



**HAL**  
open science

# Etoiles massives les plus jeunes des Nuages de Magellan : Les HEBs et leur environnement

Frédéric Meynadier

► **To cite this version:**

Frédéric Meynadier. Etoiles massives les plus jeunes des Nuages de Magellan : Les HEBs et leur environnement. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00010036v2

**HAL Id: tel-00010036**

**<https://theses.hal.science/tel-00010036v2>**

Submitted on 5 Mar 2007

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

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

## THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité  
ASTROPHYSIQUE

Présentée par  
Frédéric MEYNADIER

Pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

# ÉTOILES MASSIVES LES PLUS JEUNES DES NUAGES DE MAGELLAN : LES HEBS ET LEUR ENVIRONNEMENT

Soutenue le 17 juin 2005

devant le jury composé de :

Lise DEHARVENG	Examinatrice
Pierre ENCRENAZ	Président du jury
Mohammad HEYDARI-MALAYERI	Directeur de thèse
Gregor RAUW	Rapporteur
Daniel SCHAERER	Examineur
Philippe STEE	Rapporteur



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Étoiles massives et régions H II</b>	<b>9</b>
1.1 Classification des étoiles massives . . . . .	9
1.1.1 Classification MKK . . . . .	10
1.1.2 Les étoiles massives dans la classification MKK . . . . .	11
1.1.3 LBVs , étoiles de transition, étoiles Wolf-Rayet, scénario de Conti . . . . .	14
1.2 Théories de formation des étoiles massives . . . . .	16
1.2.1 Scénario de formation des étoiles de faible masse . . . . .	16
1.2.2 Problèmes posés par les protoétoiles massives . . . . .	18
1.2.3 Accrétion, coalescence ? . . . . .	19
1.3 Limites supérieures . . . . .	22
1.3.1 Limite d'Eddington . . . . .	22
1.3.2 Limite HD (Humphreys et Davidson) . . . . .	23
1.3.3 Limite d'Eddington modifiée . . . . .	23
1.3.4 Limite de stabilité pulsationnelle . . . . .	23
1.3.5 Les étoiles les plus massives . . . . .	24
1.3.6 Étoiles primordiales (population III) . . . . .	25
1.4 Interactions avec le milieu interstellaire . . . . .	26
1.4.1 Les régions H II . . . . .	26
1.4.2 Formation des régions H II . . . . .	28
1.4.3 Expansion des régions H II . . . . .	30
1.4.4 Les vents stellaires . . . . .	33
<b>2 Observations</b>	<b>37</b>
2.1 New Technology Telescope (NTT) . . . . .	37
2.2 Very Large Telescope (VLT) . . . . .	38
2.3 Télescope Spatial Hubble (HST) . . . . .	39
2.4 Observatoires virtuels . . . . .	39
<b>3 Méthodes particulières d'analyse de données</b>	<b>41</b>
3.1 Traitement des données d'imagerie . . . . .	42
3.1.1 Photométrie d'ouverture . . . . .	42
3.1.2 Photométrie des champs denses . . . . .	43
3.1.3 Une méthode avancée de traitement de l'image : la déconvolution . . . . .	44
3.1.4 Génération d'images «vraies couleurs» . . . . .	50
3.2 Analyse des données . . . . .	52

3.2.1	Les diagrammes couleur–magnitude et couleur–couleur . . . . .	52
3.2.2	Détermination des populations stellaires par comparaison des diagrammes HR et couleur–couleur . . . . .	56
3.3	Exploitation des spectres . . . . .	60
3.3.1	Détermination de l’extinction interstellaire . . . . .	60
3.3.2	Détermination des températures et densités électroniques . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Une région remarquable de formation d’étoiles massives en périphérie de 30 Doradus : LMC N 160 A1 et A2</b>	<b>63</b>
4.1	Contexte . . . . .	63
4.2	Observations <i>HST</i> . . . . .	63
4.2.1	Les HEBs A1 et A2 . . . . .	64
4.2.2	L’environnement proche des blobs . . . . .	64
4.2.3	Implications sur les caractéristiques physiques des HEBs A1 et A2 . . . . .	66
4.3	Points communs des HEBs au sein d’environnements variés . . . . .	66
	Resolving the compact H II region in N 160A with <i>HST</i> . . . . .	69
<b>5</b>	<b>Environnement des HEBs</b>	<b>79</b>
5.1	Contexte . . . . .	79
5.2	Observations <i>JHK</i> . . . . .	80
5.3	Richesse en gaz . . . . .	80
5.4	Populations stellaires . . . . .	81
	The stellar environment of SMC N 81 . . . . .	85
	Stellar populations associated with the LMC Papillon Nebula . . . . .	95
<b>6</b>	<b>Multiplicité des étoiles massives</b>	<b>107</b>
6.1	LMC R 127 / R 128 . . . . .	108
6.1.1	Décomposition des amas . . . . .	108
6.1.2	Classification spectrale des principales sources . . . . .	110
6.2	Sk -71°51 . . . . .	111
6.2.1	Décomposition de l’amas . . . . .	111
6.2.2	Classification spectrale des principales sources . . . . .	112
6.3	Synthèse . . . . .	112
	Tight LMC massive star clusters R 127 and R 128 . . . . .	115
<b>7</b>	<b>Découverte d’un nouveau blob</b>	<b>131</b>
7.1	Traitements spécifique des données . . . . .	131
7.1.1	Imagerie . . . . .	131
7.1.2	Photométrie . . . . .	131
7.1.3	Spectrographie . . . . .	134
7.2	Un nouveau membre de la classe des HEBs . . . . .	135
7.3	Une nouvelle étoile de classe O2 . . . . .	136
	The LMC H II region N 214C and its peculiar nebular blob . . . . .	137
<b>8</b>	<b>Les blobs à faible excitation (LEBs)</b>	<b>147</b>
8.1	Introduction . . . . .	147
8.2	Observations et réduction de données . . . . .	147
8.3	Résultats . . . . .	150

8.4	Discussion . . . . .	152
8.4.1	Résultats concernant les blobs . . . . .	152
8.4.2	Autres objets . . . . .	153
8.5	Perspectives . . . . .	154
	<b>Conclusions</b>	<b>157</b>
	<b>Perspectives</b>	<b>158</b>
A	<b>Nomenclatures spécifiques</b>	<b>161</b>
B	<b>Travaux connexes</b>	<b>163</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>202</b>



*À la mémoire de Jean-Louis Jeanson*





## Remerciements

En premier lieu, mes remerciements vont à Mohammad Heydari-Malayeri. J'ai passé un peu plus de trois excellentes années sous sa direction : son enthousiasme et ses idées, sa bienveillance et sa disponibilité m'ont permis de venir à bout de cette thèse, et ses multiples centres d'intérêt ont empêché que nos conversations s'y limitent. Je lui suis grandement reconnaissant de tout ce qu'il m'a fait découvrir.

Je remercie Pierre Encrenaz d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. J'ai pu apprécier ses qualités humaines, sa vision étendue de la physique et sa conception ouverte de la recherche tout au long de mon parcours d'apprenti astrophysicien, en tant que directeur de DEA, d'école doctorale et d'UFR. Je le remercie pour sa disponibilité envers les étudiants et pour avoir toujours une oreille attentive quels que soient leurs problèmes.

Gregor Rauw et Philippe Stee ont accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, et je les en remercie vivement. Merci à Lise Deharveng et Daniel Schaerer pour avoir consenti à participer à ce jury : les échanges particulièrement fructueux que nous avons eu au cours des dernières années justifient pleinement leur présence. Je les remercie d'autant plus qu'ils ont dû contraindre leurs emplois du temps, déjà bien chargés, pour pouvoir le faire.

Je remercie Yves Viala de m'avoir accueilli au DEMIRM et Jean-Michel Lamarre de m'avoir gardé au LERMA. J'ai trouvé dans ce laboratoire un environnement humain propice à l'élaboration de cette thèse : je remercie tous les collègues avec lesquels j'ai eu l'occasion de discuter d'astrophysique et d'autres sujets. En particulier, je tiens à remercier Thibaut Le Bertre, voisin géographique et thématique, pour ses conseils avisés. Je remercie également Françoise Combes, entre autres, de m'avoir accordé la garde de `cumbia.obspm.fr` et `son.obspm.fr`, qui m'ont permis de réaliser la plus grande part du traitement des données à l'origine de cette thèse. Philippe Tournenc a bien voulu héberger le moniteur que je fus en m'adoptant dans les locaux de l'ERGA, ce qui fut précieux. Marie-Christine Angonin a assumé la lourde et ingrate tâche de relecture du manuscrit après avoir supporté ma présence dans son bureau, ce qui mérite doublement l'expression de ma gratitude.

Je suis redevable envers Fabrice Martins, qui m'a donné accès au versant «modélisation» de l'étude des étoiles massives et m'a ainsi permis de mieux comprendre la façon dont fonctionnent les modèles que j'ai utilisés. Pierre Magain, Frédéric Courbin et Sandrine Sohy m'ont appris à utiliser leur algorithme de déconvolution, qui m'a servi à deux reprises au cours de cette thèse : je les remercie chaleureusement de m'avoir accueilli à l'Institut d'Astrophysique de Liège, puis d'avoir pris le temps de répondre à mes questions pendant les quelques mois que j'ai consacré à la déconvolution de mes données.

Enfin, je remercie ma famille pour son soutien sans faille. Leur contribution ne se limite évidemment pas à ces petits événements qui m'ont marqué, mais j'espère qu'ils voient comme moi le lien entre ce manuscrit et, par exemple, les ballades nocturnes en Cévennes, le 115/900 et le PC 1512.

Avec une pensée particulière pour Kévin, Nathanaël, Maylis, Julien et Christine.



# Introduction

La formation des étoiles massives est encore à ce jour un problème non résolu dans le domaine de la physique stellaire : du point de vue théorique, l'extrapolation des modèles prévus pour les étoiles de type solaire à des masses de 10 à 100 fois plus grandes met en évidence de nombreux problèmes quant à leur formation puis leur stabilité. Du point de vue observationnel, ces objets sont rares et généralement profondément enfouis dans les nuages moléculaires qui les ont vu naître. Leur évolution rapide restreint alors l'observation des tous premiers stades de leur formation, jusqu'à ce que le flux UV et le vent stellaire dispersent le gaz et les poussières, dévoilant un astre déjà évolué.

Les sites de formation stellaire se signalent entre autres par leur émission de raies d'hydrogène ionisé, formant une «région H II». Dans notre galaxie, les régions H II compactes qui abritent les étoiles massives ne sont en général pas visibles dans le domaine optique : on recourt alors aux observations du continuum radio pour tenter de déterminer leur contenu stellaire. En revanche, on peut observer dans les Nuages de Magellan des régions H II compactes visibles dans le domaine optique, et donc permettant d'accéder aux paramètres stellaires des sources qu'elles abritent. Ces régions particulièrement compactes et lumineuses ont été baptisées «High Excitation Blobs» ou HEBs (Heydari-Malayeri & Testor 1982). Ces blobs sont formés par des étoiles particulièrement jeunes et lumineuses dans les tout premiers stades de leur vie. Les travaux constituant cette thèse ont pour objectif d'approfondir nos connaissances sur ces stades précoces.

\*\*

Pour préciser la définition du terme «étoiles massives» et affiner l'évident critère  $M \gg 1 M_{\odot}$ , plusieurs définitions sont utilisées selon le point de vue duquel on se place. Néanmoins, toutes ces définitions aboutissent en pratique à une limite entre étoiles de masse moyenne et étoiles massives autour de  $\sim 10 M_{\odot}$ .

D'un point de vue évolutif, le critère est la composition du coeur de l'étoile à l'issue de la combustion de l'hydrogène : hélium dégénéré en dessous de  $2.3 M_{\odot}$ , C-O dégénéré entre  $2.3$  et  $9 M_{\odot}$  et C-O non dégénéré au delà, correspondant respectivement aux étoiles de faibles masse, à celles de masse moyenne et enfin aux étoiles massives (Kippenhahn & Weigert 1994, p. 338). La limite exacte dépend de paramètres mal connus (flux de neutrinos par exemple) et peut donc fluctuer légèrement en fonction des valeurs adoptées. Alternativement, on peut choisir de regarder la composition finale de l'objet en fin de vie et prendre comme limite pour les étoiles massives la masse initiale nécessaire pour former, finalement, un noyau non dégénéré de fer et de nickel, après passage par une phase de supernova. La masse limite

est alors de  $8 M_{\odot}$  pour une étoile massive isolée et de  $10 M_{\odot}$  pour les composantes d'une binaire (Vanbeveren et al. 1998).

Observationnellement, l'étude de la répartition des étoiles selon leur nombre par intervalle logarithmique de masse montre que, globalement, les masses sont distribuées selon une loi de puissance (Salpeter 1955), sauf aux extrémités de l'intervalle de masse : à partir d'une limite située vers  $\sim 10 M_{\odot}$  selon les auteurs (Fich 1991; Larson 2003), on estime que la loi de Salpeter nécessite au mieux des adaptations, au pire un remplacement.

Enfin, du point de vue de la formation stellaire, les modèles de formation par accréation (Shu 1977) ne permettent pas, en général, d'expliquer la formation d'étoiles de masse initiale supérieure à  $10 M_{\odot}$  (Lada 1987; Palla & Stahler 1993). La modélisation de la formation de ce genre d'étoiles fait appel à des modèles alternatifs (voir 1.2).

Quel que soit le critère choisi, les étoiles massives sont rares : pour une étoile de  $20 M_{\odot}$  dans notre galaxie, on compte environ  $10^5$  étoiles de type solaire et il y a probablement  $10^6$  fois plus d'étoiles de masse solaire que d'étoiles de  $100 M_{\odot}$  (?). Il est néanmoins acquis que ces rares étoiles massives ont un rôle particulièrement important dans l'univers : ce sont elles qui synthétisent les éléments lourds dont nous et notre système solaire sommes constitués ; leur flux UV est à l'origine de l'ionisation des nébuleuses gazeuses et plus généralement leur interaction avec le milieu interstellaire est considérable, allant même jusqu'à déclencher des épisodes de formation stellaire dans leur environnement.

L'observation détaillée des phases les plus précoces de la formation stellaire est relativement courante pour les étoiles de masse faible à moyenne : la détection puis l'analyse des disques en rotation autour des étoiles de type TTauri ont contribué à confirmer le scénario de Shu (1977) et leur nombre devient suffisant pour établir des statistiques et dégager des lois. Parallèlement, les détections de zones de formation d'étoiles massives dans notre galaxie dans les longueurs d'ondes radio et infrarouge se multiplient et apportent des informations sur les conditions physiques du milieu interstellaire environnant les étoiles massives nouvellement formées.

En revanche, l'observation dans le domaine visible et proche-IR des tous premiers stades de la formation d'étoiles massives ne s'est développée que récemment. Les performances nécessaires pour observer ces objets (statistiquement plus lointains et plus éteints) ne sont atteintes que par les télescopes les plus performants actuellement disponibles.

\*

\*\*

Le Grand Nuage et le Petit Nuage de Magellan sont un terrain favorable pour de telles observations. Ce sont deux galaxies irrégulières satellites de la nôtre, situées respectivement à 179 000 et 210 000 années-lumière de nous, ce qui les place parmi nos plus proches voisins. Ils se caractérisent par la présence de nombreuses régions de formation stellaire (fig. 1) et une métallicité plus faible que celle de notre galaxie ( $Z_{SMC} = 0.004 = Z_{\odot}/5$ ,  $Z_{LMC} = 0.008 = Z_{\odot}/2.5$ ).

Historiquement, ils doivent leur nom au fait qu'ils ont été décrits pour la première fois par l'un des compagnons de voyage de Magellan en 1524. Mais la première description véritablement détaillée de ces «Nuages» est due à John Herschel, en 1847, et ce n'est qu'en



**FIG. 1:** *Les Nuages de Magellan. À droite : Grand Nuage (LMC), à gauche : Petit Nuage (SMC).*

1912 qu'on reconnaît leur nature extragalactique (mesure de leur distance par photométrie de Céphéides par Leavitt & Pickering (1912). Le Grand Nuage a par ailleurs abrité la supernova la plus proche observée par des instruments d'astronomie moderne, SN 1987 A.

La morphologie de ces galaxies est le prototype des galaxies irrégulières de type Im, mais leur structure cinématique présente des différences : alors que le LMC est un disque en rotation muni d'une barre centrale, perturbé par le voisinage de notre galaxie, le SMC ne semble pas présenter de rotation d'ensemble, et sa population d'étoiles vieilles semble plutôt sphérique.

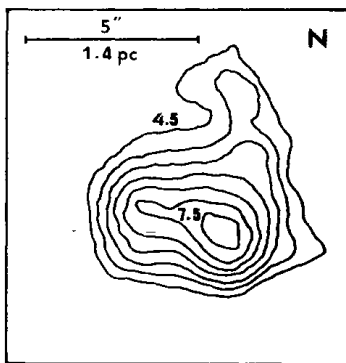
La figure 1 présente des images dans le visible de ces deux Nuages. La principale caractéristique qui en ressort est la prééminence des régions H II, indicatif des sites de formation stellaire. La plus brillante région H II du LMC, 30 Doradus, est sans équivalent dans notre galaxie. D'une manière générale, la formation stellaire au sein des galaxies irrégulières est un problème intéressant car en l'absence de structures spirales pour déclencher des épisodes de formation stellaire il devient nécessaire d'expliquer le déclenchement par d'autres facteurs ; par ailleurs le taux de formation stellaire varie beaucoup d'une irrégulière à une autre présentant par ailleurs les mêmes caractéristiques (Hunter 1997). Beaucoup présentent une zone de formation stellaire prépondérante (comme 30 Dor pour le LMC) accompagnée de nombreuses régions plus petites, d'autres n'ont qu'une faible activité de formation stellaire et d'autres sont au contraire des «starburst» quasi généralisés. Pour l'étude de ces aspects, les Nuages de Magellan jouent un peu le rôle qu'a joué le Soleil en physique stellaire : ce sont des exemples proches de ce qui est trop lointain pour être observé en détail. Ils ont donné lieu à de nombreux relevés systématiques, qui sont à l'origine de la nomenclature des objets cités dans ce mémoire (les principales notations utilisées sont explicitées en appendice).

Le choix de concentrer nos recherches sur les Nuages de Magellan comporte un inconvénient, qui augmente encore les performances requises : leur éloignement impose, pour résoudre un objet, une résolution angulaire importante. Néanmoins ce choix reste justifié en raison des nombreux bénéfices qu'il comporte :

- les Nuages abritent des régions de formation stellaire sans équivalent dans notre galaxie, comme par exemple 30 Doradus : l'activité de formation stellaire y semble donc particulièrement remarquable.
- Leur métallicité plus faible est à la fois un avantage observationnel et un intérêt scientifique : les modèles stellaires prévoient des flux UV plus importants, à masse égale, pour les étoiles plus faiblement métalliques. Ces flux plus importants sont susceptibles de disperser plus rapidement les nuages de gaz cachant les premiers stades de la formation d'étoiles massives, permettant ainsi d'observer des stades plus précoces.
- Leur distance connue facilite la conversion entre magnitude apparente et absolue.
- Enfin, leur ligne de visée hors du plan galactique évite l'extinction rencontrée dans la direction des régions de formation d'étoiles massives galactiques.

Les Nuages de Magellan sont donc un laboratoire privilégié pour l'observation des étoiles massives les plus jeunes. A partir de nos théories de formation des étoiles massives, il est possible d'établir un « portrait-robot » des régions que nous cherchons à observer : ces objets qui n'ont pas fini d'accréter leur matière environnante mais commençant déjà à émettre le flux ionisant d'une étoile de séquence principale doivent être compacts, denses, lumineux et excités. A la distance des nuages de Magellan, leur faible taille peut les faire passer pour des objets ponctuels sur les relevés systématiques. Une simple détection en  $H\alpha$  ne les différencie pas immédiatement d'une nébuleuse planétaire.

Des observations détaillées de régions H II ont mené à l'identification, par Heydari-Malayeri & Testor (1982), d'une région H II de petite taille (2 pc), avec un fort rapport  $[O III] \lambda 4959 - 5007 / H\beta$  allant jusqu'à 8, contrastant avec les rapports mesurés dans la région H II environnante (figure 2). Cet objet est devenu le prototype d'une classe particulière de régions H II compactes à haute excitation : les « blobs à haute excitation » (HEBs).



**FIG. 2:** Carte des rapports  $[O III] / H\beta$  autour de l'objet LMC N 159-5 (Heydari-Malayeri & Testor 1982). Contours de 4.5 à 7.5 par pas de 0.5.

Par la suite, plusieurs autres objets sont venus s'ajouter à celui-ci pour définir une classe. La table 1 recense les HEB observés à ce jour ainsi que la référence de leur première détection.

Le fait que ces objets soient observables dans le visible, grâce aux conditions particulières régnant dans les Nuages de Magellan, est une originalité importante : par opposition aux observations radio, les observations dans le domaine optique permettent d'obtenir les propriétés photosphériques des sources : elles font le lien entre ces objets et les modèles d'évolution stellaire, en permettant la classification spectrale de leur étoile excitatrice. De plus, la haute résolution angulaire aujourd'hui atteinte par les télescopes dans le visible permet de résoudre les amas serrés : c'est à l'heure actuelle le seul moyen d'étudier les caractéristiques indivi-

**TAB. 1:** Liste des régions H II contenant des objets classifiés comme HEB (Décembre 2004)

Id. (Henize 1956)	$\alpha$ J2000	$\delta$ J2000	Détection
LMC N 11A	04 :57 :16	−66 :23 :21	Heydari-Malayeri & Testor (1983)
LMC N 83B	04 :54 :22	−69 :11 :04	Heydari-Malayeri et al. (1990)
LMC N 159–5	05 :40.05	−69 :44 :38	Heydari-Malayeri & Testor (1982)
LMC N 160A	05 :39 :44	−69 :38 :45	Heydari-Malayeri & Testor (1986)
SMC N 26A	00 :48 :08	−73 :15 :06	Testor (2001)
SMC N 81	01 :09 :13	−73 :11 :38	Heydari-Malayeri & Testor (1985)
SMC N 88A	01 :24 :08	−73 :08 :55	Testor & Pakull (1985)

duelles des sources de ces amas.

La première partie de ce mémoire présente le cadre de mes travaux. Je commencerai par rappeler les différentes notions de physique stellaire et de physique du milieu interstellaire en rapport avec la formation et l’existence d’étoiles massives.

La partie suivante présente les observations qui ont fourni les données de cette thèse. Elles sont issues des télescopes optiques parmi les plus performants actuellement disponibles (VLT, HST, NTT).

La troisième partie regroupe les méthodes que j’ai utilisées et développées au cours de l’analyse de données. Celles-ci posent des problèmes originaux qui n’ont le plus souvent pas de réponse générale satisfaisante. Par conséquent il a été nécessaire, à plusieurs reprises, d’adopter des approches sensiblement différentes des procédures standard.

Les derniers chapitres de ce mémoire présentent les résultats que j’ai obtenus : j’ai tout d’abord participé à la résolution puis l’étude de deux blobs dans la région LMC N 160A, à l’aide d’observations *HST*. Ces observations ont permis de mettre en évidence la structure complexe de cette région et de détailler les caractéristiques des deux blobs.

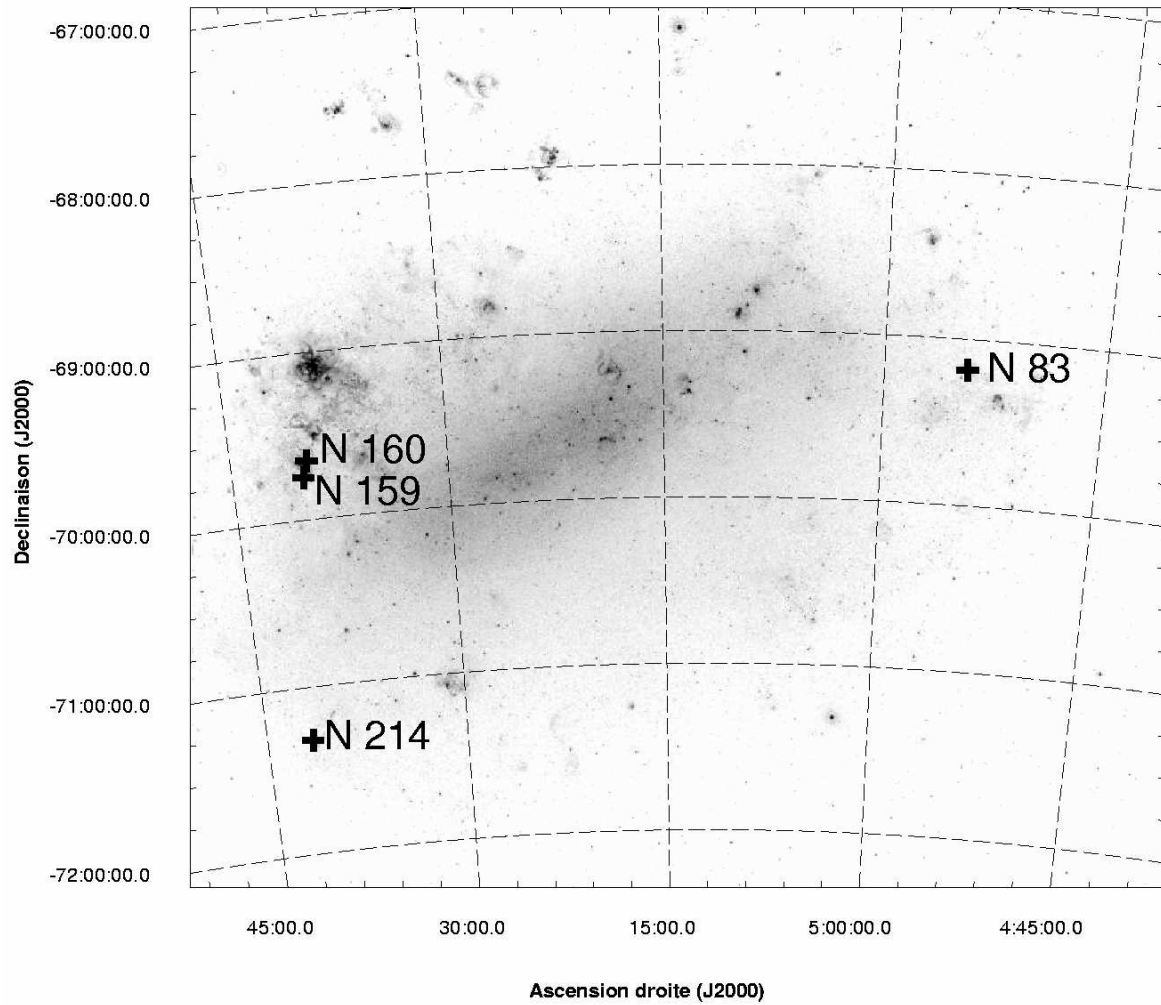
Je me suis ensuite intéressé à l’étude des environnements de deux blobs, LMC N 159 et SMC N 81 : il est établi que les étoiles massives se forment préférentiellement en amas, et notre compréhension des mécanismes de formation des étoiles massive doit tenir compte de ce fait. J’ai donc étudié, d’une part, l’environnement global de quelques blobs (sur une échelle de l’ordre de la dizaine de parsec), et d’autre part les composantes des amas serrés entourant des étoiles massives (échelle de l’ordre du parsec). J’ai ainsi déterminé les populations stellaires présentes, ce qui permet de préciser la place des blobs au sein du processus de formation des étoiles massives.

Au cours de mes travaux j’ai pu démontrer la multiplicité de deux étoiles massives, en utilisant des techniques avancées de restauration d’image. Le chapitre 6 expose ainsi le résultat de la déconvolution des champs LMC R 127/R 128 et LMC N 214.

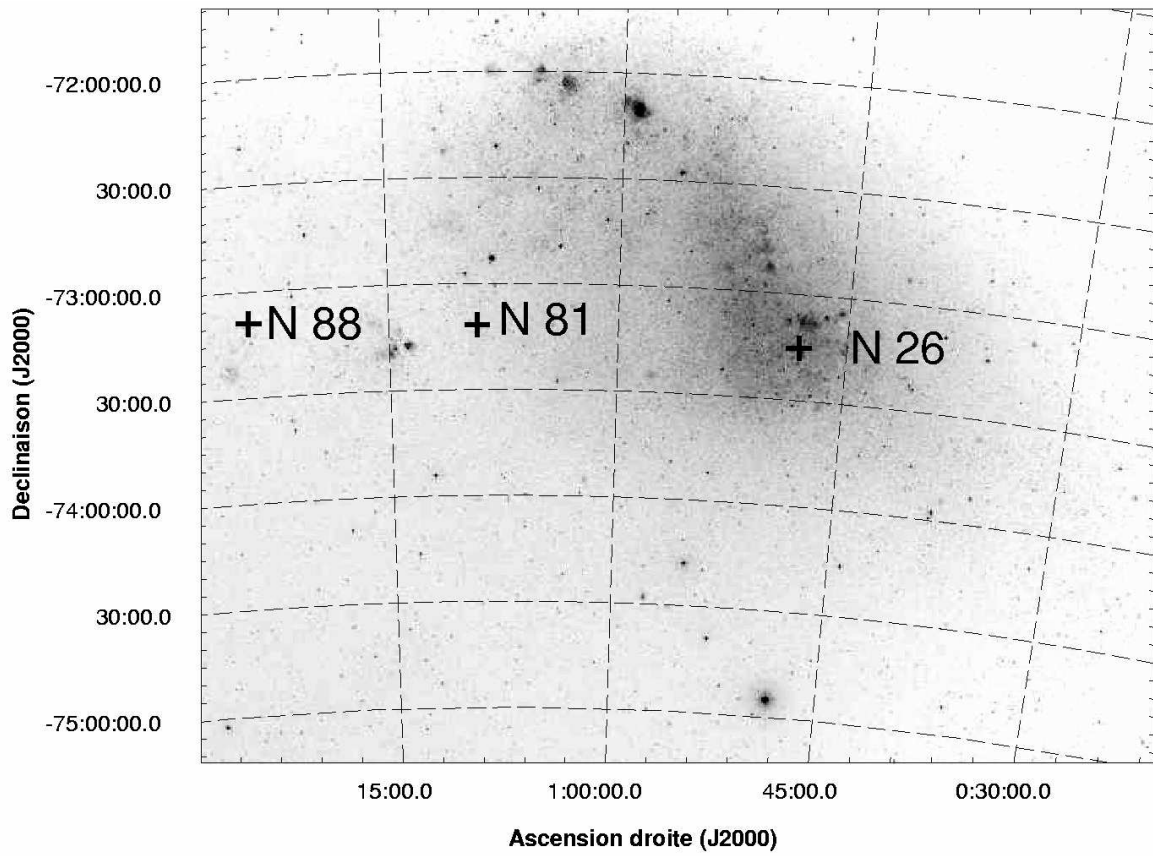
Les deux derniers chapitres constituent la base de développements futurs : le chapitre 7 recense les résultats obtenus sur un nouveau blob, situé dans LMC N 214C. Les observations NTT que nous avons obtenues montrent un environnement extrêmement intéressant, regroupant dans quelques parsec un blob, une étoile extrêmement chaude et des traces de forte interaction entre une population d’étoiles OB et le milieu interstellaire environnant.



Le chapitre 8 présente des résultats récents concernant des observations spectrographiques de candidats blobs. Il met en évidence une relation entre luminosité et excitation d'un blob, dépendante du Nuage considéré. Il est ainsi possible de mettre en évidence une population de blobs s'inscrivant clairement dans la continuité des HEBs, mais dont l'excitation faible conduirait plutôt à les nommer «LEBs», pour «Low Excitation Blobs».



**FIG. 3:** *Grand Nuage de Magellan et position des HEBs mentionnés dans ce document*



**FIG. 4:** *Petit Nuage de Magellan et position des HEBs mentionnés dans ce document*

# Chapitre 1

## Étoiles massives et régions H II

Si les grandes lignes de la vie d'étoiles de masse  $\sim 1 M_{\odot}$  sont relativement bien décrites par les modèles existants, de nombreux problèmes se posent pour les étoiles de masse significativement différente. Ces étoiles, «trop» massives pour que les scénarios habituels puissent s'appliquer, obligent théoriciens et modélisateurs à développer de nouvelles approches pour expliquer leur existence, attestée par les observations.

Je commencerai par présenter les particularités du système de classification des étoiles massives. Il s'agit d'un prolongement du système standard (MKK) couramment utilisé : celui-ci est relativement bien défini pour les étoiles de masse moyenne à faible, mais son extension aux étoiles les plus massives actuellement observées soulève des difficultés, notamment liées à notre connaissance insuffisante de celles-ci. Les travaux que j'ai effectués au cours de cette thèse ont conduit, à plusieurs reprises, à la classification d'étoiles massives à l'aide de ce système.

La deuxième partie sera consacrée à une revue des différents problèmes posés par la formation d'étoiles massives ainsi que les théories proposées pour y remédier. Plus largement, la troisième partie recense les principales limitations associées aux étoiles massives relevées dans la littérature.

Enfin la quatrième partie souligne l'importance de l'interaction entre les étoiles massives et le milieu interstellaire : en particulier je commencerai par une présentation de ce qui va constituer l'environnement typique de nos régions de formations stellaires : les régions H II. La formation et l'existence de ces régions sont étroitement liées à la population d'étoiles massives qu'elles abritent. En dépit de leur faible nombre, les étoiles massives sont les principales sources d'ionisation du milieu interstellaire. Elles injectent d'énormes quantités d'énergie mécanique dans le milieu interstellaire en déplaçant des masses importantes de gaz ionisé (?).

### 1.1 Classification des étoiles massives

Les étoiles massives ont nécessité l'extension du système de classification MKK habituellement utilisé pour décrire les types stellaires. Les cas les plus extrêmes (LBV, étoiles

Wolf-Rayet) font l'objet de classifications séparées afin de rendre compte de leur caractéristiques inhabituelles.

Une attention particulière à ces problèmes de classification est nécessaire, car la «zoologie» de ces objets rares continue d'être un outil précieux pour comprendre les mécanismes sous-jacents.

### 1.1.1 Classification MKK

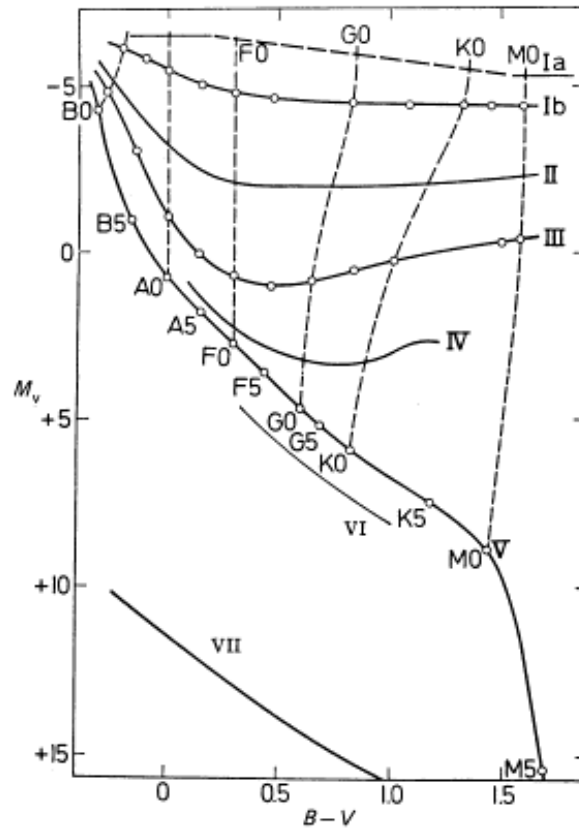
Le système de classification MKK (Morgan & Keenan 1973) répartit les étoiles selon deux critères, leur «type spectral» et leur «classe de luminosité». Au premier ordre, le type spectral se rapporte à la température effective de l'étoile. Ce type est indiqué par une lettre dans la suite OBAFGKM, O correspondant aux étoiles les plus chaudes et M aux étoiles les plus froides. Chaque type est subdivisé afin de permettre une classification plus fine : cette subdivision est en règle générale indiquée par un chiffre de 0 à 9, parfois décimal, par ordre de température décroissante (par exemple Cannon & Pickering 1912). La classe de luminosité, quant à elle, se rapporte (toujours au premier ordre) à la taille de l'étoile, et donc à la gravité  $g$  régnant à sa surface, qui varie selon le stade évolutif et la masse de l'étoile. Les classes de luminosité sont indiquées en chiffres romains, allant de I à VII, avec éventuellement une subdivision de la classe en a et b (classiquement Ia et Ib). Les dénominations correspondantes sont résumées dans le tableau 1.1.

Ia	supergéante	IV	sous-géante
Ib	supergéante	V	séquence principale ou naine
II	géante brillante	VI	sous-naine
III	géante	VII	naine blanche

**TAB. 1.1:** *Les classes de luminosité du système MKK*

Cette classification est fondée sur des critères observationnels et plus précisément spectraux : les types sont déterminés par comparaison des spectres à des étoiles standards (comparaison des rapports de raies) dans le domaine 3900 à 4900 Å et les classes de luminosité sont déterminées en examinant la forme des raies. Les spectres de référence sont choisis de manière à couvrir l'ensemble des températures effectives possibles et le couple (type spectral, classe de luminosité) permet une cartographie du diagramme HR (voir figure 1.1 et une description plus complète des diagrammes HR en section 3.2.1).

La philosophie de la classification MKK est de s'appuyer uniquement sur des critères observationnels et ne pas chercher à organiser ces notations en se basant sur des interprétations susceptibles d'être modifiées par la suite. Walborn (1979) met en perspective l'intérêt d'un tel principe, par le biais d'un rappel historique : à l'origine classée par ordre alphabétique, la liste des types spectraux a rapidement été réduite et réarrangée selon l'indice de couleur pour aboutir à la fameuse séquence «OBAFGKM» et constituer ainsi la classification de Henry Draper (pionnier de la classification spectrale, dont les travaux ont été publiés après sa mort par Annie J. Cannon (Cannon & Pickering 1912) sous la forme du catalogue HD). Un débat a alors animé la communauté astrophysique de l'époque quant à l'opportunité de renommer les types spectraux de manière à retrouver un ordre alphabétique. Une partie des astronomes



**FIG. 1.1:** Diagramme HR avec tracé des classes de luminosité et de quelques types spectraux (tiré de Zombeck 1990)

était alors convaincue que les types spectraux de Draper correspondaient aux stades évolutifs des étoiles, et que celles-ci naissaient «O» pour finir «M» en passant par toutes les étapes intermédiaires : de ce point de vue, il paraissait naturel de réviser la classification pour refléter ce fait. À l'inverse, les opposants arguaient que cette correspondance entre type spectral et stade évolutif n'était qu'une hypothèse susceptible d'être remise en cause et que, justement, un intérêt de la séquence «OBAFGKM» était de n'évoquer *a priori* aucune suite logique entre les types, ne fournissant ainsi aucun schéma préconçu aux théoriciens chargés de l'évolution stellaire.

À titre d'anecdote, les deux co-inventeurs indépendants du diagramme HR avaient des avis divergents sur la question. Hertzsprung était un tenant de la reclassification, alors que Russel tenait à séparer observations et théorie (Walborn 1979). La suite donnera raison à Russel et, plus généralement, poussera les observateurs à fournir des classifications indépendante des interprétations qu'on peut en faire.

### 1.1.2 Les étoiles massives dans la classification MKK

Nous nous intéresserons ici à la place des étoiles de type O dans le diagramme HR et dans la classification MKK. La figure 1.1 suggère l'un des problèmes posés par l'étude des étoiles chaudes : le coin supérieur gauche du diagramme HR, où se trouvent les étoiles massives, voit les classes de luminosité devenir de moins en moins discernables. La distinction entre

Sous-type	$\log W'$	Sous-type	$\log W'$
O3	< -0.90	O7	-0.10 à -0.01
O4	-0.90 à -0.61	O7.5	+0.00 à +0.09
O5	-0.60 à -0.46	O8	+0.10 à +0.19
O5.5	-0.45 à -0.31	O8.5	+0.20 à +0.29
O6	-0.30 à -0.21	O9	+0.30 à +0.44
O6.5	-0.20 à -0.11	O9.5	+0.45 à +0.65
		O9.7	+0.60 à +1.00

**TAB. 1.2:** Critères quantitatifs de classification des sous-types O. Les critères pour les types O5 à O9 sont dus à (Conti & Alschuler 1971) et les types O3-4 et O9.5-9.7 à (Mathys 1988, 1989).  $\log W' = \log W(\lambda 4471) - \log W(\lambda 4541)$ .

classes de luminosité est, de fait, d'autant plus difficile que le type est précoce : souvent, les modèles et les observations se limitent à comparer les types Ia, Ib, III et V. Seules les observations spectroscopiques les plus précises autorisent les nuances entre types et motive l'usage d'intermédiaires tels que II et IV. Deuxièmement, en ce qui concerne les types spectraux, la première version du système MKK (Morgan et al. 1943) s'abstenait de définir les classes de luminosité pour les types plus précoces que O9 et ne définissait pas de type plus précoce que O5.

L'extension des types spectraux vers les étoiles chaudes découle principalement des travaux N. Walborn (Walborn 1971; Walborn & Fitzpatrick 1990, et références incluses), à mesure que les objets appartenant à cette classe ont été découverts. La méthode adoptée par (Walborn & Fitzpatrick 1990) est une transposition aux spectres numériques des méthodes élaborées sur les spectres photographiques. Dans la continuité des méthodes de classification utilisées pour les autres types spectraux, cette méthode suppose l'établissement d'atlas regroupant les spectres (normalisés) d'étoiles choisies comme étant les prototypes des types spectraux. Il est alors possible d'établir la classification d'une étoile quelconque par comparaison avec les spectres de cet atlas. La plage de longueurs d'onde est choisie de façon à contenir les raies servant à caractériser les types spectraux (3900 – 4900 Å). Mais il est également important d'adopter une résolution spectrale comparable (de l'ordre de 1 Å).

Les principaux rapport de raies utilisés pour trouver le type spectral correspondant au spectre mesuré, dans la plage O3-B0, sont He II  $\lambda 4541$ /He I  $\lambda 4471$  et He II  $\lambda 4200$  / He I(+II)  $\lambda 4026$ . Le type O7 est défini par He II  $\lambda 4541 =$  He I  $\lambda 4471$  et la classe de luminosité V pour tous les types O est définie par une forte absorption en He II  $\lambda 4686$  (Walborn & Fitzpatrick 1990).

Parallèlement, et selon une approche différente, il est possible de définir un critère quantitatif pour classer entre elles les étoiles de type B0V à O5 (Conti & Alschuler 1971). Il est fondé sur le logarithme du rapport de raies d'absorption (He I  $\lambda 4471$  / He II  $\lambda 4541$ ) selon le tableau 1.2. Cette valeur suit une décroissance monotone entre la limite entre les types B0 et O9.7 (où elle vaut 1) à la limite séparant le type O4 et O3 (-.90, la raie He I  $\lambda 4471$  ayant quasiment disparu) (Mathys 1988, 1989).

La définition d'un critère équivalent pour définir la classe de luminosité n'est pas aussi simple et dépend du sous-type considéré : le rapport (Si IV  $\lambda 4088$  / He I  $\lambda 4143$ ) est défini par Conti & Alschuler (1971) pour les types plus tardifs que O7, tandis que Mathys (1988)

différencie les classes de luminosité pour les types O8.5-9.7 par la somme des largeurs équivalentes des raies He I  $\lambda 4388$  et He II 4686.

A l'intérieur de ces classes, d'autres désignations sont apparues nécessaires pour rendre compte de la diversité des spectres observés : tout en partageant les caractéristiques permettant leur classification dans le système MKK, certaines étoiles présentent des particularités donnant des indications extrêmement importantes pour comprendre les phénomènes physiques qui y ont lieu. van der Hucht (1996, et références incluses) résume les caractéristiques correspondant aux désignations retenues par Walborn (le tableau 1.3 reproduit ce résumé).

**TAB. 1.3:** *Désignations de Walborn pour la classification spectrale des étoiles O (d'après van der Hucht (1996))*

f	forte émission N III 4634–41, émission He II 4686
(f)	émission modérée N III 4634–41, pas d'émission ou d'absorption He II
((f))	faible émission N III 4634–41, forte absorption He II 4686
f*	émission N IV 4058 > émission N III 4640 (O3)
(f*)	f* et faible absorption He II 4686
((f*))	f* et forte absorption He II 4686
f <sup>+</sup>	f et émission Si IV 4089,4116 (O4–6)
f?p	émission C III 4647–51 comme N III 4634–41 ; H présentant des profils P-Cyg
e	raies de Balmer en émission
(e)	possible émission en H $\beta$
e <sup>+</sup>	émission semblable aux raies $\alpha$ -Cyg
n	raies nébuleuses ou diffuses larges
(n)	intermédiaire entre n et ((n))
((n))	mélange des raies Si IV 4116 et He I 4121
[n]	élargissement des raies H $\gg$ raies He
nfp	émission (raie large) + absorption He II
N	excès d'absorption N III, N II
C	excès d'absorption C III, C II

Conti conserve l'essentiel des notations de Walborn, sauf n et p, réservé pour désigner les étoiles de type «peculiar». Il introduit le type e pour les étoiles présentant des raies d'hydrogène en émission (au moins H $\alpha$ ), mais pas de raies N III, par analogie avec les étoiles de type Be. Les notations se rejoignent pour le type Oef (Conti) et Onfp (Walborn), qui décrivent essentiellement le même spectre avec une raie d'émission He II 4686 large inversée en son centre par une absorption de largeur faible.

A ce stade le type le plus chaud est O3, et sa principale définition (absence de raie He I  $\lambda 4471$ ) ne définit de limite que du côté «froid». Récemment, Walborn et al. (2002a) ont introduit un nouveau critère fondé sur le rapport de raies (N IV  $\lambda 4058$ /N III  $\lambda 4640$ ). Ces raies restant observables pour les étoiles les plus chaudes tout en étant en accord avec les rapports (He I  $\lambda 4471$  / He II  $\lambda 4541$ ) pour les types plus froids, permet d'introduire les types spectraux O2 et O3.5. Les classes de luminosités pour ces sous-types sont liées au mécanisme Of décrit dans le tableau 1.3. Ces nouveaux types et les critères les définissant sont rappelés dans le tableau 1.4. La classe de luminosité est déterminée par les caractéristiques de la raie He II  $\lambda 4686$ , en particulier le développement de profils P-cyg. On constate un décalage des critères entre les classes I-III et V.



	O2	O3	O3.5	O4
I,III	N IV $\gg$ N III He I absent ou très faible	N IV $>$ N III He I très faible ou absent	N IV $\sim$ N III He I très faible	N IV $<$ N III He I faible
V	N IV $\gg$ N III He I absent	N IV $\geq$ N III He I très faible	N IV $<$ N III He I très faible	N IV absent He I faible

**TAB. 1.4:** Critère de classification pour les types plus chauds que O4, d'après Walborn et al. (2002a). Longueurs d'onde des raies : N IV  $\lambda 4058$ , N III  $\lambda 4640$ , He I  $\lambda 4471$ .

Le type O2 est encore récent et ne compte qu'une douzaine de membres, parmi lesquels Sk -71°51, dont la classification en tant que O2 a pu être établie par nos observations (Meynadier et al. 2005, voir p. 137).

Enfin, Walborn & Parker (1992) ont défini pour les étoiles O une classe de luminosité Vz, désignant des étoiles dans un stade évolutif proche d'atteindre la séquence principale d'âge zéro (ZAMS). Walborn & Blades (1997, et références incluses) donnent plusieurs exemples d'étoiles correspondant à cette désignation et justifient cette particularité par le fait que des étoiles de classe Vz présentent une sous-luminosité et un spectre caractéristique. Le critère définissant la classe Vz est un excès d'absorption dans la raie He II  $\lambda 4686$  par rapport à ce qui est observé dans la séquence principale. Heydari-Malayeri et al. (2002b) montrent également que dans certains cas cette sous-luminosité s'accompagne de vents stellaires particulièrement faibles.

### 1.1.3 LBVs , étoiles de transition, étoiles Wolf-Rayet, scénario de Conti

La classe LBV (Luminous Blue Variables) est une espèce rare d'étoile instable : sa luminosité peut changer de plusieurs magnitudes en quelques mois, de façon chaotique. La classe des LBVs recouvre les anciennes dénominations S Dor ou Hubble-Sandage Variables. Elles sont parfois appelées «Hypergéantes». Les critères d'appartenance à cette classe sont : l'observation de forts taux de perte de masse (de l'ordre de  $10^{-3} M_{\odot}$  par an), la présence de fortes concentration de poussière interstellaire (ejecta) et surtout l'observation d'une variation significative de magnitude dans une bande de longueur d'onde, alors que la luminosité bolométrique reste constante, sur une échelle de temps de quelques mois. La LBV se déplace alors horizontalement sur le diagramme HR, variant considérablement sa température effective et donc changeant de type spectral apparent.

La LBV galactique la plus spectaculaire est  $\eta$  Car : l'observation de cette source extrêmement lumineuse et de la nébuleuse qui l'entoure prouve à la fois la forte masse de l'étoile (autour de  $120 M_{\odot}$ ) et la forte interaction avec le milieu interstellaire : la forte perte de masse qu'elle subit (de l'ordre de  $10^{-3} M_{\odot}$  par an)<sup>1</sup> a injecté une quantité de matière considérable dans son environnement, donnant naissance à une nébuleuse bipolaire particulièrement visible sur les observations *HST* (?).

La position du stade LBV dans le scénario évolutif a fluctué dans le passé, jusqu'à ce que des observations plus précises soient établies. Il est aujourd'hui admis que le taux d'éléments He, C, N et O impliquent que ces étoiles aient déjà dépassé le stade séquence principale

<sup>1</sup>Le site internet du «HST treasury program on Eta Carinae» fournit une synthèse des paramètres issus des observations récentes de cette étoile. (<http://etacar.umn.edu/>)

(Maeder 1983). On interprète aujourd'hui les forts taux de perte de masse et les variations de luminosité comme une conséquence de la proximité de la limite HD (voir section 1.3.2) : après avoir brûlé son hydrogène, l'étoile rougit et rencontre cette limite. Les couches externes sont alors balayées par la pression de radiation : il en résulte une étoile moins massive, qui évolue vers le bleu et retrouve une certaine stabilité jusqu'à ce que l'évolution interne la rapproche à nouveau de la limite de luminosité (?).

Au final, la perte de masse subie par les étoiles de type O les plus massives - en passant ou non par un stade LBV - peut aboutir à la formation d'une étoile de type Wolf-Rayet. Après avoir perdu plusieurs  $M_{\odot}$  au cours des quelques millions d'années de leur existence, ces étoiles sont dépouillées de leurs couches externes. Leur spectre montre en fait la composition du cœur mis à nu, d'où la présence de raies d'azote, de carbone ou d'oxygène avec une intensité inhabituelle : selon l'élément prédominant, les étoiles Wolf-Rayet sont classifiées en trois classes WN, WC et WO. Ces classes sont elles-mêmes subdivisées selon le degré d'ionisation (chiffres de 2 à 11 pour les WN, de 4 à 9 pour les WC et 1 ou 2 pour les WO). Une description plus détaillée du phénomène de perte de masse se trouve en section 1.4.4.

Les étoiles dites «de transition» sont les chaînons manquant entre les stades O séquence principale et Wolf-Rayet. Surnommées «slash stars» par Bohannan (1990), elles sont décrites comme étant des étoiles présentant des spectres comportant les caractéristiques d'absorption d'un type et les caractéristiques d'émission d'un autre (par exemple Of/WN, Ofpe/WR).

La séquence évolutive décrite dans les paragraphes précédent est fondée sur le «scénario Conti», dont l'historique est détaillé par van der Hucht (1996). En ce qui concerne le stade LBV, (?) propose le schéma évolutif suivant :

$$\text{si } M_i \geq 40M_{\odot} : \\ O \implies \text{Of/WN} \implies \text{LBV} \implies \text{Of/WN} \implies \text{LBV} \dots \implies \text{WN} \implies \text{WC}$$

Un échantillon plus large d'observations permet à Crowther et al. (1995) de préciser les limites en masses entre les différents scénarios possibles :

$$\begin{aligned} &\text{si } M_i \geq 60M_{\odot} : \\ &O \implies \text{Of} \implies \text{WNLha} \implies \text{WN6-7} \implies \text{WNE} \implies \text{WC} \implies \text{SN} \\ &\text{si } 40M_{\odot} \leq M_i \leq 60M_{\odot} : \\ &O \implies \text{Of} \implies \text{LBV} \implies \text{WN8} \implies \text{WNE} \implies \text{WC} \implies \text{SN} \\ &\text{si } 25M_{\odot} \leq M_i \leq 40M_{\odot} : \\ &O \implies \text{Of} \implies \text{RSG} \implies \text{WN8} \implies \text{WNE} \implies \text{WC} \implies \text{SN} \end{aligned}$$

Ce modèle semble impliquer que le phénomène LBV ne concerne que les étoiles O de masse comprise entre 40 et 60  $M_{\odot}$ . Ces conclusions sont contradictoires avec les estimations de masse initiale et présente de  $\eta$  Carinae ( $\simeq 120 M_{\odot}$ ) et notre propre estimation de la masse de R 127 ( $\simeq 80 M_{\odot}$  si elle n'est pas multiple, Heydari-Malayeri et al. (2003c), voir page 115), dont l'appartenance à la classe des LBVs est également communément admise. Ce fait montre probablement que, si le phénomène LBV commence à être qualitativement bien connu, nous connaissons encore trop peu de LBVs (environ une trentaine de membres confirmés) pour fixer des limites quantitatives strictes sur les masses permettant ce phénomène.

## 1.2 Théories de formation des étoiles massives

La formation stellaire peut sembler être un sujet clos depuis qu'il est établi que les étoiles se forment à partir de la condensation de nuages de gaz principalement constitués d'hydrogène. Les modèles simples (symétrie sphérique, gaz parfait, polytropes) suffisent à retrouver de nombreux ordres de grandeur et les problèmes soulevés par cette approche simpliste (conditions initiales, conservation du moment cinétique) semblent avoir été résolus dans le cas des étoiles de faible et moyenne masse ( $\leq 8M_{\odot}$ ). L'objectif de cette section est donc de rappeler comment les étoiles de faible et moyenne masse se forment, pourquoi l'extension de ce scénario aux étoiles de masse  $\geq 8M_{\odot}$  pose des problèmes, et quelles solutions alternatives sont actuellement proposées.

### 1.2.1 Scénario de formation des étoiles de faible masse

Le scénario actuellement retenu comporte trois phases et repose principalement sur les idées développées par Shu (1977) (pour plus de détails cf. Belloche 2002; Stahler et al. 2000, et les références incluses) :

- Phase préstellaire : condensation d'un fragment de nuage moléculaire.
- Phase protostellaire : effondrement gravitationnel, accrétion de matière, apparition d'un embryon stellaire.
- Phase pré-séquence principale : contraction quasi-statique de l'étoile.

Ces phases sont illustrées dans la figure 1.2. Initialement, l'équilibre du nuage moléculaire vis à vis de la gravitation est assuré conjointement par la température, le champ magnétique et la turbulence qui y règnent. Cet équilibre est remis en cause par plusieurs mécanismes : diffusion ambipolaire (interactions entre le faible nombre de particules ionisées par les rayons cosmiques et le champ magnétique du nuage), dissipation de la turbulence, perturbation extérieure. Avec la diminution du support magnétique ou turbulent, ou sous l'influence de la perturbation extérieure, un fragment du nuage peut devenir instable gravitationnellement et commencer à s'effondrer sur lui-même. L'évolution est alors soit isotherme, si le rayonnement de la poussière suffit à évacuer l'élévation de température due à la compression du gaz, soit quasi-statique. Quoiqu'il en soit l'évolution devient adiabatique lorsque la densité centrale devient telle que le rayonnement émis par l'objet central est entièrement absorbé (vers  $n_{H_2} \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  d'après Larson (1969)). Il s'ensuit une augmentation de la température et de la densité interne qui conduit à un équilibre hydrostatique. On se trouve alors en présence d'un premier coeur préstellaire de masse caractéristique  $0.01 M_{\odot}$  et de rayon caractéristique  $\sim 5 \text{ U.A.}$ , qui continue d'accumuler de la masse et dont la température continue d'augmenter. La dissociation de  $H_2$  a lieu lorsque la température atteint 2000 K. Le premier coeur préstellaire s'effondre alors en un deuxième coeur, de dimension beaucoup plus restreinte et plus proche du rayon de la future étoile, ce qui marque le début de la phase protostellaire.

C'est au cours de cette phase protostellaire que le coeur accrète la masse de son enveloppe, en dissipant l'énergie lié au moment cinétique du nuage avant son effondrement ainsi que l'énergie cinétique de la matière qu'elle accrète. Cette dissipation passe par différents mécanismes (freinage magnétique, rayonnement, ondes de choc, jets bipolaires). Lorsque

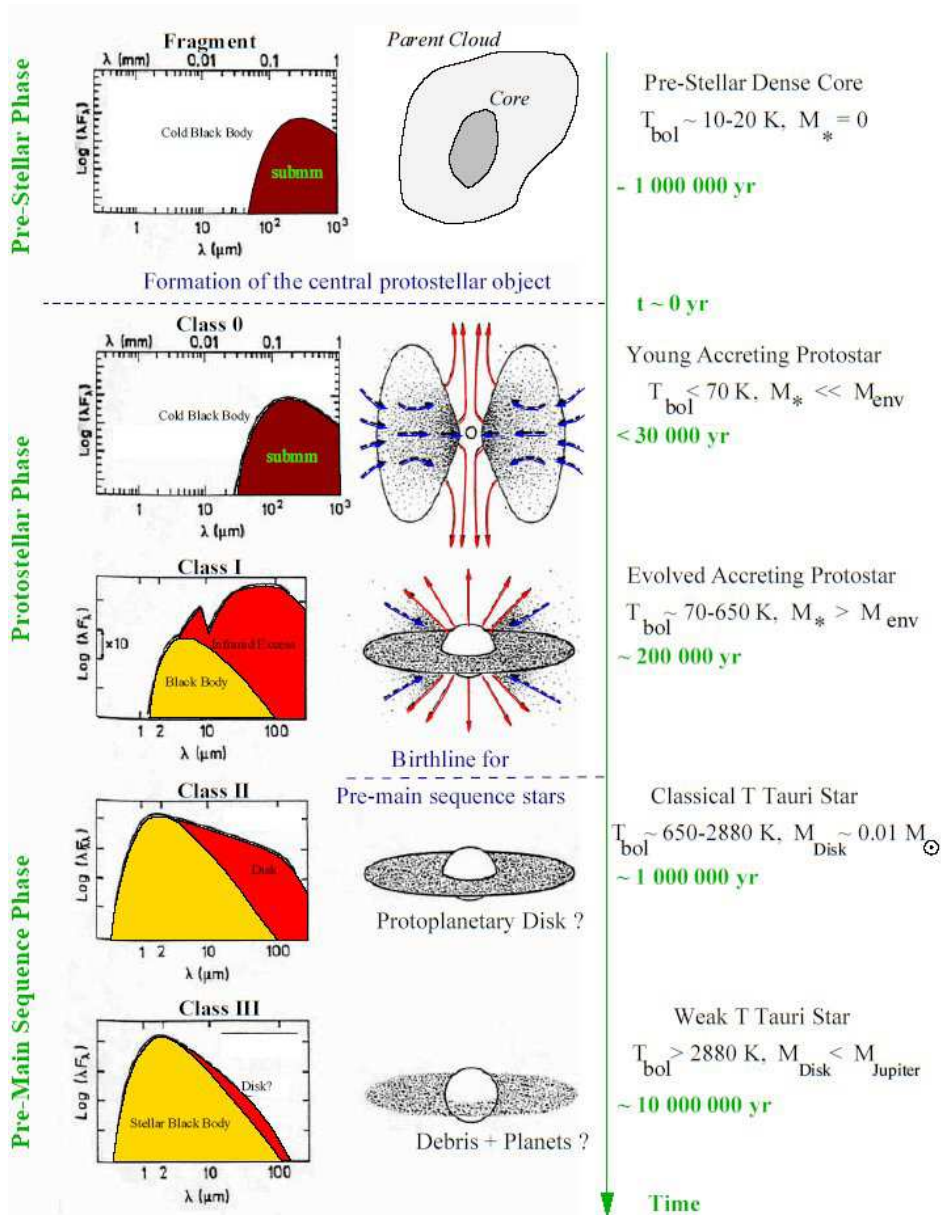
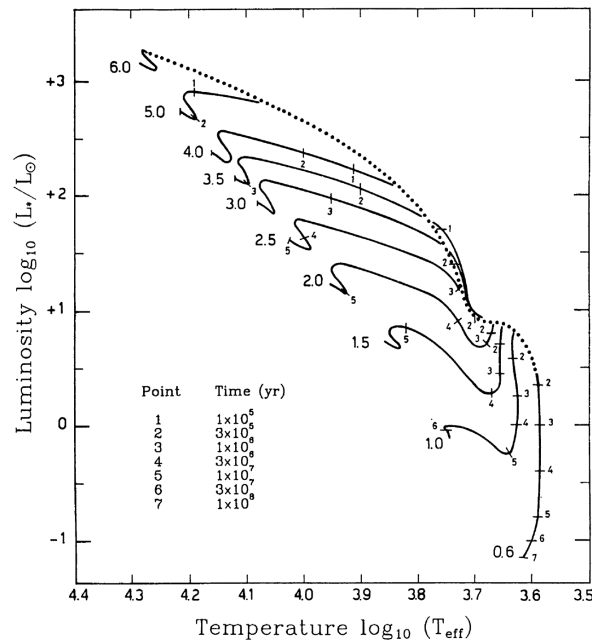


FIG. 1.2: Étapes de la formation des étoiles de faible et moyenne masse. Figure extraite de Belloche (2002)

la température atteint  $10^6\text{ K}$ , la combustion du deutérium commence et l'objet devient visible en optique, ce qui permet de placer ces objets sur un diagramme HR où ils se placent, selon leur masse, le long d'une ligne appelée ligne de naissance («birthline», voir figure 1.3). Il entre alors en phase pré-séquence principale (Pre-Main Sequence ou PMS). Pour les proto-étoiles de faible masse, l'énergie apportée par la fusion du deutérium rend l'intérieur complètement convectif ; il ne redevient radiatif que si la masse accrétée atteint les 2 à 3  $M_{\odot}$ . L'objet est alors en contraction quasi-statique jusqu'à ce que la température atteignent les quelques  $10^7\text{ K}$  nécessaires à l'allumage des réactions de fusion de l'hydrogène, ce qui marque l'entrée sur la séquence principale d'âge zéro (ZAMS) : la contraction s'arrête grâce à l'apport d'énergie des réactions thermonucléaires, qui deviennent la source d'énergie prépondérante en remplacement de l'énergie cinétique d'accrétion.



**FIG. 1.3:** Tracés de l'évolution des objets pré-séquence principale sur un diagramme HR pour différentes masses initiales (traits pleins) et «birthline» (pointillés) (Figure extraite de Palla & Stahler 1993). Les tracés évolutifs commencent sur la «birthline» et se terminent sur la séquence principale d'âge nul (ZAMS), qui n'a pas été tracée pour des raisons de lisibilité. la ZAMS et la «birthline» se rejoignent pour les masses  $\geq 10 M_{\odot}$  (Stahler et al. 2000).

Ce scénario a pu être comparé aux nombreuses observations d'étoiles T Tauri (étoiles pré-séquence principale encore entourées d'un disque de poussière responsable d'un fort excès IR dans le spectre de l'étoile). Par rapport aux étoiles massives, ces étoiles de faible masse sont beaucoup plus nombreuses et, en dépit de leur luminosité plus faible, sont plus facilement observables en raison de leur proximité.

### 1.2.2 Problèmes posés par les protoétoiles massives

L'extension de ce scénario aux proto-étoiles plus massives impose des changements qualitatifs par rapport au scénario proposé pour les étoiles de masse faible ou intermédiaire. Une manière de poser le problème est de constater sur la figure 1.3 que la durée de la phase PMS devient nulle pour des objets de masse  $\sim 10 M_{\odot}$  (Stahler et al. 2000). Physiquement, cela signifie que les objets de plus de  $10 M_{\odot}$  n'ont pas de phase pré-séquence principale : le temps nécessaire à l'allumage des réactions de l'hydrogène est de l'ordre de l'échelle de temps de Kelvin-Helmholtz ( $< 10^4$  ans pour une étoile de type O), et il est très inférieur à la durée nécessaire pour finir d'accréter la matière : l'entrée sur la séquence principale se fait donc alors que la matière continue de tomber sur l'étoile. Mais le rayonnement d'une jeune étoile massive étant particulièrement puissant, la pression de radiation qui en découle est suscep-

tible de stopper l'accrétion (limite d'Eddington, voir page 22, Wolfire & Cassinelli 1987, et références incluses). Une limite supérieure à la masse d'une étoile se trouve ainsi fixée, mais elle est alors très inférieure aux masses maximales observées. Le fort rayonnement UV modifie l'environnement (dissociation de  $H_2$  puis ionisation en  $H^+$ ) pour transformer ce qui était un coeur de nuage moléculaire neutre en une petite région H II (Garay & Lizano 1999). On sort ainsi sensiblement du cadre de la théorie de formation des étoiles de masse faible à intermédiaire.

En ce qui concerne la modélisation elle-même, il n'est pas possible d'augmenter la masse de la proto-étoile simplement en augmentant le taux d'accrétion de cette dernière : celui-ci dépend principalement de la température du gaz (via la vitesse du son) et il faudrait un environnement porté à 50 à 100 K pour obtenir un taux d'accrétion suffisant (de l'ordre de  $10^{-3} M_{\odot}/\text{an}$ ) pour atteindre de fortes masses avant que les réactions de l'hydrogène ne commencent. Ce chiffre ne peut être atteint qu'à condition que des étoiles massives déjà formées chauffent le milieu interstellaire : les premières étoiles massives de la région ont donc du se former dans un environnement plus froids (10 – 20 K) ce qui induit des taux d'accrétion faibles (McKee & Tan 2003; Stahler et al. 2000, et références incluses).

### 1.2.3 Accrétion, coalescence ?

Diverses théories sont en concurrence pour expliquer, malgré les difficultés relevées dans le précédent paragraphe, l'observation d'étoiles massives. Elles peuvent se classer en deux familles : celles qui adaptent le scénario de formation des étoiles de faible masse en trouvant des mécanismes d'accrétion alternatifs et celles qui explorent des scénarios radicalement différents, comme la possibilité que les étoiles massives se forment par coalescence d'étoiles de masses plus faibles.

#### *Indices observationnels*

L'une des constatations les plus fermement établies concernant la formation des étoiles massives est leur tendance à se former en groupes ou en amas qui donneront plus tard les associations OB (Garay & Lizano 1999, et références incluses). Plus précisément, il semble que les étoiles massives se trouvent préférentiellement au centre des amas, sans que cette localisation puisse s'expliquer par une relaxation du système gravitationnel (qui prendrait trop de temps). Il semble donc que les étoiles massives se forment dans les régions centrales des amas, où la densité de gaz et/ou d'étoiles déjà formées est la plus grande (Clarke et al. 2000, et références incluses).

Il existe, par ailleurs, des étoiles de type O ou B isolées dont on peut néanmoins rattacher la formation à une association d'étoiles OB proches : leur vitesse élevée (le seuil étant fixé par convention à  $\sim 30$  km/s) et la proximité d'une association OB en fait des «runaways» (Blaauw 1961), des étoiles éjectées de leur amas de naissance (par exemple, à cause d'un système binaire massif où l'une des composantes explose en supernova).

Dans certains cas, l'apparition de sites de formation d'étoiles massives est clairement reliée à des perturbations du milieu interstellaire. L'expansion d'une région H II dans un nuage moléculaire neutre peut, par exemple, créer un choc dans la zone neutre, ce qui forme une

couche instable susceptible de s'effondrer gravitationnellement. Les calculs menés par Elmegreen & Lada (1977) montrent que, sous certaines conditions, cette situation peut mener à collecter la matière nécessaire à la formation des étoiles massives, en particulier dans les nuages les plus denses. Ce mécanisme est récursif, dans la mesure où les étoiles massives nouvellement formées vont à leur tour initier l'expansion d'une région H II et ainsi déclencher la formation de nouvelles étoiles dans leur environnement.

L'existence de ce mode de formation des étoiles massives est relativement bien étayé par des observations (parmi les plus récentes : Deharveng et al. (2003a,b); Bratsolis et al. (2004); Walborn et al. (2002b)). Toutefois, ce mode de formation ne peut, à lui seul, expliquer tous les événements de formation d'étoile massives, en particulier, la formation d'étoiles massives isolées. Il est donc nécessaire d'élaborer des scénarios expliquant la formation d'étoile massive sans influence extérieure.

### *Scénarios d'accrétion*

Les scénarios de formation des étoiles massives par accrétion découlent du modèle adopté pour les étoiles de masse faible et intermédiaire (voir section 1.2.1 p. 16), avec des aménagements destinés à contourner les difficultés interdisant la formation d'étoiles de masse supérieure à  $\sim 10 M_{\odot}$ . Ils reposent, par conséquent, sur l'existence de disques et de jets jouant le même rôle que dans le cas des étoiles de masse plus faible (Garay & Lizano 1999). Les observations directes ou indirectes de telles structures sont encore rares : Chini et al. (2004) ont publié des observations intéressantes allant dans ce sens. Leurs images NAOS-CONICA/VLT de la région galactique M17 par optique adaptative montrent des structures pouvant être interprétées comme un disque et des jets, autour d'une source dont ils estiment la masse à  $20 M_{\odot}$ . Néanmoins, cette estimation de la masse de l'objet est particulièrement délicate en raison de l'extinction locale et de la résolution nécessaire : de nouvelles observations sont prévues afin de déterminer la nature exacte de l'objet central. ?) appuient également l'hypothèse de disques moléculaires autour de YSO massifs à partir d'un échantillon de spectres.

Parmi les obstacles à ce scénario, figure le taux d'accrétion supposé de la proto-étoile : les taux caractéristiques admis, de l'ordre de  $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  nécessiteraient de toutes façons  $10^7$  ans pour former une étoile de  $100 M_{\odot}$  et Maeder & Behrend (2002) notent que ceux-ci sont probablement largement sur estimés : la turbulence des nuages moléculaires (et le support qui en découle) est négligée pour ce calcul. Des observations semblent cependant indiquer qu'on peut atteindre des taux d'accrétion 100 fois plus élevés, qui permettraient alors de former des étoiles massives dans un temps d'accrétion inférieur à leur durée de vie.

Une autre façon d'augmenter le taux d'accrétion est d'avoir une luminosité moindre : il est possible de produire cet effet en prenant en compte la rotation de l'étoile. Yorke & Sonnhalter (2002) présente des simulations numériques prenant en compte cet effet (ainsi que des modèles de poussières plus détaillés que dans les précédentes simulations) pour aboutir à la conclusion que la formation d'étoiles massives par accrétion sur un disque est possible.

Keto (2003) adopte une approche différente en considérant la possibilité que l'accrétion ait lieu à un rythme modéré (de l'ordre de  $10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ), mais puisse se poursuivre sur

de longues échelles de temps en prédisant l'existence de régions H II hyper-compactes suffisamment petites et denses pour être piégées par la gravité de l'étoile malgré la pression de radiation. Les étoiles ainsi formées peuvent continuer d'accréter de la matière alors qu'elles sont sur la ZAMS. Elles se contentent alors de «remonter» la séquence principale en passant d'un type spectral à l'autre (ce qui concorde avec la jonction de la «birthline» et de la ZAMS).

Finalement, McKee & Tan (2003) propose un modèle de formation des étoiles massives incluant la turbulence dans les coeur moléculaire et les modifications que cette turbulence suppose pour les paramètres initiaux de la formation stellaire (fragmentation, support magnétique, densité locale).

### *Scénarios de coalescence*

Les difficultés rencontrées à plusieurs stades de la construction du scénario de formation par accréation ont motivé l'élaboration d'une théorie alternative, susceptible d'expliquer aussi bien la masse que la localisation des étoiles massives dans les amas. Le modèle proposé par Bonnell et al. (1998) s'appuie sur le fait que les étoiles massives sont fréquemment observées au centre d'amas et tente de faire le lien entre la formation des étoiles massives et leur environnement. Dans un premier temps, la fréquence plus élevées d'étoiles massives localisées au centre de l'amas est expliquée par le processus d'«accréation compétitive», qui correspond au fait que toutes les étoiles se formant dans l'amas puisent dans le même réservoir (fini) de gaz. Dans cette compétition, les étoiles situées au fond du puit de potentiel gravitationnel, donc au centre de l'amas, sont favorisées : elles accrètent plus de masse que les autres (Bonnell et al. 1997). La densité d'étoiles ou de proto-étoiles de masse intermédiaire peut éventuellement devenir suffisamment importante pour que les probabilités de collision ne soient plus négligeables et rendent plausible un mécanisme de formation des étoiles massives par coalescence. Ce mécanisme suppose de fortes densités de gaz pour favoriser les collisions, un fort taux de binaires parmi les étoiles massives (collisions «ratées») et une réduction de la proportion des étoiles de masse intermédiaire (puisque ce sont elles qui deviennent par ce biais des étoiles massives). Le processus prend fin lorsque les premières étoiles massives formées dispersent le gaz qui les entoure et, ce faisant, réduisent les probabilités de collisions.

Des observations confirmant le fort taux de binaires massives (Zinnecker & Bate 2002) ainsi que des simulations numériques mettant en évidence les relations entre les caractéristiques d'un amas d'étoiles jeunes et les masses de ses composants (Bonnell et al. 2004) viennent à l'appui de ce scénario radical. En revanche, les bouffées d'énergie liées à la coalescence de deux étoiles ainsi que les amas très denses ( $> 10^8 \text{ * /pc}^3$ ) qui précèdent cette coalescence n'ont, semble-t-il, pas été observés à ce jour (Tan 2003).

### *Conclusion*

Les revues récentes portant sur la formation des étoiles massives (entre autres Evans 1999; Stahler et al. 2000; Larson 2003) traduisent le manque d'observations concluantes permettant de valider ou d'invalider l'un ou l'autre des scénarios. Ces observations «définitives» font partie des objectifs principaux d'ALMA et du JWST. En attendant la mise en service



de ces projets il semble raisonnable d'estimer que tous ces modes de formation contribuent, d'une manière ou d'une autre, à la formation des étoiles massives que nous observons. Les deux modèles semblent pouvoir opérer si les conditions sont appropriées.

### 1.3 Limites supérieures

Une question récurrente dans l'étude des étoiles massives est la détermination de limites bornant l'espace de leurs paramètres physiques : si les limites inférieures sont à peu près correctement définies (voir p. 1), il en va tout autrement des limites supérieures en masse et en luminosité. Tant du point de vue théorique que du point de vue observationnel, la détermination d'une masse ou d'une luminosité maximale pour les étoiles n'est pas encore définitive.

L'une des premières limitations auxquelles se heurtent les modèles simples est la limite d'Eddington, énoncée en 1926. Grâce au progrès des grands relevés, une limite observationnelle est définie (Humphreys & Davidson 1979). Depuis, les améliorations successives des modélisations et des observations tentent de converger vers une limite commune. Quelques unes des étapes sont rappelées dans ce chapitre.

#### 1.3.1 Limite d'Eddington

Sous sa formulation classique, cette limite décrit l'équilibre entre l'attraction gravitationnelle engendrée par une étoile et la pression de radiation due à sa luminosité. Dans un premier temps, cet équilibre mène à la luminosité d'Eddington :

$$L_E = \frac{4\pi GcM}{\sigma_E} = 1.5 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.1)$$

où  $\sigma_E = 0.347$  est l'opacité due à la diffusion des électrons. Masse et luminosité ne sont pas indépendantes : la relation entre ces deux grandeurs peut s'écrire, pour les étoiles entre 40 et 120  $M_\odot$  (Maeder 1983, 1987) :

$$\log \frac{L}{L_\odot} = 1.84 \log \frac{M}{M_\odot} + 2.45 \quad (1.2)$$

En extrapolant cette relation aux masses plus élevées, on aboutit à une masse et une luminosité maximales : l'équation 1.1 peut s'écrire, avec  $L_\odot \simeq 3.8 \cdot 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  :

$$\log \frac{L_E}{L_\odot} = \log \frac{M}{M_\odot} + 4.56 \quad (1.3)$$

ce qui donne, avec l'équation 1.2 le résultat cité par Lamers & Fitzpatrick (1988) :

$$\log \frac{L_E}{L_\odot} \simeq 7.1 \quad (1.4)$$

dont on peut déduire la masse limite correspondante :

$$\log \frac{M_E}{M_\odot} \simeq 2.5 \Leftrightarrow M_E \simeq 325 M_\odot \quad (1.5)$$

Ce résultat repose sur plusieurs hypothèses : l'opacité de l'atmosphère n'est due qu'à la diffusion des électrons, elle ne varie pas en fonction de la température effective et toutes les étoiles suivent une même relation masse–luminosité. L'instabilité pulsationnelle (décrite plus loin) n'est pas prise en compte. L'intérêt principal de ce résultat est donc de démontrer l'existence d'une limite théorique à la masse d'une étoile et de fournir un ordre de grandeur de celle-ci.

### 1.3.2 Limite HD (Humphreys et Davidson)

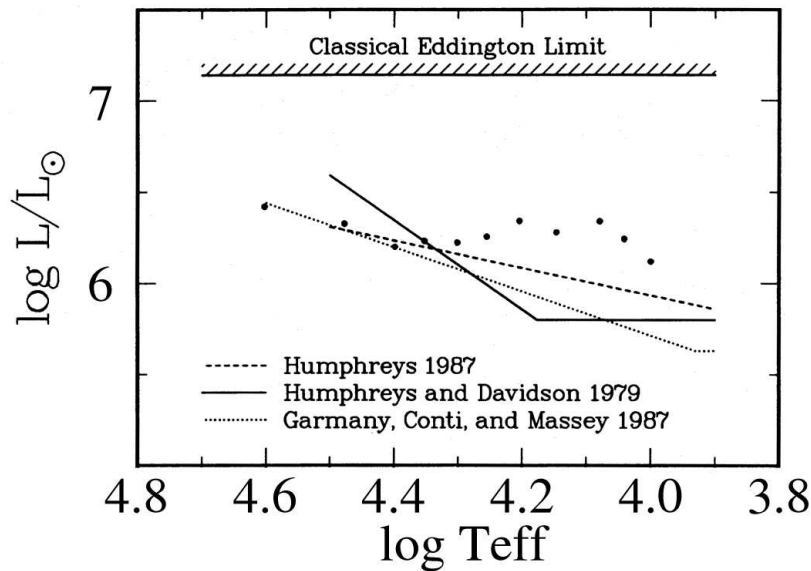
Parallèlement, des observations systématiques dans la galaxie ainsi que dans le Grand Nuage de Magellan (Humphreys & Davidson 1979) ont mis en évidence une luminosité limite, dépendante de la température effective, au delà de laquelle aucune source n'est observée. Celle-ci est décrite comme variant linéairement de  $\log L/L_\odot \simeq 6.8$  à  $T_{eff} = 40000$  K à  $\log L/L_\odot \simeq 5.8$  à  $T_{eff} \simeq 15000$  K, puis restant constante à  $\log L/L_\odot \simeq 5.8$  pour les températures plus faibles (Lamers & Fitzpatrick 1988). En utilisant à nouveau la relation masse–luminosité 1.2, on trouve en terme de masse limite  $87 M_\odot$  à  $40000$  K et environ  $17 M_\odot$  à  $15000$  K et en-dessous (voir fig. 1.4).

### 1.3.3 Limite d'Eddington modifiée

Avec l'arrivée de modèles d'atmosphères stellaires plus complexes, la limite d'Eddington a été amendée pour tenir compte des différents mécanismes responsables de l'opacité. Lamers & Fitzpatrick (1988) et plus récemment Ulmer & Fitzpatrick (1998) ont contribué à réduire l'écart entre la limite théorique d'Eddington et la limite observationnelle de Humphreys–Davidson en proposant des versions modifiées de la limite d'Eddington et en continuant à intégrer les résultats de l'amélioration des modèles d'atmosphères stellaires. La dépendance en température effective est liée à la dépendance de l'opacité elle-même, et l'influence de la métallicité est prise en compte. On peut constater sur la figure 1.4 que la limite classique d'Eddington surestime largement les luminosités maximales et que les modèles incluant des modèles d'atmosphères plus réalistes sont plus proches des limites observées, sans toutefois parvenir à les expliquer en détail.

### 1.3.4 Limite de stabilité pulsationnelle

La notion d'instabilité liée aux pulsations d'une étoile a été énoncée par Ledoux (1941). Elle fait référence au seuil de luminosité à partir duquel les étoiles ne parviennent plus à dissiper les pulsations internes sous forme de rayonnement au niveau des couches externes. Les premiers calculs, effectués en ne tenant compte que de la diffusion Thomson des électrons, donnaient une masse limite de  $60 M_\odot$ . Cette masse limite, notablement inférieure aux



**FIG. 1.4:** Diagramme HR (luminosité / température effective) présentant les limites supérieures de luminosité telles qu’observées par Humphreys & Davidson (1979) (trait plein) dans la Voie Lactée et le Grand Nuage de Magellan. D’autres observations similaires ont permis d’établir d’autres limites supérieures empiriques : Garmany et al. (1987) (pointillés) et Humphreys (1987) (tirets). La limite classique d’Eddington correspond à la zone hachurée et les points sont le résultats de calculs de la limite d’Eddington en tenant compte du line-blanketing (Lamers & Fitzpatrick 1988, dont cette figure est extraite).

masses maximales dérivées des observations de l’époque, a peu à peu été augmentée au fil de l’amélioration des modèles : l’utilisation d’opacités mesurées avec une précision grandissante permet de porter cette limite à  $\sim 120\text{--}150 M_{\odot}$  pour des étoiles galactiques,  $\sim 90 M_{\odot}$  pour des étoiles en milieu pauvre en métaux comme le Petit Nuage de Magellan. (voir Stothers 1992; Heydari-Malayeri 1993, et références incluses)

### 1.3.5 Les étoiles les plus massives

Indépendamment de ces limitations théoriques ou statistiques, des masses stellaires très importantes sont régulièrement déterminées et annoncées parmi les publications portant sur le sujet. Si l’on s’en tient aux mesures de masses sur les étoiles binaires, ce qui est la méthode la plus fiable à ce jour pour obtenir les masses stellaires, la paire LH 54 mesurée par Ostrov (2002) porte le record à  $100 M_{\odot}$  (le compagnon étant lui aussi une étoile massive de  $50 M_{\odot}$ ). Récemment, (?) ont mesuré la masse du système binaire WR 20a et ont abouti à des masses de  $70.7 \pm 4.0$  et  $68.8 \pm 3.8 M_{\odot}$  pour ses deux composantes. Ces étoiles sont également remarquables par leur type particulièrement précoce (WN6ha ou O3If\*/WN6ha). Des travaux publiés depuis montrent que l’étoile est une binaire à éclipses constituée de deux objets de masse proche de  $80$  à  $84 M_{\odot}$ (??). (?) ont observé 4 binaires dans R 136 (au centre de 30 Dor) et ont pu établir des masses allant jusqu’à  $57 M_{\odot}$ .

La plupart des estimations de masse se font néanmoins par détermination de la luminosité absolue et par comparaison à des modèles. Cela suppose que la distance à laquelle

se trouve l'étoile est bien connue et que les modèles utilisés pour déterminer cette masse correspondent bien à l'étoile observée. L'incertitude concernant l'extinction sur la ligne de visée est également une source de surestimation des masses. Hormis les incertitudes pouvant porter sur ces paramètres, un problème fondamental reste d'établir que la source observée est bien unique, et non un amas très serré non résolu. L'amélioration de la résolution spatiale des instruments ou l'utilisation de techniques de déconvolution ont permis de revoir à la baisse les masses d'étoiles supposées hyper-massives qui se sont révélées en fait être multiples (Heydari-Malayeri & Beuzit 1994, et références incluses), l'exemple le plus flagrant étant R 136a (30 Dor), initialement estimée à  $2500 M_{\odot}$  (Cassinelli et al. 1981) puis ramenée à une masse 10 fois plus faible par Walborn (1986).

### 1.3.6 Étoiles primordiales (population III)

Les populations stellaires de type I et II, décrites par Baade (1944), désignent respectivement les populations stellaires du disque et du bulbe dans les galaxies spirales telles que la nôtre. Cette classification, affinée depuis, correspond à des différences d'âge et de composition chimique (liés à une répartition spatiale différente par rapport à la géométrie de la galaxie) : les étoiles de population I sont plus jeunes, dans l'ensemble, que les étoiles de population II.

Les étoiles de population III forment une extension de cette classification au cas limite de métallicité nulle. Théoriquement ce cas doit correspondre aux premières étoiles qui se sont formées, lorsque l'univers n'était encore composé que d'hydrogène et d'hélium, d'après les modèles de nucléosynthèse primordiale. Réciproquement, il ne doit plus exister de formation d'étoile de population III dans l'univers actuel, enrichi en métaux par l'éjection des éléments produits par les générations successives d'étoiles.

Les théories et les simulations les plus récentes concernant la formation de ces étoiles primordiales favorisent des scénarios impliquant des étoiles majoritairement massives, de masse supérieure à  $100 M_{\odot}$ . Toutefois, ces hypothèses sont pour l'instant peu contraintes par les observations : l'observation de tels objets (très anciens et de durée de vie très courte) ne peut se faire qu'à grand redshift, avec les difficultés que cela implique. Restent les observations indirectes, comme par exemple l'observation du fond cosmologique (CMB) : ainsi les dernières mesures de *WMAP* permettent de calculer la profondeur optique pour la diffusion Thomson et donnent une valeur trop élevée selon les modèles en vigueur. L'excès constaté est imputé à un flux ionisant supplémentaire : l'hypothèse la plus compatible avec les autres paramètres est la présence d'étoiles de population III produisant de façon très efficace du rayonnement ionisant, donc très massives (Bromm & Larson 2004, voir références incluses pour plus de détails). On peut cependant signaler que Hansen & Haiman (2004) proposent un mécanisme alternatif.

## 1.4 Interactions avec le milieu interstellaire

Les étoiles massives interagissent fortement avec leur environnement à tous les stades de leur existence : elles accumulent, d'une manière ou d'une autre, une grande quantité de

matière, rayonnent très tôt avec une luminosité élevée, subissent une forte perte de masse sous forme de vent stellaires tout au long de leur vie et finalement éjectent les éléments lourds qu'elles ont formé lorsqu'elles explosent en supernova.

La principale manifestation de ces interactions est la présence de régions H II : après avoir rappelé le système de classification de ces objets, je décrirai comment le rayonnement d'une étoile massive peut les former, et quelle est leur évolution. Enfin, je présenterai les principales caractéristiques des vents stellaires, qui ont une influence notable sur l'évolution des étoiles massives.

### 1.4.1 Les régions H II

Les objets que nous avons observés, les «blobs», constituent une sous-classe de régions H II. On appelle «région H II» les nébuleuses gazeuses brillantes dont le spectre présente les raies caractéristiques du spectre de l'hydrogène ionisé ( $H^+$ ). Pour que ces régions existent, il faut, d'une part, une densité suffisante d'hydrogène et, d'autre part, un flux UV suffisant pour l'ioniser. Ces deux conditions étant fortement liées à la formation d'étoiles, la détection d'une région H II est généralement interprétée comme étant la manifestation visible d'un site de formation stellaire et, en particulier, un site de formation d'étoiles massives, car seules les étoiles plus massives que B0 peuvent fournir le flux ionisant nécessaire.

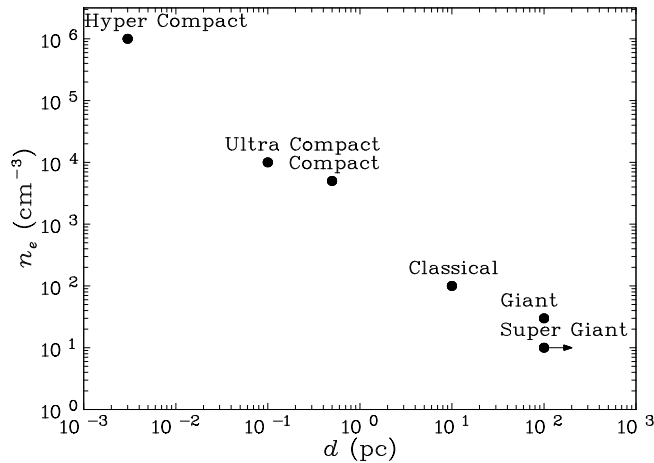
La découverte en 1967 d'une classe particulière de régions H II, plus petites et plus denses que les régions connues à cette époque, détectées par leur émission radio, a donné le départ d'une classification par taille et par densité des régions H II. Le terme de «région H II compacte», qui désigne ces nouveaux objets, est dû à Mezger et al. (1967). La revue de Habing & Israel (1979) récapitule la classification telle qu'elle était après avoir intégré la découverte de régions encore plus compactes et replacé l'ensemble dans le contexte de régions plus étendues (table 1.5)

**TAB. 1.5:** Classification des régions H II d'après Habing & Israel (1979) : classe, densité électronique, taille, mesure d'émission, dénomination et évaluation de masse ionisée.

Classe	$n_e$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$d$ (pc)	E.M. ( $\text{pc cm}^{-6}$ )	nom	masse ionisée ( $M_\odot$ )
I	$> 3000$	$< 0.15$	$> 10^6$	Ultra-compacte	$\simeq 10^{-2}$
II	$> 1000$	$0.10 - 1.0$	$> 10^5$	Compacte	$\simeq 1$
III	$100-3000$	$0.15-10$	$1 \times 10^4 - 3 \times 10^6$	Dense	$\simeq 10$
IV	$100-1000$	$1-30$	$5 \times 10^2 - 1 \times 10^5$	Classique	$\simeq 10 - 5 \times 10^2$
V	$3-50$	$10-300$	$< 5 \times 10^5$	Géante	$\simeq 500-5 \times 10^6$
VI	$10$	$> 100$	$< 1 \times 10^5$	Super-géante	$\simeq 10^6-10^8$

Bien que les classes I à VI recouvrent, en gros, des objets de plus en plus grands et de moins en moins denses, il n'y a pas de critère unique permettant de discerner deux classes contiguës.

Un point intéressant est que les structures les plus compactes de cette classification sont bien des structures stables et non des structures hors équilibre observées à un instant  $t$  de leur évolution : s'il s'agissait par exemple d'objet suivant modèle de Strömgren (1939, voir



**FIG. 1.5:** Diagramme densité/taille des classes de régions H II galactiques, d'après Kurtz (2000).

sec. 1.4.2), leur durée de vie de l'ordre de  $10^4$  ans les rendraient beaucoup plus rares qu'ils ne sont observés. Il existe donc des mécanismes de confinement ou un flux rétablissant l'équilibre (accrétion de matière, chocs, photo-évaporation de matériau résiduel autour d'une étoile massive nouvellement formée) qui prolongent l'existence de ces structures (Kurtz et al. 2000).

À 23 ans d'intervalle, les revues de Habing & Israel (1979) et Churchwell (2002) ont pour titre, respectivement : «Compact H II Regions and OB Star Formation» et «Ultra-Compact H II Regions and Massive Star Formation». Si cette évolution reflète sans doute l'accroissement de la résolution angulaire des instruments utilisés, cette coïncidence repose aussi sur l'idée que les étoiles les plus massives sont liées aux régions H II les plus denses. Dans ce contexte, l'observation de régions H II «hyper-compactes» peut sembler séduisante en vue d'expliquer la formation des étoiles les plus massives. Les caractéristiques mesurées par Kurtz (2000) pour cette nouvelle classe de région H II les place effectivement dans la continuité de la classification précédemment établie :  $d \leq 0.01 \text{ pc}$ ,  $n_e \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ,  $E.M \geq 10^{10} \text{ pc cm}^{-6}$ , ce qui représente un saut d'un ou deux ordres de grandeur par rapport aux régions H II ultra-compactes.

La figure 1.5 place les différentes classes de régions H II telles que définies par (Kurtz 2000), et incluant la classe des régions H II hypercompactes. En admettant que l'on puisse comparer nos blobs magellaniques aux régions H II galactiques, leur densité typique de  $1000 \text{ cm}^{-3}$  et leur taille caractéristique de  $1 \text{ pc}$  les placerait aux alentours des régions H II compactes. Cette similitude est néanmoins relativisée par la différence de métallicité des deux milieux et les méthodes d'observations différentes. La table 1.5 est basée sur des observations radio, qui permettent de détecter les régions enfouies dans les nuages moléculaires. Les blobs sont observés en optique, donc nous mesurons la densité des zones périphériques, ce qui conduit probablement à sous-estimer la densité moyenne des blobs.

### 1.4.2 Formation des régions H II

#### *La sphère de Strömgen*

En dépit de leur rareté, leur haute température fait des étoiles O et B les principales sources de photons suffisamment énergétiques pour ioniser le gaz interstellaire.

L'hydrogène étant l'élément constituant 90 % du milieu interstellaire en nombre de particules, les premières quantifications sur le sujet ont pris comme modèle l'ionisation d'un milieu exclusivement composé d'hydrogène (Strömgen 1939). Les différents éléments du calcul sont développés par ?) et nous en reprenons ici les principaux arguments.

Le modèle repose sur l'ionisation des atomes d'hydrogène par les photons d'énergie telle que  $h\nu \geq I_H$ ,  $I_H$  étant le potentiel d'ionisation de l'hydrogène. L'ionisation peut s'écrire sous la forme :



La réaction est réversible : la rencontre d'un proton et d'un électron donne un atome d'hydrogène neutre et un photon. L'énergie excédentaire du photon ionisant est transférée sous forme d'énergie cinétique à l'électron éjecté. Lors de la recombinaison, le photon émis a une énergie égale à la somme de l'énergie cinétique du photon incident et de l'énergie de liaison ( $I_H/n^2$ ) : il participe à l'émission continue. Après la recombinaison la désexcitation progressive de l'atome génère des photons dont l'énergie est quantifiée et qui génèrent les raies du spectre de l'hydrogène (Lyman, Balmer, etc.).

On peut démontrer que l'ensemble des particules en présence (H, H<sup>+</sup>, e) a une énergie qui suit la distribution de Maxwell, et est décrit par une température commune (par convention la température électronique  $T_e$ ). De cette température va dépendre l'équilibre de la réaction 1.6 : le taux de recombinaison est proportionnel à la densité des espèces (protons et électrons), ainsi qu'à un coefficient dépendant de  $T_e$  qui inclut l'ensemble des effets de l'énergie cinétique moyenne des électrons sur la probabilité d'avoir une recombinaison à un niveau d'excitation  $n$  donné. Comme un milieu composé initialement d'hydrogène neutre contient autant de protons que d'électrons, il vient

$$\dot{\mathcal{N}}_n = n_e n_p \beta_n(T_e) = n_e^2 \beta_n(T_e) \text{ (m}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)} \quad (1.7)$$

Pour connaître le taux de recombinaison global, il suffit donc de sommer les taux de recombinaison de chaque niveau. En pratique on démontre que la recombinaison vers le niveau fondamental n'intervient pas (les photons issus de cette recombinaison sont immédiatement utilisés pour ioniser des atomes neutres voisins), et par conséquent le taux de recombinaison global s'écrit  $\dot{\mathcal{N}}_R = \sum_{n=2}^{\infty} \dot{\mathcal{N}}_n \equiv N_e^2 \beta_2(T_e)$ . On peut approximer  $\beta_2$  numériquement par l'expression :

$$\beta_2(T_e) = 2 \times 10^{-16} T_e^{-3/4} \text{ (m}^3 \text{ s}^{-1}\text{)} \quad (1.8)$$

A l'équilibre, le taux de recombinaison est égal au taux d'ionisation. Celui-ci est proportionnel au flux de photons ionisants, à la densité d'atomes neutres et à la section efficace de la réaction :

$$\dot{\mathcal{N}}_I = \alpha_0 n_H J \text{ (m}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)} \quad (1.9)$$

$n_H$  est le nombre d'atomes neutres ; si  $x$  est le taux d'ionisation du milieu et  $n$  le nombre total de noyaux d'hydrogène (neutres et ionisés),  $n_H = (1-x)n$  et  $n_e = xn$ . La condition d'équilibre  $\dot{\mathcal{N}}_R = \dot{\mathcal{N}}_I$  s'écrit alors

$$x^2 n^2 \beta_2(T_e) = \alpha_0 (1-x)nJ \quad (1.10)$$

En supposant faible le nombre de photons absorbés par rapport au nombre de photons émis, le flux  $J$  reçu à une distance  $r$  de l'étoile est le nombre de photons ionisants émis par l'étoile réparti sur la surface de la sphère de rayon  $r$  par unité de temps, soit

$$J = \frac{S_*}{4\pi r^2} \quad (1.11)$$

En insérant ce résultat dans l'équation 1.10, il vient :

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{S_*}{4\pi r^2 n} \frac{\alpha_0}{\beta_2(T_e)} \quad (1.12)$$

Pour des valeurs numériques typiques de l'environnement d'une étoile OV 7.5 ( $n = 10^8 \text{ m}^{-3}$ ,  $r = 1 \text{ pc}$ ,  $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$  d'après Vacca et al. (1996)) et avec  $\alpha_0 = 6.8 \times 10^{-22} \text{ m}^2$  et  $\beta_2(T_e)$  calculé pour une température de  $10^4 \text{ K}$ , l'équation devient :

$$\frac{x^2}{1-x} \simeq 2.9 \times 10^4 \quad (1.13)$$

Cette équation a deux solutions, dont une dans l'intervalle  $[0,1]$  correspondant au domaine de définition de  $x$  : elle correspond à  $1-x \simeq 3.5 \times 10^{-5}$ , ce qui signifie qu'une très faible fraction de l'hydrogène reste neutre. Dans les conditions que nous avons supposées, qui sont remplies partout à l'intérieur de la zone ionisée (mais pas à l'interface avec la zone neutre), on pourra considérer les atomes neutres comme minoritaires et le milieu comme étant totalement ionisé.

Ce constat permet de calculer la taille de la zone ionisée : les photons émis par l'étoile servant à ioniser les atomes neutres issus de la recombinaison, la taille de la sphère ionisée ne peut excéder un volume tel que le nombre de recombinaison soit égal au nombre de photons émis. On a donc l'égalité :

$$\frac{4}{3}\pi R_s^3 n^2 \beta_2(T_e) = S_* \Leftrightarrow R_s = \left( \frac{3}{4\pi} \frac{S_*}{n^2 \beta_2(T_e)} \right)^{1/3} \quad (1.14)$$



$R_s$  est le rayon de Strömgen et ce modèle (symétrie sphérique, hydrogène seul) est la sphère de Strömgen. On démontre que le taux d'ionisation décroît très rapidement lorsque qu'on approche de ce rayon, en raison de l'absorption des photons : l'aspect de la nébuleuse ionisée présente donc des bords nets, conformément aux observations.

### *Éléments autres que l'hydrogène*

L'étape suivante est d'introduire des éléments lourds dans ce modèle. Non seulement parce que les milieux de métallicité nulle n'existent plus, mais aussi pour résoudre l'écart de température constaté entre la température électronique calculée et les observations : si seule l'énergie rayonnée lors de la recombinaison de l'hydrogène permet d'évacuer l'énergie injectée par la photoionisation, on prédit une température électronique de l'ordre de  $2/3T_*$ , significativement plus forte que les  $10^4$  K. Malgré leur rareté, les éléments lourds apportent une contribution significative au refroidissement de la nébuleuse car leur mécanisme est plus efficace que celui de l'hydrogène. Un atome comme l'oxygène, plus complexe que l'hydrogène, possède un grand nombre de transitions dont certaines «interdites» : ces raies sont très peu probables en laboratoire (d'où leur dénomination) mais dominent l'émission dans les conditions de densité extrêmement faibles rencontrées dans les nébuleuses. Leur probabilité est faible en émission comme en absorption, ce qui signifie qu'un photon émis à cette longueur d'onde a plus de chances de s'échapper et donc d'évacuer efficacement de l'énergie.

On note ces raies interdites par des crochets : [O II]  $\lambda 3726-9$  Å désigne les raies issues des transitions  $^2D_{3/2} - ^4S_{1/2}$  et  $^2D_{5/2} - ^4S_{1/2}$  de l'ion  $O^+$ . Les transitions de l'ion  $O^{++}$  sont notées [O III] et donnent lieu à des raies de longueur d'onde 4363, 5007 et 4954 Å pour les transitions  $^1S_0 - ^1D_2$ ,  $^1D_2 - ^3P_2$  et  $^1D_2 - ^3P_1$ , respectivement.

### 1.4.3 Expansion des régions H II

La région H II idéale décrite au paragraphe précédent l'est dans un cadre statique : en fait, il s'agit d'une situation intermédiaire entre deux phases d'expansion. La première a lieu entre le moment où l'étoile qui la génère commence à émettre des photons ionisants et le moment où la sphère de Strömgen est intégralement ionisée : il faut un certain temps pour que le flux de photons parvienne à ioniser ce volume avant de parvenir à l'équilibre entre recombinaison et nombre de photons ionisants. La deuxième intervient après que la taille de la région H II ait atteint  $R_s$  : le milieu à l'intérieur de cette sphère a une densité comparable au milieu qui l'entoure, mais une température et une pression plus élevées. La sphère va donc s'étendre jusqu'à l'équilibre des pressions.

#### *De la naissance de l'étoile à la sphère de Strömgen*

On modélise la naissance de l'étoile comme l'apparition instantanée d'une source de photons ionisants émettant  $S_*$  photons par seconde. Ce flux de photons servira à ioniser le milieu ambiant couche après couche, puis maintenir cette ionisation en compensant les pertes

dues à la recombinaison. On se place en symétrie sphérique et on considère l'ionisation d'une coquille de rayon  $R$  et d'épaisseur  $R + dR$ .

Si  $J$  est le flux de photons ionisant atteignant la surface interne de la coquille, le nombre d'ions qu'il est possible de former est tel que :

$$J dt = n_0 dR \quad \Leftrightarrow \quad \frac{dR}{dt} = \frac{J}{n_0} \quad (1.15)$$

Cette relation n'est exacte que si chaque photon est utilisé et si la vitesse de propagation d'une coquille à l'autre est suffisamment rapide pour négliger le processus de recombinaison dans la coquille en cours d'ionisation. On obtient ici la vitesse du front d'ionisation par rapport au gaz neutre (qui est supposé immobile par rapport à la source).

Pour toutes les coquilles internes, on admet que la condition d'équilibre 1.10 est réalisée et que la part de flux absorbée l'est pour compenser la recombinaison. On peut alors écrire la conservation du nombre de photons ionisants sous la forme :

$$S_* = 4\pi R^2 J + \frac{4}{3}\pi R^3 n_0^2 \beta_2 \quad (1.16)$$

$J$ , le flux disponible pour ioniser la coquille, est alors la luminosité de l'étoile répartie sur la sphère de rayon  $R$  moins le flux absorbé par les couches internes pour compenser la recombinaison :

$$J = \frac{S_*}{4\pi R^2} - \frac{1}{3}R n_0^2 \beta_2 \quad (1.17)$$

En combinant les équations 1.15 et 1.17, on obtient la vitesse du front d'ionisation :

$$\frac{dR}{dt} = \frac{S_*}{4\pi R^2 n_0} - \frac{1}{3}R n_0 \beta_2 \quad (1.18)$$

Cette vitesse s'annule pour  $R = R_s$ ,  $R_s$  étant le rayon de Strömngren précédemment défini.

Cette équation s'écrit plus simplement sous forme adimensionnée : prenant  $R_s$  comme rayon caractéristique et  $t_R = (n_0 \beta_2)^{-1}$  comme temps caractéristique associé à la recombinaison de l'hydrogène, on définit les variables sans dimension :

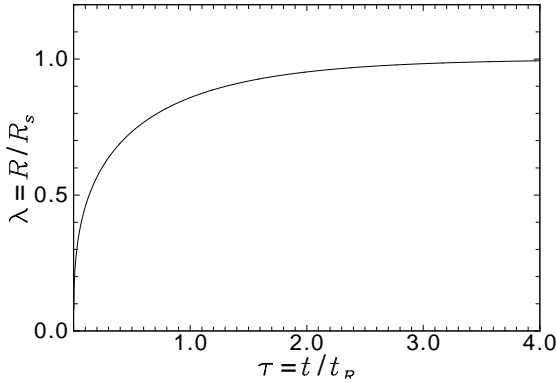
$$\lambda = \frac{R}{R_s} \quad V_R = \frac{R_s}{t_R} \quad \tau = \frac{t}{t_R} \quad \dot{\lambda} = \frac{1}{V_R} \frac{dR}{dt}$$

L'équation 1.18 s'écrit alors :

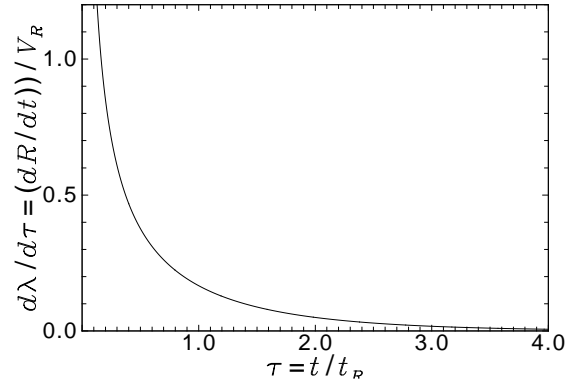
$$\dot{\lambda} = \frac{1}{3} \frac{1 - \lambda^3}{\lambda^2} \quad (1.19)$$

La solution de cette équation différentielle s'écrit :

$$\lambda = (1 - e^{-\tau})^{\frac{1}{3}} \quad (1.20)$$



**FIG. 1.6:** Courbe  $\lambda(\tau)$ ,  $\lambda$  étant la taille de la région (normalisée par rapport au rayon de Strömngren) et  $\tau$  étant le temps (normalisé par rapport au temps caractéristique  $t_r = (n_0\beta)^{-1}$ ).



**FIG. 1.7:** Courbe  $\dot{\lambda}(\tau)$ ,  $\dot{\lambda}$  étant la vitesse (normalisée par rapport à  $V_R = R_S/t_R$ ) et  $\tau$  tel que défini fig. 1.6.

La figure 1.6 présente la courbe  $\lambda(\tau)$  tandis que la figure 1.7 présente la courbe  $\dot{\lambda}(\tau)$ .

En utilisant des valeurs typiques des différents paramètres ( $n_0 = 10^8 \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 10^4 \text{ K}$ ,  $\beta_2(T_e) = 2 \times 10^{-16} T_e^{-3/4}$ ,  $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ ), on obtient :

$$\begin{aligned} R_s &\simeq 1 \times 10^{17} \text{ m} \simeq 3.4 \text{ pc} \\ t_R &\simeq 5 \times 10^{10} \text{ s} \simeq 1500 \text{ ans} \\ V_R &\simeq 2 \times 10^6 \text{ m s}^{-1} \simeq 2000 \text{ km s}^{-1} \end{aligned}$$

### Évolution de la sphère de Strömngren

La première phase d'expansion est donc initialement très rapide puis ralentit jusqu'à s'annuler lorsque la région atteint la taille de la sphère de Strömngren, au bout d'un temps de l'ordre de  $10^4$  ans. La vitesse du son typique du milieu interstellaire étant de l'ordre  $10 \text{ km s}^{-1}$ , ce laps de temps est très inférieur à la constante de temps associé à la thermodynamique de l'objet ( $R_s/v \simeq 3 \times 10^5$  ans). La pression engendrée par la température 100 fois plus élevée à l'intérieur de la sphère de Strömngren n'influe donc pas significativement sur cette première phase d'évolution. En revanche elle va être le moteur de la deuxième phase d'évolution, qui se produit sur des échelles de temps plus grandes.

Au final, l'équilibre entre la zone ionisée (de densité  $2n_f$ , où  $n_f$  est la densité d'électrons et de température  $T_i \simeq 10^4 \text{ K}$ ) et le milieu neutre (de température  $T_n \simeq 100 \text{ K}$ ) s'écrit :

$$2n_f k T_i = n_0 k T_n \quad (1.21)$$

La densité finale sera donc :

$$n_f = \frac{T_n}{2T_i} n_0 \quad (1.22)$$

La condition d'équilibre entre flux ionisant et taux de recombinaison (équation 1.10) s'applique ici aussi et permet d'obtenir le rayon de la zone ionisée finale :

$$R_f = \left( \frac{2T_i}{T_n} \right)^{\frac{2}{3}} R_s \simeq 34R_s \quad (1.23)$$

Cette évolution est lente et en général l'équilibre n'est pas atteint au cours de la durée de vie d'une étoile massive (détail des calculs dans ?).

#### *Modèles en milieu inhomogène*

Les hypothèses développées dans les paragraphes précédents supposent un milieu interstellaire homogène, ce qui n'est habituellement pas le cas. Un modèle supposant la formation d'une sphère de Strömgren au bord d'un nuage moléculaire dense est proposé par Tenorio-Tagle et al. (1979) : il s'agit du modèle «champagne».

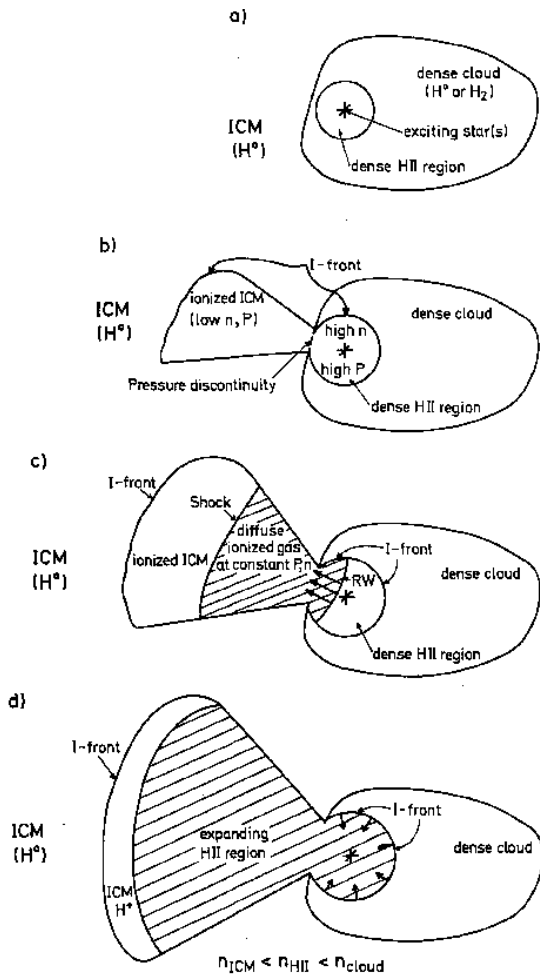
La figure 1.8 illustre l'évolution d'une région H II dans de telles conditions. Une étoile O nouvellement formée au bord d'un nuage moléculaire dense commence à développer une sphère de Strömgren, puis une région H II plus vaste. Lorsque la zone ionisée, en surpression par rapport à son environnement, atteint l'extérieur du nuage moléculaire, la résistance moindre opposée par le milieu rompt la symétrie sphérique et laisse échapper le gaz ionisé ainsi que le rayonnement ionisant vers l'extérieur du nuage.

L'expansion de la région H II se poursuit alors préférentiellement dans cette direction : la pression du nuage dense a tendance à faire ralentir le front d'ionisation sphérique entourant l'étoile, tandis que se forme un front d'ionisation au fur et à mesure que l'ionisation se propage dans le milieu interstellaire.

#### 1.4.4 Les vents stellaires

Le terme de «vents stellaires» désigne le flux de matière éjecté par une étoile tout au long de sa vie. Plusieurs mécanismes peuvent être à l'origine des vents stellaires : dans le cas du Soleil et des étoiles de type solaire, il est principalement généré par l'absence d'équilibre hydrostatique entre la couronne très fortement chauffée ( $\sim 10^6$  K) et le milieu interstellaire. Il s'agit alors d'un flux lent et régulier : la quantité de matière perdue par l'étoile par unité de temps est de l'ordre de  $10^{-14} M_{\odot}/\text{an}$  pour le Soleil, ce qui est une perte de masse négligeable à l'échelle des  $10^{10}$  ans que celui-ci aura passé sur la séquence principale.

Les mécanismes de chauffage de la couronne des étoiles de faible masse sont inefficaces dans le cas des étoiles massives en raison de l'absence de zone convective proche de la surface de celles-ci. Dès lors, la température du milieu interstellaire proche de la surface est



**FIG. 1.8:** Représentation schématique de l'évolution d'une région H II dans le cadre du modèle «Champagne» (figure issue de Tenorio-Tagle et al. 1979)

sensiblement égale à celle de la photosphère, qui est plus chaude que celle des étoiles de faible masse ( $\geq 10000$  K) mais insuffisante pour générer un gradient de pression suffisant pour contrebalancer l'attraction générée par l'étoile.

En revanche, il a déjà été mentionné que les étoiles massives génèrent un flux lumineux très important. Le transfert de quantité de mouvement entre les photons et les particules de gaz se modélise comme une pression appelée «pression de radiation». C'est ce mécanisme qui est prépondérant dans le cas des étoiles massives. Un tel mécanisme peut conduire à des pertes de masse de l'ordre de  $10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ , ce qui signifie qu'une étoile de quelques dizaines de masses solaires et dont la durée de vie est de l'ordre de  $10^6$  ans éjecte une part non négligeable de sa propre masse au cours de sa vie. Un exemple extrême est fourni par les étoiles Wolf-Rayet, qui ont perdu l'intégralité de leur couches externes par perte de masse.

### Cas de la diffusion Thompson

Si le transfert d'énergie des photons au gaz environnant est considéré comme étant dû à la diffusion par les électrons libres, l'accélération subie s'écrit, en supposant une symétrie sphérique (?) :

$$g_e(r) = \frac{\kappa_e L_*}{4\pi r^2 c} \quad (1.24)$$

où  $\kappa_e$  est l'opacité du milieu,  $L_*$  la luminosité de l'étoile et  $c$  la vitesse de la lumière.

L'accélération de la gravité s'écrit :

$$g_g(r) = \frac{GM_*}{r^2} \quad (1.25)$$

Par conséquent, le rapport de ces deux accélérations est indépendante de  $r$  et s'écrit :

$$\Gamma_e = \frac{\kappa_e L_*}{4\pi GM_* c} \quad (1.26)$$

Ce rapport mesure en quelque sorte l'affaiblissement de l'influence de la gravité par rapport à la pression de radiation. La limite  $\Gamma_e = 1$  est en fait la limite d'Eddington (section 1.3.1, 22) : dans le cas de  $\kappa_e$  constant et d'une diffusion uniquement due à la diffusion des électrons libres, un rapport  $\Gamma_e \geq 1$  donne une étoile instable. En pratique, les étoiles les plus chaudes ont un  $\Gamma_e$  de l'ordre de 0.5. Si la pression de radiation due à la diffusion Thompson a une influence notable sur le déclenchement de vents stellaires (en abaissant la quantité d'énergie nécessaire pour les initier) d'autres processus sont nécessaires pour vaincre la gravitation.

#### *Line-driving*

La diffusion des photons sur les électrons libres est un moyen simple, mais peu efficace, de transférer de l'énergie du flux de photon au gaz environnant. L'interaction est beaucoup plus efficace si elle a lieu avec un électron lié, à condition que l'énergie du photon corresponde à l'une des transition de l'ion. En revanche, cela ne concerne que les photons dont la fréquence entre dans une bande passante très étroite. Le nombre de photons susceptibles de contribuer à l'accélération est donc limité. En revanche, une fois le vent stellaire initié, la vitesse du vent engendre un effet Doppler qui provoque un décalage des fréquences de résonance : le flux de photons de fréquence correspondante, n'ayant pas été absorbé par les couches inférieures, est alors disponible pour accélérer le vent et accentuer ainsi l'effet Doppler.

Les étoiles les plus massives et les plus chaudes ont un spectre proche d'un corps noir dont le maximum d'émission est proche de  $1000 \text{ \AA}$ , région du spectre où se trouvent de nombreuses raies métalliques. Ce processus permet à une large part du spectre lumineux de l'étoile d'accélérer le milieu interstellaire, donnant ainsi naissance à son vent stellaire et remplissant ce qui deviendra son atmosphère étendue (?).

#### *Une conséquence du vent stellaire : la perte de masse*

Les mécanismes à l'origine des vents stellaires peuvent provoquer, dans le cas des étoiles massives, des taux de perte de masse pouvant aller jusqu'à  $10^{-4/-3} M_\odot$  par an. Au cours

de la vie d'une étoile de masse initiale  $100 M_{\odot}$ , c'est-à-dire quelques millions d'années, la majeure partie de la masse initiale se dissipe dans le milieu interstellaire. Or la masse d'une étoile est le paramètre prépondérant de la physique qui s'y déroule : alors que cette masse reste quasiment constante tout au long de la vie d'une étoile de faible masse, nous venons de voir que la masse d'une étoile massive varie considérablement au cours de sa vie : c'est cette perte de masse qui gouverne le plus l'évolution des étoiles massives.

De plus, les étoiles massives en fin de vie quittent la séquence principale et deviennent de plus en plus lumineuses, augmentant le nombre de photons susceptibles d'éjecter ses couches supérieures ; parallèlement, sa masse diminue, réduisant ainsi la gravité de surface qui maintient en place ces mêmes couches externes. Globalement, la perte de masse s'accélère donc au cours de la fin de vie de l'étoile massive.

Ces considérations théoriques sont attestées par les observations. Deux paramètres sont utilisés pour caractériser le vent stellaire : d'une part sa vitesse terminale (c'est-à-dire la vitesse atteinte par le vent au sommet de l'atmosphère stellaire) et, d'autre part, le taux de perte de masse. Le taux de perte de masse est établi par mesure du flux continu radio détecté autour des étoiles (?) ou par ajustement de raies sensibles aux vents sur des spectres UV (Heydari-Malayeri et al. 2002b; Martins et al. 2005, voir page 165) ou sur la raie  $H\alpha$ . On observe une corrélation entre ce taux de perte de masse et la luminosité de l'étoile, comme attendu.

Le mécanisme générant les vents des étoiles massives reposent pour partie sur les ions accélérés par interaction avec une de leur raie : on s'attend donc à ce que les caractéristiques des vents stellaires dépendent de la composition chimique de l'étoile, c'est à dire sa métallicité. Les premières études sur l'influence de la métallicité sur la vitesse terminale des vents stellaires montrent, aussi bien théoriquement qu'observationnellement, une tendance à avoir des vitesses terminales moins grandes lorsque la métallicité diminue. De même, la perte de masse est plus faible dans les environnements moins métalliques car le mécanisme d'éjection est moins efficace (?).

# Chapitre 2

## Observations

A la distance des Nuages de Magellan, un objet de taille  $\sim 1\text{pc}$  a un diamètre apparent de l'ordre de 3 à 4". Ce sont donc des sources dont les structures ne pourront a priori être explorées qu'à l'aide de télescopes spatiaux, d'optiques adaptatives ou d'interféromètres. De plus, l'importante extinction locale masque la luminosité des étoiles en formation et demande l'utilisation de grands télescopes afin de détecter les étoiles les plus enfouies.

### 2.1 New Technology Telescope (NTT)

Le NTT est un télescope opérant dans le visible et le proche infrarouge sis à La Silla (Chili). Il est en quelque sorte le prototype des instruments qui constituent aujourd'hui le VLT. Son diamètre de 3.58 m le plaçait à l'époque de sa construction parmi les plus grands télescopes en fonctionnement, mais ce sont surtout les choix technologiques liés à son statut de prototype qui en font, encore aujourd'hui, un instrument de pointe : son miroir mince est associé à une optique active et son système de contrôle est identique à celui du VLT.

Les instruments actuellement installés au foyers du NTT préfigurent eux aussi les principaux instruments de première génération du VLT : EMMI (ESO Multi-Mode Instrument) combine imagerie et spectrographie dans l'optique, comme FORS 1 et 2, et SofI (Son of Isaac) revendique sa parenté avec l'imageur et spectrographe dans le proche infrarouge ISAAC.

Nous avons utilisé EMMI à plusieurs reprises pour obtenir des spectres stellaires et nébulaires. Cet instrument a la particularité d'utiliser deux détecteurs différents, l'un optimisé pour les longueurs d'ondes entre 3000 et 5000 Å et l'autre pour les longueurs d'onde de 4000 à 10000 Å. Dans le rouge, le détecteur est composé de deux CCD 2048×4096 munis chacun de 2 amplificateurs, ce qui donne 4 segments d'image à assembler, mais permet une bonne couverture de la longueur de la fente et un bon échantillonnage pour les larges bandes passantes. Le CCD bleu est un CCD unique 1024 × 1024 muni de pixels environ 2 fois plus larges, ce qui compense la perte de sensibilité liée aux longueurs d'onde courtes.

Les spectres nébulaires ont un domaine choisi de façon à ce que les raies principales ( $\text{H}\beta$   $\lambda$ 4861,  $[\text{O III}]$   $\lambda$ 4959 – 5007,  $\text{H}\alpha$   $\lambda$ 6543) soient visibles, ce qui implique un domaine



de longueur d'onde d'au moins  $\sim 2000 \text{ \AA}$ , centré vers  $5700 \text{ \AA}$ . En revanche, les spectres destinés à la classification spectrale des étoiles doivent inclure les raies servant de critères : principalement, pour les étoiles O, les raies N IV  $\lambda 4058$ , He I  $\lambda 4388$ , He I  $\lambda 4471$ , He II  $\lambda 4541$ , N III  $\lambda 4634$ , N IV  $\lambda 4640$ , et He II  $\lambda 4686$ . La largeur du domaine requis est donc de l'ordre de  $\sim 800 \text{ \AA}$ , centré vers  $4300 \text{ \AA}$ .

Les modes d'observation les plus proches de nos contraintes sont, pour le nébulaire, sur le détecteur rouge avec le réseau n°8 (disp.  $0.79 \text{ \AA}/\text{pix}$ , largeur du domaine de longueur d'onde  $2520 \text{ \AA}$ ), et pour le nébulaire sur le détecteur bleu avec le réseau n°12 (disp.  $0.92 \text{ \AA}/\text{pix}$ , largeur du domaine de longueur d'onde  $900 \text{ \AA}$ ).

SuSI2 (Superb Seeing Imager) est un imageur CCD dans le domaine optique, destiné à échantillonner correctement les images obtenues dans les meilleures conditions de seeing rencontrées à La Silla. Il succède en cela à SuSI, qui l'a précédé au foyer Nasmyth A du NTT. Fondé sur le même principe (imageur CCD au foyer  $f/11$  après une réflexion), il bénéficie des progrès en matière de CCDs et offre une surface sensible 4 fois plus grande grâce à deux CCDs  $2048 \times 1024$ . La surface correspondante sur le ciel est ainsi portée à  $5/5 \times 5/5$ . Au cours de notre utilisation de SuSI2, nous avons néanmoins préféré centrer nos objets sur l'un des deux CCD au lieu de le centrer sur le champ : en effet, les deux détecteurs ne sont pas exactement jointifs et laissent un espace équivalent à  $\sim 100$  pixels : dans ces conditions une partie de l'information est perdue sur chaque pose. Bien qu'il soit possible de reconstituer l'image en modifiant le pointage d'une pose à l'autre puis en coadditionnant les poses individuelles, la dégradation du rapport S/B dans cette zone de l'image est inévitable et nous avons préféré éloigner nos objets de celle-ci.

Chaque pixel correspond à  $0.085$  sur le ciel. Un seeing de l'ordre de  $0.5''$  correspond donc à environ 6 pixels FWHM, ce qui reste un bon échantillonnage pour la PSF. Il est d'ailleurs proposé, dans le but d'améliorer le rapport S/B, de grouper les pixels 4 à 4 (binning  $2 \times 2$ ). Cette option n'est néanmoins pas recommandée dans notre cas : nos objets sont brillants et nous voulons nous réserver la possibilité de déconvoluer l'image par la suite, ce qui marche d'autant mieux que l'image est résolue.

## 2.2 Very Large Telescope (VLT)

Le VLT est le plus récent des observatoires administrés par l'ESO. Il regroupe, entre autres, 4 télescopes identiques de  $10.2 \text{ m}$  de diamètre (les 4 « UT » sont dénommés Antu, Kueyen, Melipal et Yepun). Techniquement, les UT reprennent le principe du NTT, à l'échelle de la classe  $10 \text{ m}$ . Les miroirs sont minces donc équipés d'optique active, la monture est altazimuthale. Le système de contrôle est entièrement programmable, ce qui autorise deux modes de fonctionnement : en mode « visiteur », l'observateur vient sur place et limite les temps morts en programmant à l'avance les observations, tandis qu'en mode « service », l'observateur envoie son programme sous forme de blocs d'observation, et n'a pas à se déplacer sur le site. Ce système permet, par exemple, de demander à n'exécuter un programme que sous certaines conditions de seeing.

Nos observations *VLT* dans le cadre de cette thèse ont nécessité l'utilisation de l'instrument ISAAC (Infrared Spectrometer And Array Camera). Il s'agit d'un spectrographe et

imageur dans le proche infrarouge. Nous l'avons utilisé en mode imageur dans les bandes *J*, *H* et *Ks* (centrés respectivement sur 1.25, 1.65 et 2.16  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde). Son détecteur est une matrice de  $1024 \times 1024$  pixels, couvrant un champ de  $2'5 \times 2'5$  sur le ciel.

## 2.3 Télescope Spatial Hubble (HST)

Le télescope spatial Hubble est un télescope de 2.4m de diamètre satellisé en orbite basse. Le fait qu'il soit situé hors de l'atmosphère terrestre lui permet d'obtenir des images dont la résolution est seulement limitée (théoriquement) par son diamètre, soit  $0''13$  à  $6000 \text{ \AA}$ . Il opère dans une gamme de longueurs d'ondes allant du proche-infrarouge à l'ultraviolet.

A bord du *HST*, nous avons utilisé la Wide-Field Planetary Camera, seconde génération (WFPC2). Cet imageur comporte 4 détecteurs CCD de  $800 \times 800$  pixels. Trois d'entre eux composent la partie «Wide Field» avec des pixels représentant  $0''1$  sur le ciel, tandis que le quatrième, plus petit mais comportant autant de pixels, échantillonne l'image à  $0''046$  (partie «Planetary Camera»). Ces chiffres montrent que la qualité de la PSF de la WFPC2 est limitée, non pas par le diamètre du télescope, mais par la taille des pixels des détecteurs : l'image d'une source ponctuelle est tout juste correctement échantillonnée par la Planetary Camera et sous-échantillonnée par la Wide Field Camera.

## 2.4 Observatoires virtuels

A strictement parler, les observatoires virtuels sont encore, à l'heure actuelle, à l'état de projets plus ou moins avancés. Il me semble néanmoins légitime d'adopter cette appellation pour désigner l'ensemble des archives que j'ai eu l'occasion d'utiliser, cette technique de travail multi-longueur d'onde s'approchant de la philosophie sous-jacente aux Observatoires Virtuels. J'ai d'ailleurs pu constater au cours des 3 années de ma thèse l'intégration grandissante des outils et des bases de données entre elles. L'utilisation conjointe ou parallèle d'outils tels que ADS<sup>1</sup>, Aladin<sup>2</sup>, Simbad<sup>3</sup> et Vizier<sup>4</sup> a constitué la base du travail de recherche préalable à l'analyse de nos données.

---

<sup>1</sup><http://cdsads.u-strasbg.fr/>

<sup>2</sup><http://aladin.u-strasbg.fr/aladin.gml>

<sup>3</sup><http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

<sup>4</sup><http://vizier.u-strasbg.fr/>



# Chapitre 3

## Méthodes particulières d'analyse de données

Les données que j'ai eues à traiter au cours de cette thèse présentent des caractéristiques qui ont justifié l'utilisation de méthodes originales afin d'en extraire l'information scientifique. Les choix méthodologiques, et souvent l'élaboration des méthodes elles-mêmes, ont contribué au même titre que la qualité des instruments ou l'intérêt intrinsèque des objets aux résultats présentés dans les chapitres suivants.

En effet, bien que les étoiles massives soient des objets brillants, le choix d'observer les spécimens les plus jeunes impose d'observer des champs densément peuplés où les nébulosités sont particulièrement denses et hétérogènes. Notre choix d'observer ces régions dans les Nuages de Magellan aggrave ces inconvénients en nécessitant systématiquement une haute résolution angulaire.

Les améliorations nécessaires pour exploiter correctement les données interviennent à deux niveaux : la réduction de données, puis leur analyse.

La réduction de données consiste à passer des données brutes, directement issues des observations, à des données numériques calibrées, susceptibles d'être analysées par la suite. Cette étape inclut toutes les opérations « techniques » (biais, flat-field, calibrations en flux et éventuellement en longueur d'onde) aujourd'hui largement automatisables (voire réalisées en standard avant de fournir les données à l'observateur lorsqu'il existe des pipelines, dont l'utilisation suppose beaucoup de précautions et de vérifications).

Passer d'une image brute à une image calibrée n'est qu'une étape préliminaire : d'autres procédures sont nécessaires avant de pouvoir analyser les données. L'une des procédures avancées de réduction de données est la photométrie, procédure faisant correspondre à une image une liste de positions et de magnitudes. Cette étape, cruciale pour nos travaux, est rendue particulièrement difficile par les caractéristiques de nos images. J'exposerai dans la deuxième partie de ce chapitre les méthodes que nous avons développées ou mises en œuvre pour contourner ces difficultés.

Lorsque des mesures fiables ont été obtenues, l'analyse de ces résultats permet de donner un sens physique aux observations. Malheureusement, le problème récurrent de l'astrophysicien est de se trouver devant un problème pas assez contraint : peu d'observables et trop de

paramètres. Il est alors nécessaire de recourir à des modèles pour lier les paramètres entre eux et ainsi aboutir à un nombre de paramètres libres compatible avec le nombre d'observables disponibles. Nous avons ainsi utilisé de façon intensive les modèles stellaires de Genève (Lejeune & Schaerer 2001), en collaboration avec l'équipe qui a participé à leur élaboration. J'expose dans la troisième partie de ce chapitre les différentes méthodes que nous avons mises au point pour analyser nos données à la lumière de ces modèles.

## 3.1 Traitement des données d'imagerie

La calibration astrométrique et photométrique d'une image CCD permet d'associer à chaque pixel un couple de coordonnées  $\alpha/\delta$  et un flux lumineux. S'agissant d'une démarche quasiment systématique lorsqu'on traite des images astronomiques, les méthodes pour y parvenir dans le cas général sont largement discutées et implémentées dans les logiciels dédiés au traitement d'images astronomiques, tels que `midas` (ESO) ou `iraf` (NOAO). Avec l'avènement des grands surveys sont même apparues des procédures ne nécessitant quasiment pas d'intervention de l'opérateur. Cependant, ces procédures ne sont pas toujours adaptées à l'étude de champs individuels, dans le cas où l'on cherche à atteindre les limites de la capacité du télescope et de l'instrument. D'autres types de procédures, nécessitant plus d'interaction de la part de l'opérateur, permettent d'aller au-delà des traitements classiques de type «photométrie d'ouverture».

### 3.1.1 Photométrie d'ouverture

La photométrie d'ouverture est la méthode la plus basique de la photométrie CCD : On choisit un diaphragme et, pour chaque source détectée, on somme les valeurs des pixels situés dans le diaphragme centré sur la source. On peut estimer le fond et le soustraire (par exemple en échantillonnant les pixels se trouvant dans une couronne autour du diaphragme et en sélectionnant une méthode appropriée pour déterminer la valeur du fond). Cette méthode présente l'intérêt d'être simple, rapide (faible temps de calcul) et efficace dans de nombreux cas.

L'un des écueils rencontrés est le fait que la PSF s'étend a priori infiniment : quelle que soit la taille choisie pour le diaphragme, il y aura forcément une partie du flux qui ne sera pas comptabilisée. Cette déperdition est bien entendue compensée par la calibration en flux : néanmoins, il est possible que les circonstances poussent à utiliser un diaphragme grand pour mesurer le flux de l'étoile standard (brillante et isolée) afin d'augmenter la précision de la mesure, tout en conservant un diaphragme petit pour les mesures d'objets en raison de l'encombrement du champ. Il est alors nécessaire d'évaluer la différence de flux mesurée par ces deux diaphragmes («aperture correction») en effectuant plusieurs mesures de l'étoile standard avec différentes tailles de diaphragme.

Divers raffinements algorithmiques permettent d'adapter la forme du diaphragme à la morphologie de chaque source ou de mieux calculer la valeur du fond.

### 3.1.2 Photométrie des champs denses

Le problème majeur rencontré par la photométrie d'ouverture est la confusion des sources : dans l'impossibilité de discriminer le flux venant de l'une ou de l'autre, et de déterminer le flux du à l'arrière plan, l'algorithme donne un résultat largement faussé.

Une solution est de remplacer la photométrie d'ouverture par un algorithme d'ajustement de PSF : On détermine l'image d'un point à partir d'étoiles brillantes du champ, puis on ajuste ce modèle aux différentes sources ponctuelles de l'image pour en déterminer la position et l'intensité relative.

#### *DAOPHOT*

L'implémentation la plus utilisée à ce jour est la procédure DAOPHOT, due à Stetson (1987). Elle est largement utilisée dans la littérature et marche particulièrement bien sur les objets pour lesquels elle a été conçue : les amas globulaires (c'est-à-dire des champs de sources ponctuelles dépourvus d'hétérogénéités d'arrière plan). L'une des raisons du succès de cette implémentation est sa capacité à traiter un grand nombre de sources (en divisant les sources en groupes d'étoiles proches qui seront traités individuellement) et de s'adapter à n'importe quelle PSF en modélisant plusieurs types de fonctions et en tenant compte des écarts à ce modèle.

La séquence des opérations est la suivante :

- La première priorité est de détecter les sources présentes sur l'image, à quelques pixels près. Un simple algorithme détectant les maxima locaux tout en éliminant la plupart des cosmiques permet d'obtenir une liste de coordonnées (x,y) recensant toutes les positions avec une sensibilité et une précision suffisante.
- Dans un deuxième temps, une photométrie d'ouverture va être établie afin de fournir une première approximation. A cette occasion, les positions des étoiles sont affinées (par exemple en cherchant le centroïde).
- Un algorithme choisit, parmi la liste issue de la photométrie de l'étape précédente, les  $N$  étoiles les plus brillantes et suffisamment isolées pour servir à l'estimation de la PSF.
- La PSF est déterminée à partir des  $N$  étoiles sélectionnées, normalisées en intensité. Plusieurs approches sont possibles : la plus efficace et la plus générale consiste à ajuster un modèle analytique (gaussienne, moffat, penny) sur la moyenne des étoiles tout en conservant une «carte des résidus» (élaborée à partir de la soustraction moyenne – modèle).
- La PSF ainsi déterminée est ajustée à chaque source détectée lors de la première photométrie. L'algorithme *allstar* utilise la notion de «groupes d'étoiles» pour optimiser l'ajustement : mathématiquement l'ajustement est une inversion de matrice et cette méthode permet de se placer dans le cas d'une matrice diagonale par blocs (Stetson 1987). La méthode est itérative : à chaque étape le résultat est examiné et l'algorithme décide si des sources doivent être déplacées, ajoutées ou supprimées.

*Les limites de l'ajustement de PSF*

La méthode de photométrie par ajustement de PSF, bien que rigoureuse et efficace, trouve ses limites dans le traitement des champs denses associés à des fonds diffus particulièrement inhomogènes, ce qui est justement le cas des sites de formations d'étoiles.

Deharveng et al. (1992) proposent une méthode itérative capable de contourner le problème en supprimant progressivement les nébulosités. Il s'agit dans un premier temps d'obtenir une approximation du fond diffus par soustraction des sources détectées par une première utilisation de DAOPHOT : un filtrage médian du fond ainsi obtenu permet d'éliminer les artefacts liés à la mauvaise soustraction des sources dont la photométrie a été mal évaluée par DAOPHOT. Il est alors possible de soustraire l'image résultante à l'originale, atténuant ainsi les nébulosité et autorisant DAOPHOT à effectuer une meilleure approximation de la photométrie.

Cette méthode a prouvé son efficacité, mais nécessite de nombreux ajustements manuels (modification «à la main» des fichiers de résultats pour corriger les erreurs les plus flagrantes) qui conviennent bien aux champs restreints comportant un petit nombre de sources, mais requiert trop de temps lorsque le nombre de sources atteint le millier.

Afin d'étendre cette méthode aux champs que j'ai eu à traiter, j'ai entamé la rédaction d'un programme (DENEb, pour DE-NEBulized photometry) facilitant l'édition de fichiers de photométrie en interfaçant un logiciel d'affichage (DS9<sup>1</sup>) à quelques fonctions basiques permettant d'apprécier en temps réel les effets d'une modification sur la soustraction d'une source : il est possible par ce biais de modifier la photométrie intermédiaire d'une source en imposant certaines valeurs (position, intensité, valeur du fond) avant de relancer l'optimisation de DAOPHOT avec des conditions initiales plus proches de la réalité. Cette technique m'a permis d'améliorer la qualité de la photométrie réalisée sur les images proche infrarouge de l'objet N159 (Meynadier et al. 2004).

### 3.1.3 Une méthode avancée de traitement de l'image : la déconvolution

Lorsque les techniques d'ajustement de PSF ne suffisent plus, par exemple dans des champs particulièrement denses, il devient nécessaire d'utiliser une méthode plus efficace pour obtenir la photométrie des sources. J'exposerai ici les modalités de cette méthode relativement complexe, que j'ai utilisée à plusieurs reprises.

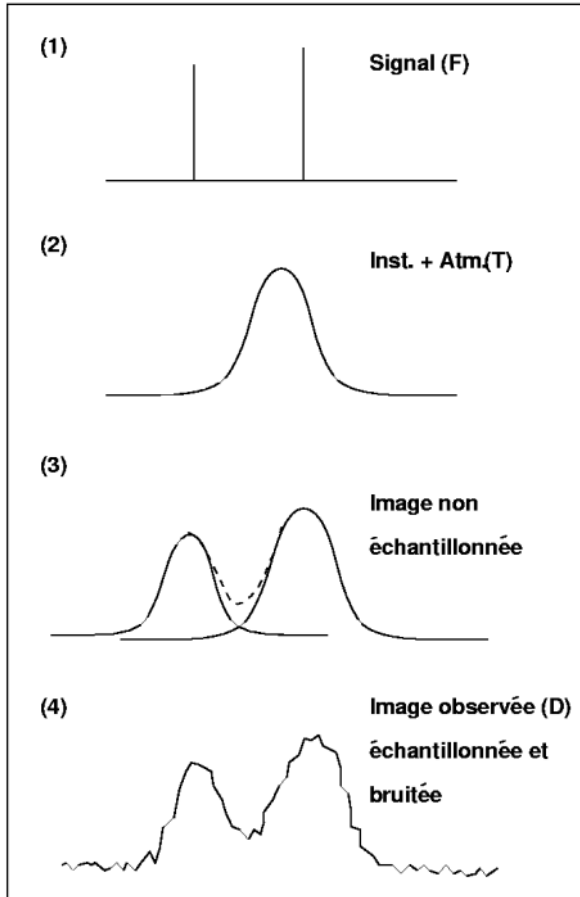
*Généralités*

Le principe de la déconvolution découle d'une approche mathématique du traitement du signal : l'image  $\mathcal{D}(\vec{x})$  obtenue à un instant  $t$  est modélisée comme étant liée à la projection de l'objet  $\mathcal{F}(\vec{x})$ , à la réponse instrumentale et atmosphérique  $\mathcal{T}(\vec{x}, t)$  et au bruit  $\mathcal{N}(\vec{x}, t)$  selon la relation

$$\mathcal{D}(\vec{x}, t) = [\mathcal{F}(\vec{x}) \otimes \mathcal{T}(\vec{x}, t)] + \mathcal{N}(\vec{x}, t) \quad (3.1)$$

<sup>1</sup><http://hea-www.harvard.edu/RD/ds9/>

où  $\otimes$  est l'opérateur de convolution. Physiquement, on l'interprète comme suit : l'image observée est le résultat de la convolution de l'image réelle avec la réponse instrumentale et atmosphérique (PSF) susceptible de varier au cours du temps et/ou selon le point du champ considéré, puis perturbée par un bruit additif (évidemment variable spatialement et temporellement). De plus, sur un détecteur de type CCD, les valeurs de  $\vec{x}$  sont discrètes (elles correspondent aux pixels de l'image) et introduisent un échantillonnage. La figure 3.1 présente une représentation schématique de cette opération.



**FIG. 3.1:** Représentation schématique à une dimension de la formation d'une image sur un récepteur type CCD. 1 : l'objet, constitué de 2 sources ponctuelles 2 : réponse instrumentale et atmosphérique (modélisable par exemple par une gaussienne ou une mof-fat) 3 : résultat de la convolution  $[\mathcal{F} \otimes \mathcal{T}]$  4 : image observée après échantillonnage sur une grille de pixels et addition du bruit de lecture et de bruit de photon du détecteur. Figure tirée de Courbin (1999)

La dépendance temporelle des termes  $\mathcal{T}$  et  $\mathcal{N}$  peut être exploitée pour restituer le signal à partir d'images prises à des instants différents. Toutefois le principe de la déconvolution peut se décrire plus simplement dans le cas d'une image unique et indépendante du temps, auquel cas l'équation 3.1 s'écrit :

$$\mathcal{D}(\vec{x}) = [\mathcal{F}(\vec{x}) \otimes \mathcal{T}(\vec{x})] + \mathcal{N}(\vec{x}) \quad (3.2)$$

À condition de s'affranchir du bruit et de connaître la réponse instrumentale, il semble donc possible de retrouver l'image réelle par déconvolution. Cette possibilité semble particulièrement évident si l'on se place dans l'espace de Fourier, c'est-à-dire qu'on considère la transformée de Fourier de l'image obtenue (les majuscules désignant la transformée de Fourier des fonctions correspondantes dans l'équation 3.2 et  $\vec{v}$  étant la variable duale de  $\vec{x}$  dans l'espace de Fourier) :



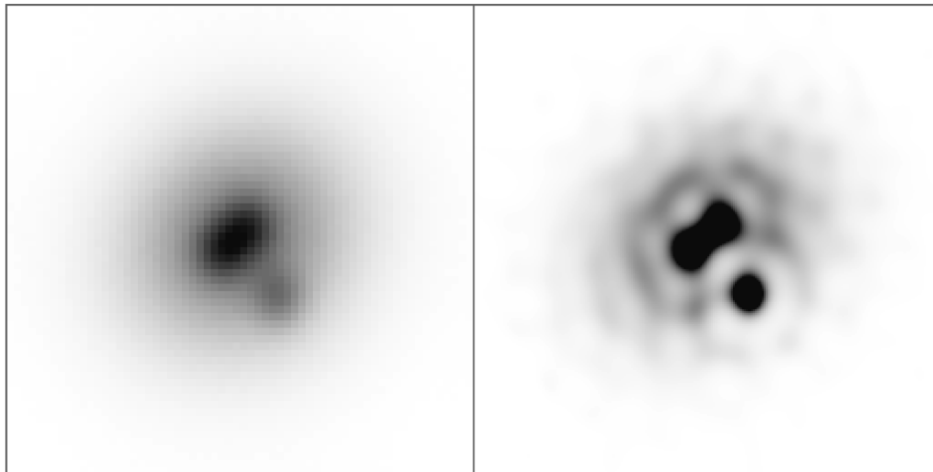
$$D(\vec{v}) = F(\vec{v}) \cdot T(\vec{v}) + N(\vec{v}) \quad (3.3)$$

La convolution devient, dans l'espace de Fourier, une simple multiplication, et son inversion devient simplement :

$$F(\vec{v}) = \frac{D(\vec{v}) - N(\vec{v})}{T(\vec{v})}, \text{ si } T(\vec{v}) \neq 0 \forall \vec{v} \quad (3.4)$$

La condition  $T(\vec{v}) \neq 0 \forall \vec{v}$  peut théoriquement être assurée par un filtrage préalable (filtre de Wiener), qui nécessite de connaître le bruit  $N(\vec{v})$ , ce qui n'est évidemment jamais le cas. Au mieux, une approximation basée sur le fait que l'influence du bruit perturbe surtout les petites échelles spatiales permet d'en déduire une extrapolation, et d'appliquer cette méthode dite de «filtrage inverse».

Des méthodes itératives permettent de dépasser les limites d'algorithmes linéaires tel que le filtrage inverse, parmi lesquelles les méthodes de maximum d'entropie ou l'algorithme de Richardson–Lucy (Richardson 1972). Toutes ont en commun de générer des artefacts de déconvolution interdisant l'utilisation d'images déconvoluées pour l'astrométrie ou la photométrie de sources (figure 3.2).



**FIG. 3.2:** *Gauche : image originale, droite : image déconvoluée par une implémentation de l'algorithme de Richardson–Lucy. La déconvolution améliore la résolution mais fait apparaître de nombreux artefacts de type oscillations de Gibbs.*

### Déconvolution MCS

La déconvolution MCS (Magain et al. 1998; ?) utilise le fait que des données échantillonnées ne peuvent être déconvoluées complètement sans violer le théorème de Shannon (Shannon 1949). En d'autres termes, un capteur CCD ne peut échantillonner de signal de fréquence spatiale plus petite que deux de ses pixels : il est vain de tenter de déconvoluer jusqu'à des échelles plus faibles.

C'est là le problème posé par les méthodes de déconvolutions précédemment citées : partant du principe que l'image brouillée est le résultat de la convolution de la PSF avec des fonctions de Dirac (le diamètre apparent des étoiles étant très loin d'être résolu par les télescopes optiques actuels, hors interférométrie), elles cherchent à retrouver les positions et intensités de ces pics. Or, l'image d'une étoile sur un capteur CCD, même en l'absence de brouillage dû à la PSF, n'est pas un pic de Dirac, mais un créneau voire une distribution de créneau en fonction de son emplacement par rapport aux centres des pixels. C'est en essayant coûte que coûte de retrouver des pics de Dirac que sont introduits les artefacts de déconvolutions qui empêchent la photométrie et l'astrométrie des sources.

En pratique, l'algorithme de Pierre Magain, Frédéric Courbin et Sandrine Sohy propose de ne pas déconvoluer par la PSF, mais par une fonction moins large, calculée à partir de la PSF de manière à ce que le résultat final soit compatible avec le théorème de Shannon. Les artefacts disparaissent alors naturellement : il n'est même pas nécessaire d'imposer la «contrainte de positivité» habituellement nécessaire pour faire converger les autres algorithmes. De ce fait, la déconvolution MCS est la première à autoriser simultanément la photométrie et l'astrométrie de manière fiable.

Techniquement, l'utilisation de cet algorithme est limitée par la résolution initiale des images : puisqu'il impose que l'image déconvoluée soit encore correctement échantillonnée, il n'autorise un gain important en résolution spatiale qu'à la condition que l'image initiale soit suréchantillonnée. Les images destinées à être traitées par cet outil devront donc utiliser les capteurs au maximum de leur résolution (pas de «binning» des pixels, éventuellement au détriment du rapport signal/bruit). Certaines images du HST sont des cas limites, la résolution étant déjà à peine suffisante pour échantillonner la PSF très étroite de ce télescope. Les images de la Planetary Camera sont cependant exploitables (voir par exemple Courbin et al. 2002).

L'implémentation de l'algorithme est encore l'objet de développements de la part de ses auteurs : j'ai pu utiliser deux versions différentes après avoir appris leur fonctionnement sur place, à l'Institut d'Astrophysique de Liège. Une interaction étroite avec les concepteurs de l'algorithme nous a permis de l'utiliser dans les meilleures conditions sur nos données, tout en nous assurant de la validité des résultats obtenus avec cet outil performant, mais délicat.

En pratique, l'utilisation des programmes nécessite :

- La construction d'une PSF
- Des conditions initiales donnant approximativement la position et l'intensité des sources à déconvoluer.

La construction d'une PSF se fait à partir des sources présentes sur l'image. Dans sa première version, le calcul se fait à partir de sources isolées ou supposées telles. Après normalisation des intensités, les images sont moyennées avec une pondération imposée par une «carte des  $\sigma$ » qui permet, en attribuant un  $\sigma$  très grand à certaines zones de l'image, d'ignorer les sources éloignées, mais susceptibles de perturber le calcul des ailes de la PSF, les cosmiques, ou tout autre défaut visiblement indépendant de la PSF. Sur cette moyenne est ajustée une fonction moffat, la différence entre cette modélisation et la moyenne étant stockée dans une «carte des résidus» qui permet d'apprécier la qualité de l'ajustement. Dans sa dernière version à ce jour, le calcul de la PSF inclut toutes les sources présentes et procède par itération, les voisins proches étant annulés grâce à la PSF calculée à l'étape précédente.

Les conditions initiales requièrent de connaître le nombre de sources à déconvoluer, de les placer et de donner une approximation de leur intensité après déconvolution, soit  $I_{\text{final}} = I_{\text{init}} \times (\text{FWHM}_{\text{init}}/\text{FWHM}_{\text{final}})^2$ , FWHM étant la largeur à mi-hauteur de la PSF.

A l'issue de la déconvolution, une «carte des résidus» est générée par différence de l'image initiale et d'une image synthétique réalisée à partir de la PSF calculée et des positions et intensités des sources. Si une source manque, elle apparaîtra sur cette carte des résidus ; s'il y en a en trop, deux étoiles auront la même position et/ou l'une des intensités sera négligeable. La méthodologie recommandée est donc de procéder par essais successifs jusqu'à obtenir des résidus satisfaisants avec le moins de sources possibles. Cette méthode permet de détecter de nouvelles sources jusqu'à présent masquées par la PSF des sources les plus brillantes, avec pour seule limitation le rapport signal sur bruit (une source non signalée dans les conditions initiales doit avoir une intensité suffisante pour sortir du bruit de la carte des résidus, qui est identique au bruit de l'image originale).

Une nouvelle version des logiciels étend l'algorithme MCS à la détermination de la PSF en champ stellaire encombré : la PSF est alors déduite de l'ensemble des sources (éventuellement proches) au lieu de quelques étoiles choisies pour leur isolement. Cette détermination de PSF est améliorée après une étape de déconvolution permettant de préciser la position et la photométrie des sources proches, ce qui permet d'itérer jusqu'à obtenir un résultat satisfaisant (?).

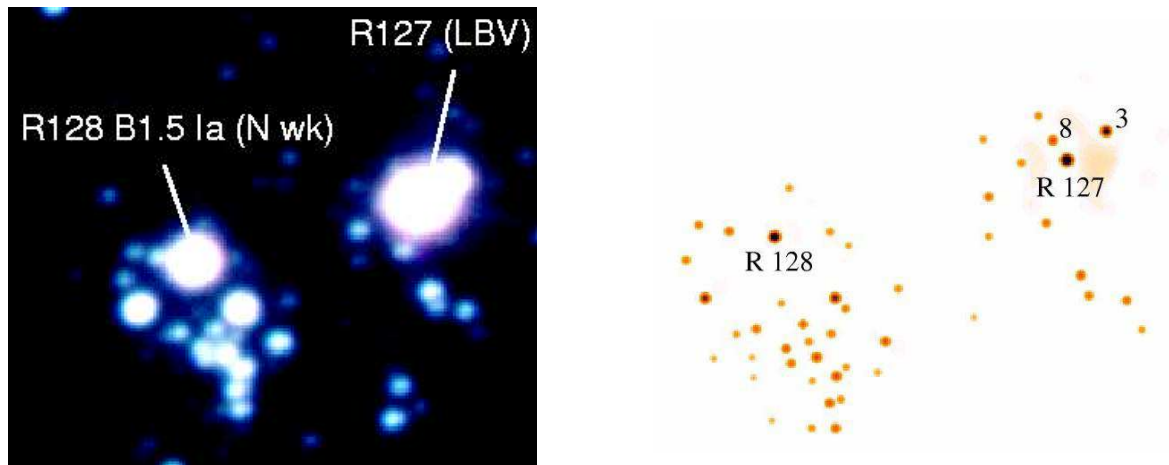
### Exemples

Les techniques de déconvolution ont été utilisées avec succès sur plusieurs étoiles très lumineuses et supposées massives. Le gain de résolution angulaire a permis dans chaque cas de mettre en évidence de nouvelles sources, menant parfois à une révision significative des mesures de luminosité et donc de masse de l'objet (Heydari-Malayeri et al. 1988; ?).

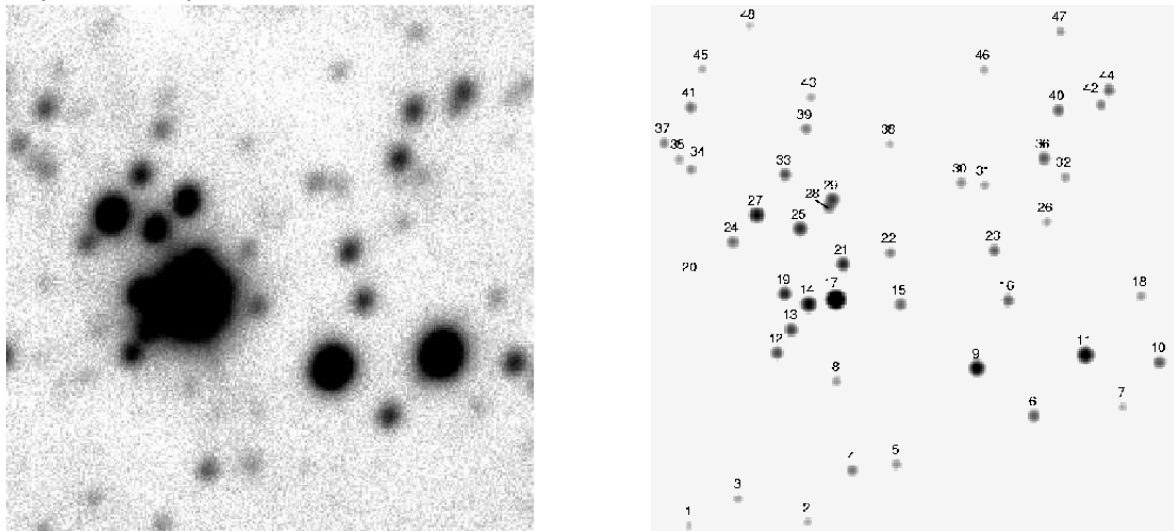
Au cours de mes travaux de thèse j'ai utilisé à deux reprises l'algorithme de déconvolution MCS, sous sa forme initiale tout d'abord puis par son évolution évoquée dans la section précédente. Dans les deux cas j'ai pu me familiariser avec les principes et le fonctionnement des algorithmes en rendant visite à ses auteurs à l'Institut d'Astrophysique de Liège (Belgique). Ces travaux ont fait l'objet de publications (Heydari-Malayeri et al. 2003c; Meynadier et al. 2005, voir pages 115 et 137). Seuls les aspects techniques de la déconvolution de ces objets sont exposés ici. Les aspects scientifiques sont traités chapitre 6 et 7. Dans les deux cas, l'utilisation de cette technique a permis de découvrir des nouvelles sources ou d'établir des mesures photométriques plus précises que celles obtenues auparavant.

**Déconvolution des champs de R 127 et R 128** R 217 et R 128 sont deux amas serrés lumineux du Grand Nuage de Magellan, observés au NTT avec l'instrument SuSI en 1997. La résolution alors obtenue (seeing compris entre  $0''.81$  et  $1''.34$  selon les poses) laissait apparaître clairement les composantes les plus proéminentes de l'amas sans toutefois autoriser une photométrie fiable de celles-ci. Les pixels du capteurs ( $24 \mu\text{m}$  soit  $0''.13$  sur le ciel) suréchantillonnent suffisamment la PSF pour autoriser l'emploi de l'algorithme MCS. Il est alors possible d'atteindre une résolution de 2 pixels =  $0''.26$  FWHM (fig. 3.3). Le centre de R 127 est ainsi résolu en 4 composantes, et une photométrie fiable de la composante LBV

et de ses compagnons est obtenus. La photométrie des composantes de l'amas R 128 permet d'identifier la source principale, qui avait été considérée comme un candidat LBV. Cette déconvolution a été menée avec la première des deux versions de l'algorithme MCS que j'ai utilisées.



**FIG. 3.3:** Déconvolution du champ R 127 – R 128. Gauche : composite RVB du champ, droite : champ déconvolué (filtre V). Nord vers le haut et est vers la gauche. Taille  $\sim 33''.3 \times 27''.3$  ( $8.3 \times 6.8$  pc). La numérotation et les identifications spectrales se rapportent à Heydari-Malayeri et al. (2003c).



**FIG. 3.4:** Déconvolution du champ Sk  $-71^{\circ}51$ . Gauche : pose en filtre V, droite : champ déconvolué (filtre V). Nord vers le haut et est vers la gauche. Taille  $\sim 21''.7^2$  ( $5.4^2$  pc). La numérotation se rapporte à Meynadier et al. (2005).

**Déconvolution du champ de Sk  $-71^{\circ}51$**  Sk  $-71^{\circ}51$  est l'étoile brillante qui a suscité notre intérêt pour la région N 214C dans le Grand Nuage de Magellan. Les mesures de référence pour cet objet n'ayant été effectuées qu'avec des caméras électroniques et des diaphragmes englobant une large portion de ciel, nous avons cherché à résoudre l'amas serré entourant l'étoile afin d'effectuer une mesure non-contaminée de la luminosité de la source principale. Afin de conserver un meilleur rapport S/B la résolution finale a été fixée à 3 pixels FWHM,

ce qui a permis de passer de 0''73 à 0''26 de résolution (fig. 3.4). La déconvolution fait apparaître 2 sources relativement brillantes autour de Sk -71°51. Cette déconvolution a été menée avec la version évoluée de l'algorithme.

#### *Techniques similaires utilisées en spectrographie*

Les données de spectrographie sont, elles aussi, confrontées à des difficultés en champ dense. Leur nature différente suppose un traitement différent des données d'imagerie, mais parfois sur un modèle commun. Ainsi, à la PSF de l'image correspond une SSF (Slit Spread Function) dans le spectre. Cette SSF ne peut plus être déterminée par l'observation d'une étoile, car le spectre de celle-ci n'est pas un continuum parfait et présente des raies d'absorption ou d'émission qui ne sont pas liées à l'instrument.

Le logiciel `specres` (Lucy & Walsh 2003) propose une restauration de spectres par algorithme de Lucy-Richardson : à partir d'une SSF et des positions des sources le long de la fente, l'algorithme sépare le spectre de la source ponctuelle du spectre d'arrière plan, raies du ciel et raies nébulaires étendues. Les sources trop proches pour avoir des spectres distinctement séparés le long de la fente sont correctement traitées.

### 3.1.4 Génération d'images «vraies couleurs»

Outre leur intérêt esthétique, les images composites rouge/vert/bleu (RVB) permettent de présenter simultanément les informations de plusieurs filtres différents, ce qui permet de visualiser facilement la morphologie des objets à plusieurs longueurs d'onde. La notion de «vraies couleurs» s'oppose à celle de «fausses couleurs», qui est en fait une image monochrome où le codage de l'intensité des pixels se fait selon une palette colorée destinée à améliorer la lisibilité. Les images en «vraies couleurs» sont le résultat de la coaddition de 3 images : selon la longueur d'onde centrale du filtre avec lesquelles elles ont été prises, celles-ci correspondent à la couche rouge, verte ou bleue.

La plupart des composites RVB rencontrés dans la littérature n'utilisent que les filtres nébulaires (bande étroite) : s'il est vrai que ceux-ci dominent l'image finale par les structures à grande échelle qu'ils font apparaître, il m'a semblé intéressant d'ajouter l'information contenue dans les filtres large bande. Sans cet ajout, les seuils choisis pour les filtres nébulaires (principalement destinés à optimiser le contraste des nébulosités) saturent la plupart des étoiles et donnent au final des étoiles blanches.

Si, au contraire, le composite RVB est créé à partir des images en filtres large bande, et que les seuils sont optimisés de façon à faire ressortir la dynamique de couleur des sources, les nébulosités sont bien moins visibles.

La solution que nous avons retenue dans le cas de LMC N 214C (voir p.132) est de combiner les 6 images avec des seuils indépendants pour chaque image. Techniquement, il s'agit de modifier en partie le programme `3colors` du package `eclipse`<sup>2</sup>. Ce programme prend en entrée des fichiers fits (interpolés de façon à avoir le même cadrage et dont l'intensité de chaque pixel a été remplacée par son logarithme afin d'obtenir une bonne dynamique) et un

<sup>2</sup>disponible sur le site web de l'ESO, <http://www.eso.org/projects/aot/eclipse/>

certain nombre de paramètres, incluant les seuils haut et bas pour chaque image, ainsi que la couleur (définie par un triplet RVB) affectée à chaque filtre. En sortie, on obtient une image au format «sun-raster» qu'il est aisé de convertir vers n'importe quel autre format (eps, png, jpg, tiff).

Tout en mettant en valeur les structures nébulaires, on obtient ainsi une représentation plus réaliste de la couleur des étoiles (au sens où la couleur d'une source donnée sur l'image composite est bien corrélée aux données servant à établir son indice de couleur).

Une difficulté supplémentaire concerne l'affichage des coordonnées : dans le passage du format fits aux formats des images couleur, l'information astrométrique présente dans les headers du fichier fits (le «World Coordinate System») a été perdue. Une solution est d'utiliser un logiciel générant des graphes en postscript capable d'inclure un fichier graphique : il est alors possible d'écrire un script reconstituant le cadre d'affichage des coordonnées en donnant les paramètres manquant à partir des headers du fichier fits (ce qui est réalisable à l'aide de python<sup>3</sup> et du module dislin<sup>4</sup> correspondant).

Prises séparément, toutes les étapes nécessaires pour arriver à ce résultat se trouvent dans l'un ou l'autre des environnements intégrés dédiés à la réduction de données (midas, iraf, idl) ou dans les logiciels de visualisation (depuis peu ds9 intègre la possibilité de combiner 3 images). Mais, après plusieurs essais, aucun ne m'a permis d'effectuer l'ensemble de ces opérations de manière suffisamment flexible, simple et reproductible. En écrivant ces programmes, j'ai essayé d'obtenir un processus permettant de contrôler au maximum la qualité scientifique tout autant qu'esthétique des images destinées à la publication.

---

<sup>3</sup><http://www.python.org>

<sup>4</sup><http://www.mps.mpg.de/dislin/>

## 3.2 Analyse des données

La photométrie permet de mesurer des flux lumineux à l'intérieur d'une bande de longueurs d'onde connue. Elle repose sur le choix d'un système de photométrie définissant les grandeurs mesurées et fixant les références. L'un des systèmes les plus utilisés est le système *UBV*, établi par (Johnson & Morgan 1953). Celui-ci utilise 3 filtres : *U* (Ultraviolet, centré à  $\lambda$  3500 Å), *B* (Bleu, centré à  $\lambda$  4300 Å) et *V* (Jaune, centré à  $\lambda$  5500 Å). Il fut plus tard étendu vers l'infrarouge aux bandes *R* ( $\lambda$  7000 Å) et *I* ( $\lambda$  9000 Å). Les flux obtenus à travers ces filtres sont convertis en magnitude selon la relation :

$$M_\lambda = -2.5 \log F_\lambda + k \quad (3.5)$$

où  $k$  est une constante choisie de façon à fixer l'origine de l'échelle.

Il est alors possible de définir des indices de couleurs comme étant la différence de magnitude entre deux filtres ( $U - B$ ,  $B - V$ , etc.). Chacun de ces indices est lié à la pente globale du spectre à cet endroit et donc dépend de la température effective de la source.

### 3.2.1 Les diagrammes couleur–magnitude et couleur–couleur

Les diagrammes mettant en relation les indices de couleur des étoiles avec leur magnitude dans une bande donnée ont permis à Ejnar Hertzsprung et Henry R. Russel, indépendamment, de mettre en évidence le fait que la répartition d'un échantillon d'étoiles sur ces diagrammes n'est pas uniforme : la plupart d'entre elles se regroupent le long de la séquence principale (Main Sequence, ou MS), une faible proportion d'entre elles ayant une position sensiblement différente. La figure 3.2.1 reproduit un diagramme HR avec la localisation des principaux types d'étoiles. Les développements théoriques permettant d'expliquer cette répartition, mais aussi les exceptions à cette règle, ont apporté à la physique stellaire la plupart des modèles actuellement en vigueur pour décrire l'évolution d'une étoile.

En retour, placer une étoile inconnue sur ce diagramme revient, en fonction de la précision des données dont on dispose et du modèle que l'on se donne, à déterminer approximativement son type, son âge et sa masse.

On peut remarquer qu'il existe deux familles de diagrammes couleur–magnitude : celle des théoriciens et des modélisateurs, et celle des observateurs. Dans le premier cas, les résultats des calculs sont affichés en fonction du système de variables dans lequel s'effectue le calcul : la luminosité bolométrique et la température effective. Les observateurs, afin de limiter les hypothèses qui pourraient ajouter une erreur systématique, raisonnent le plus souvent en magnitude apparente et indice de couleur. Passer d'un système à l'autre suppose de connaître, entre autres :

- La distance qui nous sépare de l'ensemble des objets. Il est rare de pouvoir accéder à cette donnée avec certitude. Hormis les sources proches dont la distance a pu être établie par parallaxe (Hipparcos), les déterminations de distance reposent sur un certain nombre d'hypothèses. Dans notre cas, on estime que la majorité des étoiles appartiennent au Petit ou au Grand Nuage de Magellan, dont les distances sont bien





$A(\lambda)$  : L'extinction dans une bande de longueur d'onde  $\lambda$ , en unités de magnitude. Si  $M_\lambda$  est la magnitude absolue d'une étoile,  $DM$  son module de distance et  $m_\lambda$  sa magnitude apparente, ces grandeurs sont liées par la relation  $m_\lambda = M_\lambda + DM + A(\lambda)$ .

$E(\lambda_1 - \lambda_2)$  : L'excès de couleur. C'est le rougissement induit par l'absorption interstellaire : par exemple,  $E(B - V) \equiv (B - V) - (B - V)_0$ , où  $(B - V)_0$  est la couleur intrinsèque de l'objet et  $(B - V)$  sa couleur apparente.

En théorie, chaque ligne de visée a une loi d'extinction  $A(\lambda)$  différente, en fonction de la quantité et de la nature de la matière absorbant la lumière de l'objet visé. Néanmoins la mesure sur un grand nombre de lignes de visée de l'absorption à différentes longueurs d'ondes a permis d'établir une loi moyenne  $A(\lambda)$  dépendant seulement d'un paramètre  $R_V = A(V)/E(B - V)$ . Dans le cas d'une extinction due au milieu interstellaire diffus,  $R_V \approx 3.1$  (Mathis 1990; Cardelli et al. 1989).

Une source de magnitude absolue et de couleur intrinsèque donnée voit donc sa magnitude apparente augmenter et sa couleur rougir de façon proportionnelle, et ceci permet de déterminer le vecteur de rougissement que suit la source sur un diagramme  $V - (B - V)$  : sa pente est donnée par

$$\frac{V - V_0}{(B - V) - (B - V)_0} \equiv \frac{A(V)}{E(B - V)} = R_V \approx 3.1$$

avec  $V_0$  et  $(B - V)_0$  les magnitude et couleur qui auraient été observées en l'absence d'extinction, c'est-à-dire la magnitude absolue corrigée du module de distance et la couleur intrinsèque, qui ne dépend pas de la distance.

En pratique l'extinction est exprimée en unités de  $A_V (= A(V))$ . La tabulation des valeurs du rapport  $A(\lambda)/E(B - V)$  (par ex. Zombeck 1990) ou du rapport  $A(\lambda)/A(J)$  (Mathis 1990) à différentes longueurs d'ondes permet la conversion. Il est alors possible de déterminer l'excès de couleur pour n'importe quelle couleur, connaissant  $A_V$  et  $R_V$  :

Si le tableau donne  $A(\lambda)/E(B - V)$  :

$$\begin{aligned} E(\lambda_1 - \lambda_2) &= A(\lambda_1) - A(\lambda_2) \\ &= E(B - V) \left[ \frac{A(\lambda_1)}{E(B - V)} - \frac{A(\lambda_2)}{E(B - V)} \right] \\ &= \frac{A_V}{R_V} \left[ \frac{A(\lambda_1)}{E(B - V)} - \frac{A(\lambda_2)}{E(B - V)} \right] \end{aligned}$$

Si le tableau donne  $A(\lambda)/A(J)$  :

$$\begin{aligned} E(\lambda_1 - \lambda_2) &= A(\lambda_1) - A(\lambda_2) \\ &= A_V \left[ \frac{A_V}{A(J)} \right]^{-1} \left[ \frac{A(\lambda_1)}{A(J)} - \frac{A(\lambda_2)}{A(J)} \right] \end{aligned}$$

Muni de ces vecteurs de rougissement, il est possible de «dérougir» les sources, c'est-à-dire de retrouver les valeurs de couleur et de magnitude qui auraient été mesurées en l'absence de rougissement. La valeur de ce rougissement (i.e. le module du vecteur) peut être estimée par des mesures spectrographiques, par exemple en mesurant le rapport des raies H $\alpha$  et H $\beta$  (voir section 3.3.1).

### *Confrontation aux modèles*

Au cours de leur vie, les étoiles parcourent un chemin complexe sur les diagrammes couleur–magnitude et couleur–couleur. Ce chemin dépend principalement de leur masses initiale (il peut aussi être perturbé par d'autres facteurs : par exemple binarité, rotation). L'évolution de leur spectre dépend de phénomènes complexes qui imposent le recours à des modèles. À une masse initiale et à un âge donnés, ceux-ci font correspondre un spectre et des magnitudes que l'on peut alors comparer aux mesures.

Ces modèles, de plus en plus complexes au fil des ans, réclament de longs temps de calcul et une excellente connaissance de leur fonctionnement pour en tirer des résultats fiables : c'est pourquoi les auteurs de modèles accompagnent leurs programmes de grilles de résultat pré-calculées pour certains ensembles de paramètres fréquemment utilisés. Ce procédé présente l'avantage d'offrir des résultats instantanément accessibles et vérifiés. En contrepartie l'espace des paramètres est quadrillé, discrétisé, ce qui peut rendre nécessaire le calcul d'interpolations pour avoir une idée des données pour certains paramètres (ce qui suppose des conditions de continuité et de régularité des modèles).

A partir de ces grilles de résultats (par exemple, Lejeune & Schaerer (2001)) il est possible de tracer, sur les diagrammes couleur–couleur et couleur–magnitude, deux types de courbes :

- Les isochrones, qui tracent la position des étoiles d'âge donné en fonction de leur masse initiale.
- Les tracés évolutifs, qui tracent la position des étoiles de masse initiale donnée en fonction de leur âge.

En théorie, ces deux types de courbes quadrillent le diagramme et permettent, pour un point donné, de déterminer la masse initiale et l'âge correspondants. En pratique, la qualité de ce quadrillage et sa sensibilité aux incertitudes pesant (entre autres) sur le rougissement subi par la source dépendent d'une part des bandes passantes choisies et d'autre part de la complexité de ces courbes, où la présence de boucles peut générer de nombreuses dégénérescences.

On peut choisir d'interpréter un diagramme en système «théorique»  $\log(L_{\odot})/\log(T_{eff})$ , auquel cas les courbes sont tracées dans leur unités naturelles, et où il faut convertir les données observationnelles au prix d'hypothèses sur les paramètres énumérés plus haut. Le plus souvent nous avons adopté l'attitude inverse, afin de présenter les mesures de la façon la plus naturelle possible, en faisant le moins d'hypothèses possible : comme nous mesurons des magnitudes apparentes et des couleurs, nous prenons ces grandeurs comme repère de notre diagramme. Les grandeurs issues des modèles sont alors converties pour pouvoir être comparées aux données de ce diagramme : un modèle d'atmosphère est appliqué et un module de distance est choisi puis retranché à toutes les magnitudes.

L'isochrone d'âge nul (ZAMS ou Zero-Age Main Sequence), matérialise la localisation sur un diagramme HR des étoiles venant tout juste d'entrer sur la séquence principale. Elle constitue un point de repère fréquemment utilisé, en particulier pour caractériser la répartition des types spectraux dans les populations d'étoiles jeunes.

### 3.2.2 Détermination des populations stellaires par comparaison des diagrammes HR et couleur–couleur

L'utilisation de données proche-infrarouge nous a confronté à un problème de dégénérescence des isochrones et des chemins évolutifs. Les étoiles massives émettent la majeure partie de leur énergie dans les courtes longueurs d'onde, donc leurs indices de couleur infrarouge varient comparativement peu au cours de leur vie. De plus, les effets évolutifs et les différences liées à la masse initiale peuvent provoquer des effets contraires et se compenser : la relation entre localisation sur le diagramme HR et âge et masse initiale de l'étoile n'est plus univoque. Enfin, le rougissement local de la source est inconnu, ce qui peut également modifier significativement les caractéristiques déduites de l'isochrone ou du chemin évolutif choisi. Ce phénomène est particulièrement aigu dans le domaine de longueur d'onde proche-IR, mais existe à toute les longueurs d'onde.

#### *Traitement standard*

Une façon de résoudre ce problème est de déterminer *a priori* l'âge de l'isochrone qui va être utilisée pour interpréter le diagramme. Dans de nombreux articles traitant d'observations de régions de formation stellaire, les auteurs choisissent de tracer l'isochrone d'âge nul (ZAMS). Le décalage entre la position de la source sur le diagramme et la ZAMS est alors interprétée comme un rougissement, colinéaire au vecteur de rougissement déjà défini.

Au prix d'une hypothèse forte sur l'âge des sources, cette approche permet d'évaluer le type spectral et donc la masse de l'étoile à partir de sa seule position dans le diagramme. Cette détermination reste approximative : la position de la source dans le diagramme n'est connue qu'aux incertitudes de photométrie près et les isochrones sont issues de modèles dont les hypothèses et les approximations ne décrivent pas parfaitement les sources observées. Enfin, la répartition des types spectraux le long de l'isochrone (par exemple en fonction de la masse ou de la luminosité) n'est pas connue avec exactitude. Pour résumer, une telle méthode permet en général d'avoir le type, mais pas le sous-type spectral d'une étoile, avec éventuellement une indication «précoce» ou «tardive», sans plus de précision.

La figure 3.6 présente des exemples d'interprétation de ce type relevés dans la littérature. Dans chaque cas, des vecteurs de rougissement sont tracés à partir des étoiles chaudes et à partir des géantes froides : les auteurs définissent ainsi une bande du diagramme couleur-couleur où se situent les étoiles «normales». Les sources apparaissant en-dessous de cette bande présentent un excès de couleur infrarouge qui peut être interprété comme la signature d'un disque de poussière autour de l'étoile.

L'examen de ces figures montre néanmoins les limites de la technique : le diagramme HR, borné par la magnitude limite atteinte, ne présente que la partie supérieure de l'isochrone.



Seules les étoiles suffisamment chaudes et massives atteignent de telles magnitudes sur la ZAMS. En revanche le domaine couvert par le diagramme couleur-couleur n'est pas borné : l'intégralité de la ZAMS est représentée, des types O aux types M. Or une interprétation satisfaisante de ces deux diagrammes devrait conduire à attribuer le même type spectral à une source donnée, quel que soit le diagramme. Nous sommes donc en face d'une contradiction : les sources les moins lumineuses du diagramme HR doivent-elles être interprétées comme des étoiles de type B précoce rouges, comme le laisse supposer le diagramme HR, ou comme des étoiles de type M, comme le laisse supposer le diagramme couleur-couleur ?

### *Proposition d'amélioration*

Dans le cadre de mes travaux, j'ai tenté d'utiliser cette contrainte de cohérence pour lever la dégénérescence des isochrones et des chemins évolutifs, tout en obtenant une meilleure estimation de l'âge des populations apparaissant sur les diagrammes HR et couleur-couleur. La figure 3.7 présente une illustration des problèmes décrits précédemment, ainsi qu'un exemple de résolution par la méthode que je vais décrire.

En pratique, une manière de vérifier la cohérence d'une isochrone d'un diagramme à l'autre est de ne tracer que la portion d'isochrone effectivement présente dans les deux diagrammes : à chaque point d'isochrone dans le diagramme couleur-couleur correspond un point dans le diagramme HR. En appliquant cette limitation à la ZAMS, l'isochrone tracée dans le diagramme couleur-couleur devient très courte : en regard des erreurs photométriques elle devient quasiment ponctuelle. Les sources proches de ce «point» peuvent alors être interprétées comme étant des étoiles jeunes, chaudes et peu rouges, dans les deux diagrammes. Les sources situées sur la droite parallèle au vecteur de rougissement et passant par ce point peuvent être interprétées comme étant des étoiles jeunes, chaudes et rouges de façon variable.

Pour interpréter les autres sources, il est nécessaire d'utiliser d'autres isochrones : en faisant varier l'âge, mais en continuant à ne tracer dans le diagramme couleur-couleur que les portions traçables dans le diagramme HR, il est possible de trouver l'âge ou les âges possibles d'une population stellaire repérée sur le diagramme. En pratique, cela suppose un accès direct et simple aux données : il n'est pas envisageable de procéder de la sorte si l'effort à faire est trop grand pour passer des grilles de données au tracé de l'isochrone. J'ai donc implémenté, dans un langage de script adapté au traitement de ces données (python), quelques outils permettant de limiter au maximum les éditions de fichier. Couplés à un module de tracé (DISLIN<sup>5</sup>) ces outils permettent de modifier en quelques secondes le choix d'isochrone. Il est alors possible de comparer les résultats et de «tâtonner» pour trouver l'isochrone la plus représentative. Le principe de fonctionnement est d'aller chercher directement les données dans les grilles de modèles, et de ne convertir les données qu'au moment de l'affichage (il n'y a pas de fichier intermédiaire où seraient stockés les abscisses et ordonnées de la courbe à tracer). Un tel système permet également de déterminer la graduation en masse des isochrones (éventuellement avec interpolation).

---

<sup>5</sup><http://www.mps.mpg.de/dislin/>

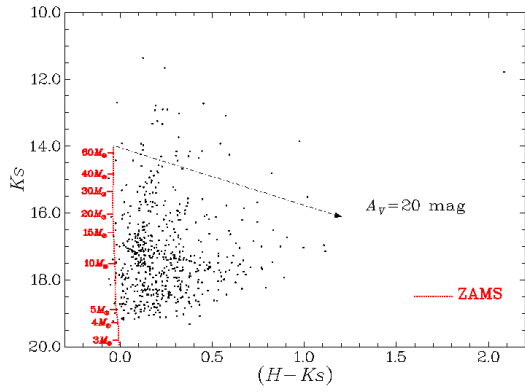


Diagramme HR avec une isochrone entre 3 et  $60 M_{\odot}$ , tronquée par la magnitude limite.

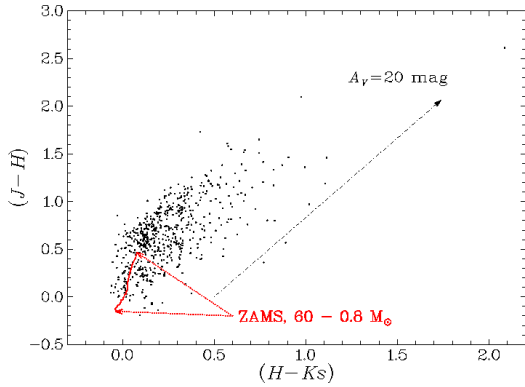


Diagramme couleur-couleur correspondant, mais où l'intégralité de l'isochrone peut être tracée (de  $0.8$  à  $60 M_{\odot}$ ) : la population semble correctement décrite par un rougissement variable.

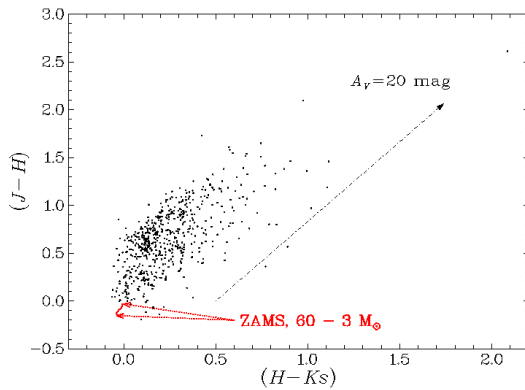


Diagramme couleur-couleur avec une portion d'isochrone cohérente avec celle tracée sur le diagramme HR (entre 3 et  $60 M_{\odot}$ ). La population n'est plus correctement décrite.

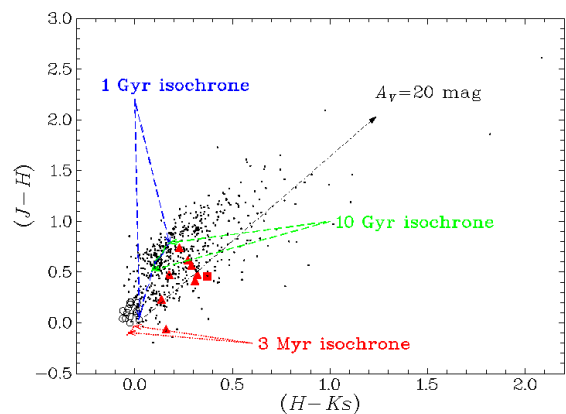
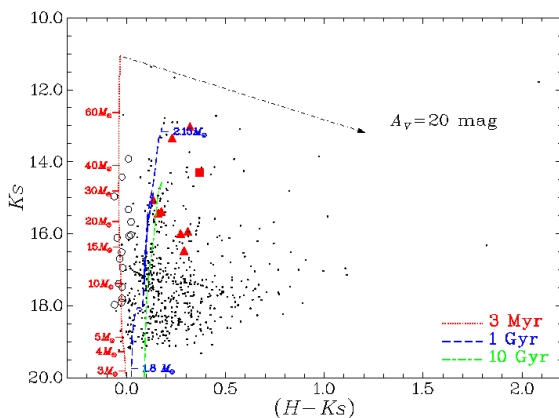


Diagramme HR et couleur-couleur finalement obtenu. La solution retenue consiste à ne tracer que les portions d'isochrones communes au diagramme HR et au diagramme couleur-couleur, et à faire varier l'âge pour décrire les différentes populations. Données tirées de Meynadier et al. (2004).

FIG. 3.7: Méthode proposée pour la détermination des populations stellaires présentes sur les diagrammes HR et couleur-couleur.

L'application de cette méthode révèle parfois une forte sensibilité : les intervalles de masse peuvent, pour une isochrone donnée, nécessiter des ajustements au centième de  $M_{\odot}$  près. Cette échelle n'est évidemment pas significative : les variations d'estimation de la masse moyenne d'un groupe varie beaucoup plus en choisissant une isochrone un peu plus vieille ou un peu plus jeune, ou en tenant compte de l'incertitude sur le rougissement et la distance exacte de la source.

### 3.3 Exploitation des spectres

#### 3.3.1 Détermination de l'extinction interstellaire

L'extinction interstellaire peut être estimée en comparant la valeur observée du rapport  $H\alpha / H\beta$  à la valeur théorique que l'on peut dériver des conditions physiques de la région observée.

Soit  $F_{\lambda}$  le flux observé à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée et  $F_{\lambda 0}$  le flux que l'on observerait en l'absence d'extinction interstellaire. La relation liant ces deux grandeurs est de la forme :

$$F_{\lambda} = F_{\lambda 0} e^{-\tau_{\lambda}} \quad (3.6)$$

où  $\tau_{\lambda}$  est la profondeur optique, qui dépend *a priori* de la ligne de visée et de la longueur d'onde considérée.

Il est en fait possible d'établir une loi d'extinction moyenne permettant d'écrire la profondeur optique sous la forme  $\tau_{\lambda} = C f(\lambda)$  où  $C$  est une constante indépendante de  $\lambda$  et  $f(\lambda)$  une loi d'absorption moyenne indépendante de la ligne de visée (cette même loi est utilisée pour déterminer les vecteurs de rougissement, voir 3.2.1). Mathis (1990) et Osterbrock (1989) donnent des exemples de tabulation de valeurs d'extinction en fonction de  $\lambda$ .

En choisissant une constante  $c = \log e \times C$  l'équation 3.6 devient :

$$F_{\lambda} = F_{\lambda 0} 10^{-cf(\lambda)} \Leftrightarrow cf(\lambda) = -\log \frac{F_{\lambda}}{F_{\lambda 0}} \quad (3.7)$$

Le logarithme du rapport des raies  $H\alpha/H\beta$  peut alors s'écrire :

$$\log \frac{F_{H\alpha}}{F_{H\beta}} = c \times (f(H\beta) - f(H\alpha)) + \log \frac{F_{H\alpha 0}}{F_{H\beta 0}} \quad (3.8)$$

Il est alors possible d'exprimer, pour cette ligne de visée et pour la longueur d'onde correspondant à la raie  $H\beta$ , la valeur de  $cf(H\beta)$  :

$$\begin{aligned} cf(H\beta) &= c(f(H\beta) - f(H\alpha)) \times \frac{f(H\beta)}{f(H\beta) - f(H\alpha)} \\ &= \left( \log \frac{F_{H\alpha}}{F_{H\beta}} - \log \frac{F_{H\alpha 0}}{F_{H\beta 0}} \right) \times \frac{1}{1 - f(H\alpha)/f(H\beta)} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Howarth (1983) étudie la loi d'extinction dans le LMC et la Galaxie, et donne des expressions permettant d'obtenir  $A(\lambda)/E(B-V)$  en fonction de  $\lambda$  (ces expressions sont le résultat d'ajustements de polynômes aux données collectées).  $A(\lambda)$  est l'extinction exprimée en termes de magnitudes, définie par

$$A(\lambda) = m_\lambda - m_{\lambda 0} = -2.5 \log \frac{F_\lambda}{F_{\lambda 0}} = 2.5cf(\lambda) \quad (3.10)$$

Par conséquent,

$$\frac{f(\text{H}\alpha)}{f(\text{H}\beta)} = \frac{A(\text{H}\alpha)}{A(\text{H}\beta)} \quad (3.11)$$

En utilisant les expressions de Howarth (1983) on obtient le rapport  $f(\text{H}\alpha)/f(\text{H}\beta) = 0.695$  pour le LMC et  $f(\text{H}\alpha)/f(\text{H}\beta) = 0.681$  dans le cas galactique.

Le rapport  $F_{\text{H}\alpha 0}/F_{\text{H}\beta 0}$  est fixé par la température, mais varie peu en fonction de celle-ci : de 3.42 à 2.69 entre 2500 et 20000 K. Le rapport 2.86, correspondant à une température de 10000 K, est classiquement retenu.

En insérant ces valeurs numériques dans l'expression 3.10,

$$cf(\text{H}\beta) = 3.28 \times \log \frac{F_{\text{H}\alpha}/F_{\text{H}\beta}}{2.86} \quad (3.12)$$

Finalement la correction de l'extinction du flux  $\text{H}\beta$  peut s'écrire sous la forme

$$F_{\text{H}\beta 0} = F_{\text{H}\beta} 10^{cf(\text{H}\beta)} = F_{\text{H}\beta} \times \left( \frac{F_{\text{H}\alpha}/F_{\text{H}\beta}}{2.86} \right)^{3.28} \quad (3.13)$$

Le flux  $\text{H}\beta$  étant connu, la luminosité s'en déduit par un facteur géométrique

$$L = 4\pi D^2 F \quad (3.14)$$

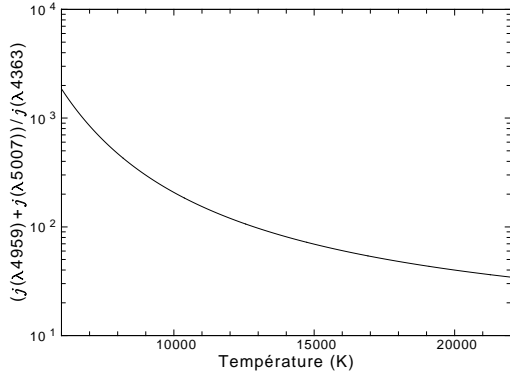
où  $D$  est la distance nous séparant de l'objet, estimée à 179 000 et 210 000 années-lumière pour le Grand et le Petit Nuage respectivement ( $2 \times 10^{23}$  et  $1.7 \times 10^{23}$  cm).

### 3.3.2 Détermination des températures et densités électroniques

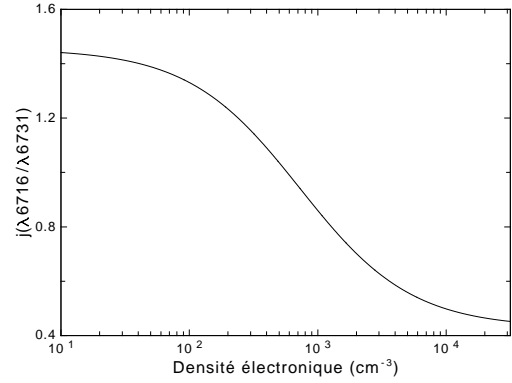
La détermination des températures et densités électroniques sont fondées, au premier ordre, sur des rapports de raies nébulaires choisis pour leur sensibilité à l'un des paramètres : par exemple  $[\text{O III}] (\lambda 4959 + \lambda 5007) / [\text{O III}] \lambda 4643$  ou  $[\text{N II}] (\lambda 6548 + \lambda 6583) / \lambda 5755$  pour déterminer la température et  $[\text{S II}] \lambda 6716 / \lambda 6731$  ou  $[\text{O II}] \lambda 3729 / \lambda 3726$  pour la détermination des densités électroniques.

En pratique les modèles fournissent des approximations et des courbes traçant la valeur de ces rapports en fonction du paramètre que l'on cherche à déterminer (voir figures 3.8 et





**FIG. 3.8:** Évolution du rapport de raies  $[O\text{ III}] (\lambda 4959 + \lambda 5007) / [O\text{ III}] \lambda 4643$  en fonction de la température, dans la limite des densités faibles. (voir équation 3.15)



**FIG. 3.9:** Évolution du rapport de raies  $S\text{ II } \lambda 6716 / \lambda 6731$  en fonction de la densité électronique, pour une température fixée à  $10^4\text{ K}$ . Données générées à partir du logiciel FIVEL (?).

3.9). Une estimation de la variation du rapport  $[O\text{ III}] (\lambda 4959 + \lambda 5007) / [O\text{ III}] \lambda 4643$  est donnée par l'équation suivante (Osterbrock 1989) :

$$\frac{j\lambda 4959 + j\lambda 5007}{j\lambda 4643} = \frac{7.73e^{3.29 \times 10^4 T^{-1}}}{1 + 4.5 \times 10^{-4} n_e T^{-1/2}} \quad (3.15)$$

Une fois la température connue (typiquement proche de  $10^4\text{ K}$ ), il est possible d'établir les rapports de raies sensibles à la densité électronique. Ceci nécessite en général la modélisation d'atomes à plusieurs niveaux : la résolution du problème passe par un calcul numérique aboutissant aux coefficients d'émission des diverses transitions de l'atome. Compte-tenu des incertitudes observationnelles, il n'est pas toujours nécessaire d'utiliser un programme extrêmement sophistiqué : le code FIVEL (?), qui se limite à 5 niveaux, convient pour obtenir des résultats satisfaisants, conformes à ceux obtenus par le programme ABELION (fondé sur les données atomiques de ?)). La figure 3.9 montre la variation du rapport de raies en fonction de la densité électronique. Ces valeurs ont été obtenues, point par point, en interfaçant le logiciel FIVEL (dans son implémentation FORTRAN) avec un logiciel de tracé de courbes, avec comme paramètre une température de  $10^4\text{ K}$ . La courbe montre que ce rapport de raie n'est utilisable que dans le domaine de densité électronique allant de  $\sim 10^2$  à  $10^4\text{ cm}^{-3}$  : hors de ce domaine le rapport de raie sature et n'est plus un indicateur fiable. D'autres espèces ioniques peuvent alors être utilisées, en fonction de leur domaine de validité respectifs.

# Chapitre 4

## Une région remarquable de formation d'étoiles massives en périphérie de 30 Doradus : LMC N 160 A1 et A2

### 4.1 Contexte

LMC N 160 appartient à un groupe de régions H II situées au sud de 30 Doradus, qui est la principale région de formation stellaire du Grand Nuage de Magellan. Cette région est connue depuis longtemps pour contenir de nombreuses sources IR (Rubio et al. 1992), des sources maser H<sub>2</sub>O et OH (Whiteoak & Gardner 1986; Caswell 1995) et l'association d'étoiles OB LH 103 (Lucke & Hodge 1970; Lucke 1974). Par ailleurs, cette région est associée à la plus importante concentration de gaz moléculaire mesurée dans le LMC (Johansson et al. 1998)

La première détection de blobs dans N 160A est due à Heydari-Malayeri & Testor (1986). Deux condensations y sont alors identifiées et nommées A1 et A2, séparées de 5 pc à l'intérieur de la nébuleuse moins dense qui les enveloppe. La résolution atteinte par les images obtenue au télescope de 1,52m de l'ESO (La Silla-Chili) ne permet pas de résoudre la structure de ces deux blobs, mais leur spectre donne une estimation de leur densité électronique (1500 et 950 cm<sup>-3</sup>, respectivement). Cette valeur les place nettement au-dessus des régions environnantes, de densité moyenne  $\simeq 100$  cm<sup>-3</sup>. Ils se distinguent également par des rapports [O III]/H $\beta$  et une extinction  $A_V$  élevés par rapport au voisinage. Ces travaux ont également établi la présence d'une population d'étoiles massives associées à N 160A.

### 4.2 Observations *HST*

L'utilisation du *HST* a permis de résoudre pour la première fois les deux blobs A1 et A2 ainsi que la structure de leur environnement (voir figure 4.1). La région est particulièrement poussiéreuse (pics d'extinction à  $A_V \simeq 2.5$  mag) située à proximité d'un nuage moléculaire : à l'interface entre ces deux zones se trouve un front d'ionisation particulièrement proéminent

en [O III]. Les données obtenues nous permettent de décrire cette région particulièrement riche.

#### 4.2.1 Les HEBs A1 et A2

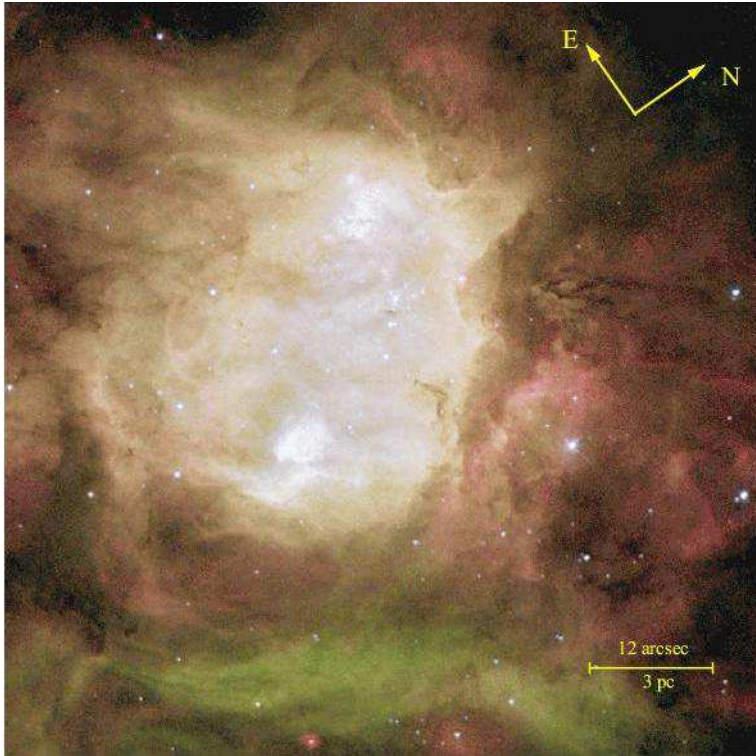
L'objet principal de cette étude est de détailler les deux blobs A1 et A2. Ils apparaissent ici comme des pics d'émission diffuse dans tous les filtres et se détachent nettement des autres structures. A1 (le plus bas des deux blobs sur la figure 4.1) présente une forme de bulle ou de cavité d'environ 0.6 pc de diamètre au centre de laquelle se trouve une étoile brillante ( $M_y = 15.66$  mag). Il est très probable que cette étoile soit une étoile de type O : son vent stellaire serait alors responsable du creusement de la cavité qui l'entoure et serait à l'origine du fort taux d'excitation mesuré par le rapport [O III]/H $\beta$  ( $>7$ ) dans cette cavité. Cette hypothèse est confortée par l'estimation du nombre de photons ionisés à partir du flux H $\beta$  : les  $8.50 \times 10^{48}$  photons/secondes ionisants nécessaires correspondent à une étoile de type O7.5–O8 V. Cette estimation n'est qu'une limite basse : il est probable que l'émission ne soit pas limitée par le taux d'ionisation, mais par la quantité de matière à ioniser. Les photons ionisants ne seraient ainsi pas tous détectés par leur interaction avec le milieu interstellaire.

A2, en revanche, présente un aspect différent : pas de cavité nette, mais un mélange de zones très éteintes et plus transparentes, associé à une douzaine de sources d'excitation au lieu d'une. Ces étoiles sont en revanche moins lumineuses que celle excitant A1 : les deux étoiles les plus brillantes ont des magnitudes  $M_y$  de 16.82 et 17.22 mag. L'ionisation du blob correspond au nombre de photons Lyman émis par un étoile unique de type O7-O7.5, ou une dizaine de type B0.

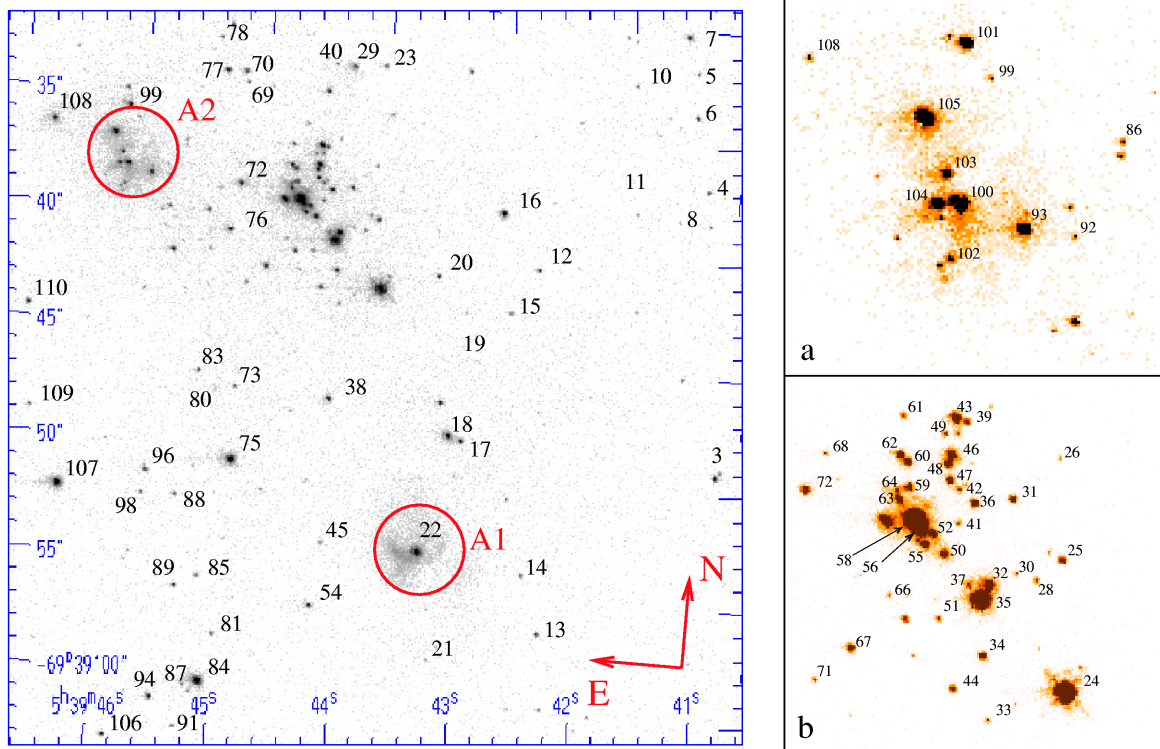
#### 4.2.2 L'environnement proche des blobs

Les blobs se trouvent vers le centre d'une nébuleuse d'environ  $8.8 \text{ pc} \times 6.3 \text{ pc}$ , dont les sources d'ionisations avaient été en partie identifiées du sol. Nos observations *HST* mettent en relief l'aspect tourmenté de l'ensemble de la région et permettent de visualiser les interactions multiples qui y ont lieu. La structure la plus évidente est la nébuleuse centrale, lumineuse et bordée de zone de forte extinction avec de nombreux détails visibles tout au long de l'interface. En particulier, des «piliers» apparaissent en absorption : ces régions sont des concentrations locales de poussières érodées par le flux provenant des étoiles massives situées à l'intérieur. Le front d'ionisation visible au sud-ouest de l'image est le résultat de l'interaction avec une étoile WR située hors du champ. L'émission [O III] y est particulièrement proéminente.

Le blob A1 se situe à proximité ( $\sim 3''$ ) d'une structure sinueuse brillante, mais son environnement immédiat est plutôt moins lumineux. La résolution du *HST* met en évidence la présence de régions H II encore plus petites ( $\simeq 0.2 \text{ pc}$ ) autour du blob A2. Des analyses spectrographiques à résolution spatiale comparable seraient nécessaires pour caractériser ces régions : en particulier elles apparaissent plus rouges que la moyenne locale, donc émettent de façon prépondérante en H $\alpha$ , ce qui peut être la conséquence d'un rougissement localement plus important.



**FIG. 4.1:** Composite RGB de la région LMC N160A ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $[O\text{III}]$ ). Image *HST/WFPC2* issue de Heydari-Malayeri et al. (2002a). Les HEBs sont les deux condensations blanches (A1 en bas et A2 en haut).



**FIG. 4.2:** *Gauche* : Champ  $\sim 32'' \times 32''$  ( $\sim 8pc \times 8pc$ ), LMC N160 A (filtre y). *Droite* : Détails de l'image y, montrant a) l'amas autour de la région A2, champ  $\sim 8'' \times 8''$  et b) l'amas d'étoiles situé entre A1 et A2, champ  $\sim 9.3'' \times 8.5''$ . Orientation identique à celle de la figure de gauche

L'étude du diagramme couleur-magnitude des étoiles brillantes de l'ensemble N 160A montre l'existence de deux populations : une séquence principale très perturbée par les fortes variations locales d'extinction, ainsi qu'une population plus évoluée qui pourrait ne pas être associée à N160. Parmi ces sources, la plus brillante (étoile n°58 sur la figure 4.2) a une magnitude absolue  $M_V = -5.04$  mag, ce qui correspond à la magnitude absolue d'une étoile de type O6.5 V de masse initiale  $40 M_\odot$ . Il s'agit donc d'une étoile massive située au cœur de l'amas situé environ à 3 pc de A2, qui contient aussi plusieurs des étoiles les plus brillantes du champ.

La présence d'autres étoiles massives dispersées un peu plus loin nous a incité à tester l'hypothèse d'une formation de plusieurs autres étoiles massives au sein de cet amas, puis de leur dispersion par mécanisme d'éjection. En l'absence de spectroscopie haute résolution ou d'autres informations que l'image elle-même, les tests que nous avons pu effectuer ne concernent que les ordres de grandeurs et les limites attendues pour qu'un tel scénario soit possible. Les valeurs que nous obtenons sont compatibles avec celles prévues par les modèles d'éjection d'étoiles dans des amas denses.

### 4.2.3 Implications sur les caractéristiques physiques des HEBs A1 et A2

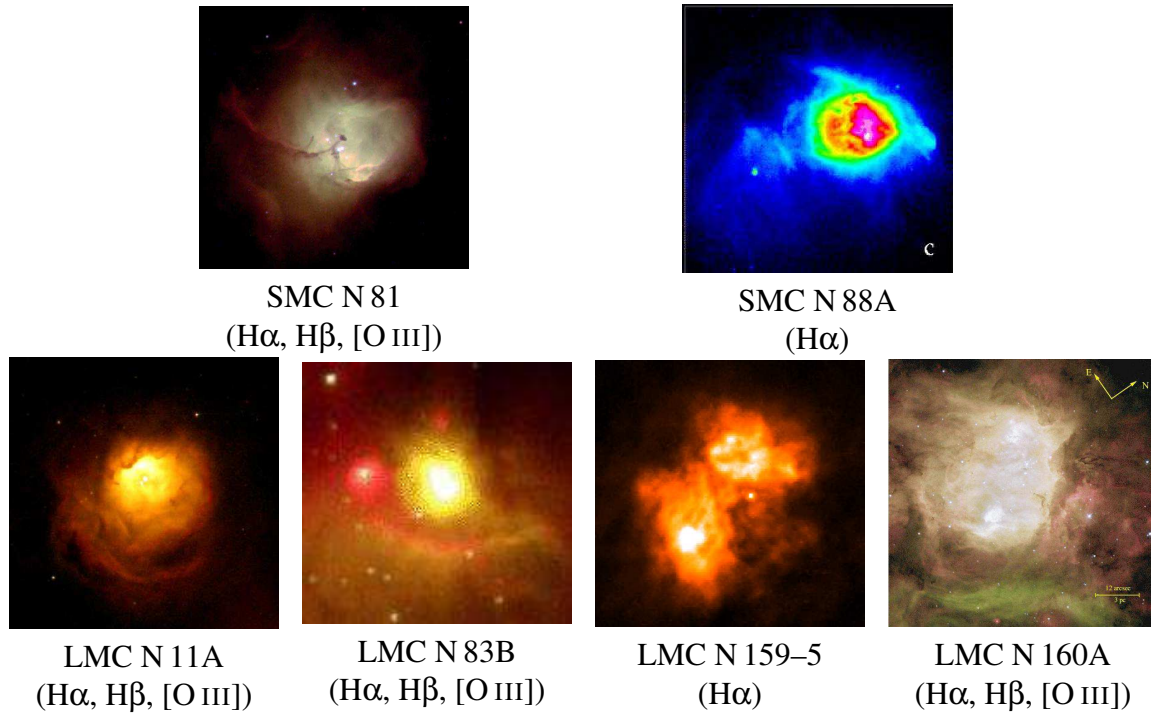
Les HEBs A1 et A2 sont probablement les sites de formation massive les plus récents visibles dans N 160A, leur aspect nébuleux plaçant en faveur de la présence de gaz et de poussières incomplètement dissipées. A ce titre, A2 pourrait être le plus jeune des deux. Les autres étoiles massives de la région semblent avoir déjà expulsé leur enveloppe natale. Il est cependant possible que des sites de formation plus récents soient encore enfouis et par conséquent invisibles, en particulier dans les zones très éteintes.

## 4.3 Points communs des HEBs au sein d'environnements variés

Nos observations de N 160A se placent dans la continuité d'une série d'observations menées avec le *HST* sur les blobs : SMC N 81 et N 88A ; LMC N 159-5, N 83B et N 11A (respectivement : Heydari-Malayeri et al. 1999c,a,b, 2001b,a). L'utilisation du *HST* et sa résolution de l'ordre de  $0''.1$  a permis un gain d'un ordre de grandeur. Une synthèse en a été présentée au symposium IAU 2002 (Heydari-Malayeri et al. 2003a). La figure 4.3 reprend la figure 4.1 ainsi que les images présentées dans les publications citées plus haut.

L'aspect général de ces objets montre l'importance des interactions entre les sources et leur environnement : les blobs sont entourés de filaments, d'arcs ou de bulles qui attestent de leur influence sur le milieu interstellaire. L'extinction varie localement de façon considérable, ce qui complique la mesure du rougissement des étoiles.

Pour certains de ces blobs, les observations *HST* ont permis de mettre à jour de nouvelles sources d'ionisation par rapport à celle déjà déduites des observations au sol. Néanmoins, les principales sources restent souvent cachées derrière la poussière qu'elles accrètent.



**FIG. 4.3:** Ensemble des régions H II abritant un blob répertoriées en 1999 et observées par le HST avec l'instrument WFPC2.

Tous ces blobs ont en commun une taille petite (quelques pc) par rapport aux régions H II classiques des nuages de Magellan, de l'ordre de 50 pc. Les principales caractéristiques mesurées lors de ces observations sont rassemblées dans le tableau 4.1.

Les flux estimés sont, dans tous les cas, des limites inférieures : il sont estimés à partir de la luminosité H $\beta$  de la région, et il est probable que celle-ci soit limitée non pas par le flux de l'étoile, mais par la quantité de matière disponible. En réalité, il est possible que le flux généré soit plus important et que sa source soit une ou plusieurs étoiles encore plus massives que les types O6.

L'extinction, mesurée par les rapports H $\alpha$ /H $\beta$ , peut être localement très forte : c'est particulièrement intéressant dans le cas du Petit Nuage, très peu métallique et en général très transparent.

**TAB. 4.1:** *Tableau comparatif des caractéristiques des HEBs connus. Données issues des observations HST (voir texte). Équivalences en étoiles O V d'après Vacca et al. (1996). Les valeurs de flux sont des limites inférieures et les équivalents en étoiles O V sont calculés en supposant qu'une seule étoile est la source du flux ionisant.*

Id. (Henize 1956)	taille (pc)	Ext. moy. ( $A_V$ mag)	Ext. max. ( $A_V$ mag)	$N_{Ly}$ (ph.s <sup>-1</sup> )	équivalent O V
LMC N 11A	0.5	1.3	1.8	$9.10 \times 10^{48}$	O7.5 – 8
LMC N 83B1	0.7	0.8	1.3	$1.37 \times 10^{49}$	O6.5 – 7
LMC N 83B2	0.3	0.8	1.3	–	–
LMC N 159–5	1	1.5	3.5	$4.17 \times 10^{48}$	O8
LMC N 160A1	2	1.3	1.7	$8.50 \times 10^{48}$	O7.5 – 8
LMC N 160A2	2.5	1.5	1.8	$1.20 \times 10^{49}$	O7 – 7.5
SMC N 81	3	0.4	3.8	$1.36 \times 10^{49}$	O6.5 – 7
SMC N 88A	1	1.5	3.5	$2.10 \times 10^{49}$	O6.5

## Resolving the compact H II regions in N160A with *HST*\*

M. Heydari-Malayeri<sup>1</sup>, V. Charmandaris<sup>2</sup>, L. Deharveng<sup>3</sup>, F. Meynadier<sup>1</sup>, M. R. Rosa<sup>4,\*\*</sup>, D. Schaerer<sup>5</sup>,  
 and H. Zinnecker<sup>6</sup>

<sup>1</sup> DEMIRM, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> Cornell University, Astronomy Department, 106 Space Sciences Bldg., Ithaca, NY 14853, USA

<sup>3</sup> Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 4, France

<sup>4</sup> Space Telescope European Coordinating Facility, European Southern Observatory,  
 Karl-Schwarzschild-Strasse-2, 85748 Garching bei München, Germany

<sup>5</sup> Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue É. Belin, 31400 Toulouse, France

<sup>6</sup> Astrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany

Received 25 September 2001 / Accepted 25 October 2001

**Abstract.** Using high-resolution imaging with the *Hubble Space Telescope*, we study the Large Magellanic Cloud H II region N160A and uncover several striking features of this complex massive star-forming site. The two compact high excitation H II blobs (HEBs) A1 and A2 are for the first time resolved and their stellar content and morphology is revealed. A1, being of higher excitation, is powered by a single massive star whose strong wind has created a surrounding bubble. A2 harbors several exciting stars enshrouded by large quantities of dust. The whole N160A nebula is energized by three star clusters for which we obtain photometry and study their color-magnitude diagram. The H II region is particularly dusty, with extinction values reaching an  $A_V \sim 2.5$  mag in the visible, and it is separated from the molecular cloud by an outstanding ionization front. A previously detected infrared young stellar object is also accurately located with respect to the H II region.

**Key words.** stars: early-type – ISM: dust, extinction – H II regions – ISM: individual objects: N160A – galaxies: Magellanic Clouds

### 1. Introduction

The region of 30 Doradus has long been identified as a unique star formation site not only in the Large Magellanic Cloud (LMC) but also in our whole Local Group of galaxies. As a result, the regions lying at its periphery have also attracted special attention over the years. In particular, the chain of bright H II regions lying south of 30 Doradus, i.e. N158, N159, and N160 (Henize 1956), not only show several signs of ongoing star formation, such as stars still embedded in their birth cocoons, infrared sources, and masers, but they are also associated with the most important concentration of molecular gas in the LMC (Johansson et al. 1998 and references therein).

This paper is devoted to N160A (NGC 2080), the brightest component of the N160 complex, also known as DEM 284 (Davis et al. 1976) or MC 76 (McGee & Milton 1966), which lies some 30' (450 pc) south of 30 Dor. N160A is a particularly interesting region of star formation as it harbors several compact IR sources (Epchtein et al. 1984; Jones et al. 1986) and OH and H<sub>2</sub>O masers (Caswell & Haynes 1981; Gardener & Whiteoak 1985; Caswell 1995; Whiteoak et al. 1983; Whiteoak & Gardener 1986; Brooks & Whiteoak 1997). It also contains the OB association LH103 which embodies 41 blue stars (Lucke & Hodge 1970; Lucke 1974).

The first detailed study of N160A was carried out by Heydari-Malayeri & Testor (1986, hereafter Paper I) using extensive optical imaging and spectroscopy of both its gaseous and stellar content, as well as high resolution radio continuum mapping at 843 MHz. They discovered two compact H II regions embedded in the bright H II region N160A. Identified as N160A1 and N160A2, these objects belong to the special class of so-called High Excitation Blobs (HEBs) in the Magellanic Clouds. In contrast to the typical H II regions of the Magellanic Clouds, which are extended structures spanning several minutes of arc

Send offprint requests to: M. Heydari-Malayeri,  
 e-mail: heydari@obspm.fr

\* Based on observations with the NASA/ESA Hubble Space Telescope obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. These observations are associated with proposal #8247.

\*\* Affiliated to the Astrophysics Division, Space Science Department of the European Space Agency.



on the sky and powered by a large number of hot stars, HEBs are very dense small regions usually  $5''$  to  $10''$  in diameter. At the distance of the Magellanic Clouds this corresponds to sizes of more than 50 pc for normal H II regions and 1 to 3 pc for the blobs. HEBs are in fact associated with young massive stars just leaving their parent molecular cloud (see Heydari-Malayeri et al. 2001 for references). Using extensive near-IR observations, Jones et al. (1986) studied N160A, obtained the first  $J$  and  $K$  band images of this region, and confirmed the high extinction of both blobs A1 and A2, which they called objects #5 and #9 respectively. More recently, Henning et al. (1998) using near- and mid-IR images and ISO-SWS spectra established the position of the young stellar object in N160A discovered by Epchtein et al. (1984).

In this paper we use observations obtained with the *Hubble Space Telescope* to study the H II region N160A. The higher resolution of *HST* is essential in order to reveal the various emission and dust features of the nebula on the whole and to study the so far elusive HEBs A1 and A2. It is also necessary for better understanding of massive star formation in this interesting region, i.e. to unveil its stellar content and identify the exciting stars, which up to now have remained unknown.

## 2. Observations and data reduction

The observations of N160A were performed with the Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) on board of the *HST* using several broad- and narrow-band filters. The images taken with the broad-band filters (F300W, F467M, F410M, and F547M) were obtained on February 5, 2000 and aimed at revealing the details of the stellar content of N160A which was centered on the Planetary Camera (PC). The narrow-band filter images (F487N, F503N and F656N) were obtained on May 28, 2000. In that case the target was centered on the WF2 which has larger pixels and lower noise than the PC CCD and is better suited for detecting faint nebular emission. Exposures were taken at different pointings dithered by  $0''.8$  to better sample the point spread function, while the exposure times ranged from 10 to 300 s (see Table 1 for details).

The data were processed through the standard *HST* pipeline calibration. Multiple images were co-added using the STSDAS task *imcombine*, while cosmic rays were detected and removed with the STSDAS task *crrej*. Normalized images were then created using the total exposure times for each filter. To extract the positions of the stars, the routine *daofind* was applied to the images by setting the detection threshold to  $5\sigma$  above the local background level. The photometry was performed setting a circular aperture of 3–4 pixels in radius in the *daophot* package in STSDAS.

A crucial point in our data reduction was the sky subtraction. For most isolated stars the sky level was estimated and subtracted automatically using an annulus of 6–8 pixel width around each star. However this could not be done for several stars located in the central

**Table 1.** Observations of N160A (*HST* GO-8247).

<i>HST</i> filter	Wavelength $\lambda$ (Å)	Exposure time (s)
F300W (wide-U)	2911	$8 \times 14 = 112$
F410M (Strömgren $v$ )	4090	$8 \times 50 = 400$
F467M (Strömgren $b$ )	4669	$8 \times 35 = 240$
F547M (Strömgren $y$ )	5479	$8 \times 10 = 80$
F487N (H $\beta$ )	4866	$4 \times 260 = 1040$
F502N ([O III])	5013	$4 \times 300 = 1200$
F656N (H $\alpha$ )	6563	$4 \times 260 = 1040$

region of N160A due to their crowding. In those cases we carefully examined the PSF size of each individual star ( $FWHM \sim 2$  pixels, corresponding to  $0''.09$  on the sky) and did an appropriate sky subtraction using the mean of several nearby off-star positions. To convert into a magnitude scale we used zero points in the Vegamag system, that is the system where Vega is set to zero mag in Cousin broad-band filters. The magnitudes measured were corrected for geometrical distortion, finite aperture size (Holtzman et al. 1995), and charge transfer efficiency as recommended by the *HST* Data Handbook. Our broad-band images reveal 110 stars within the area covered by the PC. Most of them are also visible in the true-color image (Fig. 1), and can be identified using the finder charts presented in Figs. 2 and 3. In Table 2 we summarize the photometry for those stars around in the PC2 field of view which are brighter than 19th magnitude in the Strömgren  $y$  filter, as we cannot provide accurate colors for the fainter ones. The photometric errors estimated by *daophot* are smaller than 0.01 mag for the brighter (14–15 mag) stars, while they increase to  $\sim 0.2$  mag for 19 mag stars.

We note that the filter F547M is wider than the standard Strömgren  $y$  filter. To evaluate the presence of any systematic effects in our photometry and color magnitude diagrams due to this difference in the filters, we used the STSDAS package *synphot*. Using synthetic spectra of hot stars, with spectral types similar to those found in H II regions, we estimated the difference due to the *HST* band-passes to be less than 0.002 mag, which is well within the photometric errors.

## 3. Results

### 3.1. Morphology

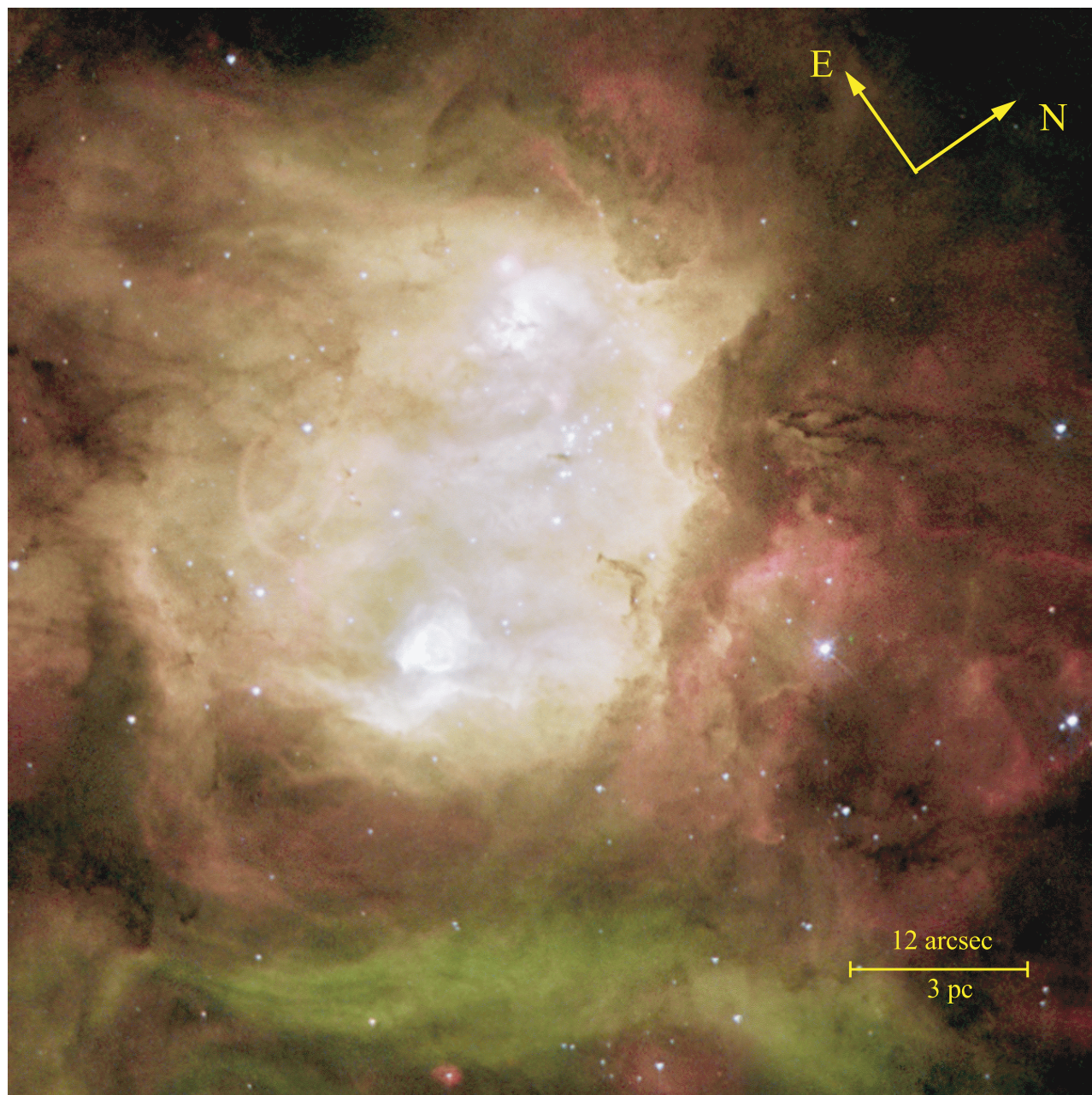
Ground-based images show N160A as a very bright and rather elongated emission nebula of size  $\sim 35'' \times 25''$ , corresponding to  $8.8 \times 6.3$  pc (Paper I). Three bright stars were identified within the nebula along with the two outstanding bright compact H II “blobs” A1 and A2 separated by  $\sim 20''$  (5 pc), However, those images were incapable of resolving the structure of the blobs and the star cluster associated with those three bright members seen as stars

**Table 2.** *HST* photometry of the brightest stars towards N160A.

Star	RA (J2000)	Dec (J2000)	F300W Wide <i>U</i>	F410M Strömgren <i>v</i>	F467M Strömgren <i>b</i>	F547M Strömgren <i>y</i>	Color <i>b</i> – <i>y</i>
1	5:39:41.1	–69:38:35.0	–	–	–	–	–
2	5:39:41.0	–69:38:49.0	18.60	–	–	–	–
3	5:39:41.0	–69:38:49.2	16.43	17.61	17.60	17.58	0.02
4	5:39:41.3	–69:38:36.9	18.28	19.27	19.22	19.02	0.20
5	5:39:41.5	–69:38:31.8	18.53	19.94	19.30	–	–
6	5:39:41.4	–69:38:33.7	17.32	18.77	18.66	18.68	–0.02
7	5:39:41.6	–69:38:30.3	16.44	17.96	18.01	17.80	0.21
8	5:39:41.5	–69:38:38.9	–	–	–	–	–
9	5:39:41.7	–69:38:33.8	18.69	–	–	–	–
10	5:39:42.0	–69:38:32.6	18.39	–	–	–	–
11	5:39:42.1	–69:38:37.3	–	–	–	–	–
12	5:39:42.6	–69:38:41.0	17.67	19.53	19.35	18.94	0.41
13	5:39:42.3	–69:38:56.7	17.40	18.92	19.01	18.84	0.17
14	5:39:42.5	–69:38:54.2	18.18	19.88	19.50	19.55	–0.05
15	5:39:42.8	–69:38:42.9	18.12	19.83	19.79	19.58	0.21
16	5:39:43.0	–69:38:38.6	15.89	17.04	17.08	16.87	0.21
17	5:39:43.1	–69:38:48.7	16.98	18.10	17.99	17.85	0.14
18	5:39:43.2	–69:38:48.5	15.23	16.45	16.43	16.48	–0.05
19	5:39:43.4	–69:38:44.9	–	–	–	–	–
20	5:39:43.4	–69:38:41.6	17.38	18.79	18.83	18.64	0.19
21	5:39:43.2	–69:38:58.2	18.56	–	–	–	0.97
22	5:39:43.4	–69:38:53.6	14.27	15.55	15.70	15.66	0.04
23	5:39:44.0	–69:38:32.8	18.24	19.57	19.38	19.04	0.34
24	5:39:43.9	–69:38:42.4	13.22	14.51	14.68	14.70	–0.02
25	5:39:44.0	–69:38:39.4	17.25	18.29	18.45	18.32	0.13
26	5:39:44.0	–69:38:37.1	18.55	–	–	–	–
27	5:39:44.1	–69:38:35.8	–	–	–	–	–
28	5:39:44.1	–69:38:40.0	18.68	19.46	19.80	19.49	0.31
29	5:39:44.3	–69:38:32.9	16.97	18.32	18.36	18.21	0.15
30	5:39:44.2	–69:38:39.9	–	–	–	–	–
31	5:39:44.2	–69:38:38.2	16.93	18.28	18.41	18.24	0.17
32	5:39:44.3	–69:38:40.2	15.28	16.46	16.56	16.64	–0.08
33	5:39:44.2	–69:38:43.2	19.58	–	–	19.71	–
34	5:39:44.3	–69:38:41.8	16.95	18.15	18.26	18.13	0.13
35	5:39:44.3	–69:38:40.5	13.67	14.88	14.99	15.08	–0.09
36	5:39:44.4	–69:38:38.3	16.59	17.73	17.93	17.85	0.08
37	5:39:44.4	–69:38:40.2	18.10	18.98	18.93	18.95	–0.02
38	5:39:44.3	–69:38:47.4	15.90	17.58	17.75	17.61	0.14
39	5:39:44.5	–69:38:36.5	17.50	18.65	18.47	18.09	0.38
40	5:39:44.5	–69:38:32.7	18.77	–	–	–	–
41	5:39:44.5	–69:38:38.8	–	19.84	19.88	–	–
42	5:39:44.5	–69:38:38.1	18.73	19.77	19.16	19.27	–0.11
43	5:39:44.5	–69:38:36.5	15.71	16.94	16.82	16.87	–0.05
44	5:39:44.4	–69:38:42.6	18.03	18.62	18.93	18.66	0.27
45	5:39:44.2	–69:38:53.6	18.23	–	–	19.58	–
46	5:39:44.5	–69:38:37.9	16.99	18.28	18.18	18.23	–0.05
48	5:39:44.5	–69:38:37.3	15.68	16.84	16.81	16.83	–0.02
47	5:39:44.5	–69:38:37.9	16.99	18.28	18.18	18.23	–0.05
48	5:39:44.5	–69:38:37.5	16.65	17.67	17.73	17.45	0.28
49	5:39:44.6	–69:38:36.9	19.65	–	19.52	19.85	–0.33
50	5:39:44.5	–69:38:39.6	16.29	17.45	17.49	17.48	0.01
51	5:39:44.5	–69:38:41.0	18.52	19.56	19.74	19.51	0.23
52	5:39:44.6	–69:38:39.2	16.41	17.70	17.57	17.44	0.13
53	5:39:44.6	–69:38:35.6	18.51	–	–	–	–
54	5:39:44.3	–69:38:56.4	16.54	17.94	18.16	18.01	0.15

Table 2. continued.

Star	RA (J2000)	Dec (J2000)	F300W Wide <i>U</i>	F410M Strömgren <i>v</i>	F467M Strömgren <i>b</i>	F547M Strömgren <i>y</i>	Color <i>b</i> - <i>y</i>
55	5:39:44.6	-69:38:39.4	16.90	17.97	18.12	17.64	0.48
56	5:39:44.6	-69:38:39.0	14.05	15.56	15.53	15.23	0.30
57	5:39:44.6	-69:38:39.3	17.48	18.11	18.34	17.93	0.41
58	5:39:44.7	-69:38:38.8	13.26	14.48	14.61	14.56	0.05
59	5:39:44.7	-69:38:38.2	18.14	18.89	18.95	18.52	0.43
60	5:39:44.7	-69:38:37.6	16.61	17.87	17.82	17.74	0.08
61	5:39:44.8	-69:38:36.5	17.84	19.19	19.36	19.03	0.33
62	5:39:44.8	-69:38:37.4	16.51	17.57	17.68	17.72	-0.04
63	5:39:44.7	-69:38:38.4	16.79	17.78	17.78	17.73	0.05
64	5:39:44.7	-69:38:38.2	18.95	18.56	18.83	18.69	0.14
65	5:39:44.6	-69:38:48.1	18.69	-	-	-	-
66	5:39:44.7	-69:38:40.6	-	-	-	19.81	-
67	5:39:44.9	-69:38:41.9	16.70	17.89	18.06	17.88	0.18
68	5:39:45.1	-69:38:37.6	18.55	19.90	19.84	19.71	0.13
69	5:39:45.2	-69:38:34.0	18.48	-	-	19.84	-
70	5:39:45.2	-69:38:33.6	17.08	18.41	18.61	18.38	0.23
71	5:39:45.0	-69:38:42.7	19.43	-	-	19.83	-
72	5:39:45.2	-69:38:38.4	16.90	17.98	17.98	17.85	0.13
73	5:39:45.0	-69:38:47.2	18.27	-	-	19.28	-
74	5:39:45.4	-69:38:31.6	19.00	19.36	19.27	18.81	0.46
75	5:39:45.0	-69:38:50.4	14.51	15.92	15.92	15.98	-0.06
76	5:39:45.2	-69:38:40.5	16.64	17.85	17.81	17.85	-0.04
77	5:39:45.4	-69:38:33.6	16.44	17.85	18.04	17.79	0.25
78	5:39:45.4	-69:38:32.2	18.77	-	-	19.59	-
79	5:39:45.3	-69:38:38.7	18.98	-	-	19.98	-
80	5:39:45.2	-69:38:47.4	18.80	-	-	-	-
81	5:39:45.0	-69:38:58.0	17.88	19.30	19.36	19.00	0.36
82	5:39:45.4	-69:38:41.4	18.79	19.98	-	19.86	-
83	5:39:45.4	-69:38:46.7	17.96	19.95	19.67	19.52	0.15
84	5:39:45.1	-69:39:00.1	14.06	15.47	15.66	15.60	0.06
85	5:39:45.2	-69:38:55.6	18.12	19.89	-	19.51	-
86	5:39:45.6	-69:38:36.8	19.62	-	-	-	1.15
87	5:39:45.2	-69:39:00.3	18.98	19.62	19.58	19.48	0.10
88	5:39:45.5	-69:38:52.2	17.92	19.56	19.61	19.14	0.47
89	5:39:45.4	-69:38:56.1	17.57	19.18	19.15	18.98	0.17
90	5:39:45.7	-69:38:41.6	16.77	17.91	18.09	17.88	0.21
91	5:39:45.3	-69:39:02.2	18.47	19.57	-	19.36	-
92	5:39:45.8	-69:38:38.4	19.49	-	-	-	-
93	5:39:45.9	-69:38:38.4	16.71	17.87	17.98	17.88	0.10
94	5:39:45.5	-69:39:01.0	16.52	17.92	18.04	17.78	0.26
95	5:39:45.8	-69:38:43.4	19.95	-	-	-	-
96	5:39:45.7	-69:38:51.2	17.32	18.59	18.76	18.47	0.29
97	5:39:45.9	-69:38:43.4	19.00	-	-	-	-
98	5:39:45.7	-69:38:52.2	18.18	-	-	19.88	-
99	5:39:46.1	-69:38:35.5	16.43	17.68	17.89	17.56	0.33
100	5:39:46.1	-69:38:38.0	16.30	17.62	17.56	17.22	0.34
101	5:39:46.2	-69:38:34.8	18.59	19.39	19.72	19.27	0.45
102	5:39:46.1	-69:38:38.9	18.52	19.67	19.65	19.82	-0.17
103	5:39:46.2	-69:38:37.6	19.53	19.30	18.83	18.81	0.02
104	5:39:46.2	-69:38:38.1	17.21	18.48	18.61	18.35	0.26
105	5:39:46.2	-69:38:36.7	15.37	16.76	16.68	16.82	-0.14
106	5:39:45.9	-69:39:02.8	17.13	18.45	18.34	18.52	-0.18
107	5:39:46.4	-69:38:52.1	14.41	15.75	15.86	15.86	0.00
108	5:39:46.7	-69:38:36.4	16.29	17.54	17.78	17.57	0.21
109	5:39:46.7	-69:38:48.9	18.19	-	19.03	19.17	-0.14
110	5:39:46.8	-69:38:44.4	16.60	18.10	18.21	17.96	0.25

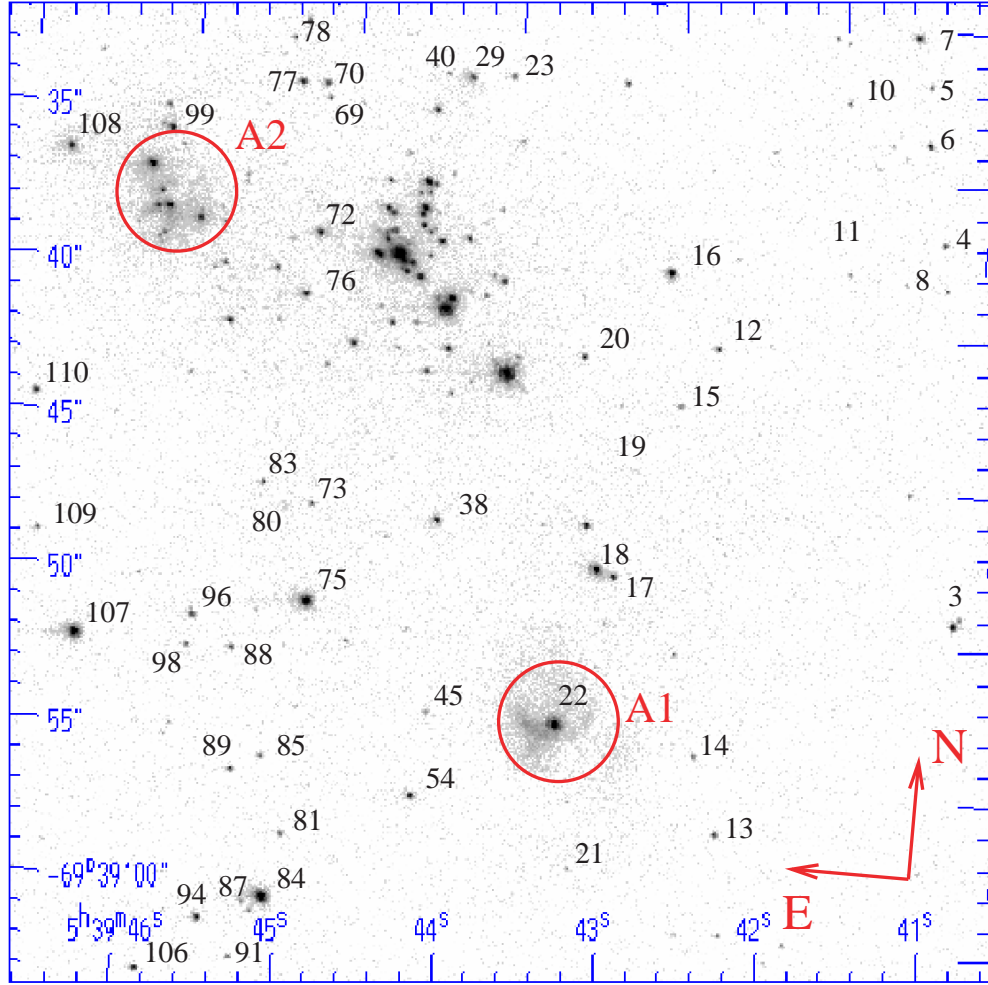


**Fig. 1.** A “true color” composite image of the LMC H II region N160A as seen by *HST*/WFPC2, based on images taken with filters H $\alpha$  (red), [O III] (green), and H $\beta$  (blue). The two bright emission nebulae are the high excitation H II blobs A1 (bottom), and A2 (top). Note the cavity of a mere  $2''.3$  across ( $\sim 0.6$  pc) and the surrounding shell carved by a massive star inside A1 (#22), as well as the bright neighboring ridge. A2 is resolved into a mottled structure due to high dust content and harbors several faint stars. A prominent ionization front borders a high absorption zone to the west where the extinction approaches values higher than  $A_V = 2.5$  mag in the visible. There are also several conspicuous arcs and filaments created by the winds and shocks of the embedded stars as well as a few “tiny” dust pillars, along with a blue star cluster towards the middle of N160A. The whole nebula resembles the features of the head from a “ghost” or “beast” with the HEBs as its eyes and the absorption zone as its mouth! The field size is  $\sim 63'' \times 63''$  ( $\sim 16$  pc  $\times$  16 pc).

#24, #35, and #58 plus their adjacent components in Fig. 2 presented below.

A true color image of N160A, obtained with WFPC2 (Fig. 1), displays a magnificent scene with evidence of high activity from newborn massive stars: outstanding emission ridges sculpted by powerful shocks and winds, arcs and filaments, several “small” dust pillars protruding from hot

gas, prominent dust concentrations confining the ionized gas at the western side where a long undulating ionization front is visible, etc. More importantly, the *HST* images for the first time resolve the HEBs revealing their morphologies and stellar contents. The compact H II region A1, which is the brightest part of the whole N160A nebula, shows a “tiny” cavity or bubble, some  $2''.3$  across, carved



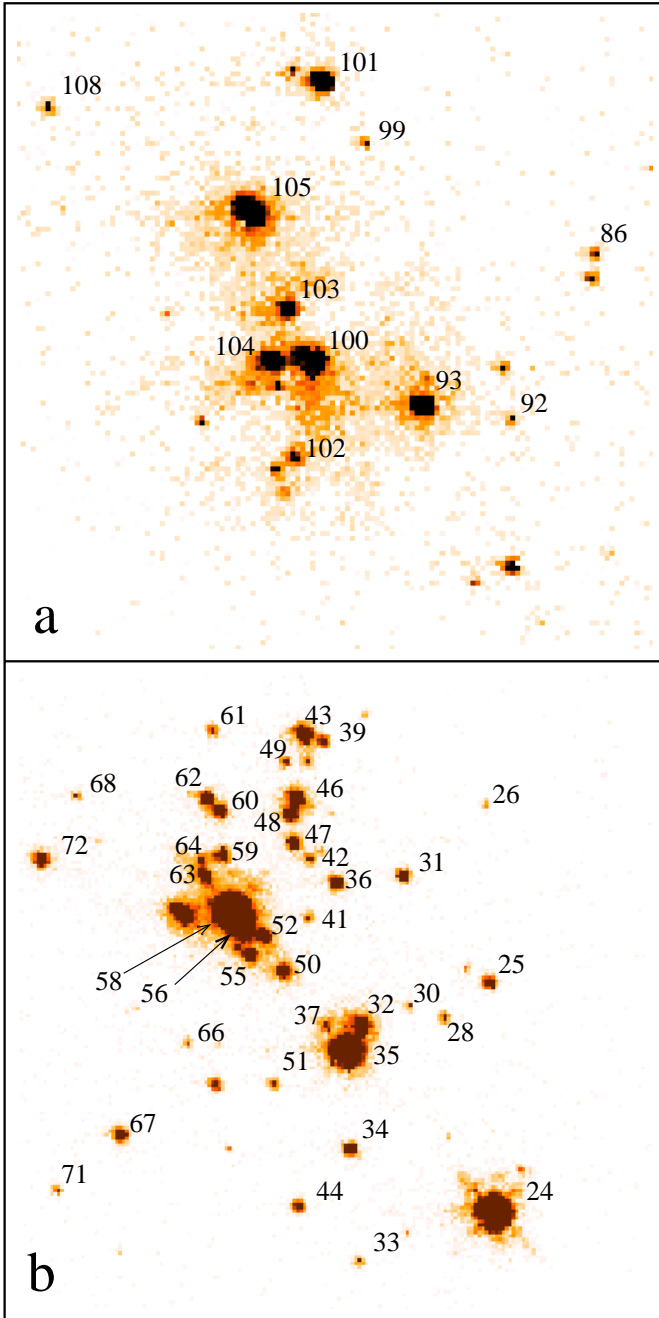
**Fig. 2.** An *HST*/WFPC2 image of LMC N160A taken with the Strömgen  $y$  filter (F547M) showing the stellar content of the giant H II region. Star #22 is associated with A1, while stars #108, #29, and #72 are identified with the three distinct red sources in the upper center area of Fig. 1. The locations of A1 and A2 are marked and the unlabeled stars are identified in the two subsamples displayed in Fig. 3 and the photometry is presented in Table 2. The field size is  $\sim 32'' \times 32''$  ( $\sim 8 \text{ pc} \times 8 \text{ pc}$ ), and orientation is indicated.

by the strong wind of a relatively bright star (#22). The cavity has a remarkably thin edge of  $< 0''.2$ , but becomes thicker and more luminous in its southeastern part. The central star appears to be offset towards that direction. A1 is separated by a low brightness gap from the long wavy-form bright ridge seen at  $\sim 3''$  from star #22. The other HEB, A2, is  $3''$  in diameter and displays a rather different structure. It has a patchy appearance marked by the presence of several thin absorption lanes, the main one situated towards its central parts, and unlike A1, it contains several stars (see below Sect. 3.4).

Our imaging of N160A also unveils at least three previously unknown and even smaller ionized regions of size  $\sim 1''$  located in the vicinity of A2. They appear as reddish spots on the true color image, and are centered on stars #108, #29, and #72. The reason for the color is either a cooler temperature of their exciting stars or higher extinction due to the presence of dust.

### 3.2. Extinction

A map of the  $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$  Balmer decrement is presented in Fig. 4a and it further confirms that the H II region N160A is generally affected by a considerable amount of interstellar dust. More importantly, it displays for the first time the spatial distribution of the dust over the H II region. It is evident from this map that the dust is not uniformly distributed but is rather “patchy” in nature. In particular a remarkable quantity of dust is concentrated behind the large western ionization front where the  $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$  ratio has an average value of 4.76 ( $A_V = 1.4 \text{ mag}$ ) and peaks at as high as 6.33 ( $A_V = 2.2 \text{ mag}$ ). The highest dust content though can be found further west of this front, where the Balmer decrement has a mean value of 5.44 ( $A_V = 1.8 \text{ mag}$ ) reaching up to 6.87 ( $A_V = 2.5 \text{ mag}$ ). The average value of  $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$  towards the central regions of N160A is 4.25 ( $A_V = 1.1 \text{ mag}$ ).



**Fig. 3.** Details of the *HST*/WFPC2 image in the Strömgren  $y$  filter showing: **a**) the star cluster towards the compact H II region A2. The central components are probably the exciting stars of A2, with star #105 ( $y = 16.82$  mag) being the main one. The field size is  $\sim 8'' \times 8''$  ( $2 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ ). **b**) The central star cluster lying between the compact H II regions A1 and A2. The field size is  $\sim 9''.3 \times 8''.5$  ( $2.3 \text{ pc} \times 2.1 \text{ pc}$ ) and the orientation is as in Fig. 2.

As one would expect, the two blobs lie in very dust rich areas of the region. For A1 dust is mainly located behind the southern border of the cavity, where the mean and maximum value of of the Balmer decrement is 4.50 ( $A_V = 1.3$  mag), and 5.18 ( $A_V = 1.7$  mag) respectively. Interestingly, the northern compact H II region A2 is more affected by dust, covering a more extended area with a

mean Balmer decrement of 4.90 ( $A_V = 1.5$  mag) and attaining a maximum value of 5.50 ( $A_V = 1.8$  mag). The extinction values reported here revise the preliminary estimates given in Paper I.

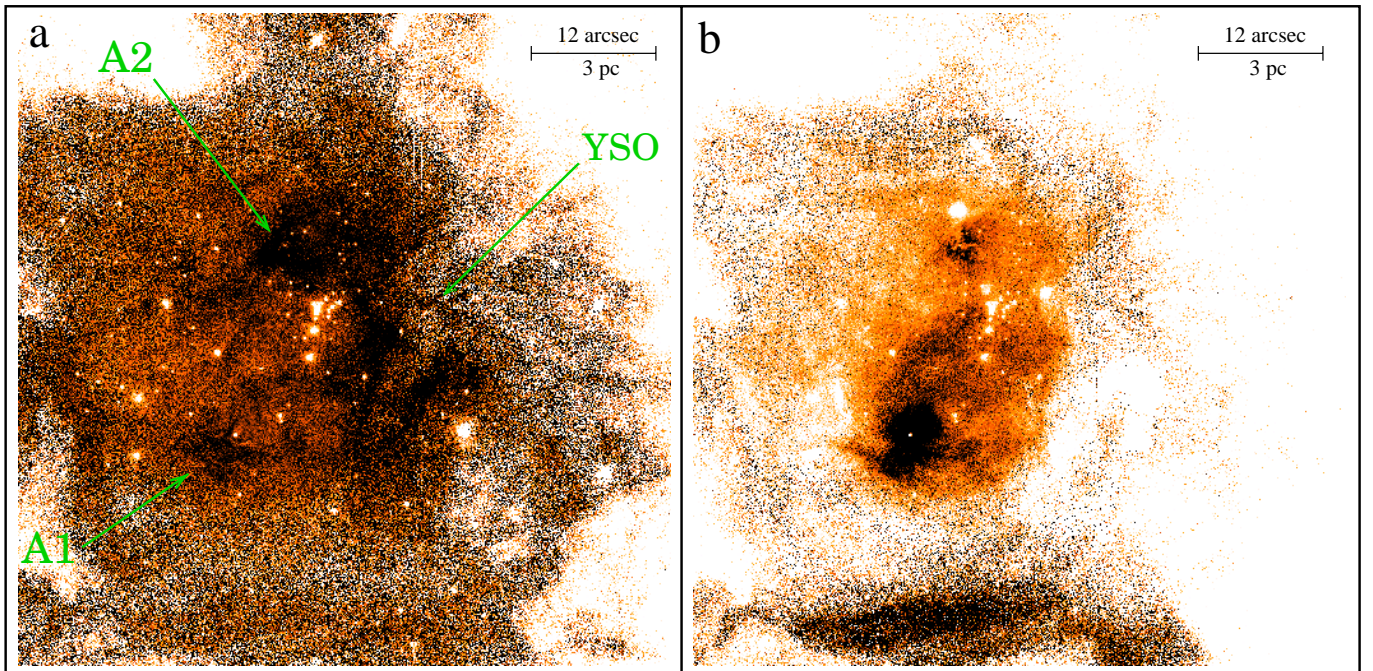
The  $H\alpha/H\beta$  map was also used to accurately correct the  $H\beta$  flux of the H II region for interstellar reddening. The correction was applied to the  $H\beta$  image on a pixel by pixel basis using straightforward mathematical operations.

### 3.3. Nebular emission

The  $[\text{O III}]\lambda 5007/H\beta$  intensity map displaying the excitation of the H II region N160A is presented in Fig. 4b. A remarkable feature is the compact H II region A1 which stands out as the most excited part of N160A. The bubble-shape nature of A1, apparent in Fig. 1, is also obvious in lower contrast images of the  $[\text{O III}]/H\beta$  ratio, confirming the presence of a strong wind from the hot exciting star. The mean value of the ratio of the shell surrounding the cavity is  $\sim 6.5$ , with several localized peaks of  $> 7$ . The map also reveals that the curved ridge west of A1 is quite excited with a mean ratio of  $\sim 5.5$ . In contrast, the compact H II region A2 is less excited, the  $[\text{O III}]/H\beta$  ratio getting a mean value of  $\sim 4.5$  and never exceeding  $\sim 5$ . Outside the compact regions A1 and A2, the ratio has a mean value of  $\sim 4$ , but it extends over the whole N160A. This means that the  $\text{O}^{++}$  ions occupy almost the same volume as  $\text{H}^+$  necessitating the presence of several ionizing sources.

The total  $H\beta$  flux of N160A was derived using the method described in Sect. 3.2. The corrected flux is  $F_0(H\beta) = 2.20 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  above  $3\sigma$  level accurate to 5%. Assuming that the H II region is ionization-bounded, the corresponding Lyman continuum flux of N160A is  $N_L = 1.70 \times 10^{50} \text{ photons s}^{-1}$ . Several combinations of stars of various types can account for the observed ionizing UV flux: two O3 V and one O6 V star, three O4 V and one O6 V star, or even five O5 V and one late O or one B0 V star (Vacca et al. 1996; Schaerer & de Koter 1997). However these fluxes are probably underestimates since the H II region is more than likely not completely ionization-bounded, due to the fact that it has become open to the interstellar medium in the direction of the observer.

In a similar manner one can estimate the de-reddened  $H\beta$  fluxes of both HEBs. We find that  $F_0(H\beta) = 1.10 \times 10^{-11}$  in A1, and  $1.55 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in A2, accurate to 20 and 30% respectively. Note that even though the un-corrected images show the contrary, A2 is intrinsically more luminous than A1 because it is more dusty. The corresponding estimated Lyman continuum photon fluxes are  $N_L = 8.50 \times 10^{48} \text{ photons s}^{-1}$  for A1 and  $N_L = 1.20 \times 10^{48} \text{ photons s}^{-1}$  for A2. A single main sequence star of type earlier than O7.5–O8 can account for the ionizing flux of A1, while in the case of A2 it should be at least an O7–O7.5.



**Fig. 4.** Line intensity ratios for the LMC compact nebula N160A. Darker colors correspond to higher ratio values. The field of view and orientation are identical to Fig. 1. The white spots are stars and can be identified using Figs. 2 and 3. **a)** Balmer decrement  $H\alpha/H\beta$ . Its mean value over the diffuse component is  $\sim 4.25$  ( $A_V = 1.1$  mag), while the ratio goes up to  $\sim 4.5$  ( $A_V = 1.3$  mag) and  $4.9$  ( $A_V = 1.5$  mag) towards the compact blobs A1 and A2 respectively. The position of the infrared young stellar object (see text) is indicated. **b)** The  $[O\text{ III}]\lambda 5007/H\beta$  ratio. The mean value for the nebula outside the blobs is  $\sim 4$ , reaching its peak ( $>7$ ) towards A1.

### 3.4. Stellar content

The *HST* images reveal some 110 stars brighter than  $y \sim 21$  mag across N160A. The brightest ones are grouped in a central cluster extending over an area  $\sim 9'' \times 8''$  between the two compact H II regions A1 and A2. The brightest component of the cluster, star #58, has  $y = 14.56$  mag, and it is followed by stars #24, #35, and #56 with  $y = 14.70$ ,  $15.08$ , and  $15.23$  mag respectively. The region around star #58 is rather crowded so it is likely that it contains more stars which are not resolved with the PC2.

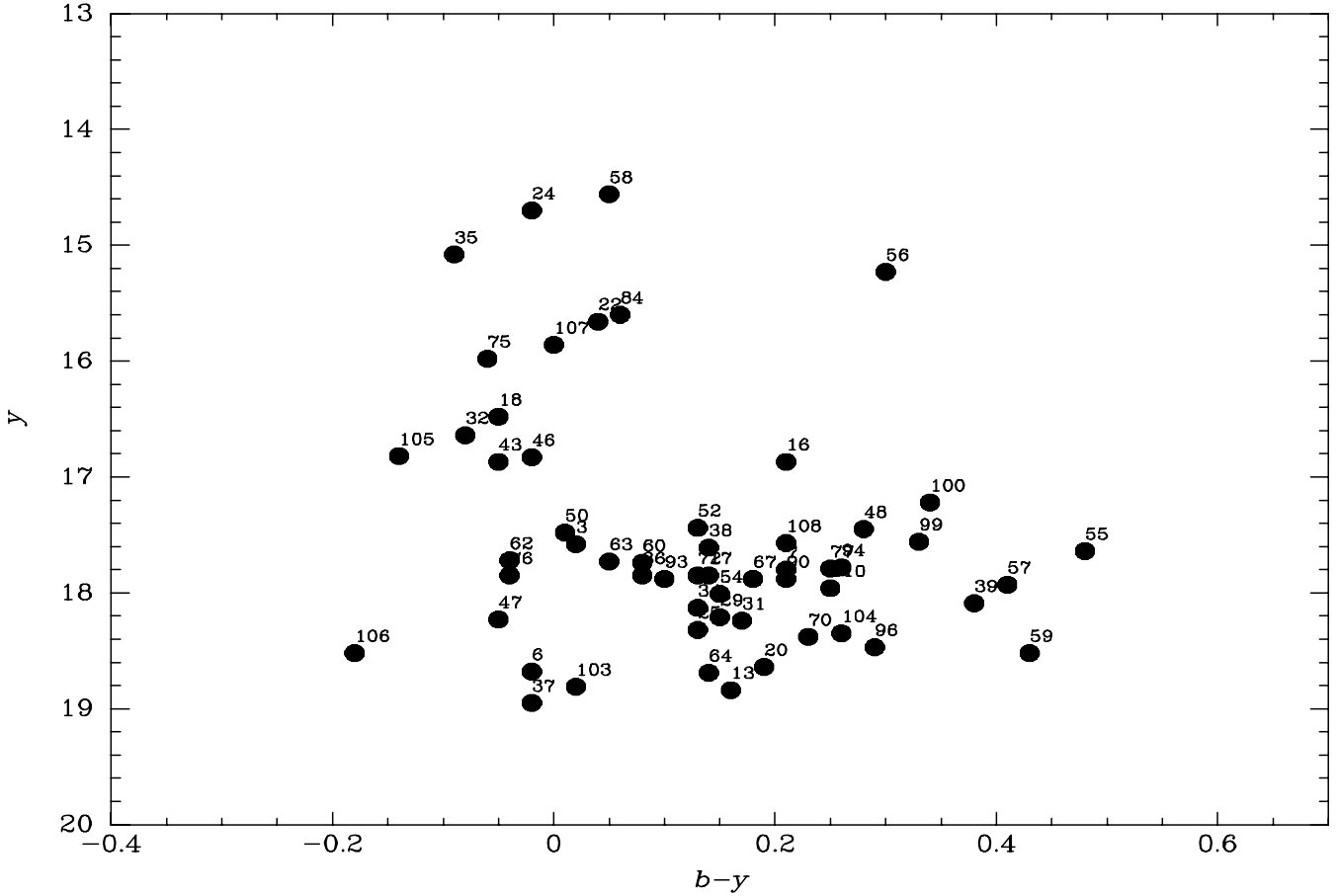
As we mentioned in Sect. 3.1, the images of blob A1 uncover only one relatively bright star, #22 with  $y = 15.66$  mag, lying inside it. The star should be a massive O type because it has sculpted a cavity and produced the highest  $[O\text{ III}]\lambda 5007/H\beta$  ratio in the whole region. The second blob A2, contains a dozen rather faint stars, the brightest of which, #105, has a magnitude  $y = 16.82$ . The second brightest star of A2 is #100, with  $y = 17.22$  mag.

Using a cutoff at  $y = 19$  mag, we construct a color-magnitude (C-M) diagram of  $y$  versus  $b - y$  (Fig. 5) for the stars observed across N160A. The diagram displays two principal populations. A main sequence cluster in the interval  $14.56 \leq y \leq 19.00$  is centered around  $b - y \sim -0.05$  mag, while there is a clear spread in colors due to the important and inhomogeneous dust extinction towards the nebula, discussed in Sect. 3.2. The second stellar population, of mainly fainter stars, likely consists

of very reddened main sequence components and perhaps more evolved field stars. It is quite possible that this latter population is not physically associated with N160A and it may be along a line of sight contamination to this young region.

One could try to estimate the luminosity of the brightest star of the region (#58), although in the absence of spectroscopic data this would not be very accurate. Using a reddening of  $A_V = 1.1$  mag corresponding to the mean value for the associated nebula (Sect. 3.2), and a distance modulus  $m - M = 18.5$  (e.g. Kovács 2000 and references therein), we find a visual absolute magnitude  $M_V = -5.04$  mag. Following the calibration of Vacca et al. (1996) for Galactic stars, if the star is on the main sequence, it would be an O6.5 V, with a luminosity  $\log L = 5.49 L_\odot$  and a mass  $M = 40 M_\odot$ .

The other massive stars contributing to the ionization of the whole H II region N160A are the brightest members of the central cluster, i.e. #58, #24, #35, and #56. There are also some candidates lying outside the cluster: #84, #107, #75, and #18. We note that star #56 is offset redwards ( $b - y \sim +0.30$ ) in the C-M diagram. However, its reddened color is due to the presence of dust, since the  $H\alpha/H\beta$  ratio indicates a rather high extinction in that direction, and moreover one of the “small” dust pillars lies there. As a result, star #58 is more than likely intrinsically blue and one of the main exciting stars of the region.



**Fig. 5.** Color-magnitude diagram of the brightest stars (lower cutoff at  $y = 19$  mag) observed towards the H II region N160A based on WFPC2 imaging with the Strömgren filters  $b$  (F467M) and  $y$  (F547M). The magnitudes are not corrected for reddening.

#### 4. Discussion

The resolving power of *HST* makes it possible to see the details of the interplay between the hot gas and prominent dust structures present in this region. In particular, the dust content, which is quite high, increases westward where the remarkable ionization front lies. The front must represent the interface with the molecular cloud component N160-4 which appears to be adjacent to N160A (Johansson et al. 1998). Its physical characteristics given by the latter authors are:  $V_{\text{LSR}} = 237.0 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\Delta V = 4.66 \text{ km s}^{-1}$ , size 10.3 pc, CO luminosity  $4.2 \times 10^3 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ , and virial mass  $3.4 \times 10^4 M_{\odot}$ .

Furthermore, the  $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$  map, which displays the variation of the dust content across the nebula, shows rather high extinction values. However, since the Balmer decrement is preferentially biased towards emission from the outer regions of the nebula, we cannot probe the deeply embedded IR sources, particularly the young stellar object observed towards N160 (Epchtein et al. 1984; Henning et al. 1998) for which the latter authors find a tremendous extinction of  $A_V = 60 \pm 10$  mag. Nonetheless, using the reported coordinates of  $\alpha(2000) = 5^{\text{h}}39^{\text{m}}43^{\text{s}}.8 \pm 0^{\text{s}}.4$ ,  $\delta(2000) = -69^{\circ}38'33'' \pm 2''$  (Henning et al. 1998), we can precisely locate it with respect to the H II region N160A. It lies behind the ionization front in the

absorption zone, or put loosely in the “ghost’s mouth” (Figs. 1 and 4)! This situation is very interesting for models studying the sequential star formation (Elmegreen & Lada 1977). According to these models, stars can form from the collapse of a narrow compressed shell between the ionization front and the shock preceding it in the molecular cloud. The YSO may therefore be a newborn star triggered by the ionization front of N160A.

The two HEBs A1 and A2 represent very recent massive star formation events in the N160A region, since all other massive stars have had enough time to disrupt their natal material. Only the YSO can be younger than them. A1, which is of higher excitation than A2, is apparently powered by only one massive star (#22) of type at least O7.5–O8 V. However, other undetected stars may be embedded in the dust and gas. The strong wind of star #22 has carved the cavity or bubble which can be easily seen in the *HST* images, and whose age can be estimated. Assuming a typical mass loss rate of  $6 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  for the presumed central O star, a wind velocity of  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , a gas density of  $1500 \text{ cm}^{-3}$  (Paper I), and an observed radius of  $1''.2$  (0.3 pc) we find a lifetime of 2500 yr from the classical equations governing the interaction of the stellar wind and the interstellar medium (Weaver et al. 1977; Dyson 1978). Since the



estimated density is based on the [S II] doublet, which is sensitive to the outer low density regions, we may underestimate the real density. Should the density be a factor of say 10 larger and the wind velocity a factor of 2 lower, the corresponding age will be 8600 yr, that is very young in any case. As to A2, it may even be younger than A1 due to its heavy dust content. We cannot confirm that all of the detected stars in A2 are massive ones, but the high [O III]/H $\beta$  ratio and the measured H $\beta$  flux indicate beyond doubt that massive stars are present.

Several of the N160A candidate stars (#58, #24, #35, and #56) belong to the central cluster, while the rest (#84, #107, #75, and #18) lie far from it. It is quite possible though that these latter stars have been originally members of the central cluster. Models studying formation of massive stars predict that they should never form in isolation (Bonnell et al. 1998), and that those found in isolation have been ejected from dense stellar clusters (Leonard & Duncan 1990; Kroupa 1995). This scenario is particularly attractive for very young massive star regions like N160A where a dense central blue star cluster is present. Escape velocities of newly formed stars can exceed 200 km s<sup>-1</sup> (Leonard & Duncan 1990; Kroupa 1995), but the largest fraction of them (23%) is expected to have values of about 50 km s<sup>-1</sup>. Assuming such a velocity for star #87, which has a projected distance of  $\sim 20''$  (5 pc) from the cluster center, it would take some 100 000 years for this star to reach its present position. This estimate is of course a lower limit, since we use projected and not the real distances. Inversely, one can calculate the minimum velocities at which the stars could have reached their current locations. Assuming a lifetime of 3 Myr, one gets a lower ejection velocity of  $\sim 2$  km s<sup>-1</sup> for #87. One might wonder whether the observed star density of the central cluster is sufficiently high for the dynamical ejection mechanism to work. However, Leonard & Duncan (1988) have shown that binary-binary collisions required to produce high velocity escapees occur in low density clusters, even though simple estimates suggest that such interactions are unlikely. Furthermore, the ejection of the stars must have happened during an earlier evolutionary stage when the cluster was most probably more compact than today (Portegies Zwart et al. 1999).

The population of red stars present in the color-magnitude diagram is expected to actually be on the main sequence but affected by the dust in this young region. However, with the present data we cannot exclude the presence of evolved and/or lower mass pre-main sequence stars. If evolved stars are really there, this would imply that star formation has occurred in successive waves in this part of the LMC. Whether or not lower mass stars are indeed present in this region is very interesting as it could be a test for the so-called bi-modal star formation concept predicting that high mass stars form without their low mass counterparts (Güsten & Mezger 1982;

Zinnecker et al. 1993). The fact that HEBs in general, and N160A in particular, are extremely young provides an unparalleled opportunity to verify these models.

*Acknowledgements.* We would like to thank the referee Dr. Joel Wm. Parker for his helpful comments which improved the manuscript. VC would like to acknowledge the financial support for this work provided by NASA through grant number GO-8247 from the STScI, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555.

## References

- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, MNRAS, 298, 93
- Brooks, K. J., & Whiteoak, J. B. 1997, MNRAS, 291, 395
- Caswell, J. L., & Haynes, R. F. 1981, MNRAS, 194, 33P
- Caswell, J. L. 1995, MNRAS, 272, L31
- Davies, R. D., Elliott, K. H., & Meaburn, J. 1976, MNRAS, 81, 89
- Dyson, J. E. 1978, A&A, 62, 269
- Elmegreen, B. G., & Lada, C. J. 1977, ApJ, 214, 725
- Epchein, N., Braz, M. A., & Sèvre, F. 1984, A&A, 140, 67
- Gardener, F. F., & Whiteoak, J. B. 1985, MNRAS, 215, 103
- Güsten, R., & Mezger, P. G. 1982, Vistas Astron., 26, 159
- Henize, K. G. 1956, ApJS, 2, 315
- Henning, Th., Klein, R., Chan, S. J., et al. 1998, A&A, 338, L51
- Heydari-Malayeri, M., & Testor, G. 1986, A&A, 162, 180, Paper I
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2001, A&A, 372, 495
- Holtzman, J., Hester, J. J., Casertano, S., et al. 1995, PASP, 107, 156
- Johansson, L. B. E., Greve, A., Booth, R. S., et al. 1998, A&A, 331, 857
- Jones, T. J., Hyland, A. R., Straw, S., et al. 1986, MNRAS, 219, 603
- Kovács, G., 2000, A&A, 363, L1
- Kroupa, P. 1995, MNRAS, 277, 1522
- Leonard, P. J. T., & Duncan, M. J. 1988, AJ, 96, 222
- Leonard, P. J. T., & Duncan, M. J. 1990, AJ, 99, 608
- Lucke, P. B. 1974, ApJS, 28, 73
- Lucke, B. P., & Hodge, P. W. 1970, AJ, 75, 171
- McGee, R. X., & Milton, J. A. 1966, Aust. J. Phys., 19, 343
- Portegies Zwart, S. E., Makino, J., McMillan, S. L. W., & Hut, P. 1999, A&A, 348, 117
- Relyea, L. J., & Kurucz, R. L. 1978, ApJS, 37, 45
- Schaerer, D., & de Koter, A. 1997, A&A, 322, 598
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, ApJ, 460, 914
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., et al. 1977, ApJ, 218, 377
- Whiteoak, J. B., Wellington, K. J., Jauncey, D. L., et al. 1983, MNRAS, 205, 275
- Whiteoak, J. B., & Gardener, F. F. 1986, MNRAS, 222, 513
- Zinnecker, H., McCaughrean, M. J., & Wilking, B. 1993, in Protostars and Planets III, ed. E. H. Levy, & J. I. Lunine (Univ. of Arizona Press, Tucson), 429

# Chapitre 5

## Environnement des HEBs

L'étude à haute résolution angulaire menée avec le *HST* a montré la grande hétérogénéité du milieu environnant les blobs. La masse moyenne des populations stellaires associées, ainsi que leur âge, peuvent varier significativement d'un objet à l'autre. Certaines régions sont associées à des nuages moléculaires alors que d'autres ont déjà dissipé les leurs. De fortes concentrations locales de gaz et de poussière peuvent augmenter considérablement l'extinction locale et masquer des sources intrinsèquement lumineuses dans l'environnement du blob. Il est possible que ces conditions nous cachent des populations d'étoiles massives formées simultanément. Pour s'affranchir de cette limitation, tout en conservant une résolution angulaire satisfaisante, nous avons cherché à observer les blobs et leur environnement proche à des longueurs d'onde plus grandes, moins affectées par l'extinction. Le VLT-UT1 équipé de l'instrument ISAAC nous a permis d'obtenir des données proches infrarouge capables de sonder l'environnement de deux blobs, N 159-5 dans le Grand Nuage et N 81 dans le Petit Nuage de Magellan.

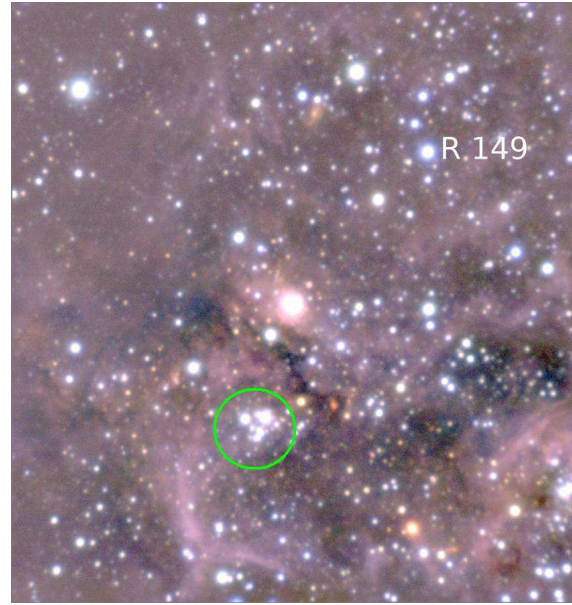
Ces objets ont été choisis parmi les 6 blobs observés par le *HST* en raison de suspicion sur l'existence de sources d'ionisation encore non détectées. D'autre part, notre projet d'étudier les environnements stellaires était satisfait par le champ relativement large et la sensibilité du VLT dans les longueurs d'ondes NIR. Nous avons ainsi pu aller au-delà des observations *HST* en détectant les étoiles enfouies sous d'importantes quantités de poussières.

### 5.1 Contexte

La nébuleuse du Papillon (LMC N 159-5) est le prototype des blobs (Heydari-Malayeri & Testor 1982). Il fait partie d'un complexe nébulaire plus grand (LMC N 159) situé juste au sud de 30 Doradus. Cette région comporte de nombreux signes d'activité de formation stellaire : sources infrarouges, masers, fortes concentrations de gaz moléculaire (Johansson et al. 1998). Le Papillon se trouve près du nuage N 159-E, l'un des trois nuages moléculaires répertoriés dans N 159.



**FIG. 5.1:** Composite RGB ( $K_s$ ,  $H$ ,  $J$ ) du champ de  $38pc \times 38pc$  centré sur SMC N 81 (nord en haut, est à droite)



**FIG. 5.2:** Composite RGB ( $K_s$ ,  $H$ ,  $J$ ) du champ de  $32pc \times 32pc$  centré sur le Papillon (LMC N 159-5). L'étoile R 149 est l'une des étoiles massives du champ. L'amas auquel il est fait référence dans le texte est au centre du cercle vert.

A l'opposé, SMC N 81 n'est apparemment liée à aucune région H II voisine. Elle se trouve à l'extérieur du Petit Nuage de Magellan, sur le bord de «l'aile de Shapley» (?). Cette structure est en fait la contrepartie stellaire d'une structure beaucoup plus vaste reliant le Petit Nuage au Grand Nuage. Ce bras est visible dans les observations d'hydrogène neutre.

## 5.2 Observations JHK

Les deux régions ont été observées par le VLT - UT1 à l'aide de l'instrument ISAAC, dans les bandes proche-infrarouge  $J$ ,  $H$  et  $K_s$ . Les observations ont eu lieu en mode de service au cours des nuits des 1er mars, 7 octobre et 18 novembre 2001. Dans les deux cas les poses ont été courtes (10 secondes) et répétées un grand nombre de fois afin de s'affranchir des problèmes de variabilité du fond de ciel. Le pointage a été décalé aléatoirement d'une pose à l'autre pour éliminer les défauts inhérents au détecteur. La co-addition des poses individuelles s'est finalement faite grâce au pipeline «jitter».

Les données ayant été obtenues alors que les observation en mode de service n'étaient pas encore routinières, des incidents au niveau de la planification des observations ont fait que le seeing requis n'a pu être obtenu : SMC N 81 a été imagé avec un seeing compris entre  $1''.02$  et  $1''.40$  tandis que LMC N 159 a été imagé avec un seeing de l'ordre de  $0''.7$  pour les filtres  $H$  et  $K_s$ , mais  $1''.08$  pour le filtre  $J$ . Cette résolution est néanmoins largement suffisante pour l'autre objectif de notre étude, concernant les populations stellaires environnant les blobs. Les images obtenues sont reproduites dans les figures 5.1 et 5.2.

### 5.3 Richesse en gaz

Le champ de LMC N 159 en proche infrarouge paraît plus transparent que dans le domaine visible, mais reste marqué par des zones de forte absorption. Dans l'ensemble les structures de gaz ionisé découvertes avec le *HST* sont aussi visibles sur nos images large bande *JHKs* grâce à leur émission dans des raies nébulaires infrarouge ainsi que dans le continu (rayonnement free-free, 2 photons, réémission par la poussière). Le Papillon se trouve à proximité de LMC N 159E, qui est associé à d'importantes quantités de gaz moléculaire. La répartition de ce gaz a été établie par Johansson et al. (1998), dans la bande  $^{13}\text{CO}$  (1-0). Deux pics d'émission coïncident avec les zones d'absorption maximales de N159 décelées au sud du papillon. Cette extinction maximale est estimée à  $A_V = 15$  mag. L'amas serré d'étoiles brillantes situé quelques pc au sud du Papillon est nettement visible.

Au contraire, le champ de N 81 se distingue par sa vacuité. Hormis le blob central, dont les nébulosités ont la même taille en proche infrarouge qu'en visible, peu de structures sont mises à jour par nos observations. Du gaz moléculaire a néanmoins été détecté à proximité par Israel et al. (1993), mais les densités de colonne déduites ne correspondent qu'à une extinction de l'ordre de  $A_V = 0.08$  mag, très inférieure à celle relevée dans la région N 159.

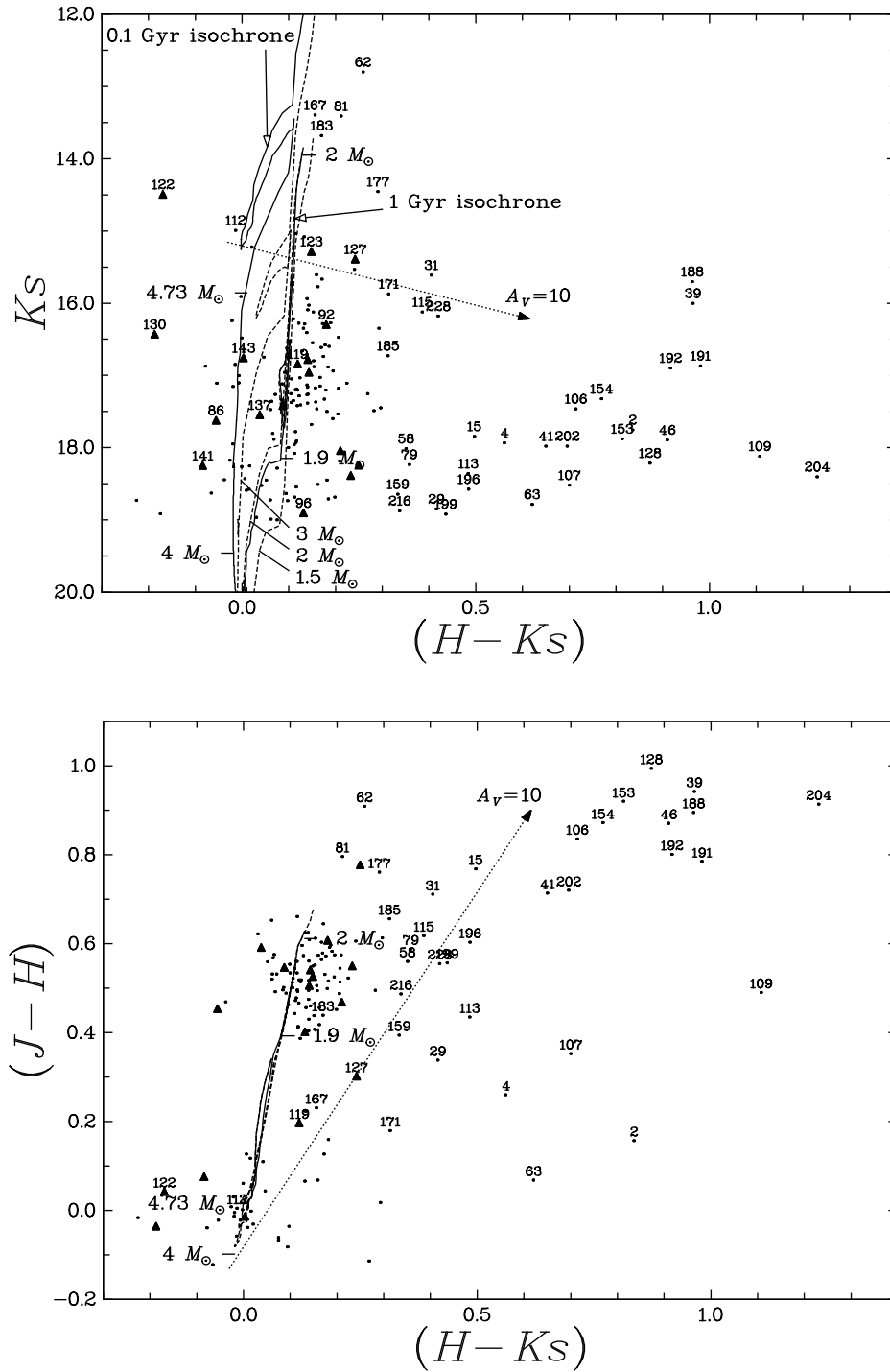
### 5.4 Populations stellaires

Les diagrammes couleur–magnitude et couleur–couleur ont été traités de façon similaire dans les deux cas, selon la méthode décrite dans la section 3.2.2, p. 58 : le choix des isochrones utilisées pour décrire les populations stellaires s'est fait sur un critère de cohérence des tracés entre le diagramme HR et le diagramme couleur–couleur.

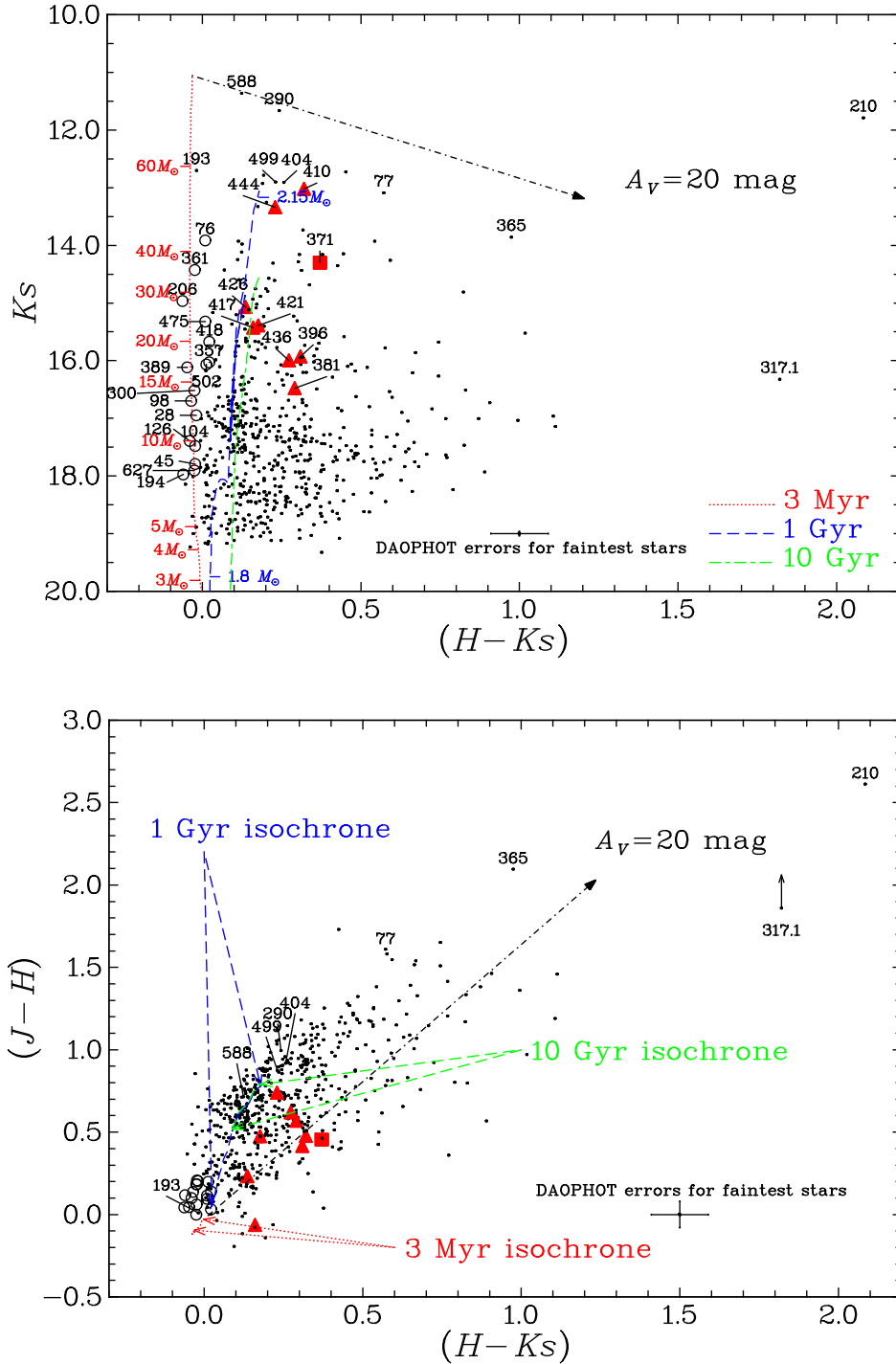
Dans le cas de SMC N 81, cette méthode a permis d'estimer la gamme d'âges et de masses de la population stellaire dans son ensemble : la plupart des étoiles sont correctement décrites par une isochrone d'âge  $\simeq 1$  milliard d'années, pour une gamme de masse centrée autour de  $2 M_\odot$ . Un faible nombre d'étoiles semblent être plus bleues : celles-ci peuvent être décrites à l'aide d'une isochrone d'âge 100 millions d'années, auquel cas leurs masses seraient de l'ordre de  $5 M_\odot$ . Ces résultats sont extrêmement dépendants de l'extinction locale : cependant, celle-ci est en moyenne très faible dans la région de N 81, comme les observations *HST* l'ont montré. Quoi qu'il en soit, SMC N 81 semble être le seul événement récent de formation stellaire dans cette région, majoritairement peuplée d'étoiles plus anciennes.

Le diagramme HR de LMC N 159, au contraire, présente une population d'étoiles massives et jeunes réparties sur le champ et convenablement décrites par une isochrone d'âge jeune (quelques millions d'années). La détermination de cette isochrone s'appuie sur la présence de l'isochrone la plus correcte. Cependant, cette population contient l'étoile R 149 (aussi répertoriée sous le nom de Sk-69°257, étoile n°193 sur la figure 5.4) dont la classe spectrale (O9) et la photométrie ont été établies par plusieurs auteurs. Ces informations nous ont permis de choisir, parmi les isochrones susceptibles de décrire la population jeune, celle dont les caractéristiques correspondent aux informations dont nous disposons sur R 149, en l'occurrence une isochrone d'âge 3 millions d'années.

L'amas serré d'étoiles brillantes situé quelques pc au sud du Papillon (cercle vert sur la



**FIG. 5.3:** *Haut* : Diagramme couleur–magnitude réalisé à partir de la photométrie du champ SMC N 81. *Bas* : Diagramme couleur–couleur correspondant. Les isochrones proviennent de la grille de modèles de Genève (Lejeune & Schaerer 2001) et la numérotation des sources correspond à Heydari-Malayeri et al. (2003b, voir 85). Les triangles représentent les sources identifiées sur les images HST



**FIG. 5.4:** *Haut* : Diagramme couleur–magnitude réalisé à partir de la photométrie du champ SMC N 159. *Bas* : Diagramme couleur–couleur correspondant. Les isochrones proviennent de la grille de modèles de Genève (Lejeune & Schaerer 2001) et la numérotation des sources correspond à Meynadier et al. (2004, voir page 95). Les triangles rouges représentent les sources de l’amas serré au sud du Papillon tandis que le carré représente la source principale du Papillon lui-même. Les étoiles cohérentes avec l’isochrone d’âge 3 millions d’années sont identifiées par des cercles.

figure 5.2) est plus rouge que la population d'étoiles décrites au paragraphe précédent : leur indice  $H - Ks$  est de l'ordre de 0.25. Ses membres forment cependant un groupe correspondant à une isochrone jeune, mais rougie d'une valeur de l'ordre de  $A_V = 5$  mag, ce qui est cohérent avec les valeurs issues des observations *HST* pour cette zone.

Le reste des sources visibles dans le champ de N 159 est composé d'étoiles moins massives et plus évoluées : une plage d'âge de 1 à 10 milliards d'années fournit un encadrement plausible des populations dans les deux diagrammes.

L'analyse comparée des diagrammes prouve la diversité des environnements dans lesquels peuvent se former les HEBs. Par exemple, dans l'environnement de LMC N 159, de nombreuses étoiles jeunes sont détectées, indiquant que le Papillon pourrait n'être que le plus récent des épisodes de formation stellaire du champ. Par ailleurs, les modèles d'éjection d'étoiles hors de leur amas de naissance peuvent probablement y être testés par des mesures de vitesse des étoiles massives du champ. A l'inverse, SMC N 81 semble être un HEB isolé, à l'écart de toute région H II significative. Pourtant, les caractéristiques finales des HEBs sont proches : si leur mécanisme de formation est différent, il doit aboutir au même résultat, c'est-à-dire une région H II compacte de taille similaire abritant une ou plusieurs étoiles massives générant sensiblement le même flux de photons ionisants. Le mécanisme de formation des blobs semble donc impliquer des grandeurs caractéristiques indépendantes de la richesse de l'environnement.

## The stellar environment of SMC N81<sup>★,★★</sup>

M. Heydari-Malayeri<sup>1</sup>, F. Meynadier<sup>1</sup>, V. Charmandaris<sup>2,1</sup>, L. Deharveng<sup>3</sup>, Th. Le Bertre<sup>1</sup>,  
 M. R. Rosa<sup>4, ★★★</sup>, and D. Schaerer<sup>5,6</sup>

<sup>1</sup> LERMA, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> Cornell University, Astronomy Department, 106 Space Sciences Bldg., Ithaca, NY 14853, USA

<sup>3</sup> Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 4, France

<sup>4</sup> Space Telescope European Coordinating Facility, European Southern Observatory,  
 Karl-Schwarzschild-Strasse-2, 85748 Garching bei München, Germany

<sup>5</sup> Observatoire de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

<sup>6</sup> Laboratoire d'Astrophysique, UMR 5572, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

Received 15 May 2003 / Accepted 25 August 2003

**Abstract.** We present near infrared *JHK* imaging of the Small Magellanic Cloud compact H II region N81 using the ISAAC camera at the ESO Very Large Telescope (Antu). Our analysis of the stellar environment of this young massive star region reveals the presence of three new stellar populations in the surrounding field which are mainly composed of low mass stars. The main population is best fitted by evolutionary models for  $\sim 2 M_{\odot}$  stars with an age of 1 Gyr. We argue that these populations are not physically associated with the H II region N81. Instead they are the result of a number of low mass star forming events through the depth of the SMC south of its Shapley's wing. The populations can rather easily be probed due to the low interstellar extinction in that direction.

**Key words.** stars: early-type – ISM: individual objects: N81 (SMC) – galaxies: Magellanic Clouds

### 1. Introduction

High-Excitation Blobs (HEBs) represent a rare class of compact H II regions in the Magellanic Clouds (Heydari-Malayeri & Testor 1982). In contrast to the typical H II regions of these neighboring galaxies, which are extended structures spanning several minutes of arc on the sky (more than 50 pc) and powered by a large number of hot stars, HEBs are dense small regions usually 5'' to 10'' in diameter (1 to 3 pc). Moreover, they happen to lie adjacent or in the direction of the typical giant H II regions, with the exception of SMC N81 (Henize 1956) which has apparently been formed in isolation. They are probably the optical counterparts of the Galactic ultracompact H II regions (Churchwell 1990) lying relatively close to the cloud surface because the molecular cloud layers above the newborn stars have been scraped by the strong UV field

of the adjacent massive stars or by the champagne flows (Tenorio-Tagle et al. 1979).

Optical observations of a number of these objects, LMC N159-5, N160A1, N160A2, N83B, N11A, as well as SMC N88A and N81, allowed one to derive their global physical characteristics and establish them as a particular class of metal-poor H II regions in the Magellanic Clouds (Heydari-Malayeri & Testor 1982; Heydari-Malayeri & Testor 1983, 1985, 1986; Heydari-Malayeri et al. 1990; Testor & Pakull 1985; Heydari-Malayeri et al. 1988). In particular, it was shown that HEBs are generally very affected by local dust (references above; see also Israel & Koornneef 1991). However, those early studies made it also clear that in order to better understand the stellar properties in those small regions, sub-arcsecond spatial resolution was needed.

This was achieved by our *HST* WFPC2 high resolution imaging of seven HEBs, SMC N81, N88A, LMC N159-5, N83B, N11A, N160A1, N160A2 (Heydari-Malayeri et al. 1999a,b,c, 2001a,b, 2002a,b). We were able to spatially resolve these objects for the first time, uncovering their morphology, nebular features, the location of their high excitation [O III]  $\lambda 5007$  zones, and the variation of the extinction across them. Those observations showed that powerful stellar winds and shocks create magnificent scenes testifying to high activity: outstanding emission ridges, cavities sculpted in the ionized gas, prominent dust structures protruding from hot gas,

Send offprint requests to: F. Meynadier,

e-mail: Frederic.Meynadier@obspm.fr

\* Based on observations obtained at the European Southern Observatory, Paranal, Chile; Program 69.A-0123(A).

\*\* Based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. These observations are associated with program # 6535.

\*\*\* Affiliated to the Astrophysics Division, Space Science Department of the European Space Agency.



and even unknown compact H II blobs immersed in the HEBs and harboring very young hot stars. In a few cases our *HST* images revealed some of the exciting stars, but not all of them, and in some other cases we could not conclusively identify the exciting stars at all. This is likely due to the high dust content of those regions, which is rather remarkable given their low metallicity (Bouchet et al. 1985).

The H II region N81 lies well outside the main body of the SMC in the outer parts of Shapley's wing. Discovered by Shapley (1940) as a "large cloud of faint stars extending eastward from the SMC to the LMC", the wing was shown to be in fact the tail of a much larger H I structure linking the SMC to the LMC (Kerr et al. 1954; Hindman et al. 1963; Mathewson & Ford 1984). Models and observations suggest that the neutral hydrogen structures known as the Magellanic Bridge, the Magellanic Stream, and the Leading Arm result from the Clouds' interaction with each other and the Milky Way (Murai & Fujimoto 1980; Moore & Davis 1994; Gardiner & Noguchi 1996; Putman et al. 1998). Several works support the finding that the SMC wing is pointing towards the LMC, and is therefore closer to us than the SMC bar (Mathewson et al. 1986; Caldwell & Coulson 1986; Irwin et al. 1990). Regarding N81 itself, which lies towards the outer parts and south of the wing, our *HST* observations showed the presence of a tight cluster of newborn massive stars embedded in this nebular "blob" of  $\sim 10''$  across (Heydari-Malayeri et al. 1999c, hereafter Paper I). Six of them are grouped in the core region of  $\sim 2''$  diameter, with two of the main exciting stars, in the very center, separated by only  $0''.27$  or  $0.08$  pc. The images display violent phenomena such as stellar winds, shocks, ionization fronts, typical of turbulent starburst regions. Follow-up far UV spectroscopy with STIS (Heydari-Malayeri et al. 2002b, Paper II) also revealed a particularly interesting case in SMC N81, where several of the stars are O6–O8 types, but display extremely weak wind profiles (Martins et al. 2002). The astonishing weakness of their wind profiles and the sub-luminosity (up to  $\sim 2$  mag fainter in  $M_V$  than the corresponding dwarfs) make these stars a unique stellar population in the Magellanic Clouds. Our analysis suggests that they are probably in the Hertzsprung-Russell diagram locus of a particularly young class of massive stars, the so-called Vz luminosity class, as they are arriving at the zero age main sequence.

The heavy dust content of the HEBs calls for doing high spatial resolution observations in the near infrared. Our aim in using the VLT/ISAAC was to detect and study all massive embedded stars inside N81, as well as the associated surrounding population. However, due to the limited spatial resolution of the present observations, this paper is mainly focused on the properties of the stellar environment of N81.

## 2. Observations and data reduction

The N81 region was observed in service mode with the ESO Very Large Telescope (VLT). The infrared spectro-imager ISAAC was used at the Nasmyth B focus of Antu through filters *Ks* on 7 October and *J* and *H* on 18 November 2001. The infrared detector (Hawaii Rockwell array) had  $1024 \times 1024$  pixels of  $18.5 \mu\text{m}$  each ( $0''.148$  on the sky), thus providing

a field of  $2'.5 \times 2'.5$ . The seeing varied between  $1''.02$  and  $1''.40$  (*FWHM*).

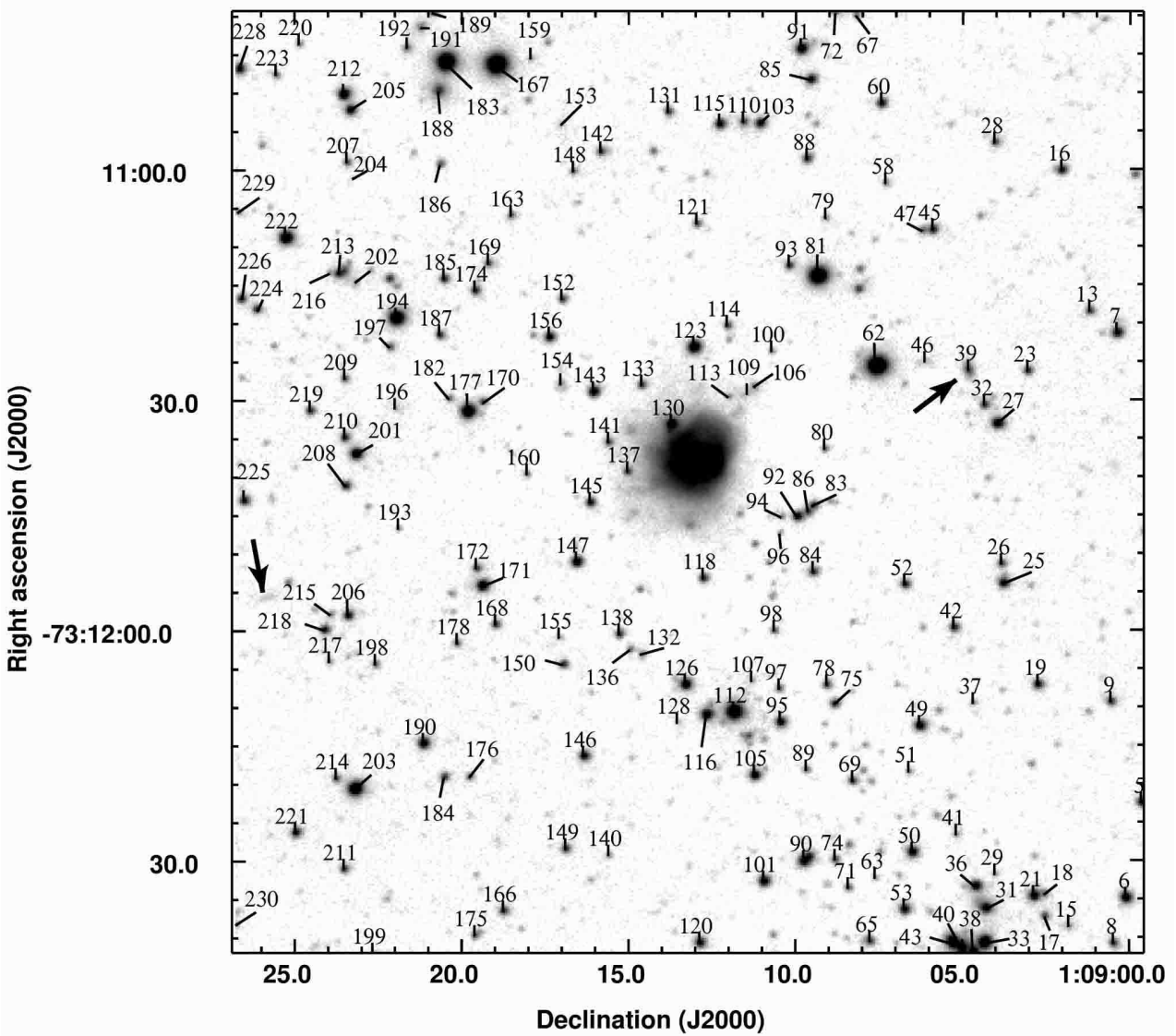
A set of individual, 10-s exposures were obtained in each filter using a dithering method with a random offset of  $15''$  at most. The number of exposures were 10, 20, and 18 for the *J*, *H*, and *Ks* bands respectively. The data were processed using the VLT pipeline and we verified that their quality was sufficient for our intended science. One area of concern was that small fluctuations of the sky near crowded areas of each frame could be due to sky subtraction by the pipeline "jitter" recipe. Therefore, we tried to supply the "jitter" with unbiased, flat-fielded, sky-subtracted frames while disabling the sky calculation option of the recipe. Since this method reproduced the same fluctuation effects in the co-added frames, we decided to use the pipeline-reduced frames.

PSF-fitting photometry was carried out for all filters using the DAOPHOT II/ALLSTAR procedures under the ESO MIDAS reduction package. Finally the magnitudes were calibrated using the mean atmospheric extinction coefficients supplied by ESO, and three standard stars for determining the zero points. We used the color equations provided by ESO and checked that the color terms were small.

We compared our photometry with those provided by the 2MASS point source catalogue (Cutri et al. 2000) using a selection of 15 stars which appeared as single in our images and were brighter than  $15.5$  mag in *Ks*. Our photometry agrees well with 2MASS for *J* and *H* filters, although is slightly fainter; the mean differences being  $m(2MASS) - m(ISAAC) = -0.05$  mag in *J* and  $-0.07$  mag in *H*. The disagreement is more significant for the *Ks* band, where the mean difference amounts to  $-0.44$  mag. The comparison of the filter profiles between ISAAC and 2MASS systems showed no significant difference. This discrepancy can therefore be explained by the fact that the *Ks* observations were carried out on a different night, as mentioned above. During that night the sky transparency was lower and the seeing poorer. We therefore decided to bootstrap our data with the 2MASS photometry by making the appropriate offset to our measured *Ks* magnitudes. Our final astrometry was based on 11 stars of the field, the accurate positions of which were determined in our previous *HST* observations (Paper I).

## 3. Results and discussion

A typical final image obtained with ISAAC is presented in Fig. 1, while a close-up view of the H II region is displayed in Fig. 2. The two brightest stars of N81 lying towards the central area of N81, detected by *HST* (Paper I) and separated by  $0''.27$ , are not resolved on this image. The cross references for common detections in both ISAAC and *HST* are presented in Table 1. Even though we used broad band filters for our imaging in order to sample the properties of the stellar continuum emission, we do detect faint levels of diffuse near infrared light from the central  $10''$  of the region. We note that the spatial extent of this emission is similar in size to that in H $\alpha$  observed by *HST* (see Fig. 1 in Paper I). This is mainly due to nebular infrared emission lines (i.e. Br $\gamma$ ) with contribution from free-free, two-photon, and probably dust emission.



**Fig. 1.** The SMC N81 region and its surrounding field as seen through the  $J$  filter. The image, taken with VLT/ISAAC, results from the coaddition of 10 basic exposures. The field size is  $2' \times 2'$  corresponding to  $38 \text{ pc} \times 38 \text{ pc}$ . The arrows indicate the candidate background galaxies (Sect. 3.2). North is up and east to the left.

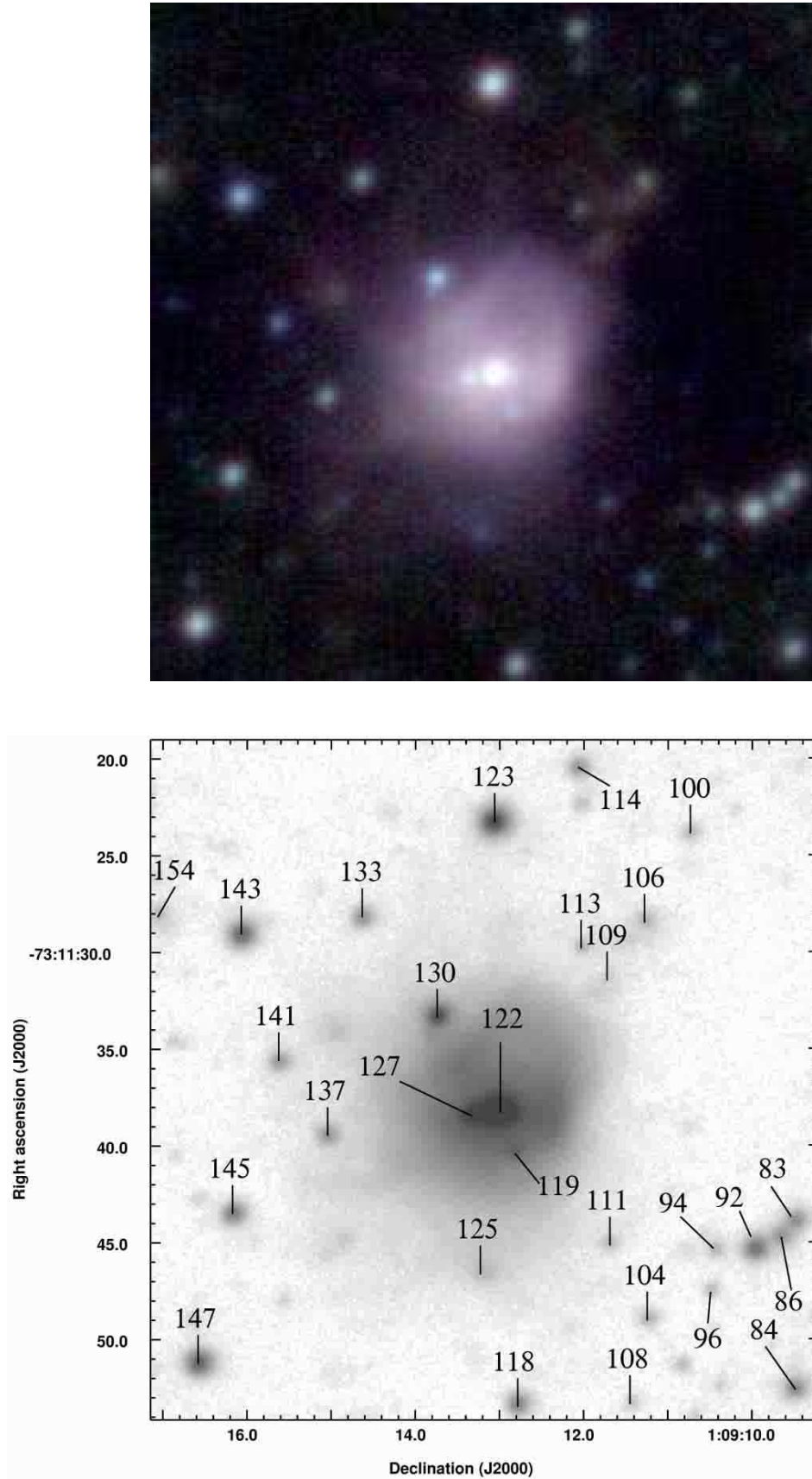
A total of 519 stars are detected in the field with magnitudes ranging from 12.5 to 20.7 in the  $K_s$  band. The internal photometric errors derived from DAOPHOT are very small ranging from 0.005 to 0.06 mag for  $K_s$  from 14 to 19 mag respectively. However, the true accuracy is smaller, a cutoff lower limit of  $K_s = 19$  mag allowing an estimated accuracy of 0.2 mag on the faintest stars.

### 3.1. Color–magnitude and color–color diagrams

In Fig. 3 we present the  $K_s$  versus  $H - K_s$  diagram of the observed stars in the field of N81. All sources brighter than 19th mag in  $K_s$  are present, and those brighter than  $K_s = 15$  or redder than  $H - K_s = 0.3$  mag are labelled according to Fig. 1. The color–magnitude diagram shows the presence of a main stellar population vertically distributed along  $H - K_s \sim 0.1$  mag and a second group with significantly redder colors.

There may also exist a third smaller population centered at  $H - K_s \sim 0.0$ , but we are not sure because of the photometric uncertainties. The populations are also visible on the color–color diagram (Fig. 4).

In order to explain the color–magnitude and color–color diagrams, we compared them with the predictions of the Geneva evolutionary models (Lejeune & Schaerer 2001). To our surprise, we could not find any massive stars isochrones fitting both diagrams coherently. The best results were found for masses around 2 and  $5 M_{\odot}$ . Our analysis suggests that the bulk of the stars, distributed along  $H - K_s \sim 0.1$  mag, belongs to an evolved population of mass  $\sim 2 M_{\odot}$  and age 1 Gyr. Moreover, the  $H - K_s \sim 0.0$  population is simulated by  $\sim 5 M_{\odot}$  model stars of age 1 Gyr. However, the discrimination between these two populations is difficult as it is very sensitive also to the interstellar extinction. A small differential extinction is sufficient to move stars from one population to the next.



**Fig. 2.** The SMC H II region N81 and its immediate field. **a)** Composite *JHKs* color image, **b)** as in **a)** with stars identified.

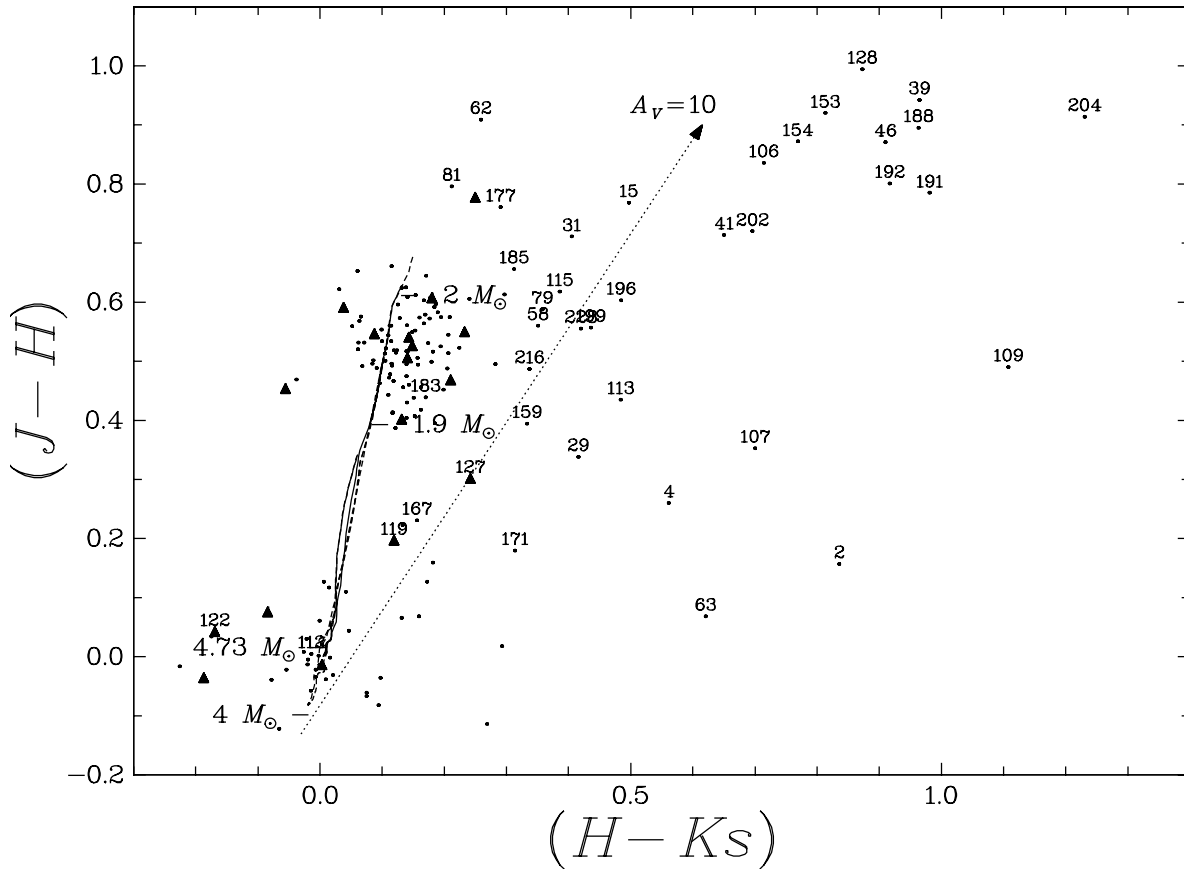
**Table 1.** Photometry of common *HST*/ISAAC stars.

Star	$\alpha$ (2000.0)	$\delta$ (2000.0)	$J$ (mag)	$H$ (mag)	$K$ (mag)	$I$ (mag)	<i>HST</i> number (Paper I)
122	1:09:13.05	-73:11:38.2	14.37	14.33	14.50	14.51	1 + 2
127	1:09:13.34	-73:11:38.4	15.94	15.63	15.39	16.10	3
119	1:09:12.83	-73:11:40.2	17.16	16.96	16.84	17.57	8
130	1:09:13.74	-73:11:33.3	16.21	16.25	16.43	16.11	11
143	1:09:16.07	-73:11:29.1	16.75	16.76	16.76	16.67	13
141	1:09:15.62	-73:11:35.6	18.24	18.16	18.25	18.14	14
147	1:09:16.58	-73:11:51.2	16.63	16.17	16.03	17.21	15
111	1:09:11.70	-73:11:45.0	19.34	19.18	19.10	19.07	17
125	1:09:13.20	-73:11:46.5	19.48	19.43	19.33	19.13	18
118	1:09:12.78	-73:11:53.4	17.64	17.10	16.96	18.49	19
94	1:09:10.43	-73:11:45.4	19.17	18.62	18.39	17.91	20
92	1:09:09.96	-73:11:45.3	17.09	16.48	16.30	18.85	21
86	1:09:09.66	-73:11:44.7	18.02	17.57	17.62	18.73	22
137	1:09:15.05	-73:11:39.5	18.17	17.58	17.55	19.11	23
145	1:09:16.17	-73:11:43.5	17.43	16.93	16.79	18.10	24
133	1:09:14.63	-73:11:28.2	18.05	17.50	17.42	18.68	26
123	1:09:13.07	-73:11:23.3	15.96	15.44	15.29	16.82	27
95	1:09:10.48	-73:12:12.1	17.03	17.06	17.11	19.66	29
134	1:09:14.67	-73:11:54.8	18.92	18.87	19.64	19.04	30
96	1:09:10.49	-73:11:47.4	19.44	19.03	18.90	19.78	33
80	1:09:09.15	-73:11:36.5	18.72	18.25	18.04	20.16	35
203	1:09:23.22	-73:12:20.7	15.44	15.22	15.08	15.84	-
222	1:09:25.29	-73:11:08.9	15.83	15.77	15.61	15.73	-
201	1:09:23.19	-73:11:37.1	16.38	15.77	15.53	17.36	-
190	1:09:21.17	-73:12:14.8	16.68	16.27	16.12	17.39	-
212	1:09:23.55	-73:10:50.3	16.35	15.93	15.77	16.97	-
194	1:09:21.98	-73:11:19.4	15.21	15.24	15.22	15.03	-
171	1:09:19.41	-73:11:54.3	16.37	16.19	15.87	16.47	-
177	1:09:19.84	-73:11:31.6	15.51	14.75	14.46	16.66	-
183	1:09:20.51	-73:10:46.0	14.29	13.85	13.68	14.96	-
126	1:09:13.32	-73:12:07.2	16.48	15.84	15.67	17.49	-
116	1:09:12.68	-73:12:11.1	16.47	16.48	16.48	16.35	-
112	1:09:11.87	-73:12:10.8	14.98	14.98	14.99	14.87	-
90	1:09:09.76	-73:12:30.2	16.66	16.64	16.35	16.40	-
49	1:09:06.30	-73:12:12.6	16.77	16.33	16.22	17.57	-
43	1:09:05.31	-73:12:40.8	15.91	15.91	15.91	15.97	-
40	1:09:05.03	-73:12:41.5	16.25	16.22	16.24	16.19	-
37	1:09:04.69	-73:12:41.9	19.34	18.88	18.69	16.75	-
36	1:09:04.62	-73:12:33.5	16.84	16.79	16.75	16.86	-
33	1:09:04.36	-73:12:40.9	15.81	15.15	15.04	16.90	-
21	1:09:02.87	-73:12:34.8	16.75	16.79	16.87	16.69	-

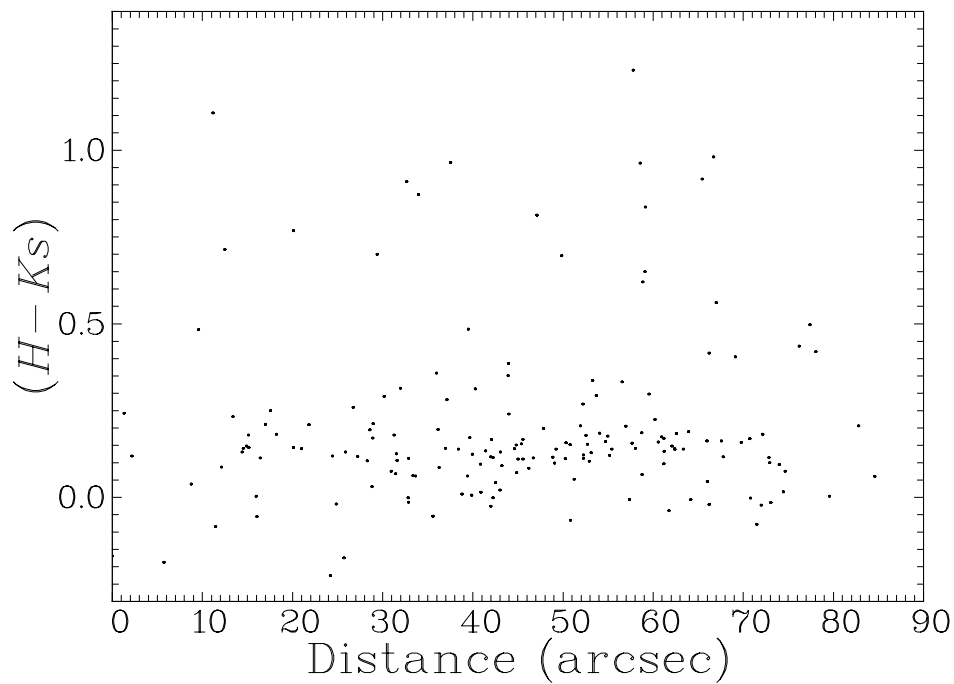
However, several previous works suggest that the interstellar extinction towards SMC N81 is rather low. This was also confirmed by the first high resolution extinction map of N81, derived from our *HST* observations (Paper I). Those observations showed that the extinction varies across N81, but the higher values do not exceed  $A_V \sim 1.3$  mag, while the mean value is  $A_V \sim 0.40$  mag, if the interstellar reddening law is used. Although this extinction is derived from the  $H\alpha/H\beta$  Balmer decrement which could be biased towards less reddened

regions, it has also been confirmed by measurements in the near infrared. In fact Israel & Koornneef (1988) found  $0 < A_V \leq 0.6$  from  $B\gamma/H\beta$  and  $Br\alpha/H\beta$  ratios. We note also that the “nebular” Brackett/Balmer suffers, albeit in a lesser degree, from the same scattering out/in the beam versus absorption phenomenon as the Balmer/Balmer. However, a small Brackett/Balmer ratio does not necessarily imply a high extinction! The low extinction towards N81 is also supported by the fact that the color index  $H - K_s$  of the stars in our field does





**Fig. 4.** Color-color,  $J - H$  versus  $H - Ks$ , diagram for the observed SMC N81 stars. See the Fig. 3 caption for explanations regarding the model fits. Note that here the 0.1 Gyr isochrone is indicated as a solid line and the 1 Gyr curve as a dashed one. Triangles represent stars that are also identified in Paper I.



**Fig. 5.** Variation of color index  $H - Ks$  as a function of the angular distance from the center of N81.

**Table 2.** Field stars comparison.

Nebula	2'5	5'	10'
SMC N81	56	359	1197
N88	28	132	484
N90	39	102	369
N66	192	805	2883
N70	142	581	2352

extinction is very low towards SMC N81 and no important molecular clouds have been detected, this explanation seems less plausible.

In order to determine if our sample is contaminated by the background/foreground sources, we compared a few SMC fields through the 2MASS catalog. Using Aladin, we searched for sources around 5 nebulae (N81, N88, N90, N66, N70) for various surrounding areas (annuli with radii 2.5, 5, and 10 arcmin around the core objects), and compared the number of detections in each case (Table 2). The smallest annulus corresponds well with the typical size of a globular cluster in the SMC (Hodge 1985) and is roughly twice our ISAAC field. The H II regions N81, N88, and N90 lie in Shapley's wing, while N66 and N70 belong to the denser main body of the SMC and are much larger. In fact the stellar environment of N81 should preferably be compared with that of N88, since both are very young HEBs produced by newborn massive stars. Although N90 lies towards Shapley's wing, it is more extended, less excited and does not belong to the HEB class; it is probably older than N81 and N88A. Table 2 shows that the N81 field is richer than those of N88 and even N90, while we expected similar detection numbers based on their comparable evolutionary stages. Since N88 is associated with a large molecular cloud (Rubio et al. 1996) and is affected by a significantly stronger extinction, we argue that the higher number of stars detected towards N81 is due to our ability to probe deeper into the SMC in that region. We are in fact sampling all the stars belonging to different star formation events in that direction.

Previous work has shown the presence of large complexes of blue stars in the inter-Cloud region. Grondin et al. (1992) found associations as young as 16 Myr with masses in the 1.5–12  $M_{\odot}$  range, while Irwin et al. (1990) found older blue stars of age  $\sim 0.1$  Gyr. However, these studies concern inter-Cloud areas with Right Ascension  $\alpha > 2$  h, that is towards the Bridge central parts and significantly east of the N81 region. Tidal models predict that the Bridge was pulled from the SMC during a close encounter between the two clouds 0.2 Gyr ago (Gardiner & Noguchi 1996), and the age of many of the stellar concentrations (10–25 Myr) indicates that the Bridge is a star forming region. The star populations identified in the present study are older than those previously detected in the Bridge region. They may have formed as a result of an earlier tidal interactions 1.5 Gyr ago (Murai & Fujimoto 1980). This is consistent with Kunkel et al. (1997)'s result who found a population of intermediate age carbon stars, few Gyrs in age, scattered throughout the Bridge region. Model simulations suggest that

the carbon stars are a population of the SMC halo stars displaced into the inter-Cloud region by tidal forces (Gardiner & Noguchi 1996).

Finally, the main sequence massive stars identified using *HST* observations (Papers I and II) are also present on the color–magnitude and color–color diagrams. Shown with filled triangles in Figs. 3 and 4, they are mostly the bluest stars of the sample, while some are affected by local extinction.

### 3.2. Observing background galaxies through SMC

We have detected two non-stellar objects on the near infrared images. The source labelled #39 (Fig. 1) is a rather bright, very reddened object with  $K_s \sim 16$  and  $H - K_s > 0.9$  mag. It has an elongated shape with an apparent size of  $3''.5 \times 1''.5$ , and is situated at the J2000 coordinates  $\alpha = 01:09:04.85$ ,  $\delta = -73:11:26.3$ . It is very likely that this source be a background galaxy, but no extragalactic source at that location has been catalogued. The possibility of the object being a circumstellar disk can be ruled out because of its size which would be 2.2 pc, about 10 times larger than the circumstellar disks found for example in the Orion nebula (Brandner et al. 2000). Another possibility may be a blending of three aligned red stars. There is at least one additional “background galaxy” visible diagonally opposite to #39 from the field centre, at coordinates  $\alpha = 01:09:25.8$ ,  $\delta = -73:11:55.9$ . These detections further underline the “transparency” of the SMC in that direction. It would be interesting to obtain spectra of these galaxy candidates in order to elucidate their nature.

## 4. Conclusions

The young massive star forming region N81, lying in Shapley's wing where the SMC bridges to the LMC, is surrounded by three main populations of lower mass stars. These are evolved stars of ages at least 0.1 to 1.0 Gyr and initial masses of no more than  $\sim 2$  to 5  $M_{\odot}$ . It appears that the newborn massive stars exciting the H II region N81 are not associated with these populations which presumably represent various star formation events in the SMC along the line of sight towards N81. Of course we cannot firmly exclude the co-spatiality of these populations with N81. However, the relative “transparency” of the SMC towards N81, as supported by this work, favors our interpretation, since the SMC is known to have an overall complex structure with several overlapping neutral hydrogen layers (McGee & Newton 1981). There may exist a few runaway massive stars contaminating the low mass population, but the absence of any H II region in the field, apart from N81, is in line with the lack of high mass stars. Anyhow, the number of Magellanic Cloud main sequence stars counts for a small fraction of the total number of stars in the Wing region (Irwin et al. 1990).

## References

- Bouchet, P., Lequeux, J., Maurice, E., Prévot, L., & Prévot-Burnichon, M. L. 1985, *A&A*, 149, 330
- Brandner, W., Grebel, E. K., Chu, Y., et al. 2000, *AJ*, 119, 292

- Caldwell, J. A. R., & Coulson, I. M. 1986, *MNRAS*, 218, 223
- Churchwell, E. 1990, *A&ARv*, 2, 79
- Cutri, R. M., et al. 2000, Explanatory Supplement to the 2MASS Second Incremental Data Release (Pasadena: Caltech)
- Gardiner, L. T., & Noguchi, M. 1996, *MNRAS*, 278, 191
- Green, T. P., & Meyer, M. R. 1995, *ApJ*, 450, 233
- Grondin, L., Demers, S., & Kunkel, W. E. 1992, *AJ*, 103, 1234
- Henize, K. G. 1956, *ApJS*, 2, 315
- Heydari-Malayeri, M., & Testor, G. 1982, *A&A*, 111, L11
- Heydari-Malayeri, M., & Testor, G. 1983, *A&A*, 118, 116
- Heydari-Malayeri, M., & Testor, G. 1985, *A&A*, 144, 98
- Heydari-Malayeri, M., & Testor, G. 1986, *A&A*, 162, 180
- Heydari-Malayeri, M., Le Bertre, T., & Magain, P. 1988, *A&A*, 195, 230
- Heydari-Malayeri, M., van Drom, E., & Leisy, P. 1990, *A&A*, 240, 481
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., Rosa, M. R., & Zinnecker, H. 1999a, *A&A*, 347, 841
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Charmandaris, V., Deharveng, L., & Zinnecker, H. 1999b, *A&A*, 352, 665
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Zinnecker, H., Deharveng, L., & Charmandaris, V. 1999c, *A&A*, 344, 848 (Paper I)
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2001a, *A&A*, 372, 527
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2001b, *A&A*, 372, 495
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2002a, *A&A*, 381, 941
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Schaerer, D., Martins, F., & Charmandaris, V. 2002b, *A&A*, 381, 951 (Paper II)
- Hindman, J. V., Kerr, F. J., & McGee, R. X. 1963, *Aust. J. Phys.*, 16, 570
- Hodge, P. 1985, *PASP*, 97, 530
- Irwin, M. J., Demers, S., & Kunkel, W. E. 1990, *AJ*, 99, 191
- Israel, F. P., Johansson, L. E. B., Lequeux, J., et al. 1993, *A&A*, 276, 25
- Israel, F. P., & Koornneef, J. 1988, *A&A*, 190, 21
- Israel, F. P., & Koornneef, J. 1991, *A&A*, 248, 404
- Kerr, F. J., Hindman, J. V., & Robinson, B. J. 1954, *Aust. J. Phys.*, 7, 297
- Kunkel, W. E., Irwin, M. J., & Demers, S. 1997, *A&AS*, 122, 463
- Lejeune, T., & Schaerer, D. 2001, *A&A*, 366, 538
- Martins, F., Schaerer, D., & Heydari-Malayeri, M. 2002, in *A Massive star Odyssey, from Main Sequence to Supernovae*, IAU Symp. 212, ed. K. van der Hucht et al., 564
- Mathewson, D. S., & Ford, V. L. 1984, in *Structure and Evolution of the Magellanic Clouds*, IAU Symp., 108, 125
- Mathewson, D. S., Ford, V. L., & Visvanathan, N. 1986, *ApJ*, 301, 664
- McGee, R. X., & Newton, L. M. 1981, *Proc. Astron. Soc. Aust.*, 4, 189
- Moore, B., & Davis, M. 1994, *MNRAS*, 270, 209
- Murai, T., & Fujimoto, M. 1980, *PASJ*, 32, 581
- Putman, M. E., Gibson, B. K., Staveley-Smith, L., et al. 1998, *Nature*, 394, 752
- Rubio, M., Lequeux, J., Boulanger, F., et al. 1996, *A&AS*, 118, 263
- Shapley, H. 1940, *Harvard Bull.*, 914, 8
- Tenorio-Tagle, G., Yorke, H. W., & Bodenheimer, P. 1979, *A&A*, 80, 110
- Testor, G., & Pakull, M. 1985, *A&A*, 145, 170





## Stellar populations associated with the LMC Papillon Nebula<sup>★,★★</sup>

F. Meynadier<sup>1</sup>, M. Heydari-Malayeri<sup>1</sup>, L. Deharveng<sup>2</sup>, V. Charmandaris<sup>3,1</sup>, Th. Le Bertre<sup>1</sup>,  
 M. R. Rosa<sup>4,★★★</sup>, D. Schaerer<sup>5,6</sup>, and H. Zinnecker<sup>7</sup>

<sup>1</sup> LERMA, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 4, France

<sup>3</sup> Cornell University, Astronomy Department, 106 Space Sciences Bldg., Ithaca, NY 14853, USA

<sup>4</sup> Space Telescope European Coordinating Facility, European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse-2,  
 85748 Garching bei München, Germany

<sup>5</sup> Observatoire de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

<sup>6</sup> Laboratoire d'Astrophysique, UMR 5572, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

<sup>7</sup> Astrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany

Received 16 December 2003 / Accepted 22 March 2004

**Abstract.** We study the Large Magellanic Cloud Papillon Nebula (N 159-5), a conspicuous High Excitation Blob (HEB) lying in the star forming complex N 159. Using *JHK* near-infrared photometry obtained at the ESO VLT with the ISAAC camera, we examine the stellar populations associated with the Papillon, tracing their history using stellar evolution models. Two populations are revealed: one composed of young, massive stars with an age  $\sim 3$  Myr, and a second consisting of older lower mass stars of age spreading between 1 and 10 Gyr. We analyze the properties of those populations and discuss their significance in the context of N 159. We also estimate that if the star at the center of the Papillon is single its initial mass is  $\sim 50 M_{\odot}$  and it is affected by an extinction  $A_V \sim 7$  mag.

**Key words.** stars: early-type – ISM: individual objects: N 159 LMC – galaxies: Magellanic Clouds

### 1. Introduction

The compact H II regions called High-Excitation Blobs (HEB) constitute a rare class of ionized nebulae in the Magellanic Clouds. They are characterized by high excitation, small size, high density, and large extinction compared to typical Magellanic Cloud H II regions. These objects are tightly linked to the early stages of massive star formation, when the stars begin to hatch from their parental molecular clouds. For this reason their study yields valuable information for a better understanding of the formation of massive stars.

The N 159 complex (Henize 1956) lies south of the famous starburst site 30 Dor and has attracted special attention over the years. Its other designations are MC 77 (McGee et al. 1972), LH 105 (Lucke & Hodge 1970), and DEM 271 (Davies et al. 1976). It shows several signs of ongoing star formation activity, such as infrared sources, cocoon stars, masers, and is also

associated with the most important concentration of molecular gas in the LMC (Jones et al. 1986; Brooks & Whiteoak 1997; Johansson et al. 1998). The molecular emission is in fact due to three distinct giant molecular clouds, known as N159-East, N159-West, and N159-South. Molecular lines tracing high density regions are observed towards N 159-W and N 159-S in CS, CN, HCN, and HCO<sup>+</sup> (Heikkilä et al. 1999), while <sup>13</sup>CO and upper-level <sup>12</sup>CO transitions, and the [C II] emission line were mapped towards the three giant molecular clouds, including N 159-E (Bolatto et al. 2000). The region we are interested in lies near N 159-E.

The Papillon Nebula, also called N 159-5, to which the present study is devoted, is the prototype of the HEB family (Heydari-Malayeri & Testor 1982), which now possesses several members, such as N 160A1, N 160A2, N 83B, N 11A in the LMC and N 88A and N 81 in the SMC. Recent *HST* observations have resolved most of these objects and revealed turbulent media typical of newborn massive star regions marked by strong stellar winds interacting with the ambient ionized gas (Heydari-Malayeri et al. 1999a,b,c, 2001a,b, 2002a,b). These observations also showed a large extinction due to local dust associated with ionized gas. In a number of cases the exciting sources were uncovered as a small cluster of massive stars.

In particular, the WFPC2 *HST* observations revealed that the featureless blob N 159-5 has in fact the morphology of a

Send offprint requests to: F. Meynadier,  
 e-mail: Frederic.Meynadier@obspm.fr

\* Based on observations obtained at the European Southern Observatory, Paranal, Chile; Program 66.C-0172(A).

\*\* Table 1 is only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/422/129>

\*\*\* Affiliated to the Space Telescope Division of the European Space Agency, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands.

“papillon”, i.e. it is a butterfly-shaped ionized nebula with the “wings” separated by  $\sim 2''.3$  (0.6 pc) (Heydari-Malayeri et al. 1999b, hereafter Paper I). Moreover, two subarcsecond features resembling a “smoke ring” and a “globule” were detected in the wings. The images also showed a large number of subarcsecond filaments, arcs, ridges, and fronts carved in the ionized gas by the stellar winds from massive stars in the N 159 complex. However, no bright stars associated with the core of N 159-5 could be identified in the *HST* images. Could this be due to the extinction by dust large enough to hide the exciting stars? Since an  $A_V \geq 6$  mag was needed to bring an O8 star below our *HST* sensitivity limit, we decided to perform high resolution near-IR imaging of the region with the ESO Very Large Telescope in order to address this issue and explore the properties of the stellar population of N 159.

## 2. Observations and data reduction

The N 159 region was observed in service mode with the ESO Very Large Telescope (VLT). The infrared spectro-imager ISAAC was used at the Nasmyth B focus of UT1 through filters *J* on 7 October and *H* and *Ks* on 1st March 2001. The IR detector (Hawaii Rockwell array) had  $1024 \times 1024$  pixels of  $18.5 \mu\text{m}$  each ( $0''.148$  on the sky), thus providing a field of  $2'.5^2$ .

A set of individual, 10-s exposures was obtained in each filter using the dithering method with a random offset of  $15''$  at most. The number of exposures were 10, 30, and 36 for the *J*, *H*, and *Ks* bands respectively. The coadded frames have a spatial resolution of  $1''.08$  for *J*,  $0''.74$  for *H*, and  $0''.63$  for *Ks*.

PSF-fitting photometry was carried out in the *J*, *H*, and *Ks* filters using the DAOPHOT II/ALLSTAR procedures (Stetson 1987) under the ESO MIDAS reduction package. It should be noted that these procedures are well adapted to the high-precision photometry of globular clusters (i.e. tight groups of point sources with no background emission), but are not designed for handling regions with very bright and variable background such as N 159. Some alternatives to address those limitations have been investigated by Deharveng et al. (1992), and involve an iterative subtraction of the background as derived from the approximative photometry obtained at each step. In order to improve this method, we developed a software, called DENEb for DE-NEBulized photometry. Our software enables an interactive modification of the intermediate photometry files as well as a real time check of the validity and convergence of those modifications since it displays the resulting residual background<sup>1</sup>.

Finally the frames were calibrated using the mean atmospheric extinction coefficients and the color equations supplied by ESO, and three standard stars for determining the zero points. The average photometric errors reported by DAOPHOT are 0.04, 0.04, and 0.05 mag for the faintest stars in *J*, *H*, and *Ks* respectively. The relative accuracy is better than 0.01 mag for *J*, *H*, and *Ks* brighter than 17 mag.

We compared the resulting magnitudes with those provided by the 2MASS point source catalogue (Cutri et al. 2003a) using a selection of 36 stars which appeared as single in our frames and were brighter than 15.0 mag in *H*. After correction for filter bandpasses (Carpenter 2001; Cutri et al. 2003b) the mean differences are  $m(2MASS) - m(ISAAC) = -0.06$ ,  $-0.08$ , and  $-0.02$  mag in *J*, *H*, and *Ks* respectively. Taking into account the accuracy of the 2MASS photometry for stars of  $H = 15$  mag ( $\sim \pm 0.1$  mag rms) and the uncertainties involved in the filter bandpass corrections, we considered these mean differences not to be significant.

Our astrometry and image registration was tied to the positions of the same 2MASS stars since it is known that the rms uncertainty in the positions of the 2MASS catalogue is  $< 0''.3$ . The astrometry and the photometry of the stars are given in Table 1, which is available in electronic form at the CDS.

## 3. Results

### 3.1. Morphology

A composite color *JHKs* image of the observed field is shown in Fig. 1, while the corresponding finding chart is presented in Fig. 2. The stars are identified by a number, according to Table 1. Figures 3 and 4 give details on two densely populated regions, the central Papillon nebula and a small southern cluster.

The field is fairly rich, with 896 stars detected at a  $3\sigma$  level in the *H* band image (limiting magnitude 20), which has the best *S/N* ratio. Among them 605 objects are detected at  $3\sigma$  on all these frames. Some particularly bright, but highly reddened stars do not appear in all three filters and consequently they were not included in the analysis. Exception was made for a source labeled as #317.1 which is not detected in the *J* band while being relatively bright in *Ks*.

The image is marked by several dark regions and lanes indicating strong absorption. The Papillon nebula is situated near the border of a prominent central absorption lane. The background is dominated by ionized gas emission but is locally obscured by heavy extinction. The southern edge of the field yields a fan-shaped filament already visible on the *HST* frames (Paper I). Our new *JHKs* imagery provides a deeper overview of the stellar content of N 159. We can easily note that the small, bright cluster south to the Papillon (area B of Fig. 2) is much more visible in the near IR than in the optical (Paper I). The two reddest stars of the field are #210 and #317.1. The first one is located in the lower right quadrant of our images almost 1 arcmin from N 159-5, and the second one near the edge of the absorption lane.

We also note the presence of a number of “peculiar” objects having an elongated form and a red color: #343, #517, and #149. The first one seems also to have a tilted shape. The probability that they result from a chance alignment of several faint red stars is very low. Since they are physically too extended to be considered as circumstellar disks of the LMC, it is more likely that they are simply background galaxies.

<sup>1</sup> People interested in the use or development of this tool are invited to contact Frederic.Meynadier@obspm.fr

### 3.2. The infrared colors and stellar ages

Figure 5 presents the  $K_s$  versus  $H-K_s$  diagram for the measured stars towards N 159, while Fig. 6 displays the corresponding color-color  $J-H$  versus  $H-K_s$  diagram. All sources brighter than  $H = 20$  mag and also detected in  $J$  and  $K_s$  are taken into account. Star #317.1, which is not detected in  $J$ , is assigned an upper limit of 20 in this band. We wish to point several stars in our sample which display rather unique properties. The square in Figs. 5 and 6, identifies star #371, which is the central point-like source of the Papillon. The eight triangles correspond to the brightest components of the small southern cluster marked as region B in Fig. 2.

The color-magnitude and color-color diagrams are interpreted by overplotting isochrones from Lejeune & Schaerer (2001) with  $Z = 0.008$  for a distance modulus of 18.5 mag. As usual with near-IR observations, it is difficult to discriminate low-mass old stars from young massive stars, because the evolutionary tracks are nearly parallel to isochrones, resulting in a very close location on the color-color diagram for those two populations. This degeneracy is lifted if the mass is taken into account: color-magnitude and color-color diagrams should be “coherent”, in the sense that populations found to be fitted by a given isochrone in one diagram should be fitted by the same isochrone, within the same mass interval, in the second. Uncertainties in the photometry though, as well as lack of knowledge in the variation of the extinction introduce limitations to the precise determination of the corresponding isochrone.

The diagrams show the presence of two stellar populations. The first one is a young population which appears to be fitted well with a 3 Myr isochrone. Some of the members of this population are weakly affected by extinction while other members have reddened colors. The extinction-free subset is vertically aligned around  $H - K_s = 0.00$  in Fig. 5, and the sample affected by extinction has  $H - K_s$  colors around 0.20 mag. This young population is made up of massive O type stars, and may also contain a component of reddened B type stars of  $\sim 15 M_\odot$  spread around  $H - K_s = 0.2$  mag. Apart from this young population, there is a second population with generally redder colors, which can be fitted with much older isochrones of least 1 to 10 Gyr in age. The bulk of the stars in this population are fainter than  $K_s = 17$  mag and have a mass of about  $1 M_\odot$ , although the brightest members have evolved into giants. This population is also affected by a varying amount of extinction. The points lying to the right of the 1–10 Gyr isochrones are much more extinguished, probably representing the stars situated deeper in the molecular cloud. As was mentioned earlier, it is not clear which precise isochrone should be used, because we expect the extinction to be generally high and locally variable. It is, however, evident that this second population is significantly older than the first one, and we can notice the existence of a considerable spread in age among this population. It should also be underlined that for the metallicity of the LMC a star of initial mass  $2.15 M_\odot$  evolves into a giant in less than  $\sim 1$  Gyr.

The color-magnitude diagram can be used to estimate the extinction of the stars. Assuming that the triangles represent young massive stars of age  $\sim 3$  Myr, their shift to the right in

Fig. 5 is attributed to reddening by dust. An extinction of  $A_V \sim 5$  mag is sufficient to displace the mean position of that stellar population. The star #371, detected towards the Papillon, does not seem to have an IR excess, but is affected by an extinction of  $A_V \sim 7$  mag. This is consistent with Paper I, which found  $A_V \geq 6$  for this central region on the assumption that extinction would have to be large enough to hide an hypothetical O8 exciting star. See Sect. 3.3 for comparison with the CO map.

#### 3.2.1. Isochrone fitting

The apparent magnitude of star #193, better known as R 149 or Sk-69°257, is  $V = 12.389$  with  $B - V = -0.081$ ,  $U - B = -0.962$  mag (Schmidt-Kaler et al. 1999), in agreement with  $V = 12.49$  mag (Dufour & Duval 1975), and corresponds to an absolute magnitude of  $M_V \sim -6.8$  to  $-6.6$ . For an O9 spectral type (Walborn 1977; Conti et al. 1986) this is marginally consistent with luminosity class III, but typical of class I (Vacca et al. 1996). A dwarf classification, as suggested by Conti et al. (1986), seems therefore excluded. The effective temperature of O9 III–I stars is  $T_{\text{eff}} \sim 34\,300\text{--}32\,700$  K using Vacca et al. (1996)’s calibration or typically between 31.6 and 27 500 K for the extreme Ia class based on recent model analysis taking into account non-LTE line blanketing (Martins et al. 2002; Crowther et al. 2002; Herrero et al. 2002; Markova et al. 2004). The bolometric correction, which is essentially independent of line blanketing, is then  $BC \sim -3.4$  to  $-2.7$  (Vacca et al. 1996) translating to luminosities  $\log L/L_\odot \sim 5.6\text{--}6.0$ .

Figure 7 presents the Geneva evolutionary tracks calculated for initial masses 20, 25, 40, and  $60 M_\odot$  and metallicities  $Z = 0.008$  and 0.02 (Lejeune & Schaerer 2001). We reported the position of R 149 on this diagram, using the values calculated in the previous paragraph. It indicates an initial mass of the order of 40 to  $60 M_\odot$ , which corresponds to an age of 3 to 5 Myr using the initial masses predicted for stars of various ages and  $M_V$  between  $-6.8$  and  $-6.6$  mag (Fig. 8, top). This is consistent with the age range, 1 to 4 Myr, derived from the observed  $K_s$  magnitude (Fig. 8, bottom).

#### 3.2.2. The brightest and reddest stars

Based on the color-magnitude and color-color diagrams (Figs. 5 and 6), stars #588, #290, #499, #404, #365, #77, and #210 may be high mass main sequence members. These stars can also be very tight multiple systems more or less affected by local dust. In particular, #365 and #210 are very red, probably due to their association with the prominent absorption features in Fig. 1. Furthermore, star #210 presents a near infrared excess typical of some Galactic OB exciting stars, for example star #82 ionizing the H II region Sh2-88B (Deharveng et al. 2000). It is not easy to estimate the extinction and the mass of such a star, more especially since the possible presence of a circumstellar disk alters the colors (Lada & Adams 1992). If single, this star would be one of the most massive stars of the region, having a mass of  $\sim 100 M_\odot$  while affected by an  $A_V > 20$  mag.

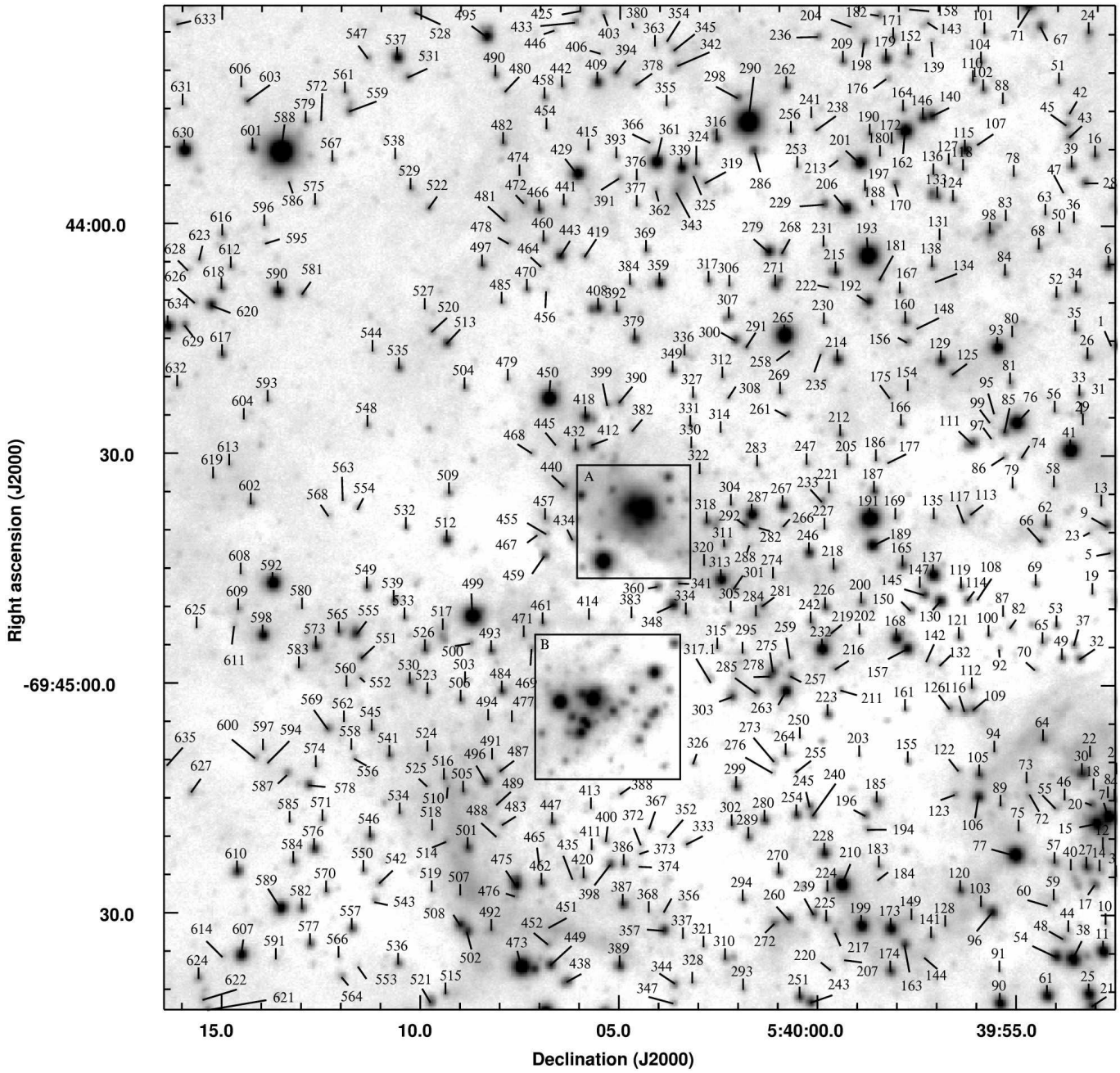


**Fig. 1.** *JHK* color composite image of LMC N 159 ( $K_s$  = red,  $H$  = green,  $J$  = blue) centered on N 159-5, the Papillon nebula. North is up and East is left. See Fig. 2 for star identifications. The field size is  $2'.1 \times 2'.2$  ( $32 \text{ pc} \times 33 \text{ pc}$ ).

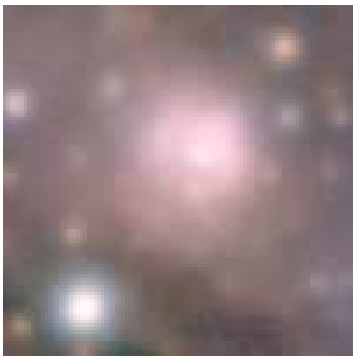
A number of reasons also suggest that some of these stars may be LMC supergiants. Using a bolometric correction of  $+2.7$  mag in the  $K$  band for supergiant stars (van Loon et al. 1999; Le Bertre et al. 2001) and an extinction of  $A_K \sim 0.5$  or  $1.0$  mag, we find that the brightest stars of the sample have an absolute  $M_K$  and bolometric  $M_b$  magnitudes in the range  $-8$  to  $-8.5$  and  $-5.7$  to  $-6.2$  respectively. These magnitudes are consistent with M type supergiants, carbon stars, or fainter AGB stars in the LMC (van Loon et al. 1999; van Loon 2000).

As for #210, which has a redder color of  $H - K_s = 2.1$  mag, it can qualify as an LMC AGB candidate. Future spectroscopic observations are needed in order to clarify the nature of these stars.

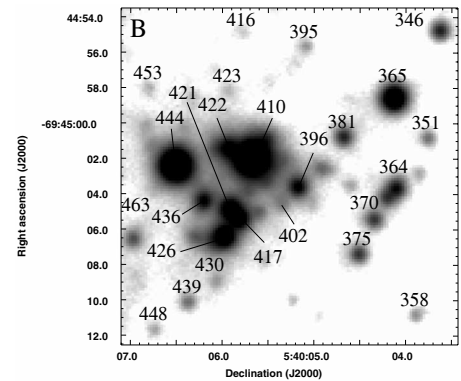
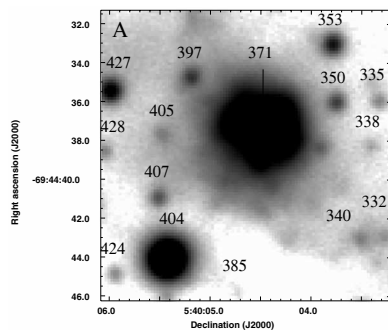
A third possibility is that at least some of these stars actually belong to our Galaxy and happen to be along the line of sight to the LMC. We can make a rough estimate on their number by establishing the H-R diagram of 2MASS sources found in a field separated by a few degrees from the LMC.



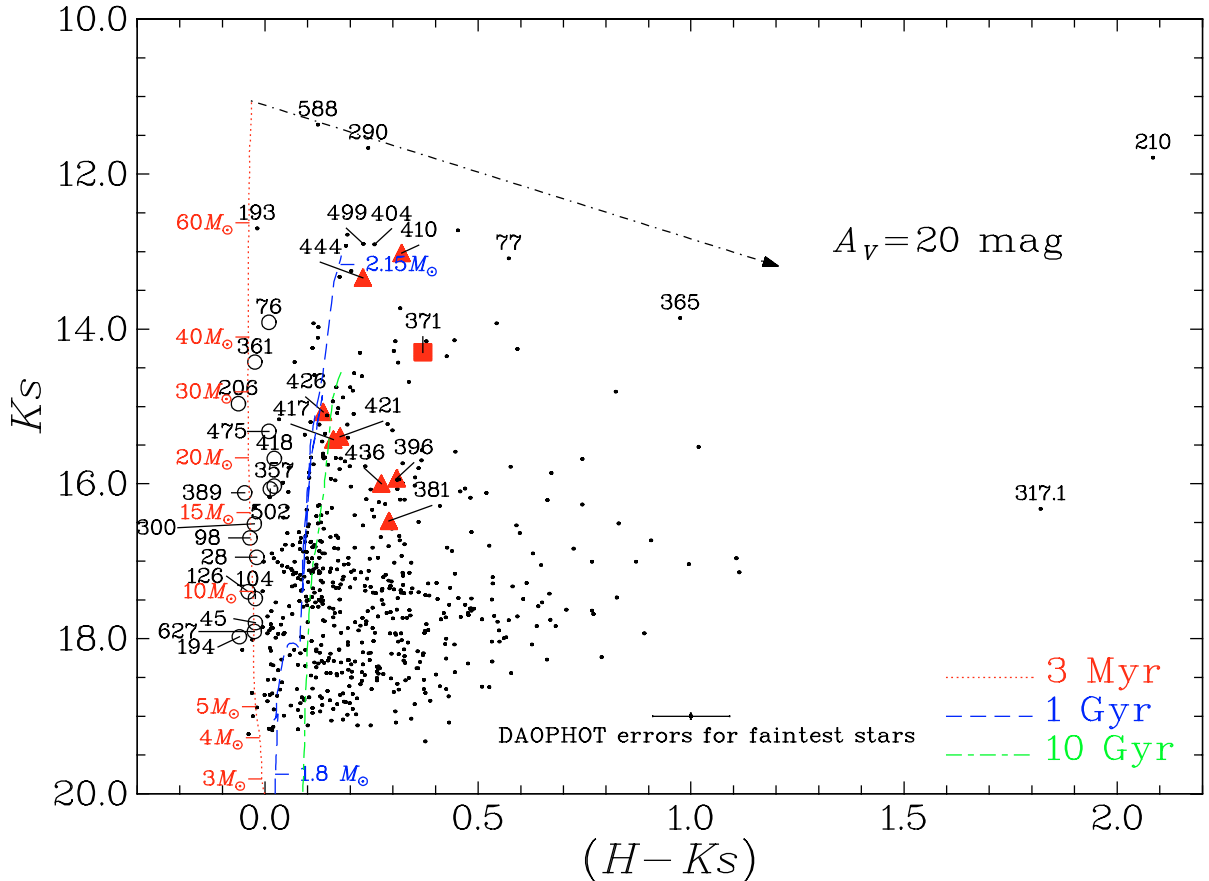
**Fig. 2.** Finding chart (*H* filter) for the stars in Fig. 1. The numbers refer to Table 1. Regions A (N 159-5) and B are detailed below.



**Fig. 3.** Composite *JHKs* image (*Ks* = red, *H* = green, *J* = blue) and the corresponding finding chart (*H* band) for region A, the central Papillon (see Paper I).



**Fig. 4.** Finding chart for region B (*H* band).



**Fig. 5.** Color–magnitude,  $K_s$  versus  $H - K_s$ , diagram for the observed stars towards LMC N 159 detected in all three filters. Three isochrones are shown, 3 Myr (dotted red curve), 1 Gyr (dashed blue), and 10 Gyr (dashed-dotted green), computed for a metallicity of  $Z = 0.008$  (Lejeune & Schaerer 2001) and a distance modulus of 18.5 mag. The upper and lower mass limits are indicated for the 1 Gyr isochrone. The reddening track, plotted as an arrow, extends to  $A_V = 20$  mag. The numbers refer to the stellar identifications presented in Fig. 2. Triangles represent a sample of the stars belonging to region B, while the square (numbered #371) refers to the central point-like source of the Papillon. Stars brighter than  $K_s = 18$  mag and situated near the 3 Myr isochrone are labelled and shown as empty circles.

It appears that in our field  $\sim 14$  sources brighter than  $K_s = 15$  mag might be foreground stars. Those stars cannot be compared to models computed for the LMC distance modulus. Our observations also indicate that there are 45 stars brighter than  $K_s = 15$ , so approximately 30 of them should be considered as belonging to the LMC. The above-mentioned bright stars have colors placing them in the low-mass end of any isochrones between 1 to 10 Gyr (Fig. 6) adapted to the LMC, even though they are among the most luminous sources in Fig. 5 where they are located near the high-mass end of the same isochrones. This apparent contradiction can be explained if they are foreground Galactic stars: their location should be compared to “shifted” isochrones in the color–magnitude diagram in order to account for their different distance moduli, while the color–color isochrones would remain unchanged.

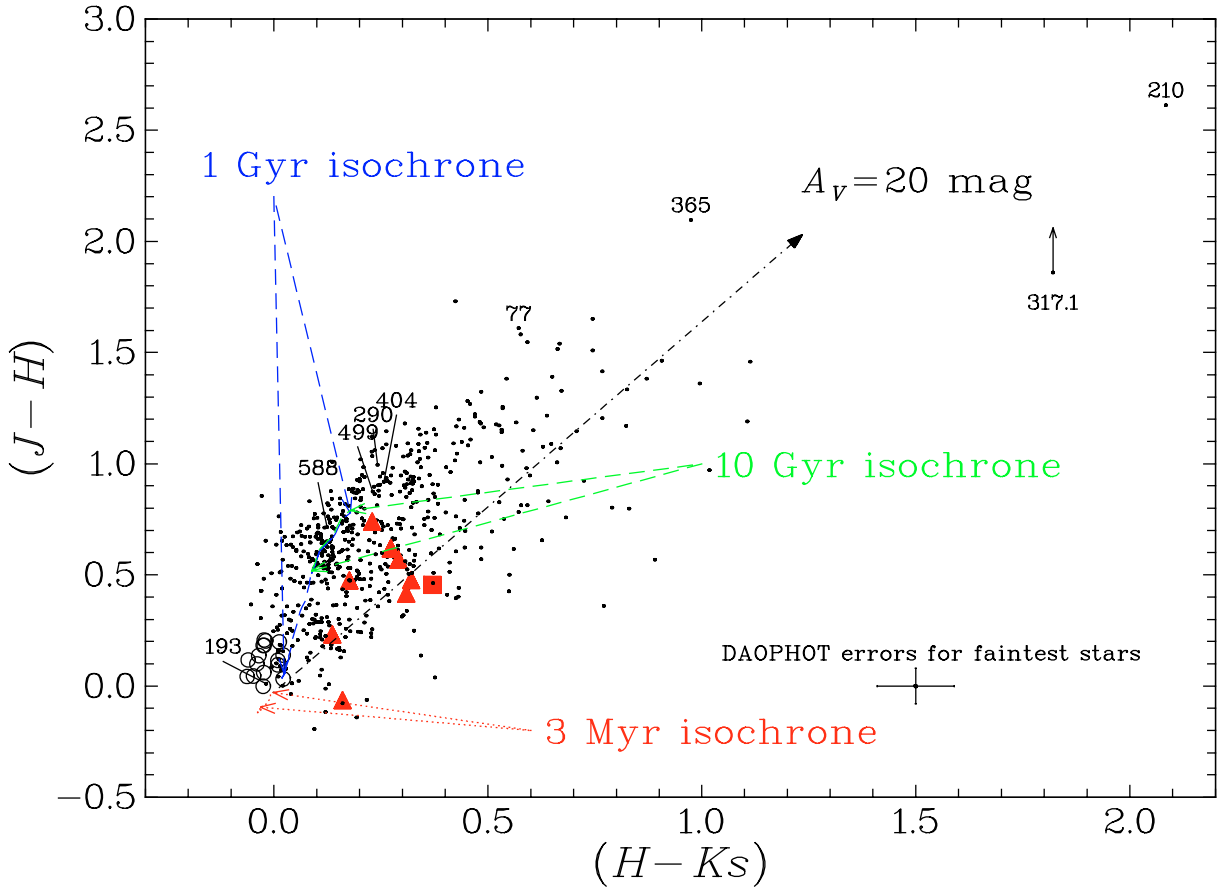
### 3.3. The molecular gas distribution

Johansson et al. (1998) used the ESO SEST (Swedish European Submillimeter Telescope) to map the CO (1–0) emission towards N 159 with a resolution of  $40''$ . We performed a bilinear interpolation between each grid point in order to generate the

contours corresponding to the molecular gas associated with the Papillon region. The result, representing the CO emission peak called N 159-East, is overlaid on the  $H$  image and presented in Fig. 9.

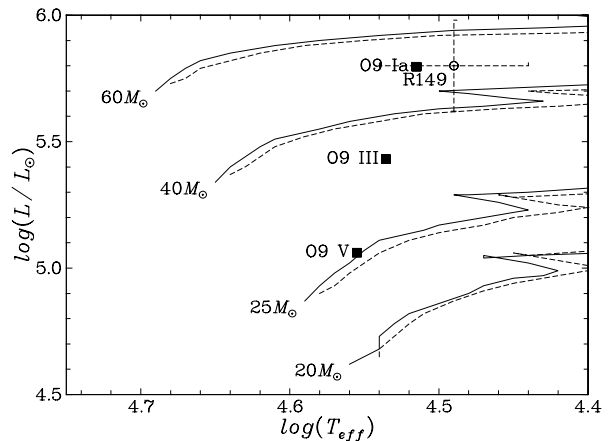
The constraints on  $A_V$  established in Paper I and in the present work are in good agreement with Fig. 9. Since the mapping is relatively scarce, the location of the two peaks cannot be precisely determined but they coincide with the absorption feature bordering the compact H II region. The present picture is in perfect agreement with previous findings that the main CO peak is shifted to the east of the bulk of the giant H II region N 159 mapped in the radio continuum at 843 GHz (Mills & Turtle 1984; Heydari-Malayeri & Testor 1985; Israel et al. 1996). Regions A and B are both adjacent to the molecular peaks, region B being less affected by extinction. It is conceivable that more massive stars be in the process of birth towards the CO emission maxima.

In order to estimate the extinction corresponding to the CO peak the optically thin  $^{13}\text{CO}$  transition is needed. Bolatto et al. (2000) observed the N 159-W component in  $^{13}\text{CO}$  and derived a column density of  $1.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  for the molecular hydrogen  $\text{H}_2$ , corresponding to a column density of



**Fig. 6.** Color-color,  $J - H$  versus  $H - K_s$ , diagram for the observed LMC N 159 stars. The isochrone reference, symbols, and the reddening track are as in Fig. 5. The arrow attached to star #317.1 is due to the fact that an upper limit of 20 in the  $J$  band has been assumed for it.

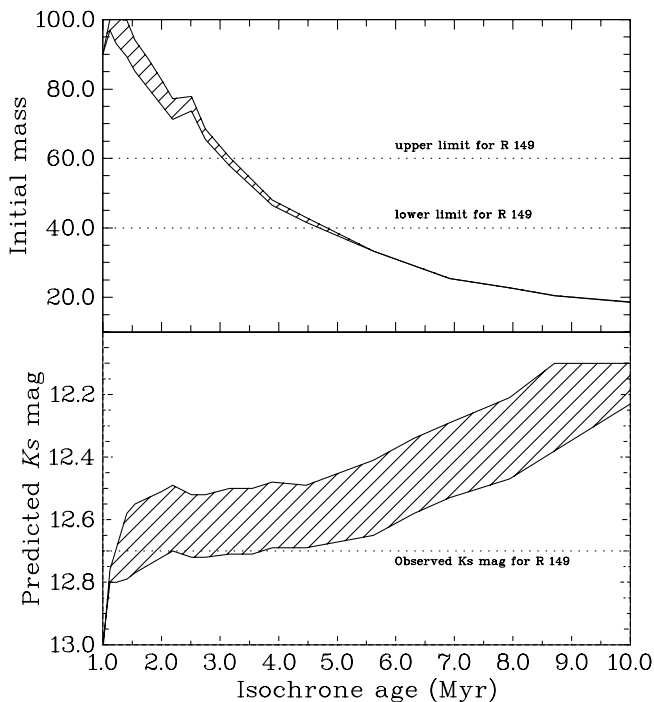
atomic hydrogen of  $2.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . It is known that the gas-to-dust ratio  $N_{\text{H}}/E(B - V)$  in the LMC is several times larger than the Galactic value (Nandy et al. 1981; Clayton & Martin 1985; Lequeux 1989). Using the conversion relation  $N_{\text{H}}/E(B - V) = 2 \times 10^{22} \text{ atoms cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$  given by Lequeux (1989) and  $R = A_V/E(B - V) = 3.1$ , we find a visual extinction of  $A_V \sim 3.5 \text{ mag}$  for N 159-W. The extinction for N 159-E should be smaller since we know that N 159-E is less dense than N 159-W (see below). On the other hand, Dickey et al. (1994) carried out 21-cm HI absorption line observations against background continuum sources towards N 159 using the Australia Telescope Compact Array (ATCA) interferometer. Their HI cloud 0539–697 can be identified with the molecular cloud N 159-E, based on velocity similarity (Johansson et al. 1998). The CO cloud has the following characteristics:  $V = 238 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\Delta V = 6.0 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\log(L_{\text{CO}}) = 4.28 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ , whereas those for the HI cloud are:  $V = 244 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\Delta V = 1.6 \text{ km s}^{-1}$ ,  $N(\text{HI}) = 4.46 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . This column density corresponds to a visual extinction of  $A_V \sim 7 \text{ mag}$  while that for N 159-W, i.e.  $N(\text{HI}) = 9.62 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , indicates a larger extinction of  $A_V \sim 15 \text{ mag}$ . A reason why HI observations yield stronger extinctions is that the higher spatial resolution of the interferometer picks up denser clumps, in contrast to CO observations which are affected by beam dilution. Moreover, it is quite possible that both techniques do



**Fig. 7.** Evolution tracks for several masses, plotted from the Geneva grid of models (Lejeune & Schaerer 2001). Solid lines: LMC metallicity,  $Z = 0.008$ ; dashed lines: Galactic metallicity,  $Z = 0.02$ . Filled squares represent the positions of O9 type stars of different luminosity class (Vacca et al. 1996). Open circle shows the position of #193 (R 149), assuming  $M_V$  between  $-6.8$  and  $-6.6$ ,  $T_{\text{eff}}$  between 27 500 and 34 300 K, and a bolometric correction between  $-3.4$  and  $-2.7$  (Vacca et al. 1996).

not exactly sample the same zones. Anyhow, the higher values are supported by our *HST* (Paper I) and present ISAAC observations.





**Fig. 8.** Expected initial mass (*top*) and *Ks* magnitude (*bottom*) for stars with  $M_V$  between  $-6.8$  and  $-6.6$  mag as a function of age. The data is taken from the Geneva grid of models for  $Z = 0.008$  (Lejeune & Schaerer 2001). Shaded areas correspond to points with  $M_V$  between  $-6.8$  and  $-6.6$ . *Top*: The mass range deduced from Fig. 7 is represented by two horizontal dotted line at  $M = 60 M_\odot$  and  $M = 40 M_\odot$ . *Bottom*: The observed *Ks* magnitude is represented by a horizontal dotted line at  $Ks = 12.63$  mag.

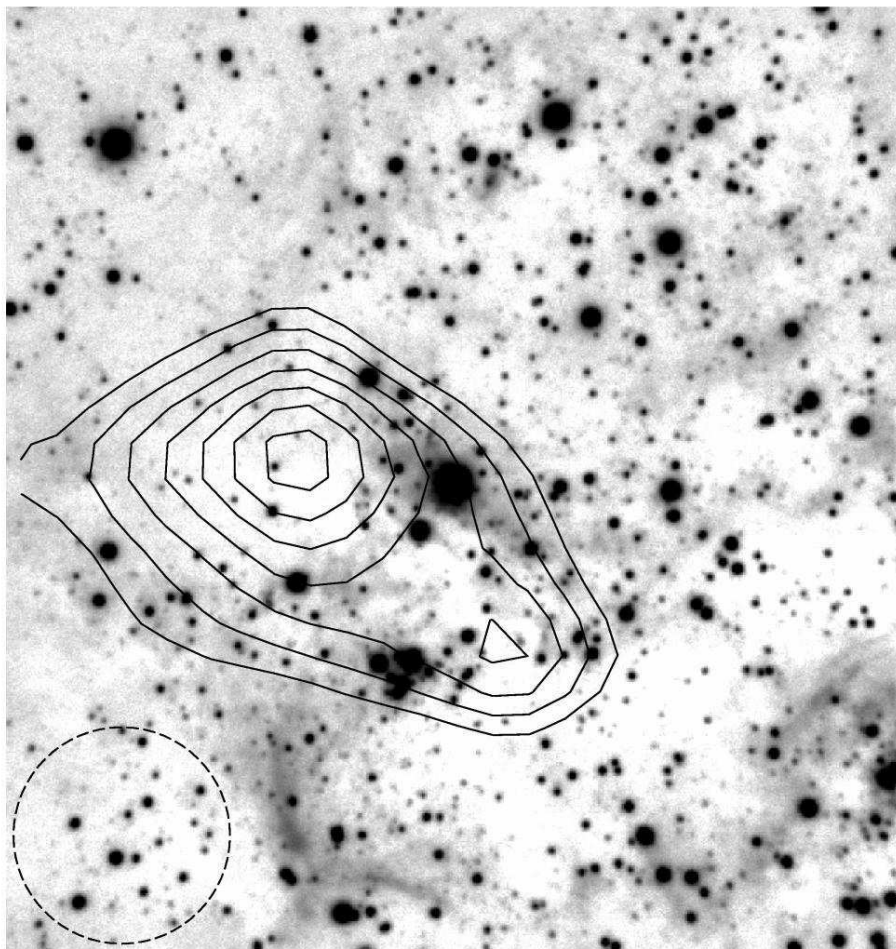
#### 4. Discussion

The population of young massive stars, which was discussed earlier (Sect. 3.2), is spatially distributed over the whole field, while a sample of it, represented by triangles in Figs. 5 and 6, is grouped in a cluster, marked as region B. This grouping is expected given the young age of these stars. How can though one explain the separation between this cluster and the other massive stars which even if they have similar ages are at a considerable distances from the cluster, for example  $\sim 70''$  ( $\sim 18$  pc) for star #193, one of the most distant? One explanation could be that massive star formation may have taken place simultaneously at different parts of the molecular cloud. At these locations the molecular material has been fully dissociated and ionized, and we do not observe it now. Alternatively, massive star formation has occurred in cluster B, and subsequently a number of the members have been ejected due to the dynamics of the cluster.

It has been shown that once an embedded cluster forms, three mass evacuation mechanisms work over different timescales to disrupt it (Kroupa 2001): a) expulsion of embryonic gas (approximately during the first 0–5 Myr), b) mass loss from evolving stars (significant after  $\sim 3$  Myr), and c) stellar dynamical evaporation and ejection of stars (all times). Binary-binary collisions are required to produce high velocity escapees to occur in low density clusters

(Leonard & Duncan 1988, 1990), although simple calculations suggest that such interactions are rather unlikely. Recently Vine & Bonnell (2003) have studied the dynamics of massive stars in young clusters containing gas and stars. They have shown that the location of massive stars outside the core of the cluster does not exclude their formation in the dense cluster core. The massive stars could have originated in the core, but escaped from that region during the gas expulsion phase. Furthermore, the ejection of the OB stars must have happened during an earlier evolutionary stage when the cluster was most probably more compact than today (Portegies Zwart et al. 1999). Assuming that star #193 has been kicked out of cluster B, an escape velocity of  $\sim 5.5$  km s $^{-1}$  has been necessary for it to reach its observed position after a travel time of 3 Myr. This estimate is a lower limit due to projection on the sky of a three-dimensional configuration in space. Higher velocities are quite possible since escapees can leave their birthplace with velocities up to 100 km s $^{-1}$  or even larger (Leonard & Duncan 1990; Kroupa 1995).

We note also that all the candidate massive stars are devoid of proper nebulosity, in contrast to the Papillon. This fact suggests that the Papillon is probably the youngest visible massive star formation event in the whole field. The strength of the molecular hydrogen emission detected towards the Papillon confirms its nature as a very young star formation region (Israel & Koornneef 1988; Kawara et al. 1988). In fact the observed luminosity of the  $H_2$  line  $\nu = 1-0 S(1)$  towards the Papillon is two times larger than that observed at the Orion source (Kawara et al. 1988). The massive star(s) powering the Papillon have not had enough time to disrupt the H II region. Moreover, the presence of nebulosity excludes the possibility for the Papillon of ejection from cluster B. It is therefore conceivable that the Papillon lies somewhat above or below the mean plane of N 159. We believe that the Papillon is situated at the side nearer to us since it is visible in the optical. We estimate that star #371, which lies towards the center of the Papillon, has a mass of  $\sim 50 M_\odot$ , even though based on our current resolution we cannot exclude the possibility that the star is multiple. Should other massive stars be embedded inside that nebula, much better spatial resolution and deeper exposures are required in order to uncover them. From our previous *HST* observations we estimated an exciting star of type at least O8 V,  $\sim 30 M_\odot$  (Vacca et al. 1996), for the Papillon using the  $H\beta$  flux measurement and assuming that the H II region is ionization bounded (Paper I). The difference between the two mass estimates is due to the fact the H II region is density-bounded at least towards us and that the flux correction for extinction is not straightforward. The latter point is probably the reason why the radio continuum observations, which are less affected by extinction, yield a higher Lyman continuum flux. In an earlier work (Heydari-Malayeri & Testor 1985), we used the radio continuum observations at 843 MHz, obtained with a beam of  $43'' \times 46''$ , to derive a flux density of 55 mJy for N 159-5, after correcting for contamination by the surrounding field. A resulting ultraviolet flux of  $\sim 1.2 \times 10^{49}$  photons indicates an O7 V type star of  $\sim 38 M_\odot$  (Vacca et al. 1996). Given the uncertainties involved, the stellar mass estimates based on the



**Fig. 9.** An  $H$  band image of our field with a contour overlay of the  $^{12}\text{CO}(1-0)$  intensity of the molecular cloud N159-East from Johansson et al. (1998). The field size and orientation are the same as in Fig. 1, and the SEST  $\sim 40''$   $^{12}\text{CO}(1-0)$  beam is marked with a dotted circle.

HI emission from the nebula agree well with the  $\sim 50 M_{\odot}$  derived from photometry using evolutionary models.

An age of  $\sim 3$  Myr was derived for the massive star population using the evolutionary models and supplementary data on one of the members. We wish to note though that this age estimate may not be very accurate due to the degeneracy of the near IR colors of massive stars. In fact any isochrone between 1 and 10 Myrs would be consistent with our data. We favored the 3 Myr isochrone in order to meet the requirements of star Sk-69°257.

One can also estimate the number of stars which power the H II region N 159 on the basis of radio continuum observations. Clarke et al. (1976) measured a radio continuum flux density of 6.5 Jy at 408 MHz using the Molonglo telescope whose beam had a width of  $2'.6 \times 2'.9$ . The beamwidth is comparable with the size of our ISAAC field, and the target coordinates match the position of the Papillon, while the reported pointing accuracy is  $18'' \times 5''$ . The derived Lyman continuum flux of  $1.36 \times 10^{51}$  photons  $\text{s}^{-1}$  corresponds to some 40 massive stars of type O5 V with an initial mass of  $\sim 50 M_{\odot}$  (Vacca et al. 1996). Taking a Salpeter-like initial mass function with slope  $x = -1.5$ , we can predict the presence of some 360 stars of mass about  $10 M_{\odot}$  and 3240 stars of  $\sim 2 M_{\odot}$ . Where are these

40 O5 V stars? It is quite possible that they are among the stars we imaged but due to the degeneracies in the colors mentioned earlier they can only be clearly identified if spectroscopic observations were available. Moreover, some of them may be embedded in the molecular cloud and some situated outside our ISAAC field.

The color-mag diagram (Fig. 5) also shows the presence of intermediate mass stars of  $\sim 4-10 M_{\odot}$  on the main sequence formed together with high mass stars  $\sim 3$  Myr ago. This is in agreement with more detailed results on the Orion Nebular Cluster (ONC) based on a large body of data ( $\sim 3500$  stars identified within  $\sim 2.5$  pc of the Trapezium, among which at least  $\sim 1600$  with photometric and spectroscopic data in the visible) (Hillenbrand 1997). According to these studies, low-, intermediate-, and high-mass stars have formed together in the ONC a few Myr ago (Palla & Stahler 1999). However, this may not be a universal trend since Herbst & Miller (1982)'s study of NGC 3293 led them to the conclusion that in a cluster low- and intermediate-mass stars form first, with the process continuing gradually until the high-mass stars appear. This result is in agreement with more recent findings on star formation in LMC clusters and associations. For instance, in the case of the R 136 cluster, situated in the LMC 30 Dor,

Massey & Hunter (1998) arrived to the conclusion that intermediate-mass stars began forming some 6 Myr ago and continued up to the time when the high-mass stars formed, 1–2 Myr ago.

An interesting question is whether the young ( $\sim 3$  Myr) and old ( $\sim 1$ – $10$  Gy) stellar populations have formed in the same region of space. Although presently we do not have the necessary data to address this issue and cannot reach a firm conclusion, it is quite possible that both populations be spatially unrelated. The LMC is known to have a considerable depth, the old population can have formed in a different depth during much earlier star formation activities. In order to get some insight about this question, we used the 2MASS data to probe a bare stellar field devoid of any particular nebular emission lying near the N 159 complex (radius  $1'.22$ , centered on  $\alpha = 05^{\text{h}}39^{\text{m}}00^{\text{s}}$ ,  $\delta = -69^{\circ}47'30''$ ). The corresponding HR diagram shows the absence of a young, unreddened population, but the presence of an old population resembling the one found towards N 159. Although this population is relatively smaller in number with respect to that of N 159, since 2MASS is not as deep as our photometry, the presence of the old population is certain. The old population seems therefore to be a common background stellar component towards this part of the LMC.

The presence of low-mass pre-main sequence LMC stars in the above diagrams seems unlikely, even if those objects are characterized by large near IR colors,  $H - K \sim 1.5$  mag (Lada & Adams 1992; Chabrier et al. 2000). A pre-main sequence star of  $\sim 1 M_{\odot}$  has a luminosity of  $\log(L/L_{\odot}) \sim 1$  on its birthline, corresponding to an observed visual magnitude of  $\sim 21$ , which is below our detection limit. An intermediate mass pre-main sequence star of  $5 M_{\odot}$  has an effective temperature of  $\sim 11\,000$  K and  $\log(L/L_{\odot}) \sim 3$ , corresponding to a reddened 16 mag star, occupying loci around  $J - H \sim 0.5$  and  $H - K = 0.5$  mag (Lada & Adams 1992). There is a few number of sources with such colors in Fig. 6, given the color uncertainties at those magnitudes. Therefore, we cannot exclude the possibility that some of those points represent intermediate mass PMS stars. As for more massive objects, the concept of pre-main sequence is not applicable to stars above  $\sim 6 M_{\odot}$  since the birthline and the ZAMS unify at those mass levels (Palla & Stahler 1993).

Comparison between LMC N 159 and SMC N 81 points out dramatic differences between the environments of these two HEBs. The present work shows the Papillon as part of a rich complex containing a large molecular cloud and a cluster of young, massive stars, whereas our previous study of SMC N 81, based on ISAAC near IR observations (Heydari-Malayeri et al. 2003), revealed a solitary star formation event. Moreover, since the two compact H II regions have several comparable characteristics, if we assume that they have gone through a similar formation process, then the HEB formation can take place in both very dense as well as rather sparse environments.

*Acknowledgements.* We are grateful to Dr. L. E. B. Johansson for providing us with the CO map of the N 159 molecular cloud. V.C. would like to acknowledge the support of JPL contract 960803. F.M. wishes to thank Dr. Eric Mandel for his valuable help concerning the DS9 astronomical data visualization application (Joye & Mandel 2003). We would like also to thank the referee, Dr. Joao Alves, for useful

advices. Finally, this publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

## References

- Bolatto, A. D., Jackson, J. M., Israel, F. P., Zhang, X., & Kim, S. 2000, *ApJ*, 545, 234
- Brooks, K. J., & Whiteoak, J. B. 1997, *MNRAS*, 291, 395
- Carpenter, J. M. 2001, *AJ*, 121, 2851
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Clarke, J. N., Little, A. G., & Mills, B. Y. 1976, *Aust. J. Phys. Astrophys. Suppl.*, 40, 1
- Clayton, G. C., & Martin, P. G. 1985, *ApJ*, 288, 558
- Conti, P. S., Garmany, C. D., & Massey, P. 1986, *AJ*, 92, 48
- Crowther, P. A., Hillier, D. J., Evans, C. J., et al. 2002, *ApJ*, 579, 774
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003a, *VizieR Online Data Catalog*, 2246, 0
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003b, *Explanatory Supplement to the 2MASS All Sky Data Release (Pasadena: Caltech)*, [www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/doc/](http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/doc/)
- Davies, R., Elliott, K., & Meaburn, J. 1976, *Mem. R. Astron. Soc.*, 81, 89
- Deharveng, L., Caplan, J., & Lombard, J. 1992, *A&AS*, 94, 359
- Deharveng, L., Nadeau, D., Zavagno, A., & Caplan, J. 2000, *A&A*, 360, 1107
- Dickey, J. M., Mebold, U., Marx, M., et al. 1994, *A&A*, 289, 357
- Dufour, R. J., & Duval, J. E. 1975, *PASP*, 87, 769
- Heikkilä, A., Johansson, L. E. B., & Olofsson, H. 1999, *A&A*, 344, 817
- Henize, K. G. 1956, *ApJS*, 2, 315
- Herbst, W., & Miller, D. P. 1982, *AJ*, 87, 1478
- Herrero, A., Puls, J., & Najarro, F. 2002, *A&A*, 396, 949
- Heydari-Malayeri, M., & Testor, G. 1982, *A&A*, 111, L11
- Heydari-Malayeri, M., & Testor, G. 1985, *A&A*, 144, 98
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., Rosa, M. R., & Zinnecker, H. 1999a, *A&A*, 347, 841
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Charmandaris, V., Deharveng, L., & Zinnecker, H. 1999b, *A&A*, 352, 665, Paper I
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Zinnecker, H., Deharveng, L., & Charmandaris, V. 1999c, *A&A*, 344, 848
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2001a, *A&A*, 372, 527
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2001b, *A&A*, 372, 495
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2002a, *A&A*, 381, 941
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Schaerer, D., Martins, F., & Charmandaris, V. 2002b, *A&A*, 381, 951
- Heydari-Malayeri, M., Meynadier, F., Charmandaris, V., et al. 2003, *A&A*, 411, 427
- Hillenbrand, L. A. 1997, *AJ*, 113, 1733
- Israel, F. P., & Koornneef, J. 1988, *A&A*, 190, 21
- Israel, F. P., Maloney, P. R., Geis, N., et al. 1996, *ApJ*, 465, 738
- Johansson, L. E. B., Greve, A., Booth, R. S., et al. 1998, *A&A*, 331, 857
- Jones, T. J., Hyland, A. R., Straw, S., et al. 1986, *MNRAS*, 219, 603

- Joye, W. A., & Mandel, E. 2003, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XII*, ASP Conf. Ser., 295, 489
- Kawara, K., Taniguchi, Y., & Nishida, M. 1988, *PASP*, 100, 458
- Kroupa, P. 1995, *MNRAS*, 277, 1522
- Kroupa, P. 2001, in *From Darkness to Light: Origin and Evolution of Young Stellar Clusters*, ASP Conf. Ser., 243, 387
- Lada, C. J., & Adams, F. C. 1992, *ApJ*, 393, 278
- Le Bertre, T., Matsuura, M., Winters, J. M., et al. 2001, *A&A*, 376, 997
- Lejeune, T., & Schaerer, D. 2001, *A&A*, 366, 538
- Leonard, P. J. T., & Duncan, M. J. 1988, *AJ*, 96, 222
- Leonard, P. J. T., & Duncan, M. J. 1990, *AJ*, 99, 608
- Lequeux, J. 1989, in *Recent Developments of Magellanic Cloud Research*. A European Coll., held in Paris, France, May 9–11, ed. K. S. de Boer, F. Spite, & G. Stasinska (Meudon, France: Observatoire de Paris, Section Astrophysique de Meudon), 119
- Lucke, P. B., & Hodge, P. W. 1970, *AJ*, 75, 171
- Markova, N., Puls, J., Repolust, T., & Markov, H. 2004, *A&A*, accepted
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2002, *A&A*, 382, 999
- Massey, P., & Hunter, D. A. 1998, *ApJ*, 493, 180
- McGee, R. X., Brooks, J. W., & Batchelor, R. A. 1972, *Aust. J. Phys.*, 25, 581
- Mills, B. Y., & Turtle, A. J. 1984, in *Structure and Evolution of the Magellanic Clouds*, IAU Symp., 108, 283
- Nandy, K., Morgan, D. H., Willis, A. J., Wilson, R., & Gondhalekar, P. M. 1981, *MNRAS*, 196, 955
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1993, *ApJ*, 418, 414
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1999, *ApJ*, 525, 772
- Portegies Zwart, S. F., Makino, J., McMillan, S. L. W., & Hut, P. 1999, *A&A*, 348, 117
- Schmidt-Kaler, T., Goehermann, J., Oestreich, M. O., et al. 1999, *MNRAS*, 306, 279
- Stetson, P. B. 1987, *PASP*, 99, 191
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, 460, 914
- van Loon, J. T. 2000, *A&A*, 354, 125
- van Loon, J. T., Groenewegen, M. A. T., de Koter, A., et al. 1999, *A&A*, 351, 559
- Vine, S. G., & Bonnell, I. A. 2003, *MNRAS*, 342, 314
- Walborn, N. R. 1977, *ApJ*, 215, 53



# Chapitre 6

## Multiplicité des étoiles massives

La multiplicité est un problème-clé dans l'étude des étoiles massives. Tout d'abord, les modèles et les observations s'accordent à dire que les étoiles massives se forment de préférence en amas : l'observation d'étoiles massives au sein d'amas est beaucoup plus fréquente que l'observation d'étoiles massives isolées (Bonnell et al. 1998). Par ailleurs, la détermination de la luminosité d'une source suppose que celle-ci est la seule à contribuer au flux mesuré, c'est-à-dire qu'elle est résolue. Il n'est en général pas possible de prouver que c'est le cas : à la distance des nuages de Magellan,  $0''1$  représente 20000 U.A., ce qui signifie que la plupart des observations ne permettent pas de distinguer des objets déjà considérablement éloignés l'un de l'autre. En revanche, il est indispensable d'exploiter au mieux la résolution disponible pour s'assurer que les données ne mettent pas déjà en évidence la présence d'un ou plusieurs compagnons brillants.

Ce problème a des conséquences importantes sur l'estimation de la masse limite des étoiles, entre autres : un objet tel que R 136a dans 30 Doradus a vu sa masse estimée à plus de  $1000 M_{\odot}$  (Cassinelli et al. 1981) jusqu'à ce que l'interférométrie par speckles (?), puis les observations à haute résolution angulaire (?) montrent qu'il s'agit en fait d'un amas serré dont la composante la plus massive aurait une masse aujourd'hui estimée à environ  $120 M_{\odot}$  (Massey & Hunter 1998). D'autres observations d'étoiles supposées plus massives que  $100 M_{\odot}$  ont permis de décomposer ces sources en amas serrés, réduisant significativement la masse estimée pour la composante la plus lumineuse (Heydari-Malayeri et al. 1988; ?; ?; Heydari-Malayeri & Beuzit 1994). Par ailleurs, mieux appréhender la multiplicité des étoiles massives permet de contraindre les modèles de formation d'étoiles massives et de déterminer la forme de l'extrémité massive de la fonction initiale de masse.

Dans ce contexte, l'algorithme de déconvolution MCS (section 3.1.3, p. 44) est particulièrement adapté : il permet de mettre en évidence et de mesurer avec précision la position et la luminosité des éventuels compagnons d'une étoile supposée massive. Son utilisation nous a permis de détecter des compagnons inconnus jusqu'alors pour les sources principales des amas du LMC R 127, R 128 et N 214. Nous avons ainsi pu évaluer l'influence de ces compagnons sur la photométrie de l'étoile supposée massive.

## 6.1 LMC R 127 / R 128

R 127 et R 128 sont deux amas d'étoiles du Grand Nuage de Magellan. R 127 (Sk-69°220 ou HDE 269858) retient particulièrement l'attention : il s'agit d'une LBV, et c'est l'un des objets le plus brillant du LMC ( $M_{bol} \simeq -10.5$  mag). Au fil de ses variations de luminosité, ce fut même le plus brillant juste avant l'apparition de la supernova SN1987A. En tant que LBV (voir section 1.1.3, page 14), sa luminosité dans une bande photométrique donnée peut varier considérablement en quelques mois (amplitude relevée d'environ 2.5 mag en bande V) tandis que sa luminosité bolométrique reste constante : R 127 se déplace horizontalement sur le diagramme HR, changeant de type spectral (des types OB pour les phases les plus chaudes au type A pour les phases plus froides). Les LBVs sont soupçonnées d'être les précurseurs des étoiles de type Wolf-Rayet, bien que l'on ne puisse pas encore affirmer quelle est leur place exacte dans le schéma évolutif des étoiles massives.

R 128 a pour source principale l'étoile Sk-69°221 (ou HDE 269859), une étoile de type B2 Ia, qui a été considérée un temps comme candidate LBV : elle est effectivement variable, sur une amplitude relativement grande ( $\simeq 0.32$  mag entre 1983 et 1990), mais bien moindre que celle d'une LBV.

Les caractéristiques exceptionnelles de ces deux étoiles en font des objets souvent étudiés en tant que tels, mais rarement en tant que membres d'un amas, d'autant plus qu'elles ont longtemps été considérées comme des étoiles isolées faute de résolution spatiale. C'est la raison pour laquelle nous les avons observées, afin de les résoudre et d'obtenir la photométrie et les spectres des membres de ces deux amas.

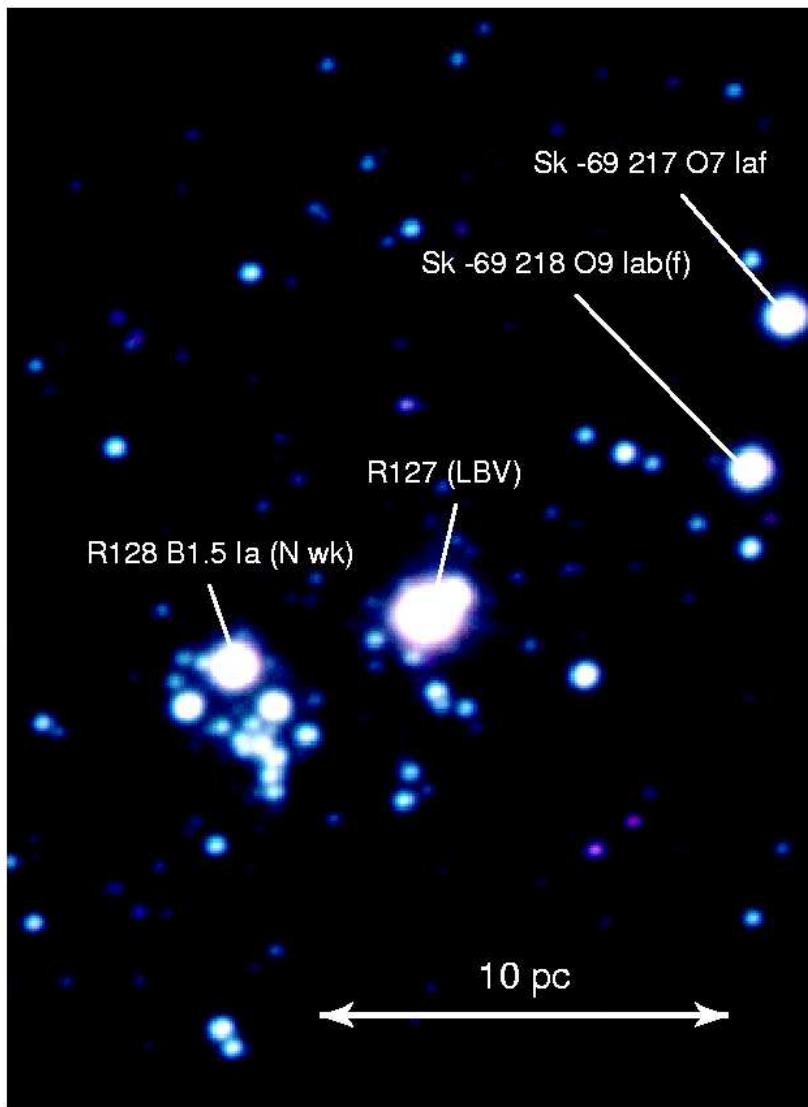
### 6.1.1 Décomposition des amas

Les images ont été obtenues dans les filtres Strömgen  $v$ ,  $b$  et  $y$  à l'aide du NTT, équipé de l'instrument SuSI. Le seeing final des images coadditionnées varie entre  $0''.81$  et  $1''.34$  : la taille du pixel étant de  $0''.13$ , la PSF est correctement échantillonnée et nous pouvons utiliser la méthode de déconvolution décrite section 3.1.3, p. 44.

La figure 6.2 présente le résultat de ce processus de déconvolution : la résolution passe à deux pixels FWHM, soit  $0''.26$ . Cette limite en résolution est donnée par le théorème de Shannon, dont le respect est le fondement de l'algorithme MCS. La limite de détection est fixée par le rapport signal sur bruit : pour qu'une source manquante soit détectée il faut qu'elle apparaisse clairement en négatif sur le résidu.

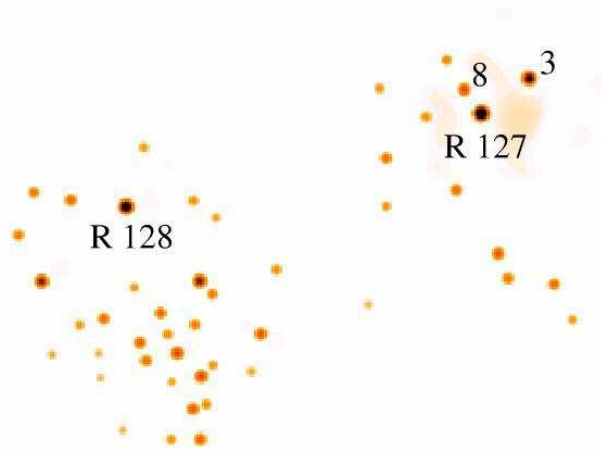
Pour des raisons d'efficacité, la déconvolution a été menée sur un carré de  $256 \times 256$  pixels englobant les deux amas. Cependant, afin de limiter le nombre de sources déconvoluées et donc le temps de calcul nécessaire, les sources situées hors de ces amas (et par conséquent correctement mesurées par un algorithme classique) ont été masquées durant le processus.

Finalement l'amas R 127 est résolue en 14 composantes et R 128 en 33 composantes. Autour de R 127, le compagnon identifié comme n°3 avait déjà été détecté mais nous en présentons le premier spectre non contaminé par la composante LBV (voir section suivante). En revanche, nous mesurons pour la première fois la magnitude de plusieurs composantes qui



**FIG. 6.1:** Composite RVB du champ centré sur les amas LMC R 127 et R 128. Champ  $22 \times 31$  pc, Nord vers le haut et Est à gauche. Plusieurs étoiles lumineuses apparaissent dans le champ : hormis la source principale de R 127 et celle de R 128, deux étoiles isolées se trouvent à quelques parsecs de l'amas : Sk-69°217 et Sk-69°218.





**FIG. 6.2:** Les amas R127 et R128 après la restauration d'image, effectuée dans deux sous-parties d'un carré de 256 pixels  $\times$  256 pixels d'image originale. L'étoile n°8, la plus proche de la LBV, se trouve à  $1''.5$ , alors que la plus brillante n°3 est située à  $3''.3$ .

n'étaient pas encore connues : par exemple l'étoile n°8 ( $M_y = 14.39$  mag), située à seulement  $1''.5$  de la très lumineuse composante LBV ( $M_y = 9.37$  mag). L'existence de ces composantes a depuis été confirmée, entre autres, par des observations *HST*. La déconvolution de l'amas de R 128 montre que celui-ci est plus peuplé, mais nous identifions la source principale, qui correspond à l'étoile massive usuellement désignée par l'identificateur «R 128», dont la magnitude  $y$  est estimée à 10.82 mag.

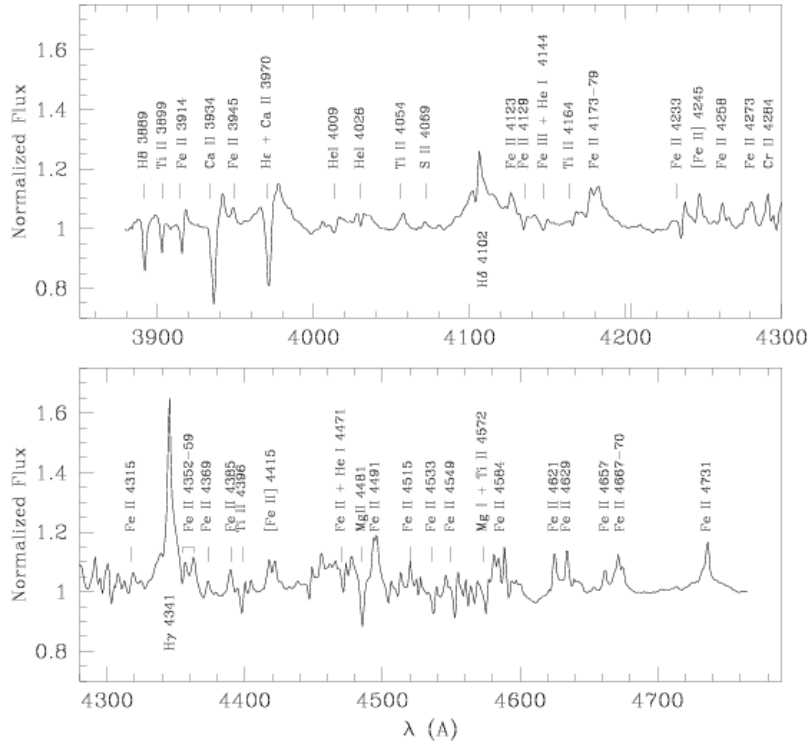
### 6.1.2 Classification spectrale des principales sources

Nos observations ont permis d'obtenir 19 spectres stellaires à moyenne résolution spectrale (entre 3810 et 4740 Å, avec une résolution de 2.48 Å FWHM). Cette partie du spectre contient les raies utiles à la classification spectrale des étoiles (voir section 1.1.2, p. 11), en particulier des raies He I, He II, N III, N IV.

Le spectre de la LBV R 127 permet d'établir qu'à la date des observations (22 novembre 1997), le type spectral de cet objet s'apparentait à celui d'une étoile de type A supergéante : relativement froid, dominé par des émissions des raies d'hydrogène et de métaux lourds faiblement ionisés (voir fig. 6.3).

Pour la première fois, nous obtenons un spectre non-contaminé de l'étoile n°3. Celui-ci révèle un type B0 et une classe Ia, avec une déficience de la raie en absorption N III  $\lambda 4097$  : cette caractéristique peut être indicative d'une relative jeunesse de l'étoile, ou d'une faible efficacité de mélange dans la structure interne dû à une rotation lente.

Les autres spectres obtenus sont ceux d'étoiles chaudes, de type spectral compris entre O7 et B0. Seules les étoiles les plus brillantes ont été observées en spectrographie, donc seul le sommet du diagramme HR apparaît : les étoiles de séquence principale et de type spectral plus froid n'ont pas fait l'objet d'une classification.



**FIG. 6.3:** Spectre de la composante LBV de R 127 obtenu en novembre 1997 (NTT + EMMI).

## 6.2 Sk -71°51

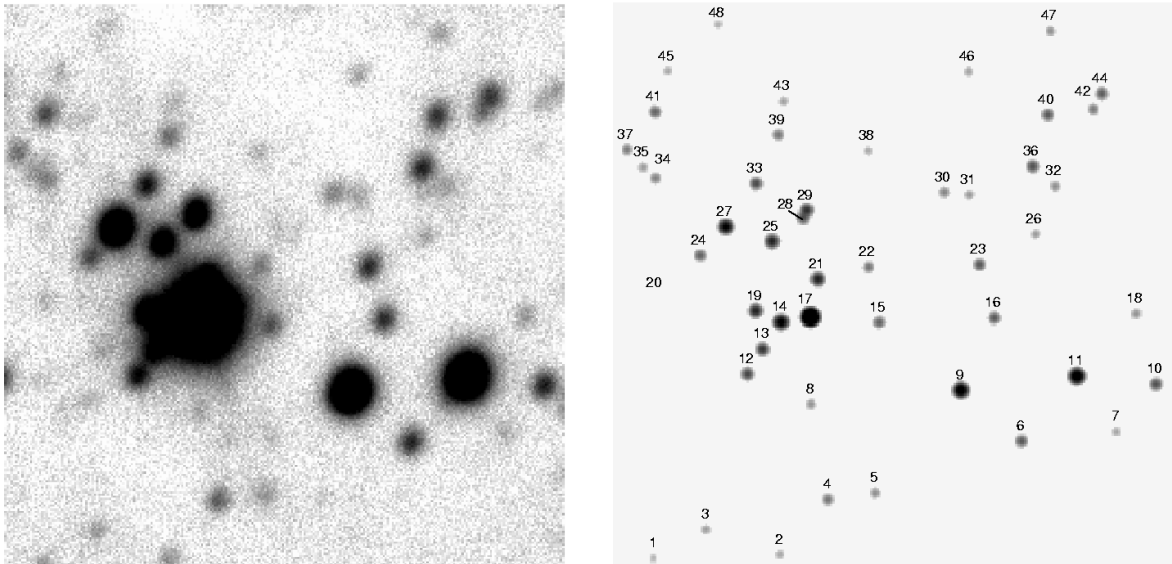
Sk -71°51 est la source principale du complexe LMC N214C, présenté dans la section 7 (p.131). C'est une étoile très lumineuse qui avait déjà été résolue en amas par Garmany et al. (1987), mais dont la luminosité avait été initialement déterminée à l'aide d'un télescope de faible diamètre muni d'un photomètre de diaphragme 18''(?). L'un des objectifs de nos observations NTT de cette région a été de détailler les composantes de cet amas et d'établir une photométrie précise de la source principale.

### 6.2.1 Décomposition de l'amas

La déconvolution de l'amas serré autour de Sk -71°51 a été menée avec la plus récente des deux implémentations de l'algorithme MCS décrits en section 3.1.3. Le champ défini pour cette déconvolution couvre 256 pixels  $\times$  256 pixels (soit 21''7  $\times$  21''7 sur le ciel). L'opération a été répétée sur les 3 filtres *B*, *V* et *R*. Le résultat en filtre *V* est présenté sur la figure 6.4.

Le coeur de l'amas ( $\sim 4''$ ) est résolu en 6 composantes dans un rayon d'environ 4'' : la plus brillante (n°17) a une magnitude  $M_V = 12.85$  mag, tandis que la seconde par ordre de luminosité (n°14,  $M_V = 16.60$ ) n'est séparée que d'environ 1''. La magnitude  $M_V = 12.71$  issue de la mesure de (?) est ainsi révisée de 0.14 mag.

Par comparaison aux modèles, la luminosité mesurée donne une masse initiale de l'ordre de 80 masses solaires s'il s'agit d'une source unique.



**FIG. 6.4:** Région environnant  $sk -71^{\circ}51$ , en filtre  $V$ . Taille du champ :  $21''7 \times 21''7$  ( $\simeq 5.4 pc \times 5.4 pc$ ). Nord vers le haut et est vers la gauche. **Gauche :** pose de 60 secondes, après soustraction du fond nébulaire, seeing de l'ordre de 8.5 pixels ( $0''72$ ). **Droite :** Même champ après déconvolution. Au final la résolution est de 3 pixels FWHM ( $0''25$ ).

### 6.2.2 Classification spectrale des principales sources

Des spectres destinés à la classification spectrale ont été réalisés sur 9 étoiles parmi les plus brillantes de la région, et en premier lieu  $Sk -71^{\circ}51$ . Le spectre que nous avons obtenu conduit à une classification  $O2 V((f^*))$ , type particulièrement rare puisqu'il ne compte qu'une douzaine de membres (voir section 7.3, page 136). C'est également le type le plus chaud de la classification stellaire actuelle. Il confirme le statut d'étoile très massive déduit de la mesure photométrique pour  $Sk -71^{\circ}51$ . Les différents aspects de la classification spectrale de cette source sont exposés plus en détail dans la partie correspondante du chapitre dévolu à N 214 (page 136). Les autres spectres aboutissent à des classifications moins atypiques, mais prouvant néanmoins la présence de nombreuses étoiles massives de type O et B.

## 6.3 Synthèse

LMC R 127 et, dans une moindre mesure,  $Sk -71^{\circ}51$  sont deux «monstres» connus depuis longtemps pour leur forte luminosité, et soupçonnés par conséquent d'être particulièrement massifs. D'autres étoiles, elles aussi remarquables par leur forte luminosité, avaient finalement vu leur masse revue à la baisse due à leur résolution en amas : celle-ci faisait apparaître des compagnons lumineux menant à une surestimation de leur masse par confusion des luminosités (voir par exemple Heydari-Malayeri & Beuzit 1994; Heydari-Malayeri et al. 1988). L'étoile principale de R 127 est plus évoluée que celle de  $Sk -71^{\circ}51$ , car elle a évolué en LBV. En revanche, les amas R 127 et R 128 semblent plus riches en étoiles que  $Sk -71^{\circ}51$ .

Nos résultats nous renseignent sur les autres membres de l'amas, jusqu'ici inconnus, et

surtout sur les sources proches de ces étoiles massives : il s'agit le plus souvent d'étoiles elles-aussi massives, apportant de nouveaux exemples à l'appui de la thèse selon laquelle les étoiles massives se forment en amas.

L'utilisation de techniques avancées de traitement d'image telles que la déconvolution MCS nous permet de nous affranchir partiellement de la perturbation atmosphérique. Cette possibilité est particulièrement intéressante dans les régions où l'optique adaptative, censée parvenir au même résultat, ne peut pas fonctionner faute d'étoile guide.



## Tight LMC massive star clusters R 127 and R 128<sup>★</sup>

M. Heydari-Malayeri<sup>1</sup>, F. Meynadier<sup>1</sup>, and N. R. Walborn<sup>2</sup>

<sup>1</sup> LERMA, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, Maryland 21218, USA

Received 12 November 2002 / Accepted 7 January 2003

**Abstract.** We study the Large Magellanic Cloud (LMC) star clusters R 127 and R 128 using imaging and spectroscopy obtained at the ESO NTT telescope. An advanced image restoration technique allows us to resolve these two clusters into at least 14 and 33 stars respectively and obtain their photometry. In particular, we show that the core of R 127 is composed of at least four stars and identify the Luminous Blue Variable (LBV) component. The closest neighbor of the LBV (star #8) is 1'5 away. Moreover, from medium dispersion spectroscopy we determine the spectral types for 19 stars in and near both clusters, and in particular present the first spatially resolved observation of the second brightest component of the R 127 cluster (star #3) situated 3'3 from the LBV. By comparing with evolutionary models we also look into the stellar ages. The oldest stars of the cluster are ~6–8 Myr old, whereas the most massive star of the region (#7), formed ~3 Myr ago as an 80  $M_{\odot}$  star, has turned into an LBV, the “R 127” star.

**Key words.** stars: early-type – ISM: individual objects: R 127, R 128 – galaxies: Magellanic Clouds

### 1. Introduction

R 127 and R 128 (Feast et al. 1960) are two Large Magellanic Cloud (LMC) massive stars situated some 300 pc south of the famous 30 Doradus star-forming factory and 150 pc west of the H II region N158 (Henize 1956). They are in fact the brightest members of the two adjacent tight clusters forming NGC 2055 towards the center of the OB association LH 94 (Lucke & Hodge 1970). Although they lie in the H II region DEM 248 (Davies et al. 1976), they are not apparently linked to any specific nebulosity.

R 127, also called Sk-69°220 (Sanduleak 1970) or HDE 269858, is recognized as a Luminous Blue Variable (LBV), a very rare class of evolved massive stars. Parker (1997) listed 8 members in the LMC, while van Genderen (2001) increased the number of members and candidates to 21. In the past they were called S Dor variables, a designation introduced by Kukarkin et al. (1974), and there is a strong tendency by some workers to use the original name. These most luminous stars ( $\log L/L_{\odot} \sim 5.0\text{--}6.3$ ) are characterized by irregular photometric and spectral variations over decades and evolve from a hot (OB-type) visual minimum phase to a cooler (A-type), visual maximum (Humphreys & Davidson 1994). In the Hertzsprung-Russell (H-R) diagram they are located very close to the observed upper luminosity boundary for very

massive stars, the Humphreys-Davidson limit. LBVs are characterized by extreme instability, dramatic outbursts and high mass loss. Between violent eruptions LBVs still lose mass at high rates,  $10^{-5}$  to  $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (Lamers et al. 2001 and references therein). The material ejected (up to several  $M_{\odot}$ ) forms a nebula around LBVs with typical sizes of 0.5–2 pc (Nota & Clampin 1997). The properties of LBVs are reviewed by Humphreys & Davidson (1994) and more recently in the proceedings of a special workshop edited by Nota & Lamers (1997). LBVs are believed to be the precursors of Wolf-Rayet stars; however their precise evolutionary state is still poorly understood. R 127 is quite noteworthy even among this small population; it is the brightest LBV star in the LMC ( $M_{\text{bol}} = -10.5$  mag) and has the largest magnitude variation ( $\Delta V \sim 2.5$  mag) (Stahl et al. 1983; Humphreys & Davidson 1994; van Genderen 2001). Due to its exceptional characteristics, R 127 has been the subject of much research in the past. R 127 was classified as OIafpe extr or WN 9-10 by (Walborn 1977, 1982). A brightening of 0.75 mag later caused its classification as an S Dor variable (Stahl et al. 1983). It was then included in the Long-Term Photometry of Variables organized by Sterken (1983), and published in several papers (Manfroid et al. 1991; Manfroid et al. 1994; Sterken et al. 1993, 1995; van Genderen et al. 1997). The monitoring showed that R 127 had a very bright phase around the end of 1986 with  $y = 9.05$  mag, and as such was the brightest star in the LMC (Wolf et al. 1988), only surpassed in February 1987 by SN1987A. R 127 reached its visual maximum of  $V \sim 8.8$  mag around the year 1989 and then slowly decreased to  $V \sim 9.4$  mag in ~1995.

Send offprint requests to: F. Meynadier,  
 e-mail: Frederic.Meynadier@obspm.fr

<sup>★</sup> Based on observations obtained at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

A new maximum of  $V \sim 9.3$  mag was attained in 1997 coinciding with the time of present observations. Subsequently it became fainter, with  $V \sim 10.4$  mag, around the year 2000 (Stahl 2002, private communication).

Infra-red observations have shown that R 127 is surrounded by a dust shell (Stahl et al. 1984). As this dust shell is believed to be a crucial element for understanding the evolution of massive stars, it has been extensively studied using imagery (Stahl 1987), coronagraphy (Clampin et al. 1993), spectroscopy (Smith et al. 1998), and polarimetry (Schulte-Ladbeck et al. 1993).

R 128, otherwise Sk-69°221 or HDE 269859, is a supergiant B2 Ia (Fitzpatrick 1991). It is variable with a total range of 0.32 mag between 1983 and 1990, which is very large for its spectral type (van Genderen et al. 1998). Interestingly, this star has formerly been considered as an LBV candidate (van Genderen 2001).

The studies so far devoted to these two interesting bright stars have mainly dealt with their individual characteristics. However, recent findings, from both high-resolution observations and theoretical works, suggest that massive stars form in groups. Therefore, knowing the characteristics of the cluster members is necessary for better understanding the formation and evolution of these brightest, probably the most massive, stars of the group. Nota et al. (1991) looked into the multiplicity of R 127 by obtaining high-resolution, ground-based images with the STScI coronagraph and reported the presence of 20 stars towards R 127. Although these components are mainly field stars detached from R 127 proper, they detect a relatively close component lying  $3''.5$  north-west of the bulk of R 127.

The present work is therefore devoted to the photometry and spectroscopy of the cluster members. Using high resolution imaging techniques, we aim at resolving the cores of the clusters R 127 and R 128. Moreover, high spatial resolution spectroscopy will allow us to study the physical properties of so far unknown members of these two tight clusters.

## 2. Observations and data reduction

### 2.1. Sub-arcsecond imaging and deconvolution photometry

The R 127 and R 128 clusters were observed on 20 November 1997 using the ESO New Technology Telescope (NTT) equipped with the active optics SUPERB Seeing Imager (SUSI). The detector was a Tektronix CCD (#42) with  $1024 \times 1024$  pixels of  $24 \mu\text{m}$  ( $0''.13$  on the sky), and the seeing varied between  $0''.81$  and  $1''.34$  (FWHM).

The observations were performed in the *uvby* Strömgren photometric system using the ESO filters # 715, 716, 713, and 714 respectively. We were particularly careful to keep most of the brightest stars in the field under the detector's saturation level to have at our disposal high quality Point Spread Function (PSF) stars. This led us to adopt exposure times of 350, 175, 210 and 140 seconds in *u*, *v*, *b* and *y* respectively. We also used ditherings of  $5''$ – $10''$  for bad pixel rejection and in order to be able to use the full oversampling capabilities of the MCS deconvolution algorithm (Magain et al. 1998). Indeed when

performing simultaneous deconvolution of several frames, the algorithm uses the different frame centerings as a constraint while decreasing the pixel size. We took a grid of seven dithering positions for each filter. Luckily, the targets of interest are close enough to be contained in a single SUSI field of view. Unfortunately, the *u* images could not be used for the photometry due to their insufficient quality.

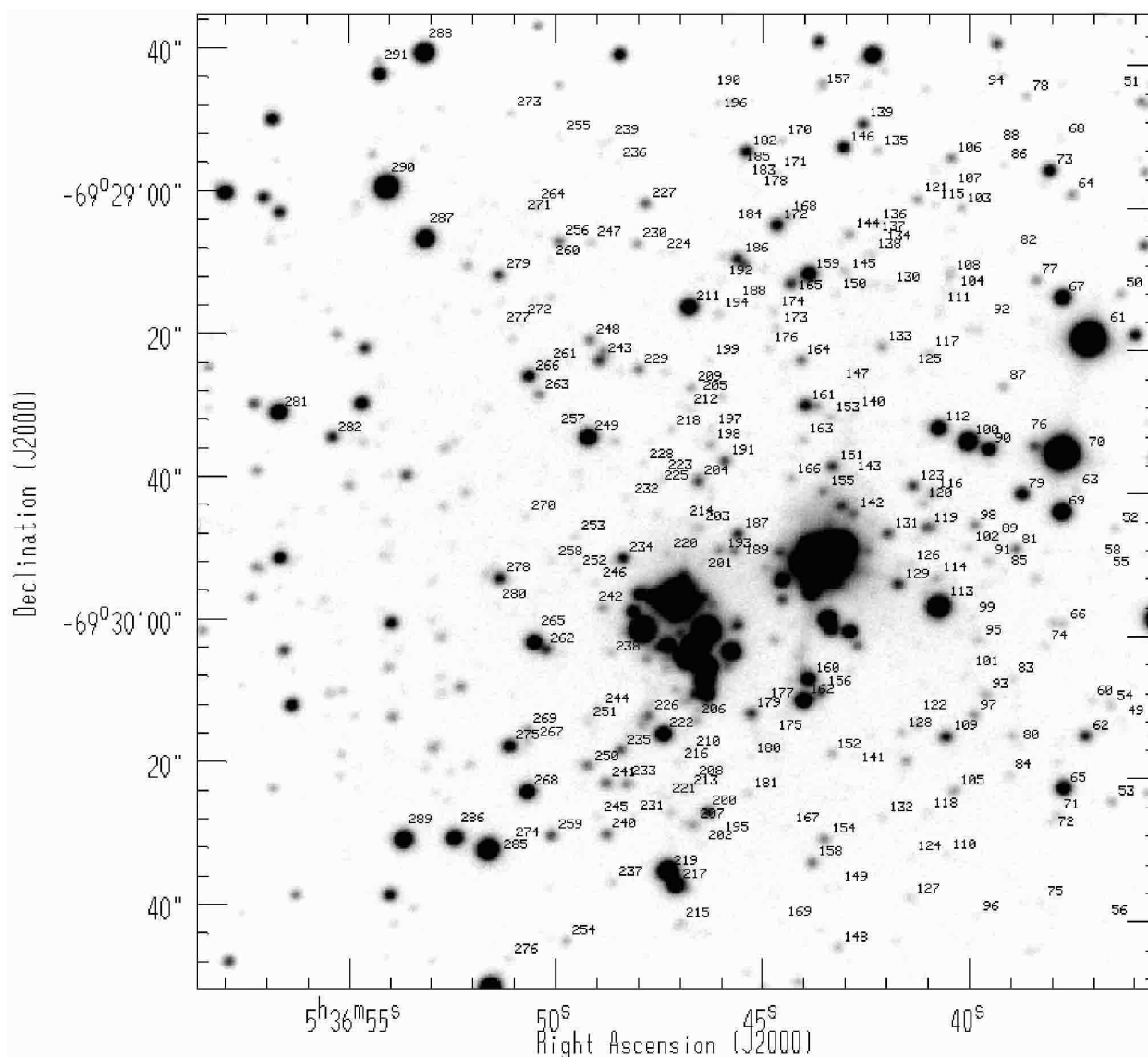
Photometry was derived in the Strömgren *v*, *b* and *y* filters according to the following procedure: after bias subtraction and flat-fielding, the seven frames were co-added in each of the filters. The photometry of the stars lying outside the compact clusters was performed on the resulting frames through the DAOPHOT reduction package. This yielded the photometry of 233 stars situated outside clusters R 127 and R 128 (Fig. 1).

The crowded clusters were processed with the MCS restoration algorithm. The deconvolution was performed on a  $256 \times 256$  pixel region containing both R 127 and R 128. The MCS code, proposed and implemented by Magain et al. (1998), results from a new approach to deconvolution taking care not to violate the Shannon (1949) sampling theorem: the images are deliberately not deconvolved with the observed PSF, but with a narrower function, chosen so that the final deconvolved image can be properly sampled, whatever sampling step is adopted to represent the final data. For this purpose, one chooses the final, well-sampled PSF of the deconvolved image and computes the PSF which should be used to perform the deconvolution. The observed PSF is constructed from several stars close enough to the clusters in order to avoid any possible PSF variation across the field.

The restoration resolves the R 127 and R 128 clusters into 14 and 33 components respectively (Fig. 2). The deconvolution method requires a high S/N ratio for the sources in order to achieve accurate photometry and astrometry. Therefore, very faint stars too close to the bright components were excluded from the deconvolution process. Star #13 was detected but its magnitude could not be accurately measured, due to the presence of relatively strong process residuals.

A technical problem during the observing run prevented us from obtaining adequate standard star observations necessary for calibrating the photometry. The available calibration frames allowed us however to correct for the atmospheric extinction for all filters and derive the zero point for the *y* filter. Results concerning *y* magnitudes were checked using the photometric data available in the literature for three stars in the field, Sk-69°217, Sk-69°218 and R 128 (Ardeberg et al. 1972; Isserstedt 1975). Intrinsic  $(b - y)_0$  colors were calculated for each star of known spectral type (see Sect. 4), in two steps: first we established their effective temperatures from the calibration by Vacca et al. (1996), then the corresponding theoretical  $(b - y)_0$  colors were deduced using Relyea & Kurucz (1978). An average interstellar reddening of  $E(B - V) = 0.15$  mag (St-Louis et al. 1997), or  $E(b - y) = 0.12$  mag (Kaltcheva & Georgiev 1992), was used to obtain the observational  $(b - y)$  colors.

The final photometric results for the two clusters R 127, R 128, and the brightest field stars are presented in Tables 1–3 which also list the  $\alpha$ - $\delta$  (2000.0) positions of the stars. The astrometry was obtained from the identification of several bright,



**Fig. 1.** The LMC star clusters R 127 and R 128 as seen through the Strömgren  $v$  filter. The image is based on co-adding 7 dithered individual exposures. R 127 is the cluster lying to the right of the image center. The field size is  $2' \times 2'$ , corresponding to  $31 \text{ pc} \times 31 \text{ pc}$ . North is up and east to the left.

isolated stars with GSC 2.2 stars. The positional accuracy is found to be around  $2''$ .

A word of caution seems appropriate regarding the colors. The powerful deconvolution method has allowed us to resolve the compact clusters R 127 and R 128 revealing their so far unknown components. Furthermore, the code has enabled us to perform the photometry of the tight components. However, we should underline that this photometry is relative for a number of reasons which have nothing to do with the limitations of the code. The shortcomings in the observation of standard photometric stars particularly affect the colors, and we have therefore taken care not to over-interpret them.

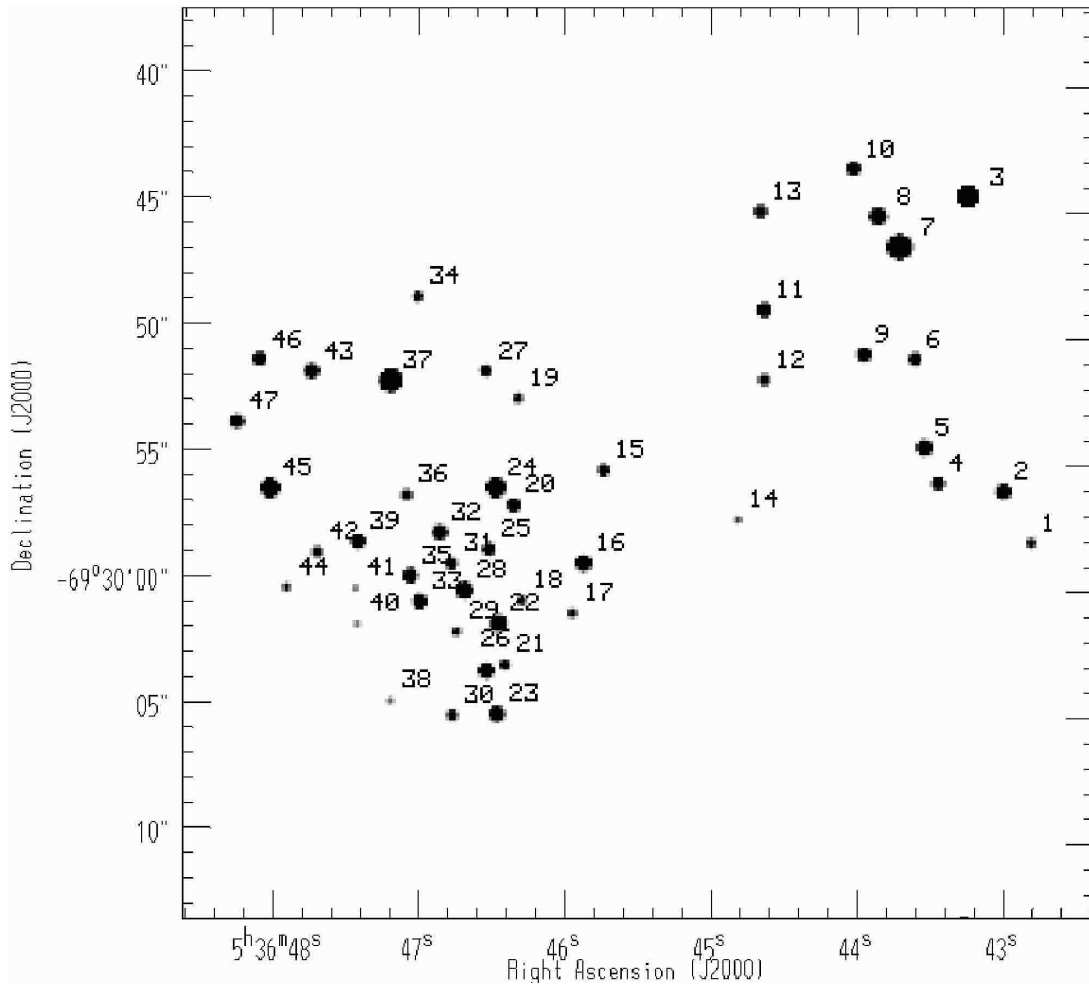
## 2.2. Spectroscopy with NTT/EMMI

The EMMI spectrograph attached to the ESO NTT telescope was used on 22 November 1997 (BLMD mode) to obtain

several long slit spectra. The grating was #12 centered on  $4350 \text{ \AA}$  and the detector was a Tektronix CCD (#31) with  $1024^2$  pixels of size  $24 \mu\text{m}$ . The range was  $3810\text{--}4740 \text{ \AA}$  and the dispersion  $38 \text{ \AA mm}^{-1}$ , giving fwhm resolutions of  $2.70 \pm 0.10$  pixels or  $2.48 \pm 0.13 \text{ \AA}$  for a  $1''$  slit. At each position we first took a short 5 min exposure followed by one or two longer 15 min exposures. The instrument response was derived thanks to observation of the calibration stars LTT 1020, LTT 1788, EG 21.

The seeing varied from  $0''.45$  to  $0''.53$ , allowing us to obtain uncontaminated spectra. The identification of the stars along the slits was based on sketches drawn during the observations. Since the targets lie in crowded regions, some ambiguous identifications required the development of a small IRAF task, using the position angle information in the FITS headers. First, each spectrum was integrated along the dispersion axis, the result being stored into a two-pixel wide strip, which is close





**Fig. 2.** Restored Strömgren  $y$  image of the clusters R 127 and R 128 using the MCS deconvolution method. Star #7 is the main component of the R 127 cluster, resolved into 14 components. R 128 is shown to be made of at least 33 components. Stars outside the clusters were masked during the deconvolution process. The field size is  $33''.3 \times 33''.3$  ( $8.3 \text{ pc} \times 8.3 \text{ pc}$ ). North is up and east to the left.

to the actual size of the slit. Then, the position angle and the pixel-arcsec correspondence were used to calculate the rotation matrix for the World Coordinate System. This allowed creation of a slit chart, an  $\alpha$ - $\delta$  calibrated two-dimensional image containing accurate slit orientations. Displaying simultaneously the slit chart besides the SUSI images and using the WCS correlations it was possible to accurately check the identity of the star in the slit.

### 3. Photometry results

#### 3.1. Components of the clusters

Figure 1 presents the two tight clusters R 127 and R 128 and their immediately surrounding field (Sect. 3.2). The central image restored by deconvolution is displayed in Fig. 2, while Tables 1–3 list the results of the photometry.

We show that R 127 is composed of at least 14 stars. The brightest component, #7 with  $y = 9.37$  and  $(b - y) = 0.23$  mag, must be the real LBV (Sect. 4.1). The closest components to #7, stars #8 and #3 having  $y = 14.39$  and  $12.12$  mag respectively, lie at  $1''.5$  and  $3''.3$  from the main component. Star #3 turns out to be very interesting as shown by its spectrum (Fig. 7). R 127 was the target of coronagraphic imaging through a broad-band

$R$  filter and also a narrow-band  $H\alpha + N II$  filter by Clampin et al. (1993) and Nota et al. (1991). They detect star #3 which they call R 127B. Those observations also show the presence of a faint bipolar nebulosity that fails to appear on our frames. On the other hand, their use of a  $2''.7$ -diameter masking disk centered on R 127 forbids any detection of the companion identified as star #8. Even star #10 remains undetected, possibly due to low S/N ratio. The existence of stars #8 and #10 is however confirmed by an unpublished  $R$  frame which we obtained in 1991 with NTT+SUSI under better seeing conditions. More recently, R 127 has been observed using WFPC2 on *HST* (archive data, GO 6540, P.I. Schulte-Ladbeck). Again, stars #8 and #10 are visible, as well as several fainter spots, but the combination of the diffraction pattern, saturation by star #7, and the presence of nebulosity makes these spots difficult to identify.

R 128 is resolved into at least 33 stars. It is therefore more populated than its neighboring cluster R 127. The main component, #37 with  $y = 10.82$  mag, should be considered as the star usually referred to as R 128, since the next brightest star of the cluster, #24 with  $y = 13.16$  mag, is much weaker.

Figure 8 shows the color-magnitude ( $C-M$ ) diagrams of the R 127 and R 128 clusters. The position of the brightest star of

**Table 1.** Photometry of the R 127 components.

Star	$\alpha$ (2000.0)	$\delta$ (2000.0)	Strömgren $y$ (mag)	$(b - y)$ (mag)	$M_V$ (mag)	Spectral type	Notes
1	5:36:42.8	-69:29:58.3	17.75	-0.08			
2	5:36:43.0	-69:29:56.4	15.91	-0.08			
3	5:36:43.2	-69:29:45.6	12.12	0.02	-7.27	B0 Ia (N wk)	Fig. 7
4	5:36:43.4	-69:29:56.0	16.12	0.01			
5	5:36:43.5	-69:29:54.7	15.03	-0.04			
6	5:36:43.6	-69:29:51.5	16.78	0.10			
7	5:36:43.7	-69:29:47.4	9.37	0.23	-10.39	Peculiar A supergiant	Fig. 3. The LBV object R 127
8	5:36:43.8	-69:29:46.2	14.39	0.35			
9	5:36:43.9	-69:29:51.3	15.78	0.24			
10	5:36:44.0	-69:29:44.5	17.15	0.13			
11	5:36:44.6	-69:29:49.6	15.81	0.02			
12	5:36:44.6	-69:29:52.2	17.37	-0.11			
13	5:36:44.6	-69:29:46.0	-	-			
14	5:36:44.8	-69:29:57.3	18.87	-			

**Table 2.** Photometry of the R 128 components.

Star	$\alpha$ (2000.0)	$\delta$ (2000.0)	Strömgren $y$ (mag)	$(b - y)$ (mag)	$M_V$ (mag)	Spectral type	Notes
15	5:36:45.7	-69:29:55.5	16.92	0.29			
16	5:36:45.9	-69:29:58.9	14.94	0.02	-4.45	O9.7 II	Fig. 6
17	5:36:45.9	-69:30:00.7	18.09	0.00			
18	5:36:46.3	-69:30:00.2	18.07	-			
19	5:36:46.3	-69:29:52.8	18.17	0.16			
20	5:36:46.3	-69:29:56.7	16.30	-0.02			
21	5:36:46.4	-69:30:02.6	17.22	-0.21			
22	5:36:46.5	-69:30:01.1	14.63	-0.02	-4.58	O9 III	Fig. 5
23	5:36:46.5	-69:30:04.4	15.50	-0.03	-3.66	O9 Ib	Fig. 5
24	5:36:46.5	-69:29:56.1	13.16	-0.04	-5.95	O8.5 II	Fig. 4
25	5:36:46.5	-69:29:58.3	16.50	0.00			
26	5:36:46.5	-69:30:02.8	15.29	-0.03	-3.87	O9.7 II	Fig. 6
27	5:36:46.5	-69:29:51.8	17.12	0.28			
28	5:36:46.7	-69:29:59.8	14.59	-0.04	-4.52	O9.5 III	Fig. 6
29	5:36:46.7	-69:30:01.3	18.14	0.22			
30	5:36:46.8	-69:30:04.4	17.33	0.06			
31	5:36:46.8	-69:29:58.9	16.99	0.10			
32	5:36:46.9	-69:29:57.7	15.67	-0.06	-3.35	O9.5 III	Fig. 6
33	5:36:47.0	-69:30:00.2	15.82	0.05			
34	5:36:47.0	-69:29:49.1	17.37	0.23			
35	5:36:47.1	-69:29:59.3	15.46	-0.04	-3.65	B0 III	Fig. 7. Possible contamination with #33
36	5:36:47.1	-69:29:56.3	17.47	0.30			
37	5:36:47.2	-69:29:52.2	10.82	0.05	-8.71	B1.5 Ia (N wk)	Fig. 7. The "true" R 128
38	5:36:47.2	-69:30:03.9	19.09	-			
39	5:36:47.4	-69:29:58.0	15.67	-0.01	-3.58	B0 III	Fig. 7
40	5:36:47.4	-69:30:01.0	19.11	-			
41	5:36:47.4	-69:29:59.7	19.09	-			
42	5:36:47.7	-69:29:58.4	17.72	-0.03			
43	5:36:47.7	-69:29:51.8	15.83	-0.07			
44	5:36:47.9	-69:29:59.7	18.41	-0.05			
45	5:36:48.0	-69:29:56.0	13.37	-0.05	-5.70	O9 II	Fig. 5
46	5:36:48.1	-69:29:51.3	16.37	0.01			
47	5:36:48.2	-69:29:53.6	16.36	-0.07			

**Table 3.** Photometry of the brightest field stars.

Star	$\alpha$ (2000.0)	$\delta$ (2000.0)	Strömgren $y$ (mag)	$(b - y)$ (mag)	$M_V$ (mag)	Spectral types	Notes
61	5:36:37.1	-69:29:18.4	11.94	-0.08	-6.99	O7 Iaf	Fig. 4. Sk-69° 217. Apparent weak emission line redward of H-delta is an artifact
65	5:36:37.8	-69:30:16.7	15.90	-0.05			
67	5:36:37.7	-69:29:13.0	15.51	-0.03			
69	5:36:37.8	-69:29:40.8	15.03	-0.04			
70	5:36:37.8	-69:29:33.2	11.92	-0.03	-7.24	O8 Iab(f)	Fig. 4. Sk-69° 218. Apparent weak emission line near He II $\lambda$ 4686 is blueward of that wavelength
97	5:36:39.9	-69:30:07.3	15.86	0.90			
100	5:36:40.0	-69:29:31.6	14.76	0.01			
109	5:36:40.6	-69:30:09.9	15.53	0.53			
112	5:36:40.8	-69:29:29.8	15.82	-0.05			
113	5:36:40.8	-69:29:53.1	14.00	0.00	-5.30	O9.7 II	Fig. 6
159	5:36:43.9	-69:29:09.8	15.81	-0.08			
160	5:36:43.9	-69:30:02.3	15.88	-0.08			
161	5:36:44.0	-69:29:26.8	15.84	0.37			
162	5:36:44.1	-69:30:05.1	15.45	-0.10			
211	5:36:46.8	-69:29:13.9	15.41	-0.09			
217	5:36:47.2	-69:30:29.0	15.26	-0.03			
219	5:36:47.4	-69:30:27.1	14.63	-0.08			
222	5:36:47.5	-69:30:09.4	15.58	-0.10			
249	5:36:49.3	-69:29:30.8	15.37	-0.11			
265	5:36:50.6	-69:29:57.4	15.64	0.07			
268	5:36:50.8	-69:30:16.7	15.52	0.08			
281	5:36:56.8	-69:29:27.3	15.15	-0.31		O9.7:	Fig. 6. He II $\lambda$ 4686 absorption is weak indicating high luminosity, but Si IV is also weak indicating the opposite. This discrepancy is likely due to noise rather than a real peculiarity.
283	5:36:34.3	-69:30:41.0	-	-		B0 III	Fig. 7
284	5:36:31.0	-69:30:53	-	-		B1.5	Fig. 7
285	5:36:51.8	-69:30:24.3	14.03	-			
286	5:36:52.6	-69:30:22.8	15.30	-			
287	5:36:53.2	-69:29:04.9	14.72	-			
288	5:36:53.2	-69:28:40.8	14.51	-			
289	5:36:53.8	-69:30:23.0	14.83	-			
290	5:36:54.2	-69:28:58.2	13.61	-			
291	5:36:54.3	-69:28:43.6	15.76	-			

the sample, #7 ( $y = 9.37$ ,  $(b - y) = 0.23$  mag), is confirmed by independent photometric results. In fact the light curve of R 127 from 1985 to 2002 (Stahl, private communication) shows that the LBV attained a brightness of  $V = 9.35 \pm 0.2$  at the end of the year 1997. Similarly, the correlation between the magnitude and color of R 127 (Spoon et al. 1994) indicates a color of  $(b - y) = 0.23 \pm 0.05$  mag corresponding to a visual brightness of  $y = 9.36$  mag.

The C-M diagram shows a main sequence centered on  $(b - y) \sim 0.00$  mag for both clusters. The intrinsic colors of the O type stars vary from  $-0.12$  to  $-0.15$  mag for  $T_{\text{eff}}$  ranging from 30 000 to 50 000 degrees and  $\log g = 3.50$  to 5.00 (Relyea & Kurucz 1978). Taking  $(b - y)_0 = -0.14$  mag as the average value and using the conversion relation

$E(b - y) = 0.67E(B - V) + 0.02$  (Kaltcheva & Georgiev 1992), we find  $E(B - V) = 0.18$  mag ( $A_V = 0.6$  mag) for the average reddening of clusters R 127/R 128. The reddest components of the R 127 cluster are #8 and #9, which we will discuss in Sect. 5. The R 128 cluster also shows a number of red stars.

The absolute magnitudes,  $M_V$ , listed in Tables 1–3 were derived assuming equality between the Strömgren  $y$  and Johnson  $V$  magnitudes. Taking a distance modulus of 18.6 mag for the LMC (Whitelock et al. 1997), we used the above-mentioned relation to correct for the reddening of each star. The corresponding luminosities used in Sect. 5 were obtained from the bolometric corrections given by Vacca et al. (1996) for O type stars. There is now general agreement that Vacca et al. (1996) overestimate the temperatures and luminosities

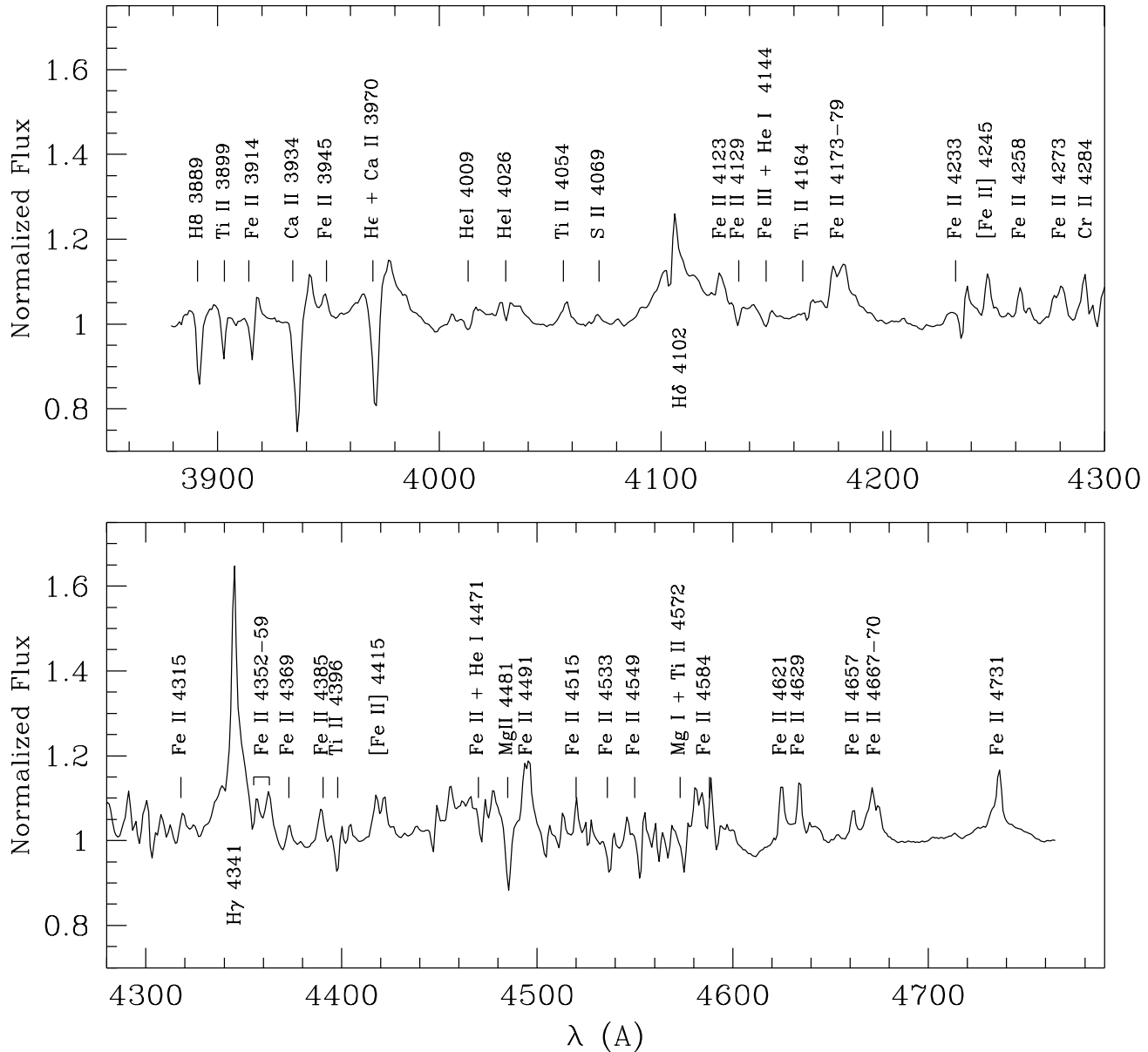


Fig. 3. A spectrum of R 127 obtained in 1997 November using the ESO NTT+EMMI with grating #12.

(Martins et al. 2002). However, their calibration is adequate for our purpose in this paper, especially since we use their bolometric corrections. For B types and the LBV R 127, which shows a (peculiar) A type supergiant spectrum, we used the calibration by Fitzpatrick & Garmany (1990).

### 3.2. Field stars

Photometry was obtained for 244 field stars lying in the direction of the R 127 and R 128 clusters. Among them those brighter than  $y = 16$  mag are listed in Table 3. Stars #283 and #284, situated out of our images, appear in this table because they happened to fall on the spectrograph slit and therefore have spectral classifications. The brightest stars of this sample are #61, #70 (more commonly known as Sk  $-69^{\circ}217$  and Sk  $-69^{\circ}218$ ) and then #290 and #113. The C–M diagram

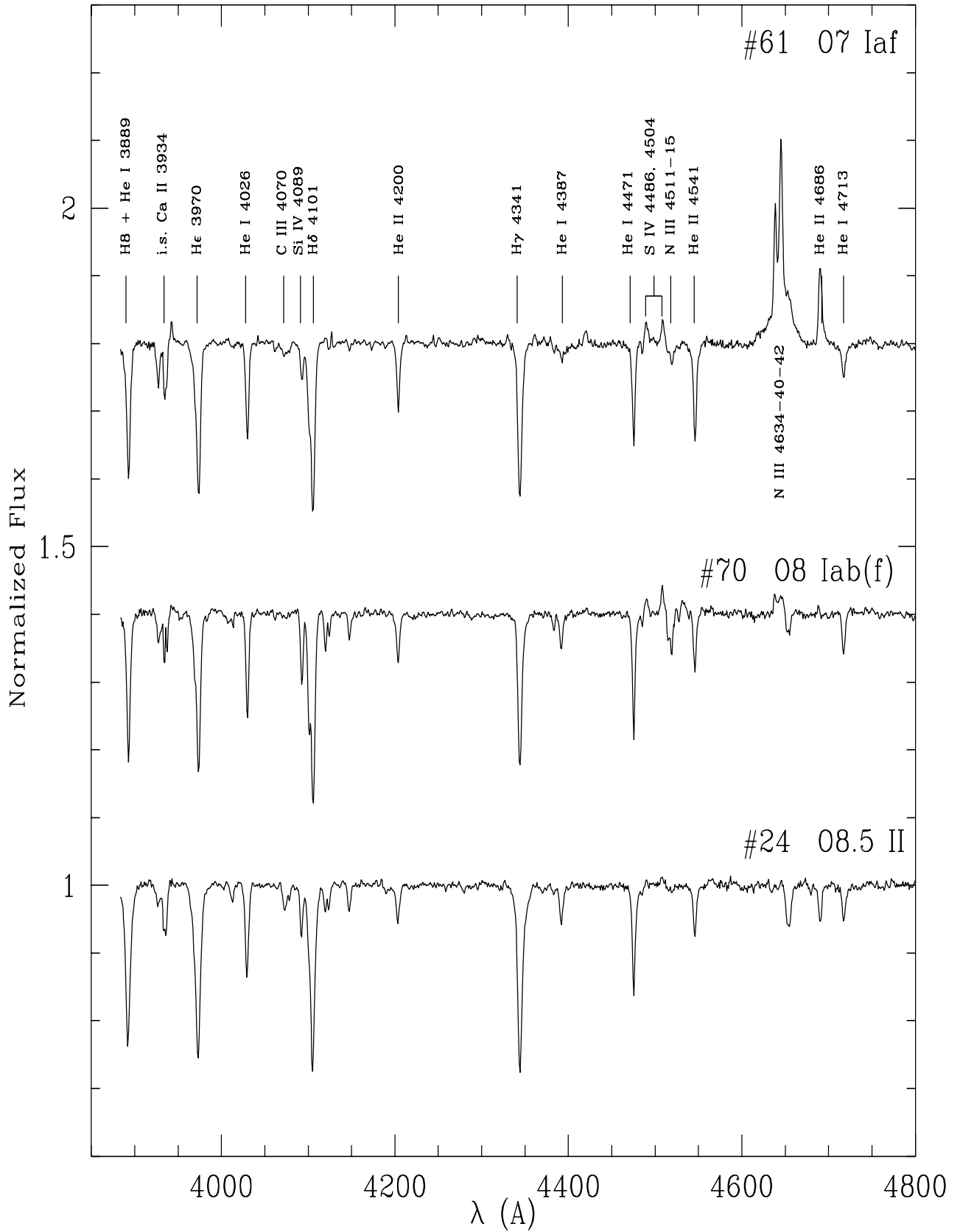
for the whole sample of the field stars is displayed in Fig. 8, and their detailed photometry is available upon request.

## 4. Spectral types

The spectral classification of the OB stars was performed with respect to the digital atlas of Walborn & Fitzpatrick (1990). No classification standards with the current observational setup were available, so there may be a slightly greater uncertainty in the (lower) luminosity classes than is usual in this work, but it does not exceed one class and may well be smaller.

### 4.1. R 127 cluster

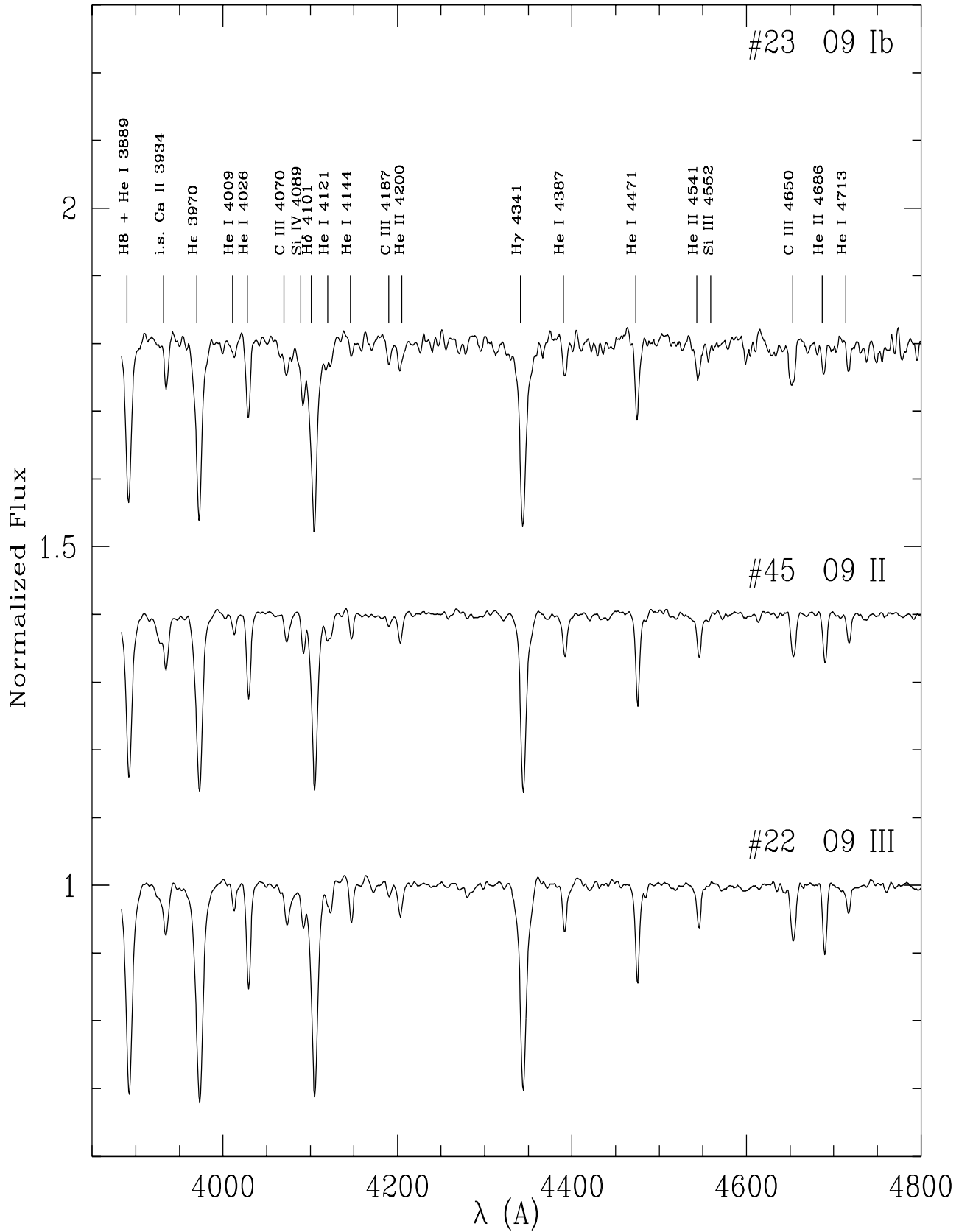
Spectrograms of the two brightest stars, #3 and #7, are available. These are the “preceding” (western) and “following” (eastern) components of R127 (HDE 269858), respectively, as



**Fig. 4.** Spectra of the earliest type stars towards R 127 and R 128 clusters.

denoted by Feast et al. (1960), and we confirm that the eastern component, #7, is the peculiar star. The two components

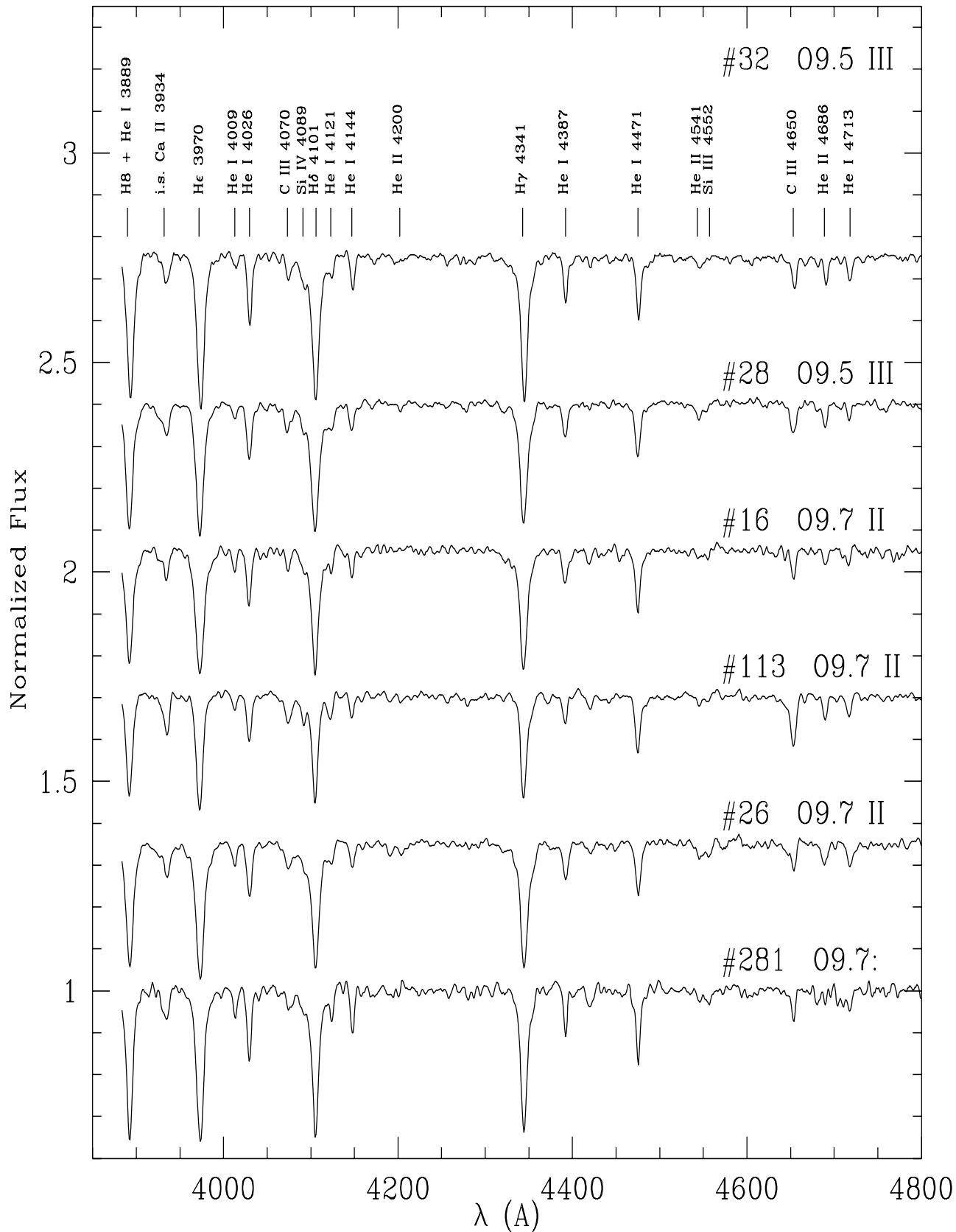
had similar apparent magnitudes when observed by Feast et al. (1960), but as discussed in the Introduction, #7 is currently in



**Fig. 5.** Spectra of O9 type stars observed towards R 127 and R 128 clusters.

an extended LBV phase and is much brighter. Our observation of its spectrum is illustrated in Fig. 3. It is representative

of the peculiar A supergiant LBV maximum phase, dominated by emission lines of hydrogen and singly ionized heavy metals



**Fig. 6.** Spectra of the latest O type stars observed towards R 127 and R 128 clusters.

(e.g., Fe II, [Fe II], Ti II, Cr II); see Wolf et al. (1988) for a detailed presentation of this kind of spectrum at high resolution.

We believe that our spectrogram of star #3 (Fig. 7) is the first spatially resolved observation of its spectrum. It has an

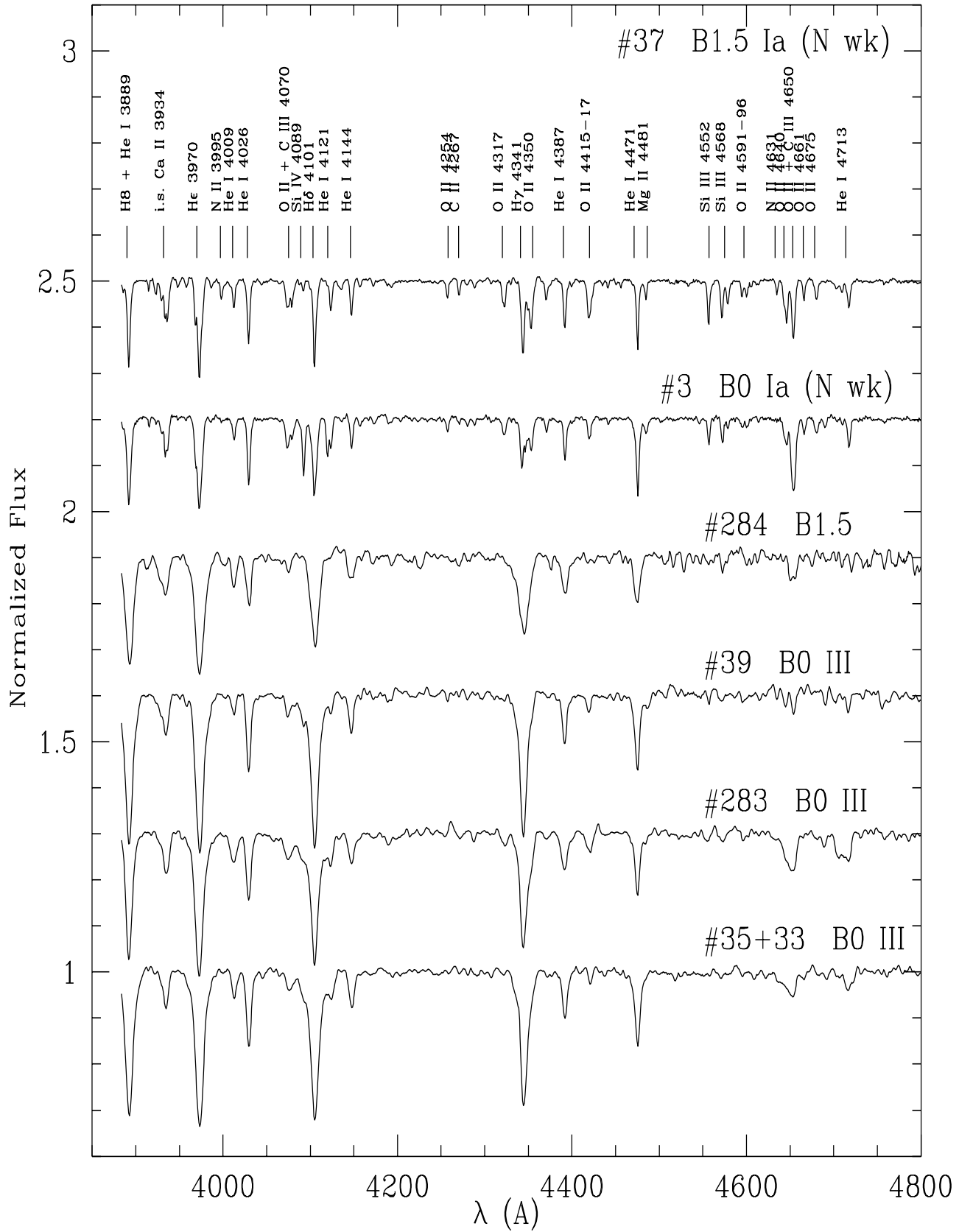


Fig. 7. B type stars observed towards R 127 and R 128 clusters.

interesting, very well defined B0 Ia type with deficient nitrogen (cf., e.g., the extreme weakness of the  $\lambda 4097$  absorption in the

blue wing of H $\delta$ , which is near maximum strength in a normal spectrum of this type). The latter characteristic indicates that



this star either is a relatively un-evolved supergiant, or was a slow rotator on the main sequence (e.g., Walborn et al. 2000 and references therein).

#### 4.2. R 128 cluster

We have spectroscopy for 11 stars in this compact cluster, which is shown in Figs. 4–7. Most of them are late-O or early-B giants (i.e., the main sequence was not reached spectroscopically), but one (#23, Fig. 5) is classified O9 Ib, and #37 is R 128 itself, the brightest star in the cluster, which we classify B1.5 Ia (N weak). R 128 was classified B1 Ia by Fitzpatrick (1988) and B2 Ia (N weak) by Fitzpatrick (1991). We prefer the intermediate type on the basis of the strength of Si iv  $\lambda$ 4089 and concur on the anomalous deficiency of nitrogen; e.g., N II  $\lambda$ 3995 reaches its maximum strength at B2 Ia and would be comparable to He I  $\lambda$ 4026 in a normal spectrum. Current explanations of such anomalies are as cited above for star #3 in the R 127 cluster.

#### 4.3. Field stars

Finally, 6 stars in the surrounding field were also observed spectroscopically. The most interesting are the relatively bright stars #61 (Sk  $-69^{\circ}217$ ) and #70 (Sk  $-69^{\circ}218$ ) shown in Fig. 4. The Of nature of Sk  $-69^{\circ}217$  was discovered by Walborn et al. (1991) and the spectral classification of O7 Iaf from the present, higher quality material is in perfect agreement with the earlier result; this is the hottest star in the present sample. On the other hand, the earlier classification of ON9 Ib for Sk  $-69^{\circ}218$  is here revised to O8 Iab(f), with no nitrogen/carbon anomaly. This discrepancy can be understood in terms of the lower quality of the earlier spectrogram, which led to a later type at which the N/C line strengths would be anomalous, but they are not at the earlier type derived here. The recently identified S IV  $\lambda\lambda$ 4486, 4504 emission lines (Werner & Rauch 2001) are prominent in both of these spectra.

### 5. Discussion

The brightest members of the R 127/R 128 clusters are massive evolved stars as indicated by their spectral types. There are, however, stars residing still on the main sequence (Fig. 8), but they have been missed in our spectroscopy due to their relatively low brightness. In order to look into the evolutionary states of the clusters' stars, we have used the theoretical models of Meynet et al. (1994) for a metallicity of  $z = 0.004$  and high mass loss rates. Figure 9 presents the relevant isochrones and evolutionary tracks on which are overlaid the stellar positions. The filled dots are based on the physical parameters given by Vacca et al. (1996)'s calibration for the derived spectral types. The crosses indicate the corresponding luminosities obtained from our photometry. We see that for a number of stars the observed luminosities are much smaller than those predicted by Vacca et al. (1996)'s calibration. We will briefly discuss this problem below.

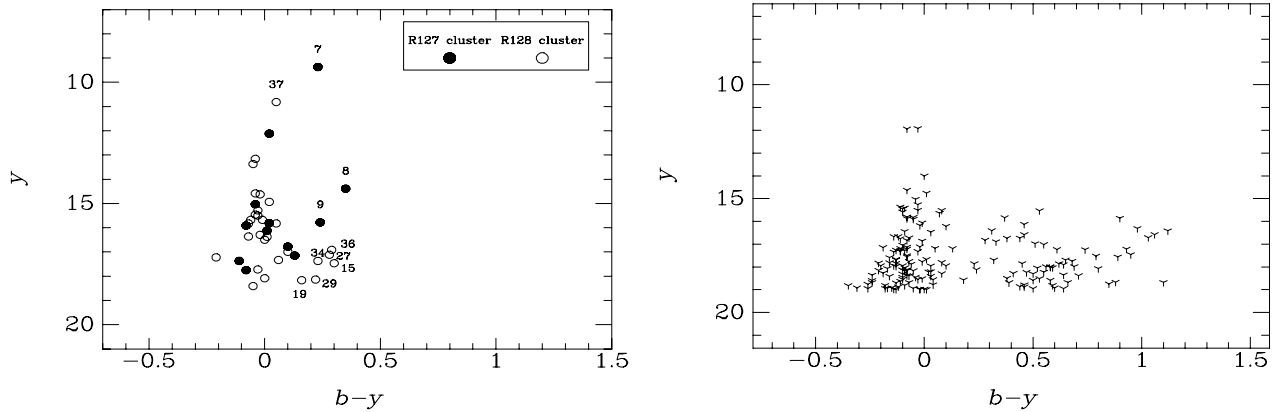
The positions of the filled dots suggest that the hottest stars of the sample, #61 and #70, are  $\sim 3$  Myr old, and have evolved

from initial masses of  $\sim 80 M_{\odot}$  into late-type O supergiants. Likewise, the oldest stars, #39 and #35, are B0 supergiants with an age of  $\sim 6$  Myr and a ZAMS mass of  $\sim 25 M_{\odot}$ . It seems therefore that in the R 127/R 128 region, lower mass stars formed prior to massive ones. Moreover, the positions of the crosses, taken at face value, suggest masses as low as  $\sim 15 M_{\odot}$  with ages up to  $\sim 8$  Myr.

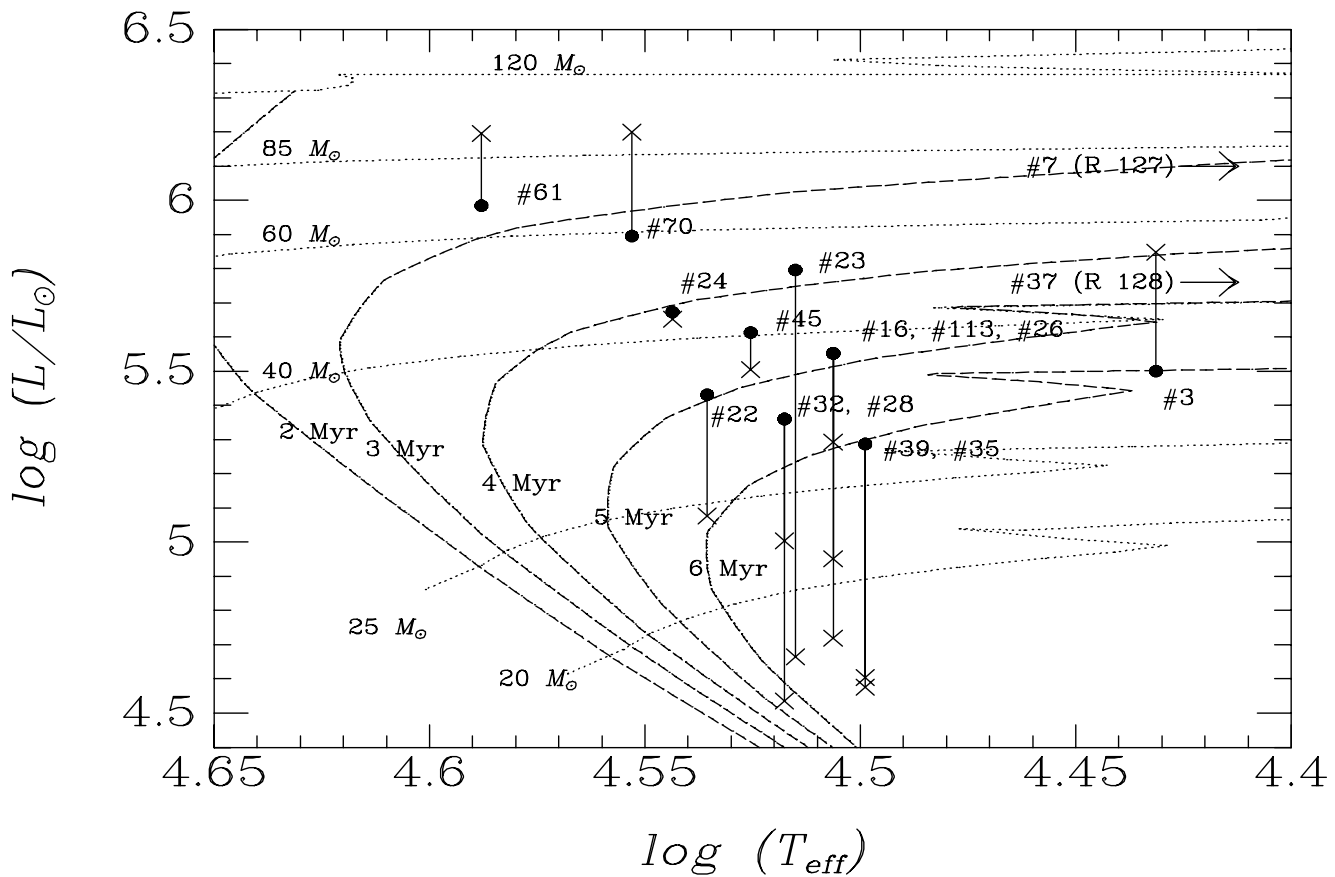
The LBV member of the sample, star #7, does not appear in the H–R diagram since its relatively low effective temperature puts it outside the plot. It is well-known that LBV stars change their spectral type, temperature and radius, becoming cooler and larger during the visual maximum phase. However, their luminosity remains approximately constant, with  $\log L/L_{\odot} = 6.1$  for R 127, as reported by several workers (Stahl et al. 1983; Wolf 1989; Lamers et al. 1998; van Genderen 2001). An effective temperature of  $\log T_{\text{eff}} = 3.954$  is calculated by Lamers et al. (1998) for R 127 corresponding to its phase of visual maximum.

Star #7 is the most evolved member of the R 127/R 128 clusters, presumably because it was the most massive star of the group. An initial mass of  $\sim 85 M_{\odot}$  can be attributed to the LBV progenitor from Fig. 9. A present mass of  $46_{-3}^{+17} M_{\odot}$  is derived for the LBV by Lamers et al. (1998). This means that star #7 has lost  $\sim 45\%$  of its mass since its formation  $\sim 3$  Myr ago, corresponding to a constant mass loss rate of  $\dot{M} = 1.3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . However, mass loss is not a regular process and LBVs undergo drastic episodes during which they lose mass dramatically. For example, model calculations by Langer et al. (1994) show that during the first 1.5 Myr of life of a  $60 M_{\odot}$  star the mass loss rate is constant,  $\sim 5 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Then it becomes much stronger,  $\sim 3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , during the next 2 Myr. The peak of mass loss during the LBV phase reaches  $\sim 3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  when the star has an age of  $\sim 3.4$  Myr. On the other hand, association in a close binary system has been suggested for accelerating the evolution of massive stars and creating the LBV phenomenon (Tutukov & Yungelson 1980; Gallagher 1989; Humphreys & Davidson 1994). However, so far no observational support exists for this LBV being a binary system.

Figure 9 shows a discrepancy between the luminosities suggested by the spectral type calibration schemes (Vacca et al. 1996) and those derived from the photometry. While the smaller deviations, like those of stars #61, #70, #3, #45, etc., can be attributed to measurement uncertainties, a discrepancy as large as that for star #23 called for verification. This trend was first interpreted as due to a sort of bias. However, despite our efforts, no systematic errors were found in our photometry. In fact, our examination of several published papers on other regions showed that  $\Delta M_V$  (the difference between the absolute magnitudes derived from spectral types and those from photometry) increases with magnitude, although with different extents (Fitzpatrick 1988; Walborn & Blades 1997; Walborn et al. 1999; Parker et al. 1992; Massey & Johnson 1993). Such trends are expected from the defining relations, if there are dispersions in the actual absolute magnitudes or distances, or systematic effects in the spectral classification, absolute-magnitude calibration, or photometry. Uncorrected differential



**Fig. 8.** Color-magnitude diagram of stars in R 127 and R 128 clusters (left panel). Diagram for the field stars around R 127 and R 128 clusters (right panel).



**Fig. 9.** Theoretical H-R diagram (Meynet et al. 1994) for classified stars in the LMC clusters R 127 and R 128. The dashed lines indicate isochrones with ages 2 to 6 Myr and the dotted lines the evolutionary tracks for masses 20 to  $120 M_{\odot}$ . Filled circles represent the stars for which spectral classification is available. The positions are based on the calibration derived by Vacca et al. (1996) for O and early B stars and that by Fitzpatrick & Garmany (1990) for later types. The crosses represent the luminosities calculated using the photometric results of this paper.

extinction or relative errors in the calibration will broaden the distribution about the trends.

Aperture photometry observations previously performed on R 127 used diaphragms of  $10''$  to  $15''$  in diameter. As a result, the global magnitude of a small group of stars was mistaken for that of a single source. Assuming that we can simulate such a measurement by co-adding the stars found inside a circle of  $10''$  centered on star #7 (which are stars #8, #3, #10,

#9 and #6), we find that the measured  $y$  magnitude would be 9.27 instead of 9.37. This small difference shows that the contribution of the weak companions identified in this work is not significant for the luminosity of the main object.

As for the brightest member of the R 128 cluster, star #37, it is a supergiant B1.5 Ia (N wk) with  $\log L/L_{\odot} = 5.76$  and  $\log T_{\text{eff}} = 4.24$  (van Genderen 2001) and therefore lies outside our H-R diagram (Fig. 9). This star is known to be variable

and has even previously been dubbed as an LBV candidate (van Genderen 2001). Indeed an initial mass of  $\sim 50 M_{\odot}$ , as derived from Fig. 9, does not rule out the possibility for star #37 to become an LBV (Maeder 1997; Langer et al. 1994).

As mentioned in Sect. 3.1, some of the cluster components show rather red colors. In particular, star #8, the closest neighbor of the LBV, lying  $1''.5$  away, has the reddest color. This reminds one of the LMC transition star R 84 which has a close evolved component of type M2 Ia lying  $\sim 1''.7$  from it (Heydari-Malayeri et al. 1997). Note, however, that R 84 is a lower mass object belonging to a B-type cluster. Anyhow, presently we cannot determine whether star #8 is evolved, and the red color of this star may have a totally different origin. We are aware of the color accuracies involved (Sect. 3.1), nevertheless if star #8 is physically associated with the cluster, and not a sight-line coincidence, its color could be due to contamination by the ejecta from the LBV. Clampin et al. (1993) measure a size of  $8''.0 \times 9''.0$  ( $1.9 \times 2.2$  pc) for the circumstellar nebula lying at a position angle of  $165^{\circ}$ . Even a smaller nebula, as found by Stahl (1987), with a size of  $3''.2 \times 4''.4$  ( $0.8 \times 1.1$  pc), can affect the color measurements of star #8. A larger nebula would also explain the red color of star #9.

## 6. Concluding remarks

The decomposition of the LMC compact star clusters R 127 and R 128 into at least 14 and 33 components respectively and medium-dispersion spectroscopy carried out in very good seeing conditions have allowed us to study the stellar contents of these interesting objects. This work is essential since the R 127 cluster harbors the most prominent LBV object in the LMC. We resolve the core of R 127 into four components and clearly identify the LBV object, which shows spectral features typical of a visual maximum phase. Moreover, we present the first spatially resolved spectrum of the brightest neighbor of the LBV, star #3 lying at a separation of  $3''.3$ . It turns out to be a supergiant B0 Ia (N wk).

We also show that the star currently known as R 128 is in fact the component number #37 of an adjacent cluster. A good quality spectrum of this supergiant leads to a revised classification of B1.5 Ia (N wk).

The two clusters are composed of evolved massive stars. The oldest members are  $\sim 6$ – $8$  Myr old and the most massive one has an initial ZAMS mass of  $\sim 80 M_{\odot}$ . These age estimates are in agreement with the fact that no H II regions are associated with the clusters. The most massive stars have had enough time to disrupt the molecular cloud and the nebula, and the earliest spectral types are no longer present.

This spectroscopic study misses the main sequence stars of the clusters, which probably have lower initial masses with respect to the evolved ones. It will therefore be interesting to observe them spectroscopically in order to determine their real status. It will also be attractive to study the dynamics of the clusters by obtaining accurate radial velocities of the members.

*Acknowledgements.* We are particularly indebted to Dr. Pierre Magain, Institut d'Astrophysique et de Géophysique de l'Université de Liège, Belgium, and his group for warm hospitality offered to F.M.

while he learned to use the MCS deconvolution algorithm. Our thanks go also to Dr. Frédéric Courbin for discussions and advice at several occasions during his visits to Paris. We are also grateful to the referee, Dr. A. M. van Genderen, for his helpful comments. We would like also to thank Dr. Otmar Stahl, Landessternwarte, Heidelberg, for discussions and information about the monitoring of R 127 and Dr. Jesús Maíz-Apellániz, STScI, about the absolute-magnitude trends.

## References

- Ardeberg, A., Brunet, J. P., Maurice, E., & Prevot, L. 1972, *A&AS*, 6, 249
- Clampin, M., Nota, A., Golimowski, D. A., Leitherer, C., & Durrance, S. T. 1993, *ApJ*, 410, L35
- Davies, R., Elliott, K., & Meaburn, J. 1976, *Mem. R. Astron. Soc.*, 81, 89
- Feast, M. W., Thackeray, A. D., & Wesselink, A. J. 1960, *MNRAS*, 121, 337
- Fitzpatrick, E. L. 1988, *ApJ*, 335, 703
- Fitzpatrick, E. L. 1991, *PASP*, 103, 1123
- Fitzpatrick, E. L., & Garmany, C. D. 1990, *ApJ*, 363, 119
- Gallagher, J. S. 1989, in *ASSL 157*, IAU Colloq. 113, *Physics of Luminous Blue Variables*, ed. K. Davidson, A. Moffat, & H. Lamers, 185
- Henize, K. G. 1956, *ApJS*, 2, 315
- Heydari-Malayeri, M., Courbin, F., Rauw, G., Esslinger, O., & Magain, P. 1997, *A&A*, 326, 143
- Humphreys, R. M., & Davidson, K. 1994, *PASP*, 106, 1025
- Isserstedt, J. 1975, *A&AS*, 19, 259
- Kaltcheva, N., & Georgiev, L. 1992, *MNRAS*, 259, 166
- Kukarkin, B., Kholopov, P., & Efremov, Y. N. 1974, *Sec. Suppl. Third Edition Gen. Cat. Var. Stars*, Nauka, Moscow, 10
- Lamers, H. J. G. L. M., Bastiaanse, M. V., Aerts, C., & Spoon, H. W. W. 1998, *A&A*, 335, 605
- Lamers, H. J. G. L. M., Nota, A., Panagia, N., Smith, L. J., & Langer, N. 2001, *ApJ*, 551, 764
- Langer, N., Hamann, W.-R., Lennon, M., et al. 1994, *A&A*, 290, 819
- Lucke, P. B., & Hodge, P. W. 1970, *AJ*, 75, 171
- Maeder, A. 1997, in *ASP Conf. Ser.*, ed. A. Nota & H. Lamers, 120, 374
- Magain, P., Courbin, F., & Sohy, S. 1998, *ApJ*, 494, 472
- Manfroid, J., Sterken, C., Bruch, A., et al. 1991, *A&AS*, 87, 481
- Manfroid, J., Sterken, C., Cunow, B., et al. 1994, *A&AS*, 109, 329
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2002, *A&A*, 382, 999
- Massey, P., & Johnson, J. 1993, *AJ*, 105, 980
- Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., Schaerer, D., & Charbonnel, C. 1994, *A&AS*, 103, 97
- Nota, A., & Clampin, M. 1997, in *Luminous Blue Variables, Massive Stars in Transition*, ed. A. Nota, & H. Lamers, *ASP Conf. Ser.*, 120, 303
- Nota, A., & Lamers, H. 1997, in *ASP Conf. Ser.*, ed. A. Nota, & H. Lamers, 120
- Nota, A., Leitherer, C., Clampin, M., & Gilmozzi, R. 1991, in *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, ed. K. van der Hucht, & B. Hidayat, *IAU Symp.*, 143, 561
- Parker, J. W. 1997, in *Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition*, ed. A. Nota, & H. Lamers, *ASP Conf. Ser.*, 120, 368
- Parker, J. W., Garmany, C. D., Massey, P., & Walborn, N. R. 1992, *AJ*, 103, 1205
- Relyea, L. J., & Kurucz, R. L. 1978, *ApJS*, 37, 45

- Sanduleak, N. 1970, *Cerro Tololo Inter-American Obs. Cont.*, 89
- Schulte-Ladbeck, R. E., Leitherer, C., Clayton, G. C., et al. 1993, *ApJ*, 407, 723
- Shannon, C. 1949, *Proc. I. R. E.*, 37, 10
- Smith, L. J., Nota, A., Pasquali, A., et al. 1998, *ApJ*, 503, 278
- Spoon, H. W. W., de Koter, A., Sterken, C., Lamers, H. J. G. L. M., & Stahl, O. 1994, *A&AS*, 106, 141
- St-Louis, N., Turbide, L., & Moffat, A. 1997, in *Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition*, ed. A. Nota, & H. Lamers, *ASP Conf. Ser.*, 120, 187
- Stahl, O. 1987, *A&A*, 182, 229
- Stahl, O., Leitherer, C., Wolf, B., & Zickgraf, F.-J. 1984, *A&A*, 131, L5
- Stahl, O., Wolf, B., Klare, G., et al. 1983, *A&A*, 127, 49
- Sterken, C. 1983, *The Messenger*, 33, 10
- Sterken, C., Manfroid, J., Anton, K., et al. 1993, *A&AS*, 102, 79
- Sterken, C., Manfroid, J., Beele, D., et al. 1995, *A&AS*, 113, 31
- Tutukov, A. V., & Yungelson, L. R. 1980, *Soviet Astron. Lett.*, 6, 271
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, 460, 914
- van Genderen, A. M. 2001, *A&A*, 366, 508
- van Genderen, A. M., de Groot, M., & Sterken, C. 1997, *A&AS*, 124, 517
- van Genderen, A. M., Sterken, C., de Groot, M., & Reijns, R. A. 1998, *A&A*, 332, 857
- Walborn, N. R. 1977, *ApJ*, 215, 53
- Walborn, N. R. 1982, *ApJ*, 256, 452
- Walborn, N. R., & Blades, J. C. 1997, *ApJS*, 112, 457
- Walborn, N. R., Drissen, L., Parker, J. W., et al. 1999, *AJ*, 118, 1684
- Walborn, N. R., Evans, I. N., Fitzpatrick, E. L., & Phillips, M. M. 1991, in *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, ed. K. van der Hucht, & B. Hidayat, *IAU Symp.*, 143, 505
- Walborn, N. R., & Fitzpatrick, E. L. 1990, *PASP*, 102, 379
- Walborn, N. R., Lennon, D. J., Heap, S. R., et al. 2000, *PASP*, 112, 1243
- Werner, K., & Rauch, T. 2001, in *Eta Carinae and Other Mysterious Stars: The Hidden Opportunities of Emission Spectroscopy*, ed. T. Gull, S. Johansson, & K. Davidson, *ASP Conf. Ser.*, 242, 229
- Whitelock, P. A., van Leeuwen, F., & Feast, M. W. 1997, in *ESA SP-402: Hipparcos – Venice '97*, 402, 213
- Wolf, B. 1989, *A&A*, 217, 87
- Wolf, B., Stahl, O., Smolinski, J., & Casatella, A. 1988, *A&AS*, 74, 239



# Chapitre 7

## Découverte d'un nouveau blob

LMC N 214 est un complexe nébulaire situé au sud-est du Grand Nuage de Magellan, de l'autre côté de la barre par rapport à 30 Dor (voir fig. 3). Contrairement à 30 Dor, cette zone est assez pauvre en régions H II et le complexe N 214 est relativement isolé. Notre attention a été attirée sur cette région par les observations de Walborn et al. (2002a), consacrées à l'étoile Sk -71°51, une étoile massive du début de la séquence principale, source principale du sous-ensemble N 214C. Les images à faible résolution font apparaître des nébulosités au nord de celle ci.

L'observation de cette région a donc été l'une de nos priorités au cours d'une mission au NTT (ESO – La Silla). Le temps alloué sur les instruments SuSI2 et EMMI nous a permis d'obtenir des images de la région en bandes larges pour la photométrie stellaire ainsi qu'en bandes étroites pour l'analyse de la morphologie nébulaire ; les spectres obtenus à basse résolution spectrale visaient à établir les rapports de raies nébulaires tandis que la moyenne résolution était destinée à identifier les types spectraux des sources les plus proéminentes.

### 7.1 Traitements spécifique des données

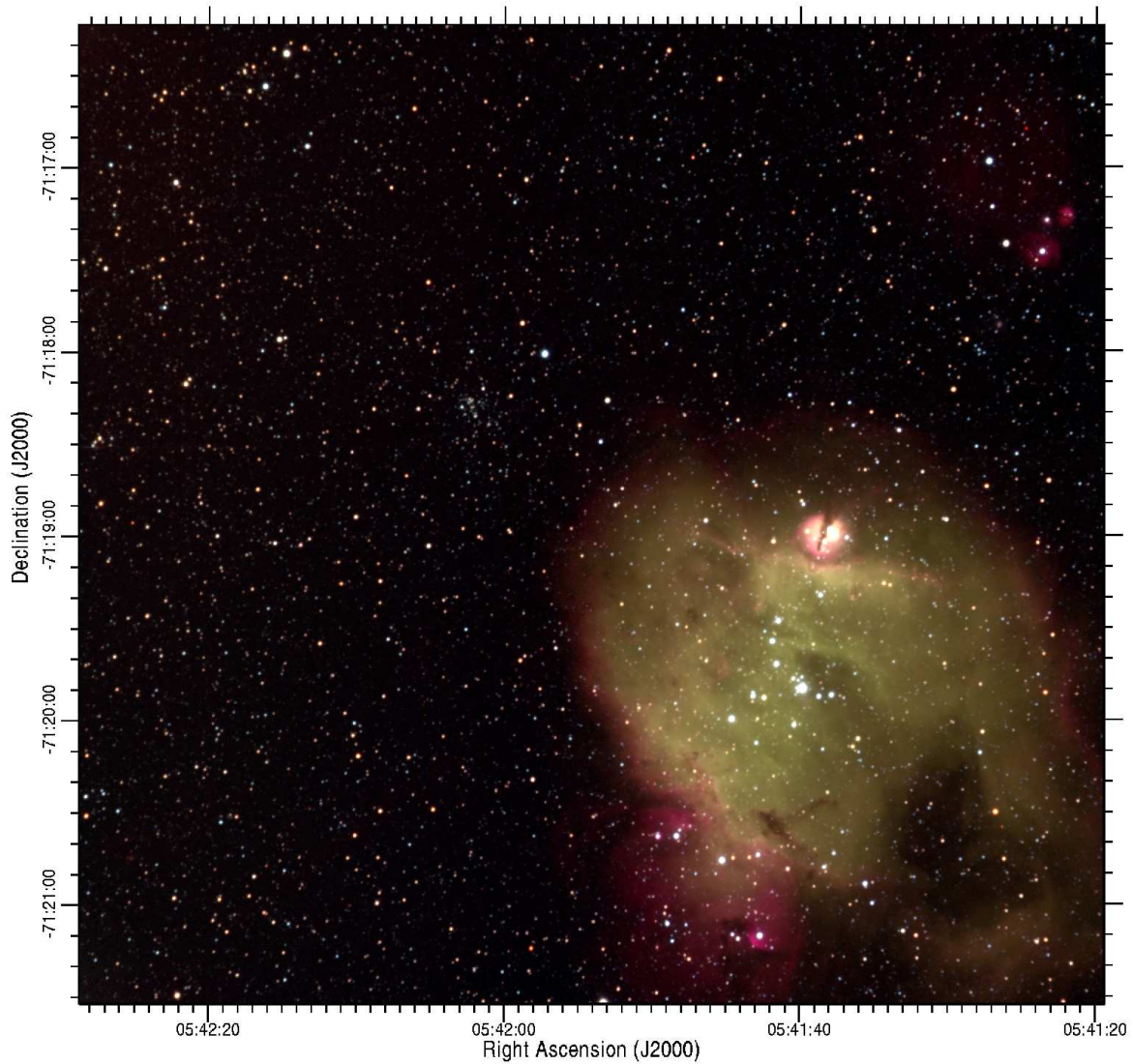
#### 7.1.1 Imagerie

Nous avons bénéficié au cours de notre mission d'observation de conditions de seeing favorable, compris entre 0''5 et 0''8 lors des observations d'imagerie. Les images que nous présentons sont par conséquent les plus précises à ce jour de cette région.

La figure 7.1 est un composite RVB de 6 images (voir p.50 : les filtres nébulaires ( $H\alpha$ ,  $[O III]$ ,  $H\beta$ ) font ressortir la structure gazeuse et les filtres à large bande ( $R$ ,  $V$ ,  $B$ ) augmentent le contraste de couleur entre les étoiles.

#### 7.1.2 Photométrie

La photométrie de l'ensemble des sources a été effectuée sur les images  $B$ ,  $V$  et  $R$ . Le nombre et la densité des sources sur l'ensemble du champ a imposé l'usage de l'algorithme



**FIG. 7.1:** La région de N214C et de l'association OB LH 110 vue par le NTT/SuSI2. Image composite RVB (rouge : filtres  $H\alpha$  et  $R$ , vert :  $[O III]$  et  $V$  et bleu :  $H\beta$  et  $B$ ). La taille du champ est de  $364'' \times 348''$ , soit  $91 \times 87$  pc à la distance du Grand Nuage de Magellan.

DAOPHOT/ALLSTAR (sect. 3.1.2), et, pour l'amas serré centré autour de Sk  $-71^{\circ}51$ , de l'algorithme MCS (sect. 3.1.3). Afin d'éviter la saturation du détecteur par les étoiles brillantes du champ, nous avons adopté des temps de pose courts (60 sec en  $B$  et  $V$ , et 30 sec en  $R$ ) répétés 4 fois pour chaque filtre.

Disposant de 4 poses dans chaque filtre, nous aurions pu les combiner afin d'obtenir un meilleur rapport S/B dans chaque filtre. Ce rapport n'étant pas *a priori* un facteur limitant, nous avons préféré adopter une autre approche, en effectuant la photométrie sur chaque pose individuelle. Cette méthode comporte plusieurs avantages : tout d'abord, la coaddition des images suppose l'alignement de celles-ci et donc l'interpolation de 3 poses par rapport à la pose de référence. Cette interpolation altère la PSF, la rendant plus difficile à modéliser par la suite. De plus ce traitement différencié permet d'apprécier les variations épisodiques de transparence du ciel : en comparant d'une pose à l'autre l'intensité de chaque source, nous

avons ainsi mis en évidence des variations maximales de 7% (moyenne sur l'ensemble des sources). Ce constat nous a permis de corriger les fluctuations de luminosité d'une pose à l'autre en multipliant les poses sous-lumineuses par une constante ( $10^{-0.4 \times \Delta m}$  ou  $\Delta m$  est la différence de magnitude d'une pose à l'autre, moyennée sur chaque source). Finalement, la photométrie est menée séparément sur les  $3 \times 4$  images non-interpolées. Afin de faciliter le traitement ultérieur, ces images sont en fait des sous-sections choisies dans les poses originales de façon à cadrer le même champ. Ainsi, chaque source a la même position dans tous les filtres à 1 pixel près.

Si le traitement séparé des poses nous a semblé préférable pour la photométrie «classique», il est quasiment obligatoire dans le cas de la photométrie par algorithme MCS. Il est crucial d'avoir la PSF la plus correcte possible, et l'algorithme lui-même est conçu pour tirer parti d'images multiples (y compris à travers des filtres différents) : il intègre la contrainte que représente la position relative des sources (qui doit être identique sur toutes les images) et calcule en conséquence les décalages à appliquer d'une image à l'autre.

Dans les deux cas le fait d'obtenir indépendamment 4 mesures de la luminosité d'une source permet une ébauche d'estimation de l'erreur. Le nombre de mesures est trop faible pour utiliser des outils statistiques tels que l'écart-type. On peut en revanche utiliser comme estimateur la valeur absolue de l'écart maximal entre deux mesures. La table 7.1.2 regroupe les moyennes par tranche de magnitude (ligne «N» = sources dont la magnitude est comprise entre N et N+1), sur un total de 2321 sources.

mag	B	V	R
14	0.007	0.014	0.018
15	0.012	0.016	0.021
16	0.014	0.016	0.022
17	0.019	0.025	0.030
18	0.029	0.031	0.040
19	0.044	0.047	0.066
20	0.078	0.082	0.107
21	0.149	0.144	0.222

**TAB. 7.1:** *Erreur photométrique estimée à partir des 4 mesures effectuées pour chaque filtre (moyenne pour les sources par tranche de magnitude)*

L'intérêt de ces résultats est de représenter la dispersion des mesures à l'issue de tout le processus de photométrie, sans se limiter aux erreurs photométriques internes fournies par DAOPHOT.

Finalement la photométrie des sources du champ par DAOPHOT a permis d'obtenir les magnitudes apparentes  $B$ ,  $V$  et  $R$  de 2321 sources et la déconvolution MCS a permis d'obtenir ces mêmes informations pour 44 sources, soit un total de 2365 sources pour l'ensemble.



### 7.1.3 Spectrographie

Les spectres obtenus à l'aide de l'instrument EMMI se répartissent en 2 groupes : les spectres destinés à classification spectrale, centrés sur les raies impliquées dans les critères de classification et à résolution moyenne (3810–4740 Å, soit  $\sim 1$  Å par pixel), et les spectres nébulaires à faible résolution, couvrant un domaine plus large.

Les spectres nébulaires ont été destinés à déterminer le rapport de raies  $H\alpha/H\beta$  et  $[O III]/H\beta$ . En plus d'obtenir ces valeurs le long des deux orientations que nous avons fixées pour la fente, ces spectres ont permis de calibrer les cartes correspondantes. Les poses d'imagerie  $H\alpha$ ,  $H\beta$  et  $[O III]$  n'ayant pas été calibrées, le rapport obtenu en divisant une image par une autre dépend du gain de l'ensemble télescope/instrument/détecteur en fonction du filtre.

Pour ce faire, nous avons cherché à comparer les données spectrographiques aux données d'imagerie. Cela revient à chercher, pour une position de fente donnée, quel facteur appliquer au profil correspondant sur l'image pour qu'il soit identique au profil issu des spectres.

Le profil issu des spectres est obtenu en intégrant l'intensité des pixels le long de l'axe  $\lambda$ . On obtient par exemple le profil  $H\beta$  en sommant toutes les colonnes entre  $\lambda = 4851$  Å et 4871 Å. On corrige le «ciel» en procédant de même de part et d'autre de cette fenêtre et en soustrayant le résultat moyen. Cette procédure aboutit à une dimension spatiale contenant l'intensité  $H\beta$  en fonction de la position le long de la fente. Les profils  $H\alpha$  et  $[O III]$  sont obtenus de la même façon et leur division pixel à pixel donne le profil des rapports.

Pour aboutir à un résultat comparable à partir des images, il faut commencer par identifier la position exacte de la fente considérée par rapport à l'image. Hormis les croquis réalisés lors de l'observation, qui donnent une idée du positionnement global, cette information peut être retrouvée à partir des header des fichiers du spectrographe : celui-ci contient l'angle précis que fait la fente par rapport au nord (Position Angle ou P.A.) et la taille d'un pixel sur le ciel, en arcsecondes. En revanche, les informations concernant le pointage de la monture ne peuvent être exploitées directement car elles ne sont pas assez précises. Un positionnement fin doit être réalisé en comparant les profils d'intensités précédemment obtenus à l'image dans le filtre correspondant. Les sources ponctuelles permettent de fixer les positions en identifiant les pics du spectre aux étoiles de l'image. La présence de plusieurs étoiles le long de la fente permet de confirmer le positionnement. L'utilisation d'une procédure *iraf* déjà développée pour un cas similaire a permis d'accélérer cette procédure.

Une fois la position de la fente connue, le profil est simplement le résultat de l'extraction de cette portion de ciel depuis la carte d'extinction ou d'excitation, en intégrant sur la largeur de la fente. Cette opération est particulièrement simple dans le cas d'une fente orientée selon les lignes ou selon les colonnes de l'image.

Le facteur de calibration d'une carte est alors la valeur trouvée en divisant le profil issu du spectre par le profil issu de la carte, dans les zones où ce facteur est pertinent (i.e. là où une émission est détectée).

## 7.2 Un nouveau membre de la classe des HEBs

La morphologie de la région telle qu'observée sur la figure 7.1 montre l'existence de plusieurs structures apparemment liées à la présence de l'étoile Sk -71°51, la plus brillante du champ, au centre du complexe nébulaire qui s'étend sur  $\sim 52$  pc selon l'axe nord-sud et  $\sim 38$  pc selon l'axe est-ouest.

Les régions internes (dominées par l'émission [O III]) sont plus fortement ionisées que les régions externes (dominées par l'émission  $H\alpha$ ). La résolution de Sk -71°51 en amas est détaillée en section 6.2, p. 111

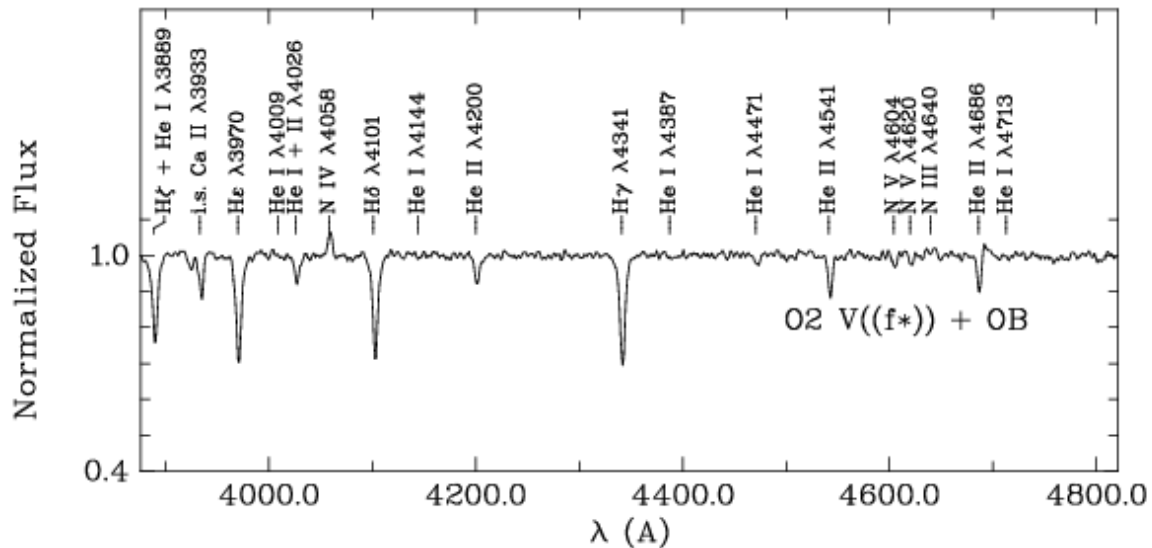


**FIG. 7.2:** Composite couleur  $H\alpha$ ,  $H\beta$  et [O III]. Champ  $43'' \times 31''$  ( $\sim 11$  pc  $\times$  8 pc). Nord vers le haut et est vers la gauche.

La figure 7.2 est un agrandissement de la zone du blob proprement dit. Il a l'apparence d'une sphère de  $5''$  de rayon ( $\sim 1.3$  pc), barrée en son milieu par une zone plus sombre que nous interprétons comme une traînée d'absorption en avant plan. La largeur de cette traînée atteint  $\sim 3''.5$  ( $\sim 0.9$  pc) au maximum, côté nord. Plusieurs étoiles brillantes semblent associées à cette nébulosité, mais il est probable que d'autres sources soient enfouies. Au sud, on aperçoit un front d'ionisation probablement causé par les vents stellaires en provenance de Sk -71°51.

Les valeurs d'extinction mesurées à partir du rapport  $H\alpha/H\beta$  atteignent des valeurs de l'ordre de  $A_V = 2$  mag dans le blob. Des valeurs plus élevées sont atteintes au niveau de la traînée d'absorption, mais le niveau de l'émission  $H\beta$  dans cette zone devient très faible, ce qui dégrade considérablement le rapport S/B du rapport  $H\alpha/H\beta$ . L'excitation du blob est plus variable selon le côté considéré : la moitié est, qui est la moins lumineuse, est également la moins excitée avec un rapport [O III]/ $H\beta$  de l'ordre de 3.5. En revanche la partie ouest atteint 5.3 au niveau de la zone la plus brillante.

L'excitation et la morphologie de cette nébulosité compacte montre que nous avons trouvé un nouveau membre de la classe des HEBs. Il partage avec d'autres, notamment LMC N 160 A1 et A2, le fait d'être proche d'un front d'ionisation engendré par une étoile



**FIG. 7.3:** Spectre de la composante principale de l'amas Sk-71°51 obtenu en septembre 2002 (NTT + EMMI).

lumineuse plus évoluée, mais sa morphologie très proche de celle d'une sphère et la structure de la traînée d'absorption qui le masque partiellement en font un objet remarquable au sein de cette classe des HEBs.

### 7.3 Une nouvelle étoile de classe O2

La présence d'un blob n'est pas la seule particularité de la région : la nébuleuse N 214C est dominée par le rayonnement d'une étoile très brillante, Sk-71°51, dont nous avons obtenu un spectre. Le bon rapport signal/bruit des données nous permet de classer cette étoile comme O2 V((f\*)) : il s'agit du type le plus chaud actuellement décrit, et les membres de cette classe définie par Walborn & Fitzpatrick (2000) sont extrêmement rares, une douzaine à ce jour. Les critères appliqués pour obtenir cette classification sont rappelés en section 1.1 (p. 9), le point le plus important étant ici la distinction entre sous-types O : c'est la valeur élevée du rapport N IV ( $\lambda 4058$ ) / N III ( $\lambda 4640$ ) qui justifie l'appartenance au type O2.

Le spectre est néanmoins contaminé par une émission He I  $\lambda 4471$  : cette particularité indique la présence d'un compagnon de type OB, sans qu'il soit possible à ce stade de déterminer s'il s'agit réellement d'un compagnon non résolu ou seulement de la contamination des données spectrales due aux compagnons résolus par déconvolution.

La puissance du rayonnement de cette étoile ainsi que son vent stellaire façonnent son environnement : elle crée la bulle ionisée qui l'entoure, avec une forte excitation à l'intérieur (forte luminosité en [O III] dans la partie interne, prédominance de H $\alpha$  en lisière). De nombreuses structures en absorption présentent une morphologie cométaire dirigée vers Sk 71°51, et un front d'ionisation particulièrement proéminent est visible à proximité du blob.

## The LMC H II region N 214C and its peculiar nebular blob<sup>★,★★</sup>

F. Meynadier<sup>1</sup>, M. Heydari-Malayeri<sup>1</sup>, and N. R. Walborn<sup>2</sup>

<sup>1</sup> LERMA, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France  
 e-mail: Frederic.Meynadier@obspm.fr

<sup>2</sup> Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, Maryland 21218, USA

Received 15 December 2004/ Accepted 3 March 2005

**Abstract.** We study the Large Magellanic Cloud H II region N 214C using imaging and spectroscopy obtained at the ESO New Technology Telescope. On the basis of the highest resolution images so far obtained of the OB association LH 110, we show that the main exciting source of the H II region, Sk -71°51, is in fact a tight cluster of massive stars consisting of at least 6 components in an area  $\sim 4''$  wide. Spectroscopic observations allow us to revise the spectral type of the main component (# 17) to O2 V ((f\*)) + OB, a very rare, hot type. We also classify several other stars associated with N 214C and study the extinction and excitation characteristics of the H II region. Moreover, we obtain *BVR* photometry and astrometry of 2365 stars and from the corresponding color-magnitude diagram study the stellar content of N 214C and the surrounding LH 110. Furthermore, we discover a striking compact blob of ionized gas in the outer northern part of N 214C. A spherical structure of  $\sim 5''$  in radius ( $\sim 1.3$  pc), it is split into two lobes by absorbing dust running diametrically through its center. We discuss the possible nature of this object.

**Key words.** stars: early-type – ISM: individual objects: N 214C – galaxies: Magellanic Clouds

### 1. Introduction

Among the Large Magellanic Cloud (LMC) H II regions catalogued by Henize (1956), N 214 is one of the southernmost, lying below the bar, at a distance of  $\sim 135'$  ( $\sim 2.1$  kpc in projection) from the famous 30 Doradus (assuming a distance modulus of 18.6 mag, Groenewegen & Oudmaijer 2000). N 214 appears as an elongated structure,  $\sim 15' \times 4'$  ( $\sim 220$  pc  $\times$  60 pc), composed of at least 8 nebular components (A to H), most of them very dim. This gas complex is a noteworthy region of ongoing star formation, as suggested by the detection of molecular emission toward components N 214C and N 214DE (Israel et al. 1993; Heikkila et al. 1998). The latter molecular cloud is of particular interest since it is larger, more intense, and moreover contains several molecular species (HCN, HCO<sup>+</sup>, CS, etc.) tracing high-density regions (Chin et al. 1997). In fact the H I column density toward N 214 is one of the largest in the whole LMC (Israel 1997). N 214 also harbors the OB association LH 110 (Lucke & Hodge 1970), a study of which was presented by Oey (1996).

Few works have been devoted to the H II regions constituting N 214 and its associated stellar populations. The present

paper deals with the brightest component N 214C, also called NGC 2103 or DEM L 293 (Davies et al. 1976). We use optical imaging and spectroscopy in order to study the H II region as well as its associated stars. N 214C is quite attractive since it hosts Sk -71°51, a very hot and massive star previously classified O3 V ((f\*)) (Walborn et al. 2002), which our present work shows to be even earlier. The most massive stars being particularly rare, and since we do not know yet how they form, N 214C provides an excellent opportunity for studying the formation site of such a star, including its related stellar populations.

### 2. Observations and data reduction

#### 2.1. Sub-arcsecond imaging and photometry

N 214C was observed on 28 September 2002 using the ESO New Technology Telescope (NTT) equipped with the active optics and the SUperb Seeing Imager (SuSI2). The detector was made up of two CCD chips, identified as ESO #45 and #46. The two resulting frames were automatically combined in a single FITS file, whereas the space between the two chips was “filled” with some overscan columns so that the respective geometry of the two chips was approximatively preserved. The gap between the chips corresponds to  $\sim 100$  real CCD pixels, or  $\sim 8''$ . The file format was  $4288 \times 4096$  pixels, and the measured pixel size  $0''.085$  on the sky. Each chip of the mosaic covered a field of  $5'.5 \times 2'.7$ . See the ESO manual SuSI2 for more technical information (LSO-MAN-ESO-40100-0002/1.9).

\* Based on observations obtained at the European Southern Observatory, La Silla, Chile; Program 69.C-0286(A) and 69.C-0286(B).

\*\* Tables 2 and 3 are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/vol1/page>

Nebular imaging was carried out using the narrow band filters centered on the emission lines  $H\alpha$  (ESO #884),  $H\beta$  (#881), and  $[O\text{III}]$  (#882) with basic exposures of 300 s; for the first two filters 2 exposures and in the latter case 4 exposures were obtained. The image quality was quite good during the night, as represented by a seeing of  $0''.5$ – $0''.8$ .

Photometry was performed in the  $BVR$  Bessell system using the filters ESO #811 ( $B$ ), #812 ( $V$ ), and #813 ( $R$ ). We were particularly careful to keep most of the brightest stars in the field under the detector’s saturation level in order to get high quality Point Spread Functions (PSF). This led us to adopt unit exposure times of 60 s for  $B$  and  $V$  and 30 s for  $R$  respectively. The exposures for each filter were repeated 4 times using ditherings of  $5''$ – $10''$  for bad pixel rejection.

Seven standard stars, belonging to two Landolt photometric groups (SA 92 and T Phe) were observed at four different airmasses. This led to the determination of the photometry coefficients and zero-points using the `photcal` package under `iraf`. Those coefficients are in good agreement with the indicative values which are displayed on the SuSI2 web page.

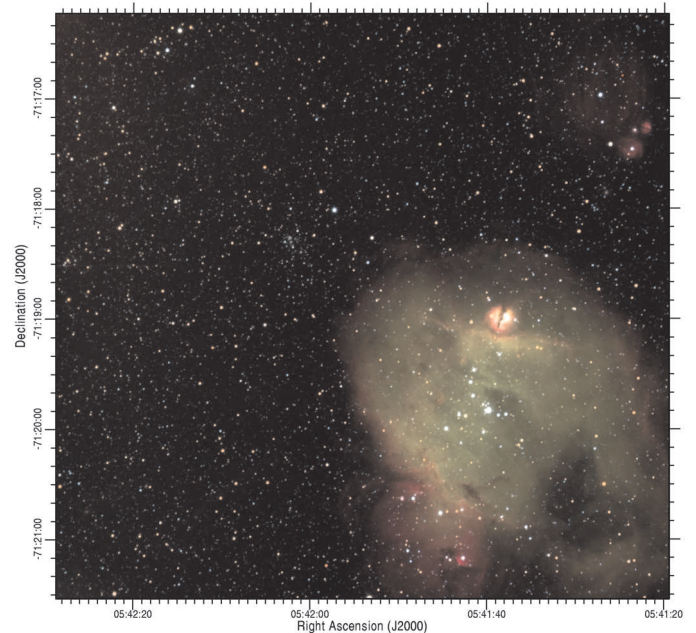
The offset between standard stars’ wide-aperture photometry and field stars’ PSF-fitting photometry was calculated as follows: starting from one of the flat-fielded frames, we subtracted all stars except the ones used for determining the PSF with the `daophot.substar` procedure, using our preliminary DAOPHOT photometry and the corresponding PSF. This leads to a frame with only a few bright, isolated stars plus residues from the subtraction. We then performed both aperture and PSF-fitting photometry on those stars, using the same aperture we used for standard stars. Finally, we compared the results and eliminated deviant measurements (occasional bad PSF subtraction and strongly variable nebular background). This results in aperture corrections of 0.02, 0.04 and 0.03 mag in  $B$ ,  $V$  and  $R$  respectively.

During the photometry process, some slight discrepancies between the intensity of the frames were found: this effect was considered to be the consequence of episodic variations of sky transparency by 7% at most. In order not to introduce a systematic underestimation of the star magnitudes when averaging the frames, we decided to perform photometry on each individual frame with `daophot`. Then, for each star, we computed the magnitude differences from one frame to another, and deduced the mean magnitude shift between each frame. Choosing the brightest ones as the reference for each filter, we multiplied the three others by the appropriate correction factor ( $10^{-0.4\Delta m}$ , with  $\Delta m$  being the (negative) mean difference of magnitude between the brightest frame and the current frame) and performed another run of photometry. By cross-correlating the positions of the sources in the various photometry files, we obtained the mean magnitude (average of the 4 mag) and a decent estimator of the uncertainty on this magnitude (difference between maximum and minimum magnitudes, the sample being too small for  $\sigma$  to be significant). The mean uncertainties, much larger and probably more meaningful than the `daophot` internal errors, are reported in Table 1. Finally, the process yielded the photometry of 2321 stars in all three filters (online Table 2).

A composite, six-color image of the whole N 214C field is displayed in Fig. 1, while Fig. 2 shows a subfield in  $V$ , where

**Table 1.** Mean overall photometric errors.

Mag	$B$	$V$	$R$
14	0.007	0.014	0.018
15	0.012	0.016	0.021
16	0.014	0.016	0.022
17	0.019	0.025	0.030
18	0.029	0.031	0.040
19	0.044	0.047	0.066
20	0.078	0.082	0.107
21	0.149	0.144	0.222

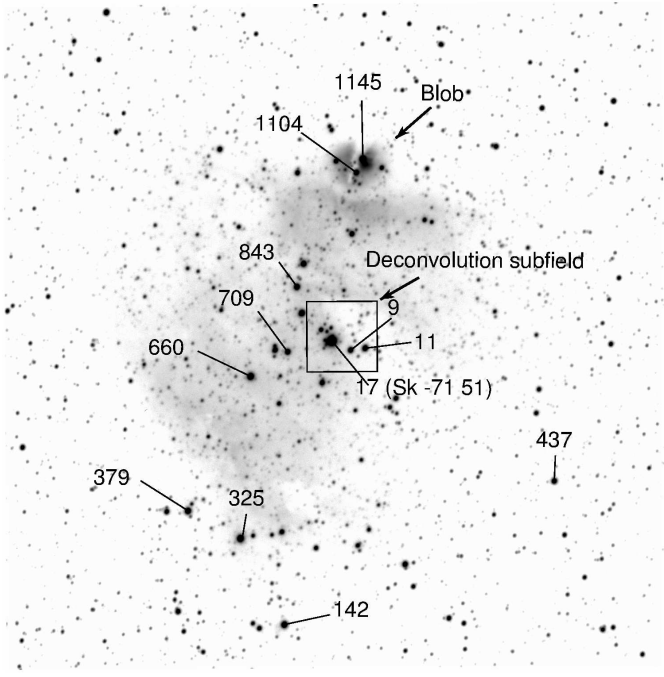


**Fig. 1.** A composite six-color image of the LMC H II region N 214C and the OB association LH 110 in which it lies. The image, taken with the ESO NTT/SuSI2, results from the co-addition of narrow and broad-band filters  $R$  and  $H\alpha$  (red),  $V$  and  $[O\text{III}]$  (green), and  $B$  and  $H\beta$  (blue). The field size is  $364'' \times 348''$  corresponding to  $91 \times 87$  pc. North is up and east to the left. The brightest star, situated toward the middle of the nebula, is the Sk  $-71^\circ 51$  cluster. The striking compact H II blob lies  $\sim 60''$  ( $\sim 15$  pc) north of Sk  $-71^\circ 51$ . See Fig. 7 for identifications of the compact nebulae lying north-west of N 214C.

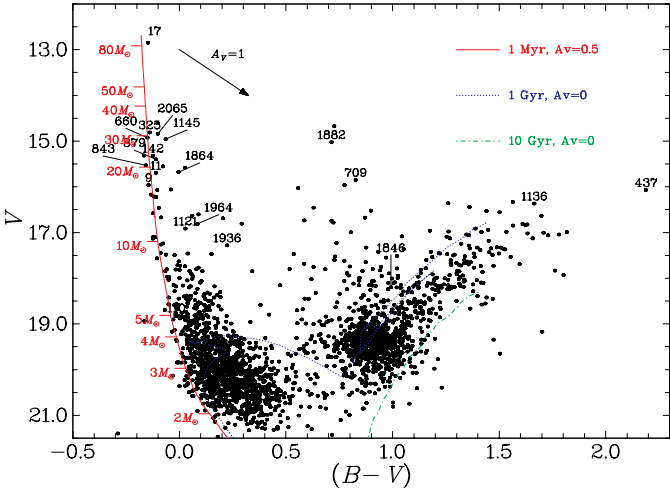
the most conspicuous stars are labelled. The corresponding color–magnitude diagram is displayed in Fig. 3, and discussed in Sect. 5.

## 2.2. Image restoration

Sk  $-71^\circ 51$ , the most prominent star of the field, lies in a crowded area. In order to obtain reliable photometry for this star, we performed a deconvolution on a subfield centered on the star. We used the MCS deconvolution algorithm, originally proposed by Magain et al. (1998). The strength of this code is that it takes the finite resolution of CCDs into account and ensures that the Shannon sampling theorem is not violated during the deconvolution process: in particular the final PSF is chosen so that it remains well sampled by the pixels ( $FWHM \geq 2$  pixels). This allows accurate photometry and astrometry with



**Fig. 2.** The H II region N 214C through the broad-band filter  $V$  obtained using ESO NTT equipped with SuSI2. North is up and east to the left. Field size:  $206'' \times 208''$  ( $\sim 52 \times 52$  pc). The stars for which spectroscopy has been obtained are labelled, as well as some noteworthy stars of the sample indicated in Fig. 3. The subfield ( $21'' \times 8''$ ) on which the deconvolution has been carried out is also shown.



**Fig. 3.** Color–magnitude,  $V$  versus  $B - V$ , diagram for the 2341 stars observed toward LMC N 214C. Three isochrones are shown, 1 Myr with  $A_V = 0.5$  mag (red curve), 1 Gyr (dotted blue), and 10 Gyr (dashed-dotted green), computed for a metallicity of  $Z = 0.008$  (Lejeune & Schaerer 2001) and a distance modulus of 18.6 mag. A number of masses between 2 and  $80 M_\odot$  are indicated for the 1 Myr isochrone. The arrow indicates the reddening shift for  $A_V = 1$  mag. The numbers refer to the stellar identifications presented in Fig. 2.

minimum deconvolution artefacts for any blended sources, provided that the PSF of the original image is adequately oversampled and that the  $S/N$  ratio of the sources to be deconvolved remains high enough. We had successfully used this algorithm, in its original implementation, for one of our previous works

(Heydari-Malayeri et al. 2003). The present work makes use of an improved version of the MCS algorithm, allowing simultaneous PSF determination and photometry in dense stellar fields (Magain et al. 2005).

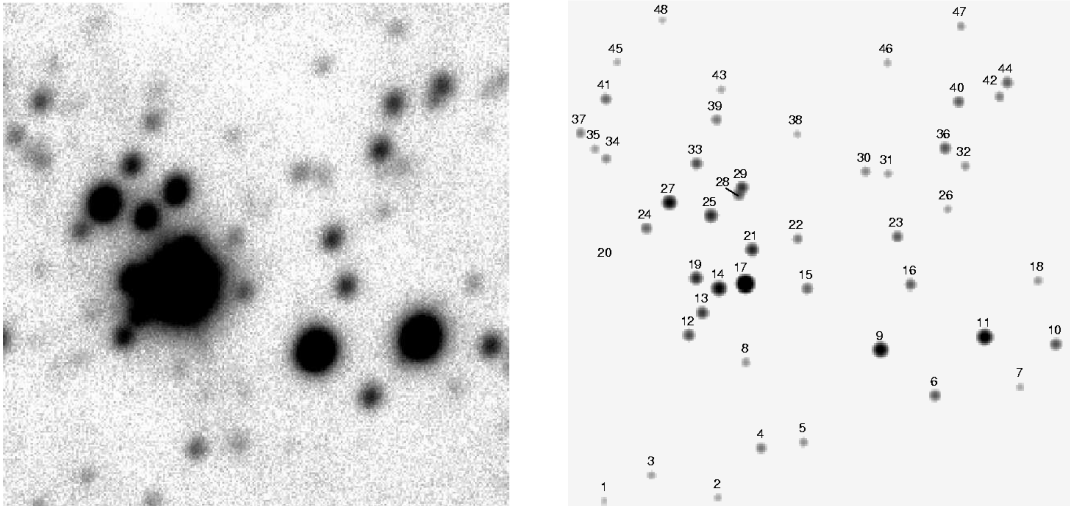
The original data are a set of 12 frames,  $256^2$  pixels each ( $21''.8^2$  on the sky) extracted from the  $B$ ,  $V$  and  $R$  individual flat-fielded frames described earlier. Unfortunately 2 of the 4  $V$  frames were found to be problematic: one because of a meteoric trace close to faint sources, and the other because of saturation of a few pixels. We conservatively chose not to consider those two frames for deconvolution, which reduces the set to: 4  $B$  frames, 2  $V$  frames, and 4  $R$  frames. After subtraction of the nebular background using *sExtractor* (Bertin & Arnouts 1996), the 10 frames have been processed simultaneously: the astrometry was assumed to be identical on each frame, with a small relative shift. Finally the output consists of 10 photometry values and a pair of coordinates for each source: the mean value in each filter is computed afterwards, the spread of values giving an estimate of the uncertainty on instrumental magnitudes with this method. As a result, the subfield is resolved into 48 stars, labelled from 1 to 48 (Fig. 4), the photometry of 44 among them is given in online Table 3.

### 2.3. Spectroscopy

The EMMI spectrograph attached to the ESO NTT telescope was used on 28 and 30 September 2002 to obtain several long slit spectra of the stars. The grating was #12 centered on  $4350 \text{ \AA}$  (BLMRD mode) and the detector was a Tektronix CCD TK1034 with  $1024^2$  pixels of size  $24 \mu\text{m}$ . The covered wavelength range was  $3810\text{--}4740 \text{ \AA}$  and the dispersion  $38 \text{ \AA mm}^{-1}$ , giving  $FWHM$  resolutions of  $2.70 \pm 0.10$  pixels or  $2.48 \pm 0.13 \text{ \AA}$  for a  $1''.0$  slit. At each position we first took a short 5 min exposure followed by one or two longer 15 min exposures. The instrument response was derived from observations of the calibration stars LTT 7379, LTT 6248, and LTT 7987.

The seeing conditions were very good, varying between  $0''.4$  and  $0''.5$ . The identification of the stars along the slits was based on monitor sketches drawn during the observations. However, in order to avoid ambiguous identifications more especially in crowded regions, we also worked out a small IRAF task, using the position angle information in the FITS headers. First, each spectrum was integrated along the dispersion axis, the result being stored into a two-pixel wide strip, which is close to the actual size of the slit. Then, the position angle and the pixel-arcsec correspondence were used to calculate the rotation matrix for the World Coordinate System (WCS). This allowed creation of a slit chart, an  $\alpha$ - $\delta$  calibrated two-dimensional image containing accurate slit orientations. Displaying simultaneously the slit chart beside the SuSI images and using the WCS correlations it was possible to accurately check the identity of the star in the slit.

EMMI was also used to obtain nebular spectra with grating #8 ( $4550\text{--}6650 \text{ \AA}$ ) in the REMD mode. The detector was CCD #63, MIT/LL,  $2048 \times 4096$  pixels of  $15^2 \mu\text{m}^2$  each. A number of spectra were obtained with the slit set in east-west



**Fig. 4.** The deconvolution subfield around the hot star Sk  $-71^{\circ}51$  in  $V$  (see Fig. 2). *Left*: single frame after subtraction of the nebular background, exposure time 60 s, seeing about 8.5 pixels ( $0''.72$ ). *Right*: the same field after deconvolution. The resulting  $FWHM$  of the sources is 3 pixels, or  $0''.25$  on the sky. Field size  $21'' \times 72''$  ( $\sim 5.4^2$  pc). North is up and east to the left.

and north-south orientations using a basic exposure time of 300 s repeated several times. These spectra were used to calibrate the line ratio maps  $H\alpha/H\beta$  and  $[O\text{III}]/H\beta$  which are based on imaging (see Sects. 3.2 and 3.3).

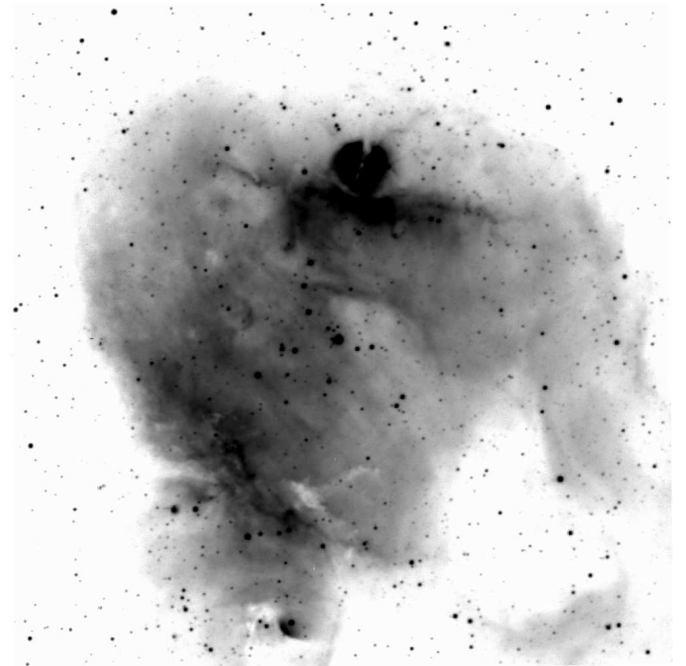
The stellar spectra were extracted using the `specres iraf` task (Lucy & Walsh 2003), part of the `stecf iraf` package (<http://www.stecf.org/software/stecf-iraf/>). This procedure uses an iterative technique involving Lucy-Richardson restoration to avoid contamination from the inhomogeneous nebular background.

### 3. Results

#### 3.1. General morphology

N 214C is the most prominent  $H\alpha$  emission nebula of the OB association LH 110 (Fig. 1). It extends over  $\sim 3'.5$  ( $\sim 52$  pc) along the north-south direction while its mean size along east-west is less than  $2'.5$  (38 pc), becoming narrower in its southern part. The bulk of stars making up LH 110 is visible in Fig. 1, and in particular a tight cluster can be seen around  $\alpha = 05:42:02$ ,  $\delta = -71:18:20$ .

At the center of the nebula lies Sk  $-71^{\circ}51$ , the region's brightest and hottest star (Walborn et al. 2002). At a distance of  $\sim 15''$  north of Sk  $-71^{\circ}51$  runs a long arc of shocked gas with a curvature pointing to the star. There are a dozen less bright stars scattered across the nebula and mainly around Sk  $-71^{\circ}51$ . The green color in the composite image (Fig. 1) covering the bulk of the H II region comes from the high excitation forbidden line  $[O\text{III}] \lambda 5007$ . Moreover, several fine, filamentary structures and fine absorption pillars and features are visible. The eastern or more particularly the south-eastern boundaries of the H II region exhibit a rim structure, evoking a cavity filled with ionized gas. There is however a nebular extension toward the south-east where three relatively bright stars are present (# 325, # 379, # 142) and the emission is mostly due to  $H\alpha$ . We also see a relatively large loop of ionized gas which protrudes from the

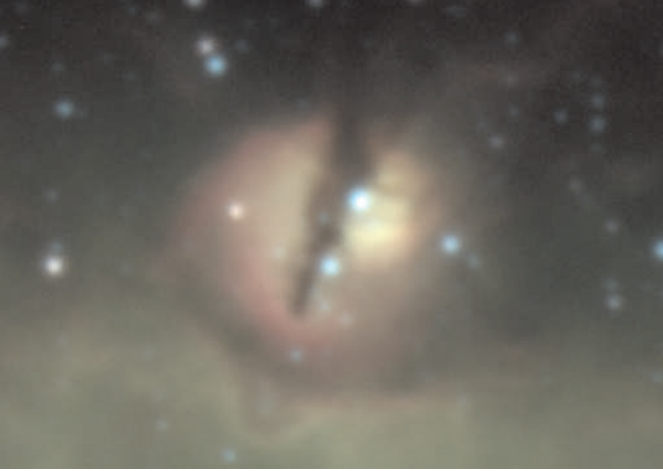


**Fig. 5.** An  $H\alpha$  image with a deep intensity cut displaying the northern and southern-eastern ridges. Field size the same as in Fig. 2.

north-west and bends to join the main body of the nebula at its southern part.

An  $H\alpha$  image with much deeper cut Fig. 5 shows a remarkable symmetry of the nebular structures with respect to Sk  $-71^{\circ}51$  as far as the bright ridges to the north and south are concerned. The H II region appears to be “breaking out”, i.e. encountering lower densities, to the east and west. There may be dense clouds north and south.

A remarkable feature of N 214C is the presence of a globular blob of ionized gas at  $\sim 60''$  ( $\sim 15$  pc in projection) north of Sk  $-71^{\circ}51$  to which attention was drawn by Walborn et al. (2002). It appears as a sphere of radius  $\sim 5''$  ( $\sim 1.3$  pc) split into



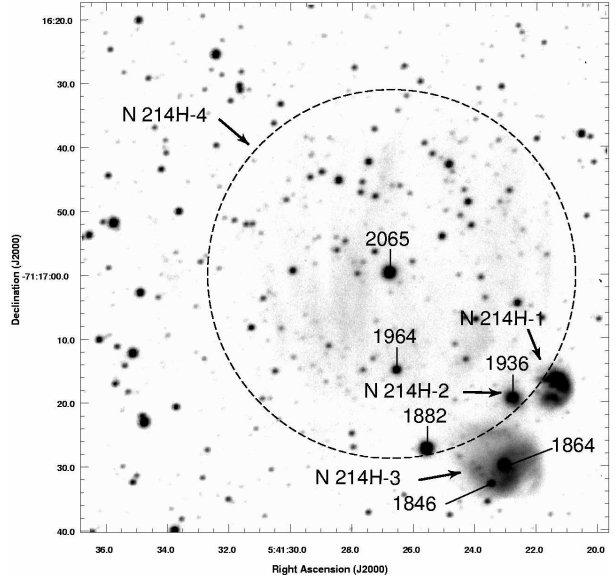
**Fig. 6.** A composite color image of the nebular blob lying  $\sim 60''$  (15 pc) north of the Sk  $-71^{\circ}51$  cluster. Based on individual images taken through narrow-band filters  $H\alpha$  (red), [O III] (green) and  $H\beta$  (blue). Size  $513 \times 363$  pixels,  $43'' \times 31''$  on the sky, corresponding to  $\sim 11 \times 8$  pc. North is up and east to the left. The brightest star north of the emission peak is # 1145 and the one south of the peak is # 1104. The faint star situated toward the center of the blob is # 1132. The two relatively bright stars in the eastern and western lobes are # 1136 and # 1121 respectively (see also Table 4).

two lobes by a dust lane which runs along an almost north-south direction (Fig. 6). The absorption lane is  $\sim 1''$  wide in its southern part and becomes larger toward the north, reaching a width of  $\sim 3''.5$  ( $\sim 0.9$  pc). The western lobe has a bright emission peak not only in the Balmer  $H\alpha$  and  $H\beta$  recombination lines, but also in the higher excitation [O III]  $\lambda 5007$  line. Several stars are seen toward the face of the H II blob, the brightest one (# 1145) appears to lie  $\sim 2''.4$  ( $\sim 0.6$  pc) north of the peak zone at the border of the dark lane. We see another conspicuous star (# 1104) at  $\sim 3''.9$  ( $\sim 1$  pc) south of the emission peak. And there is also a faint star (# 1132) lying apparently toward the center of the blob. More generally, the blob seems to be placed on a ridge of ionized gas. The ridge follows the structure of the blob implying a possible interaction, and runs on both sides of the blob over  $\sim 80''$  on the sky, corresponding to  $\sim 20$  pc in projection.

The observations also resolve the LHA 120-N 214H component which lies north-west of N 214C at a distance of  $\sim 130''$  ( $\sim 33$  pc) from the blob (Fig. 7). We show that N 214H consists in fact of four unknown, compact H II regions hosting exciting stars and a diffuse nebula surrounding star # 2065. Tentatively, we call these anonymous nebulae N 214H-1, 2, 3, and 4. N 214H-1 has a structure identical to that of the blob, in miniature!

### 3.2. Extinction

Figure 8 displays the extinction map of the N 214C region obtained from the Balmer decrement  $H\alpha/H\beta$  ratio. The most extinguished part of the nebula is the absorption lane where the ratio reaches a value of  $\sim 10$  corresponding to  $A_V \sim 3.5$  mag. It should be underlined that this estimate is likely a lower limit



**Fig. 7.**  $H\alpha$  image of the anonymous compact nebulae, labelled N 214H-1, 2, and 3 and the diffuse N 214H-4, all lying north-west of N 214C. Field size  $\sim 88'' \times 88''$  ( $\sim 22 \times 22$  pc). North is up and east to the left. See Table 4 for more information on the labelled stars.

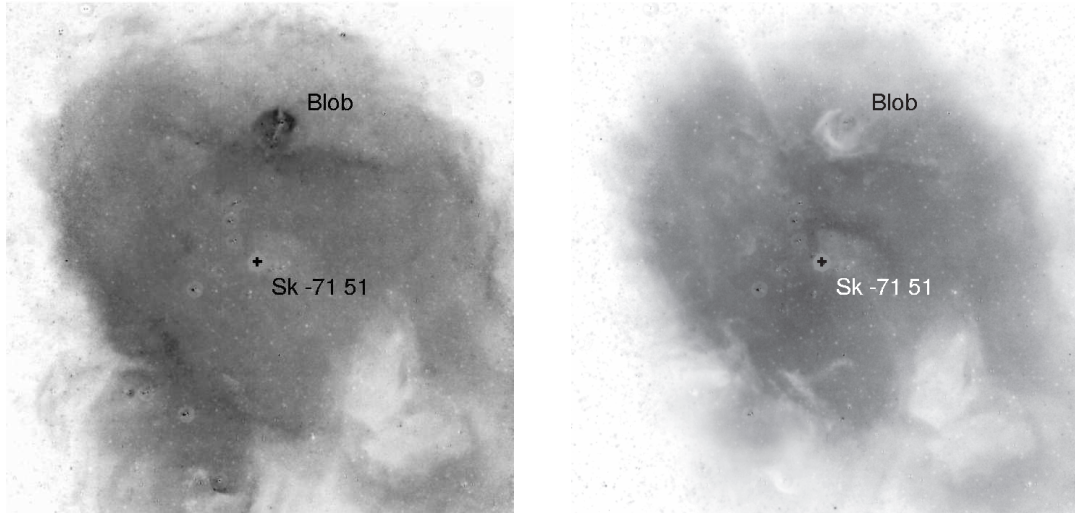
because the  $H\alpha/H\beta$  ratio samples outer zones. Moreover, the Balmer ratio is not a good extinction indicator in this particular case since the exciting star lies above the lane between the blob and the observer. Outside the lane, the ratio is on average  $\sim 5.5$  ( $A_V = 1.8$  mag) and even reaches 6.2 ( $A_V = 2.2$  mag) toward the bright peak of the western lobe. The ridge on which the blob apparently lies also has a relatively high ratio reaching sometimes  $\sim 4.7$  ( $A_V = 1.4$  mag). Another notable reddened area is the south-eastern border of N 214C where the ratio fluctuates around  $\sim 4$  ( $A_V = 0.9$  mag) and reaches as high as  $\sim 4.3$  ( $A_V = 1.1$  mag). The ratio is significantly smaller and almost uniform toward other areas of the H II region and attains a value of  $\sim 3$  ( $A_V = 0.1$  mag) in the area surrounding the hot star Sk  $-71^{\circ}51$ . The external loop structure also has a remarkable reddening, in average 3.5, corresponding to  $A_V = 0.6$  mag. Note that previous extinction estimates toward N 214C obtained through  $4''.9$  apertures yield the following global, smoothed results:  $A(H\alpha) = 0.15$  mag,  $A(H\alpha - \text{radio}) = 0.34$  mag,  $A(1500 \text{ \AA} - \text{FIR}) = 1.10$  mag, and  $A(1900 \text{ \AA} - \text{FIR}) = 0.66$  mag (Caplan & Deharveng 1985, 1986; Bell et al. 2002).

### 3.3. Excitation

The [O III] ( $5007 \text{ \AA}$ )/ $H\beta$  ratio (Fig. 8) has a uniform value of about 5 over an extended area centered on Sk  $-71^{\circ}51$ . In particular, the narrow nebular arc situated north of Sk  $-71^{\circ}51$  can be distinguished by its slightly higher value of  $\sim 5.5$ . The ridge on which the blob seems to lie has a ratio between 4 and 5.

Regarding the ionized blob, the western lobe has a higher [O III]/ $H\beta$  ratio attaining a value of 5.3 at most toward the bright emission area. This higher excitation zone is centered on star # 1145 but cut by the dust lane. The eastern lobe has a





**Fig. 8.** Line ratio maps of the H II region N214C based on narrow-band filter images, after subtraction of point sources with DAOPHOT/allstar. The white circles around the stars are processing artefacts. *Left:* the extinction  $H\alpha/H\beta$  map. *Right:* the excitation  $[O\text{ III}]/H\beta$  map. Field size as in Fig. 2. North is up and east to the left.

smaller mean value of  $\sim 3.5$  and rises to  $\sim 3.8$  toward the north-eastern part of the lobe.

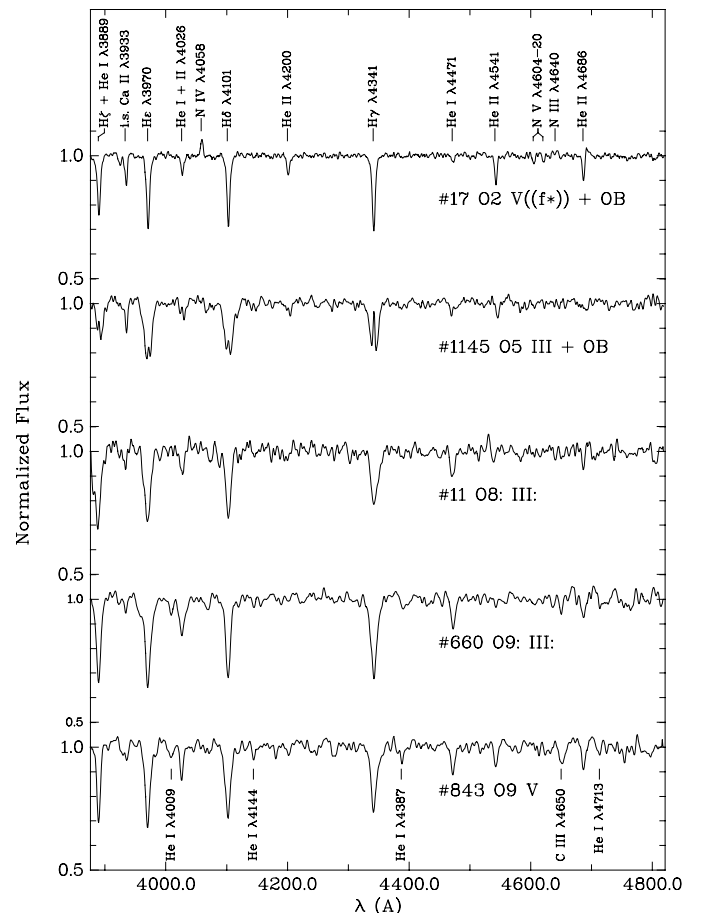
### 3.4. Multiplicity of Sk-71°51

Although it was known that Sk-71°51 is not a single star but a compact cluster (Garmany & Walborn 1987), its attributed luminosity was based on low-resolution observations obtained using a 61 cm telescope with an aperture 18'' in size (Isserstedt 1975). Apart from the fact that Sk-71°51 is a tight cluster, the presence of a relatively bright star (#9), detached from the main cluster but possibly present in the aperture, leads to an overestimation of the magnitude.

The result of the image restoration by deconvolution, as explained in Sect. 2.2, for a  $256^2$  pixels field, corresponding to  $21''.8^2$  on the sky, centered on Sk-71°51, is presented in Fig. 4 and listed in Table 3 which also gives the astrometry and photometry of the stars. The tight core of the Sk-71°51 cluster, covering a  $\sim 4''$  area, is made up of at least 6 components, stars #17, 14, 21, 19, 13, and 12. The brightest component, #17 with  $V = 12.85$ ,  $B - V = -0.15$ , and  $V - R = -0.06$  mag, is separated by  $\sim 1''$  from the second brightest star, #14 with  $V = 16.60$ ,  $B - V = -0.09$ , and  $V - R = -0.06$  mag. Interestingly, the  $V$  and  $B - V$  magnitudes for star #17 agree well with Oey (1996)'s results. We notice that the present higher resolution data reduce the brightness of Sk-71°51 by 0.14 mag with respect to (Isserstedt 1975):  $V = 12.71$ ,  $B - V = -0.09$ ,  $U - B = -1.00$  mag.

### 3.5. Spectral types

The stars for which the spectroscopy was obtained are indicated in Fig. 2, while the spectrograms are displayed in Figs. 9 and 10. The spectral classification was performed without knowledge of the stellar identifications or locations, with reference to the criteria and atlas of Walborn & Fitzpatrick (1990). The results are summarized in Table 4 which also gives



**Fig. 9.** Spectra of O type stars in the LMC H II region N214C.

the corresponding photometric and astrometric information. In the following some details of the two most interesting cases are given.

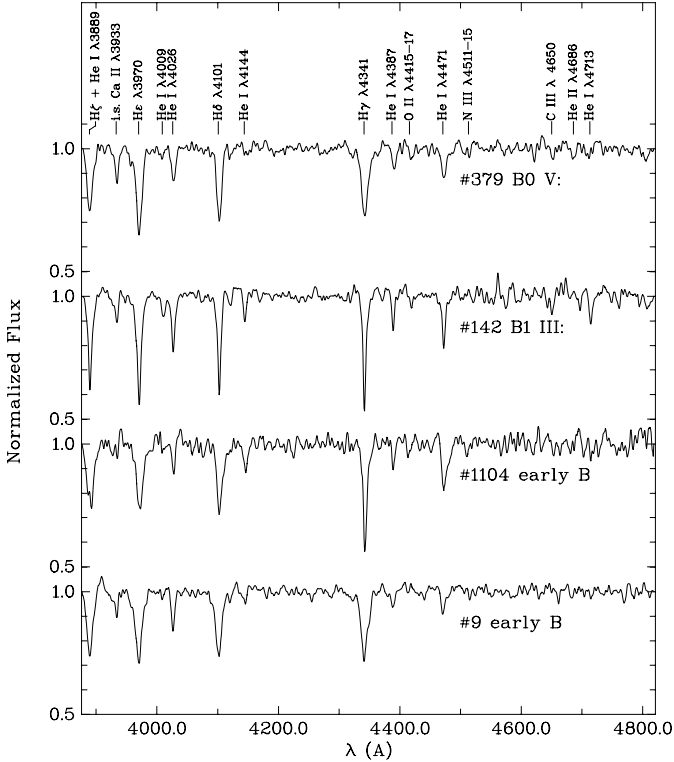


Fig. 10. Spectra of B type stars in the LMC H II region N 214C.

### 3.5.1. Star Sk $-71^{\circ}51$

Star #17 is the brightest component of the Sk  $-71^{\circ}51$  cluster (Table 3). The spectral classification of Sk  $-71^{\circ}51$  has changed several times as a function of the quality of the spectra used. Initially it was classified as an early type dwarf, O4 V (Conti et al. 1986), but subsequently was revised to an earlier giant O3 III(f\*) (Garmany & Walborn 1987). More recently, Sk  $-71^{\circ}51$  was classified as O3 V((f\*)) by Walborn et al. (2002). The present higher S/N ratio spectra indicate an even earlier main sequence star of type O2 V((f\*)) due to a large N IV ( $\lambda 4058$ )/N III ( $\lambda 4640$ ) ratio. Note also the presence of He II  $\lambda 4686$  PCyg profile. The presence of the He I 4471 line suggests an OB companion; it is quite possible that the He I line arises in the close resolved companions, similarly to the case of LH10-3209 (Walborn et al. 1999). However, contamination by unresolved close components can not be excluded. Assuming an intrinsic color of  $E(B - V) = -0.32$  mag for early O type stars (Walborn et al. 2002) and a distance modulus of 18.6 mag, the absolute magnitude of star # 17 is  $M_V = -6.28$ .

### 3.5.2. Star # 1145

Of spectral type O5 III + OB, this is the brightest star ( $V = 14.96$ ,  $B - V = -0.06$  mag) apparently associated with the blob. The doubled line profiles in its spectrogram suggest a spectroscopic binary with  $\delta v \sim 530$  km s $^{-1}$ . The companion dominates at He I  $\lambda 4471$  but the primary at He I + II  $\lambda 4026$ .

## 4. Discussion

### 4.1. Stellar content

The H II region N 214C lies in the OB association LH 110 of size  $3' \times 2'$  (Lucke & Hodge 1970), in which the latter authors detected seven OB candidates. The color-magnitude diagram obtained for 2341 stars of the OB association is displayed in Fig. 3. Overplotted are also the isochrones with ages 1 Myr, 1 Gyr, and 10 Gyr for metallicity  $Z = 0.008$  obtained by Lejeune & Schaerer (2001). Two main stellar populations show up in this diagram: a main sequence and an evolved component. The main sequence, well fitted by an isochrones of age 1 Myr with a reddening of  $A_V = 0.5$  mag, is made up of stars with initial masses from  $\sim 80 M_{\odot}$  to  $\sim 4 M_{\odot}$  and possibly as low as  $\sim 2 M_{\odot}$ . The color spread for the lower mass main sequence stars may be due to either the reddening effect or contamination by the evolved stars.

The evolved population consists of stars which are well fitted by a 1 Gyr isochrone, corresponding to a turnoff mass between 1.9 and  $2.0 M_{\odot}$ . Stars less massive than the turnoff mass have  $(B - V)$  colors between 0.0 and 0.5 mag, whereas more massive stars are centered on  $(B - V) \sim 1$  mag. Note that the 10 Gyr track is tangent to the redder border of the evolved population, probably indicating that the bulk of the stars are better fitted by a much younger, 1 Gyr isochrones.

Star #709 is evolved, as indicated by its spectrum presenting features typical of evolved low-mass stars. This result is supported by the position of the star on the color-magnitude diagram. Its absolute magnitude,  $-2.7$ , would point to a late-type M giant. This star is quite interesting since it lies on the face of the H II region N 214C not far from the Sk  $-71^{\circ}51$  cluster. Generally speaking, several stars seen directly toward N 214C belong to the evolved population. Do they really pertain to this region, or are they field stars? Radial velocity determinations are necessary to answer this question. Another remarkable case is star #437, which has the reddest colors of the sample (see also Table 4). It lies toward the loop structure of N 214C (Sect. 3.1) where the reddening, while not negligible, is not enough to explain the strong colors measured for #437. Comparison with the intrinsic  $B - V$  and  $V - R$  colors (Houdashelt et al. 2000) suggests an evolved low-mass, field star likely affected by local extinction.

The fact that the H II blob lies toward the northern outskirts of N 214C and the compact H II regions N 214H-1, 2, and 3 are situated in that area, suggests that the detected molecular cloud (Israel et al. 1993; Heikkilä et al. 1998) is in contact with the ionized gas in that direction. This assumption agrees with the observation that stars # 1882 and # 1846 have a red color (Fig. 3). Note also that stars # 1936 and more especially # 1964, the latter situated in the diffuse, and maybe older H II region N 214H-4, have a smaller reddening, because they may be less affected by the molecular cloud.

The upper part of the main sequence is populated by massive O and B types several of which have been classified in this work. These stars, seen on the face of the H II region N 214C, are associated with the H II region and therefore contribute to its ionization. Their initial masses are  $< 40 M_{\odot}$ , with a very

**Table 4.** Spectral classification and photometry of interesting stars in LH 110.

Star	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	$V$ (mag)	$B - V$ (mag)	$V - R$ (mag)	Spectral type	Notes
9	05:41:38.48	-71:19:59.1	15.96	-0.14	-0.07	early B	
11	05:41:37.60	-71:19:58.6	15.70	-0.11	-0.06	O8: III:	
17	05:41:39.62	-71:19:56.4	12.85	-0.15	-0.06	O2 V((f*)) + OB	Main component of Sk -71°51
142	05:41:42.54	-71:21:19.4	15.32	-0.12	-0.03	B1 III:	
325	05:41:45.19	-71:20:54.2	14.81	-0.14	-0.03		
379	05:41:48.37	-71:20:46.1	15.40	-0.11	-0.03	B0 V:	
437	05:41:26.14	-71:20:37.8	16.07	2.19	1.22		
660	05:41:44.53	-71:20:06.8	14.92	-0.15	-0.03	O9: III:	
709	05:41:42.29	-71:19:59.7	15.85	0.83	0.55	late-type	
843	05:41:41.70	-71:19:40.6	15.53	-0.16	-0.04	O9 V	
1104	05:41:59.18	-71:19:20.4	20.01	0.37	0.18	early B	Associated with the Blob
1121	05:41:36.51	-71:19:05.8	16.91	0.03	0.12		Seen toward the western lobe
1132	05:41:38.16	-71:19:04.3	19.41	0.05	0.12		Seen toward the center of the Blob
1136	05:41:39.30	-71:19:03.9	16.37	1.66	0.98		Seen toward the eastern lobe
1145	05:41:37.68	-71:19:03.2	14.96	-0.06	0.04	O5 III + OB	Associated with the Blob
1846	05:41:23.32	-71:17:32.8	18.19	0.99	0.56		Associated with N 214H-3
1864	05:41:22.89	-71:17:29.8	15.68	-0.00	0.01		Associated with N 214H-3
1882	05:41:25.43	-71:17:27.2	15.03	0.71	0.41		See Fig. 7
1936	05:41:22.58	-71:17:19.2	17.28	0.22	0.18		Associated with N 214H-2
1964	05:41:26.39	-71:17:14.8	16.81	0.08	0.13		Associated with N 214H-4
2065	05:41:26.61	-71:16:59.5	14.84	-0.10	-0.06		Associated with N 214H-4

remarkable exception: star # 17 with a mass of  $\sim 80 M_{\odot}$  if single. This main component of the Sk -71°51 cluster is a very hot star of type O2 V((f\*)), recently introduced by Walborn et al. (2002). This type is very rare since so far only a dozen members have been identified. Should star # 17 not be fully resolved, as implied by the presence of He I  $\lambda$  4471 in its spectrum, its mass must be smaller than  $80 M_{\odot}$ . Note however that the later-type OB signature may be due to stars # 14 or # 21 lying 1'2 and 1'4 respectively from # 17 and not to a binary companion. In that case, the estimated mass of  $\sim 80 M_{\odot}$  based only on photometry, will be maintained. Radial velocity observations may elucidate the situation. Anyhow, star # 17, as the main excitation source of N 214C, should have a powerful wind, as revealed by the presence of wind and shock features created in the nebula around the star (Sect. 3.1).

The blue star # 325 associated with the south-eastern extension of N 214C must be an O type of initial mass 30–40  $M_{\odot}$ , as indicated by the color–mag diagram. Although we do not have spectroscopic observations, the fact that the star is surrounded by [O III] emission in a region globally dominated by H $\alpha$  emission supports an O type characteristic. Note that stars # 379 and # 142, which are classified B0 V: and B1 III: (Fig. 10), Table 4 and lie toward the same region as # 325, are not associated with [O III] emission due to the lack of sufficiently hard ionizing photons in B stars.

#### 4.2. The peculiar Blob

The compact H II nebula located  $\sim 60''$  north of Sk -71°51 has a striking spherical shape of  $\sim 5''$  ( $\sim 1.3$  pc) in radius. Its mass would be  $\sim 100 M_{\odot}$ , assuming a sphere of 1 pc in radius filled with atomic hydrogen of density  $1000 \text{ cm}^{-3}$ . The excitation of the blob may be mainly due to star # 1145, type O5 III + OB,

which probably lies outside the sphere. The fact that the bright emission peak, where the [O III]/H $\beta$  ratio has its highest value, lies close to # 1145 confirms the exciting role of this star. This result is also in line with high-resolution radio continuum observations at 3 cm (8.6 GHz) and 6 cm (4.8 GHz) obtained using the Australia Telescope Compact Array (Indebetouw et al. 2004). These observations indicate the presence of a compact, ionized region (B0542-7121) at the position of the blob with radio continuum fluxes  $19 \pm 2$  and  $18 \pm 1.5$  mJy at 3 and 6 cm respectively. These measurements correspond to a Lyman continuum flux of  $4.80 \times 10^{48}$  photons  $\text{s}^{-1}$  assuming that the H II region is ionization bounded. The exciting star needed to provide this flux is about O9 V type (Vacca et al. 1996). The discrepancy between this estimate and the spectral classification (O5 III star) can be explained by the fact that the star is outside the blob, so only a fraction of its radiation intercepts in. In case an ionizing source is hidden in the blob the extinction should be so strong that no Lyman continuum photons can escape. The radio continuum observations confirm also that star # 1104, an early B, does not have a major role in the ionization of the blob. On the other hand, there is a faint star # 1132 seen toward the center of the blob in the dark opening, but this is most likely a foreground, blue star of  $V = 19.41$ ,  $B - V = 0.05$  mag.

The fact that no hidden exciting source is expected does not preclude the presence of an internal infrared object. And, interestingly, a strong IRAS source, 05423-7120, coincides with the blob (Indebetouw et al. 2004). The measured fluxes ( $F_{12} = 0.84$  Jy,  $F_{25} = 3.91$  Jy,  $F_{60} = 45.74$  Jy, and  $F_{100} < 110.80$  Jy) correspond to a luminosity of  $\sim 2 \times 10^5 L_{\odot}$  as derived from the 60  $\mu\text{m}$  flux. This estimate implies a massive heat source, equivalent to an embedded  $\sim$ O7 V star of mass  $\sim 40 M_{\odot}$ . The IRAS data can be fitted by a blackbody with  $T = 60$  K whose maximum is centered on  $\sim 60 \mu\text{m}$ . This suggests that there is indeed

an embedded massive star not just a cold collapsing gas clump whose spectral energy distribution would probably peak at or beyond  $100\ \mu\text{m}$ . There is however an excess emission at  $12\ \mu\text{m}$ . Although the excess in some cases could be due to a component of very small grains or polycyclic aromatic hydrocarbons (Degioia-Eastwood 1992; Bell et al. 2002), it could also be due to the presence of a hotter source (Wolf-Chase et al. 2003). The latter suggestion is in line with the expectation that the putative object is most likely not isolated but embedded in an infrared cluster. Alternatively, an accreting protostar cannot be ruled out. In that case a very massive protostar ( $\sim 100 M_{\odot}$ ) with a high accretion rate ( $\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) is required. Another possibility would be a trapped ultracompact H II region created immediately following high mass star formation (Keto 2002). This would imply a low radio luminosity compared to the total luminosity reradiated by dust, suggesting also that the object might be so heavily obscured that it emits mainly in far infrared. If this putative object exists, it would be interesting to determine its near- and mid-infrared properties using high spatial resolution observations.

The compact H II region discovered in N 214C may be a newcomer to the family of HEBs (High Excitation Blobs) in the Magellanic Clouds, the first member of which was detected in LMC N 159 (Heydari-Malayeri et al. 1999b and references therein). In contrast to the typical H II regions of the Magellanic Clouds, which are extended structures spanning several minutes of arc on the sky (more than 50 pc) and powered by a large number of hot stars, HEBs are dense, small regions usually  $5''$  to  $10''$  in diameter (1 to 3 pc). Moreover, they often form adjacent to or apparently inside the typical giant H II regions, and rarely in isolation. They are generally affected by significant amounts of local dust. The formation mechanisms of these objects are not yet well understood, in the sense that we do not know which particular conditions can give rise to them adjacent to typical Magellanic Cloud H II regions. One thing seems however sure, they represent the youngest massive stars of their OB associations. So far only a half-dozen of them have been detected (SMC N 81, N88A; LMC N 159, N 83B, N 11A, N 160A1 & A2) and studied using the Hubble Space Telescope (Heydari-Malayeri et al. 1999c,a,b, 2001b,a, 2002a,b). But the exciting stars of the tightest or youngest members of the family remain undetected even with the *HST* angular resolution in the visible.

The unusual spherical shape of the blob may be due to lack of angular resolution, if we compare it with the Galactic H II region NGC 2024 (Flame nebula), which has a linear radius of  $\sim 1.5$  pc, comparable to the H II blob. The optical image of NGC 2024 also shows a central elongated obscuration in the north-south direction (see Lenorzer et al. 2004, and references therein). There is a B-type infrared cluster behind the dust lane, and recently Bik et al. (2003) estimated a spectral type of  $\sim \text{O8}$  for the dominant source of ionizing flux for the H II region. In spite of these apparent similarities, two important differences distinguish the N 214C blob from NGC 2024. The most massive star of the latter is an O8 type accompanied by a cluster of B types, while the blob is associated with a more massive star of type O5 III + OB (# 1145). Moreover, the blob lies in a prominent region which has formed several O types and more

especially a very rare, massive, and hot star of type O2 V. These characteristics call for high-resolution infrared observations of the blob in order to investigate deep into the blob, specifically behind the absorption lane. It would be very interesting if the embedded stellar population of the blob turns out to be similar to that of NGC 2024. This will imply that sharply different environmental factors (for instance metallicity and initial mass function) can bring about similar stellar populations under certain conditions. Knowing these particular conditions will be important for better understanding star and cluster formation.

The ridge feature upon which the H II blob seems to lie, may in fact be an ionization front moving northward into the molecular cloud. If this assumption is right, the blob may have resulted from massive star formation following the collapse of a thin shell of neutral matter accumulated between the shock and ionization fronts, as predicted by the sequential star formation scenario (Elmegreen & Lada 1977). A list of carefully selected Galactic candidate regions which are likely to be examples of this star formation process is presented by Deharveng et al. (2005). Based on *HST* observations, this scenario has also been suggested for LMC N 83B (Heydari-Malayeri et al. 2001b). Since star # 1145 and the blob lie apparently close to each other, one can raise the question whether that star also is triggered by the ionization front of star # 17. Star # 1145 (O5 III + OB) is less massive than # 17 (O2 V + OB) and should naturally evolve more slowly than the latter. Yet the luminosity class of # 1145 seems to imply the contrary. It should be underlined that the luminosity class III means that the absorption feature He I  $\lambda 4686$  is filled in by emission. But this description of the spectrum could have different physical causes. Usually that is due to higher luminosity, but anything that produces the He I  $\lambda 4686$  emission will fill it in, e.g. loose material/colliding winds in the binary. Therefore, one cannot rule out the possibility that # 1145 be a second generation star triggered by # 17.

Figure 5 reveals another ridge southeast of N 214C, suggesting that the H II region is in contact with a molecular cloud also in that direction. Since the massive stars # 142, # 325, and # 379 are apparently situated beyond the south-eastern ridge, the question of sequential star formation can similarly be raised for them.

*Acknowledgements.* We are grateful to Drs. P. Magain, F. Courbin and their team for giving us access to their new deconvolution code and for their hospitality at their Institute in Liège. We are also indebted to Dr. J. Walsh (ST-ECF) for his tool, *specres*, and the useful advices about its use. We are also thankful to Dr. L. Germany (ESO, NTT) for providing valuable customized calibration data, which greatly improved our data reduction. We are also grateful to Drs. Lise Deharveng (Laboratoire d’Astrophysique de Marseille), Thibaut Le Bertre (LERMA, Paris Observatory), and Hans Zinnecker (Astrophysikalisches Institut Potsdam) for discussions. We would like also to thank the referee, Dr. Paul Crowther, for helpful remarks and comments.

## References

- Bell, E. F., Gordon, K. D., Kennicutt, R. C., & Zaritsky, D. 2002, *ApJ*, 565, 994
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393

- Bik, A., Lenorzer, A., Kaper, L., et al. 2003, *A&A*, 404, 249
- Caplan, J., & Deharveng, L. 1985, *A&AS*, 62, 63
- Caplan, J., & Deharveng, L. 1986, *A&A*, 155, 297
- Chin, Y.-N., Henkel, C., Whiteoak, J. B., et al. 1997, *A&A*, 317, 548
- Conti, P. S., Garmany, C. D., & Massey, P. 1986, *AJ*, 92, 48
- Davies, R., Elliott, K., & Meaburn, J. 1976, *Mem. R. Astron. Soc.*, 81, 89
- Degioia-Eastwood, K. 1992, *ApJ*, 397, 542
- Deharveng, L., Zavagno, A., & Caplan, J. 2005, *A&A*, 433, 565
- Elmegreen, B. G., & Lada, C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725
- Garmany, C. D., & Walborn, N. R. 1987, *PASP*, 99, 240
- Groenewegen, M. A. T., & Oudmaijer, R. D. 2000, *A&A*, 356, 849
- Heikkilä, A., Johansson, L. E. B., & Olofsson, H. 1998, *A&A*, 332, 493
- Henize, K. G. 1956, *ApJS*, 2, 315
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., Rosa, M. R., & Zinnecker, H. 1999a, *A&A*, 347, 841
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Charmandaris, V., Deharveng, L., & Zinnecker, H. 1999b, *A&A*, 352, 665
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Zinnecker, H., Deharveng, L., & Charmandaris, V. 1999c, *A&A*, 344, 848
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2001a, *A&A*, 372, 527
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2001b, *A&A*, 372, 495
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2002a, *A&A*, 381, 941
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Schaerer, D., Martins, F., & Charmandaris, V. 2002b, *A&A*, 381, 951
- Heydari-Malayeri, M., Meynadier, F., & Walborn, N. R. 2003, *A&A*, 400, 923
- Houdashelt, M. L., Bell, R. A., Sweigart, A. V., & Wing, R. F. 2000, *AJ*, 119, 1424
- Indebetouw, R., Johnson, K. E., & Conti, P. 2004, *AJ*, 128, 2206
- Israel, F. P. 1997, *A&A*, 328, 471
- Israel, F. P., Johansson, L. E. B., Lequeux, J., et al. 1993, *A&A*, 276, 25
- Isserstedt, J. 1975, *A&AS*, 19, 259
- Keto, E. 2002, *ApJ*, 580, 980
- Lejeune, T., & Schaerer, D. 2001, *A&A*, 366, 538
- Lenorzer, A., Bik, A., de Koter, A., et al. 2004, *A&A*, 414, 245
- Lucke, P. B., & Hodge, P. W. 1970, *AJ*, 75, 171
- Lucy, L. B., & Walsh, J. R. 2003, *AJ*, 125, 2266
- Magain, P., Courbin, F., & Sohy, S. 1998, *ApJ*, 494, 472
- Magain, P., Courbin, F., Sohy, S., Gillon, M., & Letawe, G. 2005, in preparation
- Oey, M. S. 1996, *ApJS*, 104, 71
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, 460, 914
- Walborn, N. R., & Fitzpatrick, E. L. 1990, *PASP*, 102, 379
- Walborn, N. R., Drissen, L., Parker, J. W., et al. 1999, *AJ*, 118, 1684
- Walborn, N. R., Howarth, I. D., Lennon, D. J., et al. 2002, *AJ*, 123, 2754
- Wolf-Chase, G., Moriarty-Schieven, G., Fich, M., & Barsony, M. 2003, *MNRAS*, 344, 809

# Chapitre 8

## Les blobs à faible excitation (LEBs)

### 8.1 Introduction

Afin d'élargir l'étude de la famille des blobs, j'ai réutilisé des données existantes, mais non publiées, issues d'observations réalisées en 1989 au télescope danois de 1.52m, à la Silla. Ces observations visaient à obtenir une importante masse de données sur des objets sélectionnés au sein des complexes du catalogue Henize (1956) selon un critère de taille (de l'ordre de quelques secondes d'arc) et de non-identification à une autre classe de nébuleuse (par exemple nébuleuse planétaire). Les blobs déjà connus figurent également dans la liste des objets observés.

A l'issue de cette nouvelle analyse, il apparaît que les HEBs sont en fait les membres les plus proéminents d'une famille plus vaste d'objets : nous avons mis à jour de nombreux objets présentant la même morphologie, mais d'excitation et de luminosité plus faible. Nous nommons ces objets Blobs à Faible Excitation (LEBs) et mettons en évidence la corrélation entre excitation et luminosité, pour ces objets. Cette corrélation diffère selon que l'on se place dans le Grand ou le Petit Nuage de Magellan. Ces résultats, s'ils demandent à être confirmés, ouvrent la voie à une définition beaucoup plus contraignante de la classe des blobs, ce qui contribuera en particulier à établir les mécanismes de leur formation.

### 8.2 Observations et réduction de données

Les observations ont été réalisées entre le 12 et le 17 Octobre 1989 avec le télescope danois de 1.52 m et le spectrographe B&C. Le CCD n°13, avec un binning de  $2 \times 2$ , donne des images de 101 pixels  $\times$  515 pixels, chaque pixel correspondant à  $0''.68$  sur le ciel. Associé au réseau n°23 centré sur  $5741 \text{ \AA}$ , il permet d'obtenir un spectre entre  $4772 \text{ \AA}$  et  $6710 \text{ \AA}$ . Cette plage de longueur d'onde permet de mesurer simultanément les raies  $H\beta \lambda 4861$ ,  $[O III] \lambda 4959$  et  $5007$  et  $H\alpha \lambda 6543$ .

La quantité d'objets pointés a été privilégiée par rapport à la multiplication des poses. Ainsi la plupart des objets sont observés une seule fois, ce qui limite la précision des mesures mais permet d'obtenir un vaste panorama.

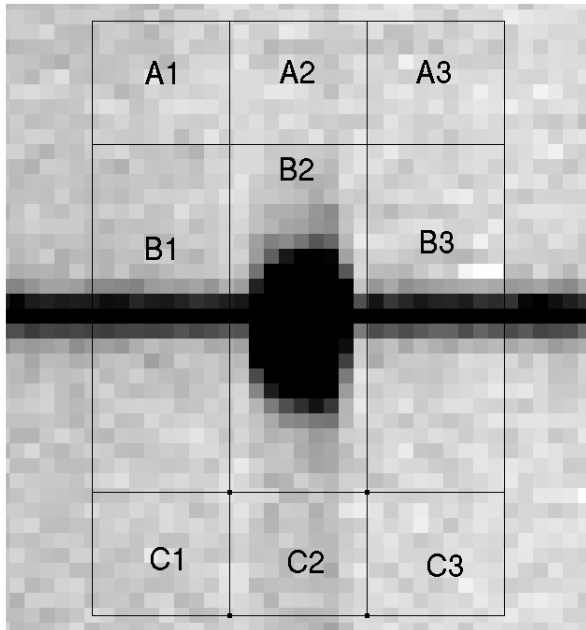
Les objets observés ainsi que les temps de pose utilisés sont résumés dans la table 8.1. La réduction des données a été menée sous l'environnement `iraf`. La calibration en flux a été réalisée à partir de 7, 7, 5, 6, 5 et 4 étoiles standards respectivement pour les nuits du 12 au 18 octobre.

12/10		14/10		16/10	
LMC N 11	2min	LMC N 68	5min	LMC N 33	5min
LMC N 160A1	2min	LMC N 90	10min	LMC N 44	2min
SMC N 9	5min	LMC N 191A	2min	LMC N 66	5min
SMC N 11	2min	LMC N 193	3min	LMC N 68	5min
SMC N 77	5min	SMC N 1	5min	LMC N 82	1min
SMC N 81	5min	SMC N 61	5min	LMC N 88	1min
13/10		SMC N 66	5min	LMC N 197	10min
LMC N 11	2min	SMC N 70	10min	SMC N 29	10min
LMC N 83B	4×1min	15/10		SMC N 31	10min
LMC N 156	8min	LMC N 4A	2min	SMC N 32	10min
LMC N 177	6min	LMC N 66	5min	SMC N 33	3min
LMC N 159	4min	LMC N 103	10min	SMC N 47	4min
SMC N 9	5m	LMC N 105A IR	11min	SMC N 63	5min
SMC N 45	5min	SMC N 10	10min	SMC N 64	5min
SMC N 55	5min	SMC N 11	5min	17/10	
SMC N 63	5min	SMC N 21	5min	LMC N 6	20min
SMC N 64	5min	SMC N 26	2min	LMC N 11E	5min
SMC N 77	8min	SMC N 73	10min	LMC N 159blob	3min
SMC N 81	1min	SMC N 75	10min	SMC N 68	5min
SMC N 88	40s	SMC N 78	10min	SMC N 81	1min
				SMC N 88	1min

**TAB. 8.1:** *Observations : désignation (Henize 1956) et temps de pose pour chaque objet observé*

La quantité de données disponibles ainsi que la complexité relative de traitement a nécessité la mise au point d'un procédé de mesure de ces raies suffisamment robuste pour fonctionner fiablement sur les spectres de ces objets de formes et de tailles variées, souvent environnés de milieux nébulaires particulièrement hétérogènes. L'un des écueils est la présence fréquente de sources ponctuelles à proximité ou au centre du blob, générant un spectre continu nuisible à la précision de la mesure.

Afin d'observer un maximum de surface la largeur de fente choisie est importante ( $10''$ ), la résolution spectrale n'étant pas un facteur limitant de cette étude. Le spectre que nous obtenons est donc une convolution des raies et de la forme de l'objet. La solution retenue consiste en un découpage de zones autour de chaque raie (Fig.8.1). En utilisant la nomenclature du découpage indiqué sur la figure 8.1, la procédure est la suivante : la moyenne des zones A1 et C1 donne la valeur du fond que l'on soustrait à B1 (on procède de même pour les colonnes 2 et 3). Les zones B1 et B3 sont alors moyennées selon l'axe des abscisses de façon à obtenir une colonne de pixel contenant le profil moyen de la source continue, qui sera retranché à chaque colonne de la zone B2. Il suffit alors de sommer les valeurs des pixels de la zone B2 pour obtenir le flux de la raie intégré sur l'ensemble de l'objet vu à travers la fente.



**FIG. 8.1:** Exemple de découpage utilisé pour la mesure des flux émis dans les raies. Fond : détail du spectre de LMC N11, raie  $H\beta$ . Voir le texte pour une description de la méthode utilisée.

Il est parfois nécessaire de choisir des zones disjointes les unes des autres pour éviter un calcul erroné du fond de ciel (par exemple : si une nébulosité brillante, voire une étoile, est en mesure de fausser le calcul). De même, la taille des zones doit être prévue de façon à ne pas inclure d'autres raies proches (par exemple  $[O\ III] \lambda 4959 - 5007 \text{ \AA}$ ). En revanche, compte tenu de la résolution spectrale limitée par la largeur de la fente d'entrée, il n'est pas possible de dissocier  $H\alpha$  de ses voisins  $[N\ II] \lambda 6548 - 6583 \text{ \AA}$ .

Les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux 8.2 et 8.3. Pour chaque objet les flux des raies  $H\beta \lambda 4861 \text{ \AA}$ ,  $[O\ III] \lambda 4939$  et  $5007 \text{ \AA}$  et  $H\alpha \lambda 6543 \text{ \AA}$  ont été mesurés. Les objets finalement identifiés comme n'étant pas des blobs sont regroupés, ainsi que les références justifiant leur identification, dans la table 8.4. L'extinction interstellaire ainsi que le flux et la luminosité  $H\beta$  ont été estimés selon la méthode décrite en section 3.3.1.

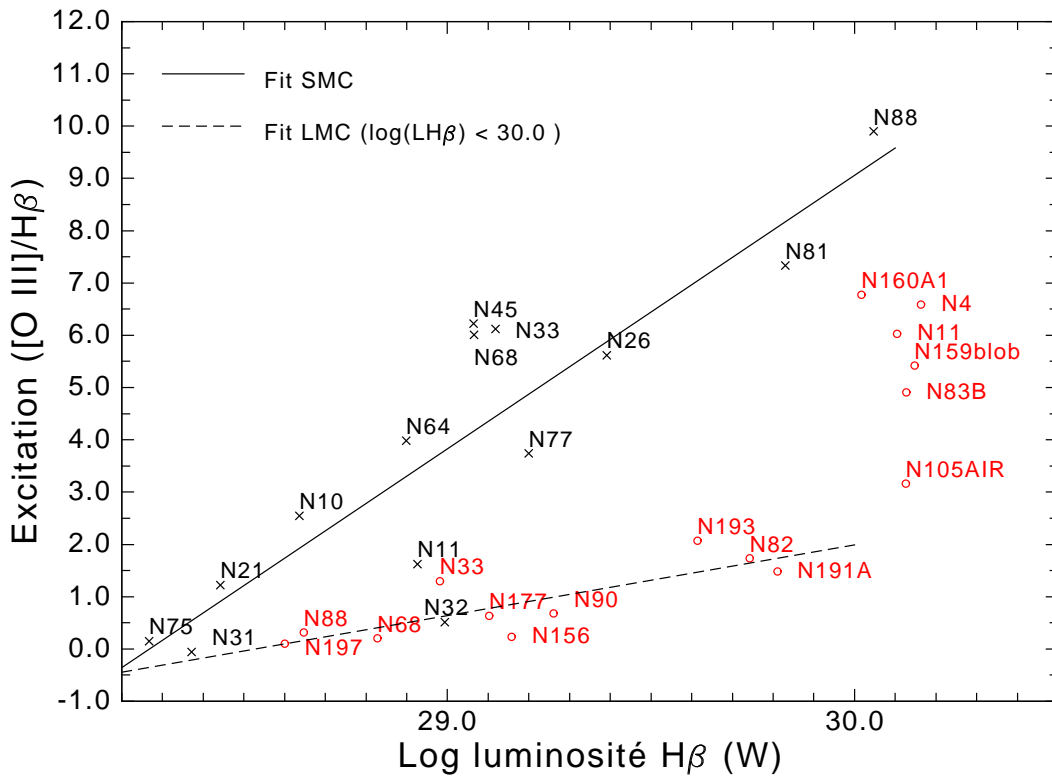
L'estimation des erreurs de mesure se fonde sur quelques objets observés plusieurs fois au cours d'une même nuit (LMC N83B) ou au cours de nuits différentes (LMC N11, N68, SMC N77, N81).

La table 8.5 recense les erreurs estimées pour ces 6 objets. Compte tenu du faible nombre de mesures, l'estimateur retenu est la différence relative des deux mesures extrêmes pour chaque paramètre. LMC N83B a été observé 4 fois consécutivement au cours de la même nuit : les faibles écarts constatés entre les 4 mesures donnent un ordre de grandeur de l'erreur instrumentale sur l'un des objets les plus brillants. Les autres objets ont été observés au cours de nuits différentes et présentent des écarts beaucoup plus grands : ils donnent un ordre de grandeur des erreurs systématiques introduites par les calibrations et les conditions propres à chaque nuit.

Un facteur supplémentaire d'erreur est la géométrie de l'objet : si tous ont été sélectionnés selon leur taille, il arrive que leur diamètre soit supérieur à celui de la fente, ou qu'une partie de l'objet soit masqué. Il en résulte une perte de luminosité difficile à quantifier puisque la distribution de luminosité sur la surface de l'objet n'est pas connue, et qu'en l'absence de données d'imagerie de résolution comparable leur forme est incertaine. En revanche, les rap-



ports de raie ne devraient pas, au premier ordre, être influencés par ce problème : de fait les pourcentages d'erreur estimés sur le rapport  $[O III]/H\beta$  sont en moyenne plus faibles que l'incertitude sur la luminosité  $H\beta$ .



**FIG. 8.2:** Excitation (mesurée par la valeur du rapport de raies  $[O III]\lambda 4959 + 5007 / H\beta$ ) en fonction de la luminosité  $H\beta$  pour les blobs observés (tables 8.3 et 8.2). SMC : croix noires, LMC : ronds rouges. Trait plein : droite obtenue par méthode des moindres carrés pour les données SMC. Pointillés : droite obtenue pour les données LMC de luminosité  $H\beta$  inférieure à  $10^{30}$  W.

### 8.3 Résultats

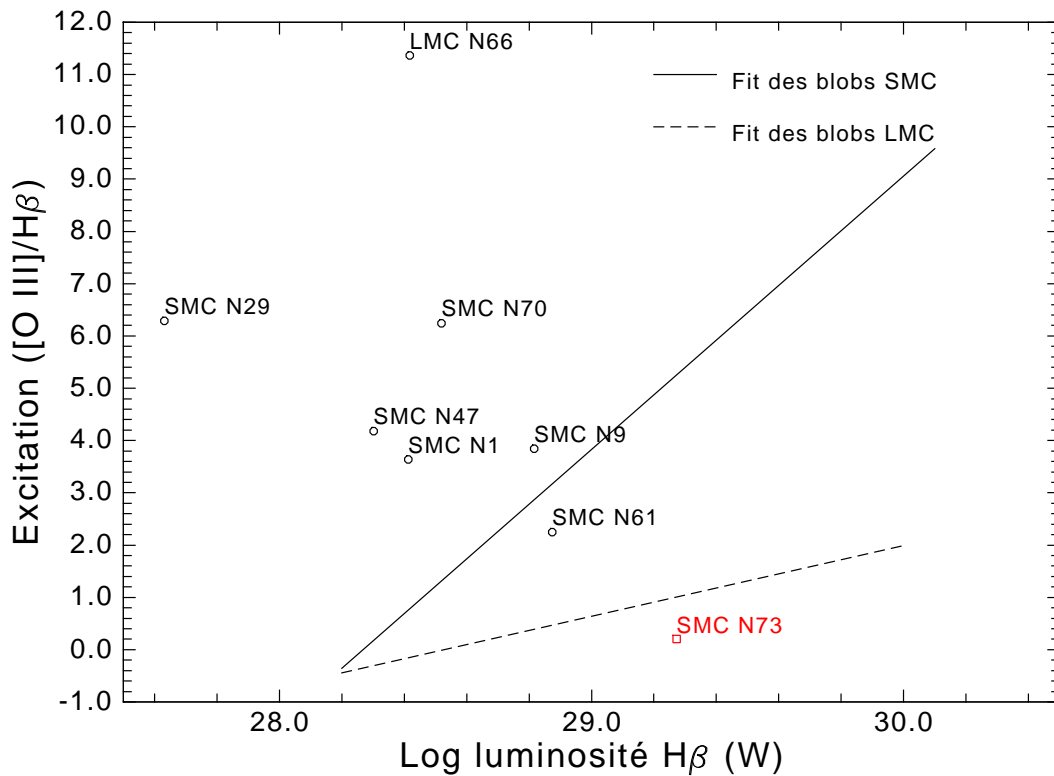
La figure 8.2 présente les résultats sur un diagramme excitation/luminosité. Les objets appartenant au SMC y sont représentés par des croix noires et les objets du LMC par des ronds rouges. Par la méthode des moindres carrés, on obtient les droites tracées sur la figure : les données SMC donnent la relation

$$\frac{[O III]}{H\beta} = 5.2(\pm 0.8) \log(L_{H\beta}) - 148(\pm 24) \quad (8.1)$$

Pour les données LMC, nous avons dégagé deux groupes, séparés par une luminosité de  $10^{30}$  W : les objets les plus lumineux (N 160, N 4, N 159, N 83, N 11, N 105) semblent être alignés verticalement autour d'une luminosité légèrement supérieure à  $10^{30}$  W (i.e., il n'y

a pas de relation entre excitation et luminosité pour ces objets), tandis que les objets moins lumineux suivent une loi similaire à celle du SMC, avec une pente plus faible :

$$\frac{[\text{O III}]}{\text{H}\beta} = 1.35(\pm 0.3) \log(L_{\text{H}\beta}) - 39(\pm 10) \quad (8.2)$$



**FIG. 8.3:** Excitation (mesurée par la valeur du rapport de raies  $[\text{O III}]\lambda 4959 + 5007 / \text{H}\beta$ ) en fonction de la luminosité  $\text{H}\beta$  pour les autres objets (voir Table 8.4). Ronds : nébuleuses planétaires. SMC N 73 est une étoile symbiotique. Les traits pleins et pointillés sont identiques aux fits de la figure 8.2. L'échelle de luminosité est plus grande que sur le diagramme des blobs, afin d'inclure les nébuleuses planétaires les plus faibles.

La figure 8.3 représente les résultats obtenus pour les autres objets observés. La plupart sont des nébuleuses planétaires ne semblant pas suivre la même relation excitation/luminosité que les blobs. SMC N 73, identifiée comme étant une étoile symbiotique, a un rapport  $[\text{O III}]/\text{H}\beta$  faible ( $\sim 0.20$ ), mais une luminosité importante (de l'ordre de  $2 \times 10^{29} \text{ W} = 2 \times 10^{36} \text{ erg}$ ). Elle apparaît nettement en dessous des blobs du SMC, qui à luminosité égale ont un rapport  $[\text{O III}]/\text{H}\beta$  de l'ordre de 5.

## 8.4 Discussion

### 8.4.1 Résultats concernant les blobs

L'examen de la Table 8.5 donne les éléments nécessaires pour estimer les barres d'erreur se rapportant au diagramme 8.2. Bien qu'il soit difficile d'établir l'erreur de mesure globale, en raison de la faible redondance des données, on peut remarquer qu'en général l'erreur sur le rapport  $[O III]/H\beta$  est inférieure à 0.1 (même d'une nuit à l'autre, y compris sur des objets faibles) et que l'erreur sur le log de la luminosité  $H\beta$  est en général de l'ordre de 0.1 (soit environ 25% d'incertitude sur la luminosité). Les erreurs relevées sur les différentes mesures de LMC N 11 sont sensiblement supérieures à ces chiffres, malgré une forte luminosité plutôt favorable à un bon rapport signal/bruit.

Même en prenant les estimations les plus pessimistes, c'est-à-dire une incertitude de 0.24 sur le rapport  $[O III]/H\beta$  et de 0.20 sur  $\log(LH\beta)$ , l'allure générale des diagrammes reste lisible. En particulier, nous remarquons un regroupement des blobs les plus brillants du LMC autour d'une luminosité légèrement supérieure à  $10^{30}$  W : N 160A1, N 4, N 11, N 159, N 83B et N 105 sont alignés verticalement sur le diagramme, entre des rapports  $[O III]/H\beta$  de 3.0 et 7.0. L'excitation semble être indépendante de la luminosité pour ce groupe d'objets. En revanche, les objets du LMC moins lumineux ont une excitation proportionnelle à leur luminosité, en suivant une loi de pente 4 fois plus faible que les objets du LMC.

La loi suivie par les objets du SMC fait que les objets dont la luminosité atteint  $10^{30}$  W ont un rapport  $[O III]/H\beta$  supérieur aux rapports les plus élevés du LMC (l'excitation de SMC N 81 et SMC N 88 est supérieure à 7) et ne présentent pas de regroupement. En l'absence de relevé exhaustif des blobs, il n'est pas possible de conclure à l'absence d'un tel phénomène pour le SMC : cependant, des objets aussi lumineux et aussi excités devraient être proéminents donc déjà détectés.

La modélisation des résultats présentés dans le diagramme 8.2 devrait rendre compte des phénomènes suivants :

- existence d'une corrélation linéaire entre la luminosité et l'excitation d'un blob.
- différence de pente entre le LMC et le SMC
- existence d'une luminosité limite autour de  $10^{30}$  W.

Le lien entre luminosité et excitation semble relativement intuitif en suivant le type spectral de l'étoile excitatrice : un type plus chaud injecte une énergie plus grande dans le blob et génère un flux ionisant plus important, d'où une excitation plus grande. Parmi les pistes possibles pour modéliser les deux autres points, il semble naturel d'examiner la dépendance de cette relation en fonction de la métallicité du milieu, celle du SMC étant environ deux fois plus faible que celle du LMC. Lorsque la métallicité est élevée le rapport  $[O III]/H\beta$  diminue à cause de la diminution de la température dans la zone  $O^{++}$ , qui rayonne surtout dans les transitions IR (??). Cependant, il n'est pas encore clair que la différence relativement faible de métallicité entre SMC et LMC soit suffisante pour expliquer cette différence de comportement. Enfin, le regroupement des blobs autour d'une d'une luminosité limite évoquerait une saturation : un modèle simple serait une étoile entourée d'une quantité limitée de gaz. L'étoile crée une zone d'ionisation de l'hydrogène, mais aussi une zone d'ionisation de l'oxygène, plus petite (modèle de la sphère de Strömgren, voir section 1.4.2). Dans une première approche, en prenant une étoile de plus en plus chaude, la région H II grandit,

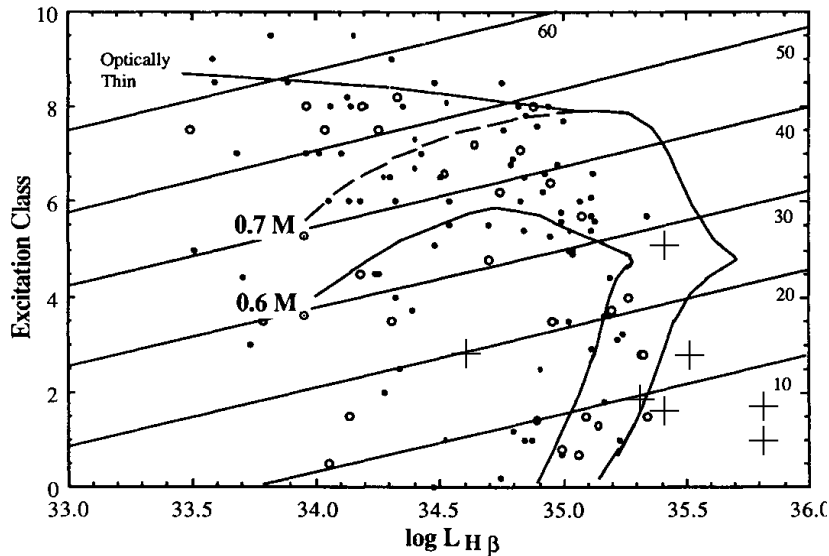
éventuellement jusqu'à ioniser tout le gaz disponible (on passe d'un régime limité par l'ionisation à un régime limité par la quantité de gaz disponible). Si on continue à augmenter la température effective de l'étoile, la luminosité  $H\beta$  reste constante mais la zone  $[O III]$  plus petite, continue de grandir, augmentant le rapport  $[O III]/H\beta$ .

### 8.4.2 Autres objets

La position des nébuleuses planétaires sur le diagramme 8.3 peut être comparée au diagramme par publié ?) (reproduit sur la figure 8.4). Seuls SMC N9 et SMC N61 paraissent significativement plus lumineux que l'ensemble des autres nébuleuses planétaires.

LMC N 66 est l'objet possédant le rapport  $[O III]/H\beta$  le plus élevé de l'échantillon. Peña et al. (2004) décrit cet objet comme la seule nébuleuse planétaire dont l'étoile centrale est une Wolf-Rayet de type WN. Les auteurs proposent comme origine possible à la morphologie de cette nébuleuse des jets collimatés, ce qui serait cohérent avec la forte excitation que nous relevons.

La source SMC N 76 a été identifiée comme étant une étoile symbiotique (Walker 1983). Ces sources sont décrites comme des binaires échangeant de la matière : elles partagent cette caractéristique avec les étoiles de type VV Cephei, mais s'en différencient par plusieurs points recensés par Walker (1983). En particulier, les étoiles symbiotiques ne sont pas massives (masse de l'ordre de  $1 M_{\odot}$ ).



**FIG. 8.4:** Excitation (mesurée par la classe d'excitation, dont une calibration est  $0.45 \times [O III]/H\beta$  (?)) en fonction de la luminosité  $H\beta$  pour plusieurs nébuleuses planétaires du SMC (cercles blancs) et du LMC (points noirs). Deux modèles d'évolution sont tracés. Flux en  $\text{erg/s} = 10^{-7} W$ . Les croix représentent les nébuleuses planétaires de la figure 8.3. Figure adaptée de ?).

Cette comparaison semble indiquer que le diagramme excitation–luminosité tel que nous l'avons établi permet, dans une certaine mesure, de séparer les blobs des nébuleuses planétaires. SMC N9 et N61 sont deux exemples de cas ambigus : plus proches des blobs sur

notre diagramme, ils sont pourtant considérés comme des nébuleuses planétaires (Jacoby & De Marco 2002) alors que selon nos mesures elles sont sensiblement plus lumineuses que l'ensemble de celles prises en compte par ?).

## 8.5 Perspectives

Les mesures présentées ici sont encore préliminaires et demandent à être confirmées par des observations plus précises, notamment sur la géométrie des objets. Elles montrent néanmoins l'existence d'une classe d'objet liée à celle des HEBs : les LEBS, d'excitation et de luminosité moindre.

Si les relations excitation/luminosité décrites sont confirmées, elles contraindront fortement le modèle physique sous-jacent : celui-ci devra, dans cette hypothèse, rendre compte de la luminosité caractéristique maximale, ainsi que de la pente des relations dans le Petit et le Grand Nuage de Magellan.

Par ailleurs ces observations mettent à jour une multitude d'objets qui n'ont pas encore bénéficié d'observation à haute résolution comparable à celles menées sur les HEBs déjà étudiés. Une étape importante sera d'observer un échantillon de ces objets pour détailler leur morphologie et évaluer leur parenté avec les HEBs.

Enfin, cette étude préliminaire montre la voie à suivre pour définir les critères spectroscopiques de sélection des candidats blobs.

Objet	H $\beta$	[O III]4959	[O III]5007	H $\alpha$	[O III]/H $\beta$	F(H $\beta$ )	L(H $\beta$ )	Remarques
LMC	$10^{-16}$	$10^{-16}$	$10^{-16}$	$10^{-16}$		$10^{-16}$	$10^{26}$	
	W/m $^2$	W/m $^2$	W/m $^2$	W/m $^2$		W/m $^2$	W	
N 4	99.92	156.48	501.56	395.42	6.59	289.92	14573	nuit 4
N 11	85.85	128.31	389.74	339.67	6.03	252.99	12716	nuit 12
N 33	1.63	0.13	1.99	9.88	1.30	19.08	959	nuit 5
N 68	6.70	0.36	1.01	23.66	0.20	13.38	673	nuit 35
N 82	24.46	10.02	32.24	110.62	1.73	109.93	5525	nuit 5
N 83B	66.56	79.54	247.29	290.54	4.91	266.41	13391	nuit 2222
N 88	3.38	0.31	0.79	12.97	0.32	8.83	444	nuit 5
N 90	10.57	1.49	5.67	44.04	0.68	36.31	1825	nuit 3
N 105AIR	84.94	69.38	199.20	344.03	3.16	265.90	13365	nuit 4
N 156	5.72	0.52	0.83	26.73	0.23	28.59	1437	nuit 2
N 159blob	11.80	15.61	48.29	88.54	5.42	279.27	14038	nuit 6
N 160A1	50.68	95.30	247.60	222.63	6.77	207.11	10410	nuit 1
N 177	8.58	1.26	4.14	34.06	0.63	25.16	1265	nuit 2
N 191A	60.17	22.54	66.69	216.93	1.48	128.61	6465	nuit 3
N 193	39.86	21.63	60.88	141.96	2.07	81.87	4115	nuit 3
N 197	2.12	0.12	0.10	9.07	0.10	7.92	398	nuit 5

**TAB. 8.2:** LMC : Identification des objets selon Henize (1956) ( $1 \text{ W/m}^2 = 10^3 \text{ erg/s/cm}^2$ ,  $1 \text{ W} = 10^7 \text{ erg/s}$ ). Le rapport [O III]/H $\beta$  inclut les deux raies [O III]. H $\alpha$  inclut le blend [N II]  $\lambda$ 6548 – 6583 Å.

Objet	H $\beta$	[O III]4959	[O III]5007	H $\alpha$	[O III]/H $\beta$	F(H $\beta$ )	L(H $\beta$ )	Remarques
SMC	$10^{-16}$	$10^{-16}$	$10^{-16}$	$10^{-16}$		$10^{-16}$	$10^{26}$	
	W/m $^2$	W/m $^2$	W/m $^2$	W/m $^2$		W/m $^2$	W	
N 10	2.75	1.76	5.25	12.29	2.55	11.92	433	nuit 4
N 11	9.07	3.69	10.98	34.49	1.62	23.24	844	nuit 14
N 21	2.87	0.79	2.71	11.07	1.22	7.62	277	nuit 4
N 26	12.66	17.74	53.42	60.39	5.62	67.76	2461	nuit 4
N 31	2.23	-0.03	-0.11	8.83	-0.06	6.48	236	nuit 5
N 32	13.11	1.71	5.02	46.79	0.51	27.12	985	nuit 5
N 33	11.04	16.35	51.22	45.32	6.12	36.12	1312	nuit 5
N 45	11.88	18.39	55.46	45.92	6.22	31.94	1160	nuit 2
N 64	8.24	8.35	24.46	31.71	3.98	21.80	792	nuit 5
N 68	1.76	2.58	7.98	12.17	6.01	32.00	1162	nuit 6
N 75	1.19	0.16	0.02	5.30	0.15	5.09	185	nuit 4
N 77	14.90	13.95	41.80	59.11	3.74	43.61	1584	nuit 12
N 81	124.93	226.66	688.74	403.32	7.33	186.15	6760	nuit 126
N 88	88.03	213.72	657.95	368.53	9.90	307.15	11155	nuit 2

**TAB. 8.3:** SMC : Identification des objets selon Henize (1956) ( $1 \text{ W/m}^2 = 10^3 \text{ erg/s/cm}^2$ ,  $1 \text{ W} = 10^7 \text{ erg/s}$ )

Objet	H $\beta$ $10^{-16}$ W/m $^2$	[O III] $\lambda$ 4959 $10^{-16}$ W/m $^2$	[O III] $\lambda$ 5007 $10^{-16}$ W/m $^2$	H $\alpha$ $10^{-16}$ W/m $^2$	[O III]/H $\beta$	F(H $\beta$ ) $10^{-16}$ W/m $^2$	L(H $\beta$ ) $10^{26}$ W	Remarques
Nébuleuse planétaire, LMC :								
N 66	3.53	9.98	30.21	11.37	11.37	5.20	262	(a) (b)
Étoile symbiotique, SMC :								
N 73	0.67	0.05	0.08	7.17	0.20	51.52	1871	(c)
Nébuleuses planétaires, SMC :								
N 1	2.50	2.31	6.79	9.83	3.64	7.11	258	(d)
N 9	18.03	17.24	52.04	51.60	3.84	18.06	656	(e)
N 29	0.29	0.39	1.45	1.28	6.29	1.18	43	(d)
N 47	3.90	4.09	12.20	12.39	4.18	5.51	200	(d)
N 61	10.00	5.60	16.84	35.65	2.25	20.62	749	(f)
N 70	2.90	4.38	13.70	11.74	6.24	9.09	330	(d)

**TAB. 8.4:** *Non-blobs : Identification des objets selon Henize (1956) ( $1 \text{ W/m}^2 = 10^3 \text{ erg/s/cm}^2$ ,  $1 \text{ W} = 10^7 \text{ erg/s}$ ) (a) : LMC N 66 est l'unique nébuleuse planétaire à ce jour dont l'objet central est une étoile WN (Peña et al. 2004) (b) Morgan (1984) (c) (Walker 1983) (d) Sanduleak et al. (1978) (e) ?) (f) Jacoby & De Marco (2002)*

Objet	LH $\beta$ $10^{26}$ W	$\frac{\Delta \text{H}\beta}{\text{H}\beta}$	$\frac{\Delta [\text{O III}]\lambda 4959}{[\text{O III}]\lambda 4959}$	$\frac{\Delta [\text{O III}]\lambda 5007}{[\text{O III}]\lambda 5007}$	$\frac{\Delta \text{H}\alpha}{\text{H}\alpha}$	$\Delta \frac{[\text{O III}]}{\text{H}\beta}$	$\Delta \log(\text{LH}\beta)$	nb
LMC N 83B	13060	1.7 %	1.3 %	1.2 %	0.6 %	0.05	0.02	4
LMC N 11	12716	4 %	10 %	7.5 %	17.5 %	0.24	0.20	2
LMC N 68	672	10 %	25 %	12 %	11 %	0.03	0.06	2
SMC N 77	1583	3 %	2.3 %	0.8 %	0.8 %	0.08	0.01	2
SMC N 81	6760	16 %	18 %	16 %	21 %	0.04	0.14	3

**TAB. 8.5:** *Estimation des erreurs sur les objets observés plusieurs fois : différence relative entre les deux mesures extrêmes pour les mesures de flux de raies, différence entre les deux valeurs extrêmes pour [O III]/H $\beta$  et  $\log(\text{LH}\beta)$ . La luminosité H $\beta$  est rappelée dans la première colonne. Dernière colonne : nombre de mesures.*

## Conclusions

Cette thèse aborde différents aspects liés aux blobs : leur contenu stellaire, leur environnement, leur contexte.

Nos observations *HST* de LMC N 160A ont permis de résoudre les deux blobs, A1 et A2, que cette région abrite. L'examen de leur structure interne montre que A1, le plus excité des deux, est ionisé par une étoile massive alors que A2 abrite un amas d'étoiles moins lumineuses, ainsi que d'importantes quantités de poussières. Nos observations montrent que la région est particulièrement poussiéreuse (jusqu'à  $A_V \sim 2.5$  mag dans le visible) et qu'elle est séparée d'un nuage moléculaire voisin par un front d'ionisation proéminent.

Étant donné la forte extinction dans les blobs, des observations dans le domaine IR sont nécessaires pour mettre à jour les étoiles potentiellement enfouies. Observés dans le proche-infrarouge, les environnements stellaires de SMC N 81 et de LMC N 159 montrent la diversité des environnements dans lesquels les HEBs peuvent se former : les étoiles environnant SMC N 81 sont peu nombreuses et plutôt âgées, les étoiles ionisant N 81 semblant être les seules sources jeunes du champ. Au contraire, l'environnement de LMC N 159 est riche, et une population stellaire jeune est mise en évidence.

L'observation de stades plus avancés de l'évolution des étoiles massives, dans les amas LMC R 217 et R 128, montre ce qui pourrait être le futur des blobs. Nous décomposons les amas R 127 et R 128 en utilisant un algorithme de restauration d'image. Les sources principales de ces amas, jusqu'alors considérées comme uniques, apparaissent en fait être multiples. En particulier, nous résolvons la composante LBV de R 127 et estimons sa masse initiale à  $80 M_{\odot}$ . Nous obtenons par ailleurs le premier spectre non-contaminé de son plus proche voisin, deuxième source la plus brillante de cet amas.

De nouvelles observations réalisées au NTT au cours de cette thèse ont permis la découverte d'un nouveau HEB, situé dans la région LMC N 214C. Il s'agit d'une sphère d'environ  $5'' (\sim 1.3$  pc) de diamètre, séparée en son milieu par une traînée de poussière. Au moins l'une de ses étoiles excitatrice est une étoile massive de type O5. Cette découverte s'accompagne de la classification de l'étoile principale de la nébuleuse, Sk -71°51, qui est située à quelques parsec du blob : le type O2 V ((f\*)) que nous lui avons attribué est particulièrement rare et représente le type spectral le plus précoce actuellement connu. N 214C est donc une région particulièrement intéressante pour l'étude de l'interaction entre une étoile massive déjà évoluée et le milieu interstellaire qui l'entoure.

Dans un contexte plus général les données obtenues à partir de spectres de plusieurs dizaines de candidats blobs met en perspective les HEBs par rapport au contexte plus général des régions H II magellaniques compactes : nos résultats montrent l'existence d'une catégorie de blobs moins lumineux et moins excités que nous nommons Low Excitation Blobs (LEB). Cette étude suggère l'existence d'une luminosité limite pour les blobs et d'une relation entre luminosité et excitation (mesurée par le rapport  $[O III]/H\beta$ ) différente entre LMC et SMC.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont permis de déterminer les caractéristiques physiques de plusieurs HEBs, contribuant à une meilleure connaissance de ces objets rares. Les informations extraites des données semblent confirmer l'hypothèse selon laquelle ces



blobs contiennent les étoiles massives les plus jeunes qu'il soit possible d'observer dans le visible. C'est la raison pour laquelle ces objets seront susceptibles, à terme, d'apporter des éléments de réponse aux questions que nous nous posons sur la formation des étoiles massives : avec l'avènement d'instruments doté de haute résolution angulaire, il est envisageable que le faible diamètre angulaire des blobs devienne moins gênant que la forte absorption empêchant l'observation des sites galactiques de formation d'étoiles massives.

Plus généralement, la formation et l'évolution des étoiles massives dans les Nuages de Magellan est un sujet lié à des problèmes plus fondamentaux. La faible métallicité de ces deux galaxies irrégulières les rapproche de conditions plus primitives, où l'environnement n'avait pas encore été enrichi par les générations successives d'étoiles. Ce sont donc des intermédiaires utiles pour tester la dépendance en métallicité des modèles de formation stellaire, avec en point de mire la métallicité nulle.

## Perspectives

Au cours de cette thèse j'ai pu constater la diversité des approches adoptées pour l'étude de la formation des étoiles massives : cette problématique se trouve à l'interface de l'étude du milieu interstellaire et de la physique stellaire, et pose des difficultés d'observation autant que de modélisation. Les développements ultérieurs possibles concernent donc chacun de ces domaines.

La classe d'objets qui a constitué le thème central de mes travaux, les «blobs» magellaniques, est très représentative de ces difficultés. Ses membres abritent des étoiles massives nouvellement arrivées sur la séquence principale, mais leur observation est encore fortement influencée par le gaz et les poussières qui les entoure, non encore dissipés. Il s'agit d'une phase brève dans la vie des étoiles massives, qui sont déjà rares, ce qui explique le faible nombre de blobs observés à ce jour mais aussi leur intérêt.

Cette rareté pose un problème pour contraindre les mécanismes de formation envisageables : au delà de leur faible taille et de leur densité, qui constituent le critère de sélection, les conditions physiques sont relativement variées. Les observations HST que j'ai évoquées dans ce texte montrent que les blobs peuvent présenter des morphologies différentes, et nos observations proche-infrarouge (ISAAC/VLT) prouvent que ceux ci peuvent se former dans des environnements variés. Dans ces conditions, pourquoi se ressemblent-ils et quel est leur mécanisme de formation ? Les observations que j'ai présentées dans le dernier chapitre apportent à la fois des éléments de réponses et des questions supplémentaires. En augmentant le nombre de blobs caractérisés, elles mettent en perspective l'échantillon de 6 membres examinés à l'aide du *HST* : de manière assez naturelle, les premiers membres de cette classe à avoir été détectés sont les plus brillants d'une population beaucoup plus vaste. Nous mettons en évidence l'existence de blobs à faible excitation (LEB) et un lien, à préciser, entre la luminosité et l'excitation des blobs. Il semble également que cette relation entre luminosité et excitation fasse apparaître une luminosité caractéristique (de l'ordre de  $10^{30}$  W).

Ces résultats demandent à être confirmés par une étude plus précise, mais s'ils devaient l'être une définition possible de la classe des blobs serait : régions H II magellaniques, d'un diamètre de l'ordre de quelques parsec et d'une densité de l'ordre de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , comportant

2 sous-classes : les LEBs (low excitation blobs), de luminosité inférieure à  $10^{30}$  W, dont l'excitation (mesurée par le rapport  $[O III]/H\beta$ ) varie linéairement avec la luminosité (pour un nuage donné), et les HEBs (high excitation blobs), dont la luminosité est de l'ordre de  $10^{30}$  W et dont l'excitation, non corrélée à la luminosité, est supérieure à celle des LEBs du même nuage.

Les blobs observés en détail à ce jour sont tous des HEBs : l'un des projets immédiats serait d'observer avec des moyens comparables un échantillon d'objets identifiés comme étant des LEBs, afin de caractériser à leur tour les populations stellaires qu'ils abritent.

Les blobs sont également un point de convergence possible entre les approches «milieu interstellaire» et «physique stellaire» de la formation d'étoiles massives : ce sont des régions H II mais dont nous pouvons étudier précisément les étoiles excitatrices quand elles nous sont accessibles. Au cours de cette thèse c'est principalement l'approche que nous avons adoptée, mais les développements futurs autour de ces travaux devraient inclure une observation de ces régions à haute résolution dans le millimétrique dès que possible : il sera alors possible de comparer nos objets aux régions H II compactes galactiques, actuellement observées avec cette méthode (et donc en observant des paramètres propres au gaz et non au contenu stellaire, du moins pas aussi directement que par l'observation des raies photosphériques).

Il n'existe actuellement aucun instrument capable d'observer, à la résolution souhaitée (de l'ordre de la seconde d'arc) et avec une sensibilité suffisante, les blobs magellaniques en millimétrique. La mise en service d'ALMA devrait pallier à cette absence et ouvrir la voie à des observations comparables aux observations galactiques du Plateau de Bure. Dans l'intervalle, nous projetons de préparer ces observations en utilisant le Plateau de Bure sur des objets galactiques, ou l'Australian Telescope Compact Array (ATCA), qui présente l'avantage d'être implanté dans l'hémisphère sud et donc de pouvoir observer, quoiqu'avec une résolution encore insuffisante, les blobs des Nuages de Magellan. Ces perspectives instrumentales permettent d'envisager, à terme, d'obtenir par exemple des informations sur la cinématique du gaz dans les zones internes des blobs. Il sera alors possible de contraindre plus efficacement nos connaissances des mécanismes physiques liés aux blobs, et d'établir le mode de formation de ces objets.



# Annexe A

## Nomenclatures spécifiques

Les étoiles massives et les régions H II les plus brillantes des Nuages de Magellan sont des objets proéminents au sein de structures déjà remarquables, et à ce titre ont été très tôt inventoriées au cours de relevés systématiques de cette région du ciel. Les relevés couvrant l'intégralité du ciel les ayant également répertoriés, les objets des champs que nous étudions portent souvent plusieurs noms, quoique que le nom d'usage soit généralement celui se rapportant aux relevés restreints aux Nuages.

### Catalogue Henize (1956)

Ce catalogue a été réalisé à l'aide d'une caméra à prisme objectif dans la bande  $H\alpha$ , dans le but d'inventorier les sources d'émission  $H\alpha$  dans les Nuages de Magellan. Il a ainsi été identifié 532 nébuleuses émettant dans cette raie. La nomenclature officielle du CDS (<http://cdsweb.u-strasbg.fr/CDS-f.html>) se rapportant à ce catalogue est de la forme LHA 115-N xxx pour le Petit Nuage et LHA 120-N xxx pour le Grand Nuage, en conformité avec les notations initiales de Henize (en fait  $LH\alpha$ ). Néanmoins l'usage généralement constaté dans la littérature est de remplacer LHA 115 (resp. LHA 120) par SMC (resp. LMC), voire à ne conserver que le «N» à l'intérieur de l'article lorsque toute ambiguïté est levée. Cette nomenclature a été augmentée de précisions (de la forme LHA xxx-N xxxA) lorsque l'étude individuelle des objets et l'augmentation des performances instrumentales ont permis de les résoudre en sous-structures. Les sources ponctuelles issues de ce relevé ont une nomenclature similaire, en remplaçant le N (nebula) par S (star).

### Catalogue Feast et al. (1960)

Ce catalogue répertorie les étoiles les plus brillantes des Nuages de Magellan. Il contenait initialement 158 entrées, les 50 premières appartenant au Petit Nuage et les suivantes au Grand Nuage. Les observations photométriques et spectrographiques ont permis de déterminer le type spectral et dans certains cas la vitesse radiale de l'étoile. La nomenclature proposée par les auteurs est de la forme R xxx (pour Radcliffe Observatory), mais, pour

lever toute ambiguïté la nomenclature actuellement en vigueur au CDS est RMC xxx (Radcliffe Obs. Magellanic Clouds). Une liste complémentaire (RMC xxxF) liste les étoiles du champ dont le spectre montre qu'il s'agit en fait d'étoiles galactiques d'avant-plan. Quelques sous-divisions ont été rendues nécessaires par la découverte d'un amas serré à la place de ce qui était considéré comme une étoile unique (cas de R 136a1 à R 136a8 dans 30 Dor, par exemple).

## **Catalogues Sanduleak (1969, 1970)**

Il s'agit de deux relevés visant à recenser les étoiles brillantes appartenant au Petit et au Grand Nuage, respectivement. Les sources du Petit Nuage sont de la forme Sk xxx avec xxx allant de 1 à 216 et les sources du Grand Nuage sont de la forme Sk -DD xxxA, où DD est la partie entière de la déclinaison de la source (en degrés) et xxx un numéro d'ordre. Ce relevé contient 1272 sources.

## **Catalogue Lucke & Hodge (1970)**

Contrairement aux catalogues précédemment cités, qui s'intéressent aux objets individuels, le catalogue LH recense les associations d'étoiles dans le Grand Nuage de Magellan (de 2 à 225 par association dans la première version), avec une magnitude limite en  $V$  d'environ 14.7. Ses 122 entrées sont identifiées sous la forme LH xxx.

## **Catalogue Davies et al. (1976)**

Les complexes nébulaires du Grand et du Petit Nuage de Magellan ont été inventoriés à l'aide de plaques photos à deux longueurs d'onde,  $H\alpha$  et  $[N II]$ . Ils sont nommés DEM L xxx ou DEM S xxx selon qu'ils appartiennent, respectivement, au LMC ou au SMC. Un certain nombre d'entrées sont identifiées comme restes de supernovae.

# Annexe B

## Travaux connexes

L'article reproduit dans les pages qui suivent présente des résultats obtenus dans le cadre d'une collaboration avec Fabrice Martins et Daniel Schaerer (Observatoire de Genève). Il est axé sur les paramètres de vents stellaires obtenus en comparant les spectres observés avec des modèles. Ces travaux ne sont pas directement liés à ceux que j'ai présenté dans ce manuscrit, mais ils se situent dans la continuité de ceux-ci. J'ai participé à la préparation d'une partie des observations ainsi qu'à leur traitement et leur analyse.

Cette étude établit les caractéristiques des vents stellaires de 11 étoiles O galactiques par ajustement de profils de raie sur les spectres observés. Il s'agit de déterminer les conditions d'apparition des vents faibles (pertes de masse plus faible que  $10^{-8} M_{\odot}$  par an). Ces travaux font suite à la mise en évidence d'étoiles à vent faible dans SMC N 81 : certaines sources voisines du blob avaient été identifiées par nos observations *HST* comme des étoiles très jeunes (type Vz) avec des vents anormalement faibles (?). L'article qui suit est donc une prolongation de ce travail dans notre galaxie, à la recherche d'étoiles présentant cette même caractéristique.

Au-delà de la continuité thématique, ma collaboration à cet article m'a permis de m'initier aux outils de modélisation des caractéristiques des étoiles massives. J'ai pu ainsi constater les difficultés liées à la modélisation, ce qui m'a conduit à adapter les techniques de réductions de données en fonction de l'utilisation qui en était faite. C'était également l'occasion de mieux connaître les modèles qui apportent les résultats que j'utilise. Enfin, cela m'a fourni un aperçu des développements possibles de mes propres travaux, qui pourraient s'orienter vers une modélisation des blobs.



## O stars with weak winds: the Galactic case <sup>★</sup>

Fabrice Martins<sup>1,2,3</sup>, Daniel Schaerer<sup>1,2</sup>, D. John Hillier<sup>4</sup>, Frédéric Meynadier<sup>5</sup>, Mohammad Heydari-Malayeri<sup>5</sup>, and Nolan R. Walborn<sup>6</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Genève, 51 Chemin des Maillettes, CH-1290 Sauverny, Switzerland

<sup>2</sup> Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 Av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France

<sup>3</sup> Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik, Postfach 1312, D-85741 Garching, Germany

<sup>4</sup> Department of Physics and Astronomy, University of Pittsburgh, 3941 O'Hara Street, Pittsburgh, PA 15260, USA

<sup>5</sup> LERMA, Observatoire de Paris, 61 Rue de l'Observatoire, F-75012 Paris, France

<sup>6</sup> Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

submitted 23 Feb. 2005 / accepted ...

### Abstract.

We study the stellar and wind properties of a sample of Galactic O dwarfs to track the conditions under which weak winds (i.e mass loss rates lower than  $\sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) appear. The sample is composed of low and high luminosity dwarfs including Vz stars and stars known to display qualitatively weak winds. Atmosphere models including non-LTE treatment, spherical expansion and line blanketing are computed with the code CMFGEN (Hillier & Miller 1998). Both UV and H $\alpha$  lines are used to derive wind properties while optical H and He lines give the stellar parameters. We find that the stars of our sample are usually 1 to 4 Myr old. Mass loss rates of all stars are found to be lower than expected from the hydrodynamical predictions of Vink et al. (2001). For stars with  $\log \frac{L}{L_{\odot}} \gtrsim 5.2$ , the reduction is by less than a factor 5 and is mainly due to the inclusion of clumping in the models. For stars with  $\log \frac{L}{L_{\odot}} \lesssim 5.2$  the reduction can be as high as a factor 100. The inclusion of X-ray emission (possibly due to magnetic mechanisms) in models with low density is crucial to derive accurate mass loss rates from UV lines, while it is found to be unimportant for high density winds. The modified wind momentum - luminosity relation shows a significant change of slope around this transition luminosity. Terminal velocities of low luminosity stars are also found to be low. Both mass loss rates and terminal velocities of low  $L$  stars are consistent with a reduced line force parameter  $\alpha$ . However, the physical reason for such a reduction is still not clear although the finding of weak winds in Galactic stars excludes the role of a reduced metallicity. There may be a link between an early evolutionary state and a weak wind, but this has to be confirmed by further studies of Vz stars. X-rays, through the change in the ionisation structure they imply, may be at the origin of a reduction of the radiative acceleration, leading to lower mass loss rates. A better understanding of the origin of X-rays is of crucial importance for the study of the physics of weak winds

**Key words.** stars: winds - stars: atmospheres - stars: massive - stars: fundamental parameters

### 1. Introduction

Massive stars are known to develop winds so intense that mass loss rate turns out to be the main factor governing their evolution (e.g. Chiosi & Maeder 1986). The mechanism responsible for such strong outflows was first pointed out by Milne (1926) when observations of winds were not yet available: the radiative acceleration in these bright objects was suspected to be large enough to overtake gravitational acceleration, creating expanding atmospheres. The first quantitative description of this process was given by

Lucy & Solomon (1971) who computed mass loss rates due to radiative acceleration through strong UV resonance lines. Castor, Abbott & Klein (1975) made a significant improvement in the understanding of winds of massive stars in their detailed calculation of radiative acceleration including an ensemble of lines by means of their now famous formalism and found mass loss rates  $\sim 100$  times larger than Lucy & Solomon (1971). The theory of radiation driven winds developed by Castor, Abbott & Klein was further improved by Pauldrach et al. (1986) and Kudritzki et al. (1989) who included the effect of the finite size of the star in the radiative acceleration.

In parallel to theoretical studies, observational constraints on the wind properties of massive stars were ob-

---

Send offprint requests to: F. Martins, [martins@mpe.mpg.de](mailto:martins@mpe.mpg.de)

<sup>★</sup> Partly based on observations collected with ESO-NTT telescope (program 72.D-0038(A))



tained. Most methods relied on either the measurement of infrared and radio excess emitted in the wind of such stars (Howarth & Prinja 1989, Leitherer 1988, Lamers & Leitherer 1993), or on the analysis of UV and optical emission or P-Cygni lines (e.g. Leitherer 1988, Haser 1995, Puls et al. 1996). The results confirmed the prediction of the theory that the mass loss rate should scale mainly as a power law of luminosity (e.g. Howarth & Prinja 1989) and that the terminal velocities are directly proportional to escape velocities (e.g. Lamers et al. 1995). Another success of the radiation driven wind theory came from the so called modified wind momentum - luminosity relation (hereafter WLR). Kudritzki et al. (1995) showed that the quantity  $\dot{M}v_\infty\sqrt{R}$  (with  $\dot{M}$  the mass loss rate,  $v_\infty$  the terminal velocity and  $R$  the stellar radius) should depend only on luminosity (contrary to  $\dot{M}$  which also depends slightly on the star mass) which was soon confirmed by the spectroscopic analysis of O and B stars (Puls et al. 1996, Kudritzki et al. 1999). This finding was quite exciting since once calibrated, the WLR could be used as a distance indicator up to several Mpc (Kudritzki 1998). Recent determinations of wind parameters with sophisticated atmosphere codes confirm the good agreement between observational constraints and theoretical predictions for bright O stars, both in term of mass loss rate (for which the most recent predictions are those of Vink et al. 2000, 2001) and WLR (see Herrero, Puls & Najarro 2002, Crowther et al. 2002, Repolust et al. 2004).

In spite of these encouraging results, the behaviour of the wind properties of O stars with relatively low luminosity seems to be a little more complicated. Martins et al. (2002b, 2004, hereafter paper I) have shown that the stellar components of the star forming region N81 of the SMC are O dwarfs with low luminosities and surprisingly weak winds: the mass loss rates are lower than  $10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  and the modified wind momenta are nearly 2 orders of magnitude lower than expected from the WLR obtained for bright stars. Bouret et al. (2003) also found low mass loss rates for the faintest of the NGC 346 dwarfs they analysed. Although all stars were in the SMC, we showed in paper I that metallicity may not be the only factor responsible for such a strong reduction of the wind strength. In particular, we showed that a Galactic star - 10 Lac - displayed a similar weak wind. One of the explanations we highlighted was a possible link with the youth of the stars since most of them were (or were suspected to be) Vz stars, i.e. young stars lying close to the ZAMS (Walborn & Parker 1992). Another possibility was a break down of the scaling relations (especially the WLR) at low luminosity. This reduction of the wind strength at low luminosities was in fact already mentioned by Chlebowski & Garmany (1991) more than a decade ago.

In this paper, we try to investigate more deeply the wind properties of low luminosity Galactic stars. The aim is 1) to see if one can exclude the effect of metallicity to explain the weakness of the winds, 2) to test the hypothesis of the link between the weakness of the wind and the youth of the stars and 3) to quantify the wind proper-

ties of faint O stars and the luminosity below which such weak winds are observed. For this, we study a sample of O dwarfs with both low and high luminosities. Stars known to display qualitatively weak winds are included together with stars belonging to the Vz subclass. We selected stars showing weak UV lines usually sensitive to winds (from the IUE atlas of Walborn et al. 1985) and/or with low mass loss rates from the study of Chlebowski & Garmany (1991). We also included Vz stars (N. Walborn, private communication) and bright stars (two in common with the Repolust et al. 2004 sample) to examine the dependence of the wind properties on luminosity. Finally, stars from the young star forming region in the Rosette nebula were included.

The remainder of the paper is organised as follows: In Sect. 2 we give information about the observational data we used; Sect. 3 explains how we derived the stellar and wind parameters; Sect. 4 gives the results for individual stars; Sect. 5 highlights the importance of X-rays and magnetic fields in weak wind stars, while Sect. 6 discusses possible sources of uncertainty; the results are discussed in Sect. 7 and the conclusions are given in Sect. 8.

## 2. Observations

### 2.1. Optical

Various sources have been used for the optical spectra of the stars studied here. First, the VLT archive provided UVES spectra for HD 152590, HD 38666 and HD 46202. The instrumental resolution varies between 0.04 Å and 0.1 Å, due to different slit widths. The UVES pipeline was used for the reduction of the data. Second, optical data for HD 34078 and HD 15629 were retrieved from the La Palma archive. Spectra obtained with the instrument ISIS on the WHT were reduced using standard procedures under the ESO/MIDAS environment. The spectral resolution is 0.9 Å. Third, spectra of HD 93204, HD 93250 (EMMI) and HD 15629 (La Palma) were provided by Artemio Herrero and Danny Lennon and have a typical resolution of 0.95 Å. Finally for stars HD 93146, HD 93028, HD 46223 and HD 42088, we used EMMI spectra obtained during the nights of 29, 30 and 31 December 2003 on the ESO/NTT in La Silla, under the program 72.D-0038(A) (PI Martins). These spectra were obtained in the red mode of the instrument and provided the H $\alpha$  profiles. The IRAF package was used for the data reduction. For a few stars, we were left with several spectra of the same wavelength range. In that case, we always chose the spectra with the best resolution. The signal to noise ratio depends on the instrument used but is usually larger than 100 in most lines of interest.

### 2.2. UV

The IUE archive was used to retrieve the UV spectra of all the stars of this study. Spectra in the range 1150-2000 Å obtained with the Short Wavelength Prime (SWP) camera were selected. The typical instrumental resolution is 0.2 Å

and a S/N ratio of the order of 10. The normalisation was made “by eye” and turned out to be somewhat uncertain below 1200 Å.

We also retrieved FUSE spectra when available from the MAST archive. The data are provided already reduced (**without binning**) and **co-added by the CALFUSE pipeline (version 1.8.7)**, and we simply normalised them by eye. Due to the strong Galactic interstellar absorption, many broad absorption bands from H<sub>2</sub> render the bluest part of the FUSE spectra useless for our purpose (e.g. Pellerin et al. 2002). We mostly used the 1100-1180 Å range which has a better signal to noise ratio than the IUE spectra for such wavelengths and extends to shorter wavelengths.

### 3. Method

Our main concern is to derive wind parameters (mass loss rates, terminal velocities) and modified wind momenta. However, such determinations require reliable stellar parameters, especially effective temperatures. Indeed, any uncertainty in  $T_{\text{eff}}$  can lead to an error on  $\dot{M}$ . We thus first estimate the stellar parameters using the optical spectra, and then we use the UV range + H $\alpha$  line to determine the wind properties.

#### 3.1. Stellar parameters

The main stellar parameters have been determined from blue optical spectra. As such spectra contain diagnostic lines which are formed just above the photosphere and are not affected by winds, plane-parallel models can be used for a preliminary analysis. Hence, we have taken advantage of the recent grid of TLUSTY spectra (OSTAR2002, Lanz & Hubeny 2002). This grid covers the  $\log g - T_{\text{eff}}$  plane for O stars and includes optical synthetic spectra computed with a turbulent velocity of 10 km s<sup>-1</sup>. The models include the main ingredients of the modelling of O star atmospheres (especially non-LTE treatment and line-blanketing) except that they do not take the wind into account (see Hubeny & Lanz 1995 for details).

Our method has been the following:

- *V sin i* : we adopted the rotational velocities from the literature (mostly Penny 1996) and refined them in the fitting process when possible.

-  $T_{\text{eff}}$  : the ratio of He I  $\lambda 4471$  to He II  $\lambda 4542$  equivalent widths gave the spectral type which was used to estimate  $T_{\text{eff}}$  from the  $T_{\text{eff}}$ -scale of Martins et al. (2002a). Then, TLUSTY spectra with effective temperatures bracketing this value were convolved to take into account the rotational velocity and instrumental resolution, and the resulting spectra were compared to the observed profiles of the He I  $\lambda 4471$  and He II  $\lambda 4542$  lines. The best fit led to the constraint on  $T_{\text{eff}}$ . As the OSTAR2002 grid has a relatively coarse sampling (2500 K steps), we have often interpolated line profiles of intermediate temperatures. A simple linear

interpolation was used. For the stars for which the He I  $\lambda 4471$  and He II  $\lambda 4542$  lines were not available, we used He I  $\lambda 5876$  and He II  $\lambda 5412$  as the main indicators.

Secondary  $T_{\text{eff}}$  diagnostic lines such as He I  $\lambda 4388$ , He I  $\lambda 4713$ , He I  $\lambda 4920$ , He I  $\lambda 4144$ , He I  $\lambda 5016$  and He II  $\lambda 4200$  were also used to refine the determination (when available). The uncertainty in  $T_{\text{eff}}$  depends on the resolution of the spectra and on the rotational broadening. Indeed, the broader the profile, the lower the precision of the fit of the line. The typical error on  $T_{\text{eff}}$  is usually of  $\pm 2000$  K but can be reduced when many optical He lines are available. Note that the errors we give are  $2\sigma$  errors (we have  $T_{\text{eff}} - \text{error} < T_{\text{eff}} < T_{\text{eff}} + \text{error}$ ).

We also checked that our final models including winds computed with CMFGEN fitted correctly the optical lines. It turns out that the agreement between TLUSTY and CMFGEN is very good as already noticed in previous studies (e.g. Bouret et al. 2003). The problem recently highlighted by Puls et al. (2005) concerning the weakness of the He I singlet lines between 35000 and 40000 K is in fact related to subtle line blanketing effects and is solved when both the turbulent velocity is reduced (in the computation of the atmospheric structure) and other species (Neon, Argon, Calcium and Nickel) are added into the models (see Sect. 4.5).

-  $\log g$  : Fits of the wings of H $\gamma$  led to constraints on  $\log g$ . Once again, interpolations between the OSTAR2002 spectra were made to improve the determination as the step size of the OSTAR2002 grid is 0.25 in  $\log g$ . H $\beta$ , which behaves similarly to H $\gamma$ , was used as a secondary indicator. The typical uncertainty in  $\log g$  is 0.1 dex.

Once obtained, these parameters have been used to derive  $L$ ,  $R$  and  $M$ :

- *Luminosity* : with  $T_{\text{eff}}$  known, we have estimated a bolometric correction according to

$$BC(T_{\text{eff}}) = 27.66 - 6.84 \times \log T_{\text{eff}} \quad (1)$$

which has been established by Vacca et al. (1996). Visual magnitudes together with estimates of the reddening and the distance modulus of the star have then lead to  $M_V$  and  $L$  from:

$$\log \frac{L}{L_{\odot}} = -0.4(M_V + BC - M_{\odot}) \quad (2)$$

the error on  $T_{\text{eff}}$  leads to a typical error of 0.2 dex on BC. Note that we have recently revised the calibration of bolometric corrections as a function of  $T_{\text{eff}}$  (see Martins et al. 2005), but it turns out that due to line-blanketing effects, BCs are reduced by only 0.1 dex, which translates to a reduction of  $\log L$  by 0.04 dex, which is negligible here given the uncertainty in the distance.

The solar bolometric magnitude was taken as equal to 4.75 (Allen 1976). We want to caution here that for most of the stars of this study, the distance is poorly

**Table 1.** Adopted parameters for our program stars. The photometry comes from Chlebowski & Garmany (1991), Hiltner (1956), Howarth & Prinja (1989), Humphreys (1978), Maíz-Apellániz et al. (2004), Massey et al. (2001), Nicolet (1978), Puls et al. (1996), Schild et al. (1983), Walborn et al. (2002). Distance modulus are taken from DeGioia-Eastwood et al. (2001), Humphreys (1978), Maíz-Apellániz et al. (2004), Markova et al. (2004), Massey et al. (2001), Mason et al. (1998) and the Webda database. References to the observing data sets retrieved from archives are also given when available.

HD	ST	V	E(B-V)	DM	$M_V$	FUSE	IUE SWP	optical data
38666	O9.5V	$5.15^{+0.01}_{-0.01}$	$0.05^{+0.01}_{-0.01}$	$8.63^{+0.93}_{-0.63}$	$-3.64^{+0.60}_{-0.93}$	-	6631	ESO/UVES 65.H-0375
34078	O9.5V	$5.99^{+0.01}_{-0.04}$	$0.54^{+0.01}_{-0.02}$	$8.25^{+0.87}_{-0.62}$	$-3.92^{+0.69}_{-0.96}$	B063	54036	WHT/ISIS
46202	O9V	$8.18^{+0.02}_{-0.02}$	$0.49^{+0.01}_{-0.01}$	$10.85^{+0.05}_{-0.05}$	$-4.19^{+0.10}_{-0.10}$	-	8845	INT/IDS
93028	O9V	$8.36^{+0.01}_{-0.01}$	$0.26^{+0.01}_{-0.01}$	$12.09^{+0.37}_{-0.38}$	$-4.54^{+0.38}_{-0.37}$	A118	5521	ESO/EMMI 72.D-0038
152590	O7.5Vz	$8.44^{+0.02}_{-0.02}$	$0.46^{+0.10}_{-0.10}$	$10.72^{+0.69}_{-0.44}$	$-3.71^{+0.51}_{-0.74}$	-	16098	ESO/UVES 67.B-0504
93146	O6.5V((f))	$8.43^{+0.02}_{-0.02}$	$0.34^{+0.01}_{-0.02}$	$12.09^{+0.37}_{-0.37}$	$-4.70^{+0.45}_{-0.45}$	-	11136	ESO/EMMI 72.D-0038
42088	O6.5Vz	$7.55^{+0.01}_{-0.01}$	$0.46^{+0.01}_{-0.01}$	$11.20^{+0.20}_{-0.23}$	$-4.66^{+0.30}_{-0.33}$	P102	7706	ESO/EMMI 72.D-0038
93204	O5V((f))	$8.44^{+0.02}_{-0.02}$	$0.42^{+0.01}_{-0.01}$	$12.34^{+0.45}_{-0.27}$	$-5.20^{+0.34}_{-0.38}$	-	7023	INT/IDS
15629	O5V((f))	$8.42^{+0.01}_{-0.01}$	$0.74^{+0.01}_{-0.01}$	$11.38^{+0.30}_{-0.30}$	$-5.25^{+0.30}_{-0.30}$	-	10754	INT/IDS
46223	O4V((f+))	$7.27^{+0.05}_{-0.02}$	$0.54^{+0.01}_{-0.01}$	$10.85^{+0.05}_{-0.05}$	$-5.25^{+0.10}_{-0.07}$	-	8844	ESO/EMMI 72.D-0038
93250	O3.5V((f+))	$7.38^{+0.02}_{-0.02}$	$0.48^{+0.01}_{-0.01}$	$12.34^{+0.45}_{-0.27}$	$-6.45^{+0.29}_{-0.48}$	-	22106	INT/IDS

known (with sometimes a difference of 1 magnitude on the distance modulus between existing determinations). This leads to an important error on the luminosity. As this last parameter is crucial for the calibration of the modified wind momentum - relation, we decided to take the maximum error on  $L$  by adopting the lowest (resp. highest) luminosity (derived from the lowest -resp. highest- extinction, distance modulus and bolometric correction) as the boundaries to the range of possible luminosities. The typical error on  $L$  is  $\sim \pm 0.25$  dex, and the main source of uncertainty is the distance.

- *Radius* : Once  $T_{\text{eff}}$  and  $L$  are known,  $R$  is simply derived from

$$R = \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma T_{\text{eff}}^4}} \quad (3)$$

where  $\sigma$  is the Stefan Boltzmann constant. Standard errors have been derived according to

$$\Delta \log R = 0.5 \sqrt{(\Delta \log L)^2 + (4\Delta \log T_{\text{eff}})^2} \quad (4)$$

- *M* : The (spectroscopic) mass is derived from  $g$  and  $R$  according to

$$M = \frac{gR^2}{G} \quad (5)$$

and the standard error is given by

$$\Delta \log M = \sqrt{(\Delta \log g)^2 + (2\Delta \log R)^2} \quad (6)$$

With this set of stellar parameters, we have run models including winds to derive the mass loss rate and the terminal velocity (see next section). The stellar parameters giving the best agreement between observations and models with winds were adopted as the final stellar parameters.

### 3.2. Wind parameters

UV (and FUV when available) spectra and  $H\alpha$  profiles were used to constrain the wind parameters. In the case where mass loss rates were low, priority was given to UV indicators since  $H\alpha$  becomes insensitive to  $\dot{M}$ : for such situations, we checked that the  $H\alpha$  line given by our models with  $\dot{M}$  estimated from UV was consistent with the observed line. We want to stress here that it is only because metals are now included in a reliable way in new generation atmosphere models that such a study is possible. Indeed, UV metallic lines now correctly reproduced allow to push the limits of mass loss determination below  $\sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ .

Models including stellar winds were computed with the code CMFGEN (Hillier & Miller 1998). This code allows for a non-LTE treatment of the radiative transfer and statistical equilibrium equations in spherical geometry and includes line blanketing effects through a super-level approach. The temperature structure is computed under the assumption of radiative equilibrium<sup>1</sup>. At present, CMFGEN does not include self-consistently the hydrodynamics of the wind so that the velocity and density structures must be given as input (but hydrodynamical quantities computed from the final atmosphere model are given as output). In order to be as consistent as possible with the optical analysis, we have used TLUSTY structures for the photosphere part and we have connected them to a classical  $\beta$  law ( $v = v_{\infty}(1 - \frac{R_*}{r})^{\beta}$ ) representing the wind part. We chose  $\beta = 1.0$  as the default value for our calculation since it turns out to be representative of O dwarfs (e.g. Massa et al. 2003). The TLUSTY structures have been taken from the OSTAR2002 grid or have been linearly interpolated from this grid for  $T_{\text{eff}}$  not included in OSTAR2002. This method has also been used

<sup>1</sup> Note that in some models adiabatic cooling was also included, see Sect. 4

by Bouret et al. (2003) and has shown good consistency between CMFGEN and TLUSTY photospheric spectra.

Clumping can be included in the wind models by means of a volume filling factor  $f$  parameterised as follows:  $f = f_\infty + (1 - f_\infty)e^{-\frac{v}{v_{\text{init}}}}$  where  $f_\infty$  is the value of  $f$  at the top of the atmosphere and  $v_{\text{init}}$  is the velocity at which clumping appears. As in Bouret et al. (2003), we chose  $v_{\text{init}} = 30 \text{ km s}^{-1}$ .

A depth independent microturbulent velocity can be included in the computation of the atmospheric structure (i.e. temperature structure + population of individual levels). We chose a value of  $20 \text{ km s}^{-1}$  as the default value in our computations. Several tests (Martins et al. 2002a, Bouret et al. 2003) indicate that a reasonable change of this parameter has little effect on the emergent spectrum, except for some specific lines (see Sect. 4.5). For the computation of the detailed spectrum resulting from a formal solution of the radiative transfer equation (i.e. with the populations kept fixed), a depth dependent microturbulent velocity can be adopted. In that case, the microturbulent velocity follows the relation  $v_{\text{turb}}(r) = v_{\text{min}} + (v_{\text{max}} - v_{\text{min}})\frac{v(r)}{v_\infty}$  where  $v_{\text{min}}$  and  $v_{\text{max}}$  are the minimum and maximum microturbulent velocities. By default, we chose  $v_{\text{min}} = 5 \text{ km s}^{-1}$  in the photosphere, and  $v_{\text{max}} = \min(0.1 v_\infty, 200) \text{ km s}^{-1}$  at the top of the atmosphere. For some stars, we had to increase  $v_{\text{min}}$  from 5 to  $10 \text{ km s}^{-1}$  to be able to fit correctly the observed spectra.

CMFGEN allow the possibility to include X-ray emission in the models. In some cases (see next Section), we had to include such high energy photons. Practically, as X-rays are thought to be emitted by shocks distributed in the wind, two parameters are adopted to take them into account: one is a shock temperature (**chosen to be  $3 \times 10^6 \text{ K}$  since it is typical of high energy photons in O type stars, e.g. Schulz et al. 2003, Cohen et al. 2003**) to set the wavelength of maximum emission, and the other is a volume filling factor which is used to set the level of emission. With this formalism, X-ray sources are distributed throughout the atmosphere and the emissivities are taken from tables computed by a Raymond & Smith code (Raymond & Smith 1977). We include X-rays in the models for the four faintest stars and in test models for the strong lined star HD 93250 as explained in Sect. 5, using measured X-ray fluxes or a canonical value of  $L_X/L_{\text{bol}} = -7.0$ .

The main wind parameters we have determined are the mass loss rate ( $\dot{M}$ ) and the terminal velocity ( $v_\infty$ ). Constraints on the amount of clumping were also derived when possible. The terminal velocities have been estimated from the blueward extension of the absorption part of UV P-Cygni profiles **which occurs up to  $v_\infty + v_{\text{max}}$  where  $v_{\text{max}}$  is the maximum microturbulent velocity described above: fits of the UV P-Cygni profiles using the above relation for microturbulent velocity allows a direct determination of  $v_\infty$ . Note that other definitions of the terminal velocity**

**exist (see Prinja, Barlow & Howarth (1990)).** The typical uncertainty in our determination of  $v_\infty$  is  $200 \text{ km s}^{-1}$  (depending on the maximum microturbulent velocity we adopt).

Fits of strong UV lines such as N v  $\lambda 1240$  C iv  $\lambda \lambda 1548, 1551$  Si iv  $\lambda \lambda 1394, 1403$  O v  $\lambda 1371$  and N iv  $\lambda 1718$  provide constraints on  $\dot{M}$ . H $\alpha$  is also sensitive to  $\dot{M}$ : in dwarfs with weak winds, a quasi photospheric profile is expected but the line can be used to estimate upper limits on the mass loss rate as it is filled by emission when  $\dot{M} \gtrsim 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ . Also, in the case of weak winds C iv  $\lambda \lambda 1548, 1551$  is actually the only line showing some sensitivity to wind and was in several cases our best  $\dot{M}$  estimator. Given this, we tried to adjust the mass loss rate (and clumping parameters) to get the best fit of both the UV wind sensitive lines and H $\alpha$ .

As regards the abundances, we have taken as default values the solar determinations of Grevesse & Sauval (1998) since the stars of this study are all Galactic stars. CNO solar abundances have been recently revised downward by Asplund (2004). However, we preferred to rely on the Grevesse & Sauval abundances since they have been widely used in previous studies of massive stars and are therefore more suited for comparisons. When necessary, we indicate if these abundances have been changed to get a better fit.

## 4. Results

In this Section, we present the results of the analysis for each star (from the latest to the earliest type ones) and highlight the main difficulty encountered in the fitting process. **The observed properties and adopted parameters are given in Table 1.** The derived stellar and wind parameters are gathered in Table 2, while results from previous studies of wind properties are given in Table 3.

Spectra from atmosphere models are convolved to include the instrumental resolution of the observational data and the projected rotational velocity of the star. The wavelength range between  $\sim 1200$  and  $\sim 1225 \text{ \AA}$  is not used in the spectral analysis since it suffers from a strong interstellar Lyman absorption.

A general comment concerning effective temperatures is that we find values lower than previous determinations (see table 3) since line-blanketing is included in our models. This effect is now well known and has been highlighted by several studies (Martins et al. 2002a, 2005, Crowther et al. 2002, Markova et al. 2004). Our mass loss rates are also generally lower than previous determination for reasons discussed in Sect. 7.2.2.

### 4.1. HD38666

HD 38666 (also  $\mu \text{ Col}$ ) is an O9.5V runaway star for which we derive an effective temperature of  $33000 \text{ K}$  from the fit of the optical He lines, as shown in Fig. 1. A value of  $\log g = 4.0$  is derived from the Balmer lines.

**Table 2.** Derived stellar and wind parameters of the Galactic stars studied here. The escape velocities were computed from the spectroscopic derived mass, radius and luminosity. The evolutionary masses have been estimated from the isochrones of Lejeune & Schaerer (2001). Projected rotational velocities were adopted from Penny (1996), Howarth & Prinja (1989), Howarth et al. (1997) and Villamariz et al. (2002) and refined in the fitting process when possible.

HD	38666	34078	46202	93028	152590	93146	42088
$T_{\text{eff}}$ (kK)	33±1	33±2	33±2	34±2	36±1	37±2	38±2
BC	-3.25 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.08</sub>	-3.25 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.08</sub>	-3.25 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.08</sub>	-3.34 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.17</sub>	-3.52 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.08</sub>	-3.59 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.15</sub>	-3.67 <sup>+0.16</sup> <sub>-0.15</sub>
log g	4.0±0.1	4.05±0.1	4.0±0.1	4.0±0.1	4.10±0.1	4.0±0.1	4.0±0.1
$V \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	111	40	30	50	66	80	60
$\log \frac{L}{L_{\odot}}$	4.66 <sup>+0.40</sup> <sub>-0.30</sub>	4.77 <sup>+0.41</sup> <sub>-0.32</sub>	4.87 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.07</sub>	5.05 <sup>+0.22</sup> <sub>-0.22</sub>	4.79 <sup>+0.33</sup> <sub>-0.24</sub>	5.22 <sup>+0.23</sup> <sub>-0.25</sub>	5.23 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.19</sub>
R (R <sub>⊙</sub> )	6.58 <sup>+3.89</sup> <sub>-2.45</sub>	7.47 <sup>+4.55</sup> <sub>-2.83</sub>	8.38 <sup>+0.88</sup> <sub>-0.81</sub>	9.71 <sup>+3.11</sup> <sub>-2.38</sub>	6.42 <sup>+3.00</sup> <sub>-2.05</sub>	9.97 <sup>+3.29</sup> <sub>-2.49</sub>	9.56 <sup>+2.61</sup> <sub>-2.07</sub>
$M_{\text{spectro}}$ (M <sub>⊙</sub> )	16 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.10</sub>	23 <sup>+38</sup> <sub>-11</sub>	26 <sup>+9</sup> <sub>-7</sub>	34 <sup>+28</sup> <sub>-16</sub>	19 <sup>+23</sup> <sub>-10</sub>	36 <sup>+31</sup> <sub>-17</sub>	33 <sup>+24</sup> <sub>-14</sub>
$M_{\text{evol}}$ (M <sub>⊙</sub> )	19	20	21	25	22	30	31
$v_{\text{esc}}$ (km s <sup>-1</sup> )	920	1043	1046	1112	1015	1106	1100
$v_{\infty}$ (km s <sup>-1</sup> )	1200	800	1200	1300	1750	2800	1900
$\log \dot{M}$ (M <sub>⊙</sub> yr <sup>-1</sup> )	-9.5±0.7	-9.5±0.7	-8.9±0.7	-9.0±0.7	-7.78±0.7	-7.25±0.7	-8.0±0.7
$v_{\text{turb}}^a$ (km s <sup>-1</sup> )	5-120	5-80	5-120	5-130	10-175	5-200	5-190
$f_{\infty}$	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
$\log \dot{M}_{\text{Vink}}$ (M <sub>⊙</sub> yr <sup>-1</sup> )	-7.41	-7.38	-7.23	-6.97	-7.15	-6.58	-6.17
$\log \dot{M} v_{\infty} \sqrt{R}$	24.79	24.64	25.44	25.41	26.67	27.50	26.57

<sup>a</sup> the first value is the minimum and the second one the maximum microturbulent velocity (See Sect. 3.2)

**Table 2.** Continued.

HD	93204	15629	46223	93250
$T_{\text{eff}}$ (kK)	40±2	41±2	41.5±2	44±2
BC	-3.82 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.16</sub>	-3.89 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.15</sub>	-3.93 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.15</sub>	-4.10 <sup>+0.12</sup> <sub>-0.12</sub>
log g	4.0±0.1	3.75±0.1	4.0±0.1	4.0±0.1
$V \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	130	90	130	110
$\log \frac{L}{L_{\odot}}$	5.51 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.20</sub>	5.56 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.18</sub>	5.57 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.10</sub>	6.12 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.17</sub>
R (R <sub>⊙</sub> )	11.91 <sup>+4.23</sup> <sub>-3.14</sub>	12.01 <sup>+3.08</sup> <sub>-2.47</sub>	11.86 <sup>+1.78</sup> <sub>-1.58</sub>	19.87 <sup>+6.98</sup> <sub>-3.87</sub>
$M_{\text{spectro}}$ (M <sub>⊙</sub> )	52 <sup>+47</sup> <sub>-25</sub>	30 <sup>+20</sup> <sub>-12</sub>	51 <sup>+22</sup> <sub>-16</sub>	144 <sup>+130</sup> <sub>-56</sub>
$M_{\text{evol}}$ (M <sub>⊙</sub> )	41	44	45	105
$v_{\text{esc}}$ (km s <sup>-1</sup> )	1178	799	1157	1461
$v_{\infty}$ (km s <sup>-1</sup> )	2900	2800	2800	3000
$\log \dot{M}$ (M <sub>⊙</sub> yr <sup>-1</sup> )	-6.75±0.7	-6.5±0.7	-6.5±0.7	-6.25±0.7
$v_{\text{turb}}$ (km s <sup>-1</sup> )	5-200	10-200	10-200	10-200
$f_{\infty}$	0.1	0.1	0.1	0.01
$\log \dot{M}_{\text{Vink}}$ (M <sub>⊙</sub> yr <sup>-1</sup> )	-6.11	-5.74	-5.97	-5.25
$\log \dot{M} v_{\infty} \sqrt{R}$	28.05	28.29	28.28	28.68

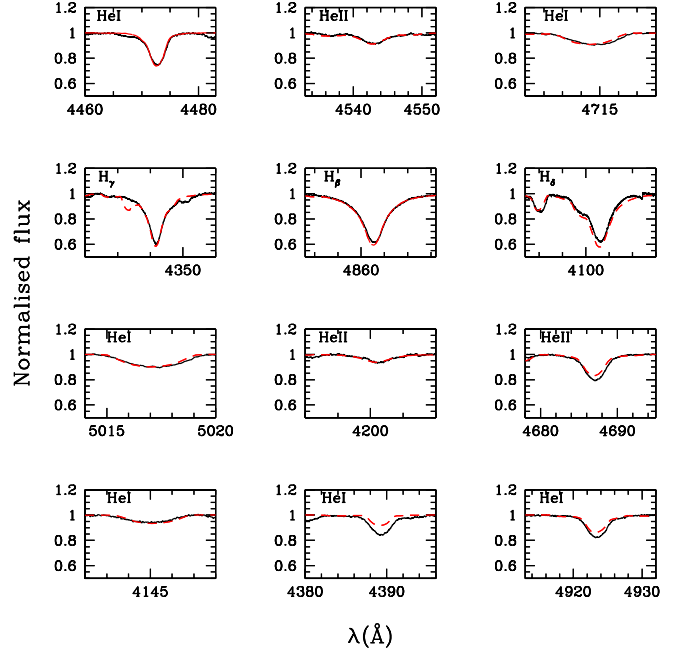
The H $\alpha$  and UV fits are given in Fig. 2 and Fig. 3. The best fits are obtained for  $\dot{M} = 10^{-9.5} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and  $v_{\infty} = 1200 \text{ km s}^{-1}$ . Importantly, X-rays have been included in the modelling with  $\log \frac{L_{\text{X}}}{L_{\text{bol}}} = -6.87$  as indicated by the observed X-ray emission (see Table 4). If this high energy component is not included, we need a mass loss rate 10 times lower to fit the C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  line. The reason for this is that the ionisation structure of the wind is increased when X-rays are present, leading to a lower C IV ionisation fraction, and thus requiring a higher mass loss rate to reproduce the observed line profile (see Sect.

5 for a more complete discussion). Note that the fit of the C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  profile is not perfect. This is due to the presence of interstellar absorption which adds to the photospheric component. However, the fit of the blueshifted wind part of the line is good and is not affected by interstellar absorption (see also paper I). Previous estimates of  $\dot{M}$  range between  $10^{-8.31}$  and  $10^{-7.22} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (see Table 3). Our estimate is lower than all these determinations. The determination of Leitherer (1988) relies only on the H $\alpha$  wind emission, which in the case of low mass rates is very small and difficult to disentangle from the photo-

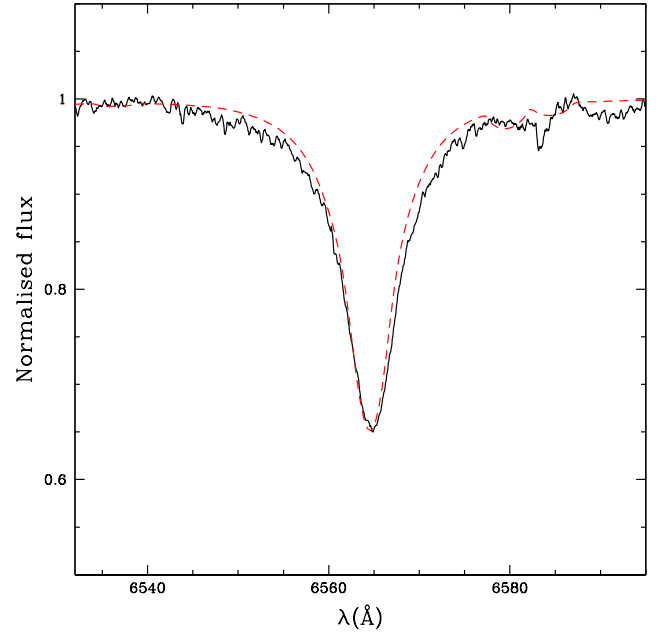
**Table 3.** Comparison between our derived wind parameters ( $\dot{M}$ ,  $v_\infty$ , shown in bold text) and previous determinations. (1) Leitherer (1988), (2) Bernabeu et al. (1989), (3) Howarth & Prinja (1989), (4) Prinja et al. (1990), (5) Chlebowski & Garmany (1991), (6) Lamers & Leitherer (1993), (7) Lamers et al. (1995), (8) Puls et al. (1996), (9) Howarth et al. (1997), (10) Lamers et al. (1999), (11) Repolust et al. (2004), (12) Markova et al. (2004).

HD	$\log \dot{M}$	$v_\infty$
38666	< -7.22 (1), -7.8 (3)	2000 (1), 1000 (3)
	-8.31 (5)	
	<b>-9.5</b>	<b>1200</b>
34078	-6.6 (3)	750 (3)
	<b>-9.5</b>	<b>800</b>
46202	< -6.87 (1), -7.2 (3)	2100 (1), 750 (3)
	-8.10 (5)	1150 (5), 1590 (2)
	<b>-8.9</b>	<b>1200</b>
93028	-7.0 (3)	1500 (3), 1780 (2)
	<b>-9.0</b>	<b>1300</b>
152590	-6.9 (3), -7.36 (5)	2150 (3), 2300 (5)
		1785 (9)
	<b>-7.78</b>	<b>1750</b>
93146	-6.9 (3)	2975 (3), 3200 (2)
		2565 (4), 2640 (9)
	<b>-7.25</b>	<b>2800</b>
42088	-6.35 (1), -7.0 (3)	2550 (1), 2030 (3)
	-6.82 (5), -6.42 (12)	2300 (5), 2420 (2)
		2155 (4), 2215 (9)
		2200 (12)
	<b>-8.0</b>	<b>1900</b>
93204	-6.1 (3)	3250 (3), 3180 (2)
		2890 (4), 2900 (7)
	<b>-6.75</b>	<b>2900</b>
15629	-5.89 (11)	3200 (11), 3220 (2)
		2810 (9)
	<b>-6.5</b>	<b>2800</b>
46223	-5.75 (1), -5.8 (3)	3100 (1), 3100 (3)
	-5.62 (5), -5.85 (6)	3100 (5), 2800 (6)
	-5.68 (10)	2800 (10), 3140 (2)
		2910 (4), 2900 (7)
	<b>-6.5</b>	<b>2800</b>
93250	-4.9 (8), -4.6 (3)	3250 (8), 3350 (3)
	-5.46 (11)	3250 (11), 3470 (2)
		3230 (9)
	<b>-6.25</b>	<b>3000</b>

spheric absorption. The studies of Chlebowski & Garmany (1991) and Howarth & Prinja (1989) are based on the fit of UV resonance lines with the following method: the optical depth as a function of the velocity (only for unsaturated

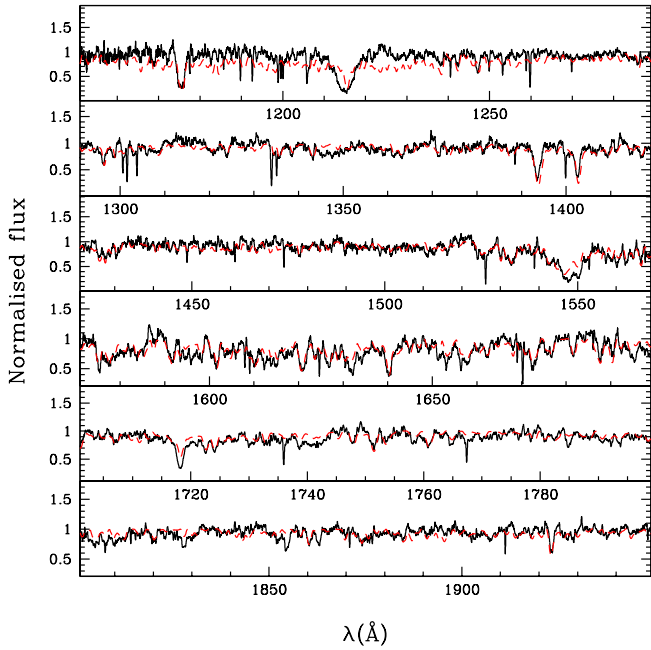


**Fig. 1.** Best fit (red dashed line) of the optical spectrum (black solid line) of HD 38666. The effective temperature is 33000 K,  $\log g = 4.0$  and  $V \sin i = 110 \text{ km s}^{-1}$ .



**Fig. 2.** Best fit (red dashed line) of the observed H $\alpha$  line (black solid line) of HD 38666. We have derived  $\dot{M} = 10^{-9.5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  and  $v_\infty$  was 1200  $\text{km s}^{-1}$ .

profiles) is determined by profile fitting; from this, the determination of the mass loss rate requires the adoption of an ionisation structure which may or may not be representative of the real ionisation in the atmosphere. This assumption may affect the  $\dot{M}$  determination.

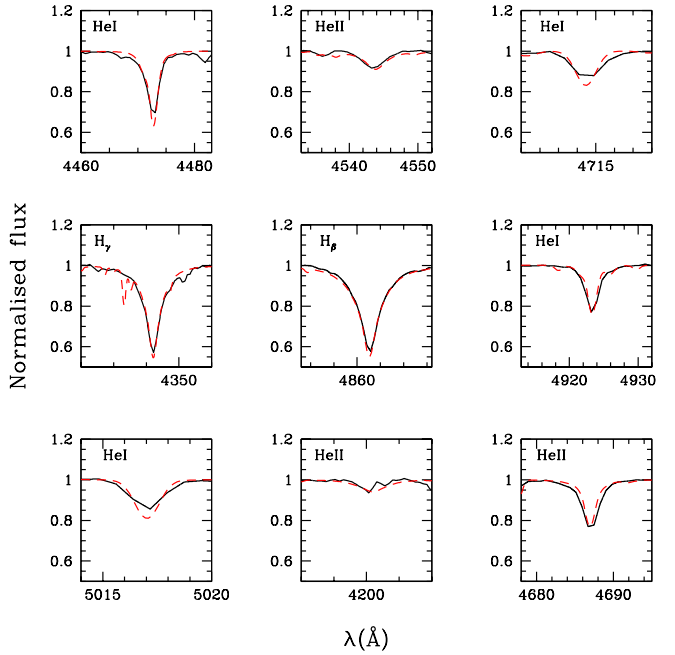


**Fig. 3.** Best fit (red dashed line) of the UV spectrum (black solid line) of HD 38666. For this model,  $\dot{M} = 10^{-9.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ,  $v_{\infty} = 1200 \text{ km s}^{-1}$  and  $\log L_X/L_{\text{bol}} = -6.87$

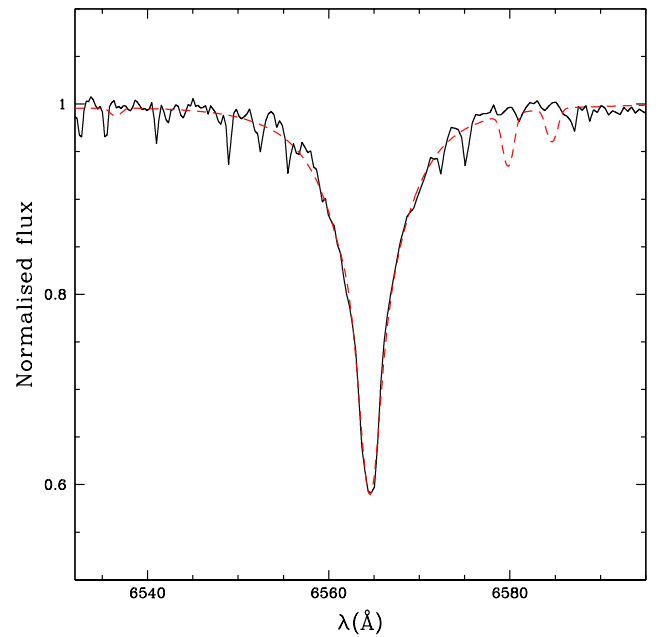
As for  $v_{\infty}$ , a higher terminal velocity leads to a too-much-extended blueward absorption in C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$ . The value of  $v_{\infty}$  we derive is just above the escape velocity. Leitherer (1988) estimated  $v_{\infty} = 2000 \text{ km s}^{-1}$  while Howarth & Prinja (1989) found  $1000 \text{ km s}^{-1}$  (see Table 3), illustrating the uncertainty in the exact value of the terminal velocity of HD 38666.

#### 4.2. HD34078

HD 34078 (also AE Aur) is a runaway O9.5V star possibly formed as a binary (with  $\mu$  Col, see Hoogerwerf et al. 2001) and ejected after a binary - binary interaction with  $\iota$  Ori (see Sect. 4.1). Fig. 4 shows the best fit of the optical spectrum. From this best fit model, we derive an effective temperature of 33000 K. This is confirmed by the good fit of the iron lines shown in Fig. 7. **Note that the presence of C II  $\lambda\lambda 6578, 6582$  in the model (see Fig. 5) may indicate a slightly too low effective temperature. Test models reveals that increasing  $T_{\text{eff}}$  to 34000 K weakens this doublet. However, since these lines also depends on the C abundance, we prefer to rely on the He lines and UV iron forests estimate. Also, improving the model atom for C II produces a weaker line since over recombination routes are available, reducing the populations of the C II  $\lambda\lambda 6578, 6582$  transition levels. This shows that the value for  $T_{\text{eff}}$  reported in Table 2 should be considered with its uncertainty of  $\pm 2000 \text{ K}$ . Our modelling indicates that  $V \sin i = 40 \text{ km s}^{-1}$  seems to better reproduce the observation, especially the opti-**



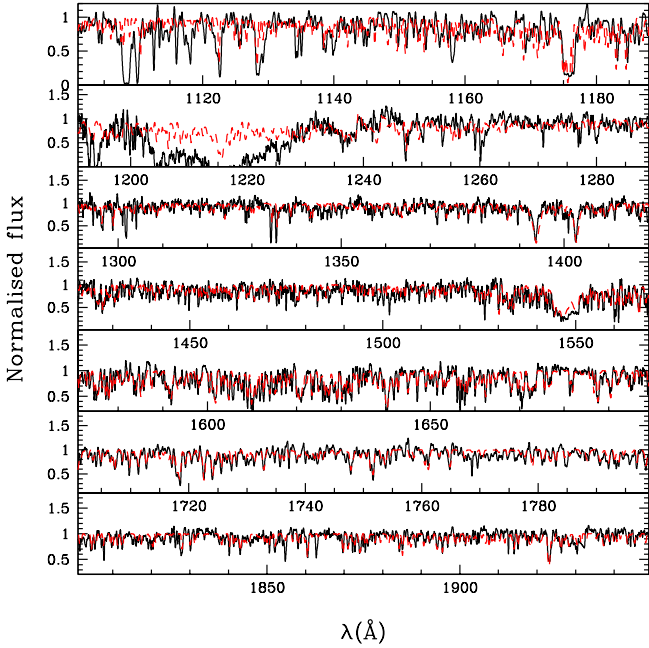
**Fig. 4.** Best fit (red dashed line) of the optical spectrum (black solid line) of HD 34078. Here,  $T_{\text{eff}} = 33000 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.05$  and  $V \sin i = 40 \text{ km s}^{-1}$ .



**Fig. 5.** Best fit (red dashed line) of the observed H $\alpha$  line (black solid line) of HD 34078. Here,  $\dot{M} = 10^{-9.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and  $v_{\infty} = 800 \text{ km s}^{-1}$ .

cal spectra. The gravity determined by Villamariz et al. (2002) gives a good fit of the Balmer lines, so that we adopt  $\log g = 4.05$ . The other stellar parameters are gathered in Table 2.

Figs. 5 and 6 show the fit of the H $\alpha$  line and UV spectrum of HD 34078. As we have shown that X-rays seem



**Fig. 6.** Best fit (red dashed line) of the UV spectrum (black solid line) of HD 34078. The wind parameters are:  $\dot{M} = 10^{-9.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ,  $v_{\infty} = 800 \text{ km s}^{-1}$  and  $\log L_X/L_{\text{bol}} = -7.0$

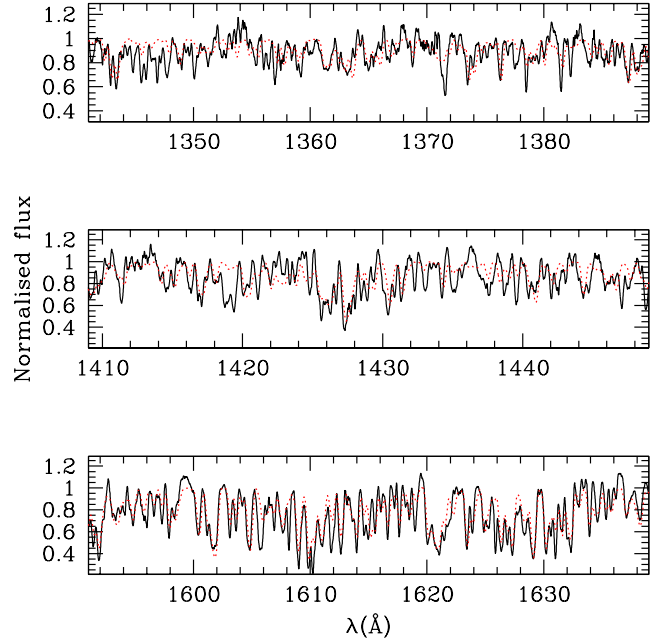
to be important for weak winds (see also next stars) and as HD 34078 shows no sign of a strong wind, we have adopted  $\log L_X/L_{\text{bol}} = -7.0$ . Indeed, no X-ray measurement exists for HD 34078 and we have thus adopted the classical value for O stars (e.g. Chlebowski & Garmany 1991). A reasonable agreement between the two types of mass loss indicators ( $H\alpha$  and UV lines) is found for  $\dot{M} = 10^{-9.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and a terminal velocity of  $800 \text{ km s}^{-1}$ . Again, our value of  $\dot{M}$  is lower than previous determinations (see Table 3).

Surprisingly, the derived terminal velocity is similar to or even lower than the escape velocity ( $1043 \text{ km s}^{-1}$ ). However, given the large error on  $\dot{M}$  and  $R$ , the escape velocity is also very uncertain. Also, a value of  $v_{\infty}$  lower than  $v_{\text{esc}}$  is possible since the escape velocity quoted here is the photospheric escape velocity, and a velocity in the wind of the order  $v_{\infty}$  is obtained only in the outer atmosphere where the local escape velocity is much lower. Moreover, the weakness of the wind features may actually lead to underestimate of the terminal velocity (see also Sect. 7.2.1).

For HD 34078, we have used the He and CNO abundances of Villamariz et al. (2002). They are nearly solar, except for C which is found to have an abundance of  $\sim 1/2$  solar.

#### 4.3. HD46202

HD 46202 is an O9 V star situated in the Rosette nebula. An effective temperature of 33000 K gives the best fit of the optical He lines as shown in Fig. 8. As for HD34078,

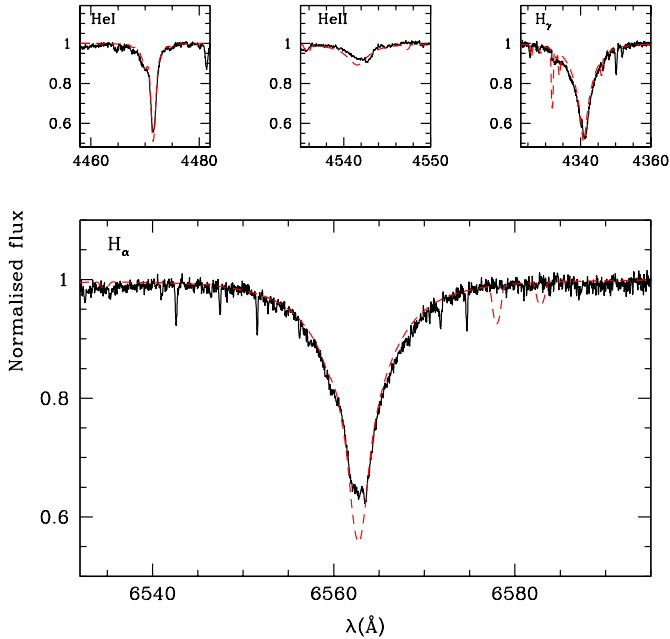


**Fig. 7.** Zoom on the Iron line forests from Fig. 6 showing the good agreement between the predicted spectrum (dotted line) and the observed spectrum (solid line) and confirming the  $T_{\text{eff}}$  estimate.

**the too deep C II  $\lambda\lambda 6578, 6582$  doublet may indicate a slightly too low  $T_{\text{eff}}$ : once again, increasing  $T_{\text{eff}}$  by 1000 K improves the fit but gives a worse fit of the He lines, so that we think the value of 33000 K is reasonable within its uncertainty of  $\pm 2000$  K.** A gravity of  $\log g = 4.0$  gives a good fit of the  $H\gamma$  line (see Fig. 8).

Figures 8 and 9 show the fit of the wind sensitive lines from which we derive a mass loss rate of  $10^{-8.9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and a terminal velocity of  $1200 \text{ km s}^{-1}$ . According to the X-ray detection, we have chosen  $\log \frac{L_X}{L_{\text{bol}}} = -6.10$  (see Table 4). If X-rays are not included, a value of  $\dot{M}$  as low as  $10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  is required to fit the wind part of C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$ . Note that the core of the  $H\alpha$  line is stronger in the model, but as the observed profile seems to be somewhat contaminated (possibly by a small nebular contribution), we did not try to fit this core. As C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  is the main  $\dot{M}$  indicator and as  $\log \frac{L_X}{L_{\text{bol}}}$  is quite high for this star, we have run test models including the high ionisation states C V and C VI to check if the C ionisation was modified. They show that the C ionisation is indeed slightly increased, which implies to increase  $\dot{M}$  by a factor of  $\sim 2$  in order to fit C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$ . Hence, given the uncertainty in  $\log \frac{L_X}{L_{\text{bol}}}$  (due to both uncertainties in  $L_X$  and  $L_{\text{bol}}$ ), we think this effect is negligible compared to other sources of errors for the  $\dot{M}$  determination (see Sect. 6). **We have also run test models for which the X-ray temperature was increased from  $3 \cdot 10^6$  K to  $7 \cdot 10^6$  K. Fitting C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  with this new X-ray temperature required a slight increase**





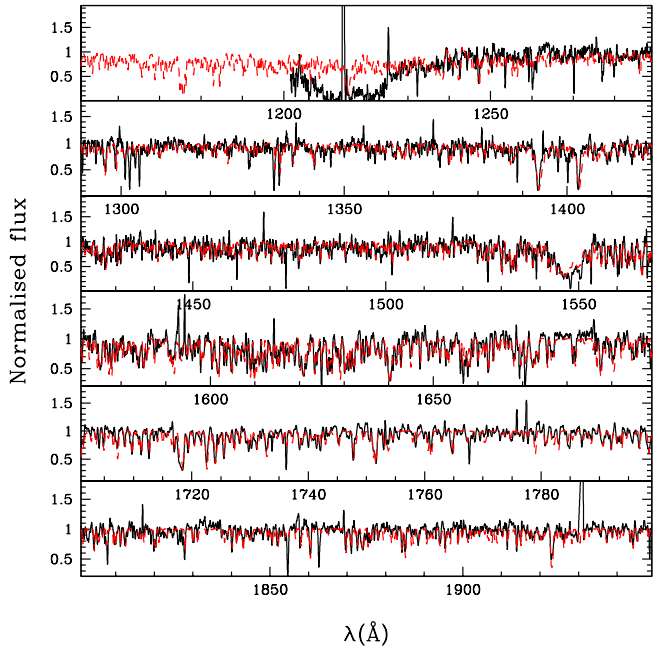
**Fig. 8.** Best fit (red dashed line) of the optical spectrum (black solid line) of HD 46202. Here,  $T_{\text{eff}} = 33000$  K,  $\log g = 4.0$ ,  $V \sin i = 30$  km s $^{-1}$ ,  $\dot{M} = 10^{-8.9}$  M $_{\odot}$  yr $^{-1}$  and  $v_{\infty} = 1200$  km s $^{-1}$ . The observed core of H $\alpha$  is likely contaminated by small interstellar emission.

( $\sim 0.3$  dex) of the mass loss rate. All previous studies give higher values of  $\dot{M}$  (see Table 3). As for  $v_{\infty}$ , the range of values derived by other authors is quite large and encompasses our estimate. This shows the difficulty of deriving  $v_{\infty}$  from weak wind line profiles. The low terminal velocity will be discussed in Sect. 7.2.1.

#### 4.4. HD93028

HD 93028 has a spectral type O9V and belongs to the young cluster Collinder 228 in the Carina nebula. A value of  $V \sin i$  of 50 km s $^{-1}$  was deduced from optical lines fits (Fig. 10) and from previous studies (Table 2). The effective temperature we derive from He optical lines is 34000 K.

From the C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  line, we derive a terminal velocity of 1300 km s $^{-1}$ , slightly lower than other estimates (see Table 3). We find that a mass loss rate of  $10^{-9.5}$  M $_{\odot}$  yr $^{-1}$  gives a good fit of the far UV, UV and H $\alpha$  spectrum without X rays. However, as we have shown previously, X-rays influences strongly the determination of  $\dot{M}$  in stars with weak winds (see Sect. 4.1, 4.3). Hence, although there is no measurement of X-rays for HD 93028, we adopted the classical value  $\log \frac{L_X}{L_{\text{bol}}} = -7.0$  (Chlebowski & Garmany 1991) and then derived  $\dot{M} = 10^{-9.0}$  M $_{\odot}$  yr $^{-1}$  as shown in Figs. 10 and 11. The core of H $\alpha$  is a little too strong in our best fit model, but the observed line shows evidences of interstellar contamination, which is natural in a star forming region (see also the H $\alpha$



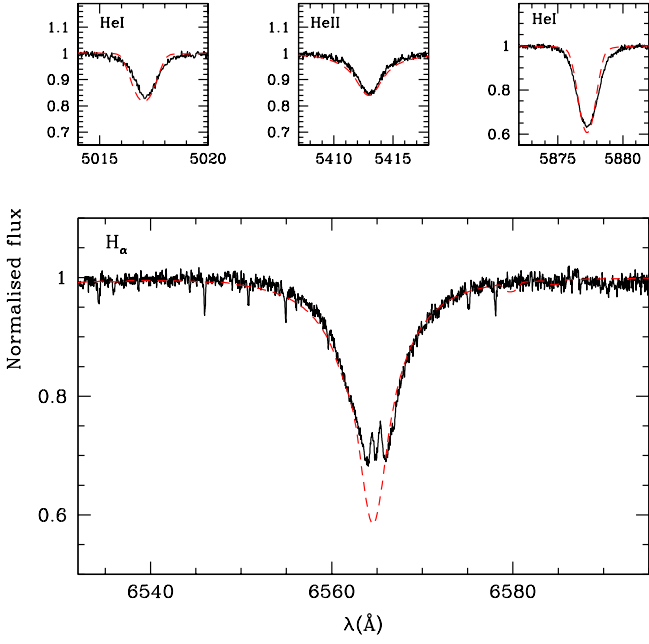
**Fig. 9.** Best fit (red dashed line) of the UV spectrum (black solid line) of HD 46202. The wind parameters are:  $\dot{M} = 10^{-8.9}$  M $_{\odot}$  yr $^{-1}$  and  $v_{\infty} = 1200$  km s $^{-1}$ . X-rays are included so that  $\log L_X/L_{\text{bol}} = -6.05$ . The IUE spectrum below 1200 Å is not shown since the low S/N ratio does not allow any reliable comparison.

profile of HD 93146). The only previous determination of mass loss rate for HD 93028 was made by Howarth & Prinja (1989) who found  $\dot{M} = 10^{-7}$  M $_{\odot}$  yr $^{-1}$ , more than two orders of magnitude higher than our value.

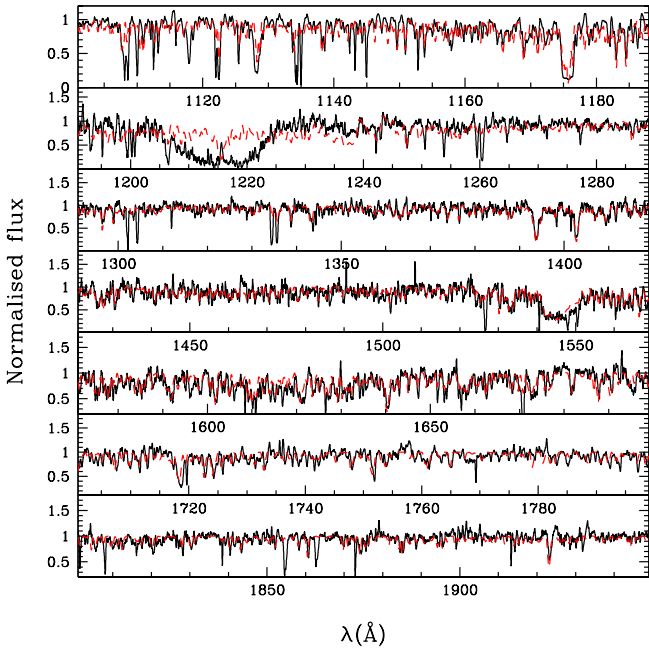
#### 4.5. HD152590

HD 152590 is an O7.5Vz star. The distance estimate is difficult since its membership to Trumpler 24, Sco OB1 or NGC 6231 is not completely established. Given the uncertainty in the distance, we simply adopt the mean value (see Table 1).

We adopted  $V \sin i = 66$  km s $^{-1}$  from Penny (1996). The optical spectrum shown in Fig. 12 is correctly reproduced with an effective temperature of 36000 K. Note that initially, we had a problem to reproduce the He I singlet lines which were too weak in our models whereas all other lines were very well reproduced. This problem has been recently noted by Puls et al. (2005) when they put forward a discrepancy between CMFGEN and FASTWIND for these lines between 36000 and 41000 K for dwarfs. However, a more complete treatment of line blanketing appeared to solve this problem. Indeed, if we reduce the microturbulent velocity from 20 to 10 km s $^{-1}$  in the computation of the atmospheric structure AND if we add some more species (Neon, Argon, Calcium and Nickel) we greatly improve the fit of the He I singlet lines without modifying the strength of other H and He lines (Hillier et al. 2003 already noted that the He I singlet lines were much more

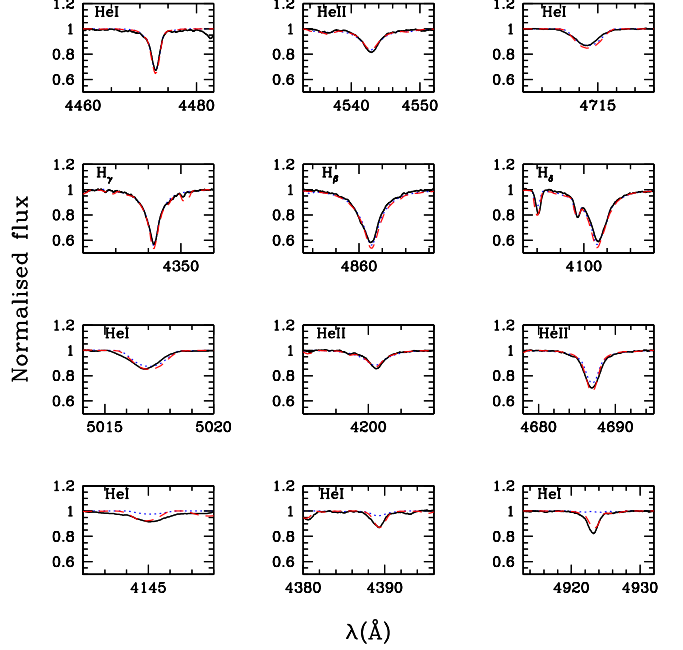


**Fig. 10.** Best fit (red dashed line) of the observed He and  $H\alpha$  lines (black solid line) of HD 93028. The effective temperature is 34000 K,  $\log g = 4.0$  and  $V \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$ .



**Fig. 11.** Best fit (red dashed line) of the UV spectrum (black solid line) of HD 93028. For this model,  $\dot{M} = 10^{-9.0} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ,  $v_{\infty} = 1300 \text{ km s}^{-1}$  and we adopted  $\log \frac{L_{X}}{L_{bol}} = -7.0$ .

sensitive to details of the modelling than the triplet lines). This is shown in Fig. 12. Note that increasing the micro-turbulent velocity from 5 to 10  $\text{km s}^{-1}$  in the computation of the spectrum changes only marginally the line profiles. Hence, we attribute the origin of the discrepancy

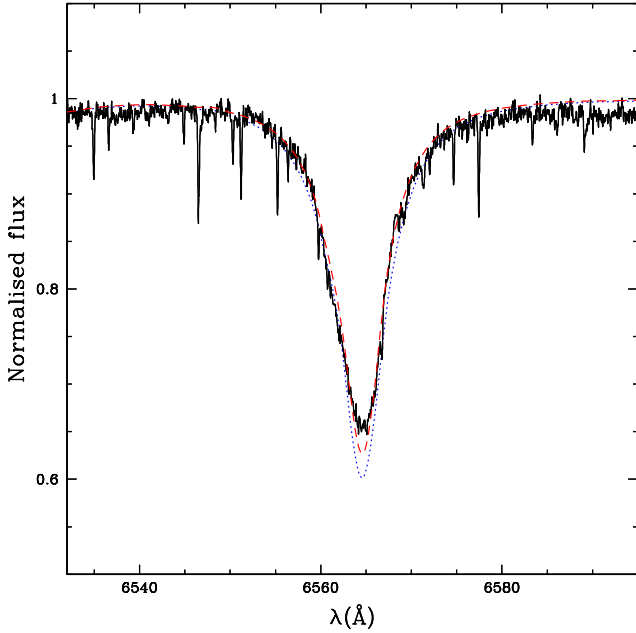


**Fig. 12.** Best fit of the optical spectrum (black solid line) of HD 152590. The effective temperature is 36000 K,  $\log g = 4.1$  and  $V \sin i = 66 \text{ km s}^{-1}$ . The blue dotted line is for a standard model ( $v_{turb} = 20 \text{ km s}^{-1}$  in the computation of the atmospheric structure and  $v_{turb}$  from 5 to 175  $\text{km s}^{-1}$  for the spectrum) while the red dashed line is for a model with  $v_{turb} = 10 \text{ km s}^{-1}$  (atmospheric structure)  $v_{turb} = 10\text{-}175 \text{ km s}^{-1}$  for the spectrum and additional metals (Ne, Ar, Ca and Ni). We see that this improved model leads to better fits of the He I singlet lines, leaving all other lines basically unchanged.

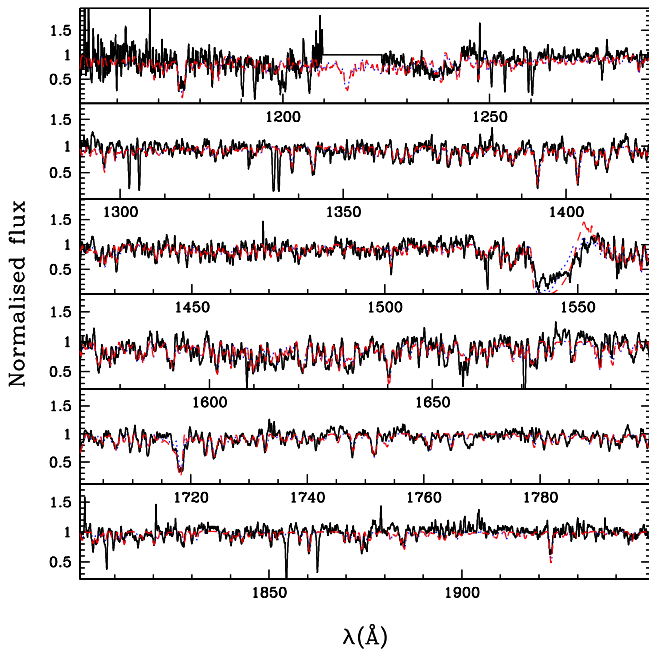
pinpointed by Puls et al. (2005) to a subtle line-blanketing effect in this particular temperature range, and concerning only the He I singlet lines<sup>2</sup>. Note that reducing  $v_{turb}$  without including additional metals strengthens the singlet lines, but not enough to fit the observed spectrum. Hence the additional line-blanketing effects of Ne, Ar, Ca and Ni, although small (most lines are unchanged) is crucial to fit the He I lines around  $T_{\text{eff}} = 36000 \text{ K}$ . Note that we usually restrict ourselves to models with  $v_{turb} = 20 \text{ km s}^{-1}$  and no Ne, Ca, Ar or Ni since the computational time is much more reasonable. For HD 152590, we found that a gravity  $\log g = 4.10 \pm 0.1$  gives the best fit of the Balmer lines (in particular  $H\gamma$ )

The terminal velocity of HD 152590 estimated from C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  is  $1750 \text{ km s}^{-1}$ , in good agreement or lower than previous estimates (Table 3). The estimate of the mass loss rate is much more difficult for this star. In fact, we have not been able to fit simultaneously the UV lines and  $H\alpha$ . If the former are correctly reproduced (with

<sup>2</sup> The problem occurs only for the He I singlet lines which have the  $2p \ 1p^{\circ}$  state as their lower level. Thus the singlet problem is most likely related to the treatment of blanketing in the neighbourhood of the He I resonance transition at 584 Å. Detailed testing by F. Najarro & J. Puls (private communication) supports these ideas.

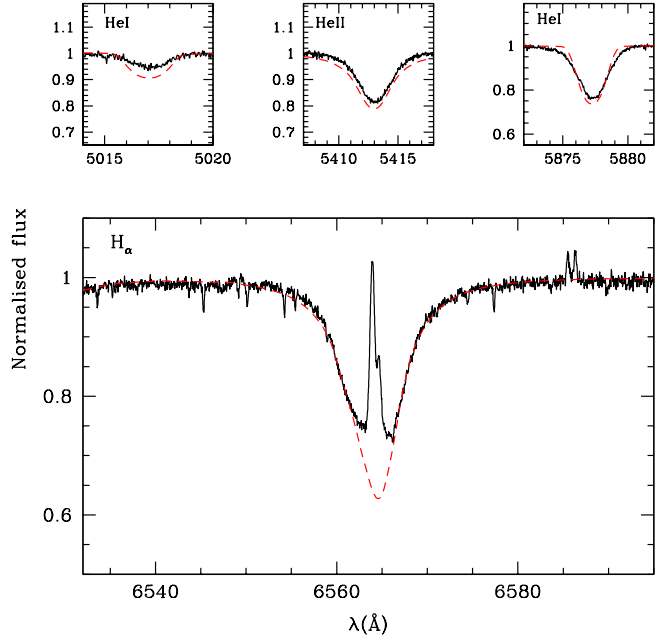


**Fig. 13.** Fits of the observed H $\alpha$  line (black solid line) of HD 152590 for a model with  $\dot{M} = 10^{-7.78} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (red dashed line) and for a model with  $\dot{M} = 10^{-8.75} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (blue dotted line). The terminal velocity in both models is  $1750 \text{ km s}^{-1}$ . Note the insensitivity of H $\alpha$  line profile to the mass loss rate.



**Fig. 14.** Same as Fig. 13 for the UV range.

$\dot{M} = 10^{-8.75} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , then the later has a too strong absorption in its core, and if H $\alpha$  is fitted (with  $\dot{M} = 10^{-7.78} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ), C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  is too strong. This is shown in Fig. 13 and 14. We have tried without success to increase the  $\beta$  parameter to improve the fit (an increase of  $\beta$  leading to a weaker H $\alpha$  absorption). The fits of Fig. 13



**Fig. 15.** Best fit (red dashed line) of the observed He and H $\alpha$  lines (black solid line) of HD 93146. The effective temperature is  $37000 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.0$  and  $V \sin i = 80 \text{ km s}^{-1}$ .

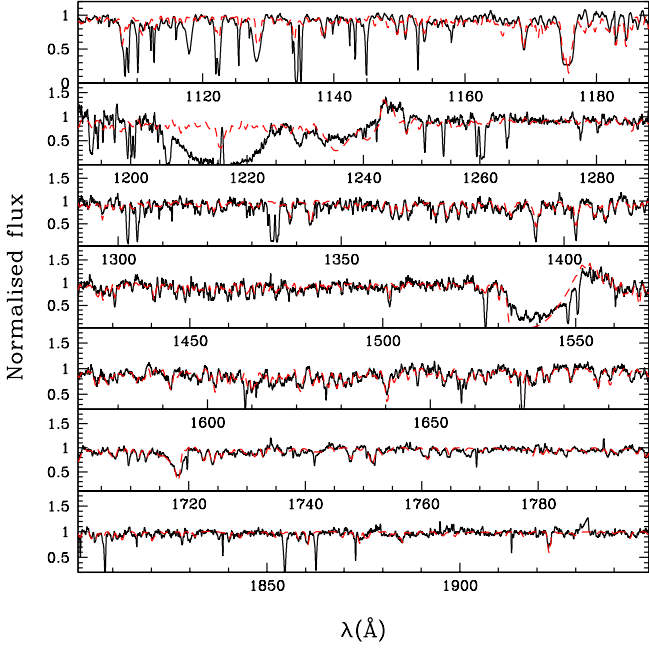
and 14 are for  $\beta = 1.2$  and even for this quite high value for a dwarf star, the H $\alpha$  core is not perfectly reproduced. A possible explanation is the presence of a companion for HD 152590 (Giesekeing 1982). In that case, H $\alpha$  may be diluted by the continuum of this secondary whereas the UV spectrum may be unaffected provided the companion is a later type star than HD 152590 without strong UV lines. However, adopting a conservative approach, we adopt the H $\alpha$  mass loss rate ( $10^{-7.78} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) as typical, keeping in mind that it may well be only an upper limit.

#### 4.6. HD93146

HD 93146 is an O6.5V((f)) star in the Carina nebula and belongs to the cluster Cr 228.

We adopt  $V \sin i = 80 \text{ km s}^{-1}$  from our fits and previous determinations (see Table 2). Fig. 15 shows our best fit to the He optical spectrum between  $5000$  and  $6000 \text{ \AA}$  for which an effective temperature of  $37000 \text{ K}$  is derived. Notice that this fit is not perfect, but it is actually the best we could get. Increasing  $T_{\text{eff}}$  may help reduce the He I absorption, but it increases too much the He II strength. Moreover the UV photospheric lines are very well reproduced with this  $T_{\text{eff}}$  (see Fig. 16). As we do not have reliable gravity estimators, we assume  $\log g = 4.0$  since this value is typical of dwarfs (Vacca et al. 1996, Martins et al. 2005).

Fig. 16 shows our best fit of the (far) UV spectrum of HD 93146. The terminal velocity is  $2800 \text{ km s}^{-1}$  and the mass loss rate is  $10^{-7.25} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . For higher values, N IV  $\lambda 1718$  displays a too strong blueshifted absorption.



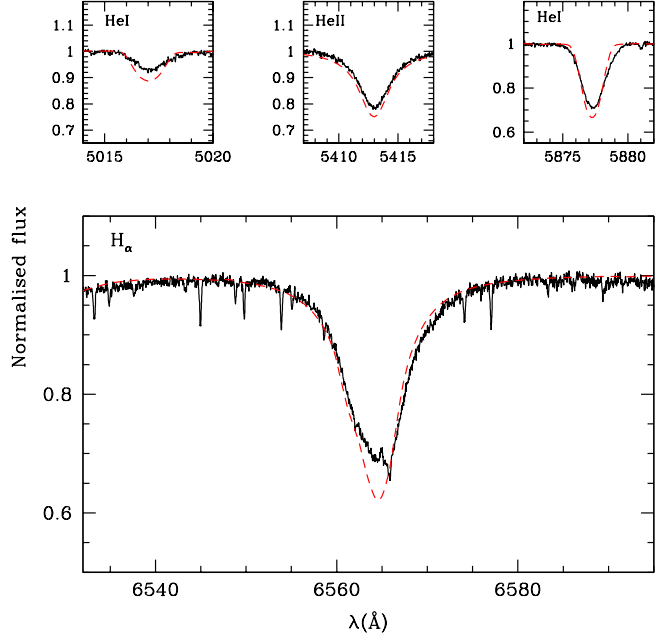
**Fig. 16.** Best fit (red dashed line) of the UV spectrum (black solid line) of HD 93146. For this model,  $\dot{M} = 10^{-7.25} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and  $v_{\infty} = 2800 \text{ km s}^{-1}$ .

The  $H\alpha$  profile of Fig. 15 confirms partly this value of  $\dot{M}$  since the line is correctly reproduced, under the uncertainty of the exact depth of the core which is contaminated by nebular emission. Previous estimates are in fairly good agreement with the present one (Table 3).

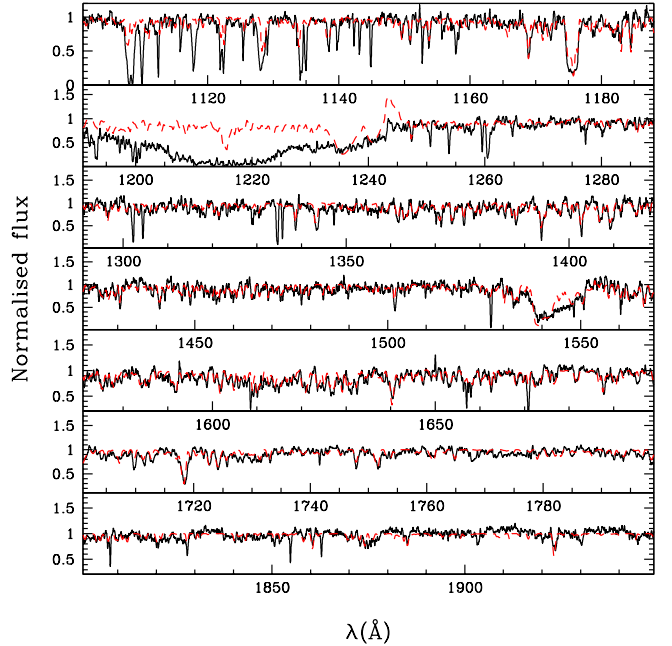
#### 4.7. HD42088

HD 42088 is a O6.5 V star associated with the H II region NGC 2175. It also belongs to the class of Vz stars. Note that the distance to this star is poorly constrained so that its luminosity is the least well known of all stars of our sample. The rotational velocity is chosen to be  $60 \text{ km s}^{-1}$  in view of the determinations of Penny (1996) -  $62 \text{ km s}^{-1}$  - and Howarth et al. (1997) -  $65 \text{ km s}^{-1}$ . The fit of optical He lines above  $5000 \text{ \AA}$  leads to an estimate of the effective temperature which is found to be  $\sim 38000 \text{ K}$  as shown by Fig. 17. This estimate also relies on the fit of UV lines since the number of optical indicators is small. We adopt  $\log g = 4.0$  (from Vacca et al. 1996) since we do not have strong gravity indicators.

The terminal velocity is derived from the blueward extension of the absorption in C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  and is  $1900 \text{ km s}^{-1}$ . Previous determinations go from  $2030 \text{ km s}^{-1}$  to  $2550 \text{ km s}^{-1}$ . Given the fact that we adopted a microturbulent velocity of  $190 \text{ km s}^{-1}$  in the outer wind (10 % of  $v_{\infty}$ ), the absorption actually extends up to  $2100 \text{ km s}^{-1}$  in the model, in good agreement with other determinations. Concerning the mass loss rate, it turns out that a value of  $10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  gives a reasonable fit of the main UV lines and  $H\alpha$ , although for the latter the very core is not

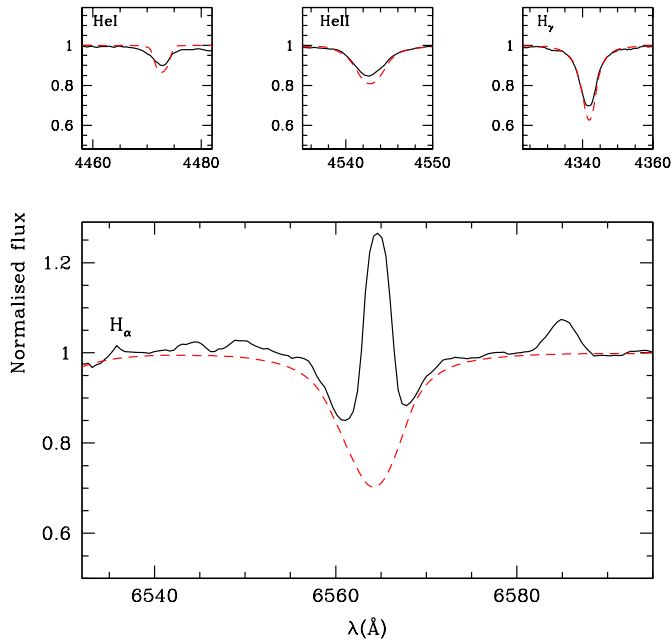


**Fig. 17.** Best fit (red dashed line) of the observed He and  $H\alpha$  lines (black solid line) of HD 42088. The effective temperature is  $38000 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.0$  and  $V \sin i = 60 \text{ km s}^{-1}$ .



**Fig. 18.** Best fit (red dashed line) of the UV spectrum (black solid line) of HD 42088. For this model,  $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and  $v_{\infty} = 1900 \text{ km s}^{-1}$ .

correctly fitted but may suffer from nebular contamination (see Fig. 17). The best fit model is shown in Fig. 18. Our mass loss rate determination based on both  $H\alpha$  and UV lines gives a much lower value than ever found for this star (Table 3). But the UV lines produced by models with mass loss rates much higher than our adopted value



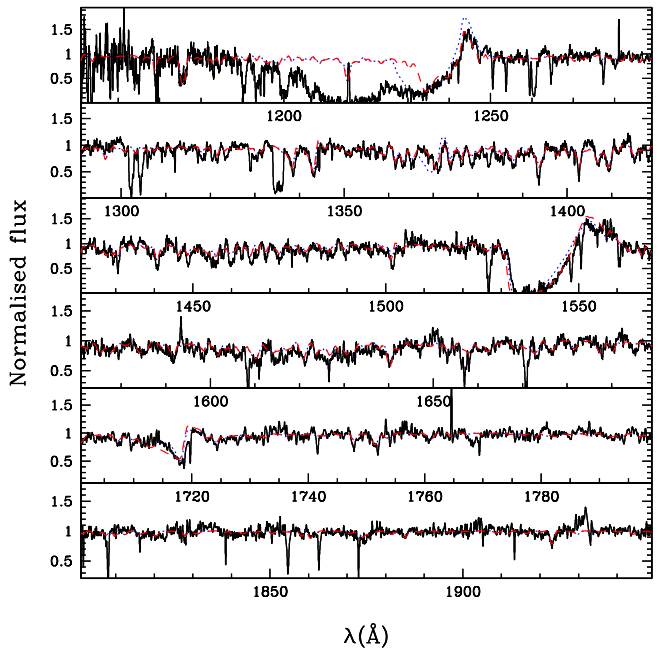
**Fig. 19.** Best fit (red dashed line) of the observed He and H $\alpha$  lines (black solid line) of HD 93204. The effective temperature is 40000 K,  $\log g = 4.0$ ,  $V \sin i = 130 \text{ km s}^{-1}$  and  $\dot{M} = 10^{-6.75} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ .

are much too strong compared to the observed spectrum, forcing us to adopt such a low  $\dot{M}$ .

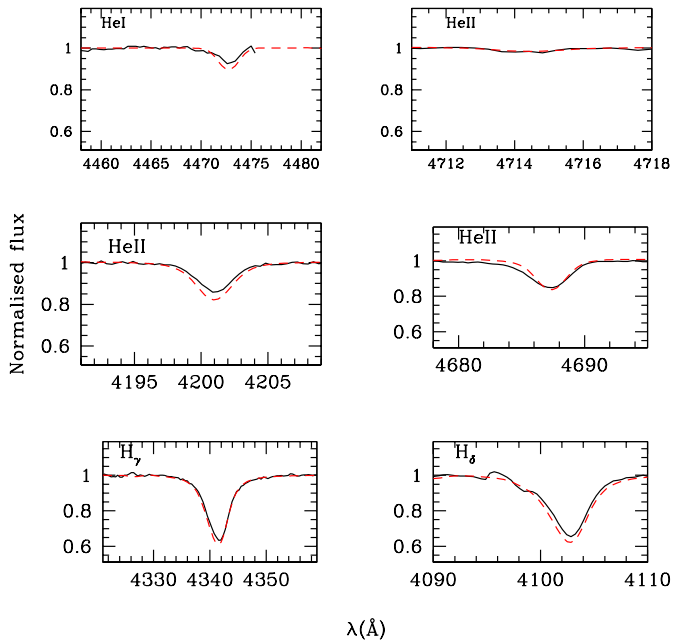
#### 4.8. HD93204

HD 93204 (O5V((f))) is a member of the young cluster Trumpler 16 in the Carina complex. We adopt the value  $130 \text{ km s}^{-1}$  for  $V \sin i$  in our fits, which helps to derive an effective temperature of 40000 K (see Fig. 19). A gravity of  $\log g = 4.0$  is compatible with the observed Balmer lines.

Fig. 20 shows the fit of the UV spectrum. To fit reasonably all the UV lines, we had to use clumped models. This is especially true for O v  $\lambda 1371$  since as previously shown by Bouret et al. (2003, 2005) this line is predicted too strong in homogeneous models. In our case, the use of clumping with the law given in Sect. 3.2 and  $f_{\infty} = 0.1$  improves the fit of O v  $\lambda 1371$  as well as N iv  $\lambda 1718$ , as shown in Fig. 20. Reducing  $T_{\text{eff}}$  does not solve the problem since in that case O v  $\lambda 1371$  is weaker but N iv  $\lambda 1718$  gets stronger. We derive a mass loss rate of  $10^{-6.75} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and a terminal velocity of  $2900 \text{ km s}^{-1}$ . Due to the high level of nebular contamination of H $\alpha$ , we can not use this line to constrain  $\dot{M}$  (see Fig. 19). Our value of  $\dot{M}$  is slightly smaller (factor 4) than that of Howarth & Prinja (1989) (Table 3) mainly due to the inclusion of clumping in our models. As for  $v_{\infty}$ , our estimate is well within the range of values previously derived (see Table 3).



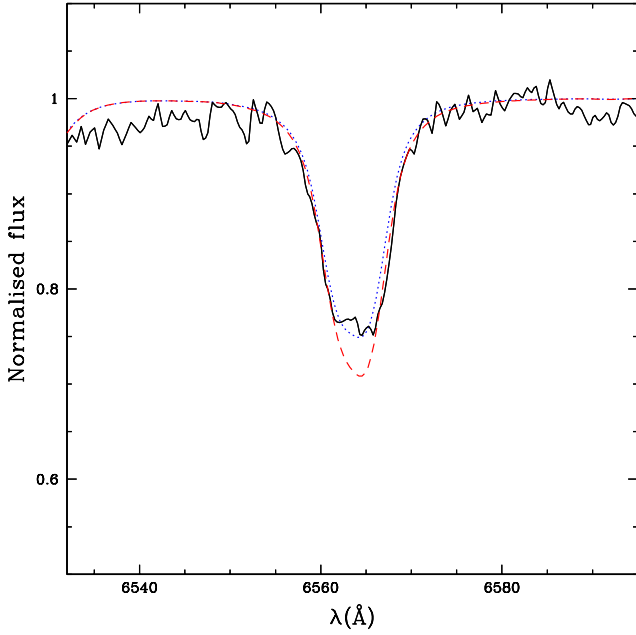
**Fig. 20.** Best fit of the UV spectrum (black solid line) of HD 93204. For this model,  $\dot{M} = 10^{-6.75} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and  $v_{\infty} = 2900 \text{ km s}^{-1}$ . The red dashed line is a clumped model with  $f_{\infty} = 0.1$  and the blue dotted line is a homogeneous model.



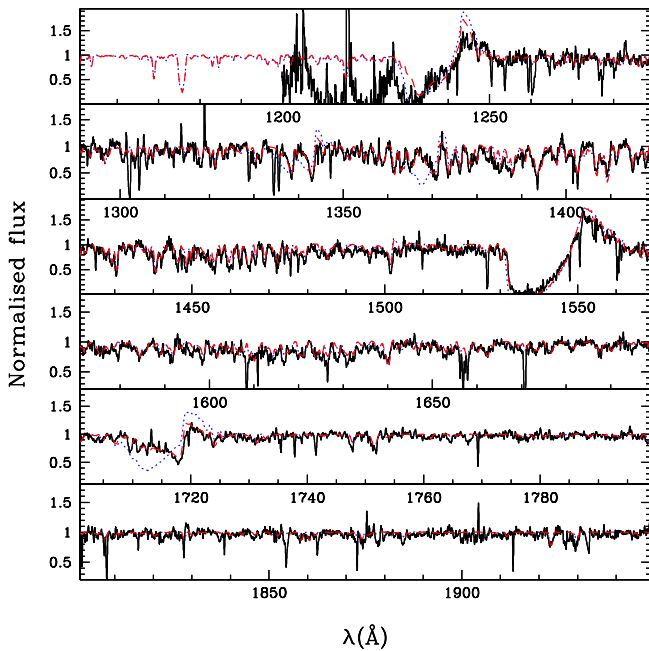
**Fig. 21.** Best fit (red dashed line) of the observed He and H lines (black solid line) of HD 15629. The effective temperature is 41000 K,  $\log g = 3.75$  and  $V \sin i = 90 \text{ km s}^{-1}$ .

#### 4.9. HD15629

HD 15629 is classified as O5V((f)) and belongs to the star cluster IC 1805. The projected rotational velocity is found to be  $90 \text{ km s}^{-1}$  by several authors and we adopted



**Fig. 22.** Best fit (red dashed line) of the observed  $H\alpha$  line (black solid line) of HD 15629. For this model,  $\dot{M} = 10^{-6.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ,  $v_{\infty} = 2800 \text{ km s}^{-1}$  and  $f_{\infty} = 0.1$ . We also show a model with  $\dot{M} = 10^{-5.89} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and no clumping (blue dotted line) as derived by Repolust et al. (2004).



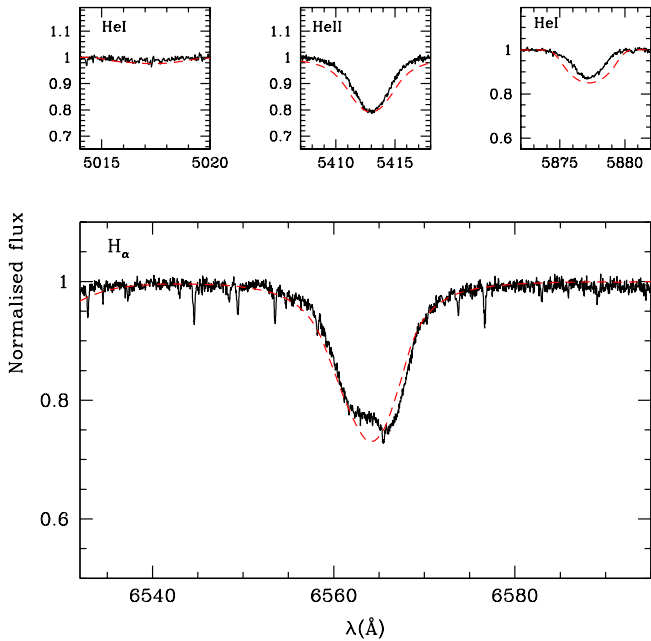
**Fig. 23.** Best fit (red dashed line) of the UV spectrum (black solid line) of HD 15629. The wind parameters are the same as in Fig. 22. The IUE spectrum below 1200 Å is not shown since the low S/N ratio does not allow any reliable comparison. The blue dotted line is the model with the Repolust et al. (2004) parameters: note the too strong O v  $\lambda 1371$  and N iv  $\lambda 1718$  lines.

this value which give a good fit of optical and UV photospheric lines. The optical spectrum presented in Fig. 21 indicates an effective temperature of 41000 K. This is in good agreement with the recent determination of Repolust et al. (2004) who found 40500 K. We adopted  $\log g = 3.75$  since it gives a reasonable fit of Balmer lines (Fig. 21) and it is close to the value derived by Repolust et al. (2004) who derived  $\log g = 3.70$ .

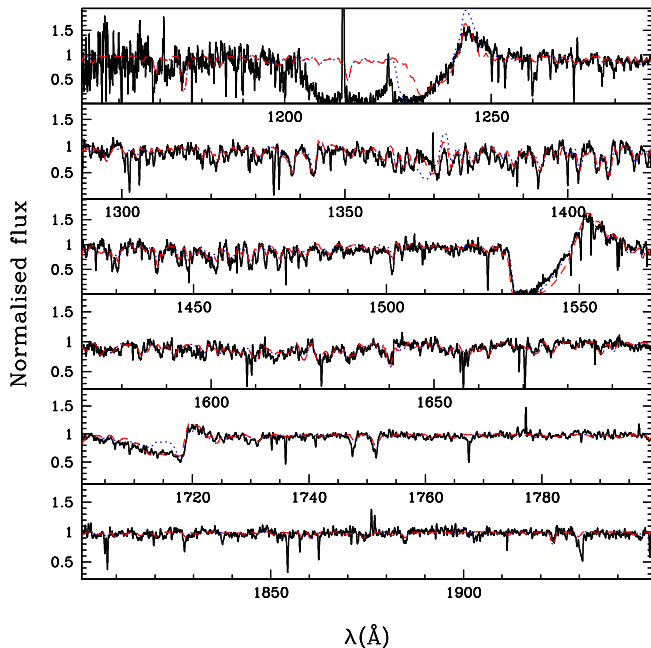
The best fit model of the UV spectrum is shown in Fig. 23, and  $H\alpha$  is displayed in Fig. 22. The main parameters for this model are  $\dot{M} = 10^{-6.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ,  $v_{\infty} = 2800 \text{ km s}^{-1}$  and  $f_{\infty} = 0.1$ . We also show on these figures a model without clumping and with the mass loss rate of Repolust et al. (2004) which is higher -  $10^{-5.89} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ - than our derived value. Once again the inclusion of clumping is necessary to correctly reproduce both O v  $\lambda 1371$  and N iv  $\lambda 1718$ . With the Repolust et al. (2004)  $\dot{M}$  and no clumping, CNO abundances have to be reduced by a factor of 3 to give reasonable fits, and even in that case the O v  $\lambda 1371$  line is too strong. Such a reduction of the abundances is unlikely for a Galactic star. For our best fit, we have adopted the CNO solar abundances recently claimed by Asplund (2004) since they are slightly lower than those of Grevesse & Sauval (1998) and allow a fit of the UV lines with a slightly higher (0.25 dex) mass loss rate compared to the later values. Note that in our final best fit, the core of  $H\alpha$  is not perfectly fitted. However, we suspect that the strange squared shape of the observed line core is probably contaminated by weak nebular emission. In support of the nebular contamination we note the following: if we adopt the mass loss rate of Repolust et al. (2004), the flux level in the line core is correct, but the line is slightly narrower in the remainder of the profile compared to the observed profile, while with our  $\dot{M}$ , the line is well fitted except in the very core. Increasing the flux level in the core in models with our  $\dot{M}$  requires the adoption of  $\beta = 1.7$  which is high for a dwarf. In that case again, although the flux level in the core is correct, the synthetic line profile is too narrow. We are then rather confident that the observed line core is somewhat contaminated and that our mass loss rate is correct. The use of clumping explains partly the discrepancy with the result of Repolust et al. (2004). Concerning the terminal velocities, previous estimates range from 2810 to 3220  $\text{km s}^{-1}$  in reasonable agreement with our value.

#### 4.10. HD46223

HD 46223 belongs to the Rosette cluster (NGC 2244) and has a spectral type O4V((f+)). A projected rotational velocity of 130  $\text{km s}^{-1}$  was adopted from the fit of optical lines. The upper panels of Fig. 24 show the fit of He optical lines with a model for which  $T_{\text{eff}} = 41500 \text{ K}$ . Note that this effective temperature also gives a reasonable fit of the UV spectrum (see Fig. 25). The subsequently derived stellar parameters are gathered in Table 2. As we do not have reliable gravity indicators, we adopt  $\log g = 4.0$

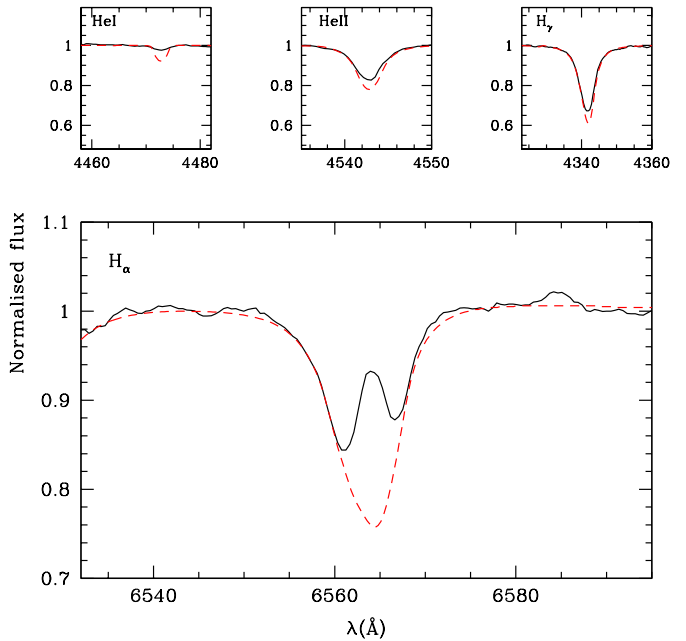


**Fig. 24.** Best fit (red dashed line) of the observed He and  $H\alpha$  lines (black solid line) of HD 46223. The effective temperature is 41500 K,  $\log g = 4.0$  and  $V \sin i = 130 \text{ km s}^{-1}$ .



**Fig. 25.** Best fit of the UV spectrum (black solid line) of HD 46223. For this model,  $\dot{M} = 10^{-6.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and  $v_{\infty} = 2800 \text{ km s}^{-1}$ . The red dashed line is a clumped model with  $f_{\infty} = 0.1$  and the blue dotted line is a homogeneous model.

As regards the terminal velocity, we find  $v_{\infty} = 2800 \text{ km s}^{-1}$  from the UV resonance lines. This is in fairly good agreement with previous estimates (see Table 3). The mass loss rate is derived from  $H\alpha$  and the UV resonance lines. The adopted value for  $\dot{M}$  is  $10^{-6.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . As



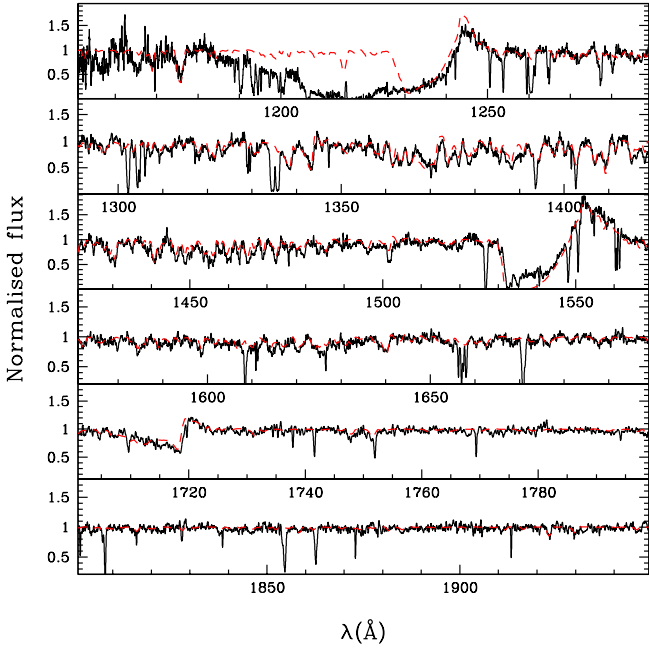
**Fig. 26.** Best fit (red dashed line) of the observed He and  $H\alpha$  lines (black solid line) of HD 93250. The effective temperature is 46000 K,  $\log g = 4.0$ ,  $V \sin i = 110 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\dot{M} = 10^{-6.25} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ,  $v_{\infty} = 3000 \text{ km s}^{-1}$  and  $f_{\infty} = 0.01$ .

for HD 93204, clumping was necessary to fit O v  $\lambda 1371$  and N iv  $\lambda 1718$ . Since the inclusion of clumping leads to mass loss rates lower than in homogeneous winds, this explains partly why our estimate is nearly a factor 5 lower than most previous estimates for this star which did not use clumping (see Table 3). Note that in our models, the inclusion of clumping reduces the strength of N v  $\lambda 1240$  which is then less well fitted than in the case of the homogeneous model. However, the very blue part of the absorption profile is contaminated by interstellar Lyman absorption rendering the exact line profile uncertain.

#### 4.11. HD93250

HD 93250 is a well studied O dwarf of the Trumpler 16 cluster in the Carina region. It is a prototype of the recently introduced O3.5 subclass (ST O3.5((f+)) Walborn et al. 2002).

Optical lines indicate a projected rotational velocity of  $100 \text{ km s}^{-1}$  and an effective temperature of  $\sim 46000 \text{ K}$  (mainly from the strength of He I  $\lambda 4471$ , see Fig. 26). However, Fe line forests in the UV are more consistent with a value of 42000-44000 K as displayed in Fig. 28. For such a  $T_{\text{eff}}$  He I  $\lambda 4471$  is a little too strong in the model. However, this seems to be the case of all H and He optical lines, possibly due to the fact that HD 93250 may be a binary (see Repolust et al. 2004) which may also be advocated from the fact that the absorption of C iv  $\lambda \lambda 1548, 1551$  is not black despite the strength of the line (allowing the study of discrete absorption components).

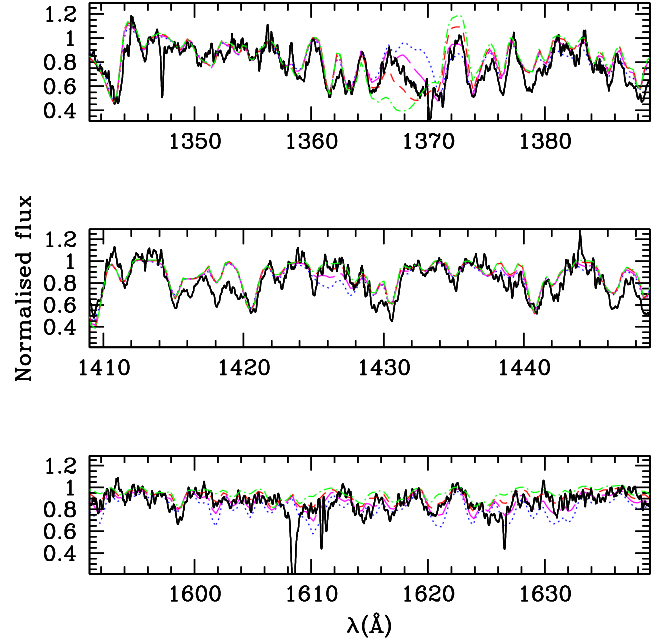


**Fig. 27.** Best fit of the UV spectrum (black solid line) of HD 93250. For this model (red dashed line)  $\dot{M} = 10^{-6.25} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ,  $v_{\infty} = 3000 \text{ km s}^{-1}$  and  $f_{\infty} = 0.01$ .

Hence, we rely mainly on the UV and we adopt a value of 44000 K for the effective temperature of HD 93250. This value is in reasonable agreement with the determination of Repolust et al. (2004) who found 46000 K. We adopted  $\log g = 4.0$  from Repolust et al. (2004) and our fit of H $\gamma$ . Note that the estimated mass for this star is especially high (144  $M_{\odot}$ ), which may make HD 93250 one of the highest mass stars known. However, the uncertainty on the mass determination is huge, and HD 93250 is also suspected to be a binary. Hence, we caution that the mass given in Table 2 is only indicative.

The determination of the wind parameters relies on H $\alpha$  and on several strong UV lines: N v  $\lambda 1240$ , O iv  $\lambda\lambda 1339, 1343$ , O v  $\lambda 1371$ , C iv  $\lambda\lambda 1548, 1551$ , He ii  $\lambda 1640$  and N iv  $\lambda 1718$ . The terminal velocity deduced mainly from C iv  $\lambda\lambda 1548, 1551$  is  $3000 \text{ km s}^{-1}$ , slightly lower than the previously derived values which are between  $3250 \text{ km s}^{-1}$  (Repolust et al. 2004) and  $3470 \text{ km s}^{-1}$  (Bernabeu 1989). However, we use a microturbulent velocity of  $200 \text{ km s}^{-1}$  in the outer part of our model atmosphere for this star, so that in practice, the absorption extends up to  $3200 \text{ km s}^{-1}$ . As regards the mass loss rate, we actually found that it was impossible to find a value for  $\dot{M}$  which would produce reasonable fits of all UV lines in homogeneous winds. Indeed, O v  $\lambda 1371$  was always too strong and N iv  $\lambda 1718$  too weak. Reducing the effective temperature does not improve the situation, since values as low as 40000 K are required to fit O v  $\lambda 1371$ , and in that case the other UV lines are not correctly fitted so that again, we had to include clumping. In the end, we find that a mass loss rate of  $10^{-6.25} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  with a clumping factor  $f_{\infty} = 0.01$  gives

a reasonable fit, as displayed in Fig. 27. This value of  $\dot{M}$  is lower than the determination of Repolust et al. (2004) –  $10^{-5.46} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  – relying only on H $\alpha$ . We will return to this in Sect. 7.2.2. **Note that the value of  $f_{\infty}$  we derive is quite small, but not completely unrealistic in view of recent results presented by Bouret et al. (2005) indicating  $f_{\infty} = 0.02$  and  $0.04$  for two O4 stars.**



**Fig. 28.** Determination of effective temperature from UV Fe line forests. Solid line is the observed spectrum, dotted line a model with  $T_{\text{eff}} = 40000 \text{ K}$ , long dashed line a model with  $T_{\text{eff}} = 42000 \text{ K}$ , short dashed line a model with  $T_{\text{eff}} = 44000 \text{ K}$  and dot-dashed line a model with  $T_{\text{eff}} = 46000 \text{ K}$ . See text for discussion

## 5. Role of X-rays and magnetic field in weak-wind stars

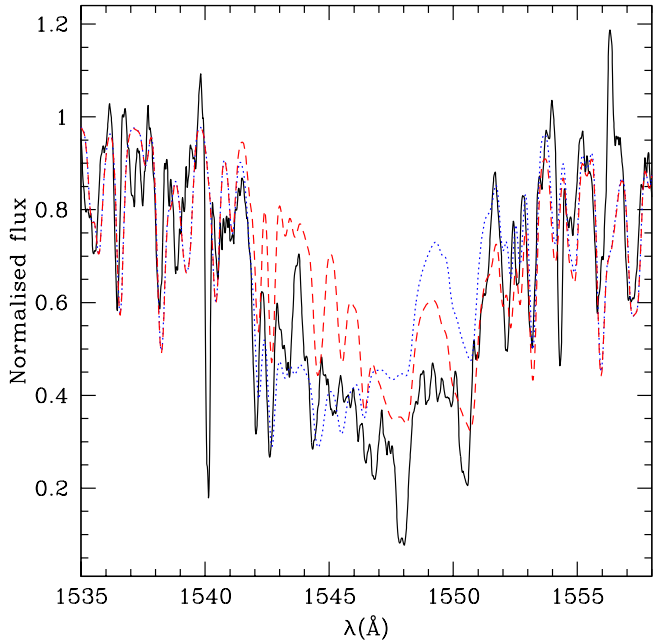
Several of our sample stars have published X-ray fluxes. Chlebowski & Garmany (1991) report X-ray measurements for HD 38666, HD 46202, HD 152590, HD 42088 and HD 46223, while Evans et al. (2003) give X-ray luminosities for HD 93204 and HD 93250. These high energy fluxes may have important consequences on the atmosphere structure since, as shown by MacFarlane et al. (1994), the ionisation fractions may be significantly altered. These authors also demonstrated that the effect of X-rays was higher in low-density winds: ionisation in early O stars is almost unchanged by X-rays, while in early B-stars changes as large a factor 10 can be observed between models with and without X-rays. The reason for such a behaviour is that 1) X-rays produce higher ionisation state through **single ionisation by high energy photons and the Auger process** and 2) the ratio of



photospheric to X-ray flux decreases when effective temperature decreases, implying an increasing role of X-rays towards late type O and early B stars (see MacFarlane et al. 1994). Moreover, the lower the density, the lower the recombinations to compensate for ionisations so that we expect qualitatively an even stronger influence of X-rays in stars with low mass loss rate. Since some of our sample stars are late type O stars with low density winds, X-rays can not be discarded in their analysis. Indeed, the Carbon ionisation fraction – and thus the strength of the C IV  $\lambda\lambda 1548,1551$  line and the derived mass loss rates – can be altered.

In this context, we have first run test models for HD 46202 and HD 93250. For HD 93250, the inclusion of X-rays did not lead to any significant change of the ionisation structure as expected from the above discussion. **Indeed, the main wind line profiles were not modified (see also MacFarlane et al. 1994, Pauldrach et al. 1994, 2001), indicating that X-rays are not crucial for the modelling of these lines in such high density winds. Of course, other lines are well known to be influenced by X-rays (e.g. O VI  $\lambda\lambda 1032,1038$ ) but are not used in this study to derive the stellar and wind parameters.** However, in the case of HD 46202 the ionisation structure in the wind is strongly modified which leads to a weaker C IV  $\lambda\lambda 1548,1551$  line (for a given  $\dot{M}$ ) as displayed in Fig. 29. Indeed, the ionisation fraction of C IV is reduced: **this is displayed in Fig. 30 where we see that in the model giving the best fit without X-rays, C IV is the dominant ionisation state, while when X-rays are included, it is no longer the case.** Fitting C IV  $\lambda\lambda 1548,1551$  thus requires a higher mass loss rate. In practice, the change in the C IV  $\lambda\lambda 1548,1551$  profile when X-rays are included is equivalent to a reduction of the mass loss rate by a factor of  $\sim 10$  in models without X-rays. Given this result, we have included X-rays in our modelling of the atmosphere of HD 38666, HD 46202, HD 34078 and HD93028. For the two former stars, X fluxes from the literature have been used while for the two latter ones, we simply adopted  $\log \frac{L_x}{L_{\text{bol}}} = -7.0$ .

A question which remains to be answered concerning the X properties of such weak wind stars is the origin of the X-ray emission. Indeed, it is usually believed that shocks in the wind due to instabilities in the line driving mechanism are responsible for the production of such high energy photons (Lucy & White 1980, Owocki, Castor & Rybicki 1988). This scenario seems to apply to the strong wind star Zeta Pup (Kramer et al. 2003). However, recent observations by Chandra have revealed that for the B0V star  $\tau$  Sco and for the Trapezium stars, most of the lines emitted in the X-ray range were too narrow to have been produced in the wind up to velocities of the order  $v_\infty$  as expected in the wind-shock scenario (see Cohen et al. 2003, Schulz et al. 2003). And these lines are also not formed very close to the photosphere as predicted by a model in which the X-ray emission is due to a hot corona (e.g. Cassinelli & Olson 1979). Actually, such lines are more likely to be formed in an intermediate region. This may be



**Fig. 29.** Effect on X-rays on the C IV  $\lambda\lambda 1548,1551$  line. The observed profile is the solid line, the initial model is the dotted line and the model with X-rays and the same  $\dot{M}$  is the dashed line. See text for discussion.

explained in the context of magnetically confined winds: in this scenario, the presence of a magnetic field confines the outflow and channels it into the equatorial plane where shocks produce X-ray emission above the photosphere but not in the upper atmosphere (See Babel & Montmerle 1997). This model has been recently refined by Ud'Doula & Owocki (2002) who have investigated the structure of both the wind outflow and the magnetic field through time dependent hydrodynamic simulations. In particular, they estimated from simple arguments the strength of the magnetic field required to confine the wind (hereafter  $B'$ ) and thus to lead to shocks in the equatorial plane.

In Table 4, we have gathered different properties of the stars of our sample showing X-ray emission: the X-ray luminosity ( $L_x$ ), the mechanical wind luminosity ( $L_{\text{wind}} = \frac{1}{2}\dot{M}v_\infty^2$ ) for our  $\dot{M}$  and  $\dot{M}$  from Vink et al. (2001), and  $B'$  again considering our derived  $\dot{M}$  and Vink's  $\dot{M}$ . We see that for weak winds,  $\frac{L_x}{L_{\text{wind}}}$  becomes of the order unity which shows the increasing importance of X-rays as the wind becomes less and less dense. In addition, Table 4 shows that the magnetic field strength required to confine the wind is low for weak-wind stars, showing the increasing role of magnetic field when  $\dot{M}$  decreases. Given these results and the above discussion, we may speculate that our weak wind stars may have magnetically confined winds (although no detections of magnetic field exist for them). In that case, one may wonder how our results would be modified. Fig. 8 of Ud'Doula & Owocki (2002) shows that the mass flux ( $\rho v$ ) is reduced close to the pole and enhanced near the equator, but their Table 1 reveals that

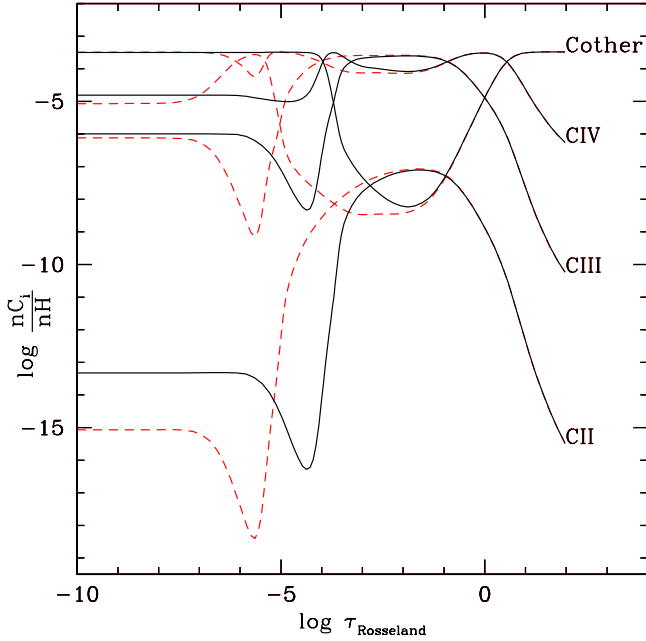


Fig. 30. Effect of the inclusion of X-rays on the Carbon ionisation structure. Shown is the ratio of the population of C ionisation state  $i$  to the total H population as a function of Rosseland optical depth. The red dashed line corresponds to the model giving the best fit to the UV spectrum when X-rays are not included, while the black solid line is the best fitting model with X-rays. In the former case, C IV is the dominant ionisation state in the wind, while it is no longer the case in the latter model (C V being the dominant). Note that C<sub>other</sub> refers to the difference between the total C population and the sum of C II, C III and C IV, and is mainly C V here.

the total mass loss is only reduced by a factor  $< 2$  even in the case of strong confinement. Hence, using classical 1D atmosphere models should lead to correct values for the mass loss rates within a factor of two, even if magnetic confinement exists.

As regards this last point, a comment on the shape of the line profiles is necessary. Indeed, the only O stars with a detected magnetic field - Theta1 Ori C (Donati et al. 2002) - shows unusual features which may be related to the geometry of magnetically confined wind (Walborn et al. 1985, Gagné et al., 2005). The absence of such unusual features in the spectra of our stars with weak winds may argue against such a confinement. However, as Theta1 Ori C is the only example and as there is no theoretical prediction of the change in the shapes of wind lines in the presence of magnetic confinement - which also probably depends on the tilt angle between the magnetic and rotation axis -, we can not completely rule out the existence of magnetic confinement in our weak wind stars.

## 6. Sources of uncertainty for the $\dot{M}$ determination

In this section, we investigate the various sources of uncertainty of our determinations of mass loss rates both on the observational side and on the modelling side.

### 6.1. Observational uncertainties

Under the term “observational uncertainty”, we gather all the effects which can influence the shape of the observed line profiles, especially H $\alpha$ . The first source of uncertainty is the S/N ratio. However, in most of the stars studied here, this ratio is good ( $\sim 100$ ) and does not affect the analysis. The second source of uncertainty comes from the normalisation of the spectra. This is a general and well known problem which can affect the strength of lines, especially in the case of weak lines. In our spectra the main difficulties arise in the N V  $\lambda 1240$  and H $\alpha$  regions. For the former, this is due to the presence of the broad Lyman  $\alpha$  absorption around 1216 Å which renders uncertain the exact position of the continuum. We simply check that the strength of the emission part of the profile in the models is on average consistent with the observed line, leaving aside the bluest part of the absorption. The case of H $\alpha$  is more critical. The normalisation can be hampered by the S/N ratio: a low ratio will not allow a good identification of the continuum position. The use of echelle spectra renders also difficult the identification of the continuum since the wavelength range around the line of interest in a given order is limited to  $\sim 60$  Å. We estimate that taken together, these effects induce an uncertainty  $\lesssim 0.02$  on the absolute position of the H $\alpha$  core. Of course, H $\alpha$  is also contaminated by nebular emission. When present, such an emission precludes any fit of the very core of the line. But the high resolution of our spectra allows a fit of  $\sim 80-90\%$  of the stellar profile, excluding the very core.

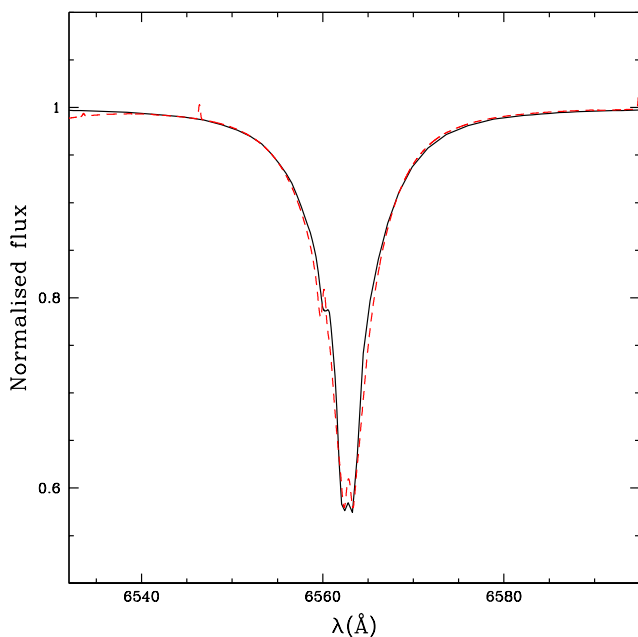
### 6.2. Photospheric H $\alpha$ profile

Our estimates of  $\dot{M}$  rely on the fit of both the UV wind sensitive lines and H $\alpha$ . In low density winds, H $\alpha$  is essentially an absorption profile for which only the central core is sensitive to mass loss rate. In order to derive reliable values of  $\dot{M}$  it is thus important to know how robust the prediction of the photospheric profile is, since it will dominate over the wind emission. This is of much less importance in high density winds where the lines are dominated by wind emission.

To check the CMFGEN prediction in a low density wind, we have compared the H $\alpha$  line with that predicted by FASTWIND, the other non-LTE atmosphere code including wind and line-blanketing widely used for optical spectroscopic analysis of massive stars (see Santolaya-Rey et al. 1997, Puls et al. 2005). The test model was chosen with the following parameters:  $T_{\text{eff}} = 35000$  K,  $\log g = 4.0$ ,  $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and  $\beta = 0.8$ . This set of parameters is typical of the stars with weak winds analysed in the present study, and H $\alpha$  should not be too much contam-

**Table 4.** X-ray properties of our sample stars with known X-rays fluxes.  $L_X$  is from Chlebowski & Garmany (1991) for HD 38666, HD 46202, HD 152590, HD 42088 and HD 46223, and from Evans et al. (2003) for HD 93204 and HD 93250.  $L_{\text{wind}}$  is the mechanical wind luminosity. Values with “Vink” are those for which  $\dot{M}$  is taken from Vink et al. (2001) mass loss recipe.  $B'$  is the value of the magnetic field for which confinement begins (corresponding to  $\eta_* = 1$  in the formalism of Ud'Doula & Owocki 2002).

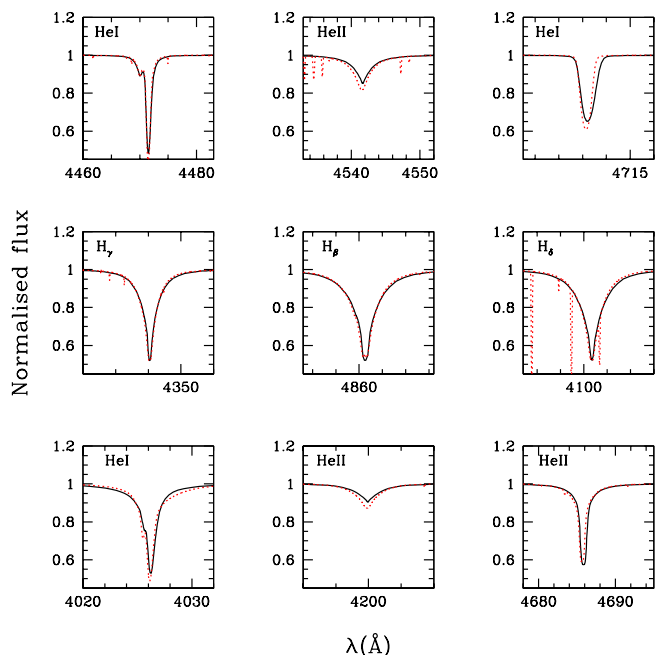
HD	$\log L_X$ [erg s <sup>-1</sup> ]	$\log \frac{L_X}{L_{\text{bol}}}$	$\log L_{\text{wind}}$ [erg s <sup>-1</sup> ]	$\log L_{\text{wind}}^{\text{Vink}}$ [erg s <sup>-1</sup> ]	$\log \frac{L_X}{L_{\text{wind}}}$	$\log \frac{L_X}{L_{\text{wind}}^{\text{Vink}}}$	$B'$ [G]	$B'_{\text{Vink}}$ [G]
38666	31.37	-6.87	32.16	34.25	-0.79	-2.88	7	75
46202	32.40	-6.05	32.76	34.43	-0.36	-2.03	11	72
152590	32.51	-5.86	34.20	34.83	-1.69	-2.32	60	125
42088	32.38	-6.43	34.06	35.89	-1.68	-3.51	33	269
93204	32.06	-7.03	35.67	36.31	-3.61	-4.25	137	286
46223	32.62	-6.53	35.89	36.42	-3.27	-3.80	180	332
93250	33.22	-6.53	36.20	37.20	-2.98	-3.98	153	485



**Fig. 31.** Comparison between CMFGEN (red dashed line) and FASTWIND (black solid line)  $H\alpha$  profile. The model is for  $T_{\text{eff}} = 35000$  K,  $\log g = 4.0$ ,  $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and  $\beta = 0.8$ . The agreement between both codes is good.

inated by wind emission. The result of the comparison between CMFGEN and FASTWIND is given in Fig. 31. We see that the agreement between both codes is very good. This is not a proof that the predicted profile is the correct one, but it is at least a kind of consistency check.

We have also investigated another effect which can alter the shape of the  $H\alpha$  line core: the number of depth points included in the models. Indeed, the thinner the spatial sampling, the better the line profile. This means that a too coarse spatial grid should introduce errors in the determination of  $\dot{M}$  from  $H\alpha$ . We have run a test model taking the best fit model for HD 34078 and increasing the number of depth points from 72 to 90: a thinner spatial grid leads to a slightly less deep line core, but the differ-



**Fig. 32.** Same as Fig. 31 but for H and He optical lines. The agreement between both codes is good.

ence is only of 0.01 in terms of normalised flux. This is lower than any other observational uncertainty (see Sect. 6.1) so that we have adopted  $\sim 70$  depth points in all our computations<sup>3</sup>.

In conclusion, there is no evidence that the photospheric  $H\alpha$  profile is not correctly predicted by our models.

### 6.3. Ionisation fraction

In the low density winds, which correspond to late O type dwarfs in the present study, the final word concerning the mass loss rate is often given by C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$ . Indeed,  $H\alpha$  becomes almost insensitive to  $\dot{M}$  in these cases, and

<sup>3</sup> choosing 90 depth points significantly increases the resources required for the computation.

the other main wind sensitive UV line, N v  $\lambda 1240$ , is almost absent from the spectra due to the reduced effective temperature. Other indicators such as Si IV  $\lambda\lambda 1394, 1403$  or N IV  $\lambda 1718$  are still present, but they are weaker than C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  and become rapidly insensitive to any change of the mass loss rate. For more standard winds, almost all indicators can be used together to derive  $\dot{M}$ . We show in Fig. 33 the variation of the C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  line profile when the mass loss rate is decreased from  $10^{-8.5}$  down to  $10^{-9.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  for the case of star HD 46202. We clearly see that C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  is still sensitive to changes in  $\dot{M}$  even for such low values. In parallel, we see that H $\alpha$  is essentially unchanged in this regime of  $\dot{M}$ .

However, relying on only one line to assign final mass loss rates may be risky. We have highlighted in paper I that erroneous mass loss rates may be derived in the case where the C IV ionisation fraction is incorrectly predicted. This is still true here, since fitting the observed profile gives the right value of  $\dot{M} \times q_{C\text{ IV}}$  ( $q_{C\text{ IV}}$  being the ionisation fraction of C IV) but not necessarily the right  $\dot{M}$ . In Fig. 34, we compare the ionisation fractions predicted by the CMFGEN best fit models to the values derived by Lamers et al. 1999 (hereafter L99) for dwarfs. The ionisations fractions are defined by

$$q_{C\text{ IV}} = \frac{\int_{0.2}^1 n_{C\text{ IV}}(x) dx}{\int_{0.2}^1 n_C(x) dx} \quad (7)$$

where  $x = \frac{v}{v_{\infty}}$  and  $n_{C\text{ IV}}$  and  $n_C$  are the number densities of C IV and C respectively. At first glance, the CMFGEN ionisation fractions seem to be  $\sim 2$  orders of magnitude higher than the L99 results, and that in spite of the few lower limits in the latter data. However, several comments can be made:

- First, the work of L99 is based on previous mass loss rate determinations, mainly from H $\alpha$  (Puls et al. 1996, Lamers & Leitherer 1993) or from predictions for their dwarf subsample (Lamers & Cassinelli 1996). In the latter case,  $\dot{M}$  is derived from the modified wind momentum - luminosity relation, so that any error in the calibration can lead to incorrect mass loss rate. Moreover, the uncertainty of such a method due to the fact that a given star can deviate from a mean relation may introduce a bias in the derived ionisation fraction. Concerning the mass loss rates derived from H $\alpha$ , Lamers & Leitherer (1993) use the line emission strength to determine  $\dot{M}$ . However, in most O dwarfs H $\alpha$  is in absorption so that the determination of the emission part of the line filling the photospheric profile may be uncertain. Puls et al. (1996) also use H $\alpha$  to derive  $\dot{M}$  but give only upper limits in the cases of thin winds. As L99 adopt these upper limits as the real values, we should expect the derived ionisation fractions to be lower limits.

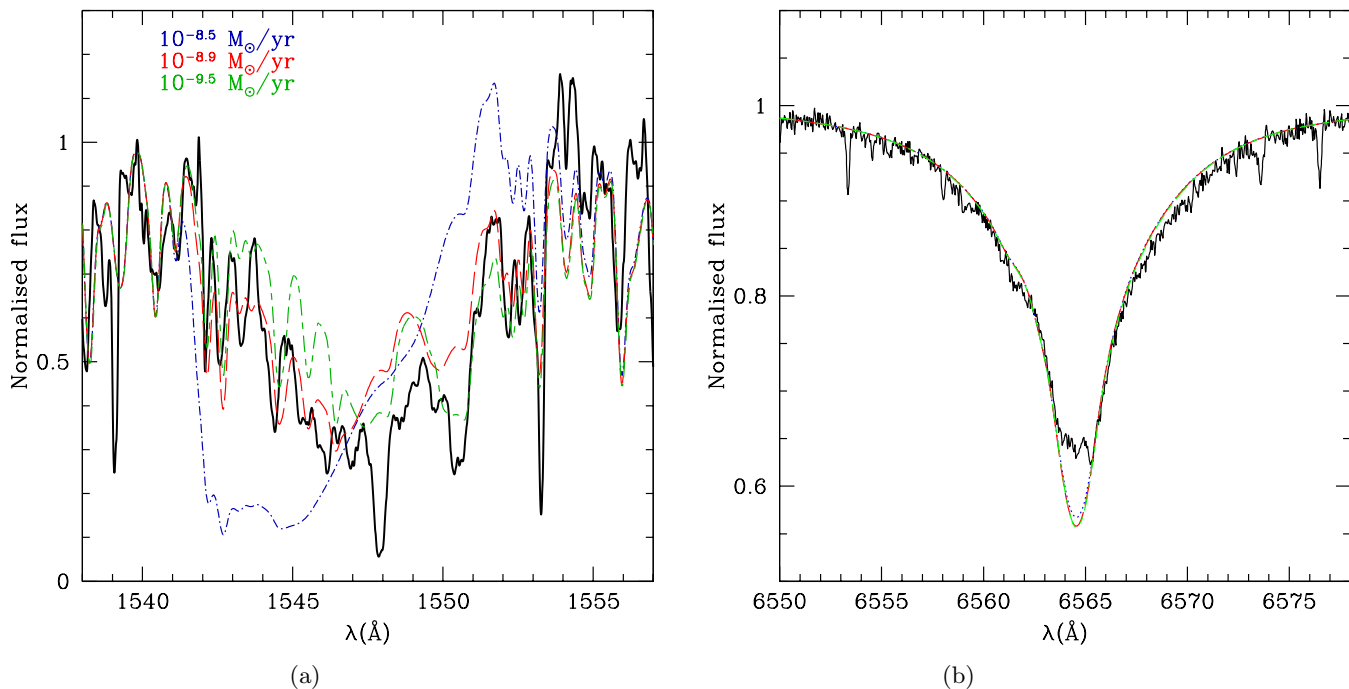
- Second, there is a significant shift in terms of parameter space sampled by our results and that of L99: we have stars with  $33000 < T_{\text{eff}} < 44000$  K and  $-17.3 < \log < \rho > < -14.4$  (where  $< \rho > = \frac{\dot{M}}{4\pi r_{0.5}^2 v_{\infty}}$  and  $r_{0.5}$  is

the radius at which the velocity reaches half the terminal velocity) while L99 have  $38000 < T_{\text{eff}} < 50500$  K and  $-15 < -\log < \rho > < -13.4$ , although both studies have stars of late and early O spectral types. Concerning effective temperatures, part of the discrepancy comes from the use of line-blanketing in our models, which is known to reduce  $T_{\text{eff}}$  compared to unblanketed studies. But for densities, the explanation may again come from the fact that the adopted mass loss rates (and consequently the densities) in one or the other study are not correct. Can we discriminate between them? An interesting point is that 3 stars are common to our study and that of L99: they are shown linked by dotted lines in Fig. 34. If we consider the fact that line-blanketing may explain the lower  $T_{\text{eff}}$  in our study, and the fact that for these stars the ionisation fractions derived by L99 are only lower limits, then the ionisation fractions predicted by CMFGEN are not necessarily too high. And if in addition we argue that our study investigates a density range not explored by L99, then we can not conclude that the ionisation fractions predicted by CMFGEN are wrong since no comparison can be made for very low mean densities.

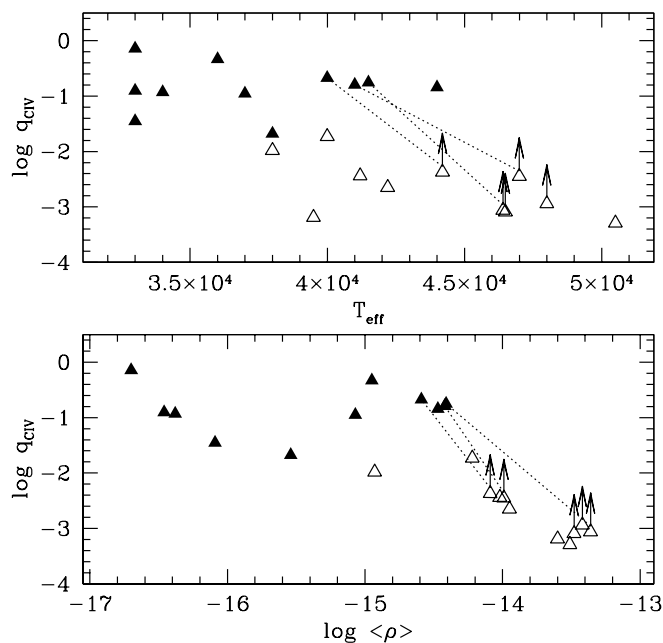
How could we test more strongly the wind ionisation fractions of our atmosphere models? One possibility is offered by the analysis of far UV spectra. Indeed, this wavelength range contains a number of lines *formed in the wind* from different ions of the same elements. Such a test will be done in a subsequent paper, based on FUSE observations of Vz stars in the LMC. But we can already mention that several studies of supergiants in the Magellanic Clouds using FUSE + optical data do not reveal any problem with the CMFGEN wind ionisation fractions, except that clumping must be used to reproduce a couple of (but not all) lines (see Crowther et al. 2002, Hillier et al. 2003, Evans et al. 2004). Hence in the following, we assume that the ionisation fractions given by CMFGEN are correct.

#### 6.4. Abundances

Although our mass loss determination relies on both H $\alpha$  and UV lines, we usually give more weight to the UV diagnostics since the absorption profile of H $\alpha$  can be shaped by other parameters than  $\dot{M}$  ( $\beta$ , clumping). But the UV lines depend more strongly on abundances than H $\alpha$ . Hence, we have to estimate the error we make on the  $\dot{M}$  determination from UV lines due to uncertain abundances. We have already seen in Sect. 4.9 that adopting the CNO abundances of Asplund (2004) instead of those of Grevesse & Sauval (1998) – which corresponds on average to a reduction by a factor of  $\sim 3/4$  – leads to an increase of  $\dot{M}$  by 0.25 dex. We have also run test models for a low luminosity star (HD 46202). It turns out that reducing the CNO abundances by a factor 2 implies an increase of the mass loss rate of the order of 2-2.5 in order to fit C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  since this line is not saturated in low density



**Fig. 33.** Determination of  $\dot{M}$  in low density winds (HD 46202). (a) shows the variation of the C IV  $\lambda\lambda 1548,1551$  line profile when  $\dot{M}$  is reduced (solid line: observed line; dash-dotted line:  $\dot{M} = 10^{-8.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ; long dashed line:  $\dot{M} = 10^{-8.9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ; short-dashed long-dashed line:  $\dot{M} = 10^{-9.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ). Notice that the weaker the line, the more prominent the presence of photospheric lines (mostly from iron) superimposed to the C IV absorption. (b) shows the behaviour of H $\alpha$  under the same changes. See text for discussion.



**Fig. 34.** C IV ionisation fractions in CMFGEN models (filled symbols) and from Lamers et al. 1999 (open symbols) for dwarfs as a function of effective temperature (upper panel) and mean wind density (lower panel). The dotted lines link objects in common between this work and the study of Lamers et al. (1999). See text for discussion.

winds and thus its strength is directly proportional to the number of absorbers..

How different from solar could the CNO abundances of our sample stars be? Given the estimated distances, it turns out that all stars are within 3 kpc from the sun. Determinations of abundances through spectroscopic analysis of B stars (Smartt et al. 2001, Rolleston et al. 2000) reveal the following gradients:  $-0.07$  dex/kpc for C, O and Si, and  $-0.06$  to  $-0.09$  dex/kpc for N. Similarly, Pilyugin et al. (2003) derive an Oxygen abundance gradient of  $-0.05$  dex/kpc from studies of HII regions. Taken together, these results indicate that on average we do not expect variation of CNO abundances by more than  $\pm 0.25$  dex for our sample stars. This means that adopting a solar metallicity leads to an error of at most 0.3 dex on the mass loss rate determination.

Given the above discussion, we estimate the error on  $\dot{M}$  due to uncertainties in the CNO abundances to be of  $\sim 0.3$  dex.

### 6.5. Advection / adiabatic cooling

In low density winds, two processes may affect the ionisation structure: advection and adiabatic cooling. The former is rooted in the fact that for low densities, the timescale for recombinations becomes longer than the timescale for transport by advection. Thus the ionisation structure can be significantly changed. The latter process

(adiabatic cooling) lowers the temperature in the outer part of the atmosphere where the heating processes (mainly photoionisations) are less and less efficient due to the low density, implying also a modification of the ionisation structure (see also Martins et al. 2004). We have tested the influence of those two effects in one of our low  $\dot{M}$  models for HD 46202. Their combined effects lead to an increased ionisation in the outer atmosphere, the mean ionisation fraction of C IV being lowered by  $\sim 0.1$  dex (which does not modify the conclusions of Sect. 6.3). This slightly changes the UV line profiles, especially C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  which for a given  $\dot{M}$  shows a smaller absorption in the bluest part of the profile. Quantitatively, the inclusion of advection and adiabatic cooling is equivalent to an increase of  $\dot{M}$  by  $\sim 0.15$  dex. We have thus included these two processes in our models for low density winds (HD 38666, HD 34078, HD 46202, HD 93028).

Given the above discussions, we think our  $\dot{M}$  determinations have a very conservative error bar of  $\pm 0.7$  dex (or a factor  $\pm 5$ ). This is a quite large uncertainty which however does not modify qualitatively our results, namely the weakness of O dwarfs with low luminosity (see Sect. 7.2.2).

## 7. Discussion

### 7.1. Evolutionary status

Fig. 35 shows the HR diagram of the our sample stars. Overplotted on Fig. 35 is our new calibration  $T_{\text{eff}}$  - luminosity (Martins et al. 2005, solid line) for dwarfs: most stars of our sample agree more or less with this relation (within the error bars). The latest type stars of our sample, which are also the stars showing the weakest winds, may be slightly younger than “standard” dwarfs of the same spectral type (or  $T_{\text{eff}}$ ). Notice that this does not mean that these stars are the youngest in terms of absolute age, but that they are less evolved than classical dwarfs. Indeed, the youngest stars of our sample are those of Trumpler 16 (HD 93250 and HD 93204) for which we derive an age of 1 to 2 Myrs, compatible with the  $L - T_{\text{eff}}$  relation. In comparison, HD 38666 and HD 34078 may be 2 to 4 Myrs old according to our HR diagram (although given the error bars, we can not exclude younger ages), slightly less than for standard late type dwarfs. In the scenario where these two stars originated from a binary and were ejected in a dynamical interaction, Hoogerwerf et al. (2001) estimate a travel time of 2.5 Myrs, while van Rensbergen et al. (1996) found travel times of  $\sim 3.5$  Myrs for HD 38666 and  $\sim 2.5$  Myrs for HD 34078. These estimates are in good agreement with our results. We also derive an age of  $\sim 3$ -5 Myrs HD 46202, one of our weak wind stars. Note that this star is in the same cluster as HD 46223 which is likely 1-2 Myrs old according to Fig. 35. A similar age should be expected for these two stars in case of a burst of star formation, but an age spread of 1-2

Myrs (common in star clusters) can explain the difference. The same is true for the stars of Cr 228: HD 93146, the brightest star, may be slightly younger than HD 93028.

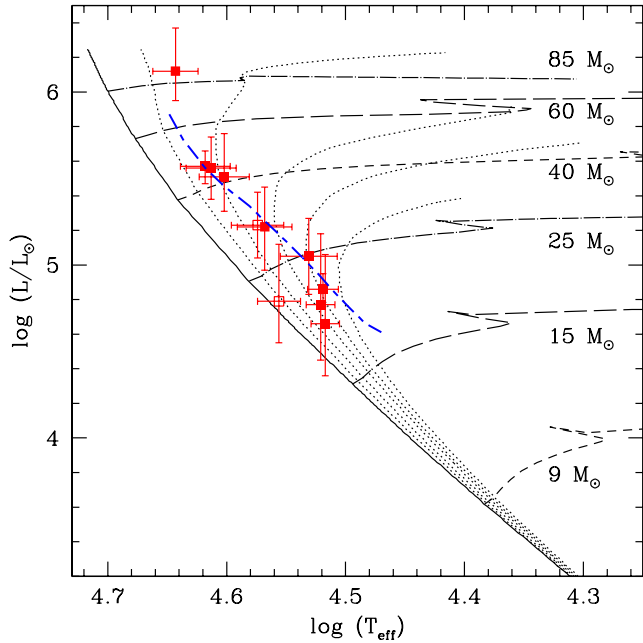
HD 152590 behaves differently, being less luminous than other dwarfs of same  $T_{\text{eff}}$ . It is interesting to note that this star is classified as Vz. Taking literally the result of Fig. 35, it seems indeed that it is younger than other dwarfs (but again, the error bars are large), confirming the fact that Vz stars are supposed to lie closer to the ZAMS than typical dwarfs. However, HD 42088 is another Vz star of our sample, and it has a more standard position on the HR diagram. This poses the question of the exact evolutionary status of Vz stars. Indeed, they are defined by stars having He II  $\lambda 4686$  stronger than any other He II lines which is thought to be a characteristic of youth since this line is filled with wind emission when the star evolves. In fact the Vz characteristics may be more related to the wind properties than to the youth of the star. Indeed, HD 42088 seems to have the same stellar properties as HD 93146, but the former is classified Vz (not the latter) and has a weaker wind ( $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  compared to  $10^{-7.25} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  for HD 93146). Note however that the distance (and thus luminosity) of HD 42088 is highly uncertain. Obviously, more studies are required to better understand the physics of Vz stars.

To summarise, there may be a hint of a link between a relative youth and the weakness of the wind *if by youth we mean an evolutionary state earlier than for standard stars and not an absolute age*, standard stars meaning stars with the average properties of dwarfs studied so far. But the present results are far from being conclusive. A forthcoming study of Vz stars in the LMC will probably shed more light on this issue.

### 7.2. Wind properties

#### 7.2.1. Terminal velocities

Some of the terminal velocities we derive are surprisingly low (see Table 2) reaching values lower than the escape velocity in a one case (HD 34078). What could explain this behaviour? First, the most obvious reason could be an underestimation of  $v_{\infty}$ . We have argued in paper I that in stars with weak winds the density in the upper parts of the atmosphere may be so low that almost no absorption takes place in strong lines usually formed up to the top of the atmosphere. This explanation was also given by Howarth & Prinja (1989) to justify the low  $v_{\infty}$  they obtained in some stars. If this is indeed the case, one would expect a smooth decrease of the absorption strength in the blue part of P-Cygni profiles due to the reduction of the density as we move outwards, and not a steep break as seen in dense winds. Is there such a transition? Fig. 36 shows the C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  line profiles of HD 34078 and HD 46223 and reveals that although the increase of the flux level from the deepest absorption to the continuum level in the bluest part of the profile extends over a slightly larger range in the case of the weak wind star ( $3 \text{ \AA}$

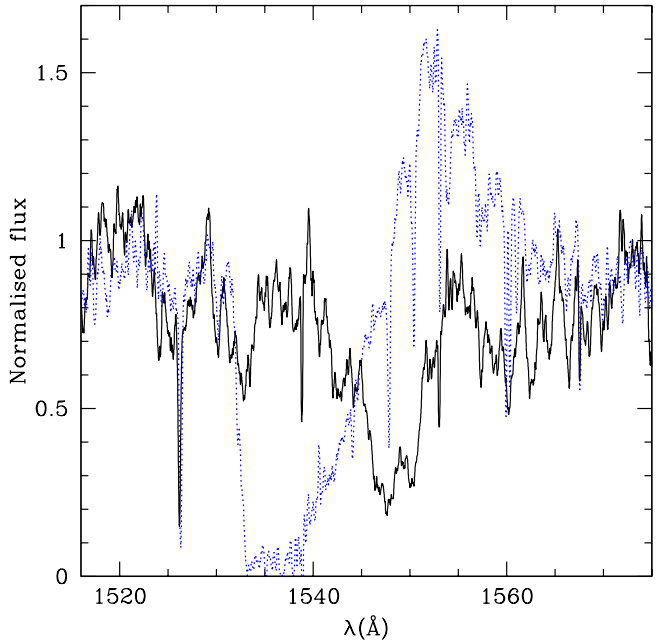


**Fig. 35.** HR diagram of the Galactic stars. Evolutionary tracks are from Lejeune & Schaerer (2001) and  $Z = Z_{\odot}$ . Isochrones for 0, 1, 5 Myrs are indicated together with evolutionary paths of stars of different masses. The blue dashed line is our new relation  $T_{\text{eff}}$  - luminosity for dwarfs (Martins et al. 2005). Squares are the stars studied here (open symbols are for Vz stars).

for HD 38666 instead of 2 Å for HD 46223), it is difficult to draw any final conclusion as regards the reduction of the C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  absorption in the outer wind of low density wind stars from this simple eye estimation given also that blending is clearly apparent in the line of HD 38666. More information is given by Fig. 37 which shows the derived terminal velocities as a function of mean density in the wind (see Sect. 6.3 for definition). There is an obvious trend of lower terminal velocities with lower wind densities. This is not a proof of the fact that absorption in strong UV lines extends to larger velocities since low densities also mean low mass loss rate and correspond to stars with lower radiative acceleration. However, it is an indication that underestimations of  $v_{\infty}$  are certainly more likely to happen in such low density stars.

In view of the above discussion, it is not clear whether the lower density in the outer atmosphere of weak wind stars is responsible for an underestimation of the terminal velocities. **But we can not exclude that our estimates of  $v_{\infty}$  are lower than the true values in low density winds. Now, with this in mind,** let us now assume for a moment that the derived values are real terminal velocities: what are the implications? The radiation driven wind theory predicts that  $v_{\infty}$  is tightly correlated to the escape velocity ( $v_{\text{esc}}$ ) according to

$$v_{\infty}^2 = v_{\text{esc}}^2 I(\alpha) \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (8)$$

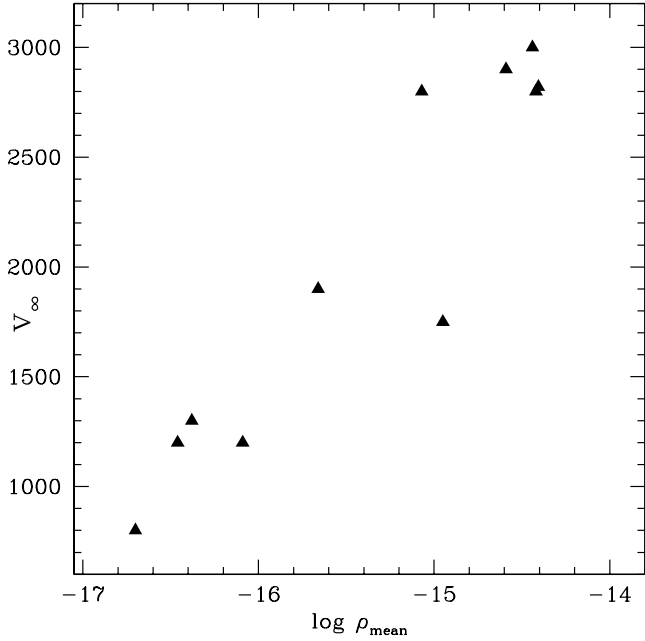


**Fig. 36.** Comparison between C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  line profiles in a star with weak (HD 38666, solid line) and strong (HD 46223, dotted line) wind. The rise of the flux level in the very blue part of the absorption features is slightly shallower in HD 38666. See text for discussion.

where  $\alpha$  is the usual parameter of the Castor, Abbott & Klein (1975) formalism and  $I(\alpha)$  is a correction factor to take into account effects of the finite cone angle of the star disk (see Kudritzki et al. 1989). In practice, it is possible to derive values of  $\alpha$  from this equation once the stellar parameters and  $v_{\infty}$  are known. The only problem comes from  $I(\alpha)$  which is a complex function of (among other parameters)  $\alpha$ . However, it is possible to solve this problem with the following procedure: we first assume a given value of  $\alpha$ , then estimate  $I(\alpha)$  which is subsequently used to find a new  $\alpha$  using

$$\alpha = \frac{\frac{v_{\infty}^2}{v_{\text{esc}}^2}}{I + \frac{v_{\infty}^2}{v_{\text{esc}}^2}} \quad (9)$$

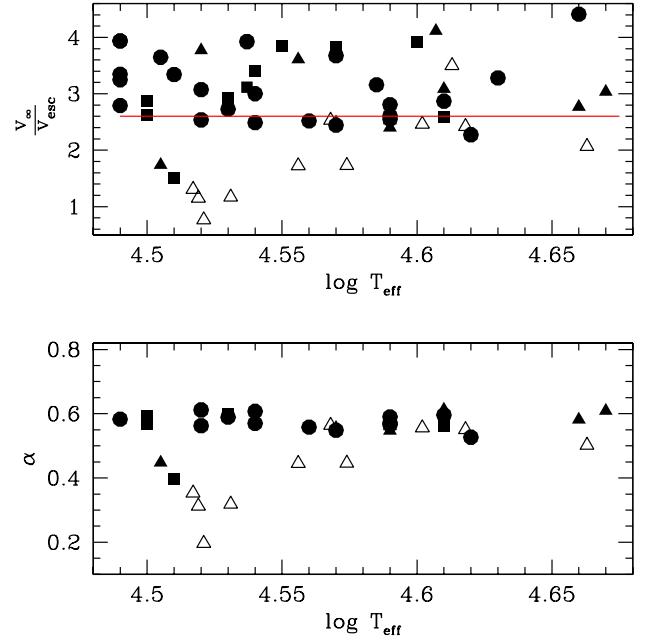
A few iterations should lead to the final value of the  $\alpha$  parameter. We have used such a scheme to estimate  $\alpha$  for our sample stars and for a number of stars studied elsewhere (Herrero et al. 2000, 2002, Repolust et al. 2004 and Markova et al. 2004). Solutions are usually found with less than 10 iterations (and are essentially independent on the starting value of  $\alpha$ ), except in the cases where  $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$  was larger than  $\sim 3$ : in that case, the iterative process did not converge but kept oscillating between two distinct values. The results for the cases where solutions could be found are shown in Fig. 38 (lower panel). A majority of cases lead to  $\alpha \sim 0.5 - 0.6$ , in reasonable agreement with (although slightly lower than) theoretical expectations (Puls, Springmann & Lennon 2000). However, for the stars of this work with weak winds (and low  $v_{\infty}$ ), lower values



**Fig. 37.** Terminal velocity as a function of mean density in the wind for the stars studied here. There is a clear trend of lower  $v_\infty$  in lower density winds.

are deduced ( $\alpha \sim 0.3$ ). Hence, *if the derived low terminal velocities correspond to real  $v_\infty$* , they may be due to low values of the  $\alpha$  parameter (given Eq. 8.) If true, this may also have important implications for the scaling relations involving mass loss rates (see next section). Again, it may be possible that we underestimate the terminal velocities, but the above possibility is worth being discussed in view of the puzzle of the weak winds. Note that we have also plotted in Fig. 38 the ratio of terminal to escape velocity which is usually of the order 2.6 for O stars with  $T_{\text{eff}} > 21000$  K (Lamers et al. 1995). We see that hottest stars of our sample follow this general trend whereas stars with weak winds have much lower ratios.

Another very interesting explanation for the low terminal velocities we derive (**again assuming that they are the real values**) is the effect of X-rays. Indeed, Drew et al. (1994) highlighted the fact the cooling time in the outer atmosphere of massive stars with relatively weak winds (late O / B stars) can become relatively high so that in the case where X-rays possibly emitted by shocks heat the outer atmosphere, this region remains hot. In that case, the ionisation structure is strongly modified compared to the inner atmosphere and in practice, the radiative force becomes negligible in this hot region. This means that the wind keeps expanding at the velocity reached at the top of the “cool” region which is lower than the value predicted by the radiation driven wind theory. This effect should be checked in future hydrodynamical simulations.

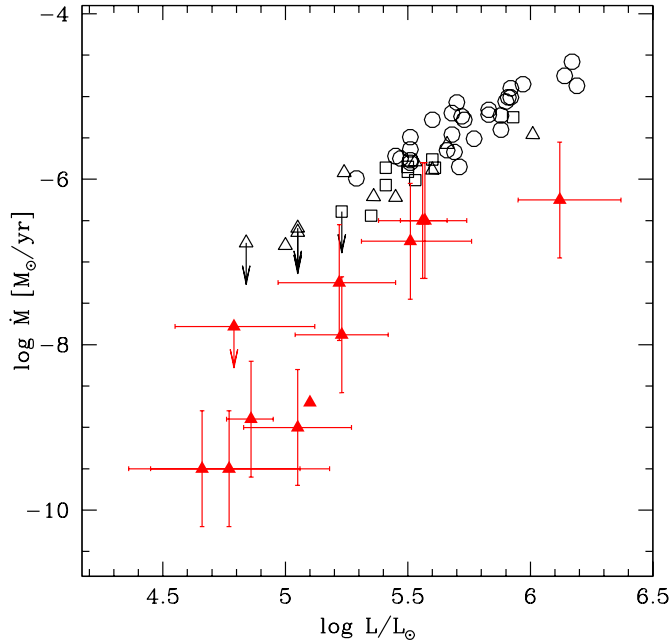


**Fig. 38.** Upper panel: ratio of terminal to escape velocity in our sample stars (open symbols) and stars studied by Herrero et al. 2000, 2002, Repolust et al. 2004 and Markova et al. 2004 (filled symbols). The solid line indicates the classical value 2.6 derived for stars hotter than 21000 K (Lamers et al. 1995). Dwarfs (giants, supergiants) are shown by triangles (squares, circles). Lower panel: derived  $\alpha$  parameter from the estimated terminal and escape velocities. See text for discussion.

## 7.2.2. Mass loss rates and modified wind momenta

The mass loss of O stars has been known for a long time to depend on luminosity since due to the basic mechanism of radiatively driven winds, the more photons are available, the larger the acceleration and the larger the mass loss rate (e.g. Castor, Abbott & Klein 1975, Kudritzki & Puls 2000). Fig. 39 shows mass loss rates for our sample stars (filled symbols) and stars from other studies (Herrero et al. 2000, 2002, Repolust et al. 2004 and Markova et al. 2004, open symbols) as a function of luminosity. One sees that there is a good correlation between  $\dot{M}$  and  $L$  for bright stars. Note however that our sample stars seem to show lower  $\dot{M}$  than what could be expected from the other studies (see also Table 3). For low luminosity stars, the correlation still exists, but the scatter is much larger. Moreover, the slope of the relation seems to be steeper for these objects, the transition luminosity being  $\log \frac{L}{L_\odot} \sim 5.2$ . Although our work is the first to show such a behaviour based on quantitative modelling of atmosphere of O stars, this trend was previously mentioned by Chlebowski & Garmany (1991) and Lamers & Cassinelli (1996). This result confirms our finding of paper I in which we showed that the stellar components of the star forming region SMC-N81 displayed winds weaker than expected from the relation  $\dot{M} - L$  at high luminosities. In paper I, we mentioned that a possible explanation of such a weakness was



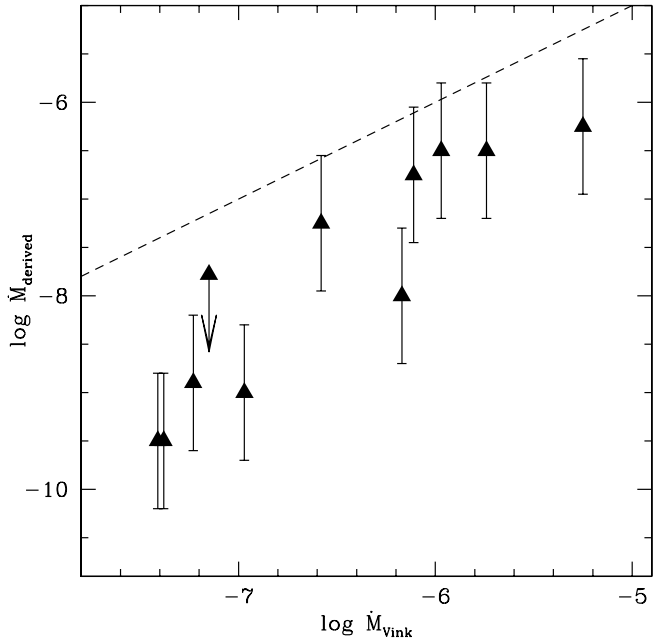


**Fig. 39.** Mass loss rates as a function of Luminosity for Galactic O stars. The filled triangles are the dwarfs studied in the present paper (+ 10 Lac from paper I displayed by the filled triangle without error bars). Open symbols are data from Herrero et al. (2000, 2002), Repolust et al. (2004) and Markova et al. (2004). Triangles (squares, circles) are for dwarfs (giants, supergiants).

the reduced metallicity of the SMC, but we also showed that the Galactic star 10 Lac had the same low mass loss rate. Here, we confirm that several Galactic stars with low luminosity indeed show low  $\dot{M}$ , rendering unlikely the effect of metallicity alone.

We also showed in paper I that the winds were weaker than predicted by the current hydrodynamical simulations. Fig. 40 extends this trend for the Galactic stars studied here: in the “worst” cases, the difference between our derived  $\dot{M}$  and the mass loss rates predicted by Vink et al. (2001) can reach 2 orders of magnitude! Note that even for bright stars our values are lower than the predictions but only by a factor  $\lesssim 5$ . This is mainly due to the introduction of clumping in our models for these stars which naturally leads to reduced mass loss rates (Hillier et al. 2003, Bouret, Lanz & Hillier 2005). **Using a different approach, Massa et al. (2003) also highlighted the possibility of lower mass loss rates due to the presence of clumping.** We will come back to this below.

One may also wonder why our values of  $\dot{M}$  are lower than other previous studies. Indeed, as shown by Table 3 our mass loss rates are systematically lower than derived so far for all stars of the sample. How can we explain this behaviour? First, let us recall that the mass loss rates gathered in Table 3 are estimated from either pure  $H\alpha$  analysis (Leitherer 1988, Lamers & Leitherer 1993, Puls et al. 1996, Repolust et al. 2004, Markova et al. 2004) or from



**Fig. 40.** Comparison between derived mass loss rates and predictions of hydrodynamical simulations (Vink et al. 2001).

pure UV analysis (Howarth & Prinja 1989, Chlebowski & Garmany 1991).

The  $H\alpha$  study of Leitherer (1988) and Lamers & Leitherer (1993) relied on measurement of  $H\alpha$  emission equivalent widths. They are linked with  $H\alpha$  luminosities which are themselves related to mass loss rates. The relation  $L(H\alpha) - \dot{M}$  is based on estimates of the population of the third level of Hydrogen for which departure coefficients from LTE are taken from the pure H He computations of Klein & Castor (1978). The  $H\alpha$  emission equivalent width is calculated from the total equivalent width to which a photospheric profile from the plane-parallel pure H He models of Auer & Mihalas (1972) is subtracted. This procedure may suffer from various approximations: the use of pure H He models may introduce errors in the prediction of departure coefficients since line-blanketing is known to affect the ionisation (and excitation) structure; moreover, photospheric profiles based on H He plane-parallel models may also be different from line-blanketed spherically extended models. In the case of stars with  $H\alpha$  in absorption, the estimate of the emission part may be risky since it may suffer from uncertainties in the photospheric component subtraction, from contamination by interstellar lines or from errors in normalisation process. Leitherer (1988) himself argues that the wind emission part of the global (wind + photospheric) profile becomes almost undetectable in stars with  $H\alpha$  in absorption. Hence, the  $H\alpha$  mass loss rates of such objects based on this method is rather uncertain.

Another method relying on  $H\alpha$  is that of Puls et al. (1996) and Markova et al. (2004). It is again based on the emission part of  $H\alpha$  which is related to mass loss rate

through an estimate of the H departure coefficient under the Sobolev approximation. Their method is accurate for values of their parameter  $A > 10^{-4}$  (see Eq. (3) of Puls et al. for a definition of  $A$ ) which, for typical values of the stellar parameters of O stars, corresponds roughly to  $\dot{M} > 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . This is mainly the reason why the authors give only upper limits for stars with H $\alpha$  in absorption. Finally, Repolust et al. (2004) used FASTWIND (see Sect. 6.2) to fit the H $\alpha$  profile and estimate  $\dot{M}$ . In the case of weak winds, this method becomes less and less accurate since H $\alpha$  is almost entirely photospheric and hardly depend on mass loss. Here again, the authors only give upper limits on  $\dot{M}$  in those cases.

Concerning UV based determinations of the mass loss rate, Howarth & Prinja (1989) use the column densities in several UV lines to estimate  $\dot{M} \times qi$  ( $qi$  being the ionisation fraction of the ion responsible for the line studied). Under the approximation that the ionisation fraction is independent of luminosity, they derive  $\dot{M}$ . The latter approximation may introduce errors in the mass loss rates estimate. Indeed, our modelling of massive stars atmospheres reveals that the ionisation fractions are not constant when  $T_{\text{eff}}$  changes among dwarf stars (which in this case reduces to a change of luminosity, see Fig. 34). Since the largest ionisation fractions of C IV given by Howarth & Prinja (1989) are of the order  $10^{-2.5}$  (see their Fig. 16) while we find values as high as  $\sim 10^{-0.5}$ , a factor of 100 between their  $\dot{M}$  and ours is possible.

The other UV analysis to which our results are compared is that of Chlebowski & Garmany (1991). The authors use fits of the UV lines using the method of Olson (1982) which is similar to the SEI method (Lamers et al. 1987). Basically, this method uses a parameterisation of the optical depth through the line profile to produce synthetic profiles which, once compared with observed spectra, allow a determination of  $\dot{M}$ . However, this latter step requires a few approximations. In particular, the ionisation fraction has to be estimated which involves the use of SED at high energies (i.e. close to ionisation thresholds of C IV and N V): a blackbody distribution is used in the computations of Chlebowski & Garmany (1991). Moreover, only photoionisation and recombinations from/to the ground states are taken into account. Hence, once again the ionisation fractions may not be correctly predicted leading to errors on  $\dot{M}$ . However, it is interesting to note that the approach of Chlebowski & Garmany (1991) is more accurate than that of Howarth & Prinja (1989) as regards the ionisation fractions and leads to lower mass loss rates (see Table 3), so that if, as we can expect, the ionisation fractions are better predicted in the current atmosphere models and are in fact higher, lower mass loss rates are not too surprising.

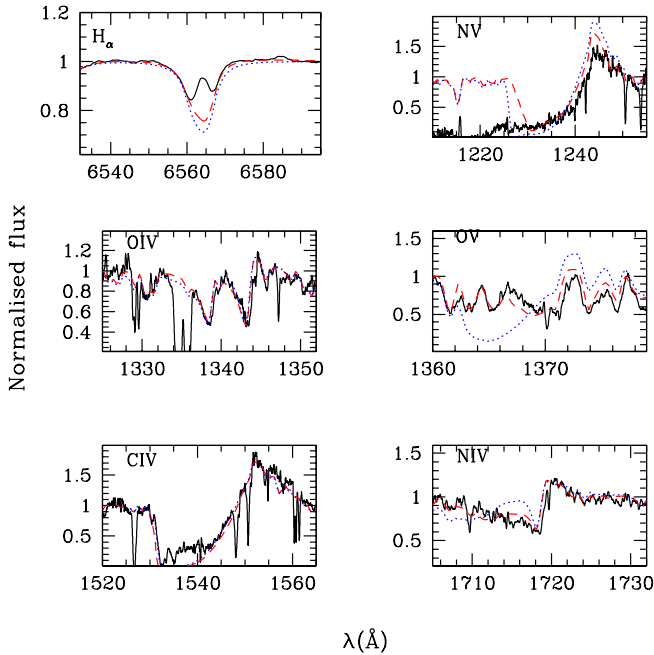
Another important point highlighted in paper I was the behaviour of the so called modified wind momentum - luminosity relation (WLR) at low luminosities. Indeed, we showed that there seemed to be a breakdown of this relation below  $\log \frac{L}{L_{\odot}} \simeq 5.2$ , at least for stars of the SMC

(including the stars of paper I and 3 stars of NGC 346 studied by Bouret et al. 2003). The Galactic star 10 Lac also showed a reduced wind momentum, indicating that this property could not be related to metallicity alone. In the present study, several characteristics of the WLR are highlighted.

We first confirm that there is a breakdown - or at least a steepening- of the WLR below  $\log \frac{L}{L_{\odot}} \simeq 5.2$ . Indeed, Fig. 42 shows that most stars below this transition luminosity have wind momenta lower than what one could expect from a simple extrapolation of the WLR for bright stars. Indeed, for  $\log \frac{L}{L_{\odot}} \sim 5.0$ , the relation for dwarfs + giants found by Repolust et al. (2004) gives wind momenta of the order  $10^{28}$  while we find values as low as  $10^{25}$ ! There is in fact only one object which is marginally in agreement with the relation of Repolust et al. (2004), but we have only an upper limit for  $\dot{M}$  for this star (HD 152590).

Second, we find that for the bright stars of this study, the modified wind momenta are reduced compared to the pure H $\alpha$  analysis on which the WLR is established. The difference is on average a factor of between 5 and 10, especially for the two objects we have in common (HD 15629 and HD 93250). The explanation of this discrepancy comes from the use of clumping in our models for these stars. Indeed, it is necessary to use inhomogeneous winds to correctly fit a number of UV lines, especially O v  $\lambda 1371$  and N IV  $\lambda 1718$ . In Fig. 41 we show the UV + H $\alpha$  spectra of HD 93250 and two models: one with the mass loss rates derived by Repolust et al. (2004) from H $\alpha$  only ( $\dot{M} = 10^{-5.46} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ), and the other with our estimate of  $\dot{M}$  relying on both H $\alpha$  and UV lines and taking clumping into account ( $\dot{M} = 10^{-6.25} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ). One sees clearly that although both models are acceptable for H $\alpha$  (in view of the nebular contamination one can not exclude one or the other possibility), UV lines are overpredicted with  $\dot{M} = 10^{-5.46} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Note that Repolust et al. (2004) put forward the fact that the presence of clumping may lead to an overestimation of the derived mass loss rates if unclumped models are used (see also Massa et al. 2003). Their argument is mainly based on the larger modified wind momenta of stars with H $\alpha$  in emission compared to stars with H $\alpha$  in absorption which can be explained by the neglect of clumping in the former. However, they do not exclude the existence of clumping in the latter, but claim that its effects can not be seen due to low optical depth. In our case, all stars have H $\alpha$  in absorption, and we deduce the presence of clumping from UV lines.

Note that in our study, we had to include clumping only in the more luminous stars to correctly fit the UV spectra. Does it mean that the winds of fainter stars are homogeneous? Not necessarily. Indeed, clumping is required to reproduce O v  $\lambda 1371$  and N IV  $\lambda 1718$ . But it turns out that in late type O stars (i.e. low  $L$  stars) O v  $\lambda 1371$  is absent and N IV  $\lambda 1718$  is mainly photospheric so that homogeneous winds give reasonable fits. Clumping may be present, but it can not be seen from the UV and optical spectra. In any case, if clumping were to be in-

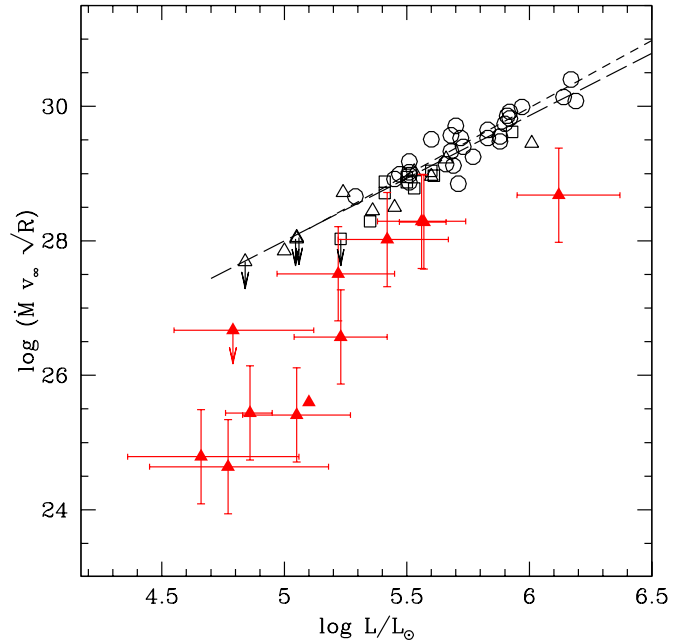


**Fig. 41.** Influence of clumping on the determination of  $\dot{M}$  of HD 93250. The solid line is the observed spectrum, the dotted line is a model with  $\dot{M} = 10^{-5.46} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (mass loss rate derived by Repolust et al. 2004 from H $\alpha$ ) and no clumping, and the dashed line is a model with  $\dot{M} = 10^{-6.25} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and  $f_{\infty} = 0.01$ . The inclusion of clumping leads to a reduction of the mass loss rate derived from both UV lines and H $\alpha$ . See text for discussion.

cluded in the models, the mass loss rates would have to be reduced to fit the observed spectra (see above). Thus,  $\dot{M}$  would have to be further reduced compared to the already low values we obtain, making the winds of low luminosity O dwarfs even weaker!

In spite of the global shift of our WLR for bright O dwarfs compared to pure H $\alpha$  studies when clumping is included, the slope of the relation is roughly the same as that found by Repolust et al. (2004). This is important since it shows that the breakdown of the WLR we find at low luminosities is not an artifact of our method. Equivalently, this means that even if we underestimate the mass loss rates (due to ionisation fractions, see Sect. 6.3), there is however a qualitative change of the slope of the WLR near  $\log \frac{L}{L_{\odot}} \sim 5.2$ .

Can we estimate the value of the slope of the WLR in this low  $L$  range? The number of stars studied is still too low to give a reliable value, but if we do a simple by eye estimate, excluding star HD 152590 (due again to the fact that it is a possible member of a binary), we find a slope of the order of 4.3. As this slope is in fact equal to  $1/\alpha'$  (e.g. Kudritzki & Puls 2000), where  $\alpha' = \alpha - \delta$  and  $\delta = 0.005..0.1$ , we deduce  $\alpha' \sim 0.25$  and  $\alpha \sim 0.30$  which is very low compared to the classical value of  $\sim 0.6$ , but which is consistent with our finding based on the ratio of terminal to escape velocities (Sect. 7.2.1). This does not mean that  $\alpha$  is indeed this low for these stars since both



**Fig. 42.** WLR for Galactic stars. Symbols and data are the same as in Fig. 39. Note the breakdown of the relation below  $\log \frac{L}{L_{\odot}} \sim 5.2$ . See text for discussion. The short (long) dashed line is the regression curve for supergiants (giants + dwarfs) of Repolust et al. (2004).

$v_{\infty}$  and  $\dot{M}$  may be underestimated, but it is at least a kind of consistency check.

### 7.2.3. Origin of weak winds

In view of the above results, what can we conclude as regards the origin of the weakness of the winds observed in some O dwarfs? The main possibilities have been detailed in paper I. Among them, metallicity was the first to come to mind since at that time, as most stars with weak winds were found in the SMC (paper I, Bouret et al. 2003). The present study clearly shows that metallicity cannot explain the reduced wind strength observed since several Galactic stars show mass loss rates and terminal velocities as low as SMC objects. On the contrary, it becomes more and more evident that there is a transition in the wind properties near  $\log \frac{L}{L_{\odot}} = 5.2$ , although the reasons for such a change of behaviour remain unclear at present. To say things more clearly, we do not state that metallicity has no effect on the wind strength (this is now well established): we simply show that low luminosity dwarf O stars have winds much weaker than expected from hydrodynamical simulations and than so far observed for O stars, *independent of metallicity*.

A possible explanation is the reduction of the  $\alpha$  parameter which, if it were as low as  $\sim 0.25$ , could explain both the reduced mass loss rates and terminal velocities. However, what could be the reason for such a low  $\alpha$ ? A nice possibility was highlighted by Puls et al. (2000)

in their very detailed analysis of the line statistics. They first show that under fairly general conditions, the classical  $\alpha$  parameter, i.e. the one entering the slope of the line strength distribution function, and the  $\hat{\alpha}$  parameter used to express the radiative acceleration according to

$$g^{rad} \propto t^{-\hat{\alpha}} \quad (10)$$

in the CAK formalism (see Castor, Abbott & Klein 1975) are the same (this is the basics of the radiation driven wind formalism). However, the line strength distribution function may not have a constant slope, and in that case the value of  $\alpha$  such that  $\hat{\alpha} = \alpha$  must be derived at the point where the line strength is equal to  $t^{-1}$ . This has two important consequences: first, since  $t = s_e v_{th} \frac{\rho}{dv/dr}$  (with  $s_e$  the Thomson scattering opacity and  $v_{th}$  the typical thermal velocity), it will be different from star to star; and second,  $t$  is not constant in a given star's atmosphere. In practise, this means that  $\alpha$  should be different not only from star to star, but also from point to point in the atmosphere of a given star! However, Puls et al. (2000) have shown that the slope of the line strength distribution function is constant over a large range of  $t$  values, implying that  $\alpha$  keeps a constant value close to 0.6. But in extreme cases, we may reach a range where this slope varies: in that case,  $\alpha$  is reduced. This is shown by Fig. 27 of Puls et al. (2000) where we see that for  $t$  lower than  $10^{-6}$   $\alpha$  deviates significantly from 0.6. The interesting thing is that this situation corresponds to low densities (see the definition of  $t$  above). In conclusion,  $\alpha < 0.6$  is expected in low density winds, which is consistent with our findings.

Given this fact, the main problem would come from the strong disagreement between the results of spectroscopic analysis and the predictions of hydrodynamical simulations. Could such simulations overestimate mass loss rates? It is indeed possible since they neglect velocity curvature terms in the computation of radiative accelerations (Owocki & Puls 1999), which can affect the final results. As discussed in paper I, O dwarfs with low luminosity are the most sensitive to such effects but test models for a  $40 M_{\odot}$  star performed by Owocki & Puls (1999) lead to downward revision of the mass loss rate by only a factor 1.5 while we would need a factor  $\sim 100$ !

One can also wonder what is the effect of X-rays on the driving of winds. We have already seen in Sect. 7.2.1 that low terminal velocities can be expected when X-rays are present due to changes in the outer atmosphere ionisation structure. Further insights can be found in Drew et al. (1994). These authors have studied two B giants and have found mass loss rates 5 times lower than values expected for a simple extrapolation of the  $\dot{M} - L$  relation of Garmany & Conti (1984) established for O stars. They also detected X-ray emission in both stars, and argued that such X-rays, likely formed in the outer atmosphere, can propagate towards the inner atmosphere and change the ionisation structure here too, reducing the total radiative acceleration and thus the mass loss rate. This may partly explain why the mass loss predictions of Vink et

al. (2001), which does not take X-rays into account, are higher than our derived values. Obviously, hydrodynamical models including X-rays are needed to test this attractive hypothesis.

We highlighted in paper I that decoupling may be an alternative explanation although no conditions for it to take place were fulfilled in the N81 atmospheres. Here, the stellar and wind parameters of the weak winds stars being similar to those of the N81 stars, we have checked that such a process is not likely to be at work either.

## 8. Conclusion

We have derived the stellar and wind properties of Galactic O dwarfs with the aim of tracking the conditions under which weak winds such as observed in SMC-N81 (Martins et al. 2004) develop. Atmosphere models including non-LTE treatment, spherical expansion and line-blanketing were computed with the code CMFGEN (Hillier & Miller 1998). Optical H and He lines provided the stellar parameters while both UV lines and H $\alpha$  were used to determine the wind properties. The main results can be summarised as follows:

- ◇ The O dwarfs studied here are 1 to 2 Myrs old for the hottest and 2 to 4 Myrs old for the coolest. Except for the faintest, they have luminosities in reasonable agreement with the new calibration  $T_{\text{eff}} - \text{Luminosity}$  of Martins et al. (2005).
- ◇ Stars with luminosities below a certain transition luminosity ( $\log \frac{L}{L_{\odot}} \lesssim 5.2$ ) have mass loss rates of the order of  $10^{-8..-9.5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and low terminal velocities (down to  $800 \text{ km s}^{-1}$ ). The mass loss rates are lower by nearly a factor of 100 compared to the hydrodynamical predictions of Vink et al. (2001). Uncertainties in the determination of  $\dot{M}$ , discussed here in detail, are not expected to qualitatively alter the results.
- ◇ Stars with  $\log \frac{L}{L_{\odot}} \gtrsim 5.2$  are found to have reduced mass loss rates compared to both hydrodynamical predictions and previous analysis based only on H $\alpha$ . The main reason is the inclusion of clumping in our models in order to fit O v  $\lambda 1371$  and N iv  $\lambda 1718$  in the IUE range. The adoption of pure H $\alpha$  based mass loss rates does not allow fits of most of the UV lines.
- ◇ The modified wind momentum - luminosity relation shows a break down around  $\log \frac{L}{L_{\odot}} = 5.2$ . Below this transition value, the slope corresponds to a value of the  $\alpha$  parameter of the order of 0.3, which is consistent with the low terminal velocities observed. Such a low  $\alpha$  is expected in low density winds (Puls et al. 2000).
- ◇ The origin of the weakness of the winds in low luminosity stars compared to hydrodynamical simulations is still unknown, but metallicity effects can be excluded since all the stars of the present study are Galactic stars and show reduced winds similar to SMC stars (Bouret et al. 2003, Martins et al. 2004). An earlier evolutionary state than in standard dwarfs may be responsible or not for the weakness: the present results

can not resolve this issue given the error bars in the age estimates.

- ◇ Although their origin remains unclear, X-rays appear to play a very important role in the physics of weak winds. They may be due to magnetic mechanisms and affect the ionisation structure. This can possibly reduce the driving force and partly explain the low terminal velocities and low mass loss rates. Hydrodynamical simulations including X-rays should give more quantitative results.

The low luminosity objects of our sample have not been studied individually with quantitative spectroscopy before since the atmosphere models allowing the analysis of weak wind stars have only been available for a few years. Indeed, the detailed modelling of UV wind sensitive lines requires a reliable treatment of line-blanketing since most of these lines are from elements heavier than He. This also explains why a number of previous quantitative analysis relied essentially on  $H\alpha$ .

Now that the existence of weak winds has been established observationally both in the SMC and in the Galaxy, it would certainly be suitable to investigate the problem from a theoretical point of view with new hydrodynamical simulations. Apart from that, we still have to make sure that the ionisation fractions predicted by CMFGEN are correct since they may alter the mass loss rate determinations. We will conduct such an investigation in a forthcoming paper using FUSE data.

*Acknowledgements.* We thank an anonymous referee for interesting and useful suggestions and comments which helped to improve the quality of the paper. We thank the ESO staff in La Silla for their help during the observations. Some of the data presented in this paper were obtained from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. Support for MAST for non-HST data is provided by the NASA Office of Space Science via grant NAG5-7584 and by other grants and contracts. This study is also based on INES data from the IUE satellite and made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. FM and DS acknowledge financial support from the FNRS. We thank J. Puls for providing FASTWIND models and A. Herrero and D.J. Lennon for the  $H\alpha$  spectra of HD 93204, HD 93250 and HD 15629. DJH thanks Janos Zsargo for interesting discussions on the effects of X-rays and acknowledges support from NASA LTSA grant NAG5-8211.

## References

- Abbott, D.C., 1982, *ApJ*, 259, 282  
 Allen, C.W., 1976, *Astrophysical Quantities*, (London: Athlone)  
 Asplund, M., 2004, *A&A*, 417, 751  
 Auer, L.H. & Mihalas, D., 1972, *ApJS*, 24, 193  
 Babel, J. & Montmerle, T., 1997, *ApJ*, 485, L29  
 Bernabeu, G., Magazzù, A. & Stalio, R., 1989, *A&A*, 226, 215  
 Bouret, J.C., Lanz, T., Hillier, D.J., Heap, S.R., Hubeny, I., Lennon, D.J., Smith, L.J., Evans, C.J., 2003, *ApJ*, 595, 1182  
 Bouret, J.C., Lanz, T., Hillier, D.J., 2005, *A&A*, in press, astro-ph/0412346  
 Cassinelli, J.P. & Olson, G.L., 1979, *ApJ*, 229, 304  
 Castor, J., Abbott, D.C., Klein, R., 1975, *ApJ*, 195, 157  
 Chiosi, C. & Maeder, A., 1986, *ARA&A*, 24, 329  
 Chlebowski, T. & Garmany, C.D., 1991, *ApJ*, 368, 241  
 Cohen, D.H., de Messières, G., MacFarlane, J.J., Miller, N.A., Cassinelli, J.P., Owocki, S.P., Liedahl, D.A., 2003, *ApJ*, 586, 495  
 Crowther, P.A., Hillier, D.J., Evans, C.J., Fullerton, A.W., De Marco, O., Willis, A.J., 2002, *ApJ*, 579, 774  
 DeGioia-Eastwood, K., Throop, H. & Walker, G., 2001, *ApJ*, 549, 578  
 Donati, J.F., Babel, J., Harries, T.J., Howarth, I.D., Petit, P., Semel, M., 2002, *MNRAS*, 333, 55  
 Drew, J.E., Denby, M., Hoare, M.G., 1994, *MNRAS*, 266, 917  
 Evans, N.R., Seward, F.D., Krauss, M.I., Isobe, T., Nichols, J., Schlegel, E.M., Wolk, S.J., 2003, *ApJ*, 589, 509  
 Evans, C.J., Crowther, P., Fullerton, A.W., Hillier, D.J., 2004, *ApJ*, 610, 1021  
 Gagné, M., Oksala, M.E., Cohen, D.H., Tonnesen, S.K., Ud-Doula, A., Owocki, S.P., Townsend, R.H.D., MacFarlane, J.J., 2005, *ApJ*, submitted (astro-ph/0504296)  
 Garmany, C.D. & Conti, P.S., 1984, *ApJ*, 284, 705  
 Garmany, C.D. & Stencel, R.E., 1992, *A&AS*, 94, 211  
 Giesecking, F., 1982, *A&AS*, 49, 673  
 Grevesse, N. & Sauval, A., 1998, *Space Sci. Rev.*, 85, 161  
 Grigsby, J.A., Morrison, N.D. & Anderson, L.S., 1992, *ApJS*, 78, 205  
 Haser, S.M., 1995, PhD thesis, Universitäts-Sternwarte der Ludwig-Maximilian Universität, München  
 Herrero, A., Puls, J., Villamariz, M.R., 2000, *A&A*, 354, 193  
 Herrero, A., Puls, J., Najarro, F., 2002, *A&A*, 396, 949  
 Hillier, D.J. & Miller, D.L., 1998, *ApJ*, 496, 407  
 Hillier, D.J., Lanz, T., Heap, S.R., Hubeny, I., Smith, L.J., Evans, C.J., Lennon, D.J., Bouret, J.C., 2003, *ApJ*, 588, 1039  
 Hiltner, W.A., 1956, *ApJS*, 2, 389  
 Hoogerwerf, R., de Bruijne, J.H.J. & de Zeeuw, P.T., 2001, *A&A*, 365, 49  
 Howarth, I. & Prinja, R.K., 1989, *ApJS*, 69, 527  
 Howarth, I.D., Siebert, K.W., Hussain, G.A.J., Prinja, R.K., 1997, *MNRAS*, 284, 265  
 Hubeny, I. & Lanz, T., 1995, *ApJ*, 439, 875  
 Humphreys, R.M., 1978, *ApJS*, 38, 309  
 Kendall, T.R., Lennon, D.J., Brown, P.J.F., Dufton, P.L., 1995, *A&A*, 298, 489  
 Klein, R.I. & Castor, J.I., 1978, *ApJ*, 220, 902  
 Kramer, R.H., Cohen, D.H., Owocki, S.P., 2003, *ApJ*, 592, 532  
 Kudritzki, R.P., Pauldrach, A., Puls, J., Abbott, D.C., 1989, *A&A*, 219, 205  
 Kudritzki, R.P., Lennon, D.J., Puls, J., 1995, in “Science with the VLT”, Proc. of the ESO workshop held at Garching, Germany, 28 June - 1 July 1994, Eds J.R. Walsh & I.J. Danziger, Berlin, Springer-Verlag, p. 246  
 Kudritzki, R.P., 1998, in “Stellar astrophysics in the Local Group: first step to the Universe”, Proc of the 8<sup>th</sup> Canary Island winter school, Eds. A. Herrero, A. Aparicio, F. Sanchez, Cambridge University press  
 Kudritzki, R.P., Puls, J., Lennon, D.J., Venn, K.A., Reetz, J., Najarro, F., McCarthy, J., 1999, *A&A*, 350, 970  
 Kudritzki, R.P. & Puls, J., 2000, *ARA&A*, 38, 613  
 Lamers, H.J.G.L.M., Cerruti-Sola, M., Perinotto, M., 1987, *ApJ*, 314, 726

- Lamers, H.J.G.L.M. & Leitherer, C., 1993, *ApJ*, 412, 771
- Lamers, H.J.G.L.M., Snow, T.P. & Lindholm, D.M., 1995, *ApJ*, 455, 269
- Lamers, H.J.G.L.M. & Cassinelli, J.P., 1998, in “From Stars to Galaxies: the impact of stellar physics on Galaxy evolution”, ASP conf. series 98, eds. C. Leitherer, U. Fritze-Von Alvensleben & J. Huchra, p. 162
- Lamers, H.J.G.L.M., Haser, S., de Koter, A., et al., 1999, *ApJ*, 516, 872
- Lanz, T. & Hubeny, I., 2002, *ApJS*, 146, 417
- Leitherer, C., 1988, *ApJ*, 326, 356
- Lejeune, T. & Schaerer, D., 2001, *A&A*, 366, 538
- Lucy, L.B. & Solomon, P.M., 1971, *ApJ*, 159, 879
- Lucy, L.B. & White, 1980, *ApJ*, 241, 300
- MacFarlane, J.J., Cohen, D.H., Wang, P., 1994, *ApJ*, 437, 351
- Maíz-Apellániz, J., Walborn, N.R., Galué, H.Á., Wei, L.H., 2004, *ApJS*, 151, 103
- Markova, N, Puls, J., Repolust, T., Markov, H, 2004, *A&A*, 413, 693
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D.J., 2002, *A&A*, 382, 999
- Martins, F., Schaerer, D., Heydari-Malayeri, M., in “A massive star odyssey: from main sequence to supernova”, eds K.A. van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban, IAU symp. 212, p. 564
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D.J., Heydari-Malayeri, M., 2004, *A&A*, 420, 1087 (paper I)
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D.J., 2005, *A&A*, 436, 1049
- Massa, D., Fullerton, A.W., Sonneborn, G., Hutchings, J.B., 2003, *ApJ*, 586, 996
- Massey, P., DeGioia-Eastwood, K., Waterhouse, E., 2001, *ApJ*, 421, 1050
- Mason, B.D., Gies, D.R., Hartkopf, W.I., Bagnuolo, W.G., Brummelarr, T.T., McAlister, H.A., 1998, *ApJ*, 115, 821
- Nicolet, B, 1978, *A&AS*, 34, 1
- Pellerin, A., Fullerton, A.W., Robert, C., et al., 2002, *ApJS*, 143, 159
- Milne, E.A., 1926, *MNRAS*, 86, 459
- Olson, G.L., 1982, *ApJ*, 255, 267
- Owocki, S.P., Castor, J.I., Rybicki, G.B., 1988, *ApJ*, 335, 914
- Owocki, S.P. & Puls, J., 1999, *ApJ*, 510, 355
- Pauldrach, A., Puls, J., Kudritzki, R.P., 1986, *A&A*, 164, 86
- Pauldrach, A.W.A., Kudritzki, R.P., Puls, J., et al., 1994, *A&A*, 283, 525
- Pauldrach, A.W.A., Hoffmann, T.L., Lennon, M., 2001, *A&A*, 375, 161
- Pilyugin, L.S., Ferrini, F., Shkvarun, R.V., 2003, *A&A*, 401, 557
- Penny, L. R., 1996, *ApJ*, 463, 737
- Prinja, K.R., Barlow, M.J. & Howarth, I.D., 1990, *ApJ*, 361, 607
- Puls, J., Kudritzki, R.P., Herrero, A., et al., 1996, *A&A*, 305, 171
- Puls, J., Springmann, U., Lennon, M., 2000, *A&AS*, 141, 23
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., Repolust, T., Springmann, U., Jokuthy, A., Mokiem, M.R., 2005, *A&A*, submitted
- Raymond, J.C. & Smith, B.W., 1977, *ApJS*, 35, 419
- Repolust, T., Puls, J., Herrero, A., 2004, *A&A*, 415, 349
- Rolleston, W.R.J., Smartt, S.J., Dufton, P.L., Ryans, R.S.I., 2000, *A&A*, 363, 537
- Santolaya-Rey, A.E., Puls, J. & Herrero, A., 1997, *A&A*, 323, 488
- Schild, R.E., Garrison, R.F., Hiltner, W.A., 1983, *ApJS*, 51, 321
- Schulz, N.S., Canizares, C., Huenemoerder, D., et al., 2003, *ApJ*, 595, 365
- Schmidt-Kaler, T., 1982, in Landoldt-Börnstein, New Series, Group, VI, Vol.2, eds. K. Schaifers & H.H. Voigt (Berlin: Springer-Verlag), 1
- Schulz, N.S., Canizares, C., Huenemoerder, D., Tibbets, K., 2003, *ApJ*, 595, 365
- Smartt, S.J., Venn, K.A., Dufton, P.L., Lennon, D.J., Rolleston, W.R.J., Keenan, F.P., 2001, *A&A*, 367, 86
- Ud’Doula, A. & Owocki, S.P., 2002, *ApJ*, 576, 413
- Vacca, W.D., Garmany, C.D. & Shull, J.M., 1996, *ApJ*, 460, 914
- van Rensbergen, W., Vanbeveren, D., de Loore, C., 1996, *A&A*, 305, 825
- Villamariz, M.R., Herrero, A., Becker, S.R., et al., 2002, *A&A*, 388, 940
- Vink, J., de Koter, A. & Lamers, H.J.G.L.M., 2000, *A&A*, 362, 295
- Vink, J., de Koter, A. & Lamers, H.J.G.L.M., 2001, *A&A*, 369, 574
- Walborn, N. & Parker, J., 1992, *ApJ*, 399, L87
- Walborn, N., Nichols-Bohlin, J., Panek, R.J., 1985, IUE Atlas of O-Type stellar spectra, NASA RP 1155
- Walborn, N.R., Howarth, I.D., Lennon, D.J., Massey, P., Oey, M.S., Moffat, T., Skalkowski, G., Morrell, N.I., Drissen, L., Parker, J.W., 2002, *AJ*, 123, 2754



# Bibliographie

- Baade, W. 1944, *ApJ*, 100, 137
- Barbá, R. H., Rubio, M., Roth, M. R., & García, J. 2003, *AJ*, 125, 1940
- Belloche, A. 2002, PhD thesis, Université Paris-Sud XI
- Benaglia, P., Cappa, C. E., & Koribalski, B. S. 2001, *A&A*, 372, 952
- Bik, A. & Thi, W. F. 2004, *A&A*, 427, L13
- Blaauw, A. 1961, *Bul. Astron. Inst. Netherlands*, 15, 265
- Blum, R. D., Daminieli, A., & Conti, P. S. 1999, *AJ*, 117, 1392
- Bohannon, B. 1990, in *ASP Conf. Ser. 7 : Properties of Hot Luminous Stars*, 39–43
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 1997, *MNRAS*, 285, 201
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bonnell, I. A., Vine, S. G., & Bate, M. R. 2004, *MNRAS*, 349, 735
- Bouret, J.-C. 2004, in *EAS Publications Series*, 271–291
- Bratsolis, E., Kontizas, M., & Bellas-Velidis, I. 2004, *A&A*, 423, 919
- Bromm, V. & Larson, R. B. 2004, *ARA&A*, 42, 79
- Cannon, A. J. & Pickering, E. C. 1912, *Annals of Harvard College Observatory*, 56, 65
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Cassinelli, J. P., Mathis, J. S., & Savage, B. D. 1981, *Science*, 212, 1497
- Caswell, J. L. 1995, *MNRAS*, 272, L31
- Chini, R., Hoffmeister, V., Kimeswenger, S., et al. 2004, *Nature*, 429, 155
- Churchwell, E. 2002, *ARA&A*, 40, 27
- Clarke, C. J., Bonnell, I. A., & Hillenbrand, L. A. 2000, *Protostars and Planets IV*, 151
- Conti, P. S. & Alschuler, W. R. 1971, *ApJ*, 170, 325



- Courbin, F. 1999, Ph.D. Thesis
- Courbin, F., Meylan, G., Kneib, J.-P., & Lidman, C. 2002, *ApJ*, 575, 95
- Crowther, P. A., Smith, L. J., Hillier, D. J., & Schmutz, W. 1995, *A&A*, 293, 427
- Davies, R., Elliott, K., & Meaburn, J. 1976, *Mem. R. Astron. Soc.*, 81, 89
- de Robertis, M. M., Dufour, R. J., & Hunt, R. W. 1987, *JRASC*, 81, 195
- Deharveng, L., Caplan, J., & Lombard, J. 1992, *A&AS*, 94, 359
- Deharveng, L., Lefloch, B., Zavagno, A., et al. 2003a, *A&A*, 408, L25
- Deharveng, L., Zavagno, A., Salas, L., et al. 2003b, *A&A*, 399, 1135
- Dopita, M. A. & Meatheringham, S. J. 1990, *ApJ*, 357, 140
- Dyson, J. E. & Williams, D. A. 1980, *Physics of the interstellar medium* (New York, Halsted Press, 1980. 204 p.)
- Elmegreen, B. G. & Lada, C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725
- Evans, N. J. 1999, *ARA&A*, 37, 311
- Feast, M. W., Thackeray, A. D., & Wesselink, A. J. 1960, *MNRAS*, 121, 337
- Fich, M. 1991, in *Graduate Workshop on Star Formation*, ed. J. P. Arcoragi, P. Bastien, & R. Pudritz (Univ. Montreal)
- Garay, G. & Lizano, S. 1999, *PASP*, 111, 1049
- Garmany, C. D., Conti, P. S., & Massey, P. 1987, *AJ*, 93, 1070
- Habing, H. J. & Israel, F. P. 1979, *ARA&A*, 17, 345
- Hansen, S. H. & Haiman, Z. 2004, *ApJ*, 600, 26
- Hanson, M. M., Howarth, I. D., & Conti, P. S. 1997, *ApJ*, 489, 698
- Henize, K. G. 1956, *ApJS*, 2, 315
- Heydari-Malayeri, M. 1993, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 416, 245
- Heydari-Malayeri, M. & Beuzit, J.-L. 1994, *A&A*, 287, L17
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2002a, *A&A*, 381, 941
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2003a, in *IAU Symposium*, 553
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2001a, *A&A*, 372, 527
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2001b, *A&A*, 372, 495

- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., Rosa, M. R., & Zinnecker, H. 1999a, A&A, 347, 841
- Heydari-Malayeri, M. & Hutsemekers, D. 1991a, A&A, 243, 401
- Heydari-Malayeri, M. & Hutsemekers, D. 1991b, A&A, 244, 64
- Heydari-Malayeri, M., Meynadier, F., Charmandaris, V., et al. 2003b, A&A, 411, 427
- Heydari-Malayeri, M., Meynadier, F., & Walborn, N. R. 2003c, A&A, 400, 923
- Heydari-Malayeri, M., Remy, M., & Magain, P. 1988, A&A, 201, L41
- Heydari-Malayeri, M., Remy, M., & Magain, P. 1989, A&A, 222, 41
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Charmandaris, V., Deharveng, L., & Zinnecker, H. 1999b, A&A, 352, 665
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Schaerer, D., Martins, F., & Charmandaris, V. 2002b, A&A, 381, 951
- Heydari-Malayeri, M., Rosa, M. R., Zinnecker, H., Deharveng, L., & Charmandaris, V. 1999c, A&A, 344, 848
- Heydari-Malayeri, M. & Testor, G. 1982, A&A, 111, L11
- Heydari-Malayeri, M. & Testor, G. 1983, A&A, 118, 116
- Heydari-Malayeri, M. & Testor, G. 1985, A&A, 144, 98
- Heydari-Malayeri, M. & Testor, G. 1986, A&A, 162, 180
- Heydari-Malayeri, M., van Drom, E., & Leisy, P. 1990, A&A, 240, 481
- Howarth, I. D. 1983, MNRAS, 203, 301
- Humphreys, R. M. 1987, in ASSL Vol. 136 : Instabilities in Luminous Early Type Stars, 3–15
- Humphreys, R. M. & Davidson, K. 1979, ApJ, 232, 409
- Hunter, D. A. 1997, PASP, 109, 937
- Israel, F. P., Johansson, L. E. B., Lequeux, J., et al. 1993, A&A, 276, 25
- Isserstedt, J. 1975, A&AS, 19, 259
- Jacoby, G. H. & De Marco, O. 2002, AJ, 123, 269
- Johansson, L. E. B., Greve, A., Booth, R. S., et al. 1998, A&A, 331, 857
- Johnson, H. L. & Morgan, W. W. 1953, ApJ, 117, 313
- Keto, E. 2003, ApJ, 599, 1196

- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1994, *Stellar Structure and Evolution*, 2nd edn. (Stellar Structure and Evolution, XVI, 468 pp. 192 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library)
- Kurtz, S., Cesaroni, R., Churchwell, E., Hofner, P., & Walmsley, C. M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 299
- Kurtz, S. E. 2000, *RevMexAA*, 9, 169
- Lada, C. J. 1987, in *IAU Symp. 115 : Star Forming Regions*, 1–15
- Lamers, H. J. G. L. M. & Fitzpatrick, E. L. 1988, *ApJ*, 324, 279
- Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 271
- Larson, R. B. 2003, in *ASP Conf. Ser. 287 : Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum*, 65–80
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. 1912, *Harvard College Observatory Circular*, 173, 1
- Ledoux, P. 1941, *ApJ*, 94, 537
- Lejeune, T. & Schaerer, D. 2001, *A&A*, 366, 538
- Lucke, P. B. 1974, *ApJS*, 28, 73
- Lucke, P. B. & Hodge, P. W. 1970, *AJ*, 75, 171
- Lucy, L. B. & Walsh, J. R. 2003, *AJ*, 125, 2266
- Maeder, A. 1983, *A&A*, 120, 113
- Maeder, A. 1987, *A&A*, 173, 247
- Maeder, A. & Behrend, R. 2002, *Ap&SS*, 281, 75
- Magain, P., Courbin, F., & Sohy, S. 1998, *ApJ*, 494, 472
- Magain, P., Courbin, F., Sohy, S., Gillon, M., & Letawe, G. 2005, in prep.
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D. J., et al. 2005, *A&A*, soumis
- Massey, P. & Hunter, D. A. 1998, *ApJ*, 493, 180
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
- Mathys, G. 1988, *A&AS*, 76, 427
- Mathys, G. 1989, *A&AS*, 81, 237
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850
- Meynadier, F., Heydari-Malayeri, M., Deharveng, L., et al. 2004, *A&A*, 422, 129
- Meynadier, F., Heydari-Malayeri, M., & Walborn, N. 2005, *A&A*, accepté

- Mezger, P., Altenhoff, W., Schraml, J., et al. 1967, *ApJL*, L137
- Morgan, D. H. 1984, *MNRAS*, 208, 633
- Morgan, W. W. & Keenan, P. C. 1973, *ARA&A*, 11, 29
- Morgan, W. W., Keenan, P. C., & Kellman, E. 1943, *An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification* (Chicago, Ill., The University of Chicago press [1943])
- Morse, J. A., Davidson, K., Bally, J., et al. 1998, *AJ*, 116, 2443
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p.)
- Ostrov, P. G. 2002, *MNRAS*, 336, 309
- Owocki, S. 2004, *EAS Publications Series, Volume 13, 2004, Evolution of Massive Stars, Mass Loss and Winds*, held in Aussois and Oléron, France, October 13-18, 2002 and October 6-10, 2003. Edited by M. Heydari-Malayeri, Ph. Stee and J.-P. Zahn, pp.163-250, 13, 163
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1993, *ApJ*, 418, 414
- Peña, M., Hamann, W.-R., Ruiz, M. T., Peimbert, A., & Peimbert, M. 2004, *A&A*, 419, 583
- Rauw, G., De Becker, M., Nazé, Y., et al. 2004, *A&A*, 420, L9
- Richardson, W. H. 1972, *Optical Society of America Journal*, 62, 55
- Rubio, M., Roth, M., & Garcia, J. 1992, *A&A*, 261, L29
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sanduleak, N. 1969, *AJ*, 74, 877
- Sanduleak, N. 1970, *Contributions from the Cerro Tololo Inter-American Observatory*, 89
- Sanduleak, N., MacConnell, D. J., & Philip, A. G. D. 1978, *PASP*, 90, 621
- Shannon, C. 1949, *Proc. I. R. E.*, 37, 10
- Shapley, H. 1940, *Harvard College Observatory Bulletin*, 914, 8
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Stahler, S. W., Palla, F., & Ho, P. T. P. 2000, *Protostars and Planets IV*, 327
- Stetson, P. B. 1987, *PASP*, 99, 191
- Stothers, R. B. 1992, *ApJ*, 392, 706
- Strömgren, B. 1939, *ApJ*, 89, 526

- Tan, J. C. 2003, in ASP Conf. Ser. 287 : Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum, 207–218
- Tenorio-Tagle, G., Yorke, H. W., & Bodenheimer, P. 1979, *A&A*, 80, 110
- Testor, G. 2001, *A&A*, 372, 667
- Testor, G. & Pakull, M. 1985, *A&A*, 145, 170
- Ulmer, A. & Fitzpatrick, E. L. 1998, *ApJ*, 504, 200
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, 460, 914
- van der Hucht, K. A. 1996, Past and present classification of hot massive stars (Wolf-Rayet stars in the framework of stellar evolution), 1
- Vanbeveren, D., De Loore, C., & Van Rensbergen, W. 1998, *ARA&A*, 9, 63
- Walborn, N. R. 1971, *ApJL*, 167, L31+
- Walborn, N. R. 1979, in IAU Colloq. 47 : Spectral Classification of the Future, 337
- Walborn, N. R. 1986, in IAU Symp. 116 : Luminous Stars and Associations in Galaxies, 185–196
- Walborn, N. R. & Blades, J. C. 1997, *ApJS*, 112, 457
- Walborn, N. R. & Fitzpatrick, E. L. 1990, *PASP*, 102, 379
- Walborn, N. R. & Fitzpatrick, E. L. 2000, *PASP*, 112, 50
- Walborn, N. R., Howarth, I. D., Lennon, D. J., et al. 2002a, *AJ*, 123, 2754
- Walborn, N. R., Maíz-Apellániz, J., & Barbá, R. H. 2002b, *AJ*, 124, 1601
- Walborn, N. R. & Parker, J. W. 1992, *ApJL*, 399, L87
- Walker, A. R. 1983, *MNRAS*, 203, 25
- Weigelt, G., Albrecht, R., Barbieri, C., et al. 1991, *ApJL*, 378, L21
- Weigelt, G. & Baier, G. 1985, *A&A*, 150, L18
- Whiteoak, J. B. & Gardner, F. F. 1986, *MNRAS*, 222, 513
- Wolfire, M. G. & Cassinelli, J. P. 1987, *ApJ*, 319, 850
- Yorke, H. W. & Sonnhalter, C. 2002, *ApJ*, 569, 846
- Zinnecker, H. & Bate, M. R. 2002, in ASP Conf. Ser. 267 : Hot Star Workshop III : The Earliest Phases of Massive Star Birth, 209–+
- Zombeck, M. 1990, *Handbook of Astronomy and Astrophysics*, 2nd edn. (Cambridge University Press)



RÉSUMÉ : Cette thèse est consacrée à l'étude des «blobs à haute excitation» (HEBs), phase caractéristique de la formation des étoiles massives, encore mal connue. Ces objets sont des régions H II compactes des Nuages de Magellan, observables dans le domaine optique. Par le biais d'observations à haute résolution angulaire (*HST*, ainsi que restauration d'images de télescopes au sol), j'ai mis en évidence les différentes populations stellaires associées aux blobs. Des observations proche-IR (VLT) m'ont également permis de sonder l'environnement extrêmement hétérogène de ces objets. De plus, une étude spectroscopique m'a permis de définir une nouvelle catégorie de ces objets : les blobs à faible excitation (LEBs). Cet ensemble de données m'a permis de mener une étude détaillée de plusieurs propriétés physiques de ces objets et souligne l'intérêt de leur étude avec les instruments en cours de réalisation (ALMA, JWST, etc.).

MOTS-CLÉS : étoiles massives, formation stellaire, région H II, High Excitation Blobs, Nuages de Magellan

SUMMARY : This thesis is devoted to the study of «High Excitation Blobs» (HEBs). This class of object corresponds to a characteristic phase of massive star formation, which remains uncompletely explained. HEBs are compact H II regions, observed in visible wavelength in the Magellanic Clouds. Using high angular resolution observations (*HST* and restored ground-based data), I have determined what stellar population are associated with blobs. NIR observations (VLT) allowed to probe the very heterogeneous environment of these objects. Moreover, a spectroscopic study led me to the definition of a new category of objects : Low Excitation Blobs (LEBs). The whole dataset allowed a thorough study of some of the physical properties of blobs and highlights the interest of studying them with future instruments (ALMA, JWST, etc.).

KEYWORDS : Massive star, Star formation, H II region, High Excitation Blobs, Magellanic Clouds