M_j = M_{j2}M_gM_{j1}$  où  $M_g$  est la matrice de transfert du germe. La dérivée de la matrice  $M_j$  par rapport à l'épaisseur d'un germe est donc :

$$\left. \frac{dM_j}{dd_g} \right|_{d_g=0} = M_{j2} \left. \frac{dM_g}{dd_g} \right|_{d_g=0} M_{j1} \quad (1.52)$$

La fonction  $\zeta$  est calculée pour chaque point  $x$  de la couche pour un germe de matériau contenu dans une liste prédéfinie. Le germe est rajouté à l'endroit où la fonction de mérite est la plus faible et le matériau de celui-ci est également choisi pour minimiser la fonction.

Une autre méthode, celle des paliers (*step*), est également utilisée dans le logiciel OpenFilters, mais elle n'a pas été utilisée dans les travaux sur les contraintes mécaniques qui font l'objet du reste de ce chapitre car elle nécessite la variation de l'indice de réfraction des matériaux (par mélange ou variation de densité). Elle n'est donc pas décrite ici.

## 1.6 Sommaire

L'interféromètre de Fabry-Perot est, par sa simplicité, sa polyvalence et son apport considérable aux nombreuses branches de la science, un instrument optique de première importance. Cet instrument a bénéficié au cours du temps de nombreuses améliorations technologiques qui en ont permis l'utilisation de plus en plus précise dans des contextes de plus en plus variés. Il est peu probable que ce dispositif tombe en désuétude à court terme et une longue vie utile lui est encore à prévoir.

Les bases théoriques sur lesquelles est appuyé le développement de l'introduction des propriétés mécaniques des couches dans le processus de conception sont maintenant posées.

Le développement du module informatique permettant la conception de revêtements large bande compensés pour les contraintes mécaniques fera l'objet du prochain chapitre, dans lequel seront également présentés les résultats de la conception et de la fabrication de revêtements large bande pour un étalon Fabry-Perot.

## CHAPITRE 2

---

# CALCUL ET OPTIMISATION DES CONTRAINTES MÉCANIQUES DANS LA CONCEPTION DE REVÊTEMENTS OPTIQUES

---

### 2.1 *Résumé de l'article*

L'article qui suit présente l'implémentation d'un nouveau module dans le logiciel de conception d'empilements de couches minces optiques *OpenFilters*. Ce nouveau module a pour objectif de tenir compte des propriétés mécaniques dans l'optimisation des propriétés de l'empilement. Nous présentons dans l'article un cas d'école consistant à concevoir et déposer les revêtements d'un étalon Fabry-Perot afin de vérifier la validité de la méthode.

Les contraintes mécaniques des couches minces proviennent de facteurs intrinsèques et extrinsèques. Pour les premiers, la méthode et les conditions de dépôt jouent un rôle prépondérant : ces facteurs influencent inévitablement la microstructure des couches qui à son tour détermine les contraintes. Quant aux seconds, l'humidité physi- et chimisorbée dans les porosités et la différence de coefficients d'expansion thermique entre les matériaux déposés sont parmi les facteurs les plus importants.

Le logiciel *OpenFilters* est un logiciel ouvert programmé en langage *Python* et distribué par le Laboratoire de revêtements fonctionnels et d'ingénierie de surface (LARFIS) de l'École polytechnique de Montréal. Il a été conçu pour être facilement modifiable au gré des besoins particuliers des chercheurs et se révélait donc

une plateforme idéale pour développer un nouveau module sans toucher à ses fonctionnalités de base de conception optique. L'optimisation des propriétés optiques s'y effectue grâce à la minimisation d'une fonction de mérite faisant intervenir toutes les cibles de conception sous forme de paramètres sans dimension. La recherche d'un minimum local s'y fait à l'aide du calcul des propriétés et de leurs dérivées par rapport à la quantité variable (l'indice de réfraction ou l'épaisseur). Les propriétés optiques sont calculées dans *OpenFilters* au moyen de la méthode matricielle. La relation entre les contraintes internes et la courbure d'un assemblage substrat/couches étant bien représentée par la loi de Stoney, c'est cette relation qui a été utilisée afin de programmer l'effet des contraintes mécaniques dans le logiciel. Il en résulte donc un module complémentaire permettant de spécifier, de calculer et d'optimiser les propriétés mécaniques des empilements de couches minces en fonction de la température.

Les propriétés mécaniques des couches minces sont rarement prises en compte dans les empilements à vocation optique. Celles-ci peuvent néanmoins être dommageables aux propriétés optiques dans certains cas particuliers. C'est justement le cas avec les étalons Fabry-Perot où la courbure du substrat peut dégrader de façon importante la finesse de l'assemblage. Cet effet est d'autant plus important dans le domaine de l'astronomie à cause des changements de température des instruments utilisés à l'extérieur. C'est justement un problème de cette nature auquel nous nous sommes attaqués pour vérifier la validité de la méthode proposée ici : le revêtement d'un étalon Fabry-Perot destiné à couvrir une large gamme de longueurs d'onde allant du bleu ( $\sim 370$  nm) aux limites de l'infrarouge proche ( $\sim 870$  nm) avec une finesse de 10 ne variant pas plus de 10% sur un intervalle spectral libre à bas ordre.

Nous avons abordé ce problème de deux façons différentes : 1) en concevant d'abord au recto d'un substrat le revêtement réfléchissant  $A$  en ne tenant compte

que des cibles optiques, puis en concevant un antireflet  $B$  au verso destiné à compenser complètement les contraintes mécaniques du recto et 2) en concevant directement un revêtement réfléchissant  $C$  en tenant compte à la fois des cibles optiques et mécaniques. Les revêtements ont été déposés dans un évaporateur par faisceau d'électrons nous permettant d'obtenir deux matériaux possédant des propriétés mécaniques très différentes. Le matériau de haut indice, le  $\text{TiO}_2$ , montre des contraintes en tension alors que le matériau de bas indice, le  $\text{SiO}_2$ , montre des contraintes en compression.

Les revêtements  $A$ ,  $B$  et  $C$  déposés comportent chacun entre 17 et 20 couches pour une épaisseur totale d'environ  $2 \mu\text{m}$ . Les résultats des analyses révèlent que les deux méthodes permettent de réduire la courbure du substrat tout en présentant des propriétés optiques conformes aux cibles. La première stratégie offre les meilleurs résultats avec une réduction de la courbure de 85% alors que la seconde méthode permet une réduction de 49%.

Cette première stratégie convient le mieux dans les cas où deux revêtements optiques sont nécessaires et que l'un d'eux possède des cibles optiques moins contraignantes que l'autre, ce qui est nommément le cas ici. La quantité de matériau du second revêtement peut alors plus facilement être appariée à celle du premier. Cette solution convient également dans les cas où le revêtement sur la face arrière n'est pas visible et où l'on peut déposer la quantité voulue de matériau. La deuxième stratégie est la plus appropriée dans le cas où un revêtement sur la face arrière n'est pas désirable. Ses performances mécaniques resteront toutefois limitées par la gamme des propriétés mécaniques exactes des matériaux disponibles. Plusieurs techniques de dépôt résultant en des contraintes en compression dans les matériaux produits, la réduction des effets délétères des contraintes pourra se révéler limitée. Elle permettra certainement néanmoins de trouver la meilleure solution pour un éventail de matériaux possibles donné.

Cette méthode pourrait être encore améliorée en ajoutant dans le nouveau module le calcul de toutes les propriétés optiques des matériaux en fonction de la température. On pourrait donc, par exemple, calculer d'avance les performances optiques des revêtements à toutes les températures d'opération prévues. Il serait aussi intéressant d'ajouter à *OpenFilters* un module d'optimisation permettant l'introduction ou le retrait de couches demi-onde. Ce nouveau module permettrait l'ajustement total de l'épaisseur des matériaux tout en ne provoquant que le plus petit effet possible sur les propriétés optiques. Ce type d'optimisation pourrait à terme permettre de trouver des optima plus généraux aux cibles de conception.

**Contribution à l'article :** Je suis la principale rédactrice de l'article. J'ai programmé en Python le nouveau module s'insérant dans *OpenFilters* avec les conseils de Stéphane Larouche qui a en outre programmé de son côté l'interface graphique nécessaire à son inclusion. Thomas Schmitt a déposé les matériaux et empilements dont j'ai testé les propriétés dans le cadre de l'article. Ludvik Martinu a quant à lui contribué de façon importante à la rédaction de l'article.

**Originalité du travail :** L'étude des contraintes mécaniques est courant, et la première stratégie de compensation du stress, c'est-à-dire l'utilisation d'un revêtement sur la face arrière ou d'un substrat dont le CET concorde avec celui des matériaux utilisés est également fréquemment retrouvé dans la littérature. C'est l'ajout d'un module tenant compte des propriétés mécaniques des matériaux dans un logiciel de conception à distribution libre qui constitue ici l'originalité de ce travail.

La suite de ce chapitre reproduit intégralement l'article *Design and fabrication of stress-compensated optical coatings : Fabry-Perot etalon for astronomical applications*. Cet article est en préparation et sera soumis sous peu à la revue *Applied Optics*. Toutes les références bibliographiques s'y trouvent ; elles n'ont pas été répétées ici pour ne pas alourdir inutilement le résumé.

## 2.2 Article

# Design and Fabrication of Stress-compensated Optical Coatings: Fabry-Perot Etalon for Astronomical Applications

Marie-Maude de Denus-Baillargeon,<sup>1</sup> Thomas Schmitt,<sup>3</sup> Stéphane Larouche,<sup>2</sup> and Ludvik Martinu<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Physics Department, Université de Montréal, Succ. Centre-Ville, P.O. Box 6128, H3C 3A7, Montréal (Qc), Canada*

<sup>2</sup>*Department of Electrical and Computer Engineering, Pratt School of Engineering, Duke University, Box 90291, Durham, 27708 NC, USA*

<sup>3</sup>*Engineering Physics Department, École polytechnique de Montréal, Succ. Centre-Ville, P.O. Box 6079, H3C 3A7, Montréal (Qc), Canada*

The performance of optical coatings may be negatively affected by the deleterious effects of mechanical stress. In this work, we propose an optimization tool for the design of optical filters taking into account both the optical and mechanical properties of the substrate and of the individual deposited layers. The proposed method has been implemented as a supplemental module in the *OpenFilters* open source design software. It has been experimentally validated by fabricating multilayer stacks using e-beam evaporation, in combination with their mechanical stress assessment performed as a function of temperature. Two different stress compensation strategies were evaluated: a) design of two complementary coatings on either side of the substrate, and b) implementing the mechanical properties of the individual materials in the design of the optical coating on one side only. This approach has been tested by the manufacturing of a Fabry-Perot etalon used in astronomy while using evaporated SiO<sub>2</sub> and TiO<sub>2</sub> films. We found that the substrate curvature can be decreased by 85% and 49% for the first and second strate-

gies, respectively.

OCIS codes: 000.0000, 999.9999.

### 2.2.1 Introduction and Theoretical Background

Mechanical stresses is, akin to other "secondary" properties of optical thin films, rarely taken into account directly in the design of the optical filters, provided it does not prevent the cohesion of the coatings. In certain specific applications, however, they constitute a major factor of degradation of the optical performance of a thin film system (Zhang et al., 2006). Stimulated by the problems in astronomical instrumentation, we propose and elaborate a method to reduce the total curvature of the substrate by simultaneously optimizing the optical and mechanical properties of optical filters.

#### 2.2.1.1 Optical filters for astronomical instruments

Fabry-Perot devices, more than a century after their invention and first use for astronomical purpose are broadly used in astronomy for spectral imaging, cosmological surveys and kinematics studies of stars and galaxies (Fabry & Perot, 1902; Bland-Hawthorn, 2000; Georgelin & Amram, 1995). The curvature of the reflective plates of Fabry-Perot devices is due to mechanical stress induced by temperature variations. It deteriorates the overall optical performance of the assembly since such systems are exposed to large temperature variations while their narrow spectral features are very sensitive to thickness changes of the space between the plates. The curvature of the plates of the Fabry-Perot etalon is directly responsible for a

drop of the finesse through the following relation (Hernandez, 1986):

$$\frac{1}{\mathcal{F}_e} = \sqrt{\frac{1}{\mathcal{F}_R^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_{sd}^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_c^2}} \quad (2.1)$$

where  $\mathcal{F}_e$  is the effective finesse limited by different factors:  $\mathcal{F}_R$  is due to the reflectivity ( $R$ ) of the plates ( $\mathcal{F}_R = \pi\sqrt{R}/(1 - R)$ ),  $\mathcal{F}_{sd}$  is due to the surface quality of the plates, and

$$\mathcal{F}_c = \frac{M}{2} \quad (2.2)$$

is the finesse due to the plates curvature in number  $M$  of wavelength. Other factors such as the divergence of the beam entering the etalon and its clear aperture can also deteriorate the finesse, but they are generally negligible in astronomical applications, the former being very small with typical values around a few arcminutes and the latter being large enough not to result in diffraction effects (Hernandez, 1986; CVI Melles Griot, 2004).

### 2.2.1.2 Mechanical stress in optical coatings

Mechanical stress in thin films and in optical coatings in particular has been the subject of numerous studies providing both insight in the origin of stress as well as the film behavior under stress and the measurement methodology (Koch, 2010; Floro et al., 2001; Strauss, 2003; Windischmann, 1992; Abermann, 1990). Stresses in thin films can reach a considerable fraction of the yield strength of the materials and are due to both internal and external factors. The intrinsic stress depends on the microstructure of the deposited materials, which in turn is a complex function of the deposition parameters and film stoichiometry (Windischmann, 1987; Klemberg-Sapieha et al., 2004; Liu et al., 2005; Koch et al., 2005; Tello et al., 2007). The evolution of the film microstructure during deposition is related to the

substrate temperature and the energy of impinging particles in agreement with the structure zone model (Movchan & Demchishin, 1969; Mahieu et al., 2006; Barna & Adamik, 1995; Petrov et al., 2003). In particular, film densification by controlled ion bombardment (using ion beams or plasma assistance) is very popular for film densification, allowing one to transform porous films possessing tensile stress into dense films with compressive stress. This densification is due to enhanced mobility of surface atoms as well as knock in effects and thermal spikes (Koch, 2010; Müller, 1986; Carter, 1994; Hoffman, 1980). Stress can then be associated with gas entrapment, crystalline lattice defects, deviation of atoms from their ideal equilibrium positions, presence of impurities and other effects (Strauss, 2003; Carter, 1994; Mattox, 1988).

The traditional description of the behavior of stressed coatings on a substrate was provided by Stoney in 1909 (Stoney, 1909). Even though finite elements modeling offers a more precise calculation of the exact deformation of the substrate, the modified Stoney's equation is still useful since it provides a very good evaluation of the curvature of a substrate through a simple equation (Michel, 2008). This relation in its original form describes a coating on a strip of material, a situation similar to that of a beam subjected to a pure momentum. For a thin circular substrate, the deflection  $\Delta h$  in the center of a disc of thickness  $d_s$  and diameter  $a$  is:

$$\Delta h = \frac{3}{4} \sigma \frac{1 - \nu_s}{E_s} \frac{d_f}{d_s^2} a^2 \quad (2.3)$$

where  $d_{s,f}$  are the thicknesses of the substrate and the film respectively,  $E_s$  is the Young's modulus of the substrate and  $\nu_s$  its Poisson's ratio.

As the stresses are of both intrinsic and extrinsic nature, the  $\sigma$  value of the preceding equation can be replaced by:  $\sigma = \sigma_i + \sigma_T + \sigma_{wat}$ , where  $\sigma_i$  is the intrinsic stress in the materials,  $\sigma_T$  the thermal stress due to mismatch between the linear coefficients of thermal expansion (CTE) of the deposited materials and

the substrate, and  $\sigma_{wat}$  the stress due to the adsorption of water when the coating is taken out of the deposition chamber.  $\sigma_i$  can be experimentally determined, and  $\sigma_T$  can be expressed as a function of the respective CTE of the two materials:

$$\sigma_T = \frac{E_f}{1 - \nu_f}(\alpha_s - \alpha_f)\Delta T \quad (2.4)$$

where  $E_f$  and  $\nu_f$  are the Young's modulus and the Poisson's ratio of the film, respectively,  $\alpha_s$  is the CTE of the substrate and  $\alpha_f$  that of the deposited material, and  $\Delta T$  is the difference between the substrate temperature during deposition and the temperature of operation of the device.  $\sigma_{wat}$  depends on many factors: the films density, the diffusion coefficient of water and the nature of the external layer (Hirsch, 1980). The effect on water adsorption can be evaluated by following the evolution of stress during the venting period and/or by differentiating the stress level in dry (N<sub>2</sub>) and wet (air) conditions. More recently, a two-substrate method has been proposed to experimentally assess the CTE and  $\nu_f$  values of thin films (Çetinörgü, 2009).

As demonstrated in Mahodaux (1999); Mahodaux et al. (1997); Michel (2008); Kim et al. (1999), the total force and momentum applied to the substrate depend on the total cumulative thicknesses of each of the materials, and not on the individual thicknesses of each layer. The total effect on the substrate is therefore of the form:

$$\frac{1}{R} = \frac{6(1 - \nu_s)}{E_s d_s^2}(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2 + \dots + \sigma_n d_n) \quad (2.5)$$

where  $R$  is the radius of curvature of the substrate,  $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$  are the stresses in materials 1,2, ...,n, and  $d_1, d_2, \dots, d_n$  their corresponding thicknesses.

In the particular case treated here, the latter equation, combined with Eq. 2.1 and the fact that higher reflectivity generally entails thicker coatings (Macleod,

2001), means that the deterioration of the finesse of the assembly is particularly pronounced for higher-resolution Fabry-Perot etalons that possess a larger number of layers. Moreover, as astronomical observations are generally conducted outdoors, the operation temperature of such devices ranges from about  $-20^{\circ}\text{C}$  to  $+25^{\circ}\text{C}$ , depending on the exact location of the observatory, and their performance varies from day to day.

### 2.2.1.3 Objectives and scope of this work

The open source thin film design software *OpenFilters*, based on the open source computing language Python was released by the Functional Coating and Surface Engineering Laboratory of the École polytechnique de Montréal under the GNU General Public License in 2008 (Larouche & Martinu, 2008). This software was created with modularity in mind as a response to the need of several institutions to have access to an easily customizable design tool. It therefore represents a very attractive choice for the incorporation of an additional design approach without compromising its basic functionalities, such as explored in the present work.

In response to the performance requirements on the mechanical behavior of the optical coatings, we investigate two possibilities of compensating mechanical stress in advanced optical interference filters by considering both stress and mechanical properties in the design: a) filter deposition on either side of the substrate and b) filter deposition on one side of the substrate only. Specifically, in the following section (Section 2.2.2) we recount the modifications we made to *OpenFilters*, while in Section 2.2.3 we describe the deposition process and experimental approaches to assess the optical and mechanical properties of the films. In Section 2.2.4 we describe the design strategies for stress compensation for the particular example of broadband reflective coatings intended for use in astronomical applications. Fi-

nally, in Sections 2.2.5 and 2.2.6 we report the results of the stress reduction in multilayer stacks and discuss the limitations of the two different stress compensation strategies.

### 2.2.2 Design approach to include mechanical properties

Based on the original optimization method of Baumeister (1995), the *OpenFilters* software takes simultaneously into account all design constraints as normalized dimensionless targets independent of their nature (Larouche & Martinu, 2008; Tikhonravov, 1982; Tikhonravov et al., 1996). As in most cases, the goal of the optimization process is to minimize the merit function

$$\zeta(\alpha) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[ \frac{f_{\lambda_j}(\alpha) - \hat{f}_{\lambda_j}}{\Delta f_{\lambda_j}} \right]^2 \quad (2.6)$$

where  $\alpha$  is a vector containing the parameters of the filters (thicknesses and refractive indices of the individual layers),  $f$  is the actual value of the specific characteristic (R, T, etc.),  $\hat{f}$  is the target value, and  $\Delta f$  is the tolerance on the target. *OpenFilters* uses the Levenberg-Marquardt algorithm to determine a local minimum of the merit function with respect to parameters  $\alpha$ . In order to do so, it requires the values for the various  $f$  as well as their derivatives with regard to all the parameters. The optical properties are then calculated using the well known characteristic matrix approach (Abelès, 1950).

We chose to implement mechanical stresses and design targets as an additional module instead of taking into account by default both mechanical and optical properties. Definition of mechanical properties of materials is therefore optional and can be used simultaneously with all the other functionalities of the software that remain unaltered. For the functions of this new module to be enabled, all the materials

must have their mechanical properties defined, and the dimensions (thickness and diameter) of the substrate must be specified. The definition of mechanical properties include: Young's modulus ( $E$ ), CTE ( $\alpha$ ), deposition temperature, intrinsic stress ( $\sigma$ ) and Poisson's ratio ( $\nu$ ). They can be supplied to the software by means of the graphical user interface. The value attributed to the tolerance on the target sets the relative importance of each of the design goals, as can be seen in equation 2.6, and can be used to control the relative importance of optical and mechanical targets. Equation 2.6 can now be expressed more generally:

$$\zeta(\alpha) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[ \frac{f_{x_j}(\alpha) - \hat{f}_{x_j}}{\Delta f_{x_j}} \right]^2 \quad (2.7)$$

where  $x$  is the independent variable of the design target. In the current case, it can be either a temperature for mechanical targets or a wavelength for optical ones.

Since the stress can be either of compressive or tensile nature, and since both sides of the substrate can be taken into account by the software, it is preferable to optimize the curvature ( $1/\mathcal{R}$ ) rather than the radius of curvature ( $\mathcal{R}$ ) itself because the solution would then adopt an oscillating behavior jumping from minus infinity to infinity when the desired target revolves around the flattest configuration possible, which is usually the target.  $1/\mathcal{R}$ , on the other hand, will tend to zero to adopt the desired configuration in that particular but frequent case.

The derivative of the curvature (eq. 2.5) with respect to thickness and internal stress will be used to assess the improvement or deterioration of the merit function with varying layer thickness or mechanical properties:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial d_i} \left( \frac{1}{\mathcal{R}} \right) &= \frac{6(1 - \nu_s)}{E_s d_s^2} \sigma_i \\ \frac{\partial}{\partial \sigma_i} \left( \frac{1}{\mathcal{R}} \right) &= \frac{6(1 - \nu_s)}{E_s d_s^2} d_i \end{aligned} \quad (2.8)$$

### 2.2.3 Optical film fabrication and properties assessment

#### 2.2.3.1 Deposition method

High ( $\text{TiO}_2$ ) and low ( $\text{SiO}_2$ ) index materials were prepared by electron beam evaporation in a system equipped with a quartz microbalance to monitor the mass gain during the deposition process. To demonstrate the effectiveness of the proposed approach, two materials with very different intrinsic mechanical stresses were deposited. No heating of the substrate was performed as to keep the deposition temperature (around  $40^\circ\text{C}$ ) as close as possible to the operation temperature. Single 200 nm thick layers of  $\text{SiO}_2$  and  $\text{TiO}_2$  were deposited on two different substrates for the determination of their optical and mechanical characteristics using circular 50 mm diameter fused silica and c-Si substrates that were  $500\ \mu\text{m}$  and  $280\ \mu\text{m}$  thick, respectively. The evaporation chamber was also equipped with an *in situ* stress measurement system (k-Space Associates) that allows one to record the stress evolution during the deposition process ( $\sigma_i$ ) and throughout the venting phase ( $\sigma_T, \sigma_{wat}$ ).

#### 2.2.3.2 Optical and mechanical characterization

The mechanical stress of individual layers as well as that of the thin film stacks was quantified using the Tencor FLX-2900 system optically evaluating substrate curvature at controlled temperature with a laser diode. In order to unequivocally determine both  $\alpha$  and  $\sigma_i$  of the deposited materials we applied the two-substrate method described earlier (Çetinörgü, 2009). The sample was flushed for an hour with dry nitrogen to remove adsorbed water after which the temperature was raised to  $100^\circ\text{C}$  at a rate of  $1.7^\circ\text{C}/\text{min}$  and then let cooled to room temperature for 60 minutes twice, still under a dry nitrogen atmosphere, as in the example shown in Figure 2.4

The Young's modulus of the materials (substrates and coatings) was determined using depth-sensing indentation (Hysitron Nano-triboindenter). The mechanical properties of the substrates are summarized in Table 2.I.

The optical constants ( $n$  and  $k$ ) and thicknesses of the deposited materials were determined using spectroscopic ellipsometry (J.A. Woollam, RC2 ellipsometer). The measurements were fitted with the Cauchy and Urbach tail models.

The optical and mechanical properties of the deposited single layers are summarized in Table 2.II. The density is close to that of the bulk materials and the layers show extinction coefficients below the detection limit of the ellipsometer. The mechanical properties of the deposited layers are consistent with reported values for e-beam evaporation process without ion-beam assistance (Atanassov et al., 1999; Woo et al., 2004; Christova & Manov, 1994).

#### 2.2.4 Design of the broadband reflective coating

As the original problem that raised our interest was the one of a Fabry-Perot etalon consisting of two identical broadband mirror plates, we used this very case as a proof of concept of the stress-compensation method studied here. The specific design criteria for the broadband reflector were the following (de Denus-Baillargeon et al., 2008; Marcelin et al., 2008):

Table 2.I: *Mechanical properties of the substrates.*

Properties	Fused silica	Silicon <100>
CTE ( $\alpha$ )	$0.55 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	$2.6 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Young's modulus ( $E$ )	72 GPa	130 GPa
Poisson's ratio ( $\nu$ )	0.16	0.28

Table 2.II: *Mechanical and optical properties of the deposited materials.*

Properties	SiO <sub>2</sub>	TiO <sub>2</sub>
Refractive index (n @550 nm)	1.47	2,24
Absorption coefficient (k @550 nm)	0	< 1 x 10 <sup>-5</sup>
CTE ( $\alpha$ )	$4.4 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	$4.2 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Young's modulus (E)	38 GPa	112 GPa
Poisson's ratio ( $\nu$ )	0.2	0.11
Intrinsic stress ( $\sigma_i$ )	-175MPa	190 MPa
Density ( $\rho$ )	2.2 g/cm <sup>3</sup>	3.8 g/cm <sup>3</sup>

- $\mathcal{F} = 10$  with less than 10% variation over a 20 nm window ( $70.7\% < R < 75.3\%$ ) in the  $\lambda = 370$  to 870 nm range.
- Overall optical transmission of the Fabry-Perot assembly  $T > 90\%$

For simplicity, we relaxed the requirements on the variation of the finesse to a range of  $\lambda = 370$ -840 nm for the deposition without *in situ* optical monitoring.

Numerical modeling and Equations 2.3 to 2.5 suggest that the best control of the mechanical stress would be achieved if the mechanical properties of the materials used as optical coatings and substrate were perfectly matched. This would offer a great advantage of compensation at every temperature, since  $d\alpha/dT$  varies very slowly. Unfortunately, even if it is possible to modify the mechanical properties of the deposited materials up to a certain extent or to choose a substrate to match the deposited materials, perfect matching conditions depend not only on the mechanical properties of materials used, but also on their respective thicknesses. Moreover, as the mechanical and optical properties are inter-related, tailoring the mechanical properties will undoubtedly impact the optical performance (Strauss, 2003).

In this work, two different strategies were evaluated: a) stress compensation by using a complementary optical coating (i.e. antireflective coating) on the rear face of the substrate, and b) taking into account directly the mechanical properties of

the materials while designing the reflective coating on one side of the substrate. Such design process will require deposition of three multilayer stacks as illustrated in Figure 2.1. In the following, we will refer to these stacks as coatings A, B, and C.

Each of the tested strategies is appropriate for a different design situation. The rear-face compensation strategy should be favored in the case of complex systems where two different coatings need to be deposited on each side of the substrate (especially if one of the coatings has less stringent optical targets). This rear-face coating could also be advantageously used whenever coatings are realized on a substrate where the back face coating has no effect on the primary coating. This can happen in the case of a mirror, for example, or when it is possible to deposit an absentee layer on the back face. This strategy has been successfully used in the case of large glass displays in microelectronics (Han et al., 2008) as well as, more recently, the compensation in a case equivalent to ours: a broadband reflecting coating of Fabry-Perot with a compensation by its AR on the rear face (Begou et al., 2013). A perfect design according to this strategy, valid at all temperatures, would be the design of two coatings on either face of the substrate having exactly the same cumulative amount of each of the materials. The cumulative stress on either side of the substrate would then be exactly the same at every temperature. This type of optimization could be done even without taking into account the mechanical properties of the substrate and deposited materials.

On the other hand, the direct design of the mechanical properties together with the optical ones is more fitted in the case of coatings with lax optical constrains (either high tolerances on the desired targets or tight tolerances on a limited bandwidth). It does require specific mechanical performance targets and the thorough knowledge of the mechanical characteristics of the substrate and deposited materials, but it does allow for a more versatile way of correcting the stress-related effects.

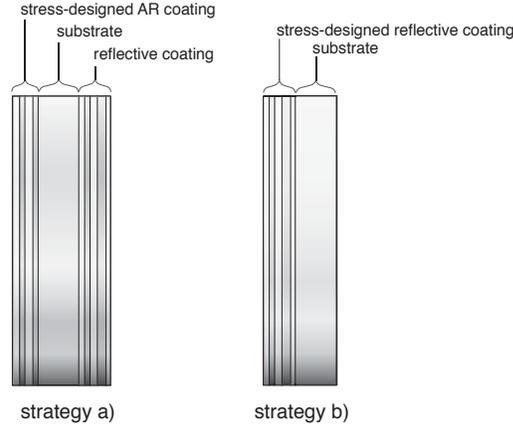


Figure 2.1: *Figure 1: Schematic representation of the multilayer stacks deposited for the two adopted strategies. In strategy (a), the reflective multilayer stack (coating A) was first deposited followed by an antireflective stack (coating B); in strategy (b) only a reflective coating is deposited (coating C).*

The design of a broadband reflector with tight constraints on finesse variation (such as discussed here) is a challenge. As the desired wavelength range exceeded greatly the one achievable by a reflective quarterwave stack of our available materials, superposition of stacks and thus of the bandwidth were necessary. The index difference of the materials used here allowed for a reflecting bandwidth of  $\sim 150$  nm, for a quarterwave layer stack at 550nm (Epstein, 1955). We therefore used as an initial design an inverse geometrical progression of the thicknesses for a full coverage of the wavelength range as suggested by Turner & Baumeister (1966):

$$a(HL)^A b(HL)^B [\dots] c(HL)^C [\dots] d(HL)^D e(HL)^E \quad (2.9)$$

and adjusted the design with the help of the *Refinement* and *Needle* functions in *OpenFilters*. The design of the compensating antireflective (AR) coating in the approach (a) is based on the principles of Mouchart (1978) and started with a

simple six-layer design. Since the AR coating is, even for a broadband situation, several times thinner than the reflective coating, we used some absentee layers to add to the cumulative thickness of each material to reach a thickness similar to that of the reflective coating. In the case of coating A, only optical targets were used to carry out the optimization process, whereas both optical and mechanical targets were used in the cases of coating B and C.

### 2.2.5 Performance of the deposited filters

For both strategies, the filters were deposited on fused silica substrates as well as on silicon wafers in the same way as for single materials testing. In fact, the coatings deposited here are not intended to be used as actual plates of Fabry-Perot etalons. If that were the case, a much thicker substrate would need to be used to reduce even further the curvature problems due to the coatings. On the contrary, in the present proof of concept, the goal is to use the thinnest possible substrate; this allows one to evaluate in a more straightforward way the effect of the optical and mechanical design.

The properties of the coatings are summarized in Table 2.III. The reflectivity and transmission of the multilayer stacks were measured using a Perkin-Elmer Lambda 19 spectrophotometer in the wavelength range from 300 nm to 1000 nm. Transmission was measured at normal incidence and reflection was measured at an angle of  $8^\circ$  using the V-W configuration.

Optical performance of the models along with those of the deposited coatings is presented in Figure 2.2 and 2.3. The optical spectra of the deposited coatings slightly deviate from the original design since no direct in situ optical model has been used that would allow for compensation and re-optimization of the layers'

Table 2.III: *Characteristics of the designs.*

Multilayer stack	Number of layers	Total thickness in stacks	
		SiO <sub>2</sub> (nm)	TiO <sub>2</sub> (nm)
Coating A	18	1218.1	514.5
Coating B	17	1055.6	499.0
Coating C	20	1104.0	622.2

thicknesses (Sullivan & Dobrowolski, 1992). In particular, the broadband wavelength range used here required the use of thin layers very sensitive to deposition inaccuracies. As a consequence, larger than expected ripples were found to appear in the actual measurement of the reflection/transmission. This gives rise to a variation of finesse from  $\sim 7$  to  $\sim 14$  in the first case, and from  $\sim 4.5$  to  $\sim 14$  in the second case, 30 to 50% more than the desired 10% variation from peak to peak needed for astronomical use. For application in an astronomical instrument, *in situ* optical monitoring would need to be used. Additional departure from the designed reflection/transmission characteristics might be due to higher absorption in some of the TiO<sub>2</sub> layers because of a heat sinking problem in one of the crucibles.

The stress behavior of the deposited coatings for the two different strategies is presented in Figure 2.6 and Figure 2.7, along with the results of the stress model for each relevant case. The slight difference in the slope between the models and the actual measurement is due to the uncertainty in the determination of the mechanical properties of the materials, particularly of SiO<sub>2</sub>. Figure 2.5 shows an example of the stress evolution recorded *in situ* during the deposition process and during the venting phase. The results are consistent with what is measured *a posteriori* in the multilayer coatings. The difference between the two sets of measurements is due to the residual water trapped in the materials. The water absorbed in the layer during the venting process modifies the stress; its effect remains visible even

after heating because part of the water is chemisorbed rather than physisorbed.

Experimental results confirm that the first stress compensation strategy is more efficient. This is primarily due to the fact that the stresses on each side of the substrate are compensated by approximately the same film thickness, and the exact equilibration of the mechanical stresses does not depend on the exact mechanical properties of the deposited materials. In fact, this specifically applies to Fabry-Perot astronomical devices. On the other hand, the second approach becomes of uttermost importance when stress-designing a single stack coating with no back side compensation possibility. The design process of a coating including stress and optical performances targets reaches several local minima in the course of optimization. Varying the depth of individual layers by adding or subtracting half-wave thicknesses to a given layer alters the stress with a low impact on optical properties.

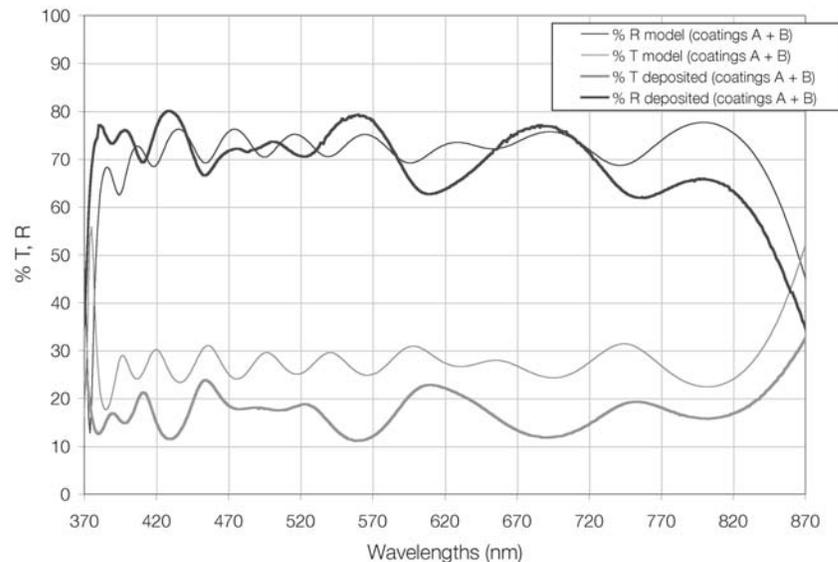


Figure 2.2: Reflection and transmission of a multilayer stack compensated on the substrate back side by an antireflective coating.

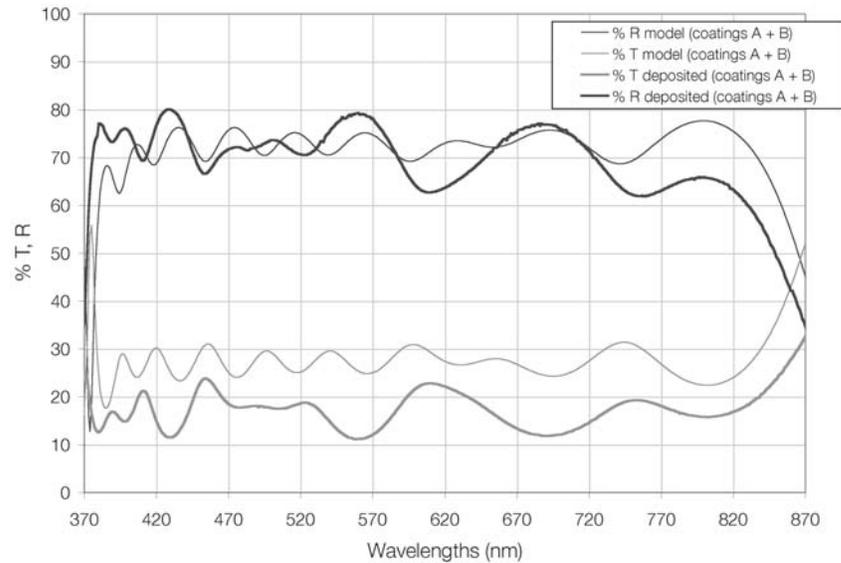


Figure 2.3: Reflection and transmission of a multilayer stack with stress compensation.

### 2.2.6 Discussion

From the two cases presented here, the first stress-compensation strategy appears to offer the most efficient way of stress compensation. As there is a possibility to have approximately the same thicknesses of each of the materials for several types of coatings, there should exist a viable solution for many practical situation. Contrary to the optical characteristics, the mechanical behavior of coatings varies monotonously with the total thickness. It is therefore easier to devise a mechanically sound solution because of its greater predictability. It is clear, however, that the mechanical properties are generally controlled by defects and generalization is not straightforward.

One important caveat related to the case of a coating on only one side of the substrate is that stress tailoring strongly depends on the actual mechanical properties of the available materials. It is, of course, possible to tailor the mechanical behav-

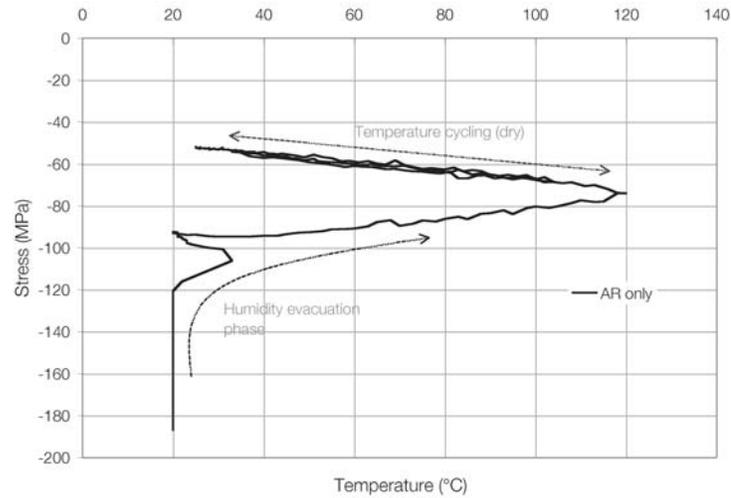


Figure 2.4: *Stress vs. temperature for coatings on a c-Si wafer: sample flushed under dry nitrogen flow with two temperature cycles from +20 to -100°C (each temperature rise/fall). A humidity evacuation period can be observed on the preliminary phase of the test (flush under dry nitrogen for 1h + first heating period).*

ior of the assembly by minimizing the overall thickness and/or preferentially using materials with the most desired mechanical properties; however, in either case, the range is limited and the performance of the resulting design, though improved, will be restricted to the bounds of the mechanical properties of the individual materials. In the case studied here, the two materials possess very different mechanical properties:  $\text{SiO}_2$  itself exhibits compressive stress while  $\text{TiO}_2$  has a tensile stress. This allowed for a good minimization of the overall stress.

As discussed in the introduction, most of the deposition techniques, especially those using ion or plasma assistance, yield compressive stresses for all the produced materials. It will therefore be more difficult to eliminate the total stress of a one-side-only coating. However, some mechanical improvements can still be considered. As an example, it would be possible to minimize the variation of the curvature with temperature by adjusting the thicknesses or choosing materials matching their CTE

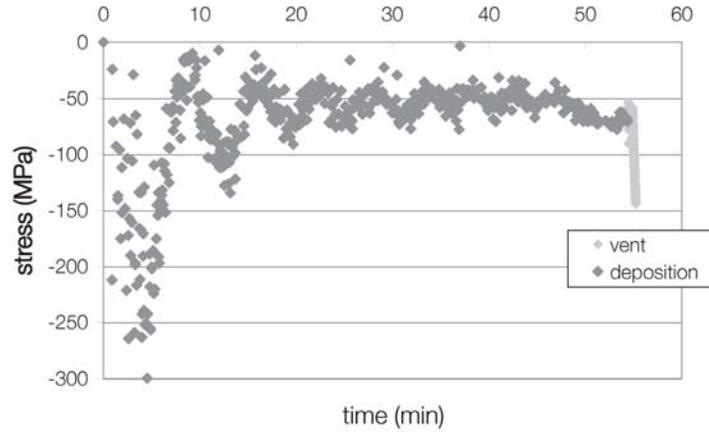


Figure 2.5: *Stress recorded in situ during the deposition process. The stress oscillates as the two materials with opposing stress values are deposited.*

with that of the substrate.

In both strategies, it is obvious that the determination of the mechanical properties of the individual deposited materials is as important for tailoring the overall mechanical behavior as the assessment of the optical properties is for the optical design.

For the situation studied in the present work, namely the case of the reflective plates of a Fabry-Perot etalon, the goal was to lessen the effect of the curvature of the plates on the effective finesse of the assembly. The curvature of the plates depends, of course, on the thickness and the diameter of the substrate (see Eq. 3). Taking as an example the etalon cited above, the overall stress in our reflective coating (coating A) not being very high, the effect on a low finesse ( $\mathcal{F} = 10$ ) etalon would have been almost negligible for  $d = 25$  mm; for a  $d = 100$  mm substrate, the higher finesse etalon ( $\mathcal{F} = 50$ ) would suffer from the distortion and have its finesse reduced to two-thirds of the original value ( $\mathcal{F} = 34$ ). By using the first compensa-

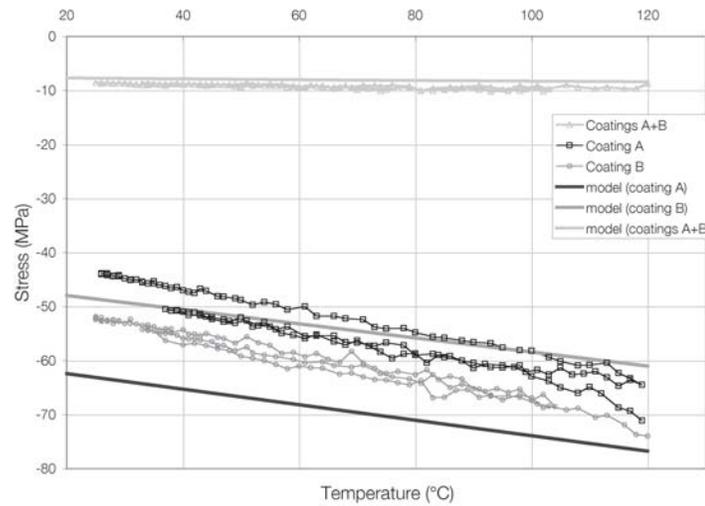


Figure 2.6: *Stress vs. temperature for films deposited on c-Si wafer. Data in solid line with markers are the actual measurements performed on the samples while the thick solid lines of the same color without data points are the expected stresses as modeled by OpenFilters.*

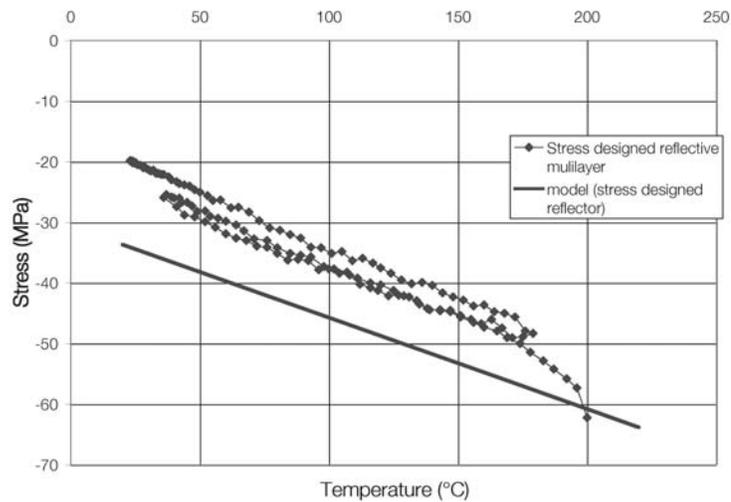


Figure 2.7: *Stress vs temperature for an optical design with stress compensation (coating C).*

tion strategy, the finesse would almost be unaltered ( $\mathcal{F} = 48$ ), and even the second strategy would allow for a very good performance in preserving the finesse ( $\mathcal{F} = 45$ ).

Further improvements to this method can also be considered. The most important one would be the addition of an optimization module relying on discrete addition/subtraction of absentee layers to add up to the thickness of a coating with the smallest effect possible on the optical performance. This type of optimization method would help to avoid the local minima that are the pitfalls of contradictory optimization targets.

The optimization module presented here takes into account the temperature of the assembly; for the moment it enables one to calculate only the stresses entailed by CTE mismatch, but it would certainly be very interesting to implement in the near future the calculus of all the properties that depend on the temperature, including the index of refraction and the CTE. It would therefore help predict the optical behavior of optical filters with changing temperature.

### 2.2.7 Conclusion

In the present work we describe a new tool for the design of optical coatings incorporating mechanical stress as design target. While exploring two design strategies, we show that the most efficient stress compensation is obtained with coatings on both sides of the substrate compared to the single side approach. In the case presented here, with SiO<sub>2</sub> and TiO<sub>2</sub> materials showing intrinsic stresses of -190 MPa and +170 MPa, respectively, an overall stress of the assembly of reflective and antireflective coating was shown to be as low as 7 MPa in compression over the temperature range from 20 °C to 120 °C. Meanwhile, our stress compensation design of a single-side coating yields a 49% reduction of the overall stresses when compared to the design of a reflective coating with design taking into account only optical

properties of the materials, which amounts to a total of a compressive 24 MPa instead of 47 MPa.

The tool presented in this article will be available with the OpenFilters software for use and further development by the optical coating community.

### *Acknowledgements*

This work was funded in part by the Strategic and Discovery grants of the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada.

## CHAPITRE 3

---

### CONCLUSIONS

---

Les couches minces possèdent toutes à la fois des propriétés optiques, mécaniques, électriques, magnétiques et autres qui ne sont pas toutes des caractéristiques désirables lorsqu'on utilise ces couches, tout dépendant du contexte. Dans le cas qui est présenté ici, ce sont les propriétés mécaniques des couches, et tout particulièrement les contraintes internes qui font courber le substrat, qui constituent un «effet secondaire» indésirable lors de l'utilisation d'empilements de couches minces optiques. Cet effet est particulièrement délétère dans le cas d'un assemblage Fabry-Perot, et c'est l'utilisation en astronomie d'un tel dispositif qui a suscité l'intérêt pour la question.

Bien que la plupart des cas d'utilisation de revêtements optiques ne nécessitent pas ou peu de tenir compte des propriétés mécaniques des matériaux, les travaux présentés plus haut sont un premier pas vers l'obtention d'un outil permettant de tenir compte des propriétés «secondaires» des couches minces optiques.

L'outil de conception présenté dans l'article qui précède consiste en un module permettant de tenir compte autant des propriétés mécaniques qu'optiques des couches minces, tout en conservant la mission première du logiciel dans lequel il est intégré, soit la conception de systèmes de revêtements optiques. Ce nouvel outil devrait être bientôt disponible avec la distribution du logiciel *OpenFilters*, et l'avis précieux de certains collègues nous incite également à penser y inclure la considération d'autres propriétés dépendant de la température telles que, par exemple, l'indice de réfraction et le coefficient d'expansion thermique afin d'en faire un outil plus généralement utile. C'est certainement la prochaine étape logique pour le dé-

veloppement du logiciel *OpenFilters*. Il reste néanmoins des ajustements à faire afin de s'assurer de la stabilité du logiciel sur tous les systèmes d'exploitation. À terme, cet outil de conception évoluera par l'entremise des besoins de la communauté. C'est d'ailleurs la flexibilité et la modularité de cette approche collaborative qui nous a permis de développer un module supplémentaire sans avoir à entreprendre depuis le début les calculs pour la conception optique.

Les essais de conception réalisés à l'aide de ce nouveau module nous permettent de conclure que plusieurs solutions permettent la compensation de l'effet des contraintes mécaniques, chacune d'entre elles étant appropriée pour une situation bien particulière. Par exemple, l'utilisation de revêtements sur la face arrière convient particulièrement bien dans le cas des systèmes où deux revêtements différents sont nécessaires de part et d'autre du substrat, et où les contraintes sur les cibles optiques sont significativement moins strictes pour l'un des deux systèmes. En revanche, la conception tenant compte directement des propriétés optiques et mécaniques est plus adéquate dans les situations où une seule des faces d'un substrat peut être revêtue.

La qualité de la compensation des contraintes mécaniques dépend des propriétés des matériaux individuels de l'empilement. Les propriétés composites d'un empilement n'adopteront toujours que des valeurs possibles bornées par les propriétés des matériaux individuels. Ensuite, tout comme pour les propriétés optiques, une détermination imprécise des propriétés mécaniques mènera à un contrôle imparfait des propriétés de l'ensemble, avec toutefois un effet plus prévisible à cause de la variation monotone de la courbure avec l'épaisseur des couches. Par ailleurs, les propriétés optiques et mécaniques des couches minces étant intimement liées à la microstructure, les procédés de fabrication auront une influence primordiale sur la possibilité de contrôler les propriétés et la modification des propriétés optiques

aura une influence sur les propriétés mécaniques et vice-versa, ce qui limitera les valeurs accessibles, d'où l'intérêt de stratégies de compensation sur la face arrière des substrats. Cette façon de faire est d'ailleurs utilisée couramment, mais l'objectif ici était d'offrir un outil systématique de conception.

Le logiciel *OpenFilters* étant une plateforme idéale pour tester plusieurs façons de faire, il serait intéressant d'y adjoindre des modules d'optimisation différents du moteur actuel. En effet, la méthode présentement utilisée est très efficace pour trouver les minima locaux de la fonction de mérite, mais ne permet que difficilement de s'en dégager pour obtenir une meilleure solution globale. Le savoir-faire de l'utilisateur consiste précisément à utiliser des empilements de départ s'approchant le plus de la solution recherchée pour éviter ces écueils. L'introduction d'algorithmes d'optimisation permettant de faire fi des minima locaux de la fonction de mérite serait donc certainement appréciée des utilisateurs. Dans la même veine, l'introduction d'un module d'optimisation permettant l'ajout ou le retrait de couches d'épaisseur bien déterminée de façon discrète (des couches QO ou DO par exemple), permettrait d'optimiser plus facilement certains types de revêtements particuliers (filtres passe-bande ou coupe-bande, par exemple).

Le problème posé au départ touchant les revêtements optiques utilisés en astronomie, il convient de mentionner que le développement de l'instrumentation pour ce domaine continue à poser des défis très particuliers. L'amélioration des performances des instruments passe autant par le développement des performances des éléments constitutifs (détecteurs, revêtements optiques, optique adaptative, etc.) que par l'innovation en matière de conception de l'instrument entier. L'avènement des télescopes de très grande dimension risque de changer considérablement les façons de faire dans les prochaines années, à cause de l'organisation de l'espace disponible et du temps d'observation dans ces nouveaux observatoires.

Les couches minces sont utilisées abondamment dans nombre d'objets technologiques contemporains et la maîtrise de toutes les propriétés, quelles que soient leur nature, y est extrêmement importante. La compréhension des mécanismes à l'origine de la modification des propriétés ainsi que l'élaboration d'outils diagnostiques utilisés en cours de fabrication permet maintenant de modéliser de façon beaucoup plus précise les performances des systèmes de couches minces.

## Deuxième partie

---

Détermination du rapport  
masse-luminosité des disques stellaires des  
galaxies spirales

## CHAPITRE 4

---

# BASES THÉORIQUES — CINÉMATIQUE DES GALAXIES ET RAPPORT M/L

---

### 4.1 *Historique*

Le Sombrero. L’Oeil au beurre noir. Le Virevent. Le Bain tourbillon. Toutes sont des galaxies dont la beauté inspira aux astronomes des noms aussi jolis qu’imaginés. Ces objets sont longtemps demeurés un mystère quasi-total pour la communauté scientifique. Bien que la galaxie d’Andromède ainsi que les Nuages de Magellan aient été observés depuis longtemps, le premier à inventorier systématiquement les galaxies extérieures fut Charles Messier, chasseur de comètes qui, pour ne pas confondre ses cibles avec les autres objets tenus du firmament, répertoria tous les objets nébuleux fixes sur la voûte céleste. Faute de résolution des lunettes astronomiques de 1775, les galaxies apparaissaient alors dans les catalogues comme des *nébulosités spirales* sans qu’on ne puisse rien en déduire sur leur composition chimique, leur distance ou leur masse.

Ce n’est qu’au début du siècle dernier que les astronomes en saisirent enfin la nature, faisant ainsi le pont avec la philosophie. C’est en effet au philosophe Emmanuel Kant que l’on doit la première représentation correcte de l’organisation de la matière à une échelle plus grande que celle des étoiles. Son ouvrage *Histoire naturelle générale et théorie du ciel* fut publié en 1755. S’appuyant sur des observations rudimentaires mais un raisonnement très fort, il fit le lien entre les forces liant planètes et Soleil et celles liant les étoiles entre elles. Il en déduisit que la forme discale du système solaire devait se reproduire à plus grande échelle et que la Voie Lactée, identifiée par Galilée comme une collection d’étoiles non résolues à l’oeil nu, devait

être simplement un disque vu par le plan. Il s'avança même jusqu'à proposer que cette morphologie puisse être présente à des échelles encore plus grandes, à l'extérieur même du système dont nous faisons partie : le concept d'*univers-îles* était né.

Dans la seconde moitié du XIXe siècle, des instruments plus puissants et l'avènement des plaques photographiques permirent de préciser les différences entre les différentes *nébulosités* et d'étudier plus en détail la distribution des objets et étoiles les plus près de nous. Au début du XXe siècle deux conceptions diamétralement opposées de notre univers émergèrent.

La vision de Harlow **Shapley** s'appuyait sur la distribution des amas globulaires autour du centre galactique. Il avait mis à profit la relation période-luminosité intrinsèque des étoiles céphéides pour mesurer la distance à ces amas et en conclut que le système solaire devait être à une distance d'environ 15 kpc du centre galactique. La taille estimée de la Voie Lactée était donc d'environ 100 kpc, ce qui contribuait à son avis à l'hypothèse que les *nébuleuses* telles que M31 ne pouvaient qu'en faire partie. À son avis, si on admettait que celle-ci avait la même taille que la Voie Lactée, son diamètre apparent la plaçait beaucoup trop loin pour que les étoiles les plus brillantes qu'on y voyait (qu'on croyait à l'époque être des novae mais qui s'avèrent être des supernovae) puissent être de même nature que celles de la Voie Lactée. Dans cette vision, tout l'Univers était compris dans la Voie Lactée.

La vision de Herbert **Curtis** s'appuyait également en partie sur la dimension angulaire des *nébuleuses spirales* pour conclure que si elles sont toutes comparables en taille, la différence de distance entre elles est tellement grande qu'elles ne peuvent faire partie de la Voie Lactée. Il fit également remarquer que les *nébuleuses spirales* qui apparaissaient comme vues par la tranche présentaient des zones d'obscurité

au centre qui pouvaient s'apparenter à la zone sombre que l'on percevait alors dans la Voie Lactée. Son modèle s'appuyait entre autres sur le comptage d'étoiles qui lui faisait représenter la Voie Lactée comme une galaxie petite (environ 3 kpc) et dont le système solaire occupait une place centrale. Ces deux scientifiques s'affrontèrent sur la question en avril 1920 lors du célèbre *Grand débat* devant l'Académie nationale des sciences (Trimble, 1995).

Ce sont finalement les travaux conjugués d'Henrietta Leavitt et d'Edwin Hubble qui permirent de résoudre la question, il y a moins d'un siècle aujourd'hui. Leavitt avait découvert en 1912 que certaines étoiles, les céphéides mentionnées plus haut, présentaient une période de pulsation liée à leur luminosité intrinsèque (Leavitt, 1912). Hubble quant à lui disposait d'un télescope suffisamment puissant pour détecter en 1923 ces étoiles dans la *nébuleuse* d'Andromède, la plaçant ainsi beaucoup plus loin que tous les amas globulaires détectés par Shapley. La question était donc réglée, il s'agissait bel et bien d'un système séparé et identique au nôtre. Il apparaît donc que Shapley et Curtis avaient tous les deux raison...et tous les deux tort. La vision de Curtis d'une galaxie parmi tant d'autres était la bonne, mais sa taille estimée de la Voie Lactée et la position que le système solaire y occupait étaient erronées.

## 4.2 Morphologie et classification des galaxies

Depuis cette découverte, l'étude des galaxies (la nôtre et les autres) constitue un vaste sujet de recherche. Une galaxie est une structure liée gravitationnellement composée de gaz, d'étoiles et de poussière. Ces éléments constitutifs sont présents en proportion variable selon le type de galaxie considéré. Il existe quatre grands types de galaxie : les elliptiques, les lenticulaires, les spirales et les irrégulières.

**Les galaxies elliptiques** ont la forme d'une ellipsoïde triaxiale à l'aspect visuel très lisse. Elles sont réparties en 7 sous-types  $En$ , allant de E0 à E7, selon leur ellipticité apparente, où  $n=10[1-b/a]$ ,  $a$  étant le grand axe de la galaxie et  $b$  étant le petit axe. Leur milieu interstellaire contient, en général, très peu de gaz neutre et de poussière, mais parfois du plasma très chaud en son centre. Les étoiles y sont vieilles (avec toutefois une grande dispersion autour de la moyenne), peu métalliques et présentent des trajectoires désordonnées s'apparentant au mouvement des molécules dans un gaz parfait. On les retrouve de façon préférentielle au centre des amas de galaxies et leur masse peut varier de  $10^4$  à  $10^{13}M_{\odot}$ . Pour une galaxie donnée, sa brillance de surface en fonction du rayon est proportionnelle à  $R^{1/4}$ .

**Les galaxies lenticulaires** Les galaxies lenticulaires ont une forme de lentille comme leur nom l'indique. Lorsqu'on les voit de côté, on peut y distinguer une concentration centrale ressemblant à une elliptique, mais les bords de ces galaxies semblent résolument plats. Certaines d'entre elles présentent des bandes d'absorption de poussière sur leur tranche. Elles sont néanmoins généralement très lisses, et leur population stellaire comprend peu d'étoiles jeunes.

**Les galaxies irrégulières** Les galaxies irrégulières sont en général riches en gaz et pauvres en métaux, sans structure spirale apparente.

**Les galaxies particulières** Dans cette catégorie hétéroclite, on retrouve de tout, allant des galaxies petites et très fragmentées aux restes de collisions galactiques dont on peut encore percevoir les progéniteurs.

Bien que ces quatre types de galaxies soient tout aussi intéressants, il n'en sera plus question ici puisque cette thèse a pour objet les galaxies spirales.

Les figures 4.1 et 4.2 montrent les différentes parties d'une galaxie spirale. Comme l'illustrent ces schémas, ces galaxies sont caractérisées par leur forme principalement discale. Elles peuvent avoir des masses allant de  $10^8M_{\odot}$  à  $10^{12}M_{\odot}$ . Les

différentes parties d'une galaxie spirale sont : le disque, le bulbe et le halo.

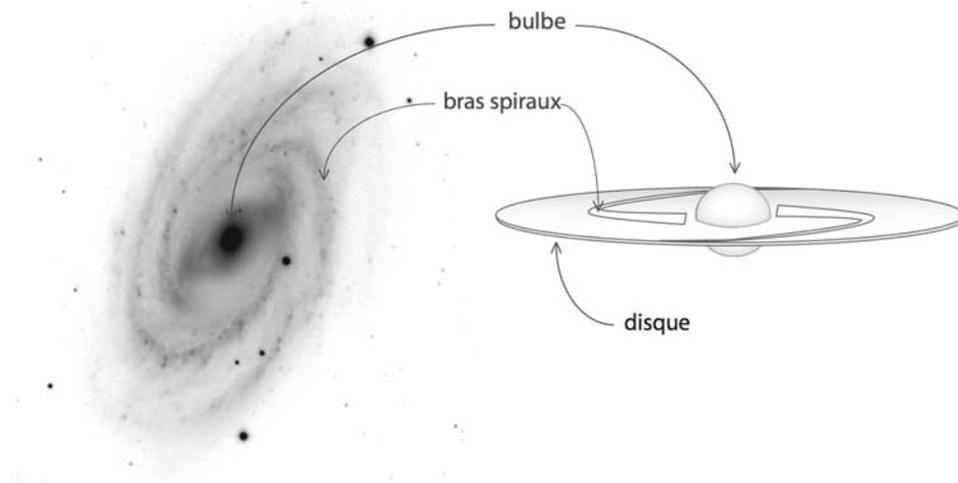


Figure 4.1 – Représentation schématique des différentes parties d'une galaxie spirale. L'image de gauche est une véritable image de galaxie dont les couleurs ont été inversées.

Le **disque** est en rotation, ce qui l'empêche de s'effondrer sous l'effet de l'attraction gravitationnelle. Sa luminosité varie en fonction du rayon comme :

$$\mu(\mathcal{R}) = \mu_0 e^{-\frac{\mathcal{R}}{\mathcal{R}_d}} \quad (4.1)$$

où  $\mu_0$  est la brillance de surface au centre, et  $\mathcal{R}_d$  est le rayon caractéristique du disque où la brillance de surface décroît d'une magnitude. Ce disque d'étoiles, de gaz et de poussières se divise en deux parties :

- le disque mince, où la plus grande partie de la poussière ainsi que du gaz moléculaire et froid se concentre, est parcouru d'une onde de densité<sup>1</sup> contractant le milieu interstellaire qui donne ainsi naissance à une population d'étoiles jeunes dont certaines, très brillantes, tracent le patron spirale qu'on peut

<sup>1</sup>Bien que les étoiles et le gaz soient en rotation autour du centre galactique, l'onde de densité dont il est question ici n'a rien à voir avec ce mouvement. Il s'agit plutôt d'une augmentation locale de la densité qui voyage avec une certaine vitesse  $\Omega_p$ , tout comme une vague se propage à une certaine vitesse sans que les molécules d'eau ne se meuvent à la vitesse de la vague elle-même.

admirer ;

- le disque épais est composé d'étoiles plus vieilles que le disque mince. Son épaisseur ainsi qu'un gauchissement parfois observé dans un petit nombre de galaxies sont dus aux trajectoires particulières des étoiles provoquées par les interactions des galaxies entre elles (Quinn et al., 1993). Ce gauchissement peut également être dû à un halo sombre triaxial.

Pour ces deux disques, la luminosité de la composante stellaire diminue en

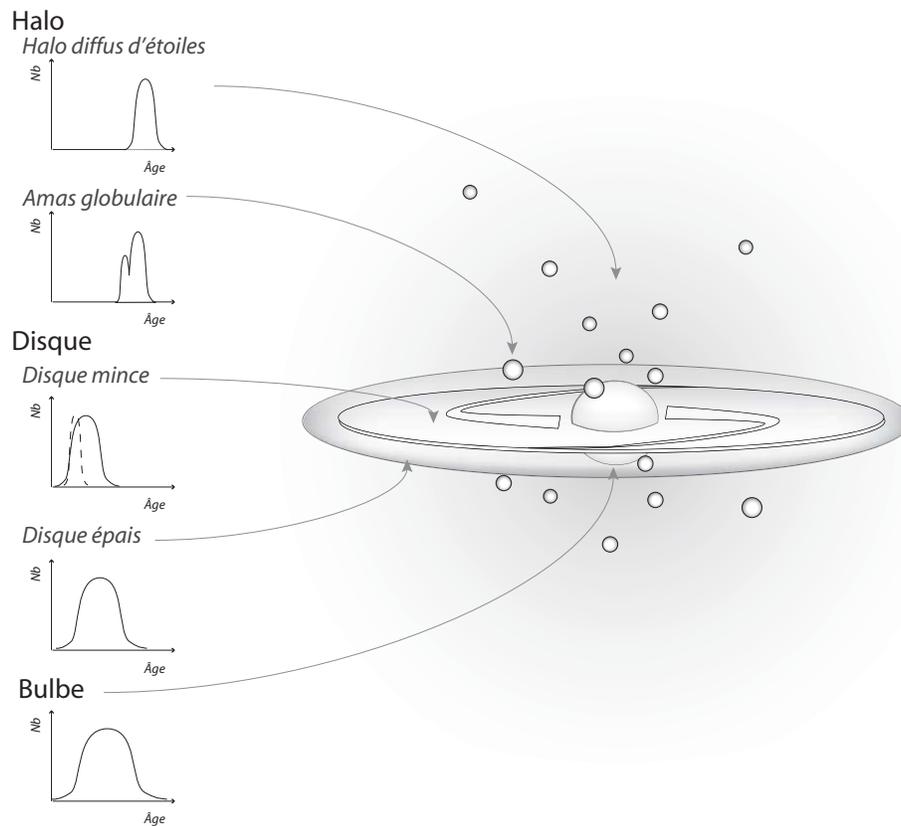


Figure 4.2 – Représentation schématique des différentes parties d'une galaxie spirale. La représentation montre les différentes parties comme si elles étaient solides et semi-transparentes pour pouvoir identifier chacune d'entre elles. La distribution des âges des étoiles de chacune des composantes est identifiée à gauche.

fonction du rayon de façon exponentielle (Freeman, 1970).

- le disque d’hydrogène atomique (HI) est observable dans le domaine radio et s’étend loin au-delà du disque stellaire (Wevers et al., 1986). Contrairement à ce dernier, il est presque toujours gauchi ou divergent à partir d’un certain rayon.

**Le bulbe**, composé de gaz en faible quantité et d’étoiles dont la distribution en âge et en métallicité est très large, est cette structure sphéroïdale ou ellipsoïde au centre de la galaxie. Les étoiles y ont une trajectoire désordonnée, tout comme dans une galaxie elliptique, avec en plus une composante en rotation. Règle générale, leur profil de luminosité ressemble d’ailleurs à celui des galaxies elliptiques, bien que certains phénomènes de transport au sein des galaxies (barres, patron spirale) charrient du gaz vers les régions centrales. La variation de la luminosité avec le rayon en est alors modifiée, et ce phénomène contribue à la diversité des âges et des compositions chimiques des étoiles du bulbe (Kormendy & Kennicutt, 2004).

**Le halo** est composé d’une population d’étoiles vieilles distribuées de façon diffuse et sphérique autour du centre de la galaxie. Ce halo comprend également une grande quantité d’amas globulaires (comptant entre  $10^5$  et  $10^7$  étoiles vieilles) qui sont distribués sphéroïdalement autour du centre de la galaxie.

Bien qu’on puisse les distinguer visuellement, ces composantes ne peuvent être considérées comme dissociées chimiquement ou dynamiquement, leur effet les unes sur les autres permettant l’évolution séculaire de la galaxie par les barres et le patron spirale mentionnés plus haut, mais également par l’enrichissement du milieu interstellaire (MIS) par des atomes plus lourds que l’hydrogène et l’hélium provenant de l’évolution stellaire et transportés (ou même carrément éjectées) par vents et fontaines galactiques (Kormendy & Kennicutt, 2004).

Les galaxies peuvent être classifiées selon leur morphologie, qui dénote égale-



diapason de Hubble.

Si la définition esquissée jusqu'à maintenant représente bien l'aspect visuel de la galaxie et certaines de ses propriétés, il y manque toutefois un ingrédient pour en broser un tableau complet : la matière sombre...

### 4.3 Cinématique des galaxies

Comme il est expliqué au début du chapitre, la forme de disque des galaxies spirales est due à la rotation. Les astronomes ont constaté très tôt qu'il était possible de mesurer cette vitesse de rotation, du moins dans notre galaxie, par les mouvements propres des étoiles et dans les galaxies extérieures par l'effet Doppler (Oort, 1927; Lindblad, 1926). Les étoiles chaudes et jeunes émettent une grande quantité de rayonnement ultraviolet qui ionise en partie l'hydrogène du MIS. Il est donc possible d'utiliser ces raies caractéristiques de l'hydrogène (et particulièrement la raie H $\alpha$  à 656.3 nm) pour mesurer la vitesse de la galaxie par rapport à nous. Pour mesurer cette vitesse par décalage Doppler, il suffit de mesurer la longueur d'onde d'une raie connue et de la comparer avec sa longueur d'onde au repos :

$$v = \frac{\Delta\lambda c}{\lambda_0} \quad (4.2)$$

Dans cette équation,  $v$  est la vitesse de l'objet émettant la radiation,  $\lambda_0$  est la longueur d'onde au repos de celle-ci,  $c$  est la vitesse de la lumière et  $\Delta\lambda$  est le décalage en longueur d'onde. Le décalage étant positif lorsqu'un objet s'éloigne, ses longueurs d'onde au repos sont pour l'observateur plus grandes : on dit l'objet décalé vers le rouge. Inversement, un objet qui s'approche est décalé vers le bleu. Il faut toutefois se rappeler que le décalage Doppler ne représente que la composante radiale de la vitesse : il faut donc corriger chaque fois pour l'effet de projection dû à l'inclinaison de la galaxie. Il est aussi possible de mesurer le décalage Doppler à partir des raies d'absorption de la composante stellaire des galaxies, mais en

pratique cette technique est peu utilisée à cause des difficultés techniques qu'elle pose. C'est cependant le seul outil disponible pour analyser les elliptiques et les bulbes, qui sont souvent presque dénués de gaz.

L'équilibre dynamique d'une galaxie en rotation fait s'opposer deux forces : la force exercée par un potentiel gravitationnel, et la force de l'accélération radiale due au mouvement de rotation :

$$\frac{v^2(R)}{R} = - \left( \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_{z=0} \quad (4.3)$$

où  $v(R)$  est la vitesse en fonction du rayon et  $\Phi$  est le potentiel gravitationnel. Le cas particulier de cette relation où une masse ponctuelle orbite autour d'une autre masse ponctuelle n'est autre que la troisième loi de Kepler. Il est donc possible, en mesurant la vitesse à tout rayon, de déterminer la masse incluse à l'intérieur de celui-ci. Dans le cas des galaxies, le potentiel gravitationnel répond à l'équation de Poisson qui s'exprime comme suit :

$$\nabla^2 \Phi = -4\pi G \rho \quad (4.4)$$

où  $\rho$  est la densité massique et  $G$  la constante universelle de la gravitation.

La solution de l'équation de Poisson dans le cas d'un disque sont les différentes formes de l'équation de Bessel. Toomre, et après lui Freeman, résolvent le problème en décomposant le profil de densité surfacique en intégrales de Fourier-Bessel (Toomre, 1963; Freeman, 1970). En résolvant les intégrales, après quelques astuces mathématiques que l'on peut retrouver dans l'article original de Toomre, on retrouve :

$$\Sigma(R) = \frac{1}{2\pi G} \int_0^\infty \frac{dv^2}{du} \left( \frac{2}{\pi R} K \left( \frac{u}{R} \right) \right) du \quad (4.5)$$

où  $\Sigma$  est la densité surfacique de matière et  $K(u/R)$  est la fonction de Bessel modifiée du deuxième type. Cette relation s'intègre numériquement en connaissant

la valeur de la vitesse circulaire en chaque point.

Pour faire le calcul inverse pour un disque exponentiel, il suffit de résoudre l'équation différentielle de Poisson, ce qui donne dans ce cas une décomposition en fonctions de Bessel modifiées :

$$v_d^2(R) = 4\pi G \Sigma_0 R_d y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)], \quad y = \frac{R}{2R_d} \quad (4.6)$$

Encore faut-il pouvoir estimer cette densité surfacique de masse... Comme expliqué plus tôt, la galaxie est composée d'étoiles, de gaz et de poussières. On peut mesurer directement la masse d'hydrogène atomique neutre car celui-ci émet une radiation dans le domaine radio dont la fréquence correspond à la différence d'énergie provoquée par le changement d'état de spin de l'électron. Jusqu'aux années 50, on ignorait jusqu'à l'existence de ce gaz invisible aux longueurs d'onde optiques (Hanbury-Brown & Hazard, 1952; Leslie, 1960). Le MIS étant ténu, cette composante de la galaxie est optiquement mince. L'intensité du signal radio constitue alors une mesure directe de la densité du gaz sur la profondeur totale de la galaxie. On ajoute à cette masse une fraction fixe d'hélium accompagnant toujours l'hydrogène neutre, cette fraction étant due au processus de formation de la matière lors du Big Bang. Les autres composantes gazeuses ( $H_2$ , HII et gaz moléculaire) et la poussière sont de masse négligeable ou comparable à celle de l'hydrogène neutre. Il reste encore la question de la masse de la composante stellaire.

Pour mesurer la masse de la composante stellaire, on mesure la brillance de surface de la galaxie qu'on convertit en luminosité solaire. Cette luminosité peut ensuite être convertie directement en masse solaire en supposant un rapport masse-luminosité solaire ( $\mathcal{M}_\odot/L_\odot$ ) égal à un.

La luminosité en astronomie est toujours mesurée en magnitudes, une échelle de luminosité logarithmique dont la conversion en flux dans une bande  $X = [\lambda_1; \lambda_2]$

est :

$$m_X = -2.5 \log(f_X) \quad (4.7)$$

où  $f$  est le flux observé en  $\text{W}/\text{m}^2$ . La magnitude d'un objet dépend donc de la distance à laquelle s'effectue la mesure. Pour s'abstraire de cet effet, on calcule la magnitude de cet objet comme si celui-ci se trouvait à une distance de 10pc ( $3,086 \times 10^{16}\text{m}$ ) :

$$M_X = -2.5 \log(F_X) \quad (4.8)$$

$$M_X = -2.5 \log \left( \frac{L_X}{\pi 10 \text{pc}^2 * (3,086 \times 10^{16} \text{m}/\text{pc})^2} \right) \quad (4.9)$$

$$M_X = -2.5 \log(L_X) + 35,48 \quad (4.10)$$

Ce système d'unités fait en sorte que la division de la luminosité par la luminosité solaire dans une bande donnée devient simplement une soustraction d'exposants. L'équivalent en masse solaire se calcule donc aisément :

$$\mathcal{M}[\mathcal{M}_\odot] = 10^{-0.4(M-M_\odot)} \quad (4.11)$$

où  $\mathcal{M}$  est la masse des étoiles. Puisque le disque des galaxies n'est pas un objet ponctuel, la quantité qui nous intéresse n'est pas la luminosité via la magnitude totale, mais plutôt la brillance de surface  $\mu_X$  ( $\text{mag}/\text{arcsec}^2$ ). Il faut corriger la brillance de surface provenant de la galaxie pour l'effet de l'inclinaison ( $\log(b/a)$ ), et pour l'absorption  $\mathcal{A}$  due au MIS de notre propre galaxie sur la ligne de visée. La densité surfacique de masse est donc calculée de la façon suivante :

$$\Sigma(R)[\mathcal{M}_\odot/\text{pc}^2] = 10^{-0.4[\mu_X - 21.56 - \log(\frac{b}{a}) - \mathcal{A}_X - \mu_{\odot X}]} \quad (4.12)$$

où 21.56 est un facteur de conversion entre unités de  $\text{mag}/\text{sec. arc}^2$  à  $\text{mag}/\text{pc}^2$ . Cette mesure peut s'interpréter comme suit : *il s'agit de la masse qu'aurait ce disque stellaire si la lumière qu'il émet n'émanait que d'étoiles identiques à notre*

*Soleil*. Évidemment, la population stellaire des galaxies n'est pas composée que d'étoiles identiques au Soleil c'est pourquoi il faut effectuer une conversion supplémentaire  $\Upsilon_*$  sur cette valeur de masse. Ce  $\Upsilon_*$  et les différentes façons de le calculer font l'objet des sections 4.4 et 4.5.4.

C'est en faisant l'opération inverse décrite à l'équation 4.6 que Freeman réalisa que les vitesses mesurées et la masse attendue par les mesures de brillance de surface ne concordaient pas du tout pour quatre galaxies différentes. Ce problème avait déjà été détecté dans l'amas de galaxies de la Coma par F. Zwicky, mais peu de crédit avait été attribué à ces calculs à cause des grandes incertitudes les entachant (Zwicky, 1937). Certains autres auteurs avaient aussi déjà trouvé de grandes différences dans les courbes de rotation individuelles de galaxies, mais on croyait alors que le rapport  $\Upsilon_*$  de la population stellaire variait tout simplement beaucoup de galaxie en galaxie et à plus ou moins grand rayon (Aller, 1942; Rubin et al., 1965). Par ailleurs, avant l'avènement des observations radio de la composante HI fournissant des données cinématiques à grand rayon, le problème était plus difficilement détectable puisque la contribution du halo sombre est moins importante à faible rayon pour les galaxies brillantes.

C'est donc à partir des années 1970 qu'on a commencé à invoquer la présence d'une autre composante pour expliquer les courbes de rotation des galaxies individuelles : la matière sombre. Certains chercheurs considèrent que le recours à une matière exotique et inconnue n'est pas très élégante, c'est pourquoi une théorie concurrente a été avancée : la théorie du MODified Newtonian Dynamics où on suppose une modification de la loi de la gravitation à très grand rayon (Milgrom, 1983). L'accélération gravitationnelle se comporterait donc comme :

$$g_n = g\mu \left( \frac{g}{a_0} \right) \quad (4.13)$$

où  $g_n$  est l'accélération gravitationnelle newtonienne,  $a_0$  est une constante de modification de la gravité (ayant des dimensions en  $\text{m/s}^2$ ) et  $\mu(x)$  est une fonction qui se comporte comme  $\mu(x) = 1$  si  $x \gg 1$  et  $\mu(x) = x$  si  $x \ll 1$ . Malheureusement, jusqu'à maintenant la prédiction des courbes de rotation de galaxies individuelles n'est pas convaincante et il semble impossible de trouver d'autres cas que l'astronomie extragalactique qui requerraient cette explication (Blais-Ouellette et al., 1999; Sander, 2002).

En ce qui concerne la matière sombre, celle-ci n'interagirait avec la matière dite baryonique que par ses effets gravitationnels. De nombreuses particules ont été pressenties pour occuper ce premier rôle en astronomie extra-galactique, mais jusqu'à maintenant seules des particules trop légères ou pas assez abondantes ont été trouvées. Les travaux récents effectués au Large Hadron Collider sont prometteurs dans la recherche de cette particule.

En attendant, il existe déjà une pléthore d'études sur la façon qu'aurait cette matière de s'assembler pour former les amas et les galaxies individuelles. Ces études sont basées sur des simulations numériques de particules virtuelles interagissant les unes avec les autres auxquelles on ajoute l'effet de la friction hydrodynamique. Elles prédisent un assemblage de cette matière sombre au tout début de l'Univers de sorte que les amas et superamas de galaxies soient organisés en réseaux de filaments et murs. L'effet gravitationnel de ces agrégats entraîne la condensation de la matière baryonique au centre de chaque grumeau. Pour reproduire les courbes de rotation, on considère donc la contribution d'un bulbe et d'un disque d'étoiles, d'un disque de gaz neutre et d'un halo de matière sombre. Ce halo peut adopter différentes géométries et c'est justement celle-ci qu'on cherche à fixer. Les densités de différentes géométries de halos sont montrées à la figure 4.4. Les études de simulation de matière sombre arrivent à une distribution dite *cuspidale* car très

piquée au centre, comme par exemple les modèles produits par les travaux de Navarro et al. (1997), alors que les observateurs considèrent généralement que les halos de type sphère isotherme (et toutes ses déclinaisons pour éviter une densité infinie au centre) reproduisent mieux les observations. Les densités respectives de chacun des halos peuvent s'exprimer comme suit en fonction du rayon :

$$\rho(R)_{\text{NFW}} = \frac{\rho_0}{(R/R_c)(1 + (R/R_c)^2)} \quad (4.14)$$

$$\rho(R)_{\text{iso}} = \frac{\rho_0}{1 + (R/R_c)^2} \quad (4.15)$$

De façon plus générale, on utilise une distribution paramétrique dont la forme est :

$$\rho(R) = \frac{\rho_0}{(c + (R/R_0)^\gamma)(1 + (R/R_0)^\alpha)^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}} \quad (4.16)$$

et dont les valeurs de  $(c, \alpha, \beta, \gamma)$  déterminent la géométrie exacte du halo. Par exemple, la distribution NFW correspond à des paramètres  $(0,1,3,1)$  et la sphère pseudo-isotherme à  $(1, \alpha \neq 0, 2, 2)$ . Ce problème d'accord entre les simulations et

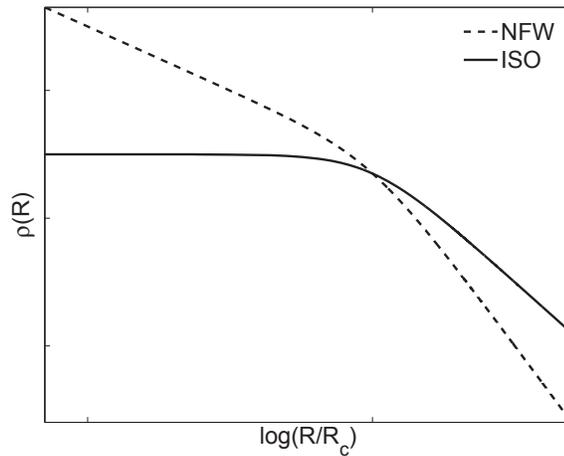


Figure 4.4 – Comparaison de la densité en fonction du rayon normalisé pour deux géométries différentes : le NFW en trait pointillé et la sphère pseudo-isotherme en trait plein

les observations signalé à maintes reprises a longtemps été un sujet de discorde en astronomie extragalactique (Blais-Ouellette et al., 1999; de Blok et al., 2003). Des études récentes montrent que le problème pourrait être résolu simplement en considérant certains phénomènes, dont l'effet de rétroaction dû à la condensation de la matière baryonique au sein des halos sombres qui aurait pour effet de rendre moins abrupte la pente de la distribution de masse des halos sombres (Oh et al., 2010; Famaey & McGaugh, 2013).

Une fois la masse des composantes stellaires et gazeuses obtenue, on calcule la vitesse de rotation que cette masse provoquerait à l'aide des équations présentées plus haut. Cette vitesse n'est *pas* la vitesse de rotation réelle du disque ou du gaz mais représente la fraction du potentiel gravitationnel qui peut être attribué à la masse du disque ou du gaz. D'après l'équation 4.3, l'addition des forces gravitationnelles en un point revient à une somme quadratique des vitesses dues au potentiel de chaque constituant. On peut l'exprimer alors :

$$v_{\text{tot}} = \sqrt{v_{\text{disque}}^2 + v_{\text{bulbe}}^2 + v_{\text{gaz}}^2 + v_{\text{halo}}^2} \quad (4.17)$$

On voit dans cette dernière équation que seule la composante gazeuse est déterminée avec certitude. Dans la plupart des études on essaie d'utiliser des galaxies de type tardif afin de pouvoir négliger l'apport du bulbe. Reste tout de même, en plus du halo, le disque stellaire dont nous n'avons qu'une connaissance partielle puisqu'il n'est pas possible de mesurer directement  $\Upsilon_*$ . Les paramètres libres sont alors au nombre de trois :  $\rho_0$  (la densité au centre du halo),  $r_c$  (le rayon de coeur du halo) et  $\Upsilon_*$  (le rapport masse-luminosité du disque stellaire), ce qui peut donner une multitude de solutions présentant un accord tout à fait acceptable avec les observations (van Albada et al., 1985; Bershady et al., 2010). Notons d'abord que plusieurs incertitudes peuvent entacher les observations et mener à une détermination erronée de ces paramètres. En particulier, une mauvaise évaluation de l'épaisseur du disque, une résolution spatiale trop faible des observations ou des

données limitées en rayon sont catastrophiques pour la qualité des données cinématiques (Blais-Ouellette et al., 1999; Dutton et al., 2005; de Blok et al., 2003). La dégénérescence de la décomposition disque-halo est telle que Bershady et al. ont montré que le choix de géométrie du halo peut mener à des  $\Upsilon_*$  différant d'un facteur aussi grand que 20 tout en reproduisant aussi bien les observations (voir la figure 4.5; Bershady et al., 2010). Puisqu'il est impossible de mesurer directement les paramètres du halo sombre, la seule solution pour résoudre le problème est de procéder à une détermination fiable du rapport masse-luminosité du disque stellaire.

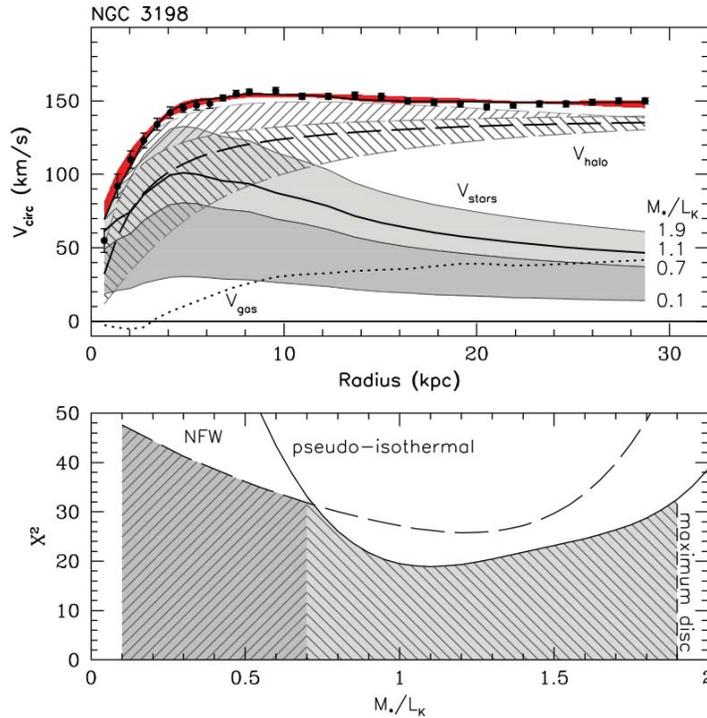


Figure 4.5 – Exemple de l'effet de la décomposition en masses des constituants pour un  $\Upsilon_*$  qui varie d'un facteur  $\approx 20$  en bande K, selon qu'on utilise un halo type NFW ou sphère pseudo-isotherme. Figure tirée de Bershady et al. (2010)

## 4.4 Disques stellaires

### 4.4.1 Structure de la composante stellaire dans les galaxies spirales

#### 4.4.1.1 Propriétés générales des étoiles

On ne peut appréhender la structure de la composante stellaire dans une galaxie sans considérer les propriétés générales des étoiles elles-mêmes. Compte tenu de l'objectif que nous poursuivons, c'est-à-dire d'arriver à caractériser la masse d'un ensemble d'étoiles à partir de mesures indirectes, l'étude des étoiles individuelles est la première étape vers un modèle de disque stellaire représentatif.

Les informations provenant des étoiles nous parviennent exclusivement de la lumière qu'elles émettent. Ceci n'empêche pas qu'il soit possible d'obtenir de l'information en abondance, la lumière émise dépendant directement de l'état physico-chimique de l'étoile. Les quantités telles que masse, rayon, température, etc. sont donc mesurées indirectement en utilisant le spectre provenant de l'étoile.

On classe les étoiles selon les caractéristiques de leur spectre : présence ou absence de certaines raies spectrales, largeur de ces raies, luminosité totale, température de surface. Depuis les années 1910, on représente la relation entre deux propriétés fondamentales des étoiles par un diagramme : la relation entre la température et la luminosité. Ce diagramme est dit d'Herzprung-Russell du nom de ses deux co-inventeurs, Ejnar Hertzsprung et Henry Russell. À l'origine, on traçait la magnitude en fonction du type spectral de l'étoile, mais de nos jours, la température de surface de l'étoile a remplacé le type spectral sur l'axe des abscisses de ce diagramme. De la magnitude, la luminosité est facilement accessible par la relation 4.10. De la même façon, la température est facilement accessible depuis l'indice de

couleur à l'aide de la loi de Planck (dite de rayonnement du corps noir) :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (4.18)$$

où  $B_\lambda$  est l'émissivité du corps,  $h$  est la constante de Planck,  $c$  est la vitesse de la lumière,  $k$  est la constante de Boltzmann,  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement émis et  $T$  est la température de ce corps. La figure 4.7 montre les spectres d'un corps noir à différentes températures. Sur ce même graphe, la bande passante des filtres U, B et V est montrée pour illustrer la relation entre les indices de couleur et la température. La figure 4.6 montre une représentation stylisée du diagramme Hertzsprung-Russel. Ce diagramme est un instantané d'une population stellaire au temps  $t$ . Par conséquent, certaines régions du diagramme correspondant à des états transitoires de la vie des étoiles sont très peu peuplées. En revanche, on voit nettement sur ce diagramme une ligne très densément peuplée : il s'agit de la série principale. Les étoiles y vivent l'essentiel de leur vie «normale». On voit tout de suite que la relation n'est pas tout à fait linéaire comme on s'y attendrait si la luminosité totale ne dépendait que de la température : c'est qu'un autre facteur intervient pour déterminer la puissance irradiée d'un corps noir : c'est la loi de Stefan-Boltzmann qui s'écrit :

$$L = A\sigma T^4 \quad (4.19)$$

où  $A$  est la surface de l'étoile et  $\sigma$  la constante de Boltzmann. C'est donc que le rayon ne croît pas, lui, de façon monotone avec la température. Non seulement c'est vrai pour les étoiles de la série principale, mais ça l'est d'autant plus pour ces populations qui sont complètement hors de la série principale et qui sont composées d'étoiles évoluées. C'est donc à dire que le problème est encore compliqué par le fait qu'il faille tenir compte des étoiles ayant quitté la série principale (voir figure 4.8).

Une étude des systèmes binaires permet de tracer la relation qui existe entre la

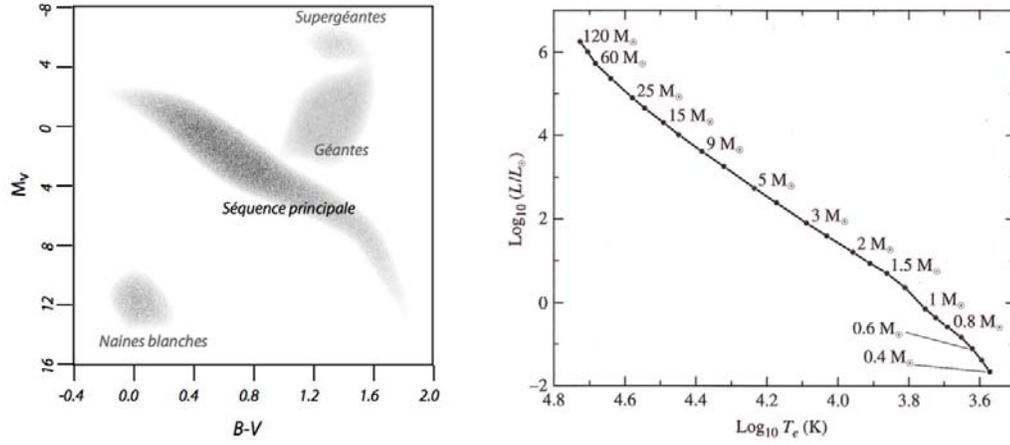


Figure 4.6 – *Panneau de gauche : représentation du diagramme HR. Panneau de droite : Position d'étoiles théoriques de masses différentes sur le diagramme HR. Figures adaptées ou tirées du Carroll & Ostlie (2006)*

masse et la luminosité totale d'une étoile sur la série principale. Cette relation est montrée à la figure 4.9.

Pour bien comprendre le problème, notez sur le graphe que la relation entre la masse et la luminosité n'est pas directement proportionnelle bien qu'elle soit linéaire sur une échelle logarithmique : par exemple, une étoile de  $10M_{\odot}$  n'émet pas 10 mais bien  $10\,000L_{\odot}$ . Qui plus est, même si cette relation était directement proportionnelle, rien ne garantirait l'unicité de la solution, plusieurs combinaisons différentes pouvant donner les mêmes luminosités et couleurs. Selon les modèles d'évolution stellaires, la relation entre la masse et la luminosité stellaire se décline comme suit (Bressan et al., 1993) :

$$\frac{L_{\text{MS}}}{L_{\odot}} \propto \begin{cases} 81(\mathcal{M}/M_{\odot})^{2.14}, & \mathcal{M} \geq 20M_{\odot} \\ 1.78(\mathcal{M}/M_{\odot})^{3.5}, & 2M_{\odot} < \mathcal{M} \leq 20M_{\odot} \\ 0.75(\mathcal{M}/M_{\odot})^{4.8}, & \mathcal{M} \leq 2M_{\odot} \end{cases} \quad (4.20)$$

Pour en arriver à calculer la masse d'une population d'étoiles en se fiant unique-

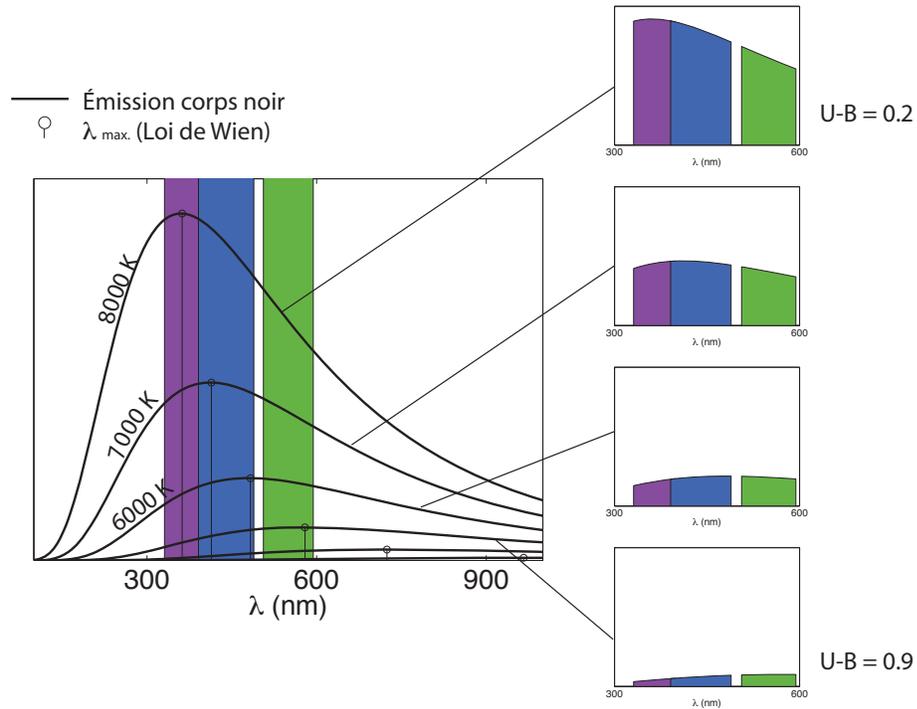


Figure 4.7 – Représentation de la loi de Planck pour l'émission d'un corps noir. La bande passante de trois filtres couramment utilisés en astronomie y est représentée en violet (bande U), bleu (bande B) et vert (bande V). L'intensité lumineuse totale passant à travers ces filtres est représentée par l'aire sous la courbe pour chacun des filtres. Les différentes températures du corps noir mènent à des indices de couleurs radicalement différents : par exemple, un corps à 2500K aura un  $U - B = 2$  alors qu'un corps à 20 000K aura  $B - V = -0.5$

ment sur la lumière qu'elle émet, il importe donc de tenir compte d'autres facteurs : la répartition des masses pour une population d'étoiles créée et l'historique de formation stellaire de la galaxie.

#### 4.4.1.2 Fonction de masse initiale

En s'effondrant, un nuage moléculaire se morcèlera en agrégats qui, en continuant de se contracter, deviendront des étoiles de diverses masses. La distribution

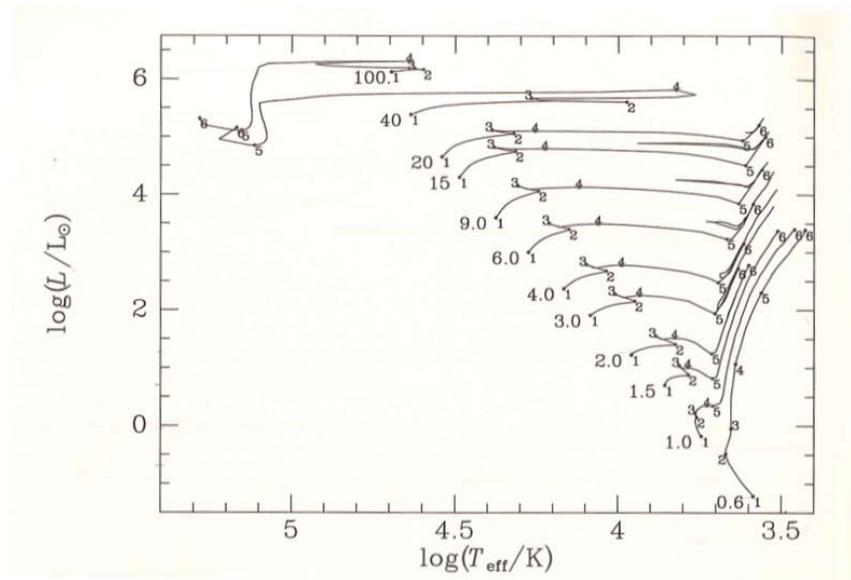


Figure 4.8 – Tracés d'évolution stellaire sur le diagramme température-luminosité. Figure tirée du Binney & Merrifield (1998)

du nombre d'étoiles dans un intervalle de masse donné répond à une fonction bien définie qu'on nomme fonction de masse initiale (FMI). La masse d'une étoile conditionnant son évolution, la forme exacte de cette FMI est primordiale pour l'étude de nombreux phénomènes en astronomie galactique et extra-galactique, comme par exemple l'abondance chimique des différentes parties de la galaxie, ou encore la mesure du taux de formation stellaire.

Le premier à proposer une relation pour exprimer ce phénomène est Salpeter dont la FMI prédit une abondance décroissant avec le logarithme de la masse des protoétoiles (Salpeter, 1955) :

$$\Phi(\log \mathcal{M}) = \frac{dN}{d \log \mathcal{M}} \propto \mathcal{M}^{-1.35} \quad (4.21)$$

Le nombre d'étoiles de faible masse créé lors d'un épisode de formation est donc

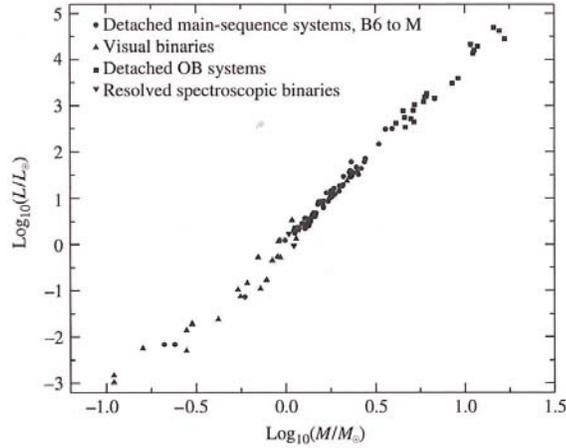


Figure 4.9 – Relation entre la masse et la luminosité d'étoiles de la série principale grâce à des études d'étoiles binaires. Figure tirée du Carroll & Ostlie (2006) d'après des données de Popper (1980)

de plusieurs ordres de grandeur supérieur à celui des étoiles de masse élevée. Les prescriptions modernes de l'IMF n'ont plus une pente unique pour définir toute la plage des masses possible. L'une des formes largement utilisées correspond à une fonction linéaire par morceau (en échelles logarithmiques) qui s'exprime ainsi (Kroupa et al., 1993) :

$$\Phi(\log \mathcal{M}) \propto \begin{cases} \mathcal{M}^{-1.7}, & 1\mathcal{M}_{\odot} < \mathcal{M} < 10\mathcal{M}_{\odot} \\ \mathcal{M}^{-1.2}, & 1\mathcal{M}_{\odot} < \mathcal{M} < 10\mathcal{M}_{\odot} \\ \mathcal{M}^{-0.3}, & \mathcal{M} < 0.5\mathcal{M}_{\odot} \end{cases} \quad (4.22)$$

On voit tout de suite dans cette équation que la fraction d'étoiles de masse élevée est encore plus faible que dans la relation classique de Salpeter. Il existe encore une autre expression de la FMI qui correspond à une fonction log-normale, c'est-à-dire que la distribution varie de façon gaussienne (toujours en échelle logarithmique)

autour d'une valeur moyenne (Miller & Scalo, 1979; Chabrier, 2003).

$$\Phi(\log \mathcal{M}) \propto e^{-\frac{(\log \mathcal{M} - \log \mathcal{M}_c)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.23)$$

Cette distribution trouverait sa justification dans le théorème centrale limite qui stipule que l'effet d'un grand nombre de variables indépendantes influençant un phénomène se combine toujours pour former une distribution gaussienne. La figure 4.10 montre ces différentes FMI.

La détermination de cette FMI se fait de façon observationnelle. Il s'agit simplement d'utiliser un amas<sup>2</sup> et d'en recenser la masse de chaque étoile. On peut pour ce faire se fier aux spectres individuels des étoiles d'un amas en s'assurant de l'appartenance réelle de chaque étoile à l'amas. Pour sonder l'extrémité «mas-

<sup>2</sup>Il faut utiliser un amas très jeune, la vie des étoiles les plus massives étant extrêmement courte

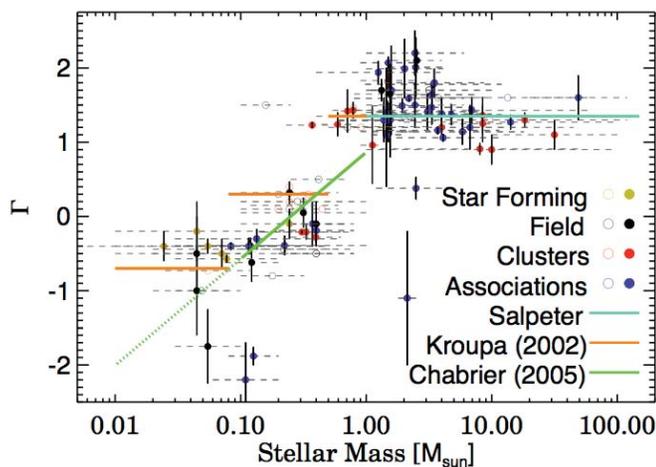


Figure 4.10 – *Comparaison des différentes FMI. C'est la pente de la relation logarithmique pour chaque FMI qui est représentée ici par une ligne. Les données expérimentales provenant des étoiles du champ et de régions de formation stellaires proches sont montrées par les points. Cette figure est tirée de l'article de revue de Bastian et al. (2010)*

sive» de la distribution, on peut aussi considérer l’amas entier —particulièrement lorsqu’il est assez éloigné pour qu’il soit difficile de résoudre les étoiles du centre— et mesurer le flux total de rayonnement ionisant provenant des étoiles chaudes et massives.

On peut aussi se baser sur les études d’évolution stellaire pour prédire la FMI, mais ces études sont compliquées par le fait qu’au moment de leur formation, avant même d’atteindre le stade de protoétoiles, les agrégats ne sont bien sûr pas en équilibre hydrostatique.

La question de l’universalité de la FMI reste ouverte aujourd’hui. Il n’y a aucune raison de penser qu’un nuage moléculaire se morcelle de la même façon peu importe les conditions initiales (taille totale du nuage protostellaire, opacité du milieu due à la composition chimique, rotation du nuage protostellaire, champs magnétiques, etc.) et les observations ne sont pas concluantes à ce sujet, particulièrement en ce qui a trait aux extrémités de la distribution (l’extrémité «massive» à cause de la rareté et la faible longévité de ses étoiles, et l’extrémité «légère» à cause du biais d’observation contre les étoiles de faible magnitude et du fait que ses étoiles se forment plus lentement que les étoiles massives). Une FMI variant avec les conditions initiales du nuage moléculaire serait d’un grand secours pour expliquer certains phénomènes (par exemple l’historique de formation stellaire exacte des galaxies de laquelle découle les gradients de métallicité, la couleur, etc).

Certains auteurs observent que la distribution de masse à la naissance reste la même peu importe les conditions (Calzetti et al., 2010; Bastian et al., 2010). En contrepartie, d’autres trouvent une FMI qui varie avec le taux de formation stellaire ou la taille totale de l’amas créé (Meurer et al., 2009; Weidner & Kroupa, 2006). Une partie du problème tient au fait que la FMI intervient dans le calcul d’une telle variété de caractéristiques qu’il est nécessaire de faire des suppositions sur la

FMI pour calculer la FMI. Ces études étant néanmoins récentes, la question n'est pas tranchée mais pourrait le devenir dans un futur proche.

#### 4.4.1.3 Taux et historique de formation stellaire

Le taux d'étoiles formées dans les galaxies à l'heure actuelle va d'environ  $0M_{\odot}/\text{an}$  pour les elliptiques géantes à environ  $20M_{\odot}/\text{an}$  pour les spirales riches en gaz. Il n'en a pas toujours été ainsi, certains épisodes de la vie des galaxies ayant vraisemblablement été plus pimentés que leur existence généralement tranquille d'aujourd'hui et on constate observationnellement que pour une masse donnée le taux de formation stellaire était environ 8 fois plus élevé à  $z=1$  et 30 fois plus élevé à  $z=2$  (Daddi et al., 2007). Le scénario de formation galactique accepté aujourd'hui combine des phases d'interactions violentes entre galaxies et une lente accrétion de gaz intergalactique venant réapprovisionner la composante gazeuse. Le halo se forme d'abord par attraction gravitationnelle, la matière sombre atteignant l'équilibre en se relaxant. Cette matière possède un moment cinétique dû aux effets de marée des agrégats de matière sombre les uns sur les autres (Fall & Efstathiou, 1980). Le gaz s'effondre alors sur la galaxie en s'échauffant et ce n'est qu'après s'être refroidi par processus radiatif qu'il s'établit en un disque qui croît de l'intérieur vers l'extérieur en formant des étoiles (van der Kruit & Freeman; Abadi et al., 2003). Parallèlement, une très grande partie de la masse baryonique des galaxies les plus petites provient probablement de l'accrétion de gaz froids organisés en filaments sans que celui-ci ne soit chauffé à la température d'équilibre (Kereš et al., 2009). On suppose que les disques formés ont le même moment cinétique spécifique que le halo et que le gaz se contracte d'un facteur d'env. 10, la masse du disque étant une fraction constante de celle du halo (Fall & Efstathiou, 1980; Mo et al., 1998). La densité de galaxies et donc de collisions entre celles-ci ne cesse de diminuer à mesure que l'univers se dilate. Ces collisions fréquentes dans le passé ont eu pour effet de fusionner des galaxies, leurs étoiles s'organisant alors en sphéroïdes où leurs

mouvements sont analogues à ceux des molécules d'un gaz parfait. L'organisation des types de galaxies dans les amas semblent corroborer cette hypothèse : les galaxies elliptiques occupent le centre de ces amas, particulièrement les plus denses ( $> 6 \text{ Mpc}^{-2}$ ), alors que les spirales de type tardif se retrouvent plus fréquemment à leurs abords (Dressler, 1980). Cette relation tend à s'estomper pour les amas de densité inférieure à  $1 \text{ Mpc}^{-2}$ . Entre les deux, les amas de densité intermédiaire ont une sur-densité de galaxies spirales de type précoces et de galaxies lenticulaires au centre (Goto et al., 2003).

Les gradients d'abondance chimique des galaxies spirales sont un indice en faveur du scénario de formation de l'intérieur vers l'extérieur, les parties intérieures du disque étant plus riches en métaux que les parties extérieures. On observe aussi que les galaxies les plus massives se sont formées il y a plus longtemps et se sont enrichies en métaux plus rapidement que les galaxies moins massives. Le halo diffus des galaxies se forme par des événements de fusion galactique, la composition chimique des étoiles variant selon que ces fusions soient plus ou moins récentes. Une grande partie de ces étoiles provient de la dissolution des amas globulaires et elles sont vieilles et pauvres en éléments lourds. Le bulbe, formé par des épisodes de fusion galactique et/ou par évolution séculaire de la galaxie, est constitué d'étoiles vieilles mais riches en métaux. Le disque mince quant à lui subit une formation stellaire continue et ses étoiles ont une distribution en âge très étendue, les étoiles les plus jeunes se trouvant principalement dans un disque extrêmement mince (Grebel, 2010). La figure 4.1 illustre la distribution des âges de chaque composante.

Le taux actuel de formation stellaire peut être mesuré par l'émission du flux de photons UV provenant des différentes régions d'une galaxie. Notons que cette mesure n'est pas indépendante des suppositions que l'on fait au sujet de la FMI, la fraction d'étoiles capable d'émettre des rayonnements ionisants différant selon la

distribution considérée. Il est donc difficile de découpler la quantité d'étoiles formées de la quantité d'étoiles formées *de masse suffisamment élevée pour produire des photons ionisants*.

Le taux de formation stellaire observé est lié à la densité surfacique du gaz dans la galaxie. Deux formes sont proposées pour tenir compte de cette réalité. La première est la relation de Schmidt-Kennicutt (Kennicutt, 1998)

$$\Sigma_{\text{SFR}} = 2.5 \times 10^{-4} \Sigma_{\text{gaz}}^{1.4} \quad (4.24)$$

et la seconde est proposée par Silk (Silk, 1997) :

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gas}} \cdot v(R)/R \quad (4.25)$$

Cette dernière relation suppose que la formation d'étoiles est déclenchée par le passage de l'onde de densité du disque mince.

Si on examine de nouveau les relations 4.18 et 4.20, on voit que les étoiles de la série principale qui sont massives sont aussi extrêmement lumineuses et d'une couleur bleuâtre. Leur durée de vie très limitée provoque le phénomène suivant : les populations très jeunes sont dominées par l'émission bleue provenant de ces étoiles, alors que les populations vieillissantes ne conservent sur la série principale que les étoiles de masse (et donc de luminosité et de température) moins élevée de couleur jaune ou rougeâtre. L'indice de couleur d'une population globale d'étoile peut donc nous renseigner sur son âge. Cette détermination est compliquée par deux facteurs : 1) les étoiles ayant quitté la série principale peuplent des régions du graphique où les étoiles ont une luminosité élevée mais relativement uniforme et une couleur rouge et 2) la formation stellaire n'est pas uniforme dans le temps.

Pour rendre compte des propriétés optiques globales d'une population d'étoiles,

on utilise des modèles d'évolution stellaire et des spectres-types réalistes en fonction de la masse des étoiles. Les travaux les plus largement utilisés en ce sens sont ceux de Bruzual et Charlot (Bruzual & Charlot, 2003; Bruzual A. & Charlot, 1993). Leurs modèles d'évolution stellaire suit la vie des étoiles de 10 000 ans à 20 milliards d'années, incluant les stades stellaires évolués (étoiles pulsantes, géantes, etc.) et tenant compte de métallicités qui vont de  $Z=0.0001$  à  $Z=0.1$  et des masses qui vont de  $0.6$  à  $120 M_{\odot}$  (IMF de Chabrier). À l'aide des trajets évolutifs et des bibliothèques de spectres d'observation, ils peuvent reproduire l'évolution spectrale d'une population donnée de  $91\text{\AA}$  à  $160 \mu\text{m}$  à résolution moyenne et de  $3200$  à  $9500 \text{\AA}$  à haute résolution ( $3\text{\AA}$ ). Ces études souffrent d'un problème de dégénérescence, plusieurs facteurs influençant la couleur et la luminosité de la population de la même façon : métallicité, âge, extinction par la poussière. Ces modèles peuvent être utilisés pour modéliser l'évolution galactique dans son ensemble (une seule zone sans considération pour les phénomènes qui varient avec le rayon).

## 4.5 Détermination de $\Upsilon_*$ dans les galaxies spirales

Les paragraphes suivants présentent quelques approches pour la décomposition de la courbe de rotation en ses différents constituants.

### 4.5.1 $\Upsilon_*$ du disque stellaire en tant que paramètre libre et disque maximum

Ces approches ne sont plus utilisées fréquemment aujourd'hui, mais il convient tout de même de les mentionner à cause de leur simplicité et de leur importance historique. Les premières études de cinématique laissaient tout bonnement varier le  $\Upsilon_*$  comme un paramètre libre parmi d'autres, générant les problèmes de dégénérescence discutés plus haut. L'approche du disque maximum quant à elle consiste à

calculer un  $\Upsilon_*$  qui maximise la contribution du disque stellaire (Carignan & Freeman, 1985; van Albada et al., 1985). Cette contribution est normalement la plus importante dans les régions intérieures de la galaxie —typiquement de l'ordre de  $V_{\text{maxdisque}}/V_{\text{max}} \approx 0.85$  jusqu'à environ deux longueurs d'échelle ( $\mathcal{R}_d$ ). Elle n'élimine toutefois en rien la nécessité de recourir à un halo sombre pour expliquer les vitesses à grand rayon de la galaxie. De plus, à partir du moment où on recourt à la matière sombre comme explication pour la masse manquante, rien ne justifie qu'on utilise le disque maximum en l'absence d'une détermination indépendante de  $\Upsilon_*$ .

#### 4.5.2 Approches basées sur la loi de Tully-Fisher et la synthèse de population

Certaines relations lient les propriétés des galaxies entre elles et sont valables pour toutes les galaxies, quel que soit leur type morphologique ou leur taille. La plus importante de ces lois est la loi de Tully-Fisher (TF), valide pour les galaxies possédant du gaz et qui lie leur luminosité intrinsèque à leur vitesse maximale de rotation (Tully & Fisher, 1977) :

$$L \propto v_{\text{max}}^4 \quad (4.26)$$

On utilise généralement cette relation en l'exprimant à l'aide des variables observables que sont la magnitude absolue de la galaxie ( $M$ ) et la largeur du profil de raie d'émission HI ( $W$ ) :

$$M \propto -\log W \quad (4.27)$$

Cette relation est très pratique car elle permet de retrouver la luminosité intrinsèque d'une galaxie dont on ne pourrait normalement pas résoudre des indicateurs de distance primaires comme les céphéïdes. C'est par la mesure de la vitesse de rotation, réalisée relativement facilement même à grande distance, qu'on peut

utiliser cette relation pour étendre considérablement l'échelle de distances extragalactiques.

Les astronomes ont vite soupçonné que ce qui liait vraiment la luminosité à la vitesse maximale de rotation était vraisemblablement la masse, d'autant plus que la pente de la relation et son ordonnée à l'origine varient selon la bande dans laquelle la luminosité est mesurée. Par ailleurs, McGaugh et al. ont évalué cette relation pour un très grand échantillon de galaxies (couvrant 5 magnitudes de masse) et ont constaté que la relation ne tenait que si l'on considérait l'entièreté de la masse baryonique de la galaxie (McGaugh et al., 2000). Ce résultat tend aussi à confirmer que la masse baryonique est proportionnelle à la masse totale de la galaxie. Il faut noter toutefois que ces analyses ont été faites en utilisant des  $\Upsilon_*$  identiques pour toutes les galaxies et définis par les indices de couleur et l'historique de formation stellaire. Bell & de Jong (2001) ont alors cherché à trouver un estimé plus réaliste de ces  $\Upsilon_*$  en utilisant des modèles d'évolution galactique comprenant un taux de formation stellaire dépendant de la densité surfacique de gaz, des modèles réalistes d'évolution stellaire et une FMI de Salpeter modifiée. Ils ont exploré différents modèles (boîte fermée, apport de gaz, expulsion de gaz, formation stellaire dépendant du temps ou par vagues, différentes époques de formation de la galaxie) pour en arriver à des valeurs de  $\Upsilon_*$  dépendant de l'indice de couleur de la galaxie. Leurs résultats sont montrés à la figure 4.11. Ils constatent que la pente de cette relation ne dépend que très faiblement de l'IMF utilisée mais que l'ordonnée à l'origine, elle, varie.

Stark et al. (2009) ont utilisé des galaxies riches en gaz (principalement des naines et des galaxies à faible brillance de surface) pour calibrer la relation de Tully-Fisher pour la masse baryonique (TFB). Ils se sont basés eux aussi sur des modèles de synthèse de population stellaire pour fixer leur  $\Upsilon_*$  en fonction de l'indice de couleur. Ils ont toutefois franchi une étape de plus que McGaugh et al. (2000) en

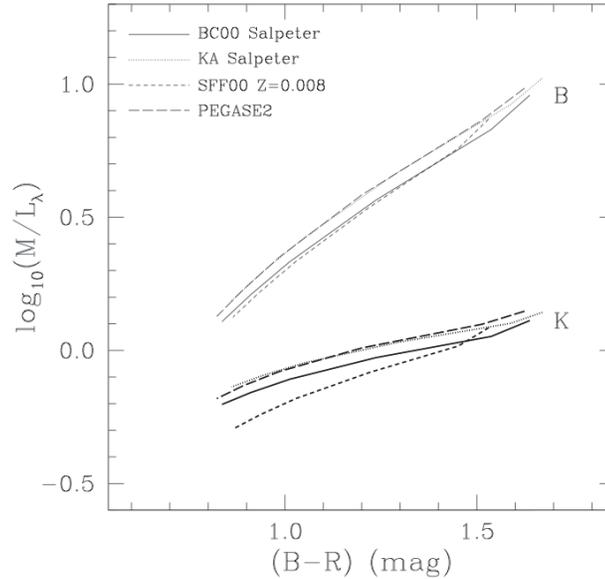


Figure 4.11 – Comparaison des relations couleur- $\Upsilon_*$  pour différents modèles. Les courbes en trait fin sont pour  $M/L_B$  et les courbes en trait gras pour  $M/L_K$ . Tiré de Bell & de Jong (2000, 2001)

recalculant une relation couleur- $\Upsilon_*$  à partir de la TFB. Ils ont donc pu comparer leurs résultats à ceux obtenus par simple synthèse de population et trouvent un excellent accord. Cette relation n'est toutefois pas pleinement indépendante des  $\Upsilon_*$  utilisés en premier lieu pour calibrer la TFB.

D'autres travaux, effectués par Courteau et Rix, utilisent plutôt la dispersion autour de la relation de Tully-Fisher pour adopter une nouvelle prescription de pondération du disque pour les modèles de masse. En utilisant la relation 4.6, ils ont vérifié l'effet de la variation du paramètre d'échelle du disque sur la rotation maximale (pour une masse du disque fixe) et en ont déduit qu'il était impossible que cela corresponde à un disque maximal, trouvant plutôt une valeur générique de  $V_{\text{maxdisque}} \approx 0.6V_{\text{total}}$  (Courteau & Rix, 1999).

### 4.5.3 Approche basée sur la dispersion des vitesses

Il existe une approche qui permet de mesurer directement le rapport  $\Upsilon_*$ , mais elle est difficile à appliquer. Il s'agit de mesurer la dispersion des vitesses radiale et verticale d'une galaxie. Elle repose sur le fait que la dispersion radiale des vitesses est proportionnelle au produit  $\sqrt{\Upsilon_*} \cdot (\sigma_R/\sigma_z)$ , où le rapport entre les dispersions verticale et radiale des vitesses est supposé constant. Avec cette méthode, Kregel et al. trouvent des valeurs d' $\Upsilon_*$  variant peu dans un échantillon de galaxies vues par la tranche (Kregel et al., 2005). Ils arrivent à des valeurs d' $\Upsilon_*$  se situant entre 0.5 et 2 (Kregel et al., 2005).

### 4.5.4 Méthode chimio-spectrophotométrique

Il s'agit d'une méthode d'évolution chimique multi-zones tenant compte de l'effet des processus dynamiques et comprenant le calcul des propriétés photométriques des galaxies modélisées. C'est cette méthode qui a été employée dans les travaux qui font l'objet du chapitre suivant. On peut en retrouver les détails dans les articles suivants : Boissier & Prantzos (1999, 2000) ; les modèles seront ci-après dénommés respectivement BP99 et BP00. Ce modèle considère la galaxie comme une collection d'anneaux concentriques évoluant indépendamment les uns des autres (c'est-à-dire qu'ils ne considèrent pas que la matière puisse migrer d'un anneau à l'autre) pour lesquels les équations d'évolution chimique sont résolues numériquement. Dans ce modèle, on considère que l'enrichissement chimique dû à l'évolution stellaire est uniforme pour un anneau. L'enrichissement est causé par la libération au cours des stades évolués d'une étoile d'éléments produits dans la chaudière stellaire pendant toute sa vie (cette libération peut être due à une supernovae ou une nébuleuse planétaire selon la masse de l'étoile). Cet enrichissement est donc considéré dans ce modèle comme augmentant avec la masse d'une étoile (l'efficacité des réactions produisant des éléments lourds et la masse gazeuse relâchée dépendent toutes deux de la masse initiale de l'étoile). Le reste de la masse est prisonnier des cadavres

stellaires (dont la masse dépend encore de la masse de l'étoile initiale). Le taux de supernovae de type II est calculé :

$$\text{SNII}(t) = \Sigma_{\text{SFR}}(t) \int_{\mathcal{M}_{\text{SNII}}}^{100\mathcal{M}_{\odot}} \Phi(\mathcal{M})d\mathcal{M} \quad (4.28)$$

L'espérance de vie des étoiles est fixé d'après les travaux du groupe de Genève. La FMI utilisée (de laquelle dépend plusieurs quantités calculées ici) est conforme aux prescriptions de Kroupa, Tout et Gilmore (voyez la relation 4.22 Kroupa et al., 1993). Le taux de formation stellaire est une combinaison des approches de Kennicutt et de Wyse et Silk (Kennicutt, 1998; Silk, 1997) :

$$\Psi(t, \mathcal{R}) = \alpha \Sigma_g(t, R)^{1.5} \frac{v(R)}{R} \quad (4.29)$$

Un taux d'accrétion continu de gaz extra-galactique non-enrichi est considéré qui prend la forme d'une normalisation :

$$\Sigma_g(\mathcal{R}) = \Sigma_0 \int_0^T e^{\tau(\mathcal{R}) \frac{R}{R_d}} dt \quad (4.30)$$

où  $\Sigma_g(\mathcal{R})$  est la densité surfacique de matière qu'on retrouve aujourd'hui dans la Voie Lactée,  $\tau(\mathcal{R})$  est un temps d'échelle qui dépend du rayon et le temps  $T$  est l'âge du disque. Les propriétés photométriques d'un tel système sont calculées pour chaque anneau de la façon suivante :

$$L_{\lambda}(t) = \int_t \int_{\mathcal{M}} \Psi(t') \Phi(\mathcal{M}) l_{\lambda}(\mathcal{M}, (t - t'), Z(t')) d\mathcal{M} dt' \quad (4.31)$$

où  $l_{\lambda}(\mathcal{M}, (t - t'), Z(t'))$  est le spectre d'une étoile de masse  $\mathcal{M}$  et de métallicité  $Z$ . Cette équation représente la somme des spectres de toutes les étoiles émettant encore de la lumière au temps  $t$ .

Ces calculs ont été calibrés sur les propriétés locales de la Voie Lactée (on normalise les fonctions telles que dans l'équation 4.30). Une fois ce modèle établi, on utilise le principe de mise à l'échelle des disques tel qu'énoncé par Fall & Efstathiou (1980); Mo et al. (1998). Ce principe suppose que les propriétés d'une galaxie dépendent de la masse et du moment cinétique du halo sombre au moment de la formation du disque. On peut alors utiliser ces paramètres pour faire une mise à l'échelle des propriétés calculées dans le cadre des modèles d'évolution multizone. Les paramètres caractérisant le halo sont le paramètre de spin ( $\lambda = J|E|^{1/2}/GM^{5/2}$ ) et la vitesse circulaire maximale du disque ( $V_c$ ), où  $E$  est l'énergie du halo,  $M$  sa masse et  $J$  son moment cinétique. Les modèles tirés de Boissier & Prantzos (2000) supposent un halo de forme sphère isotherme et les relations de mise à l'échelle des différentes quantités sont les suivantes :

$$\frac{R_d}{R_{dVL}} = \frac{\lambda}{\lambda_{VL}} \frac{V_c}{V_{cVL}} \quad (4.32)$$

et

$$\frac{\Sigma_0}{\Sigma_{0VL}} = \left( \frac{\lambda}{\lambda_{VL}} \right)^{-2} \frac{V_c}{V_{cVL}} \quad (4.33)$$

tous les autres calculs dépendent de ceux-là. Les valeurs adoptées pour la Voie Lactée sont  $\lambda = 0.03$  et  $V_c = 220$  km/s. Des modèles couvrant des valeurs  $V_c = 80, 150, 220, 290, 360$  km/s et  $\lambda = 0.01, 0.03, 0.05, 0.07, 0.09$  ont été produits par Boissier et Prantzos.

D'autres études similaires existent déjà et il sera utile de comparer les résultats obtenus par cette méthode avec, par exemple, ceux de Portinari & Salucci (2009). Ceux-ci ont utilisé des modèles chimio-spectrophotométriques similaires et ont effectué une étude théorique sur les paramètres du halo sombre de l'effet d'un  $\Upsilon_*$  variant avec le rayon. La différence, c'est que l'étude est faite ici sur des galaxies réelles. Muñoz-Mateos et al. ont étudié les propriétés des galaxies de l'échantillon

SINGS en relation avec les modèles de Boissier et Prantzos dans le but, entre autres, de modéliser la poussière et l'évolution de la composante stellaire dans cet échantillon de galaxies (Muñoz-Mateos et al., 2009b,a, 2011). Ils ont calibré de façon très uniforme la photométrie des bandes UBVRI (ugriz) JHK IRAC1 et IRAC2 et l'ont corrigée pour l'extinction interne des galaxies due à l'effet de la poussière selon leur inclinaison. Ils ont mis au point des routines pour l'identification des modèles les plus représentatifs de la photométrie de chaque bande. Nous avons choisi parmi leur échantillon les galaxies dont l'accord entre les modèles BP00 et la photométrie était bon, dont le bulbe était négligeable et pour lesquelles nous possédions des données cinématiques de qualité en H $\alpha$  et en HI . Les données HI proviennent du relevé THINGS (Walter et al., 2008).

Les modèles BP00 prédisent — entre autres choses — la photométrie dans toutes les bandes ainsi que les densités surfaciques de gaz et d'étoiles. Ces quantités étant connues, le calcul de  $\Upsilon_*$  devient simplement :

$$\Upsilon_{*X} = \frac{\Sigma_{*model}}{\Sigma_{*photo\ model\ X}} \quad (4.34)$$

où  $\Sigma_{*model}$  provient directement des modèles BP00 et  $\Sigma_{*photo\ model\ X}$  est calculé à partir de la photométrie prédite par les modèles utilisée dans l'équation 4.12. Ce  $\Upsilon_*$  est ensuite utilisé pour pondérer le  $\Sigma_{*photo\ X}$  (calculé à partir de la photométrie observée de la galaxie dans une bande X) :

$$\Sigma_*(R) = \Upsilon_{*X}(R)\Sigma_{*photo\ X}(R) \quad (4.35)$$

Le profil de densité surfacique peut ensuite être converti en vitesses par les tâches du package ROTMOD du logiciel GIPSY (van der Hulst et al., 1992; Vogelaar & Terlouw, 2001). Ce même logiciel permet les ajustements (par la méthode des moindres carrés) à l'équation 4.17 des paramètres d'un halo sombre qui peut être

défini par l'utilisateur ou tiré de la bibliothèque de base.

## 4.6 Sommaire

La question de la contribution des disques stellaires à la cinématique des galaxies n'est pas sans importance puisqu'elle a un impact direct sur la forme et l'importance relative des halos de matière sombre associés à ces galaxies. L'incertitude entachant l'évaluation de  $\Upsilon_*$  entraîne des variations gênantes dans la détermination des paramètres de ces derniers, qui peuvent alors prendre des valeurs radicalement différentes pour une même galaxie selon les suppositions de départ qui ont été faites.

Le problème n'est pas simple puisqu'il faut tenir compte de l'évolution des étoiles individuelles en relation avec l'évolution globale de la galaxie et des phénomènes chimiques et physiques qui la gouvernent. Plusieurs méthodes existent afin de déterminer  $\Upsilon_*$  de façon empirique ou par justifications physiques. C'est cette dernière qui nous semble la plus appropriée et la méthode que nous avons retenue est issue de modèles d'évolution chimio-spectrophotométrique de galaxies nous fournissant toutes les données nécessaires au calcul de  $\Upsilon_*$  de galaxies modèles. Les propriétés spectrophotométriques de leurs disques peuvent être confrontées à celles de galaxies réelles afin de trouver le modèle représentant les galaxies particulières.

Au chapitre 5, je présenterai les résultats de l'évaluation des propriétés des disques et des  $\Upsilon_*$  ainsi trouvés en relation avec les études déjà publiées et mentionnées plus haut. Je modéliserai également les halos sombres des galaxies en utilisant une sphère pseudo-isotherme et je mettrai en relation les paramètres du halo ainsi trouvé avec les  $\lambda$  et  $V_c$  de la sphère isotherme utilisée pour réaliser la mise à l'échelle dans les modèles BP00.

## CHAPITRE 5

---

# ARTICLE SUR LES MODÈLES DE MASSE D'UN SOUS-ÉCHANTILLON DE L'ÉTUDE SINGS

---

### 5.1 *Résumé de l'article*

L'article qui suit présente de nouveaux modèles de masse de galaxies de l'échantillon SINGS. Le but de ces travaux était de lever l'indétermination due à la méconnaissance de la contribution exacte du disque à la cinématique de la galaxie. Cette nouvelle façon de faire repose sur une justification physique du rapport M/L du disque ( $\Upsilon_*$ ) à tous rayons plutôt qu'une évaluation globale pour toute la galaxie ou encore une variation libre de ce paramètre dans les modèles de masse. Ce sont des modèles d'évolution chimio-spectrophotométrique de galaxies qui ont permis de fixer l' $\Upsilon_*$  des galaxies considérées.

Le problème posé par la détermination de ce paramètre est connu depuis longtemps et entraîne ce qu'on appelle la dégénérescence disque-halo : le nombre de paramètres libres des modèles de masse classique, c'est-à-dire pour lesquels on laisse  $\Upsilon_*$  varier, mène à des valeurs pouvant aller de  $\Upsilon_* \sim 0$  à  $\Upsilon_* \sim \Upsilon_*^{Max}$  pour une même galaxie, tout en permettant une modélisation tout à fait satisfaisante des données d'observations. Plusieurs indices suggèrent en outre que la population stellaire d'une galaxie diffère du centre à sa périphérie. C'est donc pour cette raison qu'il apparaît nécessaire de tenir compte de cette variation en attribuant à chaque rayon un  $\Upsilon_*$  qui lui est propre.

Les modèles utilisés ici pour fixer le  $\Upsilon_*$  sont des modèles d'évolution chimique d'une galaxie calculés en considérant des anneaux concentriques évoluant indépen-

demment les uns des autres. On y suppose une chute continue de gaz originel et les ingrédients physiques suivants y sont inclus : un taux de formation stellaire dépendant de la densité locale de gaz et de la vitesse de rotation de la galaxie, des masses d'étoiles formées adoptant une certaine fonction de masse initiale et un enrichissement métallique du milieu interstellaire par les phase tardives d'évolution stellaire. Les résultats d'évolution de ces modèles sont combinés à des catalogues de spectres et de trajectoires d'évolution stellaire afin de reproduire le spectre composite de la population stellaire à tout rayon. Les résultats de ce modèles ont été calibrées sur les propriétés de la Voie Lactée et la validité des relations contre-vérifiée sur un échantillon de galaxies proches.

Les propriétés des galaxies peuvent être mises à l'échelle pour tenir compte de l'effet de la germination de la galaxie au sein de halos plus ou moins massifs. Les paramètres  $\lambda$  (le spin du halo) et  $v_c$  (sa vitesse de rotation maximale) sont alors utilisés comme ingrédients du modèle d'évolution. On obtient donc une grille de modèles dont toutes les propriétés physiques sont connues, notamment la photométrie dans toutes les bandes ainsi que la densité de masse surfacique, ce qui suffit pour nous permettre de calculer le  $\Upsilon_*$  pour chacune des bandes de chaque modèle. Une fois cette opération réalisée, il s'agit de déterminer quel modèle convient le mieux pour représenter la galaxie en trouvant parmi la grille celui dont les propriétés photométriques ressemblent le plus à à celles de la galaxie étudiée.

Le  $\Upsilon_*$  est alors utilisé afin de calculer la densité de masse surfacique de chacune des bandes, qui sont par la suite combinées et dont la médiane est utilisée pour réaliser les modèles de masse.

L'identification des modèles à utiliser pour chaque galaxie a en partie été effectuée par J. C. Munoz qui a également publié les données de photométrie corrigées

pour l'extinction par le MIS des galaxies SINGS utilisées ici. Nous avons dû déterminer nous-mêmes ces paramètres dans la moitié des cas, c'est-à-dire ceux où nous avons utilisé des distances différentes de l'article publié par Muñoz et lorsque nous avons procédé à la décomposition du profil en composantes du bulbe et du disque, de même que pour la galaxie naine DDO154 pour laquelle une grille de modèles spéciaux a été calculée.

Un sous-ensemble de l'échantillon SINGS a été utilisé pour effectuer les modèles de masse, les données de photométrie et cinématique étant disponibles (NGC 925, NGC 2403, NGC 3198, NGC 3621, NGC 4254, NGC 4321, NGC 4569, NGC 5055, NGC 7793 et DDO 154). Deux modèles de masse ont été réalisés pour chaque galaxie : un modèle classique où le  $\Upsilon_*$  était considéré comme un paramètre libre, et un modèle dont la masse du disque était déterminée par les grilles de modèles d'évolution chimio-spectrophotométrique (chemospectrophotometric evolution — CSPE), laissant comme seuls paramètres libres ceux du halo sombre.

Voici un sommaire des principaux résultats obtenus et des conclusions que l'on peut en tirer :

- Les résultats que nous avons obtenus montrent, pour une galaxie donnée, des disques de masse très semblables entre elles peu importe la bande photométrique utilisée. Les  $\Upsilon_*$  obtenus sont déterminés par des motivations physiques et varient radialement.
- Les disques obtenus peuvent être considérés comme maximaux. On adopte ici la définition première de disque maximaux, c'est-à-dire que la contribution du disque à la vitesse de rotation ne peut dépasser à aucun rayon la vitesse de rotation observée (et non pas le critère de Sackett  $V_{disque,max} = 0,85V_{obs,max}$ ). Cette maximalité des disques aux rayons internes de la galaxie provient du fait que les  $\Upsilon_*$  sont plus élevés au centre qu'en périphérie pour la plupart des

bandes et des galaxies.

- En utilisant cette méthode, nous avons pu constater que certaines particularités des galaxies ne pouvaient plus être ignorées : les bulbes et les barres. Il convient donc de faire les corrections qui s'imposent dans de telles situations : décomposition du profil de luminosité en composantes du bulbe et du disque et modélisation des effets de la barre pour corriger la courbe de rotation.
- La relation entre indice de couleurs- $\Upsilon_*$  est un outil imparfait pour déterminer de façon non ambiguë le  $\Upsilon_*$  du disque à cause de la dégénérescence affectant la relation à faible indice de couleur.
- Les bandes IRAC de l'infrarouge proche ne varient que très peu radialement, en accord avec ce qui a déjà été reporté dans la littérature. Ces bandes conviennent donc pour procéder à la modélisation de la masse du disque si aucun autre outil n'est disponible.
- Les modèles CSPE conviennent pour représenter le cas de galaxies naines.

Quelques améliorations pourraient être apportées à cette méthode, notamment l'inclusion du transport radial entre les différents anneaux concentriques de la galaxie dans les modèles CSP et la considération d'une FMI non-universelle s'il s'avérait que celle-ci change selon l'environnement. La méthode reproduit néanmoins de façon convaincante nombre de propriétés des galaxies proches.

La prochaine étape logique de cette démarche serait de poursuivre les travaux en utilisant directement les données des cartes 2D produites par les spectromètres imageurs modernes afin de tirer pleinement avantage de ces instruments dans le traitement des effets non-circulaires. Il serait également intéressant d'établir la validité de ces modèles CSP pour les composants sphéroïdaux des galaxies.

**Contribution à l'article :** Je suis la principale auteure de l'article dont il est question ici. J'ai effectué les travaux visant à calculer le  $\Upsilon_*$  de chacun des modèles, et réalisé les modèles de masse des galaxies SINGS dont les données de photométrie

et de cinématique étaient déjà offertes au public. Les résultats des modèles d'évolution galactique m'ont été fournis par Samuel Boissier qui m'a en outre aidé à en interpréter les conséquences et les limites. Juan Carlos Mateos Muñoz m'a fourni des pistes de départ pour trouver les paramètres des modèles correspondant à la photométrie des galaxies réelles. Philippe Amram, Olivier Hernandez et Claude Carignan m'ont aidée dans la rédaction de l'article, notamment pour la mise en contexte historique.

**Originalité du travail :** Des modèles de masse ont déjà été effectués avec une évaluation de  $\Upsilon_*$  du disque provenant de méthode physiques (par la relation  $\Upsilon_*$ -indice de couleur). Toutefois, c'est, à notre connaissance, la première fois que des galaxies réelles sont modélisées à l'aide d'un disque dont le  $\Upsilon_*$  est déterminé par des méthodes chimio-spectrophotométriques à tout rayon et pour chaque galaxie individuellement.

La suite de ce chapitre reproduit l'article *A galactic weigh-in : mass models of SINGS galaxies using chemospectrophotometric galactic evolution models* tel que paru dans l'*Astrophysical Journal*, vol. 773, p.173. Toutes les références bibliographiques s'y trouvent, et je n'ai pas voulu alourdir le présent résumé en les répétant ici.

## 5.2 Article paru dans l’Astrophysical Journal

### A galactic weigh-in: mass models of SINGS galaxies using chemospectrophotometric galactic evolution models

**M.-M. de Denus-Baillargeon and O. Hernandez**

Laboratoire d’astrophysique expérimentale, Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128, succ. Centre-Ville, H3C 3J7, Canada

**S. Boissier and P. Amram**

Université Aix-Marseille, CNRS, Laboratoire d’astrophysique de Marseille, UMR 7326, 13388, Marseille, France

**C. Carignan**

Dept. of Astronomy, University of Cape Town, Rondebisch 7701, South Africa  
Observatoire d’astrophysique de l’Université de Ouagadougou, B.P. 7021,  
Ouagadougou 03, Burkina Faso

The baryonic mass-to-light ratio ( $\Upsilon_*$ ) used to perform the photometry-to-mass conversion has a tremendous influence on the measurement of the baryonic content and distribution, as well as on the determination of the dark halo parameters. Since numerous clues hint at an inside-out formation process for galaxies, a radius-dependant  $\Upsilon_*$  is needed to physically represent the radially varying stellar population. In this article, we use chemo-spectrophotometric galactic evolution (CSPE) models to determine  $\Upsilon_*$  for a wide range of masses and sizes in the scenario of an inside-out formation process by gas accretion. We apply our method on a SINGS subsample of ten spiral and dwarf galaxies for stellar bands covering from the UV to the MIR. The CSPE models prove to be a good tool to weight the different photometric bands in order to obtain consistent stellar discs’ masses regardless of the spectral band used. On the other hand, we show that colour index vs.  $\Upsilon_*$  relation is an imperfect tool to assign masses to young stellar populations because of the degeneracy affecting  $\Upsilon_*$  in all bands at low colour index. Resulting discs from our analysis are compatible with the maximum disc hypothesis provided that adequate bulge/disc decomposition

is performed and correction for the presence of a bar is not neglected since it disturbs the internal disc kinematics. Disc-mass models including  $\Upsilon_*$  as a free parameter as well as models using our physically motivated radial variation of  $\Upsilon_*$  are presented and discussed for each galaxy.

galaxies: individual (SINGS), galaxies: kinematics and dynamics, galaxies: stellar contents

### 5.2.1 Introduction

The question of the exact contribution of the stellar disc to the overall galaxy kinematics is a long-acknowledged problem that has received a lot of attention for as long as the mass models themselves, starting with the first determination of the mass of the Andromeda galaxy. Oepik (1922) then used its rotational velocity and assumed that its stellar mass is proportional to its total luminous emission. The introduction of inhomogeneous ellipsoids to account for the different galactic populations by Perek (1948); Kuzmin (1952); Schmidt (1956) allowed modelling of the radial mass distribution. A step forward was taken when de Vaucouleurs (1953) established from photometric observations that the stellar surface density decreases exponentially with the radius. Despite the consequently expected keplerian decrease of the circular velocity with radius pioneer papers found a decrease much lower than keplerian (Rogstad, 1970; Roberts, 1975; Freeman, 1970; Rubin et al., 1978).

The extended flat HI rotation curves available only from the very late seventies led to the introduction of an additional component to model the rotation curve: the dark halo. This completely changed our vision of the mass distribution in spiral galaxies. The total radial mass distribution of spiral galaxies is broken up into several components: a disc consisting mostly of stars depending on a free parameter, the disc mass-to-light ratio ( $\Upsilon_*$ ), plus eventually a bulge depending on another

free parameter (the bulge mass-to-light ratio  $\Upsilon_{B\star}$ ); an HI+He disc which does not contain any free parameter (the helium fraction not being a free parameter) and a halo, generally spheroidal, which contains the dark matter and should be described by (at least) two free parameters. In order to convert the surface brightness photometry of a galactic disc into a radial density profile, an estimation of  $\Upsilon_{\star}$  has to be assumed to account for the disc being composed of billions of stars of masses, ages and metallicities different from our Sun’s. This directly raises the question of disc-halo degeneracy that consists in balancing the respective contributions of the disc and halo. Using *ad hoc* parameters, the disc mass-to-light ratio might range anywhere from  $\Upsilon_{\star} \simeq 0$  (the minimum disc hypothesis valuable for low surface brightness spirals or dwarfs) to  $\Upsilon_{\star} = \Upsilon_{\star}^{Max}$  (the maximum disc hypothesis applicable to bright early type spirals, e.g. van Albada et al., 1985). The solutions that maximized the disc were favoured by earlier authors (Carignan & Freeman, 1985; Bahcall & Casertano, 1985; Kent, 1986).

In the nineties, the first N-body simulations taking only the dark matter into account became available and they suggested that the dark halo density profiles were peaked in the inner region of the galaxies (cuspy distribution, e.g. Navarro et al., 1996), while the observations showed the opposite (core distribution, e.g. Blais-Ouellette et al., 2001; de Blok et al., 2001). More recent simulations reveal that the slope keeps getting shallower towards small radii (Navarro et al., 2004; Hayashi et al., 2004). In the mean time, different authors (e.g. Blais-Ouellette et al., 2004; Dutton et al., 2005; Bershady et al., 2010) have shown that the indetermination arising from the photometry-to-mass conversion of the stellar disc can lead to differences of up to a factor of 20 in the mass of the dark halo thus inferred, and hampers the fixing of the exact shape of density profile of the dark matter halo (e.g. cusp vs. core controversy).

Our poor understanding of the baryonic processes involved in galaxy formation probably leads to this inconsistency between the predictions of the  $\Lambda$ CDM

theory and the observations. Physical processes like adiabatic compression have been invoked to contribute even further to the cuspy dark matter distribution. The dissipation of the disc, via infall of baryons, is thought to compress the dark halo distribution through adiabatic contraction (Blumenthal et al., 1986). Baryonic infall increases rotation velocity in the inner regions, thus the effect of adiabatic contraction of the halo by the disc is to steepen even more the cuspy distribution. On the other hand, without major change to the  $\Lambda$ CDM scenario, numerous authors introduced physical processes that might turn a cusp into a core-like feedback, dynamical friction, merging, spin segregation, halo triaxiality, bar-driven evolution, all effects that could reconcile the simulations with the observations. The effects of bars could be to radially redistribute the baryonic matter (Weinberg & Katz, 2002). Merging of cored dark matter haloes might change the dark matter distribution (Boylan-Kolchin & Ma, 2004; Dehnen, 2005). The dynamical friction of initially very steep cusp heated by subhaloes can convert them in shallower distributions (Romano-Díaz et al., 2009). Feedback might be responsible for baryonic blowouts and baryonic mass redistribution (Navarro et al., 1996; Burkert, 1995; Gelato & Sommer-Larsen, 1999). N-body + hydrodynamical simulations assuming the presence of CDM and a cosmological constant are now able to produce less steep dark matter density profile within the central kpc of dwarf galaxies in introducing strong outflows from supernovae which inhibits the bulge formation (Governato et al., 2010; Macciò et al., 2012; Governato et al., 2012).

If the mass of the disc was to be realistically calculated with the help of models based upon physical motivations, one over the three (or more) free parameters could be fixed and the task at hand reduced to the determination of the shape of the dark halo. The mass-to-light ratio  $\Upsilon_*$  may be constrained using arguments based on: dynamics (spiral structure and swing amplification, the flaring of the HI disc, bar formation, gas flow in disc along bars or spirals, velocity dispersion in face-on and edge on galaxies), stellar populations (colour- $\Upsilon_{*0}$  relation), deviations from

the Tully-Fischer relation and lensing. Unfortunately the problem is far from being unambiguously constrained by these different methods and they lead to different results.

In this paper we will focus on constraints from stellar populations by considering the evolution of the galactic stellar components and determining the collective properties of sets of stars (Bell & de Jong, 2000, 2001; Bruzual & Charlot, 2003). This approach is very promising since it should be fit to distinguish between all particular cases of stellar populations. Stellar populations differ amongst galaxies but also within them, numerous smoking guns such as radial differences in colours and metallicities pointing to the same direction: an inside-out formation process (Gebel, 2010). Using a constant  $\Upsilon_*$  would be equivalent to assuming a uniform stellar population throughout the galaxy. Any approach that would want to give a realistic weight to a stellar disc should take into account this radial variation and not only a global value. Some work has already been performed with that intent. Interesting work on this matter was carried out by Portinari & Salucci (2009) who analyzed the effects of radially varying  $\Upsilon_*$  on mass modelling of toy galaxies. Walter et al. (2008), Kassin et al. (2006) have also achieved interesting results with their use of colour- $\Upsilon_*$  to fix the contribution of their galactic discs to the overall mass distribution. We use in this paper galactic chemo-spectrophotometric evolution (CSPE) models to derive the  $\Upsilon_*$  for each galaxy of a SINGS subsample in up to twelve photometric bands. With the help of this stellar mass-to-light ratio, we then propose a realistic mass model including a disc compounded from photometric observations in wavelengths ranging from the UV to the mid-IR. Details of the CSPE models and methodology of the transformation of disc's photometry into corresponding mass is described in the following section (section 5.2.2.1).

The relation between the global characteristics of the CSPE models and the  $\Upsilon_*$  they produce are presented in the first part of section 5.2.3 while the second part

reports on the detailed mass modelling of NGC 2403 along with the main conclusions gathered from performing the same operation over nine other galaxies of the SINGS sample. We then analyse further our results in section 5.2.4 and discuss the limitations of our method. Results of the exact mass modelling of individual galaxies are presented as an appendix.

## 5.2.2 Methods

### 5.2.2.1 Stellar disc evolution models

Stellar surface density profiles are computed on the basis of full CSPE models described in detail in Boissier & Prantzos (1999, 2000, hereafter BP99 and BP00), with the most recent update and application to the SINGS galaxies in Muñoz-Mateos et al. (2011). These models will thus not be described in detail here; only a broad outline of them will be given in the following paragraph.

In the CSPE models, the chemical evolution is computed for each galaxy in concentric rings evolving independently. An infall of primordial gas is assumed, and a radial as well as temporal normalization is performed to account for different accretion histories of individual galaxies and an inside-out formation scheme.

The implementation of the star formation rate  $\Psi(\text{SFR})$  in the models is inspired from Kennicutt (1998) and Wyse & Silk (1989). It depends on the local gas density (usual Schmidt Law) and angular velocity that may be due to the spiral arms frequency or to dynamical aspects (see e.g. Boissier, 2013). The angular velocity input in the models is computed from a baryonic disc profile embedded in a pseudo-isothermal sphere. The newly formed stars are distributed along a multi-slope Kroupa-type power-law initial mass function (IMF). Two variants of this IMF are considered (equation 2 of Kroupa, 2001; Kroupa et al., 1993, hereafter K01 and KTG93). It has been verified that the exact shape of the input rotation curve, i.e.

using a NFW dark halo profile or even an experimental rotation curve does not affect strongly the overall chemical evolution. It is the absolute value of  $v_c$  that impacts the most the results, the slight radial variations in the input velocities being meaningless compared to the uncertainties related to other ingredients of the models such as star formation efficiency, yields of various chemical elements, etc.

Once the chemical evolution of the galaxy is solved, the spectrophotometric properties are computed using the Geneva group stellar evolution tracks (Charbonnel et al., 1996) and the Lejeune stellar spectra library (Lejeune et al., 1997), all being metallicity-dependent.

Assuming our own galaxy is typical, the model was calibrated using properties of the MW such as the local SFR, stellar and gas surface density, the disc scale-length, the abundance gradient, the stellar and gas profiles and the metallicity distribution of G-dwarfs (Boissier & Prantzos, 1999).

The model was generalized to all disc galaxies in BP00, following a cosmological framework of galaxy formation (Fall & Efstathiou, 1980; Mo et al., 1998). This context offers scaling relations with respect to those of the MW allowing to relate the disc properties to the dark matter halo in which the baryonic disc resides. A grid of models was thus built by varying the two parameters  $v_c$  and  $\lambda$  of a pseudo-isothermal sphere halo, where  $v_c$  is the maximal circular velocity of the disc and  $\lambda$  its spin parameter.

While the description above concerns the construction of a grid of theoretical models for the evolution of galaxies, the assignation of a given model to an observed galaxy can be made e.g. on the basis of multi-wavelength profiles (corrected for extinction). A  $\chi^2$  best-fit procedure was performed by Muñoz-Mateos et al. (2011, hereafter JCM11) to find the model best representing the photometry of the SINGS galaxies amongst a grid of simulations with  $\lambda = [0.020; 0.090]$  and  $v_c = [80; 360]$ . Using the preliminary results of the  $\chi^2$  fitting procedure of JCM11, as well as our own fitting procedure for some of the galaxies of our sample, we linearly inter-

polated the original grid to calculate all the physical quantities required for the calculus of the stellar mass to light ratio  $\Upsilon_*$ . The final haloes grid was refined to  $\Delta\lambda = 0.001$ ,  $\Delta v_c = 1$ . We used our own fitting procedure when the adopted distances were different from JCM11 and for galaxies that required breaking up in bulge and disc components.

Once a best model is chosen, it provides a mass-to-light ratio  $\Upsilon_*$  varying smoothly with radius. This  $\Upsilon_*$  is then interpolated to the radii of the observed galaxy and is used along with its luminosity to obtain its detailed surface density. The solar magnitudes used in this work to convert surface brightness of the galaxies into solar luminosities were drawn from Oh et al. (2008) for the IRAC bands, <http://mips.as.arizona.edu/~cnaw/sun.html> for the FUV and NUV bands and Blanton & Roweis (2007) for all the other bands in visible and near-IR.

The new disc’s surface density obtained by this method is converted to effective rotational velocity with the help of the task *rotmod* from the GIPSY package (van der Hulst et al., 1992; Vogelaar & Terlouw, 2001). Such discs will be referred to as “weighted discs” in the remainder of this paper. The disc adopted for mass modelling is the median surface density of discs in all bands ranging from the UV to the IR and then converted with *rotmod*. The highest and lowest surface densities at each radius are adopted as the upper and lower boundaries of the error on the disc.

Once the contribution of the stellar disc to the rotation curve has been fixed in this manner, it is possible to perform a mass modelling of the rotation curve with usual methods, but with a lower degree of freedom, and a physically motivated stellar disc.

### 5.2.2.2 The sample

In order to test the method presented in 5.2.2.1, we applied it to the galaxies listed in table 5.I. This list is a sub-set of the SINGS sample, a sample that no longer needs long introduction (Kennicutt et al., 2003). Its galaxies were chosen to cover the range of properties observed in nearby galaxies. The high-quality data gathered for the sample has been the object of an abundance of publications and is still the base for numerous projects (Walter et al., 2008; Muñoz-Mateos et al., 2009b; Dale & SINGS, 2011). We skimmed through the sample by applying three criteria: 1) as late-type as possible to avoid very prominent bulges 2) good quality of fit of the models to the photometry 3) inclination allowing for accurate determination of rotational velocity. The photometric data for those galaxies come from archives of the GALEX, 2MASS and SDSS surveys as reduced and corrected for extinction and published in Muñoz-Mateos et al. (2009b) and Muñoz-Mateos et al. (2009a), hereafter JCM09a,b. The kinematics data come from the SINGS  $H\alpha$  and THINGS HI studies respectively, except otherwise mentioned in table 5.I. Reduction processes are presented in Walter et al. (2008), Daigle et al. (2006) and Dicaire et al. (2008a).

## 5.2.3 Results

### 5.2.3.1 $\Upsilon_*$ of model galaxies

Figure 5.1 compares the  $\Upsilon_*$  of models including either KTG93 or K01 IMFs for fixed scaling parameters ( $\lambda = 0.03$  and  $v_c = 220$ ) and shows some slight differences in the radial behaviour and absolute value of  $\Upsilon_*$  in one IMF compared to the other, especially in the UV bands.

This effect is due to the shallower top-heavy end in the K01 IMF by which a larger number of massive stars are produced. Despite this difference, the results of

Table 5.1: SINGS Subsample used in this study

Name	Type <sup>a</sup>	Distance <sup>b</sup> Mpc	P.A (°)	Inclination (°)	$\lambda$ ( $10^{-2}$ )	Model parameters $v_c$ ( $km s^{-1}$ )	Distinctive feature
NGC 0925	SAB(s)d	9.3	282	58	9.5	152	Presence of a bar
NGC 2403	SAB(s)cd	3.2	307	58	5.1	116	Presence of a very small bar
NGC 3198	SB(rs)c	13.8	35	70	4.7	172	Presence of a bar
NGC 3621	SA(s)d	6.6	339	57	2.5	146	
NGC 4254	SA(s)c	17	35	30	2.8	240	<sup>cd</sup>
NGC 4321	SAB(s)bc	18	30	32	4.0	293	Prominent bulge and presence of a bar <sup>ef</sup>
NGC 4569	SAB(rs)ab	17	23	65	4.0	270	Prominent bulge and presence of a bar; gas depleted
NGC 5055	SA(rs)bc	10.1	285	57	3.0	250	Virgo cluster galaxy; starburst in the central kpc, LINER <sup>ghi</sup>
NGC 7793	Sa(s)d	3.9	278	49	3.9	101	
DDO 154	IB(s)m	4.3	35	44	7.7	32	Dwarf galaxy

<sup>a</sup>Classification are from the NED database (RC3 catalog, de Vaucouleurs, 1963)

<sup>b</sup>Distances are those adopted for the SINGS sample as in the works by Walter et al. (2008); Gil de Paz et al. (2007); Kennicutt et al. (2003)

<sup>c</sup>HI velocities from Guhathakurta et al. (1988)

<sup>d</sup>HI surface densities from Chung et al. (2009)

<sup>e</sup>HI velocities from Knapen et al. (1993)

<sup>f</sup>HI surface densities from Chung et al. (2009)

<sup>g</sup>HI velocities from Guhathakurta et al. (1988)

<sup>h</sup>HI surface densities from Chung et al. (2009)

<sup>i</sup>Special model for the evolution history of this particular galaxy

the two IMFs are very close to one another. This is due to the K01 models having a smaller fraction of mass trapped in the low mass remnants. That increases the amount of gas available for star formation, which in turn leads to a higher SFR through the evolution of the galaxy, compensating partially for the lower amount of stellar mass locked by generation. As has already been pointed out by Muñoz-Mateos et al. (2009b), the K01 IMF tends to slightly overestimate the UV fluxes of early-types spirals. Nevertheless, we will show in the following section that K01 models give better fits to the photometric data and more consistent results for weighting the stellar disc in all bands than KTG93 models.

The appearance of the  $\Upsilon_*$  profiles (fig. 5.1) is the direct consequence of the inside-out galaxy formation process: the  $\Upsilon_*$  is at its maximum at the centre of the galaxy and then decreases to the exterior due to the progressively younger stellar population and lower metallicities, which was shown for late-type spirals even when the colour gradients are relatively small (Carignan & Freeman, 1985). This tendency of increasing  $\Upsilon_*$  with age suffers one exception, though, from the infrared bands for a few parameters  $\lambda$  and  $v_c$  of the scaling haloes because evolved stellar stages, though transient, contribute enormously to the overall luminosity of a stellar population (Charlot & Bruzual, 1991). Larger variations are found at shorter wavelengths since their light is increasingly dominated by short-lived stars (Bruzual & Charlot, 2003; Boissier & Prantzos, 1999) that are found in larger proportion in galaxies outskirts. This is remarkable in the UV bands where a more than tenfold variation can be seen on figure 5.2 from centre to the  $R_{2.2d}$  radius.

The use of  $R_{2.2d}$  as determined in the IRAC1 bands links the variation of the  $\Upsilon_*$  to the underlying mass distribution rather than only the luminosity. Let us stress however that the models assume a continuous star formation. It thus does not represent an accurate picture of a star formation history that can be somewhat more

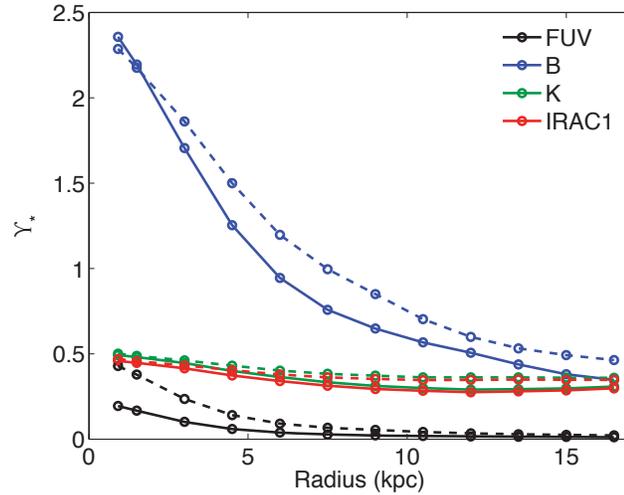


Figure 5.1: Comparison of the  $\Upsilon_*$  profile in NUV, B, K and IRAC1 bands for a model matching the parameters of the Milky Way:  $\lambda = 0.03$  and  $v_c = 220 \text{ km s}^{-1}$ . The model generated with a KTG93 IMF is represented in a dashed curve and in solid line is the K01 model.

eventful in particular galaxies and since it ignores the contribution of bulges and bars it passes over mechanisms that can influence greatly the exact composition of stellar populations (Kormendy & Kennicutt, 2004).

The scaling of the properties by different sizes and concentration factors of haloes influences the star forming histories of the resulting model galaxies by changing the accretion rate and velocities of the model galaxy, the SFR at a given radius depending directly on those two factors.

In JCM11, the authors point out in their figure 7 the relation between morphological type and the parameters of the scaling halo. As could be expected, the circular velocity differs with type, peaking for Sc galaxies. The  $\lambda$  parameter, on the other hand, shows no tendency whatsoever in the distribution except for maybe a larger dispersion for extremely late type galaxy. They stress that this tends to

confirm predictions of the  $\Lambda$ CDM paradigm that the angular momentum per unit mass is independent of epoch, total mass and history.

In models with low  $\lambda$ , evolution and enrichment of the central parts are more rapid, hence the higher centre-to-edge difference in  $\Upsilon_*$  in all bands. A higher  $v_c$  (and thus a higher galactic mass) results in higher  $\Upsilon_*$  at the centre due to older stellar populations caused by a more rapid infall rate of gas in higher density regions (Boissier & Prantzos, 2000; Heavens et al., 2004).

Our own relation between colour and  $\Upsilon_*$  for each band is presented in figure 5.3 and the coefficients of the first-degree polynomial in table 5.II, for the sake of comparison with data from Bell & de Jong (2001).

Our relation between  $\Upsilon_*$  and (B-R), while showing the same trend, has a significant offset from the most similar case which is the infall model of Bell & de Jong (2001) and also shows a slightly lower slope in both B and K bands. This is due to the details of the ingredients of the two different models (the exact shape of the IMF, the star formation rate vs. gas density, etc.). Nevertheless, for the colour range covering galaxies (B-R  $\sim$  0.6-1.8), our relation in the optical agrees with that of Bell et al. (2003), showing that independent CSPE models yield similar results.

A degeneracy of the relation causes a dispersion of the  $\Upsilon_*$  in all bands at very low colour index. This low index is found in the exterior regions of galaxies characterized by populations with a more recent star formation history, a lower dispersion of ages and a higher fraction of young stars. In these populations, the colour varies because of the contribution of young massive stars, but very old stars no longer

Table 5.II: *Coefficients of the colour- $\Upsilon$  relation in different bands* ( $\log(\Upsilon_*) = a_\lambda + b_\lambda(\text{colour index})$ )

Colour index	$a_{FUV}$	$b_{FUV}$	$a_B$	$b_B$	$a_K$	$b_K$	$a_{IRAC1}$	$b_{IRAC1}$
B-R	-5.09	1.68	-0.86	1.01	-0.69	0.30	-1.81	0.28
FUV-K	-5.24	0.69	-0.77	0.35	-0.68	0.10	-1.79	0.09
B-R <sup>1</sup>	—	—	-1.33	1.39	-0.76	0.47	—	—

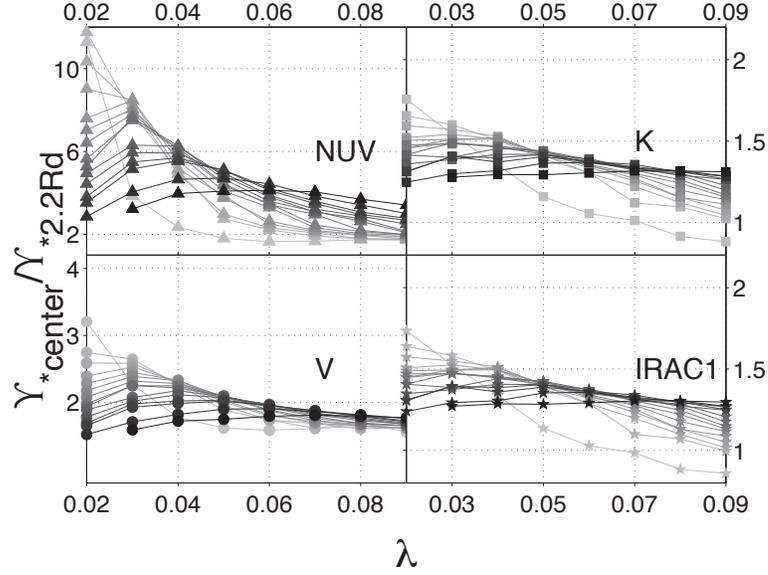


Figure 5.2: Relation between the variation of  $\Upsilon_*$  from centre to  $2.2R_d$  and parameters  $\lambda$  and  $v_c$ . Series of markers joined by a line have a common  $v_c$ . Higher  $v_c$  ( $v_c = 360$ ) are represented with the darkest shades.

dominate the luminosity and thus a variety of luminosities can correspond to the same colour index depending on the age dispersion of the population. These populations are characterized by a lower metallicity, which contributes to the scatter as well since colour- $\Upsilon_*$  are less tight at low metallicities. It unfortunately means that in this particular colour regime, it is impossible to determine the  $\Upsilon_*$  unequivocally only by the observable colour gradient.

### 5.2.3.2 Mass models of individual galaxies

We present here the results of disc weighting by  $\Upsilon_*$  of all the individual galaxies of our sample as well as the mass modelling resulting for each. Two different types of mass models were performed for each galaxy:

- a) a conventional mass model where the disc’s mass is inferred directly from the IRAC1 band photometry. Its  $\Upsilon_*$  and the dark halo parameters are let free to

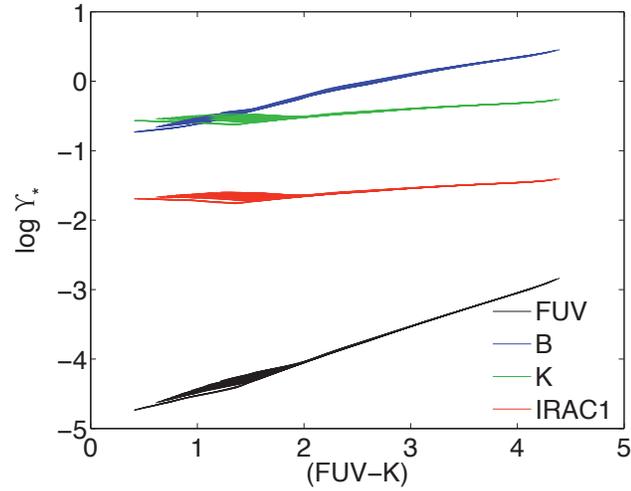


Figure 5.3:  $\Upsilon_*$  vs. colour index for FUV, B, K, and IRAC1 as calculated from the ensemble of our models at every radius.

vary in a best-fit approach.

- b) the median of the  $\Upsilon_*$ -weighted discs in all available photometric bands is used as the stellar disc and the dark halo parameters are determined by a best-fit approach.

In the remainder of this paper, type-a) models are referred to as "constant- $\Upsilon_*$  as free parameter" models and type-b) models are referred to as "weighted-disc" models.

A pseudo-isothermal halo was used for modelling in both cases, as was used for the scaling of the CSPE models. The two mass models were performed by the interactive task manager *rotmas* of the GIPSY package.

The prominence of the bulge in the case of earlier type galaxies (NGC4321 and NGC4569) called for the break down of the photometry profile into bulge and disc components. A conventional de Vaucouleurs bulge and strictly exponential disc were used (de Vaucouleurs, 1948; Freeman, 1970) with crude starting values set by fitting a straight line through the radius showing a visible agreement to an

exponential disc and a subsequent  $\chi^2$  minimization approach.

A  $\chi^2$  fitting procedure was repeated on the exponential disc thus obtained to find the most appropriate model in the grid and the  $\Upsilon_*$  was calculated anew for those results. Contrary to the fit procedure adopted in JCM11, our procedure takes into account the fact that in those two particular galaxies, the UV photometry was either unavailable or unreliable so an inferior weight was given to UV and  $u$  and  $g$  bands compared to visible and IR bands. The adopted  $\Upsilon_*$  conversion for the bulge was supplied by the global relations connecting the colour index to the  $\Upsilon_*$  in each band presented in the previous section (relations shown in figure 5.3).

The case of barred galaxies cannot be ignored: it represents at least half of galaxies by conservative estimates (de Vaucouleurs, 1963) and could reach as much as two-thirds of the population if the IR classification is considered (Knapen et al., 2000; Hernandez et al., 2005). As was shown previously by numerous authors (Bournaud & Combes, 2002; Athanassoula, 1992; Athanassoula & Misiriotis, 2002; Hernandez et al., 2005), the effect of bars on the dynamical potential is substantial, driving several processes to the point where a big part of the evolution of galaxies could be their doing (Kormendy & Kennicutt, 2004). Not only does the bar modify the overall history of the galaxy, but it also alters the rotational velocities by transporting gas and stars towards the centre of the galaxy. The alteration of the observed velocities thus depends upon the orientation of the bar with respect to the position angle of the galaxy (Dicaire et al., 2008b). If the bar is parallel to the major axis, the observed velocities are lower than would be expected from an axisymmetric potential; on the contrary if the bar is perpendicular to the major axis the observed velocities are higher. For the median case where both position angles display a 45 degrees angle, it does not have any effect whatsoever on the observed velocities (Athanassoula & Misiriotis, 2002). The exact correction of a 2D velocity field would be beyond the scope of this paper, but it should nevertheless

be possible to apply a coarse first-order correction to the rotation curve to palliate this known effect.

#### 5.2.3.2.1 NGC 2403: the Typical Case

Situated at a distance of 3.2 Mpc, NGC 2403 is the most typical late-type spiral in our sample. This galaxy does not show any sign of interaction even though it is part of the M82 group. Hernandez et al. (2005) studied this object in their BH $\alpha$ Bar sample and concluded that although this galaxy is classified as an SAB, the bar is weak, not very well defined and has no notable effect on the kinematics. We thus present it first and use this galaxy as our “textbook” case to illustrate all steps of our method. Dicaire et al. (2008a) in their article on the SINGS H $\alpha$  sample measured the rotation curve up to a radius of 3.28 kpc while the THINGS HI data extends to 17.9 kpc. Blais-Ouellette et al. (2004) found some asymmetry in the rotation curve due to the presence of an arm starting at 200” (3.1 kpc).

Figure 5.4 shows the fits to the photometry of the models with the two different IMF are equally good for both. The higher UV fluxes yielded by K01 models are clearly visible in the figure and in this particular case fit the observations better. As was already mentioned by JCM11, several galaxies show truncation or anti-truncation of the disc, which the models fail to reproduce as is clearly visible in the figure. However, since these discrepancies occur at a low signal-to-noise ratio and are within the uncertainties in the V-band, it is difficult to distinguish them from simple problems in the background subtraction. This departure from the classic exponential disc profile at outer radii has a very minimal effect on the overall mass model of the galaxy since these outer parts have a lesser impact on the global kinematics, and particularly on the determination of the halo parameters because very little mass is involved.

The weighting operation was performed with those two different sets of models (KTG93 and K01) on all galaxies, but since the fit gave slightly more consistent

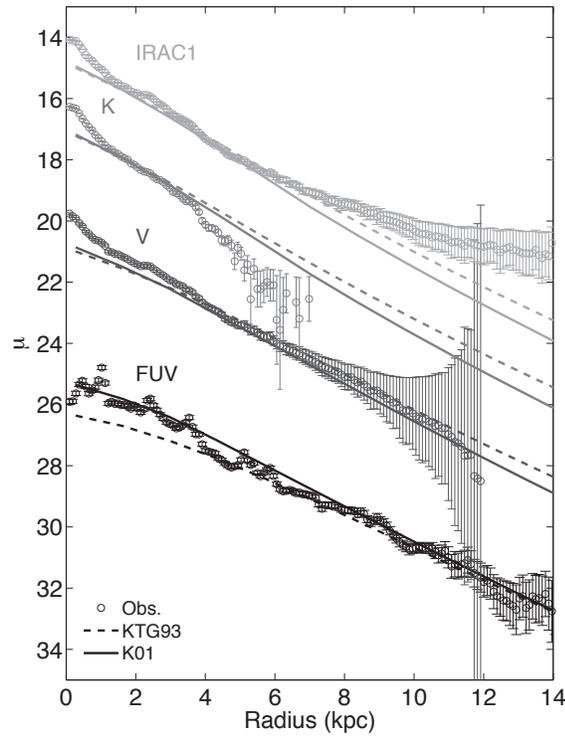


Figure 5.4: Fit of the disc models to the photometric data for IMFs KTG93 (dashed lines) and K01 (continuous lines). Photometric curves have been offset for a clearer understanding: FUV +3mag, V (no offset), K -3mag, IRAC1 - 6mag. The  $2.2R_d$  of this galaxy is situated at 4.8 kpc.

results for all galaxies with the latter, only the K01-weighted discs are presented here. In this particular case, both K01 and KTG93 models give good fits, even in the UV wavelengths, with differences in stellar surface densities of the order of  $\approx 300M_{\odot}\text{pc}^{-2}$  at the centre when considering all bands. Figure 5.5 shows the difference between the effective circular velocities of discs whose stellar density is derived directly from the photometry profiles (with  $\Upsilon_{\star} = 1$ ) and discs whose stellar density is derived from the photometry profile and weighted by the CSPE models.

Due to the higher  $\Upsilon_{\star}$  in the central regions of the galaxy, the velocity of the discs peak at lower radius than their unweighted counterpart. This effect is all the more pronounced for galaxies represented by models with low  $\lambda$  because of the much

faster evolution of the inner parts of the galaxies. As a direct consequence, the mass models constructed with the weighted discs differ significantly from the ones derived from constant- $\Upsilon_*$  as free parameter models. As discussed in the previous section, infrared bands constitute an exception to this rule: their  $\Upsilon_*$  show less radial variation than the other bands to the point where it can almost be considered constant. In the example presented here, the best-fit model yields a halo with parameters ( $\rho_0 = 31.1\mathcal{M}_\odot.\text{pc}^{-3}; R_c = 3.6 \text{ kpc}$  and  $\Upsilon = 0.67$ ) for IRAC1 unweighted disc compared to the ( $\rho_0 = 142\mathcal{M}_\odot.\text{pc}^{-3}; R_c = 1.6\text{kpc}$ ) generated by the K01-weighted disc model. If we compare our results from the median disc with those available in the literature, we find we have very similar parameters of the dark halo to those of de Blok et al. (2008) (theirs are  $\rho_0 = 153\mathcal{M}_\odot.\text{pc}^{-3}; R_c = 1.5 \text{ kpc}$ ). Their  $\Upsilon_*$  in IRAC1 band, originating from Bell & de Jong (2001), is very different from the one we use for this band for the calculation of the median disc. It is slightly more than twice ours but with more substantial radial variation.

A second iteration of this procedure was performed to take into account the kinematics as a supplemental constraint on the fit. The parameters  $R_c, \rho_0$  of the dark halo determined in weighted-discs mass models were converted in  $\lambda$  and  $v_c$  with the help of equations 5.1 and the corresponding CSPE model was then used to start anew the weighting procedure. In the case of this galaxy, the photometry of the new model is offset in magnitude, but it does reproduce the general trend in all bands (see figure 5.7). The fit to the rotation curve in this new model is similarly good to the parameters of the weighted-disc model (see figure 5.8).

This coherence does not warrant the veracity of this new solution and it should be taken with care: the photometry of the different bands weighted by the  $\Upsilon_*$  of this new simulation produce discs with greater variation from one photometric band to another than in the case of the one selected only by the match to the photometry of the disc. The quadratic addition of all the velocity components in the mass model makes the more massive (i.e. the halo) component determine the

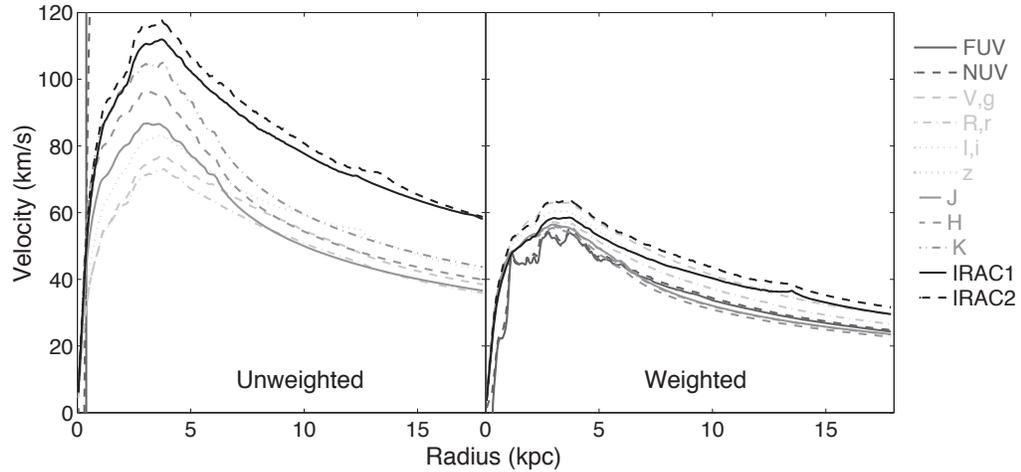


Figure 5.5: Rotation velocity of the discs of NGC2403 computed in different wavelengths from FUV- to IRAC-bands as a function of the galactic radius. Left panel: calculated by assigning an  $\Upsilon_{\star}$  of 1 to the stellar density retrieved from the photometry profiles. Shown for comparison purposes with the weighted disc models. Right panel: calculated from the photometry-derived density weighted by the modelled  $\Upsilon_{\star}$ . The scale does not allow FUV and NUV bands to be fully represented in the left panel as they reach  $\simeq 10^3 \text{ km s}^{-1}$ .

overall appearance of the velocity curve and it therefore conceals the effect of the different weightings of the disc. As we stated in section 5.2.2.1, the exact form of the velocity curve has a lesser influence than its maximal velocity and thus the kinematics is a less constraining condition than the photometry on this type of models.

In all other cases except for NGC 7793, the evolution model determined by the dark halo parameters found for our  $\Upsilon_{\star}$ -weighted disc model did not satisfactorily fit the photometric data and were not used to generate iterated mass models.

### 5.2.3.2.2 Application of the Method to Other Galaxies

Galaxies being as different as can be from one another, each one is described in detail in appendix to assess their particularities while this paragraph provides a summary of the general tendencies of the whole sample.

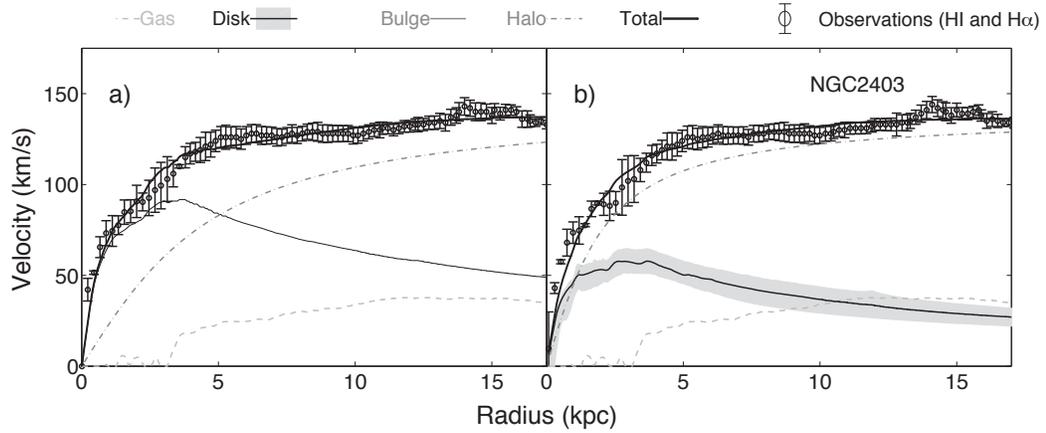


Figure 5.6: *Best-fit halo mass models of NGC 2403 using: a)  $\Upsilon_{\star IRAC1}$ -as free parameter mass model b) CSPE-weighted median disc mass model.*

The unicity of each galaxy renders summaries difficult, but it is also a conclusion in itself. The galaxies of our sample presenting either a bar or an enhanced stellar activity all showed less consistency between the mass density profiles derived from each band with one another compared to the ideal low-activity axisymmetric ones. All galaxies showed a convincing fit of the kinematics data when using CSPE models for the determination of the discs mass. In general, the best-fit parameters we evaluated from the  $\Upsilon_{\star}$ -weighted disc models were in good agreement with the results found in the most recent literature, notably with those published by the THINGS group except for a few galaxies for reasons detailed in the appendix.

Table 5.III summarizes the results of the two different mass models performed for our whole sample of galaxies. The two last columns present the equivalent  $R_c$  and  $\rho_0$  of the scaling halo used in the evolution models. The conversion relations, from Fall & Efstathiou (1980), Boissier & Prantzos (1999) and Mo et al. (1998) are the following:

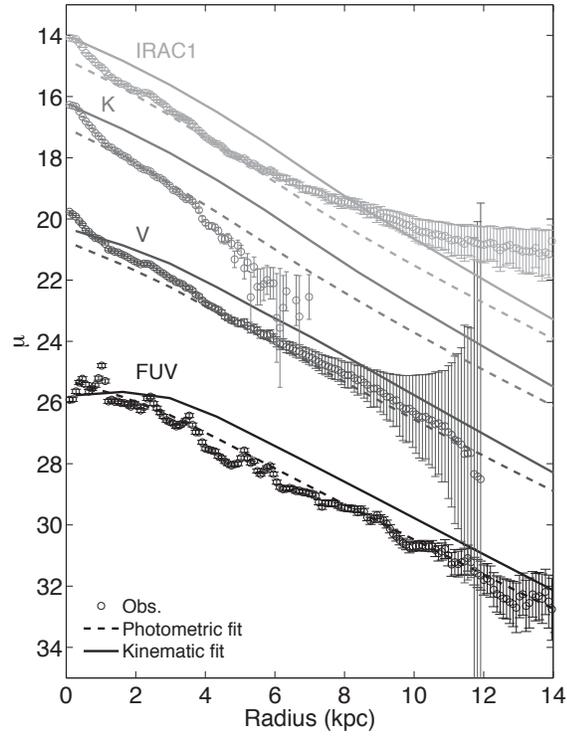


Figure 5.7: Comparison of the fits of CSPE models to the NGC2403 photometry: in dashed line, the former best photometric fit found by JCM11 ( $\lambda = 0.051$  and  $v_c = 116$ ) and in solid line the model corresponding to the best-fit halo of case b) in figure 5.6

$$R_c = \frac{70\lambda v_c}{220} \quad (5.1)$$

$$\rho_0 = \frac{v_c^2}{17.284 \pi R_c^2} \quad (5.2)$$

#### 5.2.4 Discussion

Let us discuss here further implications of the results presented so far and the limits of the method used.

A general remark should be given about the use of  $H\alpha$  and HI data: although

Table 5.III: Disc’s  $\Upsilon_*$  and dark halo parameters (pseudo isothermal sphere) for each galaxy in all three cases of mass

models Galaxy	$\Upsilon_*$ -as free parameter		CSPE-determined $\Upsilon_*$		Scaling halo	
	$R_c$ (kpc)	$\rho^0$ ( $\times 10^{-3} M_\odot \text{pc}^{-3}$ )	$R_c$ (kpc)	$\rho^0$ ( $\times 10^{-3} M_\odot \text{pc}^{-3}$ )	$R_c$ (kpc)	$\rho^0$ ( $\times 10^{-3} M_\odot \text{pc}^{-3}$ )
NGC925	6.9	9.92	7.29	11.5	4.59	20
NGC2403	4.8	31.1	1.58	142	1.88	70
NGC3198	6.1	47.1	2.38	70.5	2.57	82
NGC3621	3.2	15.8	4.29	26.6	1.16	291
NGC4254	5.2	18.1	10.60	14.5	2.13	232
NGC4321	13.2	687.0	1.56	395.8	3.73	114
NGC4569	9.9	71.3	25.7	19.1	3.43	114
NGC5055	13.7	36.4	5.42	18.9	2.38	202
NGC7793	2.3	40.3	1.23	166.0	1.25	120
DDO154	2.2	20.8	1.23	30.6	0.78	31

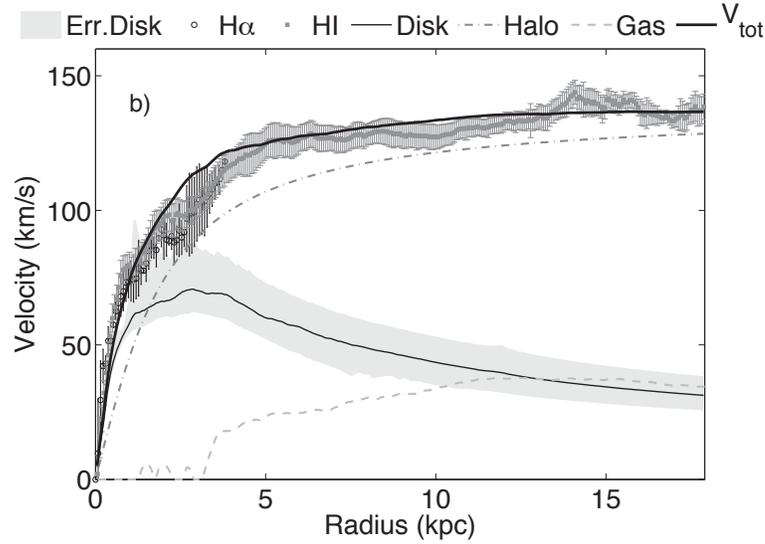


Figure 5.8: *New mass model of NGC2403 with the weighting of the disc performed with the best-fit halo parameters of case b) in figure 5.6 and halo generated directly from those same parameters*

H $\alpha$  was formerly considered as providing the best resolution for kinematics data, HI data is now almost as spatially resolved. Nevertheless, comparison between the two for a whole set of galaxies led to the conclusion that resolution is not the only factor at play to explain the differences. Daigle (2010) concluded that the optical depth is to blame for the disparity commonly found between the two gaseous components.

While we use bands from the NUV to the midIR, we are well aware that the UV is not the best band to estimate the stellar masses. However, we decided to keep them because their impact on the median density is minimal.

The set of CSPE models employed here is successful in reproducing a wide range of observable properties of galaxies. By assuming our Milky Way is typical, Boissier & Prantzos (2000) used the most precise data then available to calibrate several parameters (e.g. gas accretion rate and star formation efficiency) and further refined their method by taking into account some properties of a sample of nearby galaxies (Boissier et al., 2003). Ten years later with a plethora of data from large

galactic surveys, Muñoz-Mateos et al. (2011) verified that the model still predicts correctly the main characteristics of galaxies. In the current study, we found that not only do those models reproduce well the photometry of galaxies, but they also supply physically motivated  $\Upsilon_*$  weighting factors leading to disc masses fluctuating very little from one photometry band to the other.

We believe our models provide good results to the first order in view of how well they reproduce the photometry profiles. In the future, some adjustments could make those models even more physically realistic. First comes the question of the IMF. A universal IMF has been used here and seems to provide good results. But while some authors consider the universal IMF to be representative (Bastian et al., 2010; Calzetti et al., 2011), some others have raised the concern about its validity (Meurer et al., 2009; Boselli et al., 2009). No unequivocal confirmation of this variability of the IMF has been supplied to date, but if it turned out to be the case, it would certainly be interesting to introduce those changes in the models. There also should be an update in the models for a better handling of the advanced stellar phases and circumstellar dust emission, especially in the NIR. Finally, radial transport should be implemented to consider cases (e.g. barred galaxies) where a significant mass exchange can take place. This could have complex effects on the UV profiles (lowering metallicity with outer gas, bringing fuel to the very centre) while the presence of bars might help in reducing star formation. Detailed investigations of such effects should then be performed.

We defined our ”maximum-disc” as was originally meant in Carignan & Freeman (1985), i.e. as the maximum velocity that the disc can adopt without overshooting the observed velocity curve, and not as the  $0.85V_{max}$  fixed in Sackett (1997) because of the different conformation of the density profile of radially-varying  $\Upsilon_*$  and radially-constant  $\Upsilon_*$ .

The approach used here, i.e. taking into account all photometric bands to construct a median stellar disc for mass modelling is very thorough but should not be necessary in view of the consistent results obtained for all bands in most galaxies. The topic was discussed at length by several authors already (Bell & de Jong, 2001; Bruzual & Charlot, 2003; de Blok et al., 2008), but let's stress once again that the infrared bands, and especially mid-infrared IRAC bands are indeed appropriate to determine disc masses because of their almost flat  $\Upsilon_*$  profile in the present day galaxies of the nearby universe. In all galaxies, we found those bands to reproduce convincingly the median discs found by the full method. The only difficulty is to find the appropriate CSPE model when one has only a few bands at its disposal. The  $\Upsilon_*$ -colour relation comes in handy in this case, but as one can see from Figure 5.3 that no colour index allows for unambiguous determination of  $\Upsilon_*$  in the infrared bands at low colour index, though the best results would follow from the use of (FUV-R). Only the outskirts of galaxies should be subject to such a problem and the mass model is less sensitive to variation in these regions than it would be if it occurred at more central radii where more mass is involved.

It would be very interesting and most certainly worth additional work to establish the limits of the validity of these models for spheroidal components and then use them for spiral galaxies with important bulges or elliptical galaxies. Some effort should also be employed towards a method exploiting the full 2D information of the velocity maps. Zibetti et al. (2009) have already constructed 2D maps of  $\Upsilon_*$  of galaxies with the help of Bell & de Jong (2001)  $\Upsilon_*$ -colour relationships. This, along with analysis techniques of 2D velocity information, such as the ones developed for example by Wiegert (2010), is the next logical step leading to a realistic treatment of kinematics information in galaxies.

Our discs are compatible with maximum discs because of their higher  $\Upsilon_*$  values

in the centre. This is ultimately due to the inside-out formation scheme allowing for more mass in the centre in the form of an older population. This conformity with the maximum disc hypothesis also means that in order not to overshoot the velocities in the centre all relevant corrections need be made on the rotation curve. The individual results of the previous section show that elements such as a bulge or a bar can no longer be considered as insignificant with this new method of fixing the disc’s mass. It is important to mention the presence in Figure 5.9 of galaxies having discs that look over-maximal. Even if at first glance it isn’t physical to accept over-maximal discs, we kept them as is because the median disc was below the higher bound of the error bars of the rotation curve, and that is not even considering the lower bound of the error bars on the mass of the disc. This nevertheless gives rise to questions about whether the stellar component should be systematically split up in bulge and disc components. Figure 5.15 convincingly demonstrates the lowering effect of this breaking down on the disc’s contribution to the rotation curve and galaxies with even a smallish bulge like NGC 3198 are probably tainted by the effects of a neglected bulge.

We compared the maximal velocities of our discs with the maximal-disc hypothesis. Figure 5.9 should make it clear that maximum discs are compatible with our results. Once again, this is due to the higher  $\Upsilon_*$  in the inner regions of discs, making the disc maximal at low radii. This is at odds with results from Bershadsky et al. (2011), who observe sub maximal discs from a face-on sample of spiral galaxies. This is in part due to the definition they adopt of a maximal disc as being  $V_{\text{disc,max}} = 0.85V_{\text{max}}$  that does not take into account the amplified contribution due to the radially dependent  $\Upsilon_*$ . For the sake of reference with the literature, we traced the comparison between the maximal velocity of our discs with Sackett (1997) criterion for disc maximality ( $0.85 \times V_{\text{obs,max}}$ ). The results are shown in Figure 5.10. According to Sackett’s criterion, all of our discs would be sub-maximal,

but if we were to heighten our discs to reach  $V_{disc,max} = 0.85V_{obs,max}$ , the inner parts of the discs velocity would dramatically overshoot the actually observed rotation curves. Only one galaxy lies well below the max-disc relation: DDO 154, as was expected from previous studies of the mass distribution in dwarf galaxies. The smallest galaxies are dominated by the dark halo component and the stellar disc is still building up in our models.

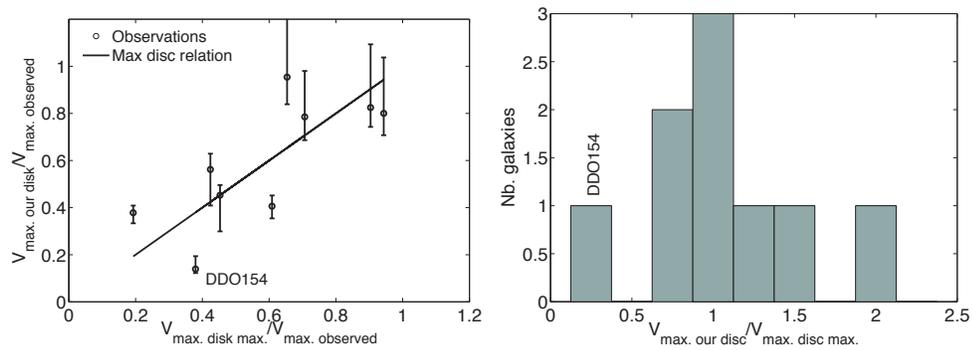


Figure 5.9: *Left panel: Comparison of the maximum velocity ratio between the maximum disc case and our case. Right panel: histogram of the maximal velocity of our disc over the maximal velocity of a maximal disc.*

Using velocities as the tracer of the mass, we also compared on a diagram the trend in mass of the disc proportion compared to the total mass of the galaxy ( $M_{disc}/M_{galaxy} \propto V_{max,disc}^2/V_{max,obs}$ ). Figure 5.11 shows three distinct groups of galaxies: the higher mass group (NGC 4254, NGC 4321, NGC 4569 and NGC 5055), which shows a rather dispersed but nevertheless higher contribution of the disc to the overall mass, the middle mass group (NGC 925, NGC 2403, NGC3198, NGC3621 and NGC 7793), with a lower contribution of the disc, and the lower mass/dwarf galaxies group (DDO154), showing the lowest contribution of the disc to the overall mass. This is consistent with findings of Côté et al. (2000) and Donato et al. (2009) who find evidence of a trend of higher dominance by dark matter as the mass of galaxies decreases.

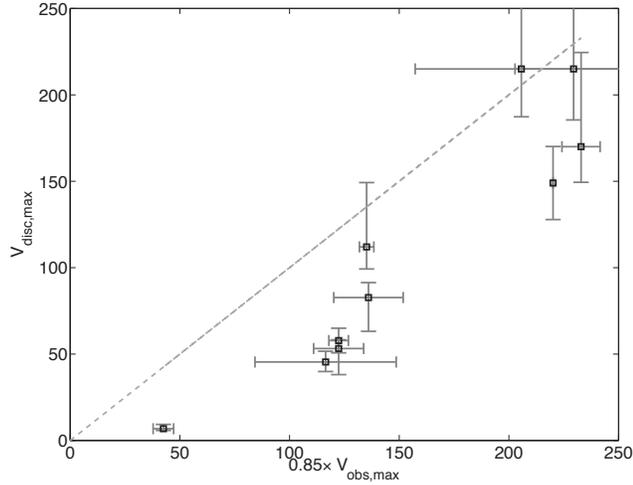


Figure 5.10: Comparison of the maximum velocity of our discs with 0.85 of the maximal observed velocity of the galaxy. The light-grey dashed line represents the maximality criterion.

### 5.2.5 Conclusions

We presented in this article a method to infer the disc mass of galaxies from different photometric bands, from the NUV (Galex) to the MIR (IRAC-bands). This method has been applied to a sub-sample of ten SINGS galaxies. The conclusions we draw from this work are the following:

- The CSPE models prove to be a good tool to weigh the different photometric bands in order to obtain consistent stellar discs’ masses regardless of the spectral band used. The models provide radially dependent  $\Upsilon_*$ . The dispersion in effective circular velocity for all bands is on average of the order of  $\sim 30\%$
- Once the disc is determined by physically motivated models, it becomes impossible to ignore the effects of bulges and bars, so those essential corrections need to be made.
- The agreement of the multi-wavelength observations with the model is a hint that a galaxy has had a standard evolution history and  $\Upsilon_*$  can be reliably

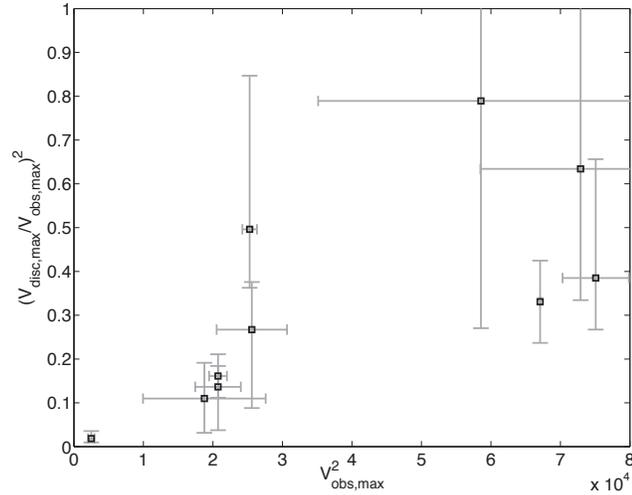


Figure 5.11: Contribution of the disc to the overall mass of the galaxy as a function of the mass of the galaxy.

applied even though each and every galaxy is unique and small discrepancies will inevitably arise.

- Colour index vs.  $\Upsilon_{\star}$  relation is an imperfect tool to assign masses to young stellar populations because of the degeneracy affecting  $\Upsilon_{\star}$  in all bands at low colour index.
- Mostly radius-independent mid-IR  $\Upsilon_{\star}$  are advisable to use as the tracer of the stellar mass when only a limited number of photometry bands are available for present-day nearby galaxies.
- Discs resulting from the method shown above are compatible with the max-disc hypothesis, and show a trend of higher disc contribution to the overall mass of the galaxy with increasing total mass of the latter.
- For most galaxies, the halo used to perform the scaling of the properties of the model and the dark halo derived from the actual rotation curve agree to within 40%.

- This method helped us achieve good results for both regular and dwarf galaxies.

A certain number of improvements can still be brought to it such as modifications to the CSPE models themselves and the full 2D treatment of kinematics data, but it nevertheless constitutes a step forward from constant- $\Upsilon_*$  methods, mainly because the  $\Upsilon_*$  can no longer be considered as a free-parameter at any radius.

Some interesting future work for this multi-wavelength method would be a similar study for higher redshift galaxies where the impact of younger stellar populations would significantly modify the appearance of  $\Upsilon_*$  profiles, particularly in the mid-IR.

We would like to thank Juan Carlos Muñoz-Mateos for kindly providing the results of his ready-to-use multi-wavelength data for all galaxies of our SINGS subsample. We are also grateful to the THINGS HI team for the availability of their data to the whole community.

## 5.2.6 Appendix

### 5.2.6.0.3 NGC 0925:

The bar of this galaxy extends to  $56.5''$  (2.55 kpc) and is oriented parallel to the major axis of the galaxy (Martin, 1995; Hernandez et al., 2005), hence its maximum effect on the rotation curve. As shown by Dicaire et al. (2008b) the true rotation velocity should be higher in the inner parts if proper corrections were applied for the presence of the bar. Accordingly, one can see on fig. 5.13 a rotation curve behaving almost as a solid body and velocities of the K01-weighted discs being higher than the measured kinematics. Our results are compatible with those from Walter et al. (2008).

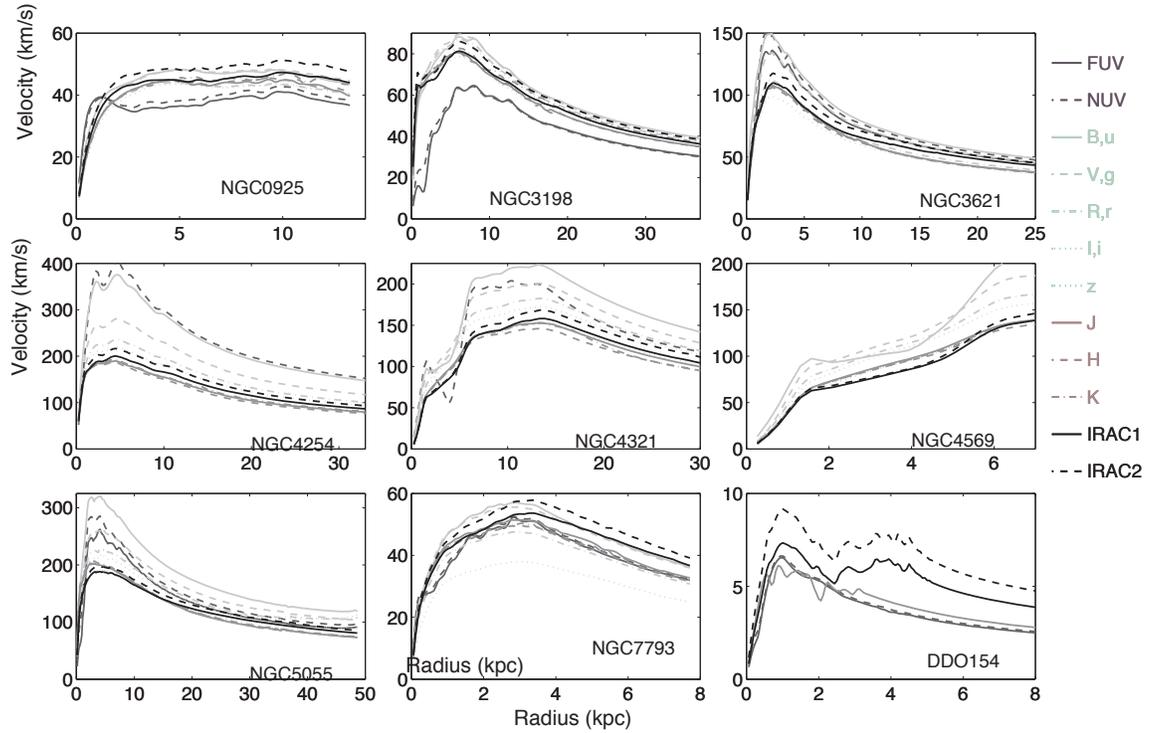


Figure 5.12: Rotation velocities of the discs for the whole sample of galaxies as seen in different wavelengths.

#### 5.2.6.0.4 NGC 3198:

NGC 3198 is another representative of the barred family, albeit a lesser specimen. The bar only extends to  $81.8''$  ( $5.47$  kpc) and its orientation is somewhat less detrimental to the rotation curve than in the case of NGC 0925 ( $P.A_{gal} \sim 35^\circ$  and  $P.A_{bar} \sim 12^\circ$ ). The rotation curve is nevertheless altered in the central regions and the agreement of the weighted stellar disc suffers from this situation as can be seen on figure 5.12. Because the velocity of the disc is contained in the error bars of the rotation curve, we still produced a model if only to compare with the abundant literature dedicated to this archetype of a spiral galaxy (van Albada et al., 1985; Blais-Ouellette et al., 2001; de Blok et al., 2008; Begeman, 1989). From the very start, NGC 3198 has been described constantly as symmetrical and regular.

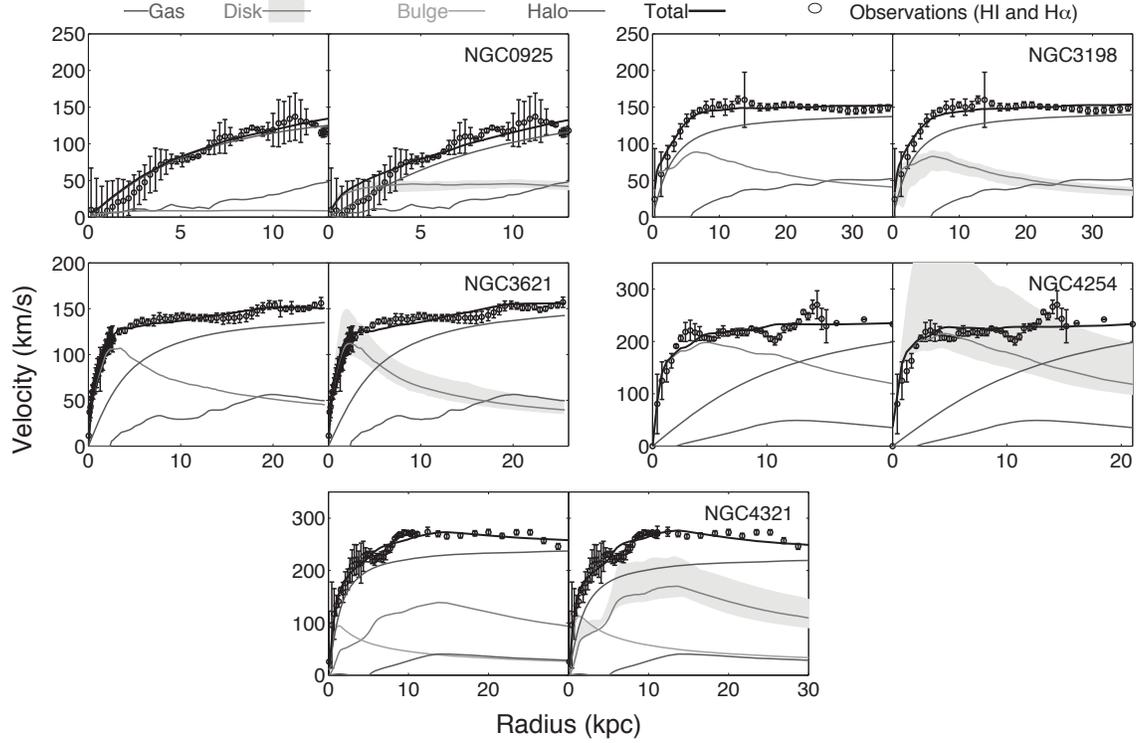


Figure 5.13: Mass models for the whole set of galaxies. Left panels of each set is the model with  $\Upsilon_{\text{IRAC1}}$ -as free parameter while right panels are models constructed from discs weighted by our models.

Begeman, in order to produce a maximal disc, needed to adjust its  $\Upsilon_{\star\text{B}}$  as high as 3.8, which is far from our  $\Upsilon_{\star\text{centre}} = 1.54$ . However, the strongest conclusion of van Albada et al. (1985) is that almost any combination of disc and halo masses yields convincing fits to the rotation curve (their results span  $1.5 \leq R_c \leq 12$  kpc and  $4 \times 10^{-3} \leq \rho_0 \leq 7.4 \times 10^{-3}$ ). Blais-Ouellette et al. (2001) support those conclusions and find equally good fit for different halo shapes. Our values of  $\Upsilon_{\star\text{B}}$ ,  $R_c$  and  $\rho_0$  are best compared to those from de Blok et al. (2008) because of the similarities in both our approaches and the fact that we used their HI data as they make it available for the community. Accordingly, as can be seen from table 5.IV, the best agreement is found with de Blok et al. (2008) data.

Table 5.IV: Comparison of disc’s and dark halo parameters from this work and other references

Name	Reference	$\Upsilon_*$	$R_c$ (kpc)	$\rho_0$ ( $\times 10^{-3} M_\odot/\text{pc}^3$ )
NGC 0925	This work	0.26-0.28 (IRAC1)	7.29	11.5
	Walter et al. (2008)	0.65 (IRAC1)	9.67	5.9
NGC 2403	This work	0.25-0.31(IRAC1)	1.58	142.0
	de Blok et al. (2008)	0.30-0.60	1.5	153
NGC 3198	This work	0.21-1.54(B); 0.27-0.37(IRAC1)	2.38	70.5
	van Albada et al. (1985)	3.8 (B)	12	4
	Blais-Ouellette et al. (2001)	4.8 (B)	2.5	5.7
	de Blok et al. (2008)	0.7-0.8 (IRAC1)	2.72	47
NGC 3621	This work	0.27-0.47 (IRAC1)	4.29	26.6
	de Blok et al. (2008)	0.4-0.8 (IRAC1)	2.8	48.9
NGC 4254	This work	0.3-0.53 (K)	10.6	14.5
	Kranz et al. (2001)	0.23-0.74 (K)	—	—
NGC 4321	This work	0.36-0.56(H)	1.56	395.8
	Wada et al. (1998)	0.2-0.8 (H)	—	—
NGC 4569	This work	0.40-0.46 (IRAC1)	25.71	19.1
NGC 5055	This work	0.31-0.42(undec.; IRAC1)	5.42	18.9
	de Blok et al. (2008)	0.5-1.1(disc) & 1.3(bulge) (IRAC1)	45	0.9
NGC 7793	This work	0.23-0.84 (B)	1.23	166
	Carignan & Puche (1990)	2.2 (B)	2.7	40
	Dicaire et al. (2008a)	2.6 (B)	2.9	27
DDO 154	This work	0.16-0.22 (B), 0.23-0.25 (IRAC1)	1.23	30.6
	Carignan & Purton (1998)	1.2 (B)	2.5	22.0
	de Blok et al. (2008)	0.32 (IRAC1)	1.32	28.5

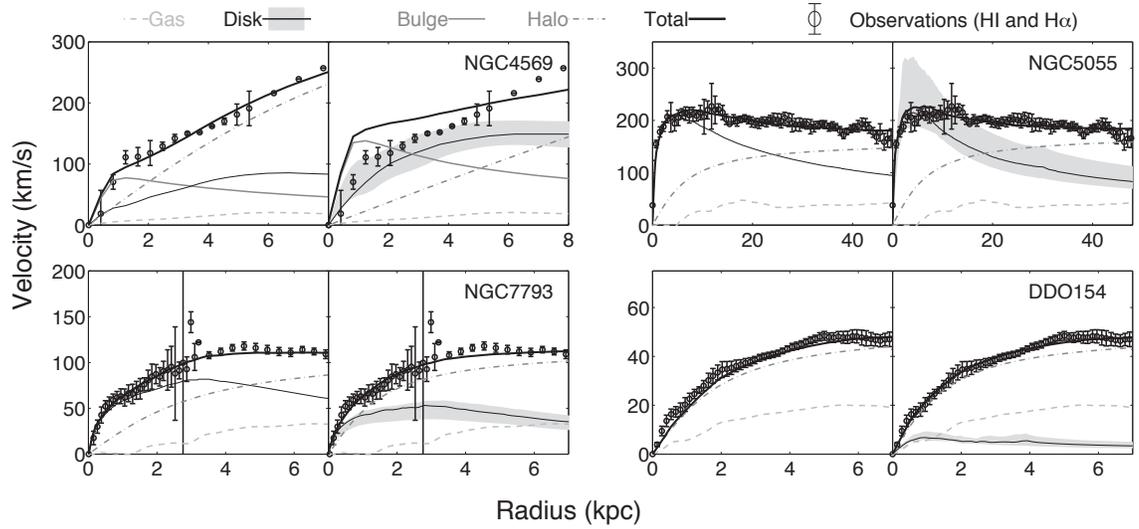


Figure 5.14: *Mass models for the whole set of galaxies (continued). Left panels of each set is the model with  $\Upsilon_{\text{IRAC1}}$ -as free parameter while right panels are models constructed from discs weighted by our models.*

#### 5.2.6.0.5 NGC 3621:

For this late type galaxy, the CSPE model gives less satisfactory fits in B and V bands, yielding discs whose mass diverge from the one determined by other bands. The halo we find shows a core radius 3 times larger and a central density 4 times less concentrated than the one of de Blok et al. (2008) because the surface density of our disc drops a lot more rapidly than theirs ( $R > 2.5$  kpc).

#### 5.2.6.0.6 NGC 4254 (M99):

This galaxy (as well as the following two) is part of the Virgo cluster and accordingly shows signs of past interaction. It is largely known for its visual asymmetrical aspect due to spiral modes  $m=1,2,4$ . According to Chemin et al. (2006); Guhathakurta et al. (1988), this very bright spiral possesses an asymmetric velocity field with streaming motions along the spiral arms. The asymmetry could be due

to gas accretion according to Phookun et al. (1993) or to rapid and violent tidal interaction followed by ever-increasing ram pressure stripping according to Vollmer et al. (2005). Haynes et al. (2007) have investigated a scenario of galaxy harassment and found it plausible for NGC 4254 due to its high systemic velocity, long (242 kpc) HI tail and distance ( $\sim 1$  Mpc) from the centre of the cluster. Figure 5.12 shows the very large dispersion of final discs masses from the UV to the IR when weighted by our  $\Upsilon_*$ . Obviously, NUV, u and g bands  $\Upsilon_*$  are overestimated. This indicates that the models don’t reproduce correctly the star formation history as a function of radius and it is probably due to interaction. The model in this case constrain poorly  $\Upsilon_*$  and its radial variation.

The case **b)** mass model provides a passable fit to the data. It is not very surprising, due to the non-circular effects above mentioned, that the model would fit well the general trend but not the details of the rotation curve. Using different estimators, Kranz et al. (2001) find  $\Upsilon_{*K}$  consistent in the mean with ours ( $\Upsilon_{*K} = 0.23-0.74$  compared to our  $\Upsilon_{*K} \sim 0.53$ ).

#### 5.2.6.0.7 NGC 4321 (M100):

Another member of the Virgo cluster, this galaxy with noteworthy arms and bulge is one of those requiring bulge/disc decomposition and subsequent refitting to find the most appropriate model. In order to split the two components, we performed a least-square fit of the photometry profiles by a sum of a pure de Vaucouleurs spheroid and an exponential disc (de Vaucouleurs, 1963; Freeman, 1970). The first guess estimate was provided by fitting an exponential disc to the region affected neither by the bulge nor the arms and subtracting the component from the photometry profile to determine the parameters of the spheroidal component. The size of the bulge was let free to vary in all bands, but the result gave consistent size estimates. Only the disc was used to find the best model in the grid. This new fitting procedure is delicate due to the peculiar photometry profile caused by

the presence of the arms between 4.4-6.1 kpc and 8.7-12.2 kpc. We thus performed the new  $\chi^2$ -minimization excluding the affected radii. The quality of the fit might have suffered from taking into account only a subset of the available radii.

We did not adopt a radius-dependant  $\Upsilon_*$  for the bulge since the stellar population in this case is, by its evolution history and its dynamics, thought to be much more uniform than the one in the disc. This of course might be disputed when a pseudo-bulge is considered but should be correct for a typical de Vaucouleurs spheroid. Indeed, we verified that neither of our two earlier-type galaxies showed a strong colour gradient in their bulges before settling the issue. The density we adopted for the bulge comes from data of the extracted bulge component in H-band weighted by the composite colour- $\Upsilon_*$  relation presented in section 5.2.3.1.

The difference between the as-is photometry curve and the quadratic sum of its bulge and disc components is striking ( $\Delta v \approx 75 \text{ km s}^{-1}$ ), especially in the innermost radii where the fate of the mass model is sealed. This grand design spiral, just like many members of the Virgo cluster, has been studied by several authors. Knapen et al. (1993) remark that the curve is still rising at their last radius and asymmetries are easily visible all the way from 3' to the exterior.

NGC 4321 has a  $\sim 60''$  ( $\sim 5 \text{ kpc}$ ) bar in its centre whose pattern speed has been characterized using the Tremaine-Weinberg relation by Hernandez et al. (2005) who find an  $\Omega_p = 30.3 \text{ km s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$ . This bar is oriented perpendicular to the major axis, which should have the effect of raising the rotation curve (just the opposite of the situation in NGC 925). Knapen et al. (1993) also discuss this bar and measures an increase in the circular velocity of as much as  $50 \text{ km s}^{-1}$  at the extremity of the bar. This bar might be responsible for the slight bump visible in the disc component in figure 5.15 even after a careful bulge+disc breakdown of the velocity profile. It is very hard to tell apart the rising of the curve due to the bar from the non-circular effect of the very strong arms, just as it is hard to distinguish the effect of the bulge and the bar on the luminosity profile. But if we applied a

velocity correction of such big amplitude as the one suggested by Knapen et al. (1993), it would clearly be difficult to reconcile the observed velocity with the one due to the combined bulge and disc. Wada et al. (1998) find an  $\Upsilon_{\star H}$  ratio which is consistent with our own estimate at the very centre.

#### 5.2.6.0.8 NGC 4569 (M90):

This galaxy is far from being a textbook case for kinematics studies. Not only does it possess a considerable bulge, but its position in the Virgo cluster and its well-documented gas depletion makes it a weird beast of the galactic zoo (Vollmer et al., 2004; Boone et al., 2007; Chemin et al., 2006). As such, a special model was devised taking into account the gas-stripping event from ram pressure leading to the peculiar SFH of the galaxy to compute the stellar disc density (Boselli et al., 2006). As was the case for NGC 4321, the splitting of the profile in bulge and disc constituents results in a considerable change in the effective velocities. This, of course, is due to the spheroidal rather than planar distribution of the mass in a bulge.

The agreement of the rotational velocity of the weighted stellar component (disc and bulge) to the actual measured H $\alpha$  and HI rotation curves is visibly inadequate in the inner regions where the bulge dominates the contribution of said stellar component. Let us stress that the BP99 and BP00 models describe the evolution of disc galaxies and not of spheroidal object. The  $\Upsilon_{\star}$  computed from these models can therefore be off because of differences in the star formation histories of bulge and disc. The almost solid body appearance of the RC could be due to a past stripping event according to Vollmer et al. (2004). Another reason for this discrepancy might be the large-scale bar supposedly present in the centre, where a lot of emission due to a strong star-forming nucleus can be seen (Boone et al., 2007; Laurikainen & Salo, 2002). This bar sits at an angle compatible with a decrease in the observed rotational velocities.

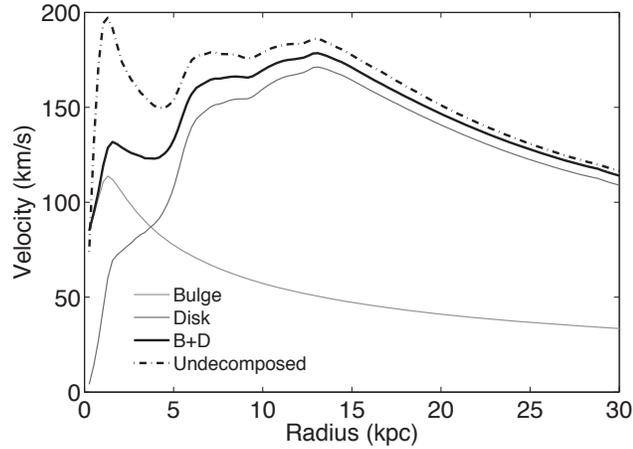


Figure 5.15: Computed velocity of the stellar photometry of NGC4321. Respective velocities of as-is photometry and decomposition of the stellar photometry into bulge and disc components are compared. The discs used are the median discs and the bulge is evaluated from the IRAC1 band.

#### 5.2.6.0.9 NGC 5055 (M63):

NGC 5055 is a moderately inclined SAbc galaxy with a slightly declining rotation curve. Blais-Ouellette et al. (2004) found strong kinematic motions in the inner regions ( $R < 300$  pc). The dark halo parameters we obtain are radically different from those of de Blok et al. (2008) because they performed a bulge/disc decomposition and we did not. One might think that in this case the dark halo we find should be less concentrated than the THINGS team because by not splitting the luminosity profile we overestimate the rotational velocities of the disc. The situation is however a little different, the  $\Upsilon_*$  used by de Blok et al. (2008) being higher than ours.

#### 5.2.6.0.10 NGC 7793:

This galaxy could also have been used as a template model for our studies but its slightly higher inclination made us prefer NGC2403. The models fit well the

photometry in all bands and accordingly the error on the determination of the disc is low.

Dicaire et al. (2008a) showed the rotation curve to be truly declining with their very deep H $\alpha$  observations reaching the confines of the THINGS rotation curve. They used the B-band photometry to estimate the disc’s mass and an isothermal dark halo. As can be seen in table 5.IV, the parameters of our isothermal halo and those from Dicaire et al. (2008a) and Carignan & Puche (1990) are quite different because of the dissimilar values chosen for our  $\Upsilon_{\star B}$  and theirs. Because of our much lower value of  $\Upsilon_{\star B}$  and its behaviour of rapidly decreasing with radius, we therefore find a more concentrated halo with higher central densities.

#### 5.2.6.0.11 DDO 154:

We chose DDO 154 as a test of our method on dwarf galaxies. It is not a benign question because of the overlook of radial transport and outflows in the models. While this omission has negligible effects in "regular galaxies" it was suspected to have more perceptible repercussions on dwarf galaxies. Models supplementing the original grid were calculated for  $v_c = [20..50]$  in the  $\lambda = [0.06..0.08]$  range. The  $\chi^2$  fitting procedure was once again performed on this grid extension and the result reproduced DDO 154’s photometry as well as it had the regular galaxies. Quality photometry data was available only for five bands, but those included UV and IR bands. We stick to performing the mass models with the K01 models-weighting even though in this particular case the KTG93 models reconciles better the UV and IR ranges. The mass model presented in figure 5.14 shows the overall domination of dark matter at all radii of the galaxy. The disc’s contribution to velocity lies far below the total rotation curve. As can be seen on table 5.IV, our results differ from those of Carignan & Purton (1998). Our  $\Upsilon_{\star}$  is  $\sim 6$  times lower than theirs, thus our halo is two times more centrally concentrated than theirs while the central concentration is not very different. On the other hand, if we compare our results

to de Blok et al. (2008) who follow a similar procedure to our own, we find almost perfect agreement.

## CHAPITRE 6

---

### CONCLUSIONS

---

Les galaxies sont des systèmes complexes constitués de plusieurs parties aux propriétés distinctes mais interreliées où interviennent des processus chimiques et physiques autant externes qu'internes.

La contribution du disque stellaire à la masse totale des galaxies est une question passionnante car elle est reliée à notre compréhension du comportement de la matière sombre et, par association, de l'organisation de la matière à l'échelle de l'univers.

La qualité d'une méthode étant généralement de susciter de nouvelles questions ou voies d'explorations, celle présentée ici ne fait pas exception. Il a déjà été montré que la méthode proposée reproduit de façon très convaincante plusieurs propriétés des galaxies proches (Boissier & Prantzos, 1999, 2000; Boissier et al., 2003). Tel qu'indiqué dans la conclusion de l'article reproduit ci-haut, il serait donc intéressant de poursuivre ces travaux en améliorant le modèle de la façon suivante :

- inclure le transport radial de la matière entre les différents anneaux concentriques utilisés pour modéliser l'évolution chimique de la galaxie ;
- inclure une FMI variant avec l'environnement s'il devait s'avérer qu'elle n'est pas universelle ;
- inclure de nouveaux modèles pour tenir compte de différentes historiques d'évolution galactique typiques, tout comme il a été fait pour NGC 4569.

L'amélioration de ce modèle risque toutefois peu de changer radicalement les conclusions auxquelles nous sommes arrivés plus haut, soit :

- les disques obtenus par cette méthode sont semblables entre eux pour une

- 
- galaxie donnée et ce, pour toutes les bandes spectrales considérées ;
  - les disques sont maximaux selon la définition première de ce terme, soit qu'à aucun rayon la fraction de la vitesse de rotation attribuable au potentiel du disque ne peut dépasser la courbe de rotation réelle de la galaxie et non selon le critère de Sackett ( $v_{disque,max} = 0,85v_{obs,max}$ ). Ceci est dû au fait que le  $\Upsilon_*$  est plus élevé au centre qu'en périphérie de la galaxie ;
  - l'utilisation de l'indice de couleurs pour déterminer  $\Upsilon_*$  est un outil imparfait car il est entaché de dégénérescence aux faibles indices de couleurs. Cet inconvénient touche toutefois préférentiellement les populations stellaires des bords des galaxies, où leur effet sur la courbe de rotation est moins important ;
  - l'utilisation des bandes de l'infrarouge moyen (IRAC1 et 2) constitue un outil adéquat pour ne considérer qu'un , car la plupart des modèles montrent que leur  $\Upsilon_*$  ne varie que très peu avec le rayon. Ceci ne règle cependant pas le problème sans équivoque, puisque le  $\Upsilon_*$  reste néanmoins un paramètre libre ;
  - la méthode convient aussi bien pour fixer le  $\Upsilon_*$  des galaxies spirales naines que pour les galaxies régulières.

Tous les outils existent maintenant pour qui a besoin de déterminer le rapport masse-luminosité des disques stellaires. La seule condition nécessaire est de disposer d'observations photométriques dans un nombre suffisant de bandes spectrales afin d'identifier sans ambiguïté à quel modèle correspond la galaxie étudiée.

La prochaine étape logique de ce processus serait d'étendre l'application de cette méthode aux composantes sphéroïdales et même aux galaxies elliptiques. En parallèle, l'analyse et l'utilisation de cartes de vitesses en deux dimensions plutôt que le profil de vitesse dans les modèles de masse de galaxies spirales permettra de tenir compte de tous les mouvements non-circulaires. Il devient donc également impératif de tenir compte de l'effet des barres sur la cinématique et l'évolution d'une galaxie. En effet, non seulement les barres modifient-elles localement le pro-

fil de vitesses de rotation d'une galaxie, mais ce phénomène provoque assez de transport de matière vers les régions internes pour qu'il soit justifié d'inclure leur effet explicitement dans les modèles d'évolution. Dans une optique plus générale, la méthode présentée dans cette thèse montre l'importance des phénomènes internes et externes influant sur l'évolution d'une galaxie dans des questions qui, *a priori* pourraient ne pas sembler y être reliées. L'application de la méthode CSPE à des galaxies à plus haut  $z$  permettrait également de tester sa validité dans un contexte où on retrouve un TFS très différent de celui de la population des galaxies locales.

Quant à la nature de la matière sombre, la recherche récente en physique des particules semble prometteuse pour lever le voile sur les mystères de cet abondant constituant de l'univers. Il y a à peine 150 ans, l'humanité ignorait tout des réactions nucléaires alimentant son Soleil et de la nature des *univers-îles* au sein d'un desquels elle était pourtant hébergée. L'astronomie a été, historiquement, un vecteur d'avancées scientifiques fulgurantes et on peut imaginer qu'elle sera encore à l'origine de grandes révolutions.

## BIBLIOGRAPHIE

- M. G. Abadi, J. F. Navarro, M. Steinmetz et V. R. Eke. Simulations of galaxy formation in a  $\Lambda$  cold dark matter universe. I. Dynamical and photometric properties of a simulated disk galaxy. *Ap. J.*, 591:499–514, juillet 2003.
- F. Abelès. Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. Applications aux couches minces. *Ann. Phys.*, pages 596–640 ;706–784, 1950.
- F. Abelès et P. Baumeister. Multilayer reflectors with minimal dispersion of differential phase shift upon reflection. *Optics Communications*, 93:1–3, 1992.
- R. Abermann. Measurements of the intrinsic stress in thin metal films. *Vacuum*, 41: 1279–1282, 1990.
- L.H. Aller. A note on the distribution of mass and luminosity in Messier 33. *Ap.J.*, 95: 48–51, 1942.
- C. Amra et C. Grèzes-Besset. *Champs et multicouches, synthèse résonances et modes...* École Centrale Marseille, 2010.
- G. Atanassov, J. Turlo, J. Kai Fu et Y Sheng Dai. Mechanical, optical and structural properties of  $\text{tio}_2$  and  $\text{mgf}_2$  thin films deposited by plasma ion assisted deposition. *Thin solid films*, 342:83–92, 1999.
- E. Athanassoula. Morphology of bar orbits. *MNRAS*, 259:328–344, novembre 1992.
- E. Athanassoula et A. Misiriotis. *MNRAS*, 330:35–52, 2002.
- J. N. Bahcall et S. Casertano. Some possible regularities in the missing mass problem. *ApJ*, 293:L7–L10, juin 1985.
- M. Banning. Partially reflective mirrors of high efficiency and durability. *J. Opt. Soc. Am.*, 37:688–689, 1947.

- P. B. Barna et M. Adamik. *Growth Mechanism of Polycrystalline Thin Films*. World Scientific Publishing, 1995.
- N. Bastian, K. R. Covey et M. R. Meyer. A Universal Stellar Initial Mass Function ? A Critical Look at Variations. *Ann. Review of A. & A.*, 48:339–389, septembre 2010.
- P. Baumeister. Starting designs for the computer optimization of optical coatings. *Applied Optics*, 34:4835–4843, 1995.
- P. Baumeister et F.A. Jenkins. Dispersion of the phase change for dielectric multilayers. application to the interference filter. *J. Opt. Soc. Am.*, 47:57–61, 1957.
- K. G. Begeman. HI Rotation Curves of Spiral Galaxies. I. NGC 3198. *A&A*, 223:47–60, 1989.
- T. C. Begou, C. Hecquet, F. Lemarchand et M. Lequime. All dielectric broadband mirror for Fabry-Perot interferometer. Dans M. Tilsch et D. Ristau, éditeurs, *Optical Interference Coatings*, OSA Technical Digest, (Optical Society of America), page paper PTE.6, 2013.
- E. F. Bell et R. S. de Jong. The stellar populations of spiral galaxies. *MNRAS*, 312: 497–520, mars 2000.
- E. F. Bell et R. S. de Jong. Stellar Mass-to-Light Ratios and the Tully-Fisher Relation. *Ap. J.*, 550:212–229, mars 2001.
- E. F. Bell, D. H. McIntosh, N. Katz et M. D. Weinberg. The Optical and Near-Infrared Properties of Galaxies. I. Luminosity and Stellar Mass Functions. *ApJS*, 149:289–312, décembre 2003.
- M. A. Bershadly, T. P. K. Martinsson, M. A. W. Verheijen, K. B. Westfall, D. R. Andersen et R. A. Swaters. Galaxy Disks are Submaximal. *ApJ*, 739:L47, octobre 2011.
- M. A. Bershadly, M. A. W. Verheijen, R. A. Swaters, D. R. Andersen, K. B. Westfall et T. Martinsson. The DiskMass Survey. I. Overview. *Ap. J.*, 716:198–233, juin 2010.

- J. Binney et M. Merrifield. *Galactic Astronomy*. Princeton series in astrophysics, Princeton, New Jersey USA, 1998.
- S. Blais-Ouellette, P. Amram et C. Carignan. Accurate Determination of the Mass Distribution in Spiral Galaxies. II. Testing the Shape of Dark Halos. *AJ*, 121:1952–1964, 2001.
- S. Blais-Ouellette, P. Amram, C. Carignan et R. Swaters. *A&A*, 420:147–161, 2004.
- S. Blais-Ouellette, C. Carignan, P. Amram et S. Côté. Accurate Parameters of the Mass Distribution in Spiral Galaxies. I. Fabry-Perot Observations of NGC 5585. *AJ*, 118: 2123–2131, novembre 1999.
- J. Bland-Hawthorn. Tunable imaging filters and scientific applications. Dans *Imaging the universe in three dimensions : Astrophysics with advanced multi-wavelength imaging devices*, ASP Conference series, pages 34–57, 2000.
- J. Bland-Hawthorn. Science with tunable filters. *Rev. Mex. A.A.*, 16:173–188, 2003.
- J. Bland-Hawthorn et L. Kedziora-Chudczer. Taurus tunable filter—seven years of observing. *Publications of the astronomical society of Australia*, 20:242–251, 2003.
- M. R. Blanton et S. Roweis. K-Corrections and Filter Transformations in the Ultraviolet, Optical, and Near-Infrared. *AJ*, 133:734–754, 2007.
- G. R. Blumenthal, S. M. Faber, R. Flores et J. R. Primack. Contraction of dark matter galactic halos due to baryonic infall. *ApJ*, 301:27–34, février 1986.
- S. Boissier. *Star formation in galaxies*. Springer, 2013.
- S. Boissier et N. Prantzos. Chemo-spectrophotometric evolution of spiral galaxies - I. The model and the Milky Way. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 307:857–876, août 1999.
- S. Boissier et N. Prantzos. Chemo-spectrophotometric evolution of spiral galaxies - II. Main properties of present-day disc galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 312:398–416, février 2000.

- S. Boissier, N. Prantzos, A. Boselli et G. Gavazzi. The star formation rate in disk galaxies : thresholds and dependance on gas amount. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 346:1215–1230, 2003.
- F. Boone, A. J. Baker, E. Schinnerer, F. Combes, S. García-Burillo, R. Neri, L. K. Hunt, S. Léon, M. Krips, L. J. Tacconi et A. Eckart. Molecular gas in NUClei of GALaxies (NUGA). VII. NGC 4569, a large scale bar funnelling gas into the nuclear region. *A&A*, 471:113–125, août 2007.
- M. Born et E. Wolf. *Principles of optics :electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light (6th ed.)*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1997.
- A. Boselli, S. Boissier, L. Cortese, V. Buat, T. M. Hughes et G. Gavazzi. High-mass Star Formation in Normal Late-type Galaxies : Observational Constraints to the Initial Mass Function. *ApJ*, 706:1527–1544, décembre 2009.
- A. Boselli, S. Boissier, L. Cortese, A. Gil de Paz, M. Seibert, B. F. Madore, V. Buat et D. C. Martin. The Fate of Spiral Galaxies in Clusters : The Star Formation History of the Anemic Virgo Cluster Galaxy NGC 4569. *ApJ*, 651:811–821, novembre 2006.
- M. R. Boulouch. Dédoublément des franges d’interférence en lumière naturelle. *J. Physique*, 2:316–320, 1893.
- F. Bournaud et F. Combes. Gas accretion on spiral galaxies : Bar formation and renewal. *A&A*, 392:83–102, septembre 2002.
- M. Boylan-Kolchin et C.-P. Ma. Major mergers of galaxy haloes : cuspy or cored inner density profile? *MNRAS*, 349:1117–1129, avril 2004.
- A. Bressan, G. Bertelli et C. Chiosi. Evolutionary tracks and color magnitude diagrams. Dans B. Baschek, G. Klare et J. Lequeux, éditeurs, *New Aspects of Magellanic Cloud Research*, volume 416 de *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 352–361, 1993.

- G. Bruzual et S Charlot. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 344:1000–1028, 2003.
- G. Bruzual A. et S. Charlot. Spectral evolution of stellar populations using isochrone synthesis. *Ap. J.*, 405:538–553, mars 1993.
- A. Burkert. The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies. *ApJ*, 447:L25, juillet 1995.
- E. Çetinörgü. A new method to experimentally determine the thermal expansion coefficient, Poisson’s ratio and Young’s modulus of thin films. *Journal of Materials Science*, 44:2167–2170, mars 2009.
- D. Calzetti, R. Chandar, J. C. Lee, B. G. Elmegreen, R. C. Kennicutt et B. Whitmore. A Method for Measuring Variations in the Stellar Initial Mass Function. *Ap. J. Letters*, 719:L158–L161, août 2010.
- D. Calzetti, R. Chandar, J. C. Lee, B. G. Elmegreen, R. C. Kennicutt et B. C. Whitmore. A New Method for Measuring the Upper End of the IMF. Dans M. Treyer, T. Wyder, J. Neill, M. Seibert, & J. Lee, éditeur, *UP2010 : Have Observations Revealed a Variable Upper End of the Initial Mass Function ?*, volume 440 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 125, juin 2011.
- Z. Cao et X. Zhang. Experiments and theory of thermally-induced stress relaxation in amorphous dielectric films for mems and ic applications. *Sensors and Actuators A*, 127:221–227, 2006.
- C. Carignan et K. C. Freeman. *ApJ*, 294:494, 1985.
- C. Carignan et D. Puche. *AJ*, 100:394, 1990.
- C. Carignan et C. Purton. *ApJ*, 506:125–134, 1998.
- B. W. Carroll et D. A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics—2nd ed.* Pearson Addison-Wesley, San Francisco, USA, 2006.

- G. Carter. Peening in ion-assisted thin-film deposition : a generalized model. *Journal of Physics D Applied Physics*, 27:1046–1055, mai 1994.
- G. Chabrier. Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function. *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 115:763–795, juillet 2003.
- C. Charbonnel, G. Meynet, A. Maeder et D. Schaerer. *A&A*, 115:339, 1996.
- S. Charlot et A. G. Bruzual. Stellar population synthesis revisited. *ApJ*, 367:126–140, janvier 1991.
- L. Chemin, C. Balkowski, V. Cayatte, C. Carignan, P. Amram, O. Garrido, O. Hernandez, M. Marcelin, C. Adami, A. Boselli et J. Boulesteix. A Virgo high-resolution H $\alpha$  kinematical survey — II. The Atlas. *MNRAS*, 366:812–857, 2006.
- K. K. Christova et A.H Manov. Mechanical stress and refractive index variation in dry sio<sub>2</sub>. *Int. J. Electronics*, 76:913–916, 1994.
- A. Chung, J. H. van Gorkom, J. D. P. Kenney, H. Crowl et B. Vollmer. VLA Imaging of Virgo Spirals in Atomic Gas (VIVA). I. The Atlas and the H I Properties. *AJ*, 138: 1741–1816, décembre 2009.
- S. Côté, C. Carignan et K. C. Freeman. The Various Kinematics of Dwarf Irregular Galaxies in Nearby Groups and Their Dark Matter Distributions. *AJ*, 120:3027–3059, décembre 2000.
- S. Courteau et H.-W. Rix. Maximal Disks and the Tully-Fisher Relation. *Ap. J.*, 513: 561–571, mars 1999.
- CVI Melles Griot. The use of fabry-perot etalons — technical notes. Application notes, 2004.
- E. Daddi, M. Dickinson, G. Morrison, R. Chary, A. Cimatti, D. Elbaz, D. Frayer, A. Renzini, A. Pope, D. M. Alexander, F. E. Bauer, M. Giavalisco, M. Huynh, J. Kurk et M. Mignoli. Multiwavelength Study of Massive Galaxies at  $z \sim 2$ . I. Star Formation and Galaxy Growth. *Ap. J.*, 670:156–172, novembre 2007.

- O. Daigle. *Spectro-imagerie optique a faible flux et comparaison de la cinématique H $\alpha$  et HI d'un échantillon de galaxies proches*. Thèse de doctorat, Université de Montréal (Canada), 2010.
- O. Daigle, C. Carignan, P. Amram, O. Hernandez, L. Chemin, C. Balkowski et R. Kennicutt. Kinematics of the SINGS nearby galaxies survey. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 367:469–512, avril 2006.
- D. A. Dale et SINGS. Infrared Spectroscopy Of Nearby Galaxy Nuclei. Dans *AAS High Energy Astrophysics Division*, volume 12 de *AAS High Energy Astrophysics Division*, page 47.03, septembre 2011.
- W. J. G. de Blok, S. S. McGaugh et V. C. Rubin. High-Resolution Rotation Curves of Low Surface Brightness Galaxies. II. Mass Models. *AJ*, 122:2396–2427, novembre 2001.
- W. J. G. de Blok, F. Walter, E. Brinks, C. Trachternach, S.-H. Oh et R. C. Kennicutt, Jr. High-Resolution Rotation Curves and Galaxy Mass Models from THINGS. *AJ*, 136:2648–2719, décembre 2008.
- W.J.G. de Blok, A. Bosma et S. McGaugh. Simulating observation of dark matter dominated galaxies : towards the optimal halo profile. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 340: 657–678, 2003.
- M.-M. de Dénus-Baillargeon, L. Abel-Tibérini, M. Lequime, C. Carignan, B. Épinat, J.-L. Gach, O. Hernandez et M. Marcelin. Developing high-performance reflective coatings for the tunable filter and the high-order interferometer of the 3D-NTT. Dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7013 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, juillet 2008.
- G. de Vaucouleurs. *Ann. Astrophys.*, 11:247, 1948.
- G. de Vaucouleurs. The Distribution of Light in Galaxies. *Astronomical Society of the Pacific Leaflets*, Vol. 6, No. 296, p.362, 6:362, 1953.

- G. de Vaucouleurs. Classification of bright galaxies. *ASPL*, 7:329–336, 1957.
- G. de Vaucouleurs. *ApJS*, 8:31, 1963.
- W. Dehnen. Phase-space mixing and the merging of cusps. *MNRAS*, 360:892–900, juillet 2005.
- I. Dicaire, C. Carignan, P. Amram, O. Hernandez, L. Chemin, O. Daigle, M.-M. de Denus-Baillargeon, C. Balkowski, A. Boselli, K. Fathi et R. C. Kennicutt. H $\alpha$  kinematics of the Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey - II. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 385: 553–605, avril 2008a.
- I. Dicaire, C. Carignan, P. Amram, M. Marcelin, J. Hlavacek-Larrondo, M.-M. de Denus-Baillargeon, O. Daigle et O. Hernandez. Deep Fabry-Perot H $\alpha$  Observations of NGC 7793 : A Very Extended H $\alpha$  Disk and A Truly Declining Rotation Curve. *AJ*, 135: 2038–2047, juin 2008b.
- F. Donato, G. Gentile, P. Salucci, C. Frigerio Martins, M. I. Wilkinson, G. Gilmore, E. K. Grebel, A. Koch et R. Wyse. A constant dark matter halo surface density in galaxies. *MNRAS*, 397:1169–1176, août 2009.
- A. Dressler. Galaxy morphology in rich clusters - Implications for the formation and evolution of galaxies. *ApJ*, 236:351–365, 1980.
- A. A. Dutton, S. Courteau, R. de Jong et C. Carignan. Mass Modeling of Disk Galaxies : Degeneracies, Constraints, and Adiabatic Contraction. *Ap. J.*, 619:218–242, janvier 2005.
- L. I. Epstein. Improvements in heat-reflecting filters. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 45:360, mai 1955.
- C. Fabry et A. Perot. On a new form of interferometer. *Astrophysical Journal*, 13: 265–273, 1901.
- Ch. Fabry et A. Perot. Théorie et applications d’une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. *Ann. Chim. Phys.*, 7:115–144, 1899.

- Ch. Fabry et A. Perot. Measures of absolute wave-lengths in the solar spectrum and the spectrum of iron. *Astrophysical Journal*, 15:73–96, 1902.
- Fall et Efstathiou. *MNRAS*, 193:189–206, 1980.
- B. Famaey et S. McGaugh. Challenges for  $\Lambda$ CDM and MOND. *Journal of Physics Conference Series*, 437(1):012001, avril 2013.
- J. A. Floro, S. J. Hearne, J. A. Hunter, P. Kotula, E. Chason, S. C. Seel et C. V. Thompson. The dynamic competition between stress generation and relaxation mechanisms during coalescence of Vo lmer-Weber thin films. *Journal of Applied Physics*, 89:4886–4897, mai 2001.
- A. Fortin. *Analyse numérique pour ingénieurs*. Éditions de l'École polytechnique de Montréal, Montréal, Canada, 1995.
- K.C. Freeman. On the disks of spiral and S0 galaxies. *Ap. J.*, 160:811–830, 1970.
- S. Gelato et J. Sommer-Larsen. On DDO 154 and cold dark matter halo profiles. *MNRAS*, 303:321–328, février 1999.
- Y.P. Georgelin et Ph. Amram. A review of fabry and perot discoveries. Dans *3D Optical spectroscopic methods in astronomy*, ASP Conference Series, pages 382–394, 1995.
- A. Gil de Paz, S. Boissier, B. F. Madore, M. Seibert, Y. H. Joe, A. Boselli, T. K. Wyder, D. Thilker, L. Bianchi, S.-C. Rey, R. M. Rich, T. A. Barlow, T. Conrow, K. Forster, P. G. Friedman, D. C. Martin, P. Morrissey, S. G. Neff, D. Schiminovich, T. Small, J. Donas, T. M. Heckman, Y.-W. Lee, B. Milliard, A. S. Szalay et S. Yi. The GALEX Ultraviolet Atlas of Nearby Galaxies. *ApJS*, 173:185–255, décembre 2007.
- T. Goto, C. Yamauchi, Y. Fujita, S. Okamura, M. Sekiguchi, I. Smail, M. Bernardi et P. L. Gomez. The morphology-density relation in the Sloan Digital Sky Survey. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 346:601–614, décembre 2003.

- F. Governato, C. Brook, L. Mayer, A. Brooks, G. Rhee, J. Wadsley, P. Jonsson, B. Willman, G. Stinson, T. Quinn et P. Madau. Bulgeless dwarf galaxies and dark matter cores from supernova-driven outflows. *Nature*, 463:203–206, janvier 2010.
- F. Governato, A. Zolotov, A. Pontzen, C. Christensen, S. H. Oh, A. M. Brooks, T. Quinn, S. Shen et J. Wadsley. Cuspy no more : how outflows affect the central dark matter and baryon distribution in  $\Lambda$  cold dark matter galaxies. *MNRAS*, 422:1231–1240, mai 2012.
- E. K Grebel. Observational comparison of star formation in different galaxy types. *IAU Symposium proceeding No. 270*, 2010.
- P. Guhathakurta, J. H. van Gorkom, C. G. Kotanyi et C. Balkowski. A VLA H I survey of the Virgo cluster spirals. II - Rotation curves. *AJ*, 96:851–866, septembre 1988.
- J.-W. Han, J.-M. Han, B.-Y. Kim, Y.-H. Kim, J.-H. Kim, D.-S. Seo et Y.-P. Park. Study on Compensation of Thermal Stresses in the Fabrication Process of Thin-Film Transistor. *Japanese Journal of Applied Physics*, 47:2238, avril 2008.
- R. Hanbury-Brown et C. Harzard. *Phil. Mag.*, 43, 1952.
- E. Hayashi, J. F. Navarro, C. Power, A. Jenkins, C. S. Frenk, S. D. M. White, V. Springel, J. Stadel et T. R. Quinn. The inner structure of  $\Lambda$ CDM haloes - II. Halo mass profiles and low surface brightness galaxy rotation curves. *MNRAS*, 355:794–812, décembre 2004.
- M. P. Haynes, R. Giovanelli et B. R. Kent. NGC 4254 : an Act of Harassment Uncovered by the Arecibo Legacy Fast Alfa Survey. *ApJ*, 665:L19–L22, 2007.
- A. Heavens, B. Panter, R. Jimenez et J. Dunlop. The star-formation history of the Universe from the stellar populations of nearby galaxies. *Nature*, 428:625–627, avril 2004.
- G. Hernandez. *Fabry-Perot Interferometers*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1986.

- O. Hernandez, J. Boulesteix et J.-L. Gach. A New Fabry-Perot Scanning interferometer for the Observatoire du Mont-Mégantic. *Proc. of the SPIE*, 4841:1472–1479, 2003.
- O. Hernandez, H. Wozniak, C. Carignan, P. Amram, L. Chemin et O. Daigle. On the Relevance of the Tremaine-Weinberg Method Applied to an H $\alpha$  Velocity Field : Pattern Speed Determination in M100 (NGC 4321). *Ap. J.*, 632:253–265, octobre 2005.
- E. H. Hirsch. Stress in porous thin films through adsorption of polar molecules. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 13:2081–2094, 1980.
- D. W. Hoffman. Modification of evaporated chromium by concurrent ion bombardment. *Journal of Vacuum Science Technology*, 17:425, 1980.
- R.W. Hoffman. The mechanical properties of non-metallic thin films. Rapport technique 82, Atomic Energy Commission, Cleveland, OH, 1975.
- E. P. Hubble. Realm of the Nebulae. *Yale University Press*, 1936.
- P. Jacquinet. The luminosity of spectrometers with prism, gratings or fabry-perot etalons. *Journal of the Optical Society of America*, 44:761–765, 1954.
- N. Kaiser. *Some Fundamentals of Optical Thin Film Growth*. Springer, 2003.
- S. A. Kassin, R. S. de Jong et B. J. Weiner. Dark and baryonic matter in bright spiral galaxies. II. Radial distributions for 34 galaxies. *ApJ*, 643:804–824, 2006.
- R. C. Kennicutt, Jr. The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *Ap. J.*, 498:541, mai 1998.
- R. C. Kennicutt, Jr., L. Armus, G. Bendo, D. Calzetti, D. A. Dale, B. T. Draine, C. W. Engelbracht, K. D. Gordon, A. D. Grauer, G. Helou, D. J. Hollenbach, T. H. Jarrett, L. J. Kewley, C. Leitherer, A. Li, S. Malhotra, M. W. Regan, G. H. Rieke, M. J. Rieke, H. Roussel, J.-D. T. Smith, M. D. Thornley et F. Walter. SINGS : The SIRTf Nearby Galaxies Survey. *PASP*, 115:928–952, août 2003.

- S. M. Kent. Dark matter in spiral galaxies. I - Galaxies with optical rotation curves. *AJ*, 91:1301–1327, juin 1986.
- D. Kereš, N. Katz, M. Fardal, R. Davé et D. H. Weinberg. Galaxies in a simulated  $\Lambda$ CDM Universe - I. Cold mode and hot cores. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 395:160–179, mai 2009.
- J. S. Kim, K. W. Paik et S. H. Oh. The multilayer-modified Stoney's formula for laminated polymer composites on a silicon substrate. *Journal of Applied Physics*, 86: 5474–5479, novembre 1999.
- J.E. Klemberg-Sapieha, J. Oberste-Berghaus, L. Martinu, R. Blacker, I. Stevenson, G. Sadkhin et al. Mechanical characteristics of optical coatings prepared by various techniques : a comparative study. *Appl. Opt.*, 43:2670–2679, 2004.
- J. H. Knapen, J. Cepa, J. E. Beckman, M. Soledad del Rio et A. Pedlar. Star Formation in the Spiral Arms of NGC 4321. II. H I Distribution and Kinematics. *ApJ*, 416:563, octobre 1993.
- J. H. Knapen, I. Shlosman et R. F. Peletier. *ApJ*, 529:93, 2000.
- R. Koch. Stress in evaporated and sputtered thin films — a comparison. *Surface and Coatings Technology*, 204:1973–1982, 2010.
- R. Koch, D. Hu et A. K. Das. Compressive stress in polycrystalline volmer-weber films. *Phys. Rev. Letters*, 94:146101–1/4, 2005.
- J. Kormendy et R.C. Kennicutt. Secular evolution and the formation of pseudobulges in disk galaxies. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 42:603–683, 2004.
- T. Kranz, A. Slyz et H.-W. Rix. Probing for dark matter within spiral galaxy disks. *ApJ*, 562:164–178, 2001.
- M. Kregel, P. C. van der Kruit et K. C. Freeman. Structure and kinematics of edge-on galaxy discs - V. The dynamics of stellar discs. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 358: 503–520, avril 2005.

- P. Kroupa. On the variation of the initial mass function. *MNRAS*, 322:231–246, avril 2001.
- P. Kroupa, C.A. Tout et G. Gilmore. The distribution of low-mass stars in the Galactic disc. *Month. Not. Astron. R. Soc.*, 262:545–587, 1993.
- G. G. Kuzmin. O raspredelenii mass v Galaktike. On the Distribution of mass in the Galaxy. *Publications of the Tartu Astrofizica Observatory, vol. 32, pp.211-230*, 32: 211–230, 1952.
- S. Larouche et L. Martinu. Openfilters : open source software for the design, optimization and synthesis of optical filters. *Applied Optics*, 47:C219–C230, 2008.
- E. Laurikainen et H. Salo. *MNRAS*, 337:1118–1138, 2002.
- H. R Leavitt. Discovery of the cepheid PL relation. *Harvard Coll. Obs. Circ.*, 1912.
- C. Lejeune, C. Cuisinier et C. Busier. *A&A*, 125:229, 1997.
- F. Lemarquis et E. Pelletier. Optical coating without phase dispersion for a Fabry-Perot interferometer. *Appl. Opt.*, 35:4987–4992, 1996.
- P. R. R. Leslie. Radio emission from normal galaxies. *The Observatory*, 80:216–219, décembre 1960.
- B. Lindblad. On the cause of star-streaming. *Ap. J.*, pages 191–197, 1926.
- W.-J. Liu, X.-J. Guo et C.-H. Chien. The study of optical and microstructural evolution of Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> and SiO<sub>2</sub> thin films by plasma ion assisted deposition method. *Sur. & Coat. Tech.*, 196:69–75, 2005.
- A. V. Macciò, G. Stinson, C. B. Brook, J. Wadsley, H. M. P. Couchman, S. Shen, B. K. Gibson et T. Quinn. Halo Expansion in Cosmological Hydro Simulations : Toward a Baryonic Solution of the Cusp/Core Problem in Massive Spirals. *ApJ*, 744:L9, janvier 2012.

- A.H Macleod. *Thin-Films Optical Filters, 3rd edition*. Institute of physics publishing, London, UK, 2001.
- S. Mahieu, P. Ghekiere, D. Depla et R. De Gryse. Biaxial alignment in sputter deposited thin films. *Thin Solid Films*, 515:1229–1249, 2006.
- C. Mahodaux. *Les contraintes dans les matériaux diélectriques en couche mince : empilements, évolution avec le recuit et l'implantation ionique*. Thèse de doctorat, Université Paul-Cézanne Aix-Marseille III, 1999.
- C. Mahodaux, H. Rigneault, H. Giovannini, L. Escoubas et P. Morreti. *Microsc. Microanal. Microstruct.*, 8:251–260, 1997.
- M. Marcelin, Ph. Amram, Ph. Balard, C. Balkowski, O. Boissin, J. Boulesteix, C. Carignan, O. Daigle, M.-M. de Denus-Baillargeon, B. Épinat, J.-L. Gach, O. Hernandez, F. Rigaud et Ph. Vallée. 3D-NTT : a versatile integral field spectro-imager for the NTT. Dans *SPIE Conference Astronomical Telescope and Instrumentation, Marseille June 23-28, 2008.*, Proc. SPIE, page t.b.d, 2008.
- P. Martin. *AJ*, 109:2429–2443, 1995.
- D.M Mattox. Particle bombardment effects on thin-film deposition : a review. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 7:1105–1114, 1988.
- S. S. McGaugh, J. M. Schombert, G. D. Bothun et W. J. G. de Blok. The Baryonic Tully-Fisher Relation. *Ap. J. Letters*, 533:L99–L102, avril 2000.
- R. Messier, A.P. Giri et R.A. Roy. Revised structure zone model for thin film physical structure. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 2:500–503, 1984.
- G. R. Meurer, O. I. Wong, J. H. Kim, D. J. Hanish, T. M. Heckman, J. Werk, J. Bland-Hawthorn, M. A. Dopita, M. A. Zwaan, B. Koribalski, M. Seibert, D. A. Thilker, H. C. Ferguson, R. L. Webster, M. E. Putman, P. M. Knezek, M. T. Doyle, M. J. Drinkwater, C. G. Hoopes, V. A. Kilborn, M. Meyer, E. V. Ryan-Weber, R. C. Smith

- et L. Staveley-Smith. Evidence for a Nonuniform Initial Mass Function in the Local Universe. *Ap. J.*, 695:765–780, avril 2009.
- S. Michel. *Vers une détermination optique directe des coefficients opto-mécaniques et thermo-optiques des couches minces optiques*. Thèse de doctorat, Université Paul-Cézanne Aix-Marseille III, 2008.
- M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Ap.J.*, 270:365–370, 1983.
- G. E. Miller et J. M. Scalo. The initial mass function and stellar birthrate in the solar neighborhood. *Ap. J. Supp.*, 41:513–547, novembre 1979.
- H. J. Mo, S. Mao et S. D. M. White. The formation of galactic discs. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 295:319–336, avril 1998.
- J. Mouchart. Thin film optical coatings. 5 : Buffer layer theory. *Applied Optics*, 17:72–75, janvier 1978.
- B. A. Movchan et A. V. Demchishin. *Phys. Metal. Metallogr.*, 28:83, 1969.
- J. C. Muñoz-Mateos, S. Boissier, A. Gil de Paz, J. Zamorano, R. C. Kennicutt, Jr., J. Moustakas, N. Prantzos et J. Gallego. Radial distribution of stars, gas and dust in SINGS galaxies. III. Modeling the evolution of the stellar component in galaxy disks. *ArXiv e-prints*, février 2011.
- J. C. Muñoz-Mateos, A. Gil de Paz, S. Boissier, J. Zamorano, D. A. Dale, P. G. Pérez-González, J. Gallego, B. F. Madore, G. Bendo, M. D. Thornley, B. T. Draine, A. Boselli, V. Buat, D. Calzetti, J. Moustakas et R. C. Kennicutt. Radial Distribution of Stars, Gas, and Dust in Sings Galaxies. II. Derived Dust Properties. *Ap. J.*, 701:1965–1991, août 2009a.
- J. C. Muñoz-Mateos, A. Gil de Paz, J. Zamorano, S. Boissier, D. A. Dale, P. G. Pérez-González, J. Gallego, B. F. Madore, G. Bendo, A. Boselli, V. Buat, D. Calzetti, J. Mous-

- takas et R. C. Kennicutt. Radial Distribution of Stars, Gas, and Dust in SINGS Galaxies. I. Surface Photometry and Morphology. *Ap. J.*, 703:1569–1596, octobre 2009b.
- K.-H. Müller. Model for ion-assisted thin-film densification. *Journal of Applied Physics*, 59:2803–2807, avril 1986.
- J. F. Navarro, C. S. Frenk et S. D. M. White. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *ApJ*, 462:563, mai 1996.
- J. F. Navarro, E. Hayashi, C. Power, A. R. Jenkins, C. S. Frenk, S. D. M. White, V. Springel, J. Stadel et T. R. Quinn. The inner structure of  $\Lambda$ CDM haloes - III. Universality and asymptotic slopes. *MNRAS*, 349:1039–1051, avril 2004.
- J.F. Navarro, C. Frenk et S.D. White. A universal density profile from hierarchical clustering. *Ap.J.*, 490:493, 1997.
- R.P. Netterfield, R.C. Schaeffer et W.G. Saintry. Coating fabry-perot interferometer plates with broadband multilayer dielectric mirrors. *Appl. Opt.*, 19:3010–3017, 1980.
- E. Oepik. An estimate of the distance of the Andromeda Nebula. *ApJ*, 55:406–410, juin 1922.
- S.-H. Oh, C. Brook, F. Governato, E. Brinks, L. Mayer, W. J. G. de Blok, A. Brooks et F. Walter. The central slope of dark matter cores in dwarf galaxies : Simulations vs. THINGS. *ArXiv e-prints*, novembre 2010.
- S.-H. Oh, W. J. G. de Blok, F. Walter, E. Brinks et R. C. Kennicutt. High-Resolution Dark Matter Density Profiles of THINGS Dwarf Galaxies : Correcting for Noncircular Motions. *Astron. J.*, 136:2761–2781, décembre 2008.
- M. Ohring. *The Material science of thin films*. Academic Press Inc, Harcourt Brace Jovanovich Publishers, Bonston, 1992.
- J.H. Oort. Observational evidence confirm Lindblad’s hypothesis of a rotation of the galactic system. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, III:275–282, 1927.

- L. Perek. Sur la rotation galactique des amas globulaires. *Annales d'Astrophysique*, 11: 185, janvier 1948.
- I. Petrov, P. B. Barna, L. Hultman et J. E. Greene. Microstructural evolution during film growth. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 21:S117–S128, 2003.
- B. Phookun, S. N. Vogel et L. G. Mundy. NGC 4254 : A Spiral Galaxy with an  $M = 1$  Mode and Infalling Gas. *ApJ*, 418:113, novembre 1993.
- D. M. Popper. Stellar masses. *Ann. Rev. A & A.*, 18:115–164, 1980.
- L. Portinari et P. Salucci. The structure of spiral galaxies : radial profiles mass-to-light ratio and the dark matter distribution. *A & A*, 2009.
- P.J. Quinn, L. Hernquist et D.P. Fullagar. Heating of galactic disks by mergers. *Ap. J.*, 403:74–93, 1993.
- M. S. Roberts. The Rotation Curve of Galaxies. Dans A. Hayli, éditeur, *IAU Symposium*, volume 69 de *IAU Symposium*, page 331, 1975.
- D. H. Rogstad. *Rotation and masses of galaxies as determined by single spacing interferometry of 21-cm hydrogen emission*. Thèse de doctorat, Thesis, Calif. Inst. Technol., Pasadena, 1967, 119 p., 1970.
- E. Romano-Díaz, I. Shlosman, C. Heller et Y. Hoffman. Dissecting Galaxy Formation. I. Comparison Between Pure Dark Matter and Baryonic Models. *ApJ*, 702:1250–1267, septembre 2009.
- V. C. Rubin, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, D. J. Crampin et K. H. Prendergast. The Rotation and Mass of NGC 7331. *Ap. J.*, 141:759, février 1965.
- V. C. Rubin, N. Thonnard et W. K. Ford, Jr. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV - Systematic dynamical properties, SA through SC. *ApJ*, 225:L107–L111, novembre 1978.
- P. D. Sackett. Does the Milky Way Have a Maximal Disk ? *ApJ*, 483:103, juillet 1997.

- E. E. Salpeter. The Luminosity Function and Stellar Evolution. *Ap. J.*, 121:161, janvier 1955.
- S.S. Sander, R.H. and McGaugh. Modified newtonian dynamics as an alternative to dark matter. *Annu. Rev. Astronom. Astrophys.*, 40:263–317, 2002.
- M. Schmidt. *A model of the distribution of mass in the galactic system*. Thèse de doctorat, Leiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands, 1956.
- J. Silk. Feedback, Disk Self-Regulation, and Galaxy Formation. *Ap. J.*, 481:703, mai 1997.
- F. Spaepen. Interfaces and stresses in thin films. *Acta materialia*, 48:31–42, 2000.
- R.W. Stanley et K.L. Andrew. Use of dielectric coatings in absolute wavelength measurements with a fabry-perot interferometer. *J. Opt. Soc. Am.*, 54:625–627, 1964.
- D. V. Stark, S. S. McGaugh et R. A. Swaters. A First Attempt to Calibrate the Baryonic Tully-Fisher Relation with Gas-Dominated Galaxies. *Astron. J.*, 138:392–401, août 2009.
- G. G. Stoney. Tension of electro-deposited films. *Proceedings of the Royal Society of London*, 82:172–175, 1909.
- G. N. Strauss. *Mechanical Stress in Optical Coatings*. Springer, 2003.
- B. T. Sullivan et J. A. Dobrowolski. Deposition error compensation for optical multilayer coatings. I. Theoretical description. *Applied Optics*, 31:3821–3835, juillet 1992.
- J. S Tello, A. F. Bower, E. Chason et B. W. Wheldon. Kinetic model of stress evolution during coalescence and growth of polycrystalline thin films. *Phys. Rev. Letters*, 98, 2007.
- J. A. Thornton et D. W. Hoffman. Stress related effects in thin films. *Thin Solid Films*, 171:5–31, 1989. Originellement publié dans les actes de la 22ème conférence technique de la Society of Vacuum Coaters.

- A. Tikhonravov. A method of synthesis of optical coatings using optimality conditions. *Vestn. Mosk. Univ. Fiz. Astronomiya*, 23:91–93, 1982.
- A.V. Tikhonravov, P.W. Baumeister et K.V. Popov. Phase properties of multilayers. *Appl. Opt.*, 36:4382–4392, 1997.
- A.V. Tikhonravov, M.K. Trubetskov et G.W. deBell. Application of the needle optimization technique to the design of optical coatings. *Applied Optics*, 35:5493–5508, 1996.
- A. Toomre. On the distribution of matter within highly flattened galaxies. *Ap. J.*, 138:385–392, 1963.
- V. Trimble. The 1920 Shapley-Curtis Discussion : Background, Issues, and Aftermath. *Proc. Astron. Soc. of the Pacific*, 107:1133, décembre 1995.
- Y.V. Troitski. Synthesis of mirrors with anomalous dispersion of the reflection phase. *Optical Engineering*, 34:1503–1507, 1995.
- R.B. Tully et J.R. Fisher. A new method of determining distances to galaxies. *A & A*, 54:661–673, 1977.
- A.F. Turner et P.W. Baumeister. Multilayers mirrors with high reflectance over an extended spectral region. *Applied Optics*, 5:69–76, 1966.
- T. S. van Albada, J. N. Bahcall, K. Begeman et R. Sancisi. Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198. *Ap. J.*, 295:305–313, août 1985.
- J. M. van der Hulst, J. P. Terlouw, K. G. Begeman, W. Zwitter et P. R. Roelfsema. The Groningen Image Processing SYstem, GIPSY. Dans D. M. Worrall, C. Biemesderfer et J. Barnes, éditeurs, *Astronomical Data Analysis Software and Systems I*, volume 25 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 131, 1992.
- P. C. van der Kruit et K. C. Freeman. Galaxy disks. *ArXiv e-print*.

- J.M. Vaughan. *The Fabry-Perot Interferometer : history, theory, practice and applications*. Adam Hilger, IOP Publishing Ltd, Bristol, UK, 1989.
- M. G. R. Vogelaar et J. P. Terlouw. The Evolution of GIPSY—or the Survival of an Image Processing System. Dans F. R. Harnden, Jr., F. A. Primini et H. E. Payne, éditeurs, *Astronomical Data Analysis Software and Systems X*, volume 238 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 358, 2001.
- B. Vollmer, C. Balkowski, V. Cayatte, W. van Driel et W. Huchtmeier. NGC 4569 : Recent evidence for a past ram pressure stripping event. *A&A*, 419:35–46, 2004.
- B. Vollmer, W. Huchtmeier et W. van Driel. NGC 4254 : a spiral galaxy entering the Virgo cluster. *A&A*, 439:921–933, 2005.
- K. Wada, K. Sakamoto et T. Minezaki. Numerical Modeling for the Gaseous and Stellar Structure of the Central Region of NGC 4321. *ApJ*, 494:236–246, 1998.
- F. Walter, E. Brinks, W. J. G. de Blok, F. Bigiel, R. C. Kennicutt, M. D. Thornley et A. Leroy. THINGS : The HI Nearby Galaxy Survey. *Astron. J.*, 136:2563, 2008.
- C. Weidner et P. Kroupa. The maximum stellar mass, star-cluster formation and composite stellar populations. *Month. Not. Astron. R. Soc.*, 365:1333–1347, février 2006.
- M. D. Weinberg et N. Katz. Bar-driven Dark Halo Evolution : A Resolution of the Cusp-Core Controversy. *ApJ*, 580:627–633, décembre 2002.
- B. M. H. R. Wevers, P. C. van der Kruit et R. J. Allen. The Palomar-Westerbork survey of northern spiral galaxies. *A&AS*, 66:505–513, 1986.
- T. B. V. Wiegert. *Spiral galaxy models, rotation curves and kinematic classification*. Thèse de doctorat, University of Manitoba (Canada), 2010.
- H. Windischmann. An intrinsic stress scaling law for polycrystalline thin films prepared by ion beam sputtering. *Journal of Applied Physics*, 62:1800–1807, septembre 1987.

- H. Windischmann. Intrinsic stress in sputter deposited thin films. *Crit. Rev. in Solid State and Mat. Sciences*, 17:547–596, 1992.
- P. J. Withers et H. K. D. K. Bhadeshia. Residual stress. Part 1 — Measurement techniques. *Materials Science and Technology*, 17:355–365, 2001a.
- P. J. Withers et H. K. D. K. Bhadeshia. Residual stress. Part 2 — Nature and origins. *Materials Science and Technology*, 17:366–375, 2001b.
- G. K. Wolf et W. Ensinger. Ion bombardment during thin film deposition and its influence on mechanical and chemical surface properties. *Nuclear instruments and methods in physics research*, B59/60:173–181, 1991.
- S.-H. Woo, S.-H. Kim et C. K. Hwangbo. Optical and structural properties of  $\text{tio}_2$  and  $\text{mgf}_2$  thin films by plasma ion-assisted deposition. *J. Kor. Phys. Soc.*, 45:99–107, 2004.
- R. Wyse et J. Silk. *ApJ*, 339:700, 1989.
- J. Zhang, J. W. Arkwright et D. I. Farrant. Distortion induced effects on the finesse of high-performance large-aperture Fabry-Perot etalon filters. *Optics Express*, 14:5994–6000, juin 2006.
- S. Zibetti, S. Charlot et H.-W. Rix. Resolved stellar mass maps of galaxies - I. Method and implications for global mass estimates. *MNRAS*, 400:1181–1198, décembre 2009.
- F. Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *Ap. J.*, 86:217–246, 1937.

# Annexe I

---

## Liste de publications

---

La liste suivante contient toutes les références bibliographiques des articles publiés au cours de ma thèse. La plupart des articles n'ont pas été inclus dans le corps de la thèse parce que je n'en suis pas l'auteure principale ou que le sujet n'était que connexe au sujet principal traité ici.

### *Publications avec comité de lecture*

**M.-M. de Denus-Baillargeon**, O. Hernandez, S. Boissier, P. Amram et C. Carignan. A Galactic Weigh-in : Mass Models of SINGS Galaxies Using Chemo-spectrophotometric Galactic Evolution Models. *ApJ*, 773:173, août 2013.

J. Hlavacek-Larrondo, C. Carignan, O. Daigle, **M.-M. de Denus-Baillargeon**, M. Marcelin, B. Epinat et O. Hernandez. Deep H $\alpha$  observations of NGC 253 : a very extended and possibly declining rotation curve? *MNRAS*, 411:71–84, février 2011a.

J. Hlavacek-Larrondo, M. Marcelin, B. Epinat, C. Carignan, **M.-M. de Denus-Baillargeon**, O. Daigle et O. Hernandez. Deep Fabry-Perot H $\alpha$  observations of two Sculptor group galaxies, NGC 247 and 300. *MNRAS*, 416:509–521, septembre 2011b.

J. Blasco-Herrera, K. Fathi, J. Beckman, L. Gutiérrez, A. Lundgren, B. Epinat, G. Östlin, J. Font, O. Hernandez, **M.-M. de Denus-Baillargeon** et C. Carignan. An improved method for statistical studies of the internal kinematics of HII regions : the case of M83. *MNRAS*, 407:2519–2529, octobre 2010.

I. Dicaire, C. Carignan, P. Amram, O. Hernandez, L. Chemin, O. Daigle, **M.-M. de Denus-Baillargeon**, C. Balkowski, A. Boselli, K. Fathi et R. C. Kennicutt. H $\alpha$  kine-

matics of the Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey - II. *MNRAS*, 385:553–605, avril 2008a.

I. Dicaire, C. Carignan, P. Amram, M. Marcelin, J. Hlavacek-Larrondo, **M.-M. de Denus-Baillargeon**, O. Daigle et O. Hernandez. Deep Fabry-Perot H $\alpha$  Observations of NGC 7793 : A Very Extended H $\alpha$  Disk and A Truly Declining Rotation Curve. *AJ*, 135: 2038–2047, juin 2008b.

### *Publications dans des compte-rendus de conférence*

**M.-M. de Denus-Baillargeon**, S. Boissier, C. Carignan, O. Hernandez et P. Amram. Fixing the Stellar M/L Ratio by Chemospectrophotometric Evolution Models. Dans C. Carignan, F. Combes et K. C. Freeman, éditeurs, *IAU Symposium*, volume 277 de *IAU Symposium*, pages 186–190, décembre 2011.

**M.-M. de Denus-Baillargeon**, L. Abel-Tibérini, M. Lequime, C. Carignan, B. Épinat, J.-L. Gach, O. Hernandez et M. Marcelin. Developing high-performance reflective coatings for the tunable filter and the high-order interferometer of the 3D-NTT. Dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7013 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, juillet 2008.

Z. S. Kam, C. Carignan, L. Chemin, O. Hernandez, **M. de Denus-Baillargeon** et Y. Djabo. HI and H $\alpha$  Mapping of M31 and M33. Dans C. Carignan, F. Combes et K. C. Freeman, éditeurs, *IAU Symposium*, volume 277 de *IAU Symposium*, pages 116–120, décembre 2011.

O. Hernandez, K. Fathi, C. Carignan, J. Beckman, J.-L. Gach, P. Balard, P. Amram, J. Boulesteix, R. L. M. Corradi, **M.-M. de Denus-Baillargeon**, B. Epinat, M. Relaño,

S. Thibault et P. Vallée. GH $\alpha$ FaS : Galaxy H $\alpha$  Fabry-Perot System for the William Herschel Telescope. *PASP*, 120:665–680, juin 2008.

C. Carignan, O. Hernandez, J.-L. Gach, P. Balard, **M.-M. de Denus Baillargeon**, K. Fathi, J. Beckman et J. Koulidiati. GH $\alpha$ FaS : galaxy H $\alpha$  Fabry-Perot system for the WHT. Dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7014 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, août 2008.

M. Marcelin, P. Amram, P. Balard, C. Balkowski, O. Boissin, J. Boulesteix, C. Carignan, O. Daigle, **M.-M. de Denus Baillargeon**, B. Epinat, J.-L. Gach, O. Hernandez, F. Rigaud et P. Vallée. 3D-NTT : a versatile integral field spectro-imager for the NTT. Dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7014 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, août 2008.