

Le phénomène Wolf-Rayet au sein des étoiles chaudes de  
populations I et II: histoire des vents stellaires et impact  
sur la structure nébulaire circumstellaire

par

Yves Grosdidier

Thèse de doctorat effectuée en cotutelle

au

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Université de Montréal

et à

L'Observatoire astronomique de Strasbourg

Université Louis Pasteur, Strasbourg, France

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures de  
l'Université de Montréal en vue de l'obtention du grade de

Philosophiæ Doctor (Ph.D.) en physique

et à

l'Université Louis Pasteur en vue de l'obtention du grade de Docteur  
de l'Université Louis Pasteur en astrophysique

Novembre, 2000

© Yves Grosdidier, 2000



QC

3

N54

2001

N.001

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures  
et  
Observatoire astronomique de Strasbourg  
Université Louis Pasteur, Strasbourg

Cette thèse intitulée:

**Le phénomène Wolf-Rayet au sein des étoiles chaudes de  
populations I et II: histoire des vents stellaires et impact  
sur la structure nébulaire circumstellaire**

présentée et soutenue à l'Université de Montréal par:

**Yves Grosdidier**

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Serge Demers,	président-rapporteur (Univ. de Montréal)
Anthony F.J. Moffat,	directeur de recherche (Univ. de Montréal)
Agnès Acker,	codirectrice (Obs. de Strasbourg)
Joachim Köppen,	membre du jury (Obs. de Strasbourg)
Kenneth G. Gayley,	examineur externe (Univ. of Iowa)

Thèse acceptée le: .....

## SOMMAIRE

Les spectres des étoiles Wolf-Rayet pop. I (WR) présentent de larges raies en émission dues à des vents stellaires chauds en expansion rapide ( $v_\infty \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ ). Le *modèle standard* des étoiles WR reproduit qualitativement le profil général et l'intensité des raies observées. Mais la spectroscopie intensive à moyenne résolution de ces étoiles révèle l'existence de variations stochastiques dans les raies (sous-pics mobiles en accélération; échelles de temps: environ  $10^{1-2} \text{ min}$ ). Ces variations ne sont pas comprises dans le cadre du modèle standard et suggèrent une *fragmentation* intrinsèque des vents. Cette thèse de doctorat présente une étude de la variabilité des raies spectrales en émission des étoiles WR pop. II; la question de l'impact d'un vent WR fragmenté sur le milieu circumstellaire est aussi étudiée: **1)** à partir du suivi spectroscopique intensif des raies CIII $\lambda$ 5696 et CIV $\lambda$ 5801/12, nous analysons *quantitativement* (via le calcul des Spectres de Variance Temporelle) les vents issus de 5 étoiles centrales de nébuleuses planétaires (NP) galactiques présentant le phénomène WR; **2)** nous étudions l'impact de la fragmentation des vents issus de deux étoiles WR pop. I sur le milieu circumstellaire via: i) l'imagerie IR (NICMOS2-HST) de WR 137, et ii) l'imagerie H $\alpha$  (WFPC2-HST) et l'interférométrie Fabry-Perot H $\alpha$  (SIS-CFHT) de la nébuleuse M 1-67 (étoile centrale: WR 124). Les principaux résultats sont les suivants:

**VENTS WR POP. II: (1)** Nous démontrons la variabilité spectroscopique intrinsèque des vents issus des noyaux de NP HD 826 ([WC 8]), BD +30° 3639 ([WC 9]) et LSS 3169 ([WC 9]), observés durant respectivement 22, 15 et 1 nuits, et rapportons des indications de variabilité pour les noyaux [WC 9] HD 167362 et He 2-142. Les variabilités de HD 826 et BD +30° 3639 apparaissent parfois plus soutenues ("bursts" qui se maintiennent durant plusieurs nuits);

(2) La cinématique des sous-pics de BD +30° 3639 suggère une *anisotropie* transitoire de la distribution des fragments dans le vent; (3) *Le phénomène WR apparaît purement atmosphérique*: la cinématique des sous-pics, les amplitudes et les échelles de temps caractéristiques des variations, ainsi que les accélérations observées sont similaires pour les deux populations. Mais, pour HD 826, une accélération maximale de  $\approx 70 \text{ m s}^{-2}$  est détectée, valeur significativement plus importante que celles rapportées pour les autres étoiles WR pop. I & II ( $\approx 15 \text{ m s}^{-2}$ ). La petitesse du rayon de HD 826 en serait la cause; (4) Comme pour les WR pop. I, de grands paramètres  $\beta \gtrsim 3-10$  sont requis pour ajuster les accélérations observées avec une loi de vitesse de type  $\beta$ . La loi  $\beta$  sous-estime systématiquement les gradients de vitesse au sein de la région de formation de la raie CIII $\lambda$ 5696; (5) Les vents WR pop. II étant fragmentés, l'estimation des taux de perte de masse actuels à partir de méthodes supposant les atmosphères homogènes conduit à une surestimation i) des taux de perte de masse eux-mêmes, et ii) des masses initiales des étoiles avant qu'elles n'entrent dans la phase WR.

**IMPACT DES VENTS:** (1) Au périastre, de la poussière est détectée dans l'environnement de la binaire WC+OB WR 137. La formation de poussières est soit facilitée, soit provoquée par la collision des deux vents chauds; le rôle capital de la fragmentation des vents (fournissant une compression localisée supplémentaire du plasma) est suggéré; (2) La nébuleuse M 1-67 affiche une interaction avec le milieu interstellaire (MIS) non-négligeable ("bow-shock"). Les champs de densité et de vitesse sont très perturbés. Ces perturbations sont reliées, d'une part, à l'histoire des vents issus de WR 124 durant sa propre évolution, d'autre part, à l'interaction avec le MIS. Les fonctions de structure des champs de densité et de vitesse de M 1-67 ne révèlent aucun indice en faveur d'une turbulence au sein de la nébuleuse; (3) Des simulations *hydrodynamiques* 2D réalisées avec le code ZEUS-3D montrent qu'un fragment dense formé près du coeur hydrostatique stellaire ne peut probablement pas, sans adjoindre les effets de bouclier et de confinement radiatifs, atteindre des distances nébulaires.

## TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE . . . . .	iii
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	v
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xiv
LISTE DES FIGURES . . . . .	xv
LISTE DES ABRÉVIATIONS . . . . .	xxi
REMERCIEMENTS . . . . .	xxiii
AVANT-PROPOS . . . . .	xxvi
0.1 Les étoiles chaudes et lumineuses . . . . .	xxvi
0.2 Perte de masse par vents stellaires . . . . .	xxviii
0.3 L'espace influencé par les vents stellaires chauds . . . . .	xxx
0.4 Perspective de cette thèse . . . . .	xxxii
0.5 Structure de la thèse . . . . .	xxxiv
CHAPITRE 1: Panorama observationnel: les étoiles chaudes, leurs nébuleuses éjectées . . . . .	1
1.1 Les étoiles chaudes . . . . .	2
1.2 Les nébuleuses: difficultés inhérentes . . . . .	6

1.3	Les étoiles Wolf-Rayet massives . . . . .	7
1.3.1	La classification spectroscopique des WR . . . . .	8
1.3.2	Statut évolutif des WR . . . . .	10
1.4	Les noyaux de nébuleuses planétaires . . . . .	14
1.4.1	Statut évolutif des ECNP . . . . .	15
1.4.1.1	De la séquence principale à la branche des géantes rouges . . . . .	16
1.4.1.2	De la branche des géantes rouges au stade AGB	17
1.4.1.3	Phases post-AGB . . . . .	19
1.4.2	Classification spectrale des noyaux de nébuleuses plané- taires . . . . .	19
1.4.2.1	Les noyaux [WC] . . . . .	20
1.4.2.2	Les [WC] comparées aux autres ECNP, leur évolu- tion . . . . .	21
1.5	Voisinages des étoiles présentant le phénomène WR . . . . .	24
1.5.1	Des vents fragmentés . . . . .	24
1.5.2	Des vents stratifiés . . . . .	30
1.5.3	Morphologie des nébuleuses entourant les étoiles WR et les ECNP . . . . .	31
1.6	Notions sur les vents des étoiles O et LBV . . . . .	34
1.7	Programme de notre étude et objets sélectionnés . . . . .	37

CHAPITRE 2: Les vents rapides et chauds, leurs inhomogénéités: aspects théoriques et observationnels . . . . .	44
2.1 Des vents supersoniques et compressibles . . . . .	44
2.2 L'approche Coeur-Halo . . . . .	46
2.3 Vent stationnaire et homogène . . . . .	48
2.3.1 Vents optiquement minces, la théorie CAK . . . . .	49
2.3.1.1 Principe du modèle CAK . . . . .	49
2.3.1.2 Les hypothèses du modèle CAK . . . . .	50
2.3.1.3 L'approximation de Sobolev . . . . .	53
2.3.1.4 Traitement simpliste de l'accélération radiative . . . . .	54
2.3.1.5 Quintessence de la théorie CAK . . . . .	56
2.3.1.6 Succès et échecs de la théorie CAK . . . . .	59
2.3.2 Vent de type $\beta$ . . . . .	65
2.3.3 Vents optiquement épais, le modèle standard des WR . . . . .	65
2.4 Vent homogène perturbé, les instabilités radiatives . . . . .	68
2.4.1 Champ radiatif sans composante diffuse . . . . .	69
2.4.2 Champ radiatif avec composante diffuse . . . . .	71
2.4.3 Simulations hydrodynamiques unidimensionnelles de vents instables . . . . .	74
2.5 Des vents turbulents ? . . . . .	76

2.5.1	Turbulences macro- et microscopiques des vents WR . . .	77
2.5.2	Instabilité Rayleigh-Taylor du vent . . . . .	79
2.5.3	Turbulence supersonique vs. subsonique . . . . .	80
CHAPITRE 3: Wind fluctuations observed for the [WC 9] nucleus of the		
	planetary nebula BD +30°3639 . . . . .	82
3.1	Introduction . . . . .	83
3.2	Observations . . . . .	83
3.3	Results and discussion . . . . .	84
3.4	Conclusions . . . . .	87
RÉFÉRENCES . . . . .		88
CHAPITRE 4: Turbulent outflows from [WC]-type nuclei of planetary		
	nebulae. I. BD +30° 3639 and other [WC 9–10] stars . . . . .	89
4.1	Introduction . . . . .	90
4.1.1	Hot stars showing the Wolf-Rayet phenomenon . . . . .	90
4.1.2	Fragmented, radiatively driven winds . . . . .	91
4.2	Observations and data reduction . . . . .	93
4.3	The [WC 9] central star of He 2-438: BD +30° 3639 . . . . .	96
4.3.1	Introduction . . . . .	96
4.3.2	Results . . . . .	98
4.3.2.1	Line profile variations . . . . .	98

4.3.2.2	Level of variability . . . . .	103
4.3.2.3	Kinematics of the subpeaks . . . . .	108
4.3.2.4	Kinematics of the subpeaks: comparison with the $\beta$ -velocity field . . . . .	112
4.3.2.5	The velocity gradient in the line formation region	116
4.4	Other program stars . . . . .	119
4.4.1	The [WC 9] nucleus of He 2-99 . . . . .	119
4.4.2	The [WC 9] nucleus of He 2-142 . . . . .	120
4.4.3	The [WC 9–10] nucleus of Sw St 1 . . . . .	124
4.5	Discussion . . . . .	124
4.6	Conclusion . . . . .	127
	RÉFÉRENCES . . . . .	130
	CHAPITRE 5: Turbulent outflows from [WC]-type nuclei of planetary nebulae. II. The [WC 8] central star of NGC 40 . . . . .	134
5.1	Introduction . . . . .	136
5.1.1	Central stars of planetary nebulae showing the Wolf-Rayet phenomenon . . . . .	136
5.1.2	Fragmented, radiatively driven winds . . . . .	139
5.1.3	Probing the turbulent structure of [WC] winds: observation strategy . . . . .	140

5.1.4	The [WC 8] central star of the planetary nebula NGC 40: HD 826 . . . . .	141
5.2	Observations and data reduction . . . . .	142
5.3	Results . . . . .	145
5.3.1	Line profile variations . . . . .	145
5.3.2	Level of variability . . . . .	150
5.3.3	Kinematics of the CIII $\lambda$ 5696 subpeaks . . . . .	154
5.3.4	The velocity gradient in the line formation region . . . . .	159
5.4	Discussion and conclusion . . . . .	160
	RÉFÉRENCES . . . . .	166
	CHAPITRE 6: Dust Formation in the Hot Massive Binary HD 192641 = WR 137 (WC7 + OB) . . . . .	169
6.1	Introduction . . . . .	170
6.2	Observations . . . . .	171
6.3	Results . . . . .	172
6.4	Discussion . . . . .	181
6.5	Conclusions . . . . .	188
	RÉFÉRENCES . . . . .	190
	CHAPITRE 7: Les nébulosités circumstellaires, leur fragmentation . . . . .	193
7.1	Phase d'expansion libre . . . . .	195

7.2	Intervention des instabilités hydrodynamiques . . . . .	197
CHAPITRE 8: HST-WFPC2/H $\alpha$ Imagery of the Nebula M1-67: A Clumpy		
	LBV Wind Imprinting Itself on the Nebular Structure? . . . . .	201
8.1	Introduction . . . . .	202
8.1.1	Nebulae ejected by hot stars . . . . .	202
8.1.2	The nebula M1-67 . . . . .	204
8.2	Observations and data reduction . . . . .	205
8.3	Preliminary results . . . . .	206
8.4	Discussion . . . . .	211
RÉFÉRENCES . . . . .		216
CHAPITRE 9: HST Imagery and CFHT Fabry-Perot 2-D Spectroscopy		
	in H $\alpha$ of the Ejected Nebula M1-67: Turbulent Status . . . . .	218
9.1	Introduction . . . . .	220
9.1.1	Nebulae Ejected by Hot Stars . . . . .	220
9.1.2	Turbulence in Ejected Nebulae and HII Regions . . . . .	222
9.2	The Nebula M1-67 and its Central Star WR124 . . . . .	224
9.3	Observations and Data Reduction . . . . .	228
9.3.1	HST Imagery . . . . .	228
9.3.2	Fabry-Perot Interferometry . . . . .	229
9.4	The Turbulent Status of M1-67 . . . . .	231

9.4.1	HST Imagery: Wavelets for Structure Function Analysis	231
9.4.1.1	Method . . . . .	231
9.4.1.2	Tests on Artificial 2D Fractal Signals . . . . .	232
9.4.1.3	Results on the HST/H $\alpha$ Deep Image of M1-67 . . . . .	237
9.4.2	CFHT Fabry-Perot Data: Structure Function Analysis . . . . .	247
9.4.2.1	General Results on the Velocity Field . . . . .	247
9.4.2.2	Structure Function Analysis of the Velocity Field . . . . .	254
9.5	Discussion and Conclusion . . . . .	256
RÉFÉRENCES . . . . .		259
CHAPITRE 10: Vents stellaires chauds et nébuleuses éjectées des étoiles		
chaudes: nécessaire inclusion des phénomènes radiatifs dans les simulations		
hydrodynamiques . . . . .		
		263
10.1	Nébuleuses éjectées des étoiles massives et analogie avec la formation	
	des nébuleuses planétaires . . . . .	264
10.1.1	Introduction . . . . .	264
10.1.2	Structure des vents et modèle de VSI . . . . .	266
10.2	Structure fine des vents stellaires et structure fine des nébuleuses	
	éjectées: phénomènes radiatifs . . . . .	268
10.2.1	Instabilités radiatives dans un vent accéléré radiativement . . . . .	268
10.2.2	Survie des inhomogénéités du vent loin de l'étoile centrale . . . . .	271
10.3	Conclusions . . . . .	275

	xiii
RÉFÉRENCES . . . . .	278
CHAPITRE 11: Conclusions . . . . .	280
11.1 Synthèse des résultats . . . . .	280
11.1.1 Variabilité des vents WR pop. II tardifs . . . . .	281
11.1.2 Impact de la fragmentation des vents sur le milieu circumstellaire ou nébulaire . . . . .	285
11.2 Projets futurs . . . . .	287
APPENDICE A: Relation entre l'accélération et la vitesse radiales pour un vent de type $\beta$ . . . . .	xxxvi
APPENDICE B: Accélération maximale au sein d'un vent de type $\beta$ . . . . .	xxxvii
APPENDICE C: Durée d'exposition optimale des clichés spectroscopiques et échelle de temps caractéristique des variations stochastiques . . . . .	xxxix
C.1 Calcul du profil résultant . . . . .	xxxix
C.2 Exemple . . . . .	xli
RÉFÉRENCES . . . . .	xlii

## LISTE DES TABLEAUX

I	Classification spectroscopique des WR massives, Population I . . .	11
II	Classification spectroscopique des WC Population II . . . . .	22
III	Étude des vents WR pop. II tardifs: objets du programme . . .	42
IV	Étude de l'impact des vents stellaires sur le milieu circumstellaire: objets du programme . . . . .	43
V	Milieus sub- et supersoniques typiques . . . . .	47
VI	Sample of observed central stars of planetary nebulae and log of spectroscopic observations (Paper I) . . . . .	94
VII	Log of spectroscopic observations of NGC 40's central star (Paper II) . . . . .	143

## LISTE DES FIGURES

1	Les étoiles chaudes et lumineuses dans le diagramme H-R . . . . .	5
2	Sous-pics mobiles de la raie CIII $\lambda$ 5696 de l'étoile WR pop. I WR135 (WC8) . . . . .	25
3	La forme des raies d'émission selon la distance à l'étoile . . . . .	32
4	Le rapport $v_{\infty}/v_{lib}$ observé en fonction de $T_{eff}$ (1982) . . . . .	61
5	Le rapport $v_{\infty}/v_{lib}$ observé en fonction de $T_{eff}$ (1995) . . . . .	62
6	Relation $\dot{M}$ vs. $L_{*}$ , observée et prédite par CAK . . . . .	63
7	Illustration de la formation de la force radiative dans un vent chaud	72
8	Illustration de la formation des forces radiatives dans un vent chaud avec diffusion des photons . . . . .	73
9	BD +30° 3639: CIII-569.6 nm residuals in two nights of OHP data (resolution 11000); 1996 May . . . . .	85
10	BD +30°3639 mean spectrum and the computed square root of the TVS; 1996 May . . . . .	86
11	A typical normalized spectrum of BD +30° 3639 . . . . .	99
12	Residuals from the mean of CIII $\lambda$ 5696 in BD +30° 3639 for 1997 July, 26 and 27 . . . . .	101

13	Grayscale plots for BD +30° 3639 of CIII $\lambda$ 5696 residuals for 14 nights . . . . .	102
14	BD +30° 3639 nightly mean spectra and the computed square root of the TVSs, for 6 nights . . . . .	106
15	BD +30° 3639: Kinematics in the form of projected mean acceleration vs projected mean velocity for each subpeak/gap on top of the CIII $\lambda$ 5696 emission line (85 points) . . . . .	110
16	Same as Figure 15: here, we use our $v_\infty$ value and guess a stellar radius of 1 $R_\odot$ for BD +30° 3639 . . . . .	115
17	BD +30° 3639: Relative error on $dv/dr$ , $\sigma(dv/dr)/(dv/dr)$ , as a function of $dv/dr$ for the blobs in figure 15 . . . . .	117
18	BD +30° 3639: Frequency distribution of the $dv/dr$ values . . . . .	118
19	Time-series of the CIII $\lambda$ 5696 emission line in He 2-99 for 1997 June, 27-30, and 1997 July 1-2 . . . . .	121
20	He 2-99 mean spectrum (solid line) and the computed square root of the TVS (dashed line), both calculated with 16 individual spectra for 1997 June-July run . . . . .	122
21	Two consecutive spectra showing the CIII $\lambda$ 5696 emission line in He 2-142 for 1997 June, 27 . . . . .	123
22	Two consecutive spectra showing the CIII $\lambda$ 5696 emission line in Sw St 1 for 1997 June, 27 . . . . .	125
23	HD 826 typical normalized spectrum indicating the most obvious emission or absorption features . . . . .	146

24	Residuals from the mean of CIII $\lambda$ 5696 in HD 826 for 1996 November, 16 and 17 . . . . .	148
25	Grayscale plots for HD 826 of CIII $\lambda$ 5696 & CIV $\lambda$ 5801/12 residuals for 22 nights . . . . .	149
26	HD 826 nightly mean spectra and the computed square root of the TVSSs, for 6 nights . . . . .	151
27	HD 826 nightly mean spectra and the computed square root of the TVSSs, for 6 other nights . . . . .	152
28	HD 826: Kinematics in the form of projected mean acceleration vs projected mean velocity for each subpeak/gap on top of the CIII $\lambda$ 5696 emission line (120 points) . . . . .	156
29	HD 826: Kinematics in the form of projected mean acceleration vs projected mean velocity for each subpeak/gap on top of the CIII $\lambda$ 5696 emission line for $\beta = 1$ . . . . .	158
30	Relative error on $dv/dr$ , $\sigma(dv/dr)/(dv/dr)$ , as a function of $dv/dr$ for the blobs in figure 28 . . . . .	161
31	HD 826: Frequency distribution of the $dv/dr$ values . . . . .	162
32	The original reduced images of WR 137 (left panel) and WR 138 (PSF, right panel) taken in the H' and K' filters . . . . .	173
33	The K (upper panel) and H (middle panel) light curves of WR 137 at the 1984 periastron passage . . . . .	175
34	The maximum-entropy restored, factor-of-3 subsampled images of WR 137: grayscales show the 1998 H' and K' log-scaled observations . . . . .	176

35	The H' and K' 1997 long-exposure images of WR 137 after direct PSF subtraction . . . . .	178
36	The mass distribution of the dust as derived from the K' 1997–1998 images of WR 137 . . . . .	182
37	Sketch of the 1997–1998 dust formation episode in WR 137 in two different views . . . . .	185
38	Structure en double choc d'une bulle soufflée par un vent . . . . .	196
39	Géométrie locale de l'instabilité de Vishniac . . . . .	199
40	Évolution d'une coquille soufflée par un vent WR . . . . .	200
41	Deep WFPC2/H $\alpha$ log-scale image of M1-67 . . . . .	207
42	Enlargement of the inner part of the nebula M1-67 . . . . .	210
43	The projected radial distribution of the azimuthally-averaged F656N/H $\alpha$ surface brightness of M1-67 . . . . .	212
44	Deep WFPC2/H $\alpha$ log-scale image of M1-67 from 4 combined exposures totalling $\approx$ 3 hours. The field stars have been subtracted out (enlargement of Figure 1 from Grosdidier <i>et al.</i> 1998). . . . .	227
45	Artificial fractal signal with $H = 0.05$ (upper panel), along with a horizontal cut in the middle of the image (lower panel). . . . .	234
46	Artificial fractal signal with $H = 0.475$ (upper panel), along with a horizontal cut in the middle of the image (lower panel). . . . .	235
47	Artificial fractal signal with $H = 0.90$ (upper panel), along with a horizontal cut in the middle of the image (lower panel). . . . .	236

48	Persistence parameter retrieval for $H = 0.05$ (cf. Figure 45). . .	238
49	Persistence parameter retrieval for $H = 0.475$ (cf. Figure 46). . .	239
50	Persistence parameter retrieval for $H = 0.90$ (cf. Figure 47). . .	240
51	Structure function analysis of the signal shown in Figure 45. . .	241
52	Structure function analysis of the signal shown in Figure 46. . .	242
53	Structure function analysis of the signal shown in Figure 47. . .	243
54	Wavelet coefficients of M1-67 at the scale $11.3''$ . The orientation of the image is the same as of Figure 44. . . . .	244
55	Wavelet coefficients of M1-67 at the scale $0.3''$ . The orientation of the image is the same as of Figure 44. . . . .	245
56	Structure function analysis of M1-67. The quantities $\langle  \Delta f(r) ^p \rangle$ are plotted down to the angular resolution of HST, for $p = 1$ and $2$ . . . . .	248
57	Structure function analysis of M1-67. The corresponding $\zeta(p)$ function demonstrating the multi-affinity of M1-67. . . . .	249
58	Maps of the CFHT/OSIS- $H\alpha$ intensity in M1-67 for the heliocentric radial velocities (in $\text{km s}^{-1}$ ) indicated in the upper righthand corners. . . . .	250
59	Velocity map of M1-67 for the heliocentric radial velocities of the 'red' component. . . . .	252
60	M 1-67: The distribution of the measured velocity centroids of the red component. . . . .	253
61	The second-order velocity structure function of M1-67. . . . .	255

62	Variations radiales de la vitesse et du logarithme de la densité d'un vent accéléré radiativement . . . . .	270
63	Évolution de la densité d'un globule plus dense et plus lent que le vent ambiant d'une étoile chaude . . . . .	273
64	Graphe de la fonction $k(\beta)$ . . . . .	xxxviii

## LISTE DES ABRÉVIATIONS

<b>AGB</b>	<i>Asymptotic Giant Branch</i>	<b>NWR</b>	Nébuleuse entourant une étoile WR
<b>BAG</b>	Branche Asymptotique des Géantes	<b>OHP</b>	Observatoire de Haute-Provence
<b>BSG</b>	<i>Blue Supergiant</i>	<b>OMM</b>	Observatoire du Mont Mégantic
<b>CAK</b>	Castor, Abbott & Klein	<b>PA</b>	<i>Position Angle</i>
<b>CDA</b>	Composante Discrète en Absorption	<b>PN</b>	<i>Planetary Nebula</i>
<b>CFHT</b>	<i>Canada-France-Hawaii Telescope</i>	<b>RN</b>	<i>Ring Nebula</i>
<b>ECNP</b>	Étoile Centrale de NP	<b>RSG</b>	<i>Red Supergiant</i>
<b>ETL</b>	Équilibre Thermodynamique Local	<b>R-T</b>	Rayleigh-Taylor
<b>H-D</b>	Humphreys-Davidson	<b>SN</b>	Supernova
<b>H-R</b>	Hertzsprung-Russell	<b>SP</b>	Séquence Principale
<b>HST</b>	<i>Hubble Space Telescope</i>	<b>TCFH</b>	Télescope Canada-France-Hawaï
<b>IR</b>	Infrarouge	<b>TVS</b>	<i>Temporal Variance Spectrum</i>
<b>ISM</b>	<i>Interstellar Medium</i>	<b>VSI</b>	Vents Stellaires en Interaction
<b>ISW</b>	<i>Interacting Stellar Winds</i>	<b>WCE, WCL</b>	<i>WC Early, WC Late</i>
<b>LBV</b>	<i>Luminous Blue Variable</i>	<b>WELS</b>	<i>Weak Emission Line Star</i>
<b>MIS</b>	Milieu Interstellaire	<b>WFPC2</b>	<i>Wide Field/Planetary Camera 2</i>
<b>MS</b>	<i>Main Sequence</i>	<b>WNE, WNL</b>	<i>WN Early, WN Late</i>
<b>NA</b>	Nébuleuse Annulaire	<b>WR</b>	Wolf-Rayet
<b>NICMOS2</b>	<i>Near Infrared Camera Multi-Object Spectrometer 2</i>	<b>ZAMS</b>	<i>Zero Age Main Sequence</i>
<b>NP</b>	Nébuleuse Planétaire		

*À Chantal.*

«Tu ne peux pas te relire, mais tu peux signer. »

René Char, *in* «Feuillets d'Hypnos», strophe 96

«Ce que je connais le mieux ce sont les côtelettes, parce que je les mange.»

Salvador Dalí

## REMERCIEMENTS

Je tiens en premier lieu à remercier mes directeurs de thèse, Agnès Acker et Tony Moffat, pour leur excellent encadrement, ainsi que pour l'ensemble des moyens qu'ils ont mis à ma disposition tout au long de ce travail. Leur bonne humeur, leur enthousiasme, sans oublier leurs soutiens nombreux et indéfectibles (aussi bien financiers que moraux), ont été salvateurs en de nombreuses circonstances.

Ce projet de thèse a également largement bénéficié de fructueuses discussions avec, dans le désordre, Gilles Joncas (Université Laval, Québec), Sergey Marchenko (Université de Montréal, ci-après "UdM"), Guillermo García-Segura (UNAM, Ensenada, Mexique), Stan Owocki (University of Delaware, Newark, États-Unis), Sébastien Blais-Ouellette (Institute of Geophysics & Planetary Physics, LLNL, Livermore, États-Unis), Thierry Morel (Imperial College, Londres, Grande-Bretagne), Rubens Freire-Ferrero (Observatoire de Strasbourg, France), Jean-Luc Vergely (Obs. de Strasbourg), Tony Davis (GSFC, Los Alamos, États-Unis), Mordecai-Mark Mac Low (Groupe d'astrophysique de l'American Museum of Natural History and Hayden Planetarium, New-York, États-Unis); qu'ils en soient ici vivement remerciés. Je remercie également tout particulièrement Guillermo García-Segura pour m'avoir, en outre, initié au code hydrodynamique ZEUS-3D.

Je remercie MM. Serge Demers (UdM), Ken Gayley (University of Iowa, Iowa City, États-Unis) ainsi que Joachim Köppen (Obs. de Strasbourg) de m'avoir fait l'honneur de composer mon jury de soutenance.

Je remercie l'Observatoire du mont Mégantic (Québec) et ses deux directeurs

successifs, MM. René Racine et Pierre Bastien, de m'avoir facilité l'accès à ce télescope lors de mes nombreuses missions d'observations spectroscopiques.

Je remercie Jean-Louis Halbwachs (responsable de l'équipe "Populations stellaires" de l'observatoire de Strasbourg) pour son accueil et les moyens qu'il a bien voulu mettre à ma disposition durant les quelques mois passés à Strasbourg. Je remercie Anne-Marie Hubert (DASGAL, Obs. de Paris-Meudon, France) pour son accueil et les moyens qu'elle a bien voulu mettre à ma disposition durant mes petits séjours à Paris. Je remercie aussi Anne-Marie Hubert et Michelle Floquet (DASGAL, Obs. de Paris-Meudon) pour leur enthousiasme à propos de notre projet, encore embryonnaire, d'observations spectroscopiques intensives d'étoiles de type Be.

Je remercie Henri Andriolat, Henri Reboul et Jean-Pierre Cordoni (Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier, France) pour avoir guidé mes premiers pas en astronomie, ainsi que pour leur enseignement.

Je remercie la Faculté des Études Supérieures (UdM), la Fondation J. Alexandre DeSève (UdM), et le ministère des Affaires Étrangères français pour leurs précieux soutiens financiers.

Je remercie aussi mes parents, mes soeurs et frères pour leurs soutiens et nombreux conseils prodigués durant l'ensemble de mes études scientifiques.

Une pensée particulière va aux ami(e)s que j'ai eu la chance de rencontrer durant ces quatre années à Montréal; ils ont pour beaucoup contribué à faire de mon séjour au Québec une expérience extrêmement enrichissante et plaisante. Je n'oublie pas non plus Jean-Louis Aroui (Département des Sciences du Langage de l'Université Paris VIII) pour nos encouragements mutuels concernant nos activités de recherches, pourtant bien différentes...

Enfin, je remercie du fond du coeur Chantal Bélanger, pour la patience et

la compréhension dont elle a fait preuve durant cette dernière année, angoissante et délicate à bien des égards. Cette thèse doit beaucoup aux nombreux encouragements qu'elle a bien voulu me donner dans les moments difficiles. Je lui suis infiniment reconnaissant de l'enthousiasme combattif qu'elle a su me communiquer, enthousiasme joint à son affection de tous les instants.

## AVANT-PROPOS

Dans cette thèse, nous tâchons de décrire l’environnement (ainsi que sa dynamique) d’une étoile “chaude”. L’expression “étoile chaude” renvoie certes à des classes distinctes d’objets stellaires mais, à l’instar de Kudritzki & Hummer<sup>1</sup> (1990), un même ensemble de processus physiques peut être dégagé et autorise une description globale. L’exercice est certainement présomptueux si l’on ne perd pas de vue la nature fragmentaire, incomplète, de nos connaissances sur cet encore relativement jeune sujet en plein développement. Ces choix, inévitablement personnels, se font probablement parfois au détriment de l’objectivité mais tentent d’esquisser notre perception présente — *i.e.* provisoire — du problème. Au risque d’énoncer une banalité, nous ne devons pas oublier que, nécessairement, ce n’est pas l’environnement d’une étoile chaude que nous allons décrire, mais seulement *l’idée* que nous nous en faisons présentement.

### 0.1 Les étoiles chaudes et lumineuses

Par étoile chaude, nous entendons une étoile galactique et quasi isolée (non-binaire rapprochée) de température effective  $T_{eff}$  (*i.e.* la température caractéristique de la photosphère) au moins égale à environ  $2 \times 10^4 K$  (pour comparaison, le Soleil est tel que  $T_{eff} \approx 5800 K$ ) dont la luminosité  $L_*$  (*i.e.* la puissance totale émise) surpasse d’au moins un facteur 100 la luminosité solaire. Cela étant, le cas des étoiles Naines Blanches (ou encore de certaines sous-naines) — bien que parfois chaudes — ne sera pas abordé en raison de leur très faible brillance

---

<sup>1</sup>Les références citées sont détaillées dans les dernières pages de la thèse.

intrinsèque et de la physique toute particulière requise pour leur étude.

Les observations ou les modèles nous apprennent que  $T_{eff}$  et  $L_*$  sont bornées supérieurement:  $T_{eff} \lesssim 10^5 K$ , et  $L_* \lesssim 10^6 L_\odot$ . En assimilant les étoiles à des corps noirs, leur luminosité n'est alors fonction que de leur température et rayon,  $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_{eff}^4$ ,  $\sigma$  étant la constante de Stefan. Pour les intervalles de températures et de luminosités sélectionnés, l'approximation du corps noir nous permet d'avoir une idée des dimensions des étoiles chaudes:

$$R_\odot \lesssim R_* = (T_\odot/T_{eff})^2 (L_*/L_\odot)^{1/2} R_\odot \lesssim 100 R_\odot.$$

Nous remarquerons qu'une étoile/corps-noir de température effective  $2 \times 10^4 K$  dont le rayon est  $1 R_\odot$  a une luminosité d'environ  $100 L_\odot$ . Des étoiles plus chaudes peuvent donc avoir un rayon plus petit pour une même luminosité minimale de  $10^2 L_\odot$ , et donc toujours satisfaire notre définition d'une étoile chaude. D'autre part, pour une température  $T_{eff} \geq 2 \times 10^4 K$  fixée, les étoiles les plus grosses sont également les plus lumineuses. Pour une température de  $2 \times 10^4 K$ , la limite de Humphreys-Davidson<sup>2</sup> (H-D; Humphreys & Davidson 1979) correspond à une luminosité critique ( $\sim 10^6 L_\odot$ ) qu'il n'est pas possible de grandement dépasser: les étoiles situées au-delà de la limite de H-D rayonnent beaucoup plus que leur luminosité d'Eddington et ne sont pas assez massives pour conserver leur structure gravitationnellement liée. Ainsi,  $\approx 100 R_\odot$  semble bien être une borne supérieure de la taille des étoiles chaudes les plus grosses.

Les étoiles dont nous parlons dans cette thèse ont une caractéristique commune: elles donnent toutes lieu à une *perte de masse* par le moyen de *vents stellaires rapides*: une "évaporation" des couches externes de ces étoiles à des vitesses de l'ordre de  $10^2$ - $3 \text{ km s}^{-1}$ . Les vents stellaires en expansion rapide

---

<sup>2</sup>La limite de H-D représente la luminosité maximale *observée* des supergéantes rouges, des étoiles lumineuses, bleues et variables et des supergéantes bleues.

sont décelables dans un grand domaine observationnel spectral, du régime radio jusqu'aux rayons X.

## 0.2 Perte de masse par vents stellaires

Le plasma atmosphérique des étoiles chaudes et lumineuses est de température suffisamment élevée pour que son opacité et sa densité de rayonnement permettent à la pression de radiation d'être supérieure aux forces de confinement gravitationnelles et, par suite, de générer un processus d'accélération de la matière vers l'extérieur. Brièvement, cette éjection de matière se comprend ainsi: les photons, outre de l'énergie, transportent de la quantité de mouvement; si le rayonnement de l'étoile est absorbé par la matière environnante et réémis de façon isotrope, l'impulsion des photons est tout de même transférée en moyenne vers l'extérieur aux absorbants puis, par collisions, au vent.

Ce phénomène se produit dans les étoiles chaudes, pour lesquelles la pression de radiation agit essentiellement par l'intermédiaire de raies de résonance qui, pour les éléments chimiques les plus abondants, sont toutes situées dans l'ultraviolet. Le calcul de la force radiative est très compliqué car il dépend de la composition chimique et de l'équilibre statistique dans le vent.

Le phénomène de résonance optique, tout comme les phénomènes de diffusion, se produit sans changement de fréquence. En revanche, sa sélectivité en fréquence est comparativement très grande: un atome (ou ion) absorbe certaines longueurs d'onde (seulement une partie de celles qu'il est capable d'émettre) et les restitue dans toutes les directions. Plus précisément, ce sont les longueurs d'onde associées aux transitions issues du niveau fondamental de l'ion considéré qui sont absorbées. Il en résulte une intensité dans la direction incidente fortement atténuée pour les longueurs d'ondes correspondantes. La résonance optique est comparable à un phénomène de fluorescence *sans* changement de fréquence (Cagnac & Pebay-Peyroula 1975).

L'absorption d'un photon UV augmente l'impulsion de l'ion absorbant d'un montant  $h\nu/c$ . Typiquement, cela conduit à une augmentation de  $20 \text{ cm s}^{-1}$  en vitesse, pour  $\lambda = 1000 \text{ \AA}$  et un ion de masse  $m_i = 20m_H$ . Si l'ion n'interagissait pas avec le plasma, sa vitesse atteindrait celle de la lumière après  $1.5 \times 10^9$  absorptions, au bout d'environ 1000 secondes. Mais l'interaction de Coulomb avec les autres ions et les électrons entraîne une redistribution de l'impulsion dans tout le gaz. La vitesse effectivement gagnée par l'ion est finalement  $\approx 2 \times 10^{-3} \text{ cm s}^{-1}$  seulement. Accélérer le gaz pour atteindre  $2000 \text{ km s}^{-1}$  demande en réalité  $10^{11}$  absorptions par ion. Une telle vitesse terminale  $v_\infty = 2000 \text{ km s}^{-1}$  est atteinte au-delà de quelques rayons stellaires, au bout de  $\sim 3R_*/v_\infty \sim 10^3$  secondes (si  $R_* = 1 R_\odot$ ). Une raie de résonance peut, par ce procédé, apporter une force d'accélération vers l'extérieur de 300 à 1000 fois plus intense que la force gravitationnelle.

Dans un tout autre contexte astrophysique, on pense que les phénomènes d'éjection dans les noyaux actifs de galaxies ou les quasars ont aussi pour origine la pression de radiation: la lumière intense émise par ces objets soumet la matière environnante à de très grandes pressions; on pense que les quasars présentant de profondes absorptions dans l'aile bleue de leurs raies d'émission possèdent des vents très rapides, la vitesse d'éjection pouvant atteindre  $65000 \text{ km s}^{-1}$  (Combes *et al.* 1991).

Il importe de remarquer que pour les étoiles froides (notamment les étoiles de types G, K et M dont la température de surface est inférieure à environ  $6000 \text{ K}$ ) la pression de radiation s'exerce en fait sur les grains de poussières entourant l'étoile. Les vents stellaires froids sont généralement animés de vitesses radiales d'expansion plutôt faibles ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ).

Enfin, la pression de radiation n'est pas le seul ingrédient physique susceptible

d'engendrer un vent. En effet, on peut invoquer d'autres processus non mutuellement exclusifs: un gradient de pression (c'est le cas du vent solaire; Parker 1958), ou bien une accélération d'origine mécanique par des ondes hydrodynamiques ou magnétohydrodynamiques (Holzer 1987).

Dans toute la suite, nous désignerons les vents stellaires accélérés radiativement par le rayonnement d'une étoile chaude par l'expression "vent stellaire chaud", conformément à l'usage courant.

### 0.3 L'espace influencé par les vents stellaires chauds

Nous pouvons distinguer deux régions (au moins) de l'espace où l'impact des vents stellaires chauds est significatif:

- Le "proche" voisinage de l'étoile: pour fixer les idées, cette région s'étend de la surface du coeur hydrostatique stellaire jusqu'à au moins  $\sim 10^2 - 10^3 R_*$   $\sim 10^{-6} - 10^{-3}$  pc  $\sim 10^7 - 10^{10}$  km (en considérant  $R_\odot \leq R_* \leq 100R_\odot$ ). La structure de cette région dépend essentiellement de la nature du vent rapide ( $\sim 10^3$  km s<sup>-1</sup>) observé présentement. La frontière externe de cette région est, pour nous, celle où le vent stellaire rapide a quasiment atteint sa vitesse asymptotique terminale et choque un vent stellaire antérieur plus lent ou bien le milieu interstellaire (MIS) lui-même. Cette frontière est mobile, le choc étant en expansion à une vitesse  $\approx 10^1 - 10^2$  km s<sup>-1</sup> (García-Segura 1994). La matière du vent lent (ou bien du MIS) chassée par le vent rapide forme une coquille circumstellaire définissant la frontière interne de la région suivante;

- Le voisinage "lointain": la nébulosité qui parfois est observable autour de l'étoile et dont le diamètre extérieur observé atteint  $\sim 0.1 - 10$  pc  $\approx 10^{12-14}$  km.

Le voisinage lointain voit sa structure essentiellement déterminée par l'interaction avec le MIS ambiant mais aussi par la collision des différents vents délivrés par l'étoile centrale au cours de son évolution.

Nous nous intéressons ici à une nébulosité *éjectée* par l'étoile centrale, ainsi il est important de préciser tout de suite que notre propos ne portera pas sur la nature et l'évolution du MIS associé à la naissance des étoiles: les régions HII et les nuages moléculaires qui leur sont associés. Les régions HII sont des nuages de gaz ionisés par la radiation ultraviolette d'une ou plusieurs étoiles chaudes situées à proximité ou à l'intérieur de ceux-ci. La morphologie des régions HII est certainement grandement structurée par l'influence des vents stellaires chauds (considérer, par exemple, la phase *Champagne* d'une région HII: Tenorio-Tagle, 1979; Bodenheimer *et al.*, 1979) mais ici c'est essentiellement le MIS qui est à l'origine des étoiles et non le contraire. Les régions HII ont généralement des morphologies et des champs de vitesse complexes, difficiles à appréhender dans la perspective historique des multiples régimes de vents délivrés par une seule étoile chaude: les éjectas stellaires connaissent ici une interaction avec le MIS ambiant beaucoup plus marquée et compliquée.

D'autre part, nous n'aborderons pas le cas particulier des étoiles binaires rapprochées. Au contraire des étoiles isolées, pour lesquelles il faut seulement considérer des causes internes à la perte de masse par production de vents stellaires, dans le cas de telles étoiles binaires il faut en outre tenir compte du potentiel gravitationnel du compagnon et de l'interaction des deux vents stellaires présents. Les étoiles binaires rapprochées mériteraient une étude complète pour elles seules.

## 0.4 Perspective de cette thèse

Nous nous concentrons sur deux classes d'objets exemplaires généralement considérées indépendamment:

- Les Nébuleuses Planétaires (NP) et leur étoile centrale (ECNP);
- Les étoiles Wolf-Rayet (WR) et les nébuleuses annulaires qui parfois les entourent (NWR).

En effet, la chronologie des vents délivrés par les étoiles chaudes correspondantes montre que l'étude de leurs voisinages stellaires peut être abordée de manière semblable, à tout le moins pour ce qui concerne les mécanismes déterminant la morphologie des structures gazeuses circumstellaires. De plus, parmi les étoiles chaudes, ces deux types d'étoiles sont relativement stables et possèdent les vents les plus puissants, ce qui facilite leur étude observationnelle. Pour ces deux classes d'objets, nous tâchons de décrire la structure et la dynamique des voisinages proches et lointains, et cherchons quelle influence peut avoir le premier sur le second. Idéalement, pour cette dernière question, il convient d'étudier des nébuleuses peu affectées par le MIS ambiant.

Ce sujet, vu sa complexité, ne se laisse pas décrire aisément par les modèles théoriques élaborés jusqu'à présent, notamment en raison des départs systématiques des écoulements laminaires vers des formes plus complexes de nature turbulente et stochastique. Ainsi la présentation des résultats théoriques n'est pas suffisante et ne peut qu'illustrer — c'est déjà un apport tout à fait appréciable — les facettes des nombreux phénomènes physiques potentiellement présents. De plus, compte tenu du fait que nous sommes souvent bien en peine d'évaluer les importances relatives des différents effets physiques recensés, on mesure l'immense intérêt des simulations hydrodynamiques et leur confrontation aux observations.

Cette thèse tente d'apporter un éclairage sur les conditions initiales de formation des NWR et des NP sur la base d'une telle double confrontation: observations originales des vents stellaires vs. modèles et simulations existants.

Pourquoi une telle étude est-elle importante ? Au-delà de leur beauté indiscutable, les nébuleuses éjectées d'étoiles chaudes peuvent contenir du matériel stellaire dont les abondances renseignent sur la nucléosynthèse stellaire elle-même. De plus, la distribution de l'énergie lumineuse stellaire dans l'ultraviolet lointain peut être connue en modélisant la photo-ionisation de la nébuleuse environnante et en tentant de reproduire les flux et rapports observés de raies nébulaires. L'étude des nébuleuses peut donc permettre un progrès dans notre connaissance des étoiles chaudes, surtout les étoiles chaudes à vents optiquement épais dont les paramètres physiques restent de nos jours très mal connus. Crowther *et al.* (1999) ont réalisé une telle approche dans le cas de la nébuleuse M 1-67, à partir de nos travaux présentés dans le chapitre 8.

En outre, nous verrons que les vents des étoiles chaudes sont *fragmentés* et *intermittents*. Ces dernières caractéristiques semblent générales, et vont à l'encontre des hypothèses simplificatrices de vents *homogènes* et *stationnaires* communément admises dans les modèles d'atmosphères de ces étoiles. Il importe donc d'étudier les processus qui sont à l'origine de cette fragmentation et d'évaluer son ampleur qui nous fait notamment *surestimer* les taux de perte de masse mesurés. Une meilleure connaissance de la fragmentation des vents chauds permettra également aux théoriciens de mieux contraindre leurs premières tentatives, récentes, de modélisation du phénomène. Une origine turbulente de cette fragmentation étant très suspectée, les étoiles à vents chauds constituent, de plus, un laboratoire naturel d'étude de la turbulence en milieu supersonique et compressible et, par conséquent, non descriptible par une phénoménologie non-compressible "classique" à la Kolmogorov.

Enfin, nous n'avons à présent aucune idée précise de l'impact d'un vent rapide

turbulent sur la morphologie des nébuleuses circumstellaires. Tout au plus nous pensons que, peut-être, la fragmentation ou la turbulence de ces dernières n'en sont que favorisées, mais cela reste encore à prouver et nécessite une étude approfondie.

## 0.5 Structure de la thèse

La thèse comprend essentiellement deux parties: la première traite de la *nature des vents stellaires chauds*, la deuxième traite de la *nature des nébuleuses éjectées des étoiles chaudes ou bien de leur milieu circumstellaire*.

Le chapitre 1 contient une description des voisinages (proche et lointain) de plusieurs types d'étoiles chaudes tels que révélés ou déduits des observations. La dernière section du chapitre 1 (1.7), définit la stratégie de notre étude et indique les objets qui ont fait l'objet d'observations et pourquoi.

Les chapitres 2 et 7 sont également des chapitres d'introduction mais sont sensiblement plus approfondis que le chapitre 1. Les chapitres 2 et 7 traitent respectivement du *voisinage proche* (le vent rapide observé présentement) et du *voisinage lointain* (la nébulosité éjectée). Les structures de ces régions y sont décrites plus en détail que dans le chapitre 1 avec l'appui d'idées théoriques utiles pour leur compréhension. L'accent y est mis sur la structure des vents puisque ces derniers constituent les conditions initiales de formation des nébuleuses.

L'ensemble des chapitres 1 (vents et nébuleuses), 2 (approfondissements sur les vents) et 7 (approfondissements sur les nébuleuses) constitue une revue générale et critique de la littérature. Ces chapitres précisent le cadre de notre étude et conduisent à la formulation des hypothèses de travail. Leur taille substantielle est justifiée par le nombre d'objets distincts que nous considérons dans cette thèse: i) étoiles Wolf-Rayet massives, et étoiles centrales de nébuleuses planétaires de type Wolf-Rayet; ii) nébuleuses annulaires entourant les Wolf-Rayet massives, et

nébuleuses planétaires.

Les chapitres qui constituent le coeur cette thèse sont faits d'articles soumis ou déjà publiés dans des revues avec comité de lecture (chapitres 3 à 6 inclus, 8 et 9). La soumission ou bien la publication effective des articles est clairement indiquée au début des chapitres correspondants. Pour deux articles, chapitres 3 et 6, je ne suis que deuxième et troisième auteur, respectivement. Je me suis permis de les inclure (avec l'accord des auteurs principaux) car ils apportent des informations pertinentes sur les vents stellaires chauds, de plus j'ai contribué de manière importante à leur élaboration. Ma contribution à ces deux articles est indiquée aux pages correspondantes.

Le chapitre 10 est un compte-rendu de conférence qui résume et reprend l'essentiel des chapitres 0, 1, 2 et 7, mais insiste sur *l'importance de la prise en compte des phénomènes radiatifs dans toute simulation hydrodynamique, aussi bien des vents chauds, que des nébuleuses éjectées*. En particulier, la question de la survie de fragments du vent loin des étoiles centrales est abordée, de manière prospective, via des simulations 2D *purement hydrodynamiques* réalisées avec le code ZEUS-3D.

Une synthèse des résultats obtenus dans cette étude est enfin donnée dans le chapitre 11 conclusif.

Afin de renforcer la clarté du manuscrit et faciliter sa lecture, les références citées dans les articles sont placées à la fin des chapitres correspondants. La liste de références donnée à la fin de cette thèse (page xlii et suivantes) sont celles citées dans les chapitres d'introduction 0, 1, 2 et 7 inclus.

## CHAPITRE 1

### Panorama observationnel: les étoiles chaudes, leurs nébuleuses éjectées

Notre étude se limite aux étoiles galactiques isolées, voire binaires non-rapprochées, situées dans une région du diagramme d'Hertzsprung-Russell (H-R) définie par une boîte approximative de Températures Effectives-Luminosités  $\sim [2 \times 10^4, 10^5 K] \times [10^2, 10^6 L_{\odot}]$ . Les étoiles qui satisfont nos critères de température effective et de luminosité peuvent perdre de la masse par l'intermédiaire d'un vent rapide actuel qui, par sa rencontre brutale avec les éjectas d'un vent antérieur lent, conduit à la formation d'une nébuleuse circumstellaire.

Une étoile chaude agit sur le milieu circumstellaire via ses vents stellaires (perte de masse quasi continue, ténue et à grande vitesse), ses éventuels éjectas éruptifs (perte de masse importante de caractère plutôt épisodique) et sa radiation ultraviolette ionisante.

La structure nébulaire ne peut être observée dans de bonnes conditions de résolution spatiale que pour des objets situés dans notre Galaxie. C'est pourquoi nous ne considérons pas le cas extra-Galactique malgré l'immense intérêt que nous devrions légitimement lui accorder ne serait-ce qu'en considérant, par exemple, les importantes différences de métallicité qui peuvent exister d'une galaxie à l'autre du Groupe Local et leur impact sur la magnitude des vents stellaires (Kudritzki *et al.* 1987; Maeder 1991).

Il importe de signaler que la non-observation d'une nébuleuse éjectée autour d'une étoile chaude *ne constitue pas* une preuve de son inexistence: la densité électronique et la taille de la nébuleuse peuvent conspirer pour la conduire sous le seuil de

détection ou de résolution spatiale. La non-observation d'une nébuleuse autour d'une étoile chaude ne peut donc suffire pour infirmer la portée générale de nos considérations.

## 1.1 Les étoiles chaudes

Dans le domaine sélectionné du diagramme H-R se situent les étoiles *chaudes* et *lumineuses*, toutes caractérisées par des taux de perte de masse conséquents, dont certains sont les plus importants au sein du diagramme H-R: ils peuvent atteindre  $\approx 10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  (pour comparaison, la perte de masse actuelle du Soleil vaut  $\approx 2 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ). En raison du large éventail de masses ZAMS (*Zero Age Main Sequence* ou Séquence Principale d'Âge Zéro) des progéniteurs et, par conséquent, des différents chemins évolutifs suivis<sup>1</sup>, nous nous confrontons ici à plusieurs types bien différenciés d'étoiles parmi lesquels nous trouvons:

- Les étoiles Wolf-Rayet: Il s'agit d'étoiles évoluées dont le progéniteur ZAMS est vraisemblablement une étoile massive de masse  $M_* > 25 - 50 M_{\odot}$ , et donc de type spectral O. Une caractéristique essentielle des étoiles WR est la présence de larges et intenses raies en émission dans leurs spectres. Nous désignerons ce type d'objet aussi bien par l'expression *WR massives* ou encore *WR de la Population I* afin d'insister sur la nature massive de l'objet précurseur, ou tout simplement WR. Nous connaissons environ 220 étoiles de ce type dans la Voie Lactée (d'après van der Hucht 1996; van der Hucht 1999); leur nombre total dans la Galaxie est estimé à  $\sim 10^3$ . Environ 10% des étoiles WR possèdent une nébuleuse détectée;

---

<sup>1</sup>Cf. le théorème de Vogt-Russell: *Le rayon, la luminosité, la structure interne et l'évolution d'une étoile sont uniquement déterminés par sa masse et sa composition* (voir par exemple Carroll & Ostlie 1996).

- Les Étoiles Centrales de Nébuleuses Planétaires: Ces étoiles sont également évoluées mais l'étoile progénitrice devait avoir au plus  $8 M_{\odot}$ . Nous dénombrons environ 1800 objets de ce type dans la Galaxie (Acker *et al.* 1992). Leur nombre total dans la Galaxie est probablement  $\sim 5 \times 10^4$ . Par définition ces étoiles possèdent toutes une nébuleuse, même si celle-ci n'est pas toujours spatialement résolue (quand sa détection est seulement spectroscopique, soit pour moins de 20% des cas);
- Les Étoiles Centrales de Nébuleuses Planétaires de type WR: De telles étoiles constituent une sous classe de la précédente, rarement représentée. Sur les  $\approx 1800$  nébuleuses planétaires recensées, seulement  $\approx 50$  noyaux (Pottasch 1996) exhibent les raies d'émission caractéristiques du phénomène WR, qui justifient leur appellation (remarquons que nous n'avons de spectres de l'étoile centrale que pour environ 350 ECNP). Nous désignerons ces objets aussi bien par l'expression *WR de faible masse* que *WR de la Population II*, ou tout simplement [WR] comme suggéré par van der Hucht *et al.* (1981). Le nombre total des [WR] dans la Galaxie est estimé à  $\sim 10^3$ ;
- Les étoiles Lumineuses Bleues et Variables: Ces étoiles sont très rares (environ 40 objets connus dans le Groupe Local dont seulement 9 dans la Galaxie; Humphreys & Davidson 1994). Ces étoiles comptent parmi les plus lumineuses connues. Leur statut évolutif n'est pas établi indiscutablement mais il semble bien qu'elles correspondent à un stade évolutif très bref de toutes les étoiles plus massives que  $\approx 40 M_{\odot}$ . Les nébuleuses qui entourent les LBV ont généralement une forme complexe, probablement conséquence des pertes de masse de type éruptif qui semblent affecter les étoiles centrales épisodiquement. Dans le diagramme H-R, les LBV en phase éruptive sont situées près de la limite de H-D;
- Les étoiles O: Ces étoiles sont rares car sur les quelques  $2 \times 10^5$  étoiles du catalogue *Henry Draper* moins de 1% sont de type spectral O (Scheffler

& Elsässer 1988). Massives, de  $\approx 20M_{\odot}$  jusqu'à  $\approx 70M_{\odot}$  et peut-être au-delà, les étoiles O passent peu de temps sur la séquence principale (moins de  $10^7$  ans contre  $\sim 10^{10}$  ans pour une étoile de masse solaire). Elles deviennent rapidement géantes puis supergéantes, et possèdent parfois de faibles raies d'émission (classe spectroscopique Of), même dans le domaine visible. L'inspection d'un ensemble de 109 étoiles Of a permis de répertorier 15 nébulosités circumstellaires (les régions HII sont ignorées ici), parmi lesquelles seules 8 sont associées à une étoile unique (Chu 1991; Miranda & Rosado 1987). Nous n'aborderons dans la suite que le vent rapide de ces étoiles, l'échantillon de nébuleuses éjectées étant trop restreint pour tirer des conclusions générales. Le nombre total de ces étoiles peut être estimé à  $\sim 10^4$  dans la Galaxie.

La figure 1 indique les emplacements des différents types d'étoiles au sein du diagramme H-R. Nous aurions pu inclure, dans l'ensemble de nos étoiles sélectionnées, la catégorie des novae ou variables cataclysmiques. Ces étoiles binaires comprennent une naine blanche — *i.e.* une étoile chaude dont la température est d'au moins  $\approx 10000 K$  et peut atteindre plus de  $\approx 30000 K$  — et une étoile secondaire de type spectral tardif (par exemple une naine ou une géante rouge). Les courbes de lumière des novae classiques montrent brusquement (durée caractéristique  $\sim 1$  jour) une augmentation de 8 à 15 magnitudes visuelles (soit un facteur de  $10^3$  à  $10^6$  en luminosité) qui confère au système une luminosité globale de  $10^2$  à  $10^5 L_{\odot}$ . Cette augmentation d'éclat s'accompagne d'un vent relativement rapide ( $v \sim 10^2 - 10^3 \text{ km s}^{-1}$ ) dont on détecte les raies d'émission et qui, ultérieurement, forme une nébulosité circumstellaire très fragmentée. Le phénomène de nova étant rare (seulement 2–3 novae sont détectées par an dans la Voie Lactée alors qu'il doit s'en former de  $\sim 25$  à 50 par année dans l'ensemble de la Galaxie) il est cependant difficile de dresser les caractéristiques précises de l'éjection de matière par de tels systèmes que nous ne considérerons donc pas.

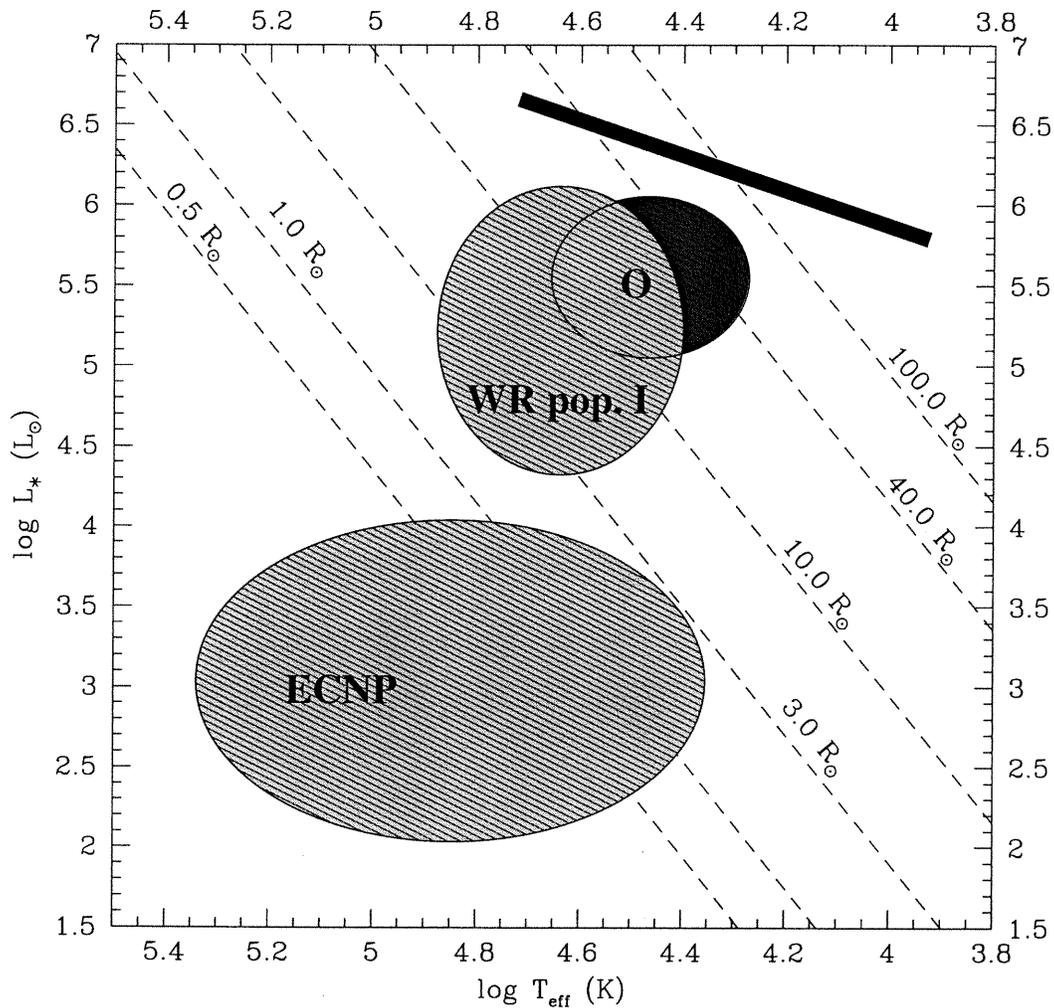


FIGURE 1. Emplacements approximatifs des étoiles chaudes et lumineuses considérées au sein du diagramme H-R. Quelques droites de rayon constant sont indiquées par les lignes obliques. La position approximative de la limite de Humphreys-Davidson est indiquée par le trait plein dans le coin supérieur droit de la figure. Les étoiles LBV en phase éruptive sont situées à proximité de cette limite.

Le phénomène de supernova<sup>2</sup> (SN) donne lieu à des augmentations de luminosité encore plus importantes. Elles sont associées à des éjections rapides de matière mais ce phénomène est bien plus rare que celui de nova: seulement quelques cas (Crabe, Tycho, Képler, Cassiopeia A, SN 1987 A et RXJ0852.0-4622; Aschenbach 1998, et références citées) ont été remarqués dans notre Galaxie, la fréquence de l'événement n'étant que d'environ trois par siècle en moyenne.

## 1.2 Les nébuleuses: difficultés inhérentes

Nos étoiles de prédilection appartiennent toutes, en termes de Populations Stellaires Galactiques, au disque de la Voie Lactée:

- *Disque jeune ou Population I Extrême* dans le cas des étoiles O, LBV et WR;
- Essentiellement le *disque mince vieux* pour les étoiles centrales de nébuleuses planétaires.

Il résulte de cette appartenance au disque deux difficultés manifestes dont il faut bien nous accommoder:

- L'observation d'une nébuleuse autour d'une étoile chaude est subordonnée à la possibilité de sa détection. Nos objets étant situés dans le disque, il est évident que notre tâche n'est pas facilitée car nous nous exposons alors à une absorption interstellaire (les poussières sont également concentrées dans le disque) qui, selon la direction galactique observée, peut être délétère au point de nous masquer totalement (essentiellement dans les domaines optique, ultraviolet et X mou) une

---

<sup>2</sup>Les supernovae de type Ia (*i.e.* dont le système précurseur est composé d'une naine blanche et d'une étoile compagnon) ou les supernovae de types II, Ib ou Ic (issues d'étoiles plus massives que  $\approx 8M_{\odot}$ ) comprenaient une étoile chaude.

éventuelle nébuleuse entourant une étoile chaude. Cet effet est particulièrement important pour les nébuleuses les plus étendues — statistiquement, ce sont celles dont *l'âge dynamique*<sup>3</sup> est le plus avancé — car elles n'ont qu'une faible brillance de surface intrinsèque;

- Les régions HII et les nuages moléculaires étant également essentiellement distribués dans le disque, il apparaît en outre que notre désir de trouver des nébuleuses peu affectées par le MIS ambiant est difficile, voire impossible, à satisfaire. (Rappelons que 80 à 90% des étoiles WR & Of sont associées à des régions HII.) Une nébuleuse circumstellaire dont l'âge dynamique est supérieur à la durée typique de la phase WR ou NP est dans la plupart des cas essentiellement constituée de matière interstellaire ambiante. Dans le cas contraire, probablement le plus fréquent, la nébuleuse est un mélange d'éjectas et de matière interstellaire qui rend nécessaire une étude précise de l'abondance des éléments chimiques. Si, comparativement aux valeurs moyennes des régions HII, un enrichissement important en métaux est avéré, la nébuleuse est probablement essentiellement constituée des éjectas de son étoile centrale évoluée. Une même conclusion s'impose quand l'étoile et la nébuleuse ont des vitesses spatiales semblables et fortement éloignées de celles déduites de la rotation galactique (par exemple dans le cas des Étoiles en Cavale, ou *Runaway Stars*; voir par exemple le cas de la nébuleuse M 1-67; Moffat *et al.* 1982). Hélas, en général, il est bien difficile d'avoir toute la mesure de l'impact du MIS ambiant sur la morphologie nébulaire.

### 1.3 Les étoiles Wolf-Rayet massives

On parle d'étoiles Wolf-Rayet pour des étoiles dont le spectre optique est semblable à celui des étoiles à raies d'émission HD 191765, HD 192103 et HD 192641, remarquées pour la première fois par les astronomes français Wolf et

---

<sup>3</sup>Âge déduit de la vitesse d'expansion, supposée constante dans le temps, et de la taille de la nébuleuse.

Rayet en 1867. Nous savons à présent que cette classe d'objets est constituée d'étoiles massives ( $7 - 55 M_{\odot}$ ), chaudes ( $26 - 84 \times 10^3 K$ ) et lumineuses ( $4 \times 10^4 - 8 \times 10^5 L_{\odot}$ ) (van der Hucht 1996; Schweickhardt *et al.* 1999).

Les étoiles WR de la Population I sont caractérisées par des vents stellaires denses et chauds dont les vitesses terminales sont dans l'intervalle  $v_{\infty} = 700 - 3200 \text{ km s}^{-1}$  avec des taux de perte de masse conséquents:  $\dot{M} = (0.5 - 16) \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  (*ibid.*). Les modèles d'atmosphère de ces étoiles donnent des rayons qui s'échelonnent de  $\sim 1R_{\odot}$ , pour les étoiles les plus chaudes, à  $\sim 10R_{\odot}$ , pour les types les plus froids. Les vitesses terminales augmentent avec la température de l'étoile.

### 1.3.1 La classification spectroscopique des WR

Pour des étoiles normales, le spectre d'absorption est issu d'une région de l'atmosphère proche du niveau de formation du continu. Cela étant, l'ambition élémentaire de toute classification spectroscopique est atteinte: on peut dégager des classes bien différenciées d'étoiles et les ordonner selon un nombre réduit de paramètres physiques *stellaires*, incluant idéalement au moins la température et la luminosité. La classification des étoiles WR se heurte, elle, à deux difficultés majeures. La première est évidente, nous n'avons pas affaire à un spectre d'absorption, d'où l'impossibilité de s'appuyer sur la classification de Morgan et Keenan. La seconde est plus insidieuse, le continu des WR est formé dans des couches optiquement épaisses du vent. La région de formation du continu doit être, de plus, très étendue en raison de l'absence de raies d'absorption. Dès lors, tout système de classification spectroscopique de ces étoiles ne peut dépendre que des paramètres fondamentaux du *vent*, les propriétés stellaires ne pouvant qu'être *extrapolées* avec toutes les incertitudes qui peuvent en découler.

Les spectres des étoiles WR exhibent tous des raies fortes d'hélium sur un continu stellaire chaud ressemblant à celui d'une étoile O. D'une étoile à l'autre des

différences majeures sont néanmoins décelables. Il est possible de distinguer trois catégories selon la prédominance des raies d'émission de différents éléments chimiques:

- Étoiles WN: Raies de l'azote et de l'hélium, *i.e.* les produits du cycle CNO. Des raies de l'hydrogène sont parfois présentes. 117 objets galactiques sont recensés (van der Hucht 1999);
- Étoiles WC: En plus des raies de l'hélium, on observe des raies du carbone et de l'oxygène, *i.e.* les produits de combustion de l'hélium par le processus triple  $\alpha$ . 87 objets (van der Hucht 1999);
- Étoiles WN/WC: Il s'agit d'objets hybrides, probablement en transition entre les stades WN et WC (Langer 1991; Crowther *et al.* 1995b). Onze objets (van der Hucht 1999);
- Étoiles WO: En plus des raies de l'hélium, on observe des raies de l'oxygène et du carbone. Plus précisément leurs spectres ressemblent à ceux des WC, l'oxygène apparaissant renforcé au détriment du carbone et de l'hélium. Seulement trois telles étoiles connues dans notre Galaxie (van der Hucht 1999).

Des sous-types distincts ont été dégagés au sein de ces trois classes, sous-types ordonnés de manière unidimensionnelle selon une séquence d'ionisation/excitation, *i.e.* de température à proximité de la base du vent. Ce système (initialement proposé par Beals 1938) a été raffiné par deux fois à la fin des années 60, et à la fin des années 90.

Les règles de la classification généralement employée de nos jours sont montrées dans le tableau I et reposent sur les rapports de raies spectrales caractéristiques observées dans le domaine visible. On parle de WN *précoces* (WNE) pour les sous-types WN2–5. Les WN6–11 sont qualifiées *tardives* (WNL). De la même

manière, les WC4–6 sont notées WCE et les WC7–9, WCL.

Il existe cependant un système récent plus quantitatif et mieux adapté, notamment pour les étoiles WN froides qui ont très souvent des caractéristiques spectrales particulières (présence plus ou moins importante des raies de l'hydrogène non prise en compte par le système classique) proposé par Smith *et al.* (1996). Une critique de ce dernier système se trouve dans Conti (2000).

### 1.3.2 Statut évolutif des WR

Grâce à l'étude de systèmes binaires (par ex. Smith & Maeder 1989) on a pu s'assurer de la nature massive des étoiles WR ( $\approx 7 - 55 M_{\odot}$ ; cf. aussi Schweickhardt *et al.* 1999). La présence de larges et intenses raies en émission étant en outre le signe d'une perte de masse significative, on déduit naturellement que ces étoiles étaient dans le passé bien plus massives qu'elles ne le sont aujourd'hui. De fait, il est établi que l'évaporation par vents stellaires est un phénomène dominant de l'évolution des étoiles de métallicité solaire dont les masses initiales (ZAMS) sont supérieures à  $\approx 20M_{\odot}$  (Maeder 1991; Abbott 1979).

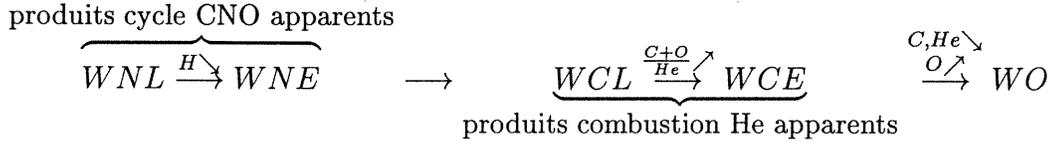
Tout modèle évolutif des étoiles massives est dépendant du taux de perte de masse  $\dot{M} = \partial M(M_*, T_*, L_*, t) / \partial t$  adopté pour chaque instant  $t$  considéré de l'évolution stellaire. Assigner une valeur théorique à  $\dot{M}$  est une tâche difficile car les valeurs déduites des observations ne sont pas en accord avec les prédictions de la théorie CAK des vents accélérés radiativement (cf. Puls *et al.* 1996 ou Schaerer *et al.* 1996). Nous sommes donc réduits à faire usage de données empiriques, généralement celles de de Jager *et al.* (1988), ou celles issues des travaux de Lamers & Cassinelli (1996). D'un point de vue pratique, il est ainsi possible d'évaluer  $\dot{M}$  à partir de la luminosité  $L_*$ , et du rayon  $R_*$  de l'étoile, *i.e.* on peut associer empiriquement un  $\dot{M}$  à chaque point du diagramme H-R.

Bien que les traitements de la convection et du mélange soient aussi des difficultés des calculs évolutifs des étoiles massives, nous sommes en mesure de reconstituer

Étoiles WN	Premiers critères	Critères Secondaires
WN2	N V faible ou absente	He II intense
WN2.5	N V présente, N IV absente	
WN3	N IV $\ll$ N V, N III faible ou absente	
WN4	N IV $\approx$ N V, N III faible ou absente	
WN4.5	N IV $>$ N V, N III faible ou absente	
WN5	N III $\approx$ N IV $\approx$ N V	
WN6	N III $\approx$ N IV, N V présente mais faible	
WN7	N III $>$ N IV, N III $<$ He II $\lambda 4686$	He I faible P Cyg
WN8	N III $\gg$ N IV, N III $\approx$ He II $\lambda 4686$	He I intense P Cyg
WN9	N III intense, N IV absente, N II faible ou absente	He I P Cyg
WN10	N II $\approx$ N III, N IV absente	Raies de Balmer, He I P Cyg
WN11	N II intense, N III absente, N IV absente	Raies de Balmer, He I P Cyg
Étoiles WC		
WC4	C IV intense, C III faible ou absente	O V modérée
WC5	C III $\ll$ C IV	C III $<$ O V
WC6	C III $\ll$ C IV	C III $>$ O V
WC7	C III $<$ C IV	C III $\gg$ O V
WC8	C III $>$ C IV	C II absente, O V faible ou absente
WC9	C III $>$ C IV	C II présente, O V faible ou absente
Étoiles WO		
WO1	O VI intense	O V $\geq$ C IV
WO2	O VI intense	O V $\leq$ C IV

TABLEAU I. Schéma de la classification spectroscopique des étoiles WR Population I (d'après van der Hucht 1996).

grossièrement l'histoire d'une étoile WR. Les étoiles WR, dénudées de leur enveloppe du fait de leurs forts vents stellaires, exhiberaient leurs couches de plus en plus internes. La chronologie suivante apparaît désormais bien établie et durerait  $\approx 5 \times 10^5$  années soit, grosso modo, la durée  $M/\dot{M}$ :



Cette séquence est cohérente avec la prédominance *apparente* des produits issus de la combustion de l'hélium par le processus triple  $\alpha$  après celle des produits issus du cycle CNO, comme prévu par les théories de la structure des étoiles massives. L'observation de raies d'hydrogène pour un grand nombre de WNL et leur absence quasi systématique pour les WNE est en accord avec les deux premières étapes. L'augmentation observée du rapport  $(C + O)/He$  quand on passe des WCL aux WCE (Smith & Maeder 1991; Eenens & Williams 1992) et le renforcement de l'oxygène au détriment du carbone et de l'hélium justifient les étapes évolutives finales.

La phase WR, d'autre part, serait préalable au stade de SN et résulterait de l'évolution d'une étoile O de masse initiale  $M_{ini}$  (Chiosi & Maeder 1986; Langer *et al.* 1994; Crowther *et al.* 1995a; Crowther & Smith 1996; Pasquali *et al.* 1997) telle que:

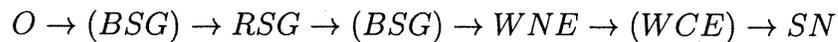
- $M_{ini} \gtrsim 60M_{\odot}$ :



- $M_{ini} \approx 40 - 60M_{\odot}$ :



- $M_{ini} \approx 25 - 40M_{\odot}$ :



où BSG, RSG et YSG désignent respectivement des étoiles supergéantes bleues, rouges et jaunes. Les étoiles de type Olf présentent les raies d'absorption caractéristiques du type O plus des raies d'émission faibles dans le visible. Les phases entre parenthèses sont soit incertaines, soit très brèves.

On notera, de plus, que la métallicité  $Z$  est un paramètre de l'évolution des étoiles massives. Une métallicité importante, comme dans les régions intérieures de la Galaxie ( $Z > 0.02$ ), favorise une évolution du type  $WNL \rightarrow WCL$ . Les régions extérieures de la Galaxie (telles que  $Z < 0.02$ ) conduiraient plutôt à la séquence  $WNL \rightarrow WNE \rightarrow WCE \rightarrow WO$ . Enfin, d'une manière générale, une masse initiale plus importante des étoiles est requise pour compenser la baisse d'efficacité de la perte de masse avec la diminution de la métallicité.

Les étoiles telles que  $8M_{\odot} \lesssim M_{ini} \lesssim 25M_{\odot}$  ne sont probablement pas assez massives pour développer un vent WR mais connaîtraient tout de même un effondrement gravitationnel de leur coeur de fer et finiraient en SN:

$$O \rightarrow (BSG) \rightarrow RSG \rightarrow YSG, BSG \rightarrow SN$$

Il est difficile d'être affirmatif à propos du schéma évolutif des étoiles WR massives. En effet, le très bref résumé que nous venons d'établir a récemment été reconsidéré par les travaux de Maeder (1999a, 1999b). Dans ces dernières études, il est montré que la prise en compte de la rotation des étoiles modifie significativement l'évolution attendue des étoiles massives. En particulier, notons que l'enrichissement en hélium et azote de la surface stellaire pourrait se manifester dès le stade Séquence Principale (SP) pour une étoile de 20 masses solaires en rotation. Ainsi les étoiles les plus massives en rotation pourraient fort bien montrer le phénomène WR sans passer par les stades LBV ou RSG ! Autres conséquences, la durée de la phase WR pourrait être sensiblement allongée, et la masse minimale requise pour former une telle étoile être révisée à la baisse (Maeder 1999a, 1999b). L'évolution des étoiles massives fait encore l'objet de beaucoup de travaux, aucun schéma définitif n'est encore établi.

## 1.4 Les noyaux de nébuleuses planétaires

Nous avons affaire ici à des étoiles en évolution entre le stade de la branche asymptotique des géantes (AGB) et celui de naine blanche, leur enveloppe ayant été éjectée lorsque l'étoile était supergéante. Le mécanisme précis de l'éjection de la nébuleuse planétaire n'est pas complètement élucidé bien qu'il soit certainement le fait d'une instabilité dynamique des couches externes de l'étoile liée à des pulsations internes (Osterbrock 1989).

La méthode primaire pour mesurer les masses des étoiles consiste à analyser les courbes de lumière et/ou les variations des vitesses radiales de binaires. Bien qu'environ 10% des noyaux doivent être binaires, nous ne disposons pas d'un nombre suffisant de déterminations des masses par cette méthode pour en déduire la distribution (Bond *et al.* 1997; Pottasch 1992; Bond 1989). Alors, nous devons faire appel à des méthodes secondaires comme "la" relation masse-luminosité de ces étoiles. Pour des luminosités qui s'échelonnent de  $\sim 10^2$  à  $\sim 10^4 L_{\odot}$ , les masses se répartissent alors essentiellement dans l'intervalle  $0.45 - 0.65 M_{\odot}$  (Schönberner 1983; Boothroyd & Sackmann 1988; Stasinska *et al.* 1991). Ces étoiles sont chaudes, leurs températures effectives allant de  $\approx 25000 K$  à  $\approx 3 \times 10^5 K$  (Iben 1995).

Même si ces étoiles présentent actuellement des taux de perte de masse qui peuvent être importants (de  $\sim 10^{-9}$  jusqu'à  $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ) et associés à des écoulements de vitesses terminales assez rapides (de  $\sim 10^2$  à  $\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ ) il n'en a pas toujours été ainsi. Nous avons souvent dit que la perte de masse est un facteur clef de l'évolution des étoiles massives. Dans le cas des étoiles centrales de nébuleuses planétaires c'est également le cas mais la perte de masse ne prend de grosses proportions qu'après le départ de la SP.

Pour des étoiles dont la masse initiale est inférieure à environ 8 masses solaires, la perte de masse culmine à  $\sim 10^{-10} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  tant que l'étoile est sur la SP (durant moins de  $\sim 10^{10}$  années). Ce n'est qu'après l'abandon de la SP, durant le stade

géante rouge et celui de la branche asymptotique des géantes, que l'étoile peut atteindre et dépasser allègrement le taux de  $10^{-10} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ .

Ce seuil de  $8 M_{\odot}$  est crucial car nous pensons que les ECNP sont justement issues d'étoiles dont la masse initiale était au plus de  $\approx 8 M_{\odot}$ . C'est donc entre le stade de géante rouge et celui de naine blanche que l'étoile perd la plus grosse partie de sa masse. Cette idée est renforcée, indirectement, par l'étude des naines blanches que l'on observe dans les amas ouverts. En effet, les naines blanches ont une masse qui ne doit pas dépasser la valeur théorique de  $\approx 1.4 M_{\odot}$ , alors que les autres étoiles des amas ouverts ont des masses qui atteignent jusqu'à plusieurs masses solaires. La particularité des étoiles d'un amas ouvert est qu'elles ont été créées pratiquement en même temps; il faut donc imaginer avant le stade de naine blanche une perte de masse totale qui puisse représenter une importante fraction de la masse initiale de l'étoile. Connaissant l'âge de l'amas par l'étude de son diagramme couleur-magnitude, l'estimation de la durée passée par l'étoile hors de la SP nous permet d'évaluer la masse *initiale* d'une naine blanche. Les résultats d'une telle étude effectuée par Weidemann & Koester (1983) permettent de conclure que la masse initiale des naines blanches était au maximum de  $8 \pm 3 M_{\odot}$ . Ainsi, des étoiles d'environ 8 masses solaires perdraient au minimum 85% de leur masse avant de devenir naines blanches.

#### 1.4.1 Statut évolutif des ECNP

Les ECNP sont issues d'étoiles dont la masse initiale était inférieure à environ  $8 M_{\odot}$ . Leur masse était cependant supérieure à la masse des naines brunes ( $\approx 0.08 M_{\odot}$ ) pour que la fusion de l'hydrogène ait pu s'amorcer en leur coeur. Nous nous intéressons donc à l'évolution d'objets stellaires qui représentaient environ 99% de l'ensemble de toutes les étoiles de la Galaxie quand cette dernière commençait à les former avec un taux de formation quasiment constant, soit il y

a environ 10 milliards d'années<sup>4</sup>. Les étoiles dont la masse initiale était inférieure à  $\approx 0.5M_{\odot}$  n'ont pas encore quitté la SP de nos jours.

#### 1.4.1.1 De la séquence principale à la branche des géantes rouges

Tant que l'étoile est sur la séquence principale, elle consomme l'hydrogène de son coeur via le cycle proton-proton ou bien le cycle CNO. Au fur et à mesure de la transformation de l'hydrogène en hélium, le poids moléculaire moyen du coeur augmente: sa pression diminue, le coeur se contracte sous la pression des couches supérieures, s'échauffe (augmente sa pression) grâce à l'énergie gravitationnelle potentielle ainsi libérée, augmente donc ensuite sa production d'énergie nucléaire malgré la diminution du combustible disponible. Globalement la luminosité augmente un peu, la température s'accroît légèrement.

L'hydrogène commençant à manquer dans le coeur, il ne produit plus beaucoup d'énergie. Il continue cependant à se contracter lentement et la transformation  $H \rightarrow He$  tend à se produire dans une couche entourant le coeur. Les régions centrales ne libèrent plus que de l'énergie gravitationnelle potentielle, la luminosité y est donc très faible, un faible gradient de température est parfaitement gommé par transport radiatif. Le coeur est alors essentiellement isotherme et formé d'hélium, il devient de plus en plus dense. Le coeur se contractant toujours, il arrive un moment où le gradient de température devient trop important, la convection se développe alors des couches superficielles vers les couches internes de l'étoile, jusqu'à la couche où l'hydrogène brûle encore. Cette convection assure le maintien de la température du coeur. Mais bientôt le coeur d'hélium voit sa masse dépasser la limite de Schönberg-Chandrasekhar, il ne peut alors plus rester isotherme sans perdre son état quasi statique, sa pression ne peut plus supporter la gravité des couches qui sont au-dessus de lui. Il se contracte très rapidement, cette perte

---

<sup>4</sup>La fonction de masse *était* alors  $F_0(M)dM \sim M^{-2.35}dM$ , et  $\int_{0.08}^8 F_0(M)dM / \int_{0.08}^{100} F_0(M)dM \approx 99\%$ .

brutale d'énergie gravitationnelle ne peut être compensée que par une expansion des couches externes, l'étoile quitte la SP et devient une géante rouge (Iben 1995).

#### 1.4.1.2 De la branche des géantes rouges au stade AGB

Le coeur d'hélium est très dense, la température a baissé, le rayon est devenu 100, voire 200 fois plus important. Si l'étoile est moins massive que  $\approx 2.3M_{\odot}$ , la densité du coeur est telle qu'il devient dégénéré et sa pression ne dépend alors plus de la température. Le coeur en se contractant s'échauffe jusqu'à ce que les réactions de fusion de l'hélium démarrent ("flash" de l'hélium), nous sommes alors au sommet de la branche des géantes. La matière étant dégénérée, elle ne se dilate pas (*i.e.* ne refroidit pas) et la température monte encore, augmentant la production d'énergie nucléaire: les réactions s'emballent jusqu'à ce que la dégénérescence soit levée. L'étoile entre alors dans la Branche Horizontale. Si l'étoile a au départ une masse supérieure à  $\approx 2.3M_{\odot}$ , les réactions de combustion de l'hélium s'enclenchent avant que la matière ne devienne dégénérée, et cela de manière à peu près continue, *i.e.* non brutale comme dans le cas du flash de l'hélium.

Un coeur inerte d'oxygène et de carbone se forme grâce aux réactions de combustion de l'hélium. Ce coeur subit des contractions semblables à celles connues lorsque le coeur était constitué d'hélium inerte. L'étoile redevient géante, c'est le stade AGB. De l'intérieur vers l'extérieur de l'étoile on rencontre alors un coeur inerte de carbone-oxygène, une couche où l'hélium est en combustion, une couche d'hélium inerte, une couche où a encore lieu la combustion de l'hydrogène, et une enveloppe étendue constituée d'hydrogène. Ceci n'est qu'un schéma, en réalité les abondances sont aussi déterminées par des phénomènes convectifs. Les paramètres stellaires des étoiles AGB sont hélas mal connus parce que leur luminosité est indépendante de leur masse mais dépend strictement de la masse du coeur (Lamers & Cassinelli 1996).

Les étoiles AGB perdent leurs couches externes riches en hydrogène par l'intermédiaire d'un *supervent* de vitesse terminale  $v_\infty \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ , avec un taux de perte de masse  $\dot{M} \sim 10^{-7} - 10^{-4} M_\odot \text{ an}^{-1}$ . Les paramètres stellaires étant mal connus et les distances souvent incertaines, les taux de perte de masse sont également sujets à de grandes incertitudes. Des instabilités thermiques affectent la zone où la combustion de l'hélium se fait en couche, une série quasi périodique de flashes de l'hélium a lieu pendant  $\sim 10^3 - 10^5$  années (on parle alors de "pulses" thermiques). Entre les flashes (soit pendant environ 90% des cycles), c'est la combustion de l'hydrogène en couche qui assure la luminosité du système et décharge de l'hélium fraîchement produit sur la couche où l'hélium est consommé, favorisant ainsi l'occasion d'une nouvelle instabilité.

On pense que le supervent est mû par la pression de radiation exercée sur des poussières de l'atmosphère dont la température n'est alors que d'environ  $3000 \text{ K}$ . Ce supervent est maintenu tant que l'enveloppe externe de l'étoile est suffisamment massive pour résister aux bouleversements structurels de grande échelle occasionnés par les instabilités de la couche d'hélium en combustion. Le long du chemin AGB, l'étoile augmente son rayon et sa luminosité. La perte de masse est donc vraisemblablement croissante avec le temps. Au sommet de la branche AGB, les taux de perte de masse sont les plus grands ( $\approx 10^{-6} - 10^{-4} M_\odot \text{ an}^{-1}$ ), les étoiles AGB s'entourent d'une épaisse enveloppe opaque riche en poussières. Les AGB de masse supérieure à 2.2 masses solaires se comportent comme des étoiles pulsantes de type Mira, avec des sources OH/IR (masers OH + émissions infrarouges).

Le stade AGB s'achève quand l'enveloppe se détache. Selon Schönberner (1989), ce détachement se produit en trois différentes situations: i) après une instabilité thermique de la couche d'hélium, ii) durant le régime normal de combustion de l'hydrogène en couche, ou bien, iii) durant le régime normal de combustion de l'hélium en couche.

### 1.4.1.3 Phases post-AGB

L'étoile post-AGB se réchauffe à luminosité quasi constante, donc à rayon décroissant et à température de surface croissante. Quand la température de surface atteint environ 25000 K, les photons du continu de Lyman sont capables d'ioniser l'enveloppe éjectée qui forme la NP désormais visible. Les étoiles exhibent maintenant les caractéristiques des ECNP rappelées dans l'introduction. Un nouveau vent très rapide ( $\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ ) et ténu intervient, "sculpte" la nébuleuse fossile AGB. Selon la rotation ou la binarité de l'étoile, la morphologie développe un caractère plus ou moins accentué.

Pour ces étoiles, la masse initiale de l'étoile est inférieure à  $\approx 8M_{\odot}$ , donc le coeur de carbone-oxygène se contracte sans atteindre la température nécessaire à la fusion du carbone. L'étoile refroidit pour devenir probablement une étoile de type PG 1159 (étoiles très chaudes et déficientes en hydrogène dont la gravité de surface est importante) puis une naine blanche, qui essentiellement est donc la descendante d'une vieille étoile supergéante rouge dont le coeur d'oxygène-carbone est dégénéré et entouré d'une fine couche d'hydrogène et d'hélium. Dans le cas contraire, si la masse était supérieure à  $\approx 8M_{\odot}$ , l'étoile devient une supernova.

## 1.4.2 Classification spectrale des noyaux de nébuleuses planétaires

Sur les quelques 1800 NP connues, nous ne disposons d'un spectre de l'étoile centrale que pour environ 350 étoiles. On observe notamment des spectres à raies d'absorption (du type étoile O ou sous-naine O), mais, pour beaucoup d'étoiles, le flux stellaire est très faible et impose de basses résolutions spectrales qui empêchent l'identification ou la détection des raies. Cependant, nous retiendrons que, grosso modo, 25% des ECNP étudiées (soit environ 90 objets) ont la particularité de présenter des raies d'émission. Parmi ces quelques 90 étoiles on distingue

des objets de type WELS (*Weak Emission Line Star*; Tylanda, Acker & Stenholm 1993) et une cinquantaine d'objets dont les raies sont de type WR (Tylanda *et al.* 1993). Comme leur nom l'indique, les WELS exhibent des raies moins intenses et plus fines que celles des autres étoiles à raies d'émission. D'autres étoiles sont de classe incertaine ou particulière (Parthasarathy, Acker & Stenholm, 1998; Tylanda *et al.* 1993).

#### 1.4.2.1 Les noyaux [WC]

La caractéristique essentielle des ECNP à raie d'émission de type WR est le rattachement exclusif de ces étoiles à la séquence du carbone, la séquence des WC. Ces ECNP ont une atmosphère totalement déficiente en hydrogène. Comme suggéré par van der Hucht *et al.* (1981) nous noterons leur séquence entre crochets pour la distinguer de la séquence de leurs contreparties massives: [WC]. Voir Tableau II.

À plusieurs reprises il est arrivé que les observations nous fassent prendre une WR pour une [WC], en d'autres termes, une étoile WR massive pour une étoile de faible masse présentant le phénomène WR. Cette confusion est généralement due à l'incertitude que l'on peut avoir sur la distance de ces objets. Par exemple, une sous-estimation de la distance d'une WR revient à sous-estimer sa luminosité et, par conséquent, la prendre pour une [WC] dont on sait que la luminosité intrinsèque est plus faible.

Une particularité des [WC] est leur distribution bimodale *inexpliquée* selon le sous-type spectral. En effet, les [WC] sont essentiellement des [WC3–4] ou des [WC9–11], alors que les WC galactiques sont distribuées à peu près également dans chacun des sous-types 4 à 9. Les classes 5 à 7 des [WC] sont peu représentées ou pas représentées du tout (Acker *et al.* 1996a).

Nous remarquerons que la classification des WC (cf. Tableau I) a dû être étendue pour les [WC] du côté des sous-types précoces par l'ajout des sous-types [WC2]

et [WC3] — autrefois on parlait d'étoiles "OVI" en raison de leurs intenses raies d'oxygène cinq fois ionisé — (Méndez & Niemela 1982). Une extension vers les types tardifs ([WC10], [WC11] et [WC12]) est due à Hu & Bibo (1990).

Les différences observationnelles entre les WC et les [WC] ont été discutées dans Smith & Aller (1971) et dans Méndez *et al.* (1991). Les premiers, sur un échantillon très réduit d'étoiles, clamaient que les [WC] auraient systématiquement des raies plus étroites que celles des WC massives de sous-types identiques. En réalité les seconds ont pu montrer qu'il n'en est probablement rien et que, donc, il serait *impossible* de distinguer les WC des [WC] sur la seule connaissance de leurs spectres, la largeur des raies dépendant essentiellement de la vitesse terminale des vents. La similitude des vents WC et [WC] nous a conduit à considérer la seule notion de *vents Wolf-Rayet*, ou encore de *phénomène Wolf-Rayet*, indépendamment de la nature distincte des deux types d'étoiles centrales. Nos travaux présentés dans les chapitres 3, 4 et 5 vont aussi dans ce sens.

#### 1.4.2.2 Les [WC] comparées aux autres ECNP, leur évolution

La distribution spatiale des ECNP à raies d'émission (*i.e.* [WC] et WELS) dans la Galaxie apparaît identique à celle des autres ECNP (Pottasch 1996). Les distributions des vitesses radiales ne présentent également aucune différence significative (Acker *et al.* 1996a): quelles que soient les ECNP, leur distribution dans la Galaxie est celle d'un disque associé à de vieilles générations d'étoiles. Ainsi il ne semble pas que les [WC] soient plus massives que les autres ECNP comme on aurait pu le penser, habitués que nous sommes d'associer le phénomène WR aux étoiles massives (dont la distribution est celle d'un disque mince, jeune). Les températures, les gravités de surface et les luminosités des deux groupes ont aussi des distributions semblables.

Néanmoins, des différences existent. Une étude des propriétés générales des NP a été entreprise par Górný & Stasińska (1995). Ces auteurs ont montré que:

Étoiles [WC]	Premiers critères	Critères Secondaires
[WC2]	C IV intense, C III absente	O VI $\gg$ O VII > O V
[WC3]	C IV intense, C III absente	O VI > O V > O VII
[WC4]	C IV intense, C III faible ou absente	O V modérée
[WC5]	C III $\ll$ C IV	C III < O V
[WC6]	C III $\ll$ C IV	C III > O V
[WC7]	C III < C IV	C III $\gg$ O V
[WC8]	C III > C IV	C II absente, O V faible ou absente
[WC9]	C III > C IV	C II présente, O V faible ou absente
[WC10]	C III $\gg$ C IV (rapport > 3)	C IV faible mais présente
[WC11]	C III $\approx$ C II	C IV absente
[WC12]	C III absente, C II dominante	

TABLEAU II. Schéma de la classification spectroscopique des étoiles WR Population II (d'après Crowther *et al.* 1998; van der Hucht 1996; Hu & Bib0 1990; Méndez & Niemela 1982). Les sous-types en italiques sont peu représentés. *Les critères qui permettent de définir les sous-types [WC4-9] sont absolument identiques à ceux employés pour définir les sous-types WC4-9 des WR massives.*

- Les NP qui entourent les [WC] et celles qui entourent les non-[WC] auraient des abondances semblables. Il importe de signaler que les abondances sont difficiles à déterminer et que, donc, il n'est pas encore certain qu'il n'existe aucune différence entre les [WC] et les autres ECNP de ce point de vue;
- les NP associées aux [WC] ont des vitesses d'expansion sensiblement plus importantes. Elles semblent aussi avoir plus de structure fine.

De plus, les vitesses d'expansion des NP entourant les [WC] semblent augmenter avec la température de l'étoile, ce qui reste à expliquer (Pottasch 1996). Ce fait suggère donc que les nébuleuses augmenteraient leur vitesse d'expansion avec le temps. Cette non-constance de la vitesse d'expansion est aussi suggérée par l'absence de corrélation entre l'âge dynamique des NP et l'âge déduit des modèles de températures des [WC]. La luminosité de l'étoile semble, par contre, ne jouer aucun rôle dans ce processus.

L'origine des [WC] demeure à ce jour assez mystérieuse; nous ne savons pas exactement par quel procédé l'étoile a pu *totalemment* se débarrasser de son enveloppe d'hydrogène. Il est quasiment certain que cette pauvreté en hydrogène est reliée au processus exact d'éjection de l'enveloppe AGB que nous ne connaissons pas encore en détail. Là doit se trouver la clef qui permettra de comprendre comment une ECNP peut devenir une [WC].

D'autre part, l'évolution durant la phase [WC] est suggérée par l'analyse spectrale. Tout comme pour les WC, les étoiles seraient d'abord de sous-type tardif, puis précoce: [WCL] → [WCE]. Cette idée est renforcée par l'observation de la décroissance de la densité électronique des nébuleuses avec l'augmentation de la température du noyau (Acker *et al.* 1996a). Ensuite, les [WCE] entreprendraient leur refroidissement, deviendraient des PG 1159 puis des naines blanches.

## 1.5 Voisinages des étoiles présentant le phénomène WR

Les profils P Cygni des raies de résonance ultraviolettes des étoiles WR et [WC] nous donnent des preuves de perte de masse par vent stellaire. Nous remarquerons cependant que ces raies, tout en étant des indicateurs de perte de masse fiables, ne permettent pas d'estimer les valeurs des taux. En effet de telles raies sont soit saturées car associées à des éléments très abondants, soit subordonnées à des éléments chimiques traces dont malheureusement l'état d'ionisation est incertain en raison de la présence de chocs ou de rayons X dans les vents (ce qui n'est, encore à présent, nullement pris en compte par les modèles d'atmosphères).

### 1.5.1 Des vents fragmentés

La largeur des raies d'émission croît avec la vitesse terminale du vent du fait de l'effet Doppler. Si le vent est homogène le profil doit naturellement être lisse. Nous savons depuis plusieurs années que le vent des WR n'est pas du tout lisse (cf. Robert 1994 et références citées): les sommets des raies d'émission des WR montrent des sous-pics variables sur une échelle de temps d'environ une heure; nous associons ces sous-pics à des surdensités locales de matière du vent. La figure 2 montre la cinématique des sous-pics pour une étoile WC pop. I. Une phénoménologie semblable n'a été rapportée pour les [WC] que depuis peu (Balick *et al.* 1996; Grosdidier *et al.* 1997) et suggère que ce type de variabilité est commun à tous les vents chauds.

Voici les caractéristiques générales des sous-pics des vents Wolf-Rayet ("Pop.I" indique que la caractéristique n'a jusqu'à présent été remarquée que pour les WR massives):

- Les sous-pics sont visibles sur chaque spectre, apparaissent en toute place

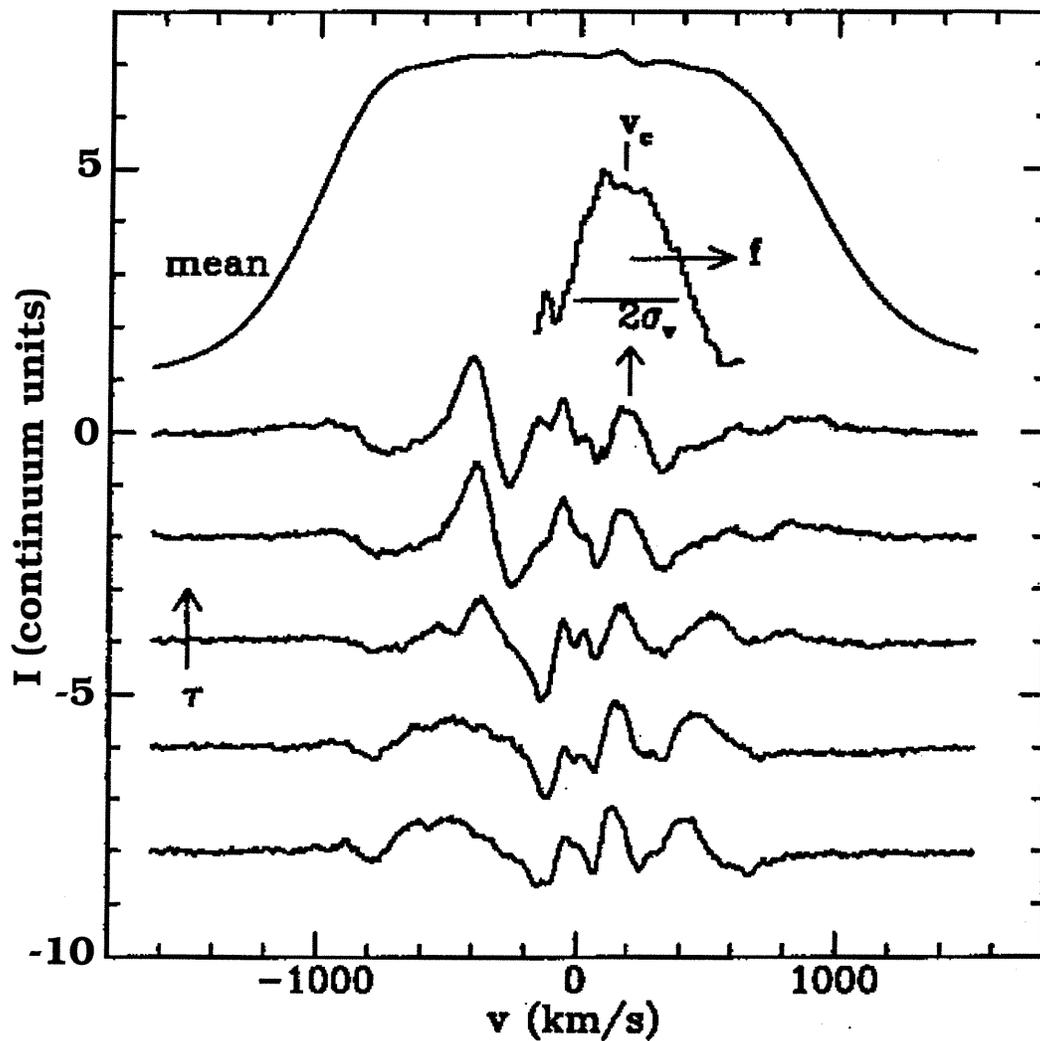


FIGURE 2. Sous-pics mobiles de la raie C III  $\lambda$ 5696 de l'étoile WC8 WR135. Le spectre moyen, calculé à partir de 26 spectres de cet objet (profil en haut de la figure), a été retranché de chaque spectre de la série de spectres consécutifs présentés dans le bas de la figure. L'intervalle de temps entre deux spectres consécutifs vaut ici environ une heure. Les amplitudes des résidus ainsi obtenus ont été amplifiées d'un facteur 2, et révèlent clairement les sous-pics mobiles. L'agrandissement d'un sous-pics est également présenté (d'après Moffat *et al.* 1994).

du sommet de la raie et persistent pendant une heure ou plus (Pop.I; Robert 1994 et références citées);

- Les sous-pics se déplacent du centre vers la périphérie de la raie, *i.e.* ils accélèrent. L'accélération apparaît constante pour chaque sous-pic considéré individuellement (Pop.I; Robert 1994 et références citées);
- Toutes les raies du domaine visible sont variables. Les raies les moins intenses ne requièrent qu'un rapport signal sur bruit plus important pour montrer une variabilité significative (Pop.I; Lépine 1996);
- Les sous-pics larges sont moins nombreux que les sous-pics étroits. Leur distribution en fonction de leur largeur suit une loi de puissance (Pop.I; Lépine *et al.* 1996 et références citées). La mesure de l'exposant de cette loi de puissance est une tâche difficile du fait de la superposition possible de sous-pics distincts ayant des vitesses projetées sur la ligne de visée identiques (Lépine *et al.* 1996);
- Les données polarimétriques et photométriques des étoiles sont variables sur des échelles de temps semblables (Pop.I; Moffat & Shara 1986; St-Louis *et al.* 1987);
- Aucune périodicité du phénomène n'a été remarquée, il apparaît stochastique (Pop.I; Lépine & Moffat 1999).

Il semble que l'amplitude relative de la variabilité des raies d'émission du domaine visible augmente quand le niveau d'ionisation de l'ion responsable de la raie diminue. La fragmentation serait alors plus importante quand on s'éloigne de l'étoile. De plus l'imagerie radio à très haute résolution d'une WR massive montre que le voisinage de l'étoile (ici associé aux régions les plus externes du vent) n'est pas homogène (Dougherty *et al.* 1996). Ces faits suggèrent que le vent serait fragmenté sur des régions *très étendues* de l'espace. La plus grande amplitude des

variations de la partie en absorption des profils P Cygni comparativement à celles de la partie en émission renforce cette idée. Notons qu'il existe d'autres indices observationnels en faveur de vents stellaires chauds inhomogènes:

1. Saturation des profils P Cygni. Sur une droite parallèle à la ligne de visée, toutes les régions du vent sont découplées. Nous entendons par là que la partie en émission d'un profil P Cygni ne doit pas subir l'effet de la partie en absorption. Ainsi, la saturation de la partie en absorption est impossible car elle contient toujours une partie de la composante en émission (Lucy 1982). Ce n'est pas ce que nous observons: la spectroscopie des étoiles O, B et WR révèle des profils P Cygni saturés (Prinja *et al.* 1990; Prinja *et al.* 1992, et références citées). Puls *et al.* (1993), partant d'un modèle de vent instable et inhomogène, ont réussi à générer des profils saturés;
2. Variabilité des profils P Cygni et composantes discrètes en absorption (CDA) (Prinja *et al.* 1990; Prinja *et al.* 1992);
3. Courbes de lumière des systèmes éclipsants. La courbe de lumière d'un système éclipsant WR+OB présente deux minima dont l'intensité et la durée varient en fonction de la longueur d'onde. La température et la densité des vents décroissant en s'éloignant de la surface de l'étoile, les diamètres effectifs d'occultation apparaissent donc plus petits aux courtes longueurs d'ondes qu'aux grandes. Dans le cas du système V444 Cygni, Hamann & Schwarz (1992) ont détecté des éclipses anormalement longues et profondes dans l'infrarouge. L'opacité de la région sondée dans l'infrarouge, *i.e.* "froide", est essentiellement due aux interactions libre-libre. On sait que cette opacité est proportionnelle au carré de la densité locale. L'intervention de surdensités locales dans le vent revient à une augmentation de l'opacité des régions froides sans modification de celle associée aux régions chaudes (dominée par la diffusion électronique, proportionnelle à la densité locale);

4. Excès et variabilité du rayonnement infrarouge et radio. Les travaux de Runacres & Blomme (1994) ont montré que le continu infrarouge de plusieurs étoiles WR présente un excès d'émission. L'émission infrarouge libre-libre dépendant du carré de la densité, et les photons émis ayant une fréquence fonction de la température locale (*i.e.* de la distance à l'étoile centrale), il est possible de placer à loisir des surdensités à des distances fixées pour reproduire toute déviation du continu infrarouge (Blomme & Runacres 1997). Les surdensités se déplaçant dans le vent, il en résulte aussi une variabilité temporelle du continu froid. Cela a été détecté par Hogg (1989) pour le cas du continu radio (durée caractéristique des variations: quelques jours);
5. Intensité des ailes de diffusion électroniques. Le rayonnement provenant de la recombinaison atomique est en partie diffusé sur les électrons libres du vent. La lumière diffusée réapparaît dans le spectre décalée vers le rouge car, durant la diffusion, une partie de l'énergie du rayonnement est transférée aux électrons. C'est pourquoi on observe une émission résiduelle du côté rouge des raies d'émission des étoiles WR ou [WC]. Pour modéliser la formation d'une raie d'émission on a affaire à une compétition entre deux processus: 1) la recombinaison, dépendant du carré de la densité; 2) la diffusion, dépendant de la densité. Les modèles d'atmosphères homogènes surestiment systématiquement les ailes de diffusion. Pour résoudre ce problème il suffit, encore une fois, d'ajouter des surdensités localisées dans le vent, ce qui revient, pour une même densité moyenne locale, à intensifier les raies d'émission relativement aux ailes de diffusion (Hillier 1991a).

Une question importante est la suivante: le vent est-il *partout* fragmenté, *i.e.* fragmenté quelle que soit la distance au coeur stellaire ? Si la réponse est affirmative, il faudrait alors envisager deux cas:

- L'origine des surdensités est stellaire mais alors il faut trouver des processus

physiques qui leur permettent de *persister* et de *se propager* dans l'ensemble du vent;

- Les surdensités sont les conséquences d'instabilités intrinsèques du vent, *i.e.* un phénomène de type turbulent affecterait potentiellement l'intégralité du vent.

Il n'est pas encore possible de trancher définitivement entre les deux possibilités. À tout le moins, la survie des surdensités semble difficile à obtenir sur une longue durée. Une surdensité plongée dans un vent chaud devrait être plus lente que le vent ambiant et donc subir l'instabilité de Rayleigh-Taylor. L'accélération  $g$  subie par ce globule dense est inversement proportionnelle à sa masse, proportionnelle à sa section efficace et à la pression exercée par le vent sur sa surface ( $1/2\rho_{vent}V^2$ , où  $V$  mesure la différence des vitesses entre le vent et le globule). La durée caractéristique de développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor est de l'ordre de (Chandrasekhar 1961; Roy & Kunth 1995):

$$\tau_{R-T} = \left( \frac{\rho_{vent} + \rho_{glob}}{\rho_{glob} - \rho_{vent}} \times gk \right)^{-1/2},$$

avec  $\rho_{vent}$  et  $\rho_{glob}$ , les densités du vent et du globule,  $k = 2\pi/\lambda$  le nombre d'onde de la perturbation ( $\lambda$  étant assimilé ici à la taille du globule). Pour un globule 50 fois plus dense que le vent ambiant,  $\tau_{R-T} \sim (gk)^{-1/2}$ . Un tel globule de rayon un rayon solaire plongé à dix rayons solaires dans un vent associé à une perte de masse de  $10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  et  $v_{\infty} = 1000 \text{ km s}^{-1}$ , avec une différence de vitesses  $V = 100 \text{ km s}^{-1}$  donne  $g \sim 10 \text{ cm s}^{-2}$  et  $\tau_{R-T} \sim 10$  heures. Ainsi, en quelques dizaines d'heures le globule devrait être complètement fragmenté. Si l'on tient compte de la possible neutralité du globule, la radiation de l'étoile est à même d'ioniser une couche sans cesse plus profonde de la surface de la surdensité. Dans cette couche la vitesse du son du globule  $c_{glob}$  augmente (typiquement d'un facteur  $\approx 3$ ), et donc l'énergie thermique de cette région ( $\propto c_{glob}^2$ ) se trouve accrue

d'un facteur  $\approx 10$ . Dès lors, inclure les effets de la photoionisation des surdensités est à même de prolonger sensiblement leur durée de vie dans un rapport  $\approx 10$  puisque le globule ne sera sensiblement affecté par le vent qu'après l'interception d'une énergie cinétique du vent plus importante. Néanmoins, cela est sans doute encore insuffisant pour rencontrer un globule à des distances nébulaires. Des estimations plus précises des durées de vie pourraient être obtenues via des simulations hydrodynamiques, préférentiellement à au moins deux dimensions afin de rendre compte également de la forme des globules au cours du temps.

Assurément, il nous faut remarquer qu'une fragmentation globale des vents imposerait une révision à la baisse des taux de perte de masse, si l'estimation de ces derniers repose sur une hypothèse d'homogénéité des atmosphères stellaires.

### 1.5.2 Des vents stratifiés

Les raies d'ions comme NIII, NIV et NV ou bien CII, CIII et CIV ne sont pas formées dans des régions strictement identiques du vent. Des états d'ionisation distincts sont naturellement associés à des zones du vent reflétant des variations des conditions physiques, notamment de la température. C'est en ce sens que nous disons les vents des WR, ou des [WC], stratifiés. D'un point de vue observationnel, la stratification a été mise en évidence de deux manières différentes:

- Quand la largeur des raies varie avec l'état d'ionisation/excitation: Les ions les moins ionisés se forment "loin" dans le vent (où la température est plus basse et la vitesse terminale quasiment atteinte) leurs raies d'émission seront plus larges que celles des ions les plus ionisés (plus proches de l'étoile et où l'écoulement est moins rapide). De la même manière, le potentiel d'excitation des raies varie en raison inverse de la largeur des raies. Ces faits ont été très tôt établis pour les WR (Beals 1929; Kuhl 1973) et plus tardivement pour l'étoile [WC9] BD +30°3639 (Smith & Aller 1971; Schulte-Ladbeck & Herald 1996);

- Quand le profil global des raies varie avec la distance à l'étoile: Les raies qui sont formées près de l'étoile ont un sommet arrondi, parfois triangulaire, les raies formées plus loin ont un sommet qui va s'aplatissant (Kuhi 1973). En fait la platitude du sommet est révélatrice de la quasi nullité des gradients de vitesse (Beals 1931). La figure 3 illustre cette propriété.

Ces propriétés nous montrent qu'il existe donc une relation entre le champ de vitesse et la stratification en température. Plus récemment, l'étude de la stratification observée a même pu nous apprendre que la loi de vitesse du vent peut être différente pour des étoiles distinctes de sous-types spectraux identiques (Niedzielski 1994).

### 1.5.3 Morphologie des nébuleuses entourant les étoiles WR et les ECNP

Nous pouvons aborder la morphologie des NWR et des NP comme étant essentiellement déterminée par l'histoire des vents délivrés par les étoiles centrales correspondantes. En effet, les vents des étoiles WR ou des ECNP connaissent une histoire semblable: un vent rapide et "léger" succède à un vent lent et plus dense, entre en collision avec ce dernier:

- ECNP: Le vent lent et dense est celui du stade AGB (le supervent), avec  $v_\infty \sim 10 \text{ km s}^{-1}$  et  $\dot{M} \sim 10^{-7}-10^{-4} M_\odot \text{ an}^{-1}$ . Le vent rapide, très peu dense, correspond au stade proto-NP pour lequel  $v_\infty \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$  et  $\dot{M} \sim 10^{-9}-10^{-7} M_\odot \text{ an}^{-1}$ ;
- WR: Le vent lent et dense est celui du stade RSG ou LBV (selon la masse initiale de l'étoile) avec  $v_\infty \sim 10^1-10^2 \text{ km s}^{-1}$  et  $\dot{M} \sim 10^{-5}-10^{-4} M_\odot \text{ an}^{-1}$ . Le vent rapide moins dense a lieu durant le stade WR pour lequel  $v_\infty \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$  et  $\dot{M} \sim 10^{-6}-10^{-4} M_\odot \text{ an}^{-1}$ .

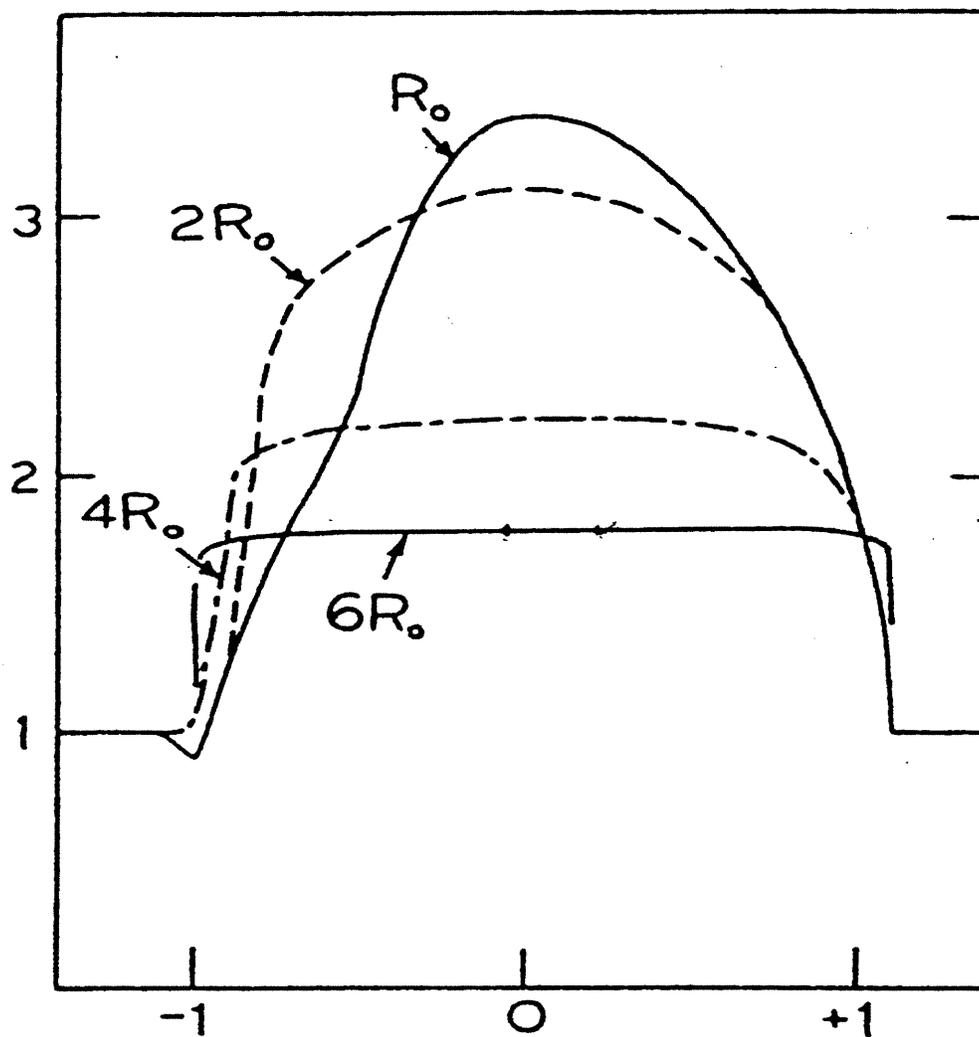


FIGURE 3. Profils théoriques des raies d'émission calculés pour des enveloppes de symétrie sphérique en expansion radiale et de rayons  $nR_0$ , avec  $R_0$  le rayon de l'étoile. En abscisses: les vitesses radiales dans le référentiel de l'étoile. En ordonnées: l'intensité de la raie d'émission. Le continu est normalisé à 1, les échelles de vitesse sont normalisées à 1 pour la vitesse maximale (d'après Kuhl 1973).

Les dimensions des NWR galactiques sont de l'ordre de la dizaine de parsecs, celles des NP, de l'ordre du parsec *au maximum*. Ce facteur 10–100 en taille est intéressant car les deux types de nébuleuses présentent néanmoins des caractéristiques morphologiques identiques. Cette propriété est encore vérifiée quand on considère les NWR du Grand Nuage de Magellan dont la taille est jusqu'à 100 fois plus importante que celle des NP galactiques. Une telle similarité homothétique conforte l'idée selon laquelle la formation des différentes nébuleuses se déroulerait selon un processus semblable dont le ressort serait une histoire des vents qualitativement identique.

D'autre part, les NP et les NWR ont des formes globales semblables. On retiendra que les nébuleuses peuvent être sphériques, elliptiques, bipolaires et peuvent même présenter de multiples coquilles (NP: Balick 1994, Chu *et al.* 1991; NWR: Marston 1996, Marston 1995).

Ces caractéristiques se prêtent à une explication impliquant l'interaction de plusieurs vents. Les deux types de nébuleuses sont aussi très souvent fragmentés et c'est encore le scénario de l'interaction des vents qui fournirait l'explication en rendant naturelle l'instauration d'instabilités hydrodynamiques comme l'instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface entre les deux vents.

Les NP auraient par contre l'exclusivité de quelques bizarreries morphologiques comme les FLIERS (*Fast Low-Ionization Emission Regions*) ou bien des jets et des *ansae*. Les FLIERS sont une paire de noeuds brillants très supersoniques et de basse ionisation que l'on observe parfois le long de l'axe majeur des NP (Balick *et al.* 1994). Les FLIERS sont probablement des éjections ou des collimations récentes du gaz nébulaire dont on ne comprend pas bien l'origine. Les jets et les *ansae* semblent par contre être également le fait de l'interaction du vent rapide avec le vent lent (Frank *et al.* 1996), via éventuellement l'ajout d'un champ magnétique stellaire (García-Segura *et al.* 1999).

## 1.6 Notions sur les vents des étoiles O et LBV

Le vent d'une étoile O est assez bien expliqué par la théorie des vents accélérés radiativement (CAK) que nous décrirons dans une prochaine section. Très lumineuses ( $\sim 10^5$  à  $\sim 10^6 L_{\odot}$ ) et chaudes ( $\approx 20000$  à  $\approx 50000 K$ ), les étoiles O ont leurs valeurs mesurées du taux de perte de masse ( $\approx 10^{-7} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  à  $\approx 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ) et de la vitesse terminale ( $\approx 1000$ – $3000 \text{ km s}^{-1}$ ) bien reproduites par la théorie CAK. Pour les paramètres fondamentaux de ces étoiles, nous renvoyons le lecteur aux travaux de Herrero *et al.* (2000), et leurs références citées. La plupart des étoiles O (environ 80 %) montrent une variabilité rapide (échelle de temps: environ une heure) de la partie en absorption de leurs profils P Cygni ultraviolets. Si cette partie n'est pas saturée on observe en effet une ou plusieurs composantes discrètes en absorption (CDA) qui se superposent au profil d'absorption général. La matière qui est associée aux CDA se trouve donc sur la ligne de visée.

Les CDA font leur apparition à une longueur d'onde correspondant à environ  $0,5 \times v_{\infty}$ , accélèrent, puis atteignent asymptotiquement  $-v_{\infty}$  avec une accélération sans cesse diminuant jusqu'à devenir presque nulle. Contrairement aux sous-pics des étoiles WR et [WC], la largeur des CDA varie avec le temps de  $\approx 0,6 \times v_{\infty}$  à  $\approx 0,1 \times v_{\infty}$ . Les CDA demeurent visibles durant quelques heures voire quelques jours (Howarth & Prinja 1989; Lamers 1994). Les parties en émission des raies ultraviolettes P Cygni ne montrent pas, elles, de variabilité (pas de sous-pics comme pour les WR).

L'origine des CDA est encore discutée mais la coexistence d'une variabilité des raies photosphériques sur des échelles de temps comparables suggère une connexion avec la photosphère. Une possibilité serait que la connexion se fasse via des pulsations non-radiales de l'étoile (Fullerton *et al.* 1996). D'autre part, le phénomène des CDA est apparemment en relation avec la période de rotation de l'étoile. Les CDA correspondraient donc possiblement à des structures ancrées dans la

photosphère via, par exemple, des structures magnétiques (“régions corotatives en interaction”; Cranmer & Owocki 1996). Nous pouvons aussi donner deux autres indices en faveur de la fragmentation des vents des étoiles O:

- Sous-pics mobiles des raies d’émission. Ce n’est que récemment (Eversberg *et al.* 1996) que des sous-pics variables ont été observés pour l’étoile O de type précoce la plus brillante du ciel:  $\zeta$  Pup, de type spectral O4I(n)f. Des sous-pics de la raie d’émission HeII $\lambda$ 4686 sont en effet observables à son sommet et ont un comportement assez semblable à celui des sous-pics des étoiles WR. Ainsi les vents des étoiles O, peu denses, moins puissants que ceux des étoiles WR, seraient potentiellement tous affectés d’inhomogénéités de petites échelles;

- Sursauts X des systèmes OB+c. Des surdensités du vent se manifestent également par des sursauts (temps caractéristique environ dix minutes) de l’émission X des systèmes binaires OB+c. Cette émission est associée au taux d’accrétion de matière sur l’objet compact. La variabilité de l’émission X indique donc une variabilité du taux d’accrétion et donc, probablement, la présence d’inhomogénéités dans le vent. Le taux d’accrétion étant proportionnel à  $\rho v^{-3}$ , les sursauts correspondraient au passage de l’étoile à neutrons au “travers” d’une région plus dense et/ou moins rapide (Lamers 1994 et références citées).

Les étoiles lumineuses bleues et variables firent leur entrée dans le domaine de l’évolution des étoiles massives au début des années 80. En effet, c’est en 1983 qu’il apparut nécessaire de considérer une phase évolutive des étoiles O caractérisée par de forts taux de perte de masse afin de permettre aux étoiles WR d’être les descendantes des étoiles O les *plus massives* (Maeder 1983). Cette idée semble confirmée par l’observation de la composante O du système binaire HD 5980 (WN4+O7I) du petit nuage de Magellan, qui serait récemment entrée<sup>5</sup>

---

<sup>5</sup>Cependant Koenigsberger *et al.* (1995) pensent que la caractéristique LBV serait due à la composante WN.

dans sa phase LBV (Barba *et al.* 1995; Moffat *et al.* 1998).

Très lumineuses ( $10^{5.5}L_{\odot} < L_{*} < 10^7L_{\odot}$ ), les LBV sont à nos yeux les représentantes d'une phase brève ( $\approx 10^4 - 10^5$  ans) de l'évolution des étoiles massives (Appenzeller & Wolf 1981). Nous ne présentons ici que la variabilité du vent des LBV et laissons de côté le problème de la morphologie des nébuleuses qui leur sont associées. La forme de ces nébuleuses est en effet très dépendante des pertes de masse occasionnelles et éruptives qui affectent les étoiles centrales LBV. Rayonnant presque leur luminosité d'Eddington, les LBV ont des éruptions qui peuvent résulter en des variations très importantes de leur taux de perte de masse: des variations d'un facteur 10 sont possibles sur une échelle de temps aussi brève que l'année (Lamers 1994). Il va de soi que nous ne pouvons pas appliquer à ces objets notre vision simpliste de nébuleuses façonnées par des vents, tant les paramètres de ces derniers sont variables sur de courtes échelles de temps. De plus, rien que pour le petit nombre de LBV connues à ce jour, les taux de perte de masse varient d'une étoile à l'autre d'un facteur pouvant atteindre 500 (de  $\approx 3 \times 10^{-4}M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  pour  $\eta$  Car à  $\approx 6 \times 10^{-7}M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  pour R71; Leitherer 1997). De telles disparités pour le petit échantillon de LBV connues est manifeste du caractère ambigu de leur classification.

Les vents lents ( $\sim 10^2 \text{ km s}^{-1}$ ) des LBV partagent avec les étoiles O la présence de CDA. Il convient cependant de noter que les CDA des LBV ont un comportement différent des CDA des étoiles O:

- Elles semblent persister bien plus longtemps (une année voire plus);
- La vitesse des CDA augmente quand le potentiel d'excitation de la raie ultraviolette diminue.

Ces deux faits laissent penser que les structures qui sont responsables des CDA sont *très étendues* dans l'espace. Puisque le vent des LBV apparaît fragmenté, il se pose la question de savoir si cette fragmentation est importante ou non.

Dans le cas de l'étoile LBV P Cyg, Leitherer (1997) met l'accent sur le fait suivant: quelle que soit la méthode choisie pour calculer  $\dot{M}$ , les résultats sont semblables. Il remarque en effet que les taux de perte de masse calculés à partir des raies de recombinaison optiques (région de l'espace située à moins de  $\approx 3R_*$  de l'étoile centrale) ou bien à partir du continu radio (distance à l'étoile centrale:  $\sim 10^2 R_*$ ) sont cohérents. Même constatation pour les domaines du vent intermédiaires associés aux raies de recombinaison infrarouges et au continu infrarouge. Cela nous conduit à penser que pour toutes les évaluations observationnelles de  $\dot{M}$ , les hypothèses de symétrie sphérique, de stationnarité et d'homogénéité du vent (admisses pour chaque méthode) sont soit *correctes*, soit *mises en défaut dans une même importance quelle que soit la région du vent considérée*.

Sachant que l'hypothèse d'homogénéité est absolument fausse (P Cyg montre des CDA) dans le domaine ultraviolet (région relativement proche de l'étoile), la consistence des différents calculs de  $\dot{M}$  suggère qu'elle est tout aussi fausse dans le domaine radio (assez loin de l'étoile). Néanmoins, la fragmentation ne doit pas être trop importante car d'une méthode à l'autre la dépendance fonctionnelle des calculs avec la densité n'est pas la même:  $\rho$  ou bien  $\rho^2$ . La distribution des densités dans le vent doit donc avoir une faible variance, *i.e.* l'hypothèse homogène n'est pas trop loin de la réalité. Il faut évidemment bien se garder de généraliser hâtivement cette propriété de P Cyg aux autres LBV, qui peuvent fort bien ne pas la satisfaire.

## 1.7 Programme de notre étude et objets sélectionnés

Les objectifs qui ont motivé les travaux présentés dans cette thèse sont les suivants:

- Tester le caractère possiblement *universel* de la fragmentation des vents chauds pour le plus grand nombre de classes d'étoiles chaudes. Les observa-

tions de l'étoile O  $\zeta$  Pup et celles des vents WR pop. I, relativement déjà bien étudiés, allant dans le sens d'une telle universalité, une priorité est d'aborder ce vaste programme avec la classe des étoiles centrales de nébuleuses planétaires présentant le phénomène WR, les [WC]. Pour les étoiles WR pop. II les interrogations sur les conditions précises de la perte de masse restent en effet quasi entières. Rappelons aussi que, parmi les étoiles chaudes, celles exhibant le phénomène WR sont relativement stables et possèdent les vents les plus puissants, ce qui facilite leur étude observationnelle;

- Le cas échéant, effectuer une comparaison de cette variabilité suspectée avec celle exhibée par les étoiles WR pop. I;
- Étudier la géométrie des vents WR pop. II, en particulier répondre à la question de sa possible *anisotropie*;
- Étudier la loi de vitesse des vents des étoiles [WC] et la comparer à celle employée dans les modèles d'atmosphères;
- Vérifier l'existence de gradients de vitesse importants dans les vents, gradients attendus dans le cadre de vents chauds contenant des fragments associés à de nombreux chocs;
- Aborder la question de l'impact d'un vent WR pop. I ou II *fragmenté* sur le milieu circumstellaire ou la nébuleuse éjectée selon deux approches distinctes:
  1. Étudier la turbulence éventuelle au sein des NWR ou des NP et tenter de relier le statut des nébuleuses à l'histoire des vents de l'étoile centrale;
  2. Relier la formation continue de poussières dans les atmosphères des sous-types WC et [WC] les plus froids à l'existence de surdensités dans les atmosphères. En effet, nous savons qu'une atmosphère *homogène* n'est pas assez dense (dans les régions où la radiation ultraviolette

stellaire aurait suffisamment chuté) pour permettre aux poussières de malgré tout se former.

Cette thèse se voudrait la première étude *quantitative* de ces questions. Pour atteindre les objectifs listés ci-dessus, nous avons élaboré plusieurs programmes observationnels:

1. À partir d'observations spectroscopiques *intenses* à moyenne ou haute résolutions et à grands rapports S/B dans le domaine optique (essentiellement pour sonder les raies *intenses* CIII $\lambda$ 5696 et CIV $\lambda$ 5801/12) avec des télescopes de la classe 1.5m, nous avons concentré nos efforts sur les vents issus d'un échantillon de 5 étoiles centrales de nébuleuses planétaires galactiques présentant le phénomène WR tardif ([WC]-*late*). Deux de ces étoiles ont été sélectionnées en vertu de leur brillance relativement importante (en comparaison des autres ECNP) qui se prête à des observations intenses de qualité avec des télescopes de  $\approx 1.5$ m tout en garantissant une bonne résolution temporelle de la variabilité (voir la limitation sur la durée d'exposition dans l'appendice C). Le niveau de variabilité a été évalué de manière *quantitative* via le calcul des Spectres de Variance Temporelle (ou TVS: *Temporal Variance Spectrum*) définis par Fullerton *et al.* (1996), et ce, chaque fois que le nombre de spectres obtenus consécutivement était suffisamment important pour rendre cette méthode statistique fiable. Chaque fois que cela était possible, une cinématique détaillée des sous-pics mobiles a été soigneusement établie. Voir le tableau III pour découvrir la liste des étoiles étudiées. Nos travaux originaux sont présentés dans les chapitres 3, 4 et 5;
2. Nous avons étudié le problème de l'impact de la fragmentation des vents issus de deux étoiles WR pop. I sur la fragmentation du milieu circumstellaire ou nébulaire. Voir le tableau IV pour découvrir la liste des objets étudiés dans cette thèse. Cet aspect du problème a été abordé selon deux approches:

- L'étude de la formation des poussières dans les atmosphères chaudes a été entreprise pour la binaire galactique de longue-période (13.2 an) WC7+OB WR 137 via des observations dans l'infrarouge avec NICMOS2/HST. Les observations de cette étoile ont été réalisées autour du maximum de flux dans la bande K, période associée au passage de la composante O au périastre de la composante WR pop. I. Au périastre la collision du vent O avec le vent WR est la plus brutale et est associée à une formation de poussières intensifiée. Cet objet s'est avéré unique et idéal pour cette dernière raison. Nos travaux originaux sont présentés dans le chapitre 6;
- Les champs de densité et de vitesse de la nébuleuse M1-67 (étoile centrale galactique WR 124, WR pop. I de sous-type WN8) ont été observés et analysés. Le champ de densité a été obtenu à partir de clichés profonds en H $\alpha$  réalisés avec WFPC2/HST. Le champ de vitesse a été obtenu à l'aide de clichés interférométriques Fabry-Perot en H $\alpha$  réalisés au TCFH équipé de l'interféromètre de l'Université Laval (Québec). De sous-type WN8, l'étoile WR 124 est supposée être entrée récemment dans sa phase Wolf-Rayet. Les études antérieures de la nébuleuse éjectée associée ont montré que cette dernière est essentiellement constituée des éjectas de WR 124. Ces deux particularités combinées à sa grande distance au-dessus du plan galactique font de cet objet une nébuleuse relativement *jeune* et *peut-être* *peu influencée* par le MIS ambiant. M1-67 s'avère être la seule NWR pouvant être imagée intégralement dans le champ de WFPC2, et qui satisfait cette dernière caractéristique. Notons qu'avec un diamètre apparent de  $\approx 120''$ , l'étude de sa structure peut être avantageusement entreprise sur un intervalle large d'échelles spatiales caractéristiques. La recherche de turbulence a été entreprise à la fois dans le champ de densité et le champ de vitesse via *le calcul des fonctions de structure*.

Dans le cas particulier du champ de densité, les fonctions de structure ont été obtenues grâce à une méthode originale faisant appel à la décomposition en *ondelettes* du signal à deux dimensions que constitue l'image HST. Nos travaux originaux sont présentés dans les chapitres 8 et 9.

Les tableaux III et IV donnent la liste des objets sélectionnés ainsi que les moyens observationnels employés.

Enfin, nous avons utilisé le code magnétohydrodynamique ZEUS-3D afin de tester la *survie de fragments loin de l'étoile*. Des simulations *prospectives* 2D purement hydrodynamiques ont été réalisées et sont présentées dans le chapitre 10. Le chapitre qui suit précise la physique des vents chauds et constitue un préambule nécessaire à la compréhension de nos résultats présentés dans les chapitres 3, 4 et 5.

Noms PNG Nom usuel NP Nom(s) étoile	Noyau Type spec. magn. $V$ $\alpha_{2000}$ $\delta_{2000}$	Télescope Spectrographe	Régime spectral Résol. spectr.	$S/B^a$	Résol. temp.	Nb de spectres obtenus
<b>120.0+09.8</b> <b>NGC 40</b> <b>HD 826</b>	[WC 8] 11.6 $00^h 13^{min} 01^s$ $+72^\circ 31' 19''$	OMM (1.6 m) B&C	5300–5960 Å $\approx 2.8$ Å (2000)	40–80	17 min	206 <sup>b</sup>
		OHP (1.52 m) AURÉLIE	5250–6000 Å $\approx 1.1$ Å (5000)	15–40	30 min	166 <sup>b</sup>
<b>064.7+05.0</b> <b>He 2-438</b> <b>BD +30° 3639</b> <b>HD 184738</b> <b>V 1966 Cyg</b>	[WC 9] 9.9 $19^h 34^{min} 45^s$ $+30^\circ 30' 59''$	OHP (1.52 m) AURÉLIE	5500–5950 Å $\approx 0.5$ Å (11000)	20–50	25–30 min	137 <sup>c</sup>
<b>309.0-04.2</b> <b>He 2-99</b> <b>LSS 3169</b>	[WC 9] 14.0 $13^h 52^{min} 31^s$ $-66^\circ 23' 24''$	ESO/CAT (1.4 m) CES-long camera	5670–5720 Å $\approx 0.1$ Å (50000)	NA <sup>d</sup>	90–120 min	16 <sup>c</sup>
<b>001.5-06.7</b> <b>Sw St 1</b> <b>HD 167362</b>	[WC 9–10] 11.8 $18^h 16^{min} 12^s$ $-30^\circ 52' 08''$	ESO/CAT (1.4 m) CES-long camera	5670–5720 Å $\approx 0.1$ Å (50000)	30–35	60 min	2 <sup>c</sup>
<b>327.1-02.2</b> <b>He 2-142</b>	[WC 9] 15.1 $15^h 59^{min} 57^s$ $-55^\circ 55' 31''$	ESO/CAT (1.4 m) CES-long camera	5670–5720 Å $\approx 0.1$ Å (50000)	NA <sup>d</sup>	90 min	2 <sup>c</sup>

TABLEAU III. Étude des vents WR pop. II tardifs: caractéristiques des objets du programme, moyens observationnels employés et résolution temporelle effective.

<sup>a</sup>Rapport signal sur bruit typique des spectres obtenus (évalué dans le continuum adjacent à la raie d'émission CIII $\lambda$ 5696).

<sup>b</sup>Les périodes d'observations sont détaillées dans le chapitre 5.

<sup>c</sup>Les périodes d'observations sont détaillées dans le chapitre 4.

<sup>d</sup>Continuum sous-exposé, seule l'information du sommet du profil de la raie d'émission CIII $\lambda$ 5696 a été étudiée.

Nom(s) $\alpha_{2000}$ $\delta_{2000}$	Nature Magnitude(s)	Télescope Instrument(s)	Résolution ou seeing Données collectées
<b>WR 137</b> <b>HD 192641</b> 20 <sup>h</sup> 14 <sup>min</sup> 32 <sup>s</sup> +36° 39' 40"	<i>Étoile binaire:</i> WC7+OB H $\approx$ 6.7 K $\approx$ 6.2	HST 2.4m NICMOS-2	Résolution $\approx$ 0.16" F165M (H $\alpha$ ): 18 $\times$ 0.60 sec (1997) F237M (K $\alpha$ ): 18 $\times$ 0.60 sec (1997) F165M (H $\alpha$ ): 24 $\times$ 0.40 sec (1998) F237M (K $\alpha$ ): 24 $\times$ 0.40 sec (1998)
<b>M 1-67</b> <b>Sh 2-80</b> 19 <sup>h</sup> 11 <sup>min</sup> 31 <sup>s</sup> +16° 51' 38"	<i>Nébuluse éjectée</i> Brillance de surface: $BS_{moy}(H\alpha) \approx 2.5 \times 10^{-15}$ (erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> arcsec <sup>-2</sup> ) Étoile centrale: WR 124 (WN8), V $\approx$ 11.2	HST 2.4m WFPC2  CFHT 3.6m OSIS muni de: Fabry-Perot (Univ. Laval) Finesse=30, FSR(H $\alpha$ )=392 km s <sup>-1</sup>	Résolution $\approx$ 0.15" F656N (H $\alpha$ ): 4 $\times$ 2500 sec F555W (V): 1 $\times$ 40 sec F675W (R): 4 $\times$ 50 sec  Seeing $\approx$ 0.6–0.7" Échantillonnage vitesse: $\approx$ 5.9 km s <sup>-1</sup> 66 canaux en H $\alpha$ (200 sec/canal)

TABLEAU IV. Étude de l'impact des vents stellaires sur le milieu circumstellaire: caractéristiques des objets du programme, moyens observationnels employés. Les périodes d'observations sont détaillées dans le chapitre 6 pour WR 137, dans les chapitres 8 et 9 pour M1-67.

## CHAPITRE 2

### Les vents rapides et chauds, leurs inhomogénéités: aspects théoriques et observationnels

#### 2.1 Des vents supersoniques et compressibles

Les vents des étoiles chaudes sont fortement supersoniques. Ce caractère supersonique est de première importance car la nature compressible des gaz est alors à prendre en compte. Cela a pour conséquence majeure de nous éloigner significativement du modèle de Kolmogorov de la turbulence, adapté au cas *incompressible*, quand celle-ci trouve les conditions requises pour son établissement. Rappelons sous quelle condition un gaz peut être considéré de masse volumique constante, *i.e.* incompressible.

L'équation de Bernouilli pour un fluide de masse volumique variable s'écrit (en l'absence de forces de volume):

$$\frac{1}{2}V^2 + \int \frac{dP}{\rho} = cte,$$

où  $V$ ,  $P$  et  $\rho$  sont respectivement la vitesse, la pression et la densité du gaz.

Or, en admettant que la densité est une fonction de la pression  $\rho = f(P)$ , et en développant le volume massique en série de Taylor, autour d'une valeur de référence  $1/\rho_0$ , on obtient:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} + \frac{d}{dP} \left( \frac{1}{\rho} \right)_0 (P - P_0) + \dots$$

En prenant uniquement en compte les deux premiers termes de cette série et réécrivant le second à l'aide de:

$$\frac{d}{dP} \left( \frac{1}{\rho} \right)_0 = -\frac{1}{\rho_0^2} \frac{d\rho}{dP} = -\frac{1}{\rho_0^2 \frac{dP}{d\rho}} = -\frac{1}{\rho_0^2 c_{son}^2},$$

où  $c_{son}^2$  est le carré de la célérité du son dans le gaz considéré calculée pour la valeur de référence  $\rho_0$ , on obtient:

$$\frac{V^2}{2} + \frac{P}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_0^2 c_{son}^2} \left( \frac{P^2}{2} - P_0 P \right) = cte. \quad (2.1)$$

Pour un gaz parfait, la vitesse du son est:

$$c_{son} = \sqrt{\frac{\gamma k T}{\mu m_H}},$$

où  $\mu$  est le poids moléculaire moyen,  $m_H$  la masse de l'atome d'hydrogène,  $T$  la température du gaz et  $k$  la constante de Boltzmann.  $\gamma = C_p/C_v \neq 1$  car la propagation d'un son est adiabatique et non isotherme.

Si un gaz, partant des conditions  $V_1$ ,  $P_1$  et  $\rho_1$ , est freiné jusqu'au repos  $V_2 = 0$ ,  $P_2$ ,  $\rho_2$ , l'équation (2.1) nous donne:

$$\frac{V_1^2}{2} = \frac{P_2 - P_1}{\rho_1} \left( 1 - \frac{P_2 - P_1}{2\rho_1 c_{son}^2} \right). \quad (2.2)$$

D'autre part, l'équation du mouvement d'un fluide non visqueux sujet aux seules forces issues des gradients de pression est:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P,$$

où  $\mathbf{V}$  est la vitesse vectorielle du gaz.

À un instant donné, nous pouvons estimer les quantités de cette dernière équation en ordres de grandeur, l'échelle de gradient étant notée  $l$ :

$$\rho \frac{V^2}{l} \sim \frac{\Delta P}{l},$$

mais,

$$c_{son}^2 \sim \frac{\Delta P}{\Delta \rho},$$

donc,

$$\rho \frac{V^2}{l} \sim c_{son}^2 \frac{\Delta\rho}{l},$$

et finalement,

$$\frac{V^2}{c_{son}^2} \sim \frac{\Delta\rho}{\rho}.$$

Imaginer le fluide absolument incompressible, *i.e.*  $\Delta\rho/\rho \ll 1$ , revient donc à penser sa vitesse du son infinie ou bien, ce qui est équivalent, sa vitesse très subsonique; l'équation (2.2) devient alors:

$$c_{son}^2 \rightarrow +\infty \quad , \quad V_1^2 = 2 \frac{P_2 - P_1}{\rho_1}.$$

À présent, en remplaçant  $P_2 - P_1$  dans la parenthèse de (2.2) par sa valeur déduite de l'expression ci-dessus, on a:

$$V_1^2 \approx 2 \frac{P_2 - P_1}{\rho_1} \left( 1 - \frac{V_1^2}{4c_{son}^2} \right).$$

Pour des nombres de Mach,  $M = V_1/c_{son}$ , suffisamment petits, disons  $M < 0.5$ , la solution est peu différente de celle obtenue pour un fluide incompressible. Le tableau V donne des valeurs typiques de température  $T$ , vitesse du son  $c_{son}$ , vitesse des écoulements  $V$ , nombre de Mach  $M$  et facteur correctif au cas incompressible  $V^2/4c_{son}^2 = M^2/4$  dans différents contextes astrophysiques: les vents stellaires chauds sont très supersoniques, leur compressibilité ne peut être négligée.

## 2.2 L'approche Coeur-Halo

L'omniprésence de vents, *i.e.* d'atmosphères étendues en expansion, pour les étoiles chaudes réclame une définition de ce qu'on appelle la *photosphère* de tels objets: *La photosphère d'une étoile chaude est la partie de l'étoile où les équilibres radiatifs et hydrostatiques sont valides, les distributions de Saha-Boltzmann ou de Planck n'étant pas nécessairement satisfaites* (d'après Kudritzki & Hummer 1990). La partie la plus externe de la photosphère est celle où la vitesse de l'écoulement égale la vitesse du son (c'est le point sonique du vent). Le vent est conçu hors

Écoulement	<sup>1</sup> $T$	<sup>2</sup> $c_{son}$	<sup>2</sup> $V$	$M = V/c_{son}$	$M^2/4$	Qualité
Vent troposphérique ( $h < 10 - 20$ km)	273	0.33	0.03	0.1	$2.1 \times 10^{-3}$	Très Subsonique
Granule solaire	6000	10	3	0.3	0.0225	Subsonique
Vent solaire dans la couronne	$10^6$	130	350	3	2	Supersonique
Vent WR ou [WC] (HeII quasi pur)	30000	20	1000	50	625	Très Supersonique

TABLEAU V. Quelques écoulements astrophysiques typiques avec indication de leur caractère subsonique ou bien supersonique. Unités: <sup>1</sup>[K], <sup>2</sup>[km s<sup>-1</sup>].

de la photosphère ainsi définie et est caractérisé par une probable abolition de l'équilibre radiatif et une perte certaine de l'équilibre hydrostatique, remplacé par une théorie hydrodynamique dont le moteur essentiel est la pression de radiation (Kudritzki & Hummer 1990).

Cette définition de la photosphère conduit à considérer l'atmosphère en expansion bien "détachée" du noyau stellaire, la structure du vent étant alors supposée seulement déterminée par les conditions physiques imposées par le coeur hydrostatique. On parle alors de structure Coeur-Halo (*Core-Halo*).

L'approche Coeur-Halo suppose implicitement que la formation du continu ne provient que du coeur stellaire hydrostatique — *i.e.* que le vent n'y contribue pas — et que les effets dynamiques se trouvent seulement dans le vent — *i.e.* que l'on néglige l'impact de possibles mouvements macroscopiques de la photosphère — (Lucy 1986). On dégage donc dans cette approche deux régions principales de l'atmosphère, géométriquement situées de part et d'autre du point sonique: le vent *et* la photosphère, régions dont la connexion physique est mal connue car elles affichent des propriétés générales très différentes.

La structure en densité électronique  $n_e$  de la photosphère suit essentiellement une décroissance exponentielle de l'intérieur vers l'extérieur (de  $\sim 10^{15}$  à  $\sim 10^{13}$

$\text{cm}^{-3}$ ). La densité du vent stationnaire, au moins pour ses couches les plus externes de vitesse quasi constante, où  $v(r) \sim v_\infty$ , décroît selon l'inverse d'une loi de puissance,  $n_e \propto (r^2 v(r))^{-1} \sim (r^2 v_\infty)^{-1} \propto r^{-2}$  (sachant que  $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$ ), typiquement  $n_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Dans la photosphère, la géométrie plane-parallèle est supposée valide, mais elle doit être assurément abandonnée dans le vent en raison de son extension spatiale. La photosphère contient généralement — tout comme pour les étoiles “normales” — la région où le continuum optique se forme, *i.e.* l'endroit où la profondeur optique est l'unité pour une certaine longueur d'onde de référence.

L'hypothèse Coeur-Halo apparaît raisonnablement bien justifiée pour les étoiles O même si, pour beaucoup d'entre elles, tout comme bon nombre d'étoiles centrales de nébuleuses planétaires, le continuum de l'état fondamental de l'HeII se forme au-delà du point sonique ! En revanche, dans le cas des étoiles WR ou [WC], cette hypothèse est tout à fait inacceptable, l'intégralité des continua y est produite dans le vent (Kudritzki & Hummer 1990). De plus, même pour les étoiles O et les ECNP, l'hypothèse d'une photosphère de géométrie plane-parallèle n'est pas acceptable.

### 2.3 Vent stationnaire et homogène

L'absorption d'un continu stellaire intense et chaud (essentiellement le continu de Lyman et/ou de Balmer) par des milliers de raies métalliques atmosphériques est à même d'amorcer et de maintenir un vent stellaire supersonique, pourvu que l'étoile soit suffisamment lumineuse (Abbott 1979).

Nous présenterons tout d'abord le cas particulier des vents optiquement minces qui concerne essentiellement les étoiles O, les étoiles centrales de NP dont les vents sont peu denses et probablement certaines étoiles LBV (celles dont les vents sont les moins denses). Le cadre théorique des vents optiquement minces est celui du modèle CAK (Castor, Abbott et Klein 1975a), et des améliorations qui lui furent

apportées par la suite.

Ensuite, nous aborderons le cas des vents optiquement épais, qui concerne les étoiles WR et [WC]. Pour ces dernières étoiles, les raies et le continu se forment dans le vent, plus précisément dans des couches de l'atmosphère dont les vitesses d'expansion sont déjà fortement supersoniques; il en résulte l'impossibilité de déterminer directement les paramètres stellaires à partir de la seule analyse spectroscopique sans y adjoindre une physique *arbitraire* pour décrire l'intérieur des couches opaques de l'atmosphère.

### 2.3.1 Vents optiquement minces, la théorie CAK

La théorie CAK permet d'effectuer la synthèse de raies diagnostiques du spectre stellaire et de comparer les profils calculés à ceux directement observés. Pour les étoiles O, les variations d'intensité et de profil de raies spécifiques du vent sont reliées aux paramètres stellaires avec une précision comparable, voire meilleure, aux relations obtenues par l'analyse des raies photosphériques.

Toujours pour les étoiles O, l'information déduite des raies du vent est en outre complémentaire ou même redondante à l'information tirée des raies photosphériques. Par exemple, le rayon et, par suite, la distance peuvent être obtenus via une pure analyse quantitative des raies du vent. La masse, elle, peut être évaluée indépendamment par les raies photosphériques ou bien par les raies du vent, et donc permet de tester la consistance des méthodes.

#### 2.3.1.1 Principe du modèle CAK

L'idée essentielle du modèle CAK est d'associer l'accélération radiative à l'opacité due aux raies. Le vent est donc supposé optiquement mince pour la radiation *continue* (d'où l'expression "vent optiquement mince"). Rappelons que la diffusion Thomson par les électrons de l'atmosphère est insuffisante pour générer

un vent. Un couplage direct est donc proposé entre *l'accélération* et la *matière constituant l'écoulement*, par l'intermédiaire des seules raies.

Cette accélération est trouvée particulièrement faible à la base du vent (où l'équilibre hydrostatique est fort bien satisfait) en raison de la saturation des raies. En revanche, si une perturbation transmet un incrément de vitesse à une partie de la photosphère: (1) les longueurs d'onde des raies d'absorption de cette partie sont décalées grâce à l'effet Doppler; (2) le coeur des raies se dégage de l'écrantage dû à la matière plus lente des couches plus intérieures et (3) les raies décalées deviennent à nouveau une source d'opacité dont découle une accélération supplémentaire, *i.e.* un accroissement de vitesse et de nouveaux décalages Doppler, et ainsi de suite.

Ce cycle se répète un certain nombre de fois, et cesse quand en chaque point de l'espace la "viscosité" (plus précisément l'interaction de Coulomb de chaque ion du vent avec les autres ions et les électrons) amortit tout transfert d'impulsion supplémentaire; l'impulsion se redistribue dans tout le gaz; un régime stationnaire s'instaure, loin de l'étoile le vent atteint une vitesse terminale  $v_\infty$ .

### 2.3.1.2 Les hypothèses du modèle CAK

En plus de l'équilibre radiatif, les hypothèses fondamentales de la théorie CAK sont les suivantes:

1. Le modèle CAK adopte l'hypothèse d'une structure Coeur-Halo de l'atmosphère. Naturellement, pour faciliter le traitement mathématique des équations de l'hydrodynamique, une symétrie sphérique du vent est supposée;
2. On suppose que le champ de radiation photosphérique n'est pas affecté par le vent et que, donc, il peut être directement emprunté d'un modèle d'atmosphère standard;

3. On considère que chaque raie du vent n'interagit qu'avec la radiation photosphérique, *i.e.* que les raies n'interagissent pas entre elles;
4. On adopte l'approximation de Sobolev. L'approximation de Sobolev (1958) suppose que les gradients de vitesse macroscopiques du vent,  $dv/dr$ , sont plus importants que les variations aléatoires locales des vitesses thermiques  $v_{th}$  (décrites par une distribution de Maxwell ou proche de celle de Maxwell).

La première hypothèse est très certainement osée. Une étoile "simple" comme le Soleil offre déjà quantité d'indices en faveur de l'hétérogénéité à grande échelle de ses couches externes (comme par exemple les trous coronaux d'où semble s'échapper le vent solaire). Enfin, si l'étoile est en rotation rapide (cas des étoiles O et probablement de leurs descendantes WR), l'accélération radiative peut être renforcée dans les régions équatoriales et rendre le flot plutôt axisymétrique. Des pertes à grande échelle de la symétrie sphérique sont rapportées par certains observateurs d'étoiles WR (St-Louis *et al.* 1995; Morel *et al.* 1997).

Même dans le cadre des vents optiquement minces, la seconde hypothèse est discutable: l'émission du continu issu du vent est certes faible, mais ce n'est pas le cas des raies d'émission que l'on trouve dans l'extrême ultraviolet pour les étoiles concernées. Du fait de l'existence de ces raies, certains photons du vent peuvent être diffusés vers la photosphère, on a alors affaire à un phénomène de rétro-diffusion par le vent (*wind blanketing*). Hummer (1982) a pu montrer qu'un chauffage significatif de la photosphère externe résulte de cet effet, les couches les plus internes étant épargnées dans la structure de leur gradient de température. En outre, dans certains cas, on peut observer que des raies comme HeII $\lambda$ 4686 ou H $\alpha$  sont partiellement comblées par de l'émission ou bien sont carrément vues en émission. En fait, cette composante en émission est une contamination de la radiation photosphérique par celle du vent. Notons aussi que la déformation des raies d'absorption utilisées pour la classification entraîne fâcheusement des estimations erronées des gravités de surface des étoiles dont les vents sont les

plus denses. Le vent est en outre à l'origine d'un excès infrarouge.

La troisième hypothèse est également douteuse car l'ultraviolet et l'extrême ultraviolet contiennent des milliers de raies fortes qui se superposent. Ainsi un photon émis dans le vent par une raie peut être absorbé par une autre raie du vent (*Multiline effects*). Une conséquence directe de cet effet est de modifier la dynamique du vent car il s'opère alors un transfert d'impulsion multiple des photons à la matière et donc une intensification de la force radiative. Puls (1987) et Puls & Hummer (1988) ont étudié l'importance de cet effet et sont arrivés aux conclusions suivantes: en supposant que le champ de radiation photosphérique n'est pas affecté par le vent, on néglige du même coup l'atténuation de la luminosité délivrée par l'étoile et donc on surestime la force radiative. Pour les étoiles O cette surestimation compense à peu près l'intensification négligée de la force radiative due au transfert multiple des photons. L'hypothèse apparaît donc finalement acceptable, néanmoins l'interaction multiple des photons affecte les populations des états atomiques du vent, et donc rend nécessaire le traitement non-ETL de l'atmosphère.

Pour résoudre les difficultés reliées à l'applicabilité des trois premières hypothèses, il a fallu abandonner la vision Coeur-Halo et développer ce qu'il est convenu d'appeler les "modèles unifiés" (Gabler *et al.* 1989). Dans ces derniers modèles, on combine un code de vent accéléré radiativement (qui nous donne la structure en densité des régions sub- et supersoniques du vent) avec un modèle de photosphère non-ETL en géométrie sphérique (qui, lui, nous fournit la structure en température). Ces modèles ont permis de relier quantitativement le comportement en émission des raies photosphériques avec la luminosité (et donc la masse) dans le cas des ECNP et des étoiles O.

Enfin, le développement d'un code traitant la force radiative raie par raie en résolvant l'équation de transfert dans un référentiel comobile avec le vent a permis de montrer que l'approximation de Sobolev est excellente (Hamann 1981). Cette

approximation est très bien vérifiée pour les vents stellaires chauds en raison de leur caractère très supersonique ( $v_{th} \sim c_{son} < V_{vent}$ ) cependant des variations locales de vitesse aussi petites que  $\approx 0.1v_{\infty}$  peuvent la remettre en cause (Hamann 1981). Il faut donc prendre garde à la possible existence d'une turbulence du vent, *i.e.* d'une autre source de variations aléatoires des vitesses.

### 2.3.1.3 L'approximation de Sobolev

Dans le cadre de l'approximation de Sobolev, il est possible d'associer les longueurs d'onde aux vitesses de l'écoulement. Considérons la diffusion dans une raie de résonance de largeur  $\Delta\lambda$  et de longueur d'onde centrale  $\lambda_0$ . La largeur de cette raie comprend d'une part sa largeur naturelle et, d'autre part, sa largeur issue de l'effet Doppler turbulent thermique. À  $\Delta\lambda$  correspond une différence de vitesses  $\Delta v$  telle que:

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{\Delta v}{c},$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière. Mais  $\Delta v$  est reliée aux gradients de vitesse du vent:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{c} \frac{dv}{dr} \Delta r.$$

Ainsi, la diffusion se produit dans une région de l'espace d'épaisseur  $\Delta r$ :

$$\Delta r = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} c \left( \frac{dv}{dr} \right)^{-1}.$$

Mais  $(\Delta\lambda/\lambda_0)c$  n'est autre que la vitesse thermique caractéristique  $v_{th}$  des ions du plasma, d'où

$$\Delta r = v_{th} \left( \frac{dv}{dr} \right)^{-1}.$$

Une estimation en ordre de grandeur nous permet de constater que l'épaisseur de la couche diffusives est très petite devant les dimensions de l'écoulement en raison de la supersonicité de ce dernier (Gayley *et al.* 1995):

$$\Delta r = v_{th} \left( \frac{dv}{dr} \right)^{-1} \sim v_{th} \frac{r}{v} \ll r.$$

Cette dernière propriété justifie une autre appellation de l'approximation de Sobolev parfois utilisée: *Narrow-line limit*.  $\Delta r$  est appelé "longueur de Sobolev" du vent. Pour une vitesse thermique de 10 km s<sup>-1</sup> et un accroissement de vitesse de 10<sup>3</sup> km s<sup>-1</sup> sur une distance d'environ 1  $R_*$ , la longueur de Sobolev vaut alors seulement quelques pour cent du rayon stellaire.

Si sa force d'oscillateur est  $f$ , la section efficace de cette raie vaut (Rybicki & Lightman 1979):

$$\sigma_r = \frac{\pi e^2}{m_e c} f \frac{1}{\Delta \nu_D},$$

où  $e$  et  $m_e$  sont respectivement la charge et la masse de l'électron.  $\Delta \nu_D$  est la largeur Doppler de la raie ou l'écart-type de la gaussienne qui définit le profil Doppler de la raie (Rybicki & Lightman 1979):

$$\Delta \nu_D = \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{\frac{2kT}{m_{ion}}} = \frac{v_{th}}{\lambda_0}.$$

L'épaisseur optique de Sobolev dans la couche diffusives est alors:

$$\tau(r) = n_{ion}(r) \sigma_r \Delta r = \frac{\pi e^2}{m_e c} f \lambda_0 n_{ion}(r) \left( \frac{dv}{dr} \right)^{-1},$$

où  $n_{ion}$  est la densité numérique des ions absorbants.

### 2.3.1.4 Traitement simpliste de l'accélération radiative

Si notre écoulement satisfait l'approximation de Sobolev, on peut rapidement avoir une idée des caractéristiques principales du vent, comme sa vitesse terminale

$v_\infty$  et le taux de perte de masse  $\dot{M}$ . D'après la section précédente, l'absorption d'une raie de fréquence  $\nu_i$  est effective dans une couche sphérique de masse  $4\pi r^2 \rho \Delta r$  et dans une bande de fréquence:

$$\Delta\nu_i = \nu_i \frac{1}{c} \frac{dv}{dr} \Delta r.$$

La fraction absorbée de la luminosité  $L_*$  peut être mesurée par le rapport:

$$\Theta = \sum_i \frac{L(\nu_i) \Delta\nu_i}{L_*},$$

où la somme est calculée pour l'ensemble des raies de résonance du plasma.  $L(\nu_i) \Delta\nu_i$  mesure la luminosité absorbée par la seule raie *forte* de fréquence  $\nu_i$  avec  $L(\nu_i)$  la luminosité de l'étoile dans l'intervalle  $[\nu_i, \nu_i + d\nu]$ .  $\Theta$  peut également s'écrire:

$$\Theta = \frac{1}{c} \frac{dv}{dr} \Delta r \left( \sum_i \frac{L(\nu_i) \nu_i}{L_*} \right).$$

L'accélération radiative s'obtient alors en divisant l'impulsion transférée à la couche de matière par sa masse:

$$g_{Rad} = \Theta \frac{L_*}{c} \frac{1}{4\pi r^2 \rho \Delta r},$$

$$g_{Rad} = \frac{1}{c} \frac{dv}{dr} \Delta r \left( \sum_i \frac{L(\nu_i) \nu_i}{L_*} \right) \frac{L_*}{c} \frac{1}{4\pi r^2 \rho \Delta r},$$

et

$$g_{Rad} = \frac{L_*}{c^2} \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \frac{dv}{dr} \mathcal{N},$$

si l'on interprète

$$\mathcal{N} = \sum_i \frac{L(\nu_i) \nu_i}{L_*}$$

comme étant le nombre de raies *fortes* efficaces (des estimations théoriques — Abbott (1982) — ou bien les observations — Lamers & Morton (1976) — laissent

penser que ce nombre est compris entre 50 et 200).

Alors, pour les régions où  $v$  est largement supérieure à la vitesse de libération de l'étoile, on a (d'après l'équation du mouvement en symétrie sphérique):

$$v \frac{dv}{dr} \approx g_{Rad},$$

$$v \frac{dv}{dr} \approx \frac{L_*}{c^2} \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \frac{dv}{dr} \mathcal{N}.$$

Et le taux de perte de masse  $\dot{M}$  vaut (Mihalas 1978):

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v \approx \frac{L_*}{c^2} \mathcal{N}.$$

D'autre part, l'impulsion reçue par unité de temps est de l'ordre de  $\dot{M}v_\infty$ :

$$\frac{\Delta P}{\Delta t} \sim \dot{M}v_\infty = \eta \frac{L}{c}.$$

En prenant la constante de proportionnalité  $\eta$  égale à  $\approx 1$ , on a:

$$v_\infty \sim \frac{c}{\mathcal{N}}.$$

La constante  $\eta$  mesure l'importance du couplage du vent avec la radiation de l'étoile. Dans le cas des étoiles à vents optiquement minces  $\eta < 1$ .

Une étoile de type O5 a une luminosité  $L_* \approx 8 \times 10^5 L_\odot$ . Si on considère l'absorption par environ 150 raies fortes, on obtient:  $v_\infty \approx 2000 \text{ km s}^{-1}$ , et  $\dot{M} \approx 10^{-5.1} M_\odot \text{ an}^{-1}$ . Ces nombres sont tout à fait conformes aux valeurs mesurées pour ce type d'étoiles.

### 2.3.1.5 Quintessence de la théorie CAK

Voyons maintenant en quoi la présentation de la théorie CAK dans la section précédente est simpliste. Nous avons vu que la vitesse terminale du vent et le taux de perte de masse dépendaient essentiellement de la luminosité de l'étoile et du nombre de raies fortes que nous avons noté  $\mathcal{N}$ . Supposons la luminosité donnée

et intéressons-nous à  $\mathcal{N}$  qui mérite de mieux être défini.

Remarquons d'abord qu'il faut que l'épaisseur optique du vent décroisse quand on s'éloigne de l'étoile, cela impose la dépendance de  $\mathcal{N}$  avec  $r$ , la distance au coeur hydrostatique, donc:

$$\mathcal{N}(r) \neq cte.$$

D'autre part, la véritable fraction de la luminosité absorbée n'est pas:

$$\sum_i \frac{L(\nu_i)\Delta\nu_i}{L_*},$$

mais plutôt:

$$\sum_i \frac{L(\nu_i)\Delta\nu_i(1 - e^{-\tau_i})}{L_*},$$

où  $\tau_i$  est l'épaisseur optique de Sobolev associée à la raie  $i$ .

Ainsi les calculs menés dans la section précédente ne prenaient en compte que les raies fortes ( $\tau_i \gg 1$ ). En réalité le plasma contient aussi des raies faibles ( $\tau_j \ll 1$ ) pour lesquelles la fraction de luminosité absorbée est:

$$\sum_j \frac{L(\nu_j)\Delta\nu_j\tau_j}{L_*}.$$

L'accélération radiative due aux raies faibles est donc *indépendante du gradient de vitesse* (pour une raie  $j$ ,  $\tau_j \propto (dv/dr)^{-1}$ , donc les termes en  $dv/dr$  se simplifient dans la formulation de  $g_{Rad}$ ). Ainsi il importe de connaître en détail les nombres relatifs des raies fortes *et* faibles du plasma afin d'établir la dépendance correcte de l'accélération radiative avec  $r$ ,  $v$  et  $dv/dr$ , ce que nous avons totalement occulté.

Cette étude approfondie de la distribution statistique des raies fortes et faibles est le fondement de la théorie CAK. Brièvement, il s'est agi de calculer la distribution des forces des raies pour toutes les raies supposées contribuer à la force radiative

(CAK 1975a; Abbott 1982; Pauldrach 1987; Puls 1987). Il s'avère que la distribution numérique des raies est très bien approchée par une loi de puissance selon l'opacité  $\kappa$ :

$$\frac{dN}{d\kappa} = \frac{1}{\kappa_0} \left( \frac{\kappa}{\kappa_0} \right)^{\alpha-2},$$

où  $\kappa_0$  est une constante de normalisation définie de telle manière que  $\kappa_0 \frac{dN}{d\kappa} = 1$ . Le paramètre  $\alpha$  croît avec la température et est toujours dans l'intervalle  $\approx [0, 5 : 0, 7]$  (Gayley 1995, et références citées), donc les raies fortes sont moins nombreuses que les raies faibles. Alors que dans le traitement simplifié nous obtenions:

$$g_{Rad} \propto \frac{1}{r^2 \rho} \frac{dv}{dr},$$

la connaissance précise de la distribution des raies nous donne plutôt:

$$g_{Rad} \propto \frac{1}{r^2} \left( \frac{1}{\rho} \frac{dv}{dr} \right)^\alpha.$$

C'est cette dernière valeur qu'il convient d'employer pour intégrer l'équation du mouvement. Il se peut aussi que la structure d'ionisation/excitation du vent varie avec la distance  $r$ . Les variations d'excitation ont peu d'impact sur la dynamique du vent car cette dernière ne dépend que de l'absorption par des raies de résonance. En revanche, quand un constituant ionisé majeur du vent recombine, par exemple HII, HeII, ou HeIII, l'accélération radiative peut être plus ou moins performante selon les régions. Des modulations de la force radiative pourraient se traduire par des oscillations de relaxation locales du vent, *i.e.* une perte de la stationnarité de l'écoulement, avec possiblement une altération de la sphéricité (dont la pertinence était de toute manière déjà douteuse). Si les variations d'ionisation sont purement radiales (cas le plus simple et probablement le plus commun) il suffit de multiplier l'expression de  $g_{Rad}$  ci-dessus par un facteur correctif pour obtenir l'accélération effective (Abbott 1982).

### 2.3.1.6 Succès et échecs de la théorie CAK

L'équation du mouvement a été intégrée par CAK (1975a), les principaux résultats sont les suivants.

#### La loi de vitesse du vent

$$v(r) = \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}} v_{lib} \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{\frac{1}{2}},$$

où  $v_{lib} = \sqrt{2GM_*/R_*}$  est la vitesse de libération de l'étoile. La forme de cette loi de vitesse est conforme aux déterminations empiriques obtenues par l'analyse de profils P Cygni dans l'ultraviolet:  $v(r) = v_{\infty}(1 - R_*/r)^{\beta}$  (on parle de "loi  $\beta$  du vent") avec  $0.5 \leq \beta \leq 1$  (Lamers & Morton 1976; Hamann 1980). Pour un ensemble d'étoiles O, Groenewegen & Lamers (1989) trouvent un paramètre  $\beta$  moyen de  $0.65 \pm 0.15$ . La petitesse du paramètre  $\beta \approx 0.5$  suggère que les régions du vent qui présentent de forts gradients de vitesse sont essentiellement situées "près" du coeur hydrostatique (avec  $\beta = 0.5$ , l'écoulement atteint au moins 90% de sa vitesse terminale dès que  $r \approx 5R_*$ ). Cette propriété ne rend donc pas compte de l'accélération des surdensités de matière du vent qui se manifestent au sommet des raies d'émission plates par le mouvement de sous-pics. En effet ces raies de sommet plat se forment "loin" (cf. la figure 3) dans le vent où l'écoulement devrait déjà avoir quasiment atteint sa vitesse terminale et ne devrait alors plus être sujet à des accélérations. Une accélération loin de l'étoile réclame étrangement de grands  $\beta$ . Nous remarquerons aussi que la modélisation de la cinématique des CDA avec une loi  $\beta$  réclame sournoisement  $\beta > 1$ .

#### La vitesse terminale du vent (ou $v(r)$ quand $r \rightarrow \infty$ )

$$v_{\infty} = \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}} v_{lib}.$$

Ainsi la vitesse terminale est proportionnelle à la vitesse de libération. Cette propriété ayant déjà été remarquée observationnellement, c'est un succès de CAK

d'avoir pu fournir une explication théorique de cette relation. En revanche la constante de proportionnalité n'est pas du tout conforme aux observations. Pour  $\alpha \approx 0.6$  nous devrions avoir  $v_\infty^{CAK} \approx 1.2 v_{lib}$  alors que les observations laissent penser que la bonne constante de proportionnalité serait plutôt  $\approx 3$  (voir figure 4). CAK se trompe donc d'un facteur  $\approx 2$ , ce qui est important compte tenu du fait que les mesures de  $v_\infty$  sont relativement précises. Des mesures plus récentes de  $v_\infty/v_{lib}$  montrent la nette dépendance de ce rapport avec la température effective (voir figure 5).

### Le taux de perte de masse

$$\dot{M} = \alpha \left[ \frac{(1 - \alpha)\bar{Q}\Gamma}{1 - \Gamma} \right]^{\frac{1-\alpha}{\alpha}} \frac{L_*}{c^2}.$$

Dans cette formulation compacte de  $\dot{M}$ ,  $\bar{Q} \approx 2 \times 10^3$  est un facteur d'amplification de l'opacité qui mesure la qualité de la résonance par rapport à la diffusion des électrons (Gayley 1995), et  $\Gamma$  est le rapport de la luminosité de l'étoile à sa luminosité d'Eddington. Puisque  $\Gamma \propto (L_*/M_*)$ , le taux de perte de masse est donc tel que:

$$\dot{M} \propto L_*^{\frac{1}{\alpha}} \left( \frac{1}{M_*(1 - \Gamma)} \right)^{\frac{1-\alpha}{\alpha}}.$$

Sachant que  $0.5 \leq \alpha \leq 0.7$ , nous constatons que la dépendance de  $\dot{M}$  avec la luminosité est beaucoup plus forte que celle que nous avons dégagée dans notre traitement simplifié de l'accélération radiative, à savoir  $\dot{M} \propto L_*$ . Pour  $\alpha \approx 0.6$ ,  $\dot{M}_{CAK}$  varie essentiellement comme  $L_*^{1.7}$ , ce qui est tout à fait conforme aux observations, mais les taux de perte de masse absolus prédits par CAK sont plus importants d'un facteur  $\approx 3$  (voir figure 6). Compte tenu des erreurs qui peuvent affecter les mesures de  $\dot{M}$ , ce facteur n'est pas dramatique, cependant il est plutôt alarmant de voir que cette surestimation est *systematique* et suggère donc l'existence d'un nouveau problème de la théorie. Nous y reviendrons plus loin.

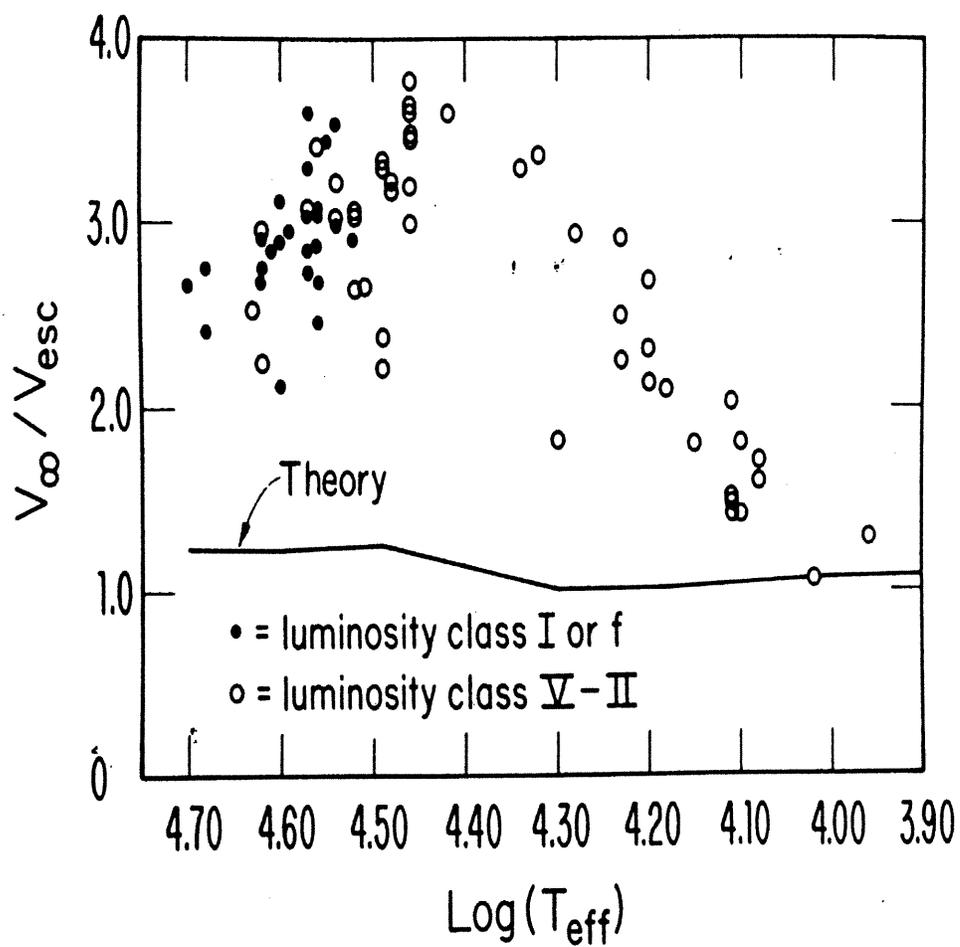


FIGURE 4. Le rapport observé de  $v_{\infty}/v_{lib}$  en fonction de la température effective pour les étoiles O. La prédiction de la théorie CAK (échantillon de 250000 raies) est également indiquée par la ligne continue (d'après Abbott 1982).

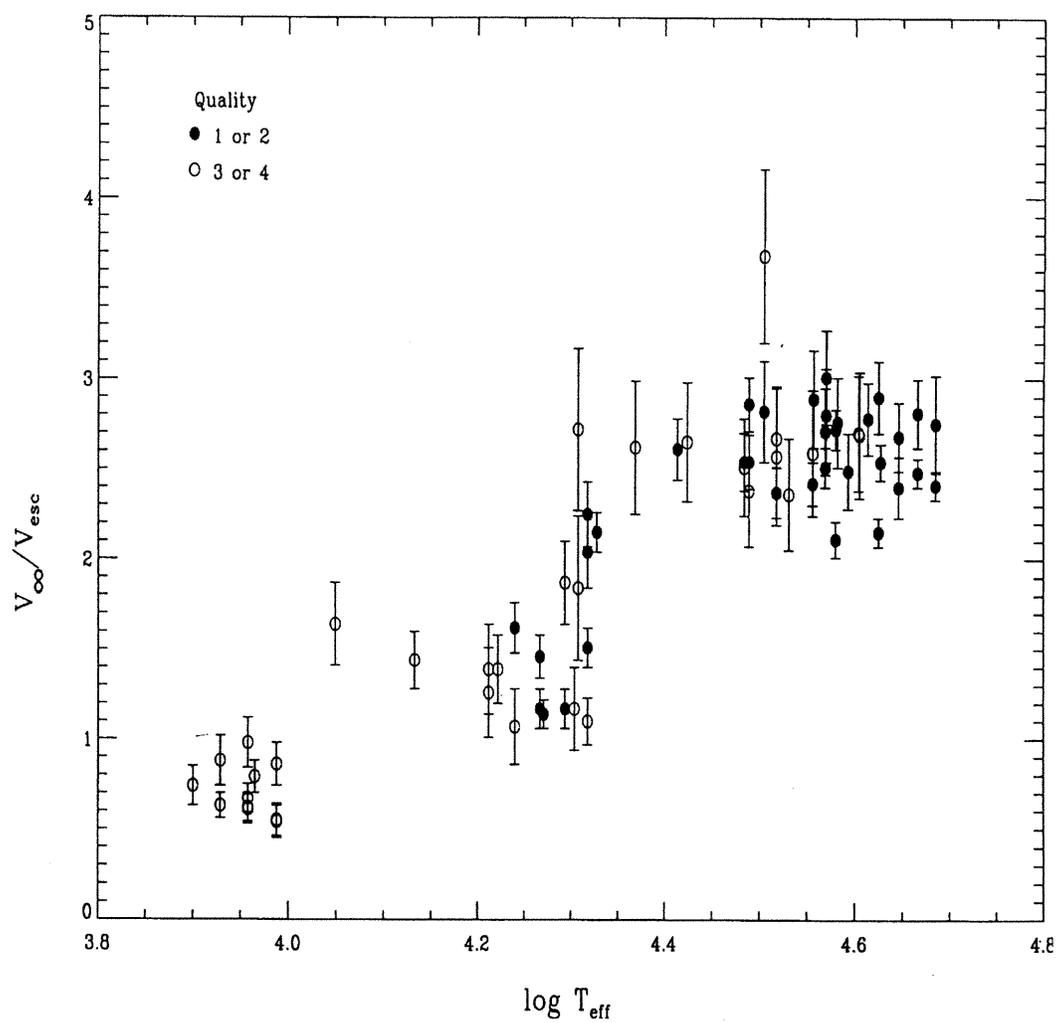


FIGURE 5. Le rapport observé de  $v_{\infty}/v_{lib}$  en fonction de la température effective pour les étoiles O et B (d'après Lamers *et al.* 1995).

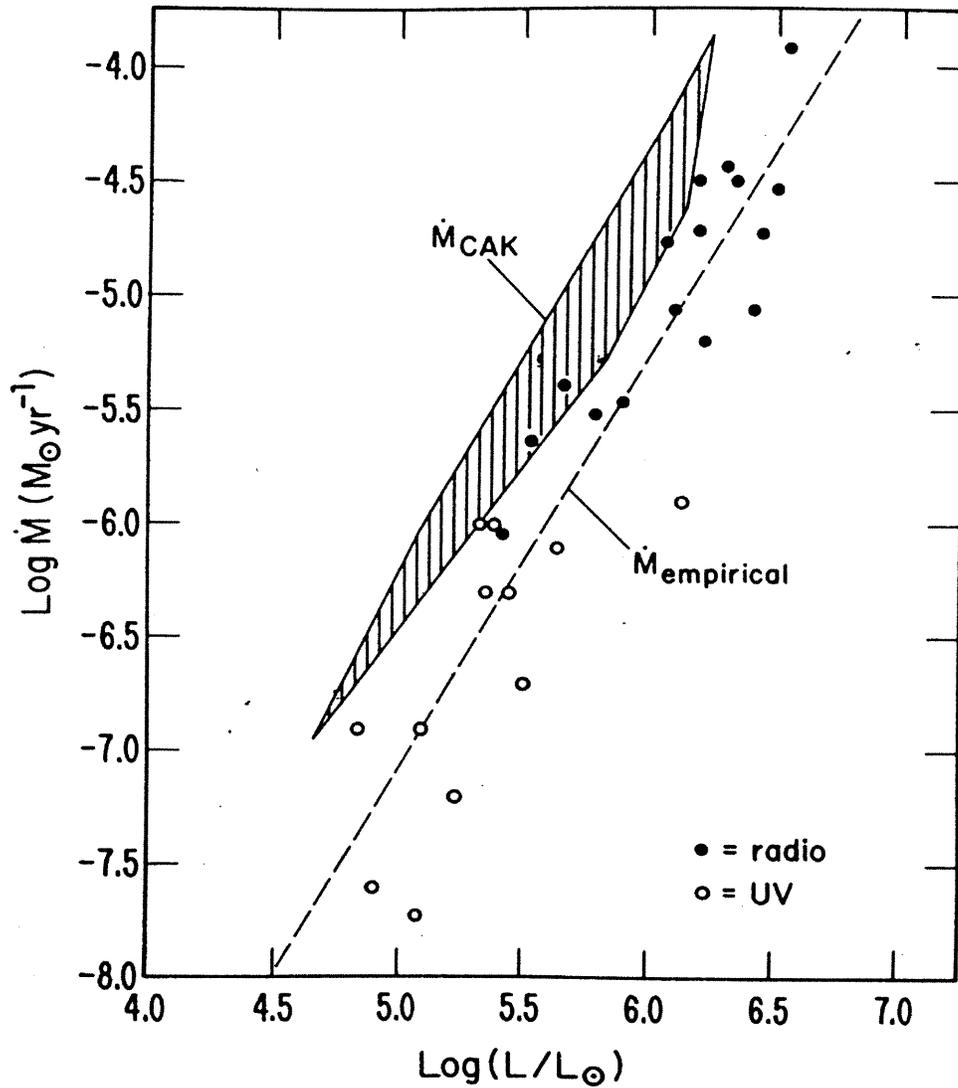


FIGURE 6. Relation observée entre le taux de perte de masse et la luminosité d'étoiles O. La prédiction de la théorie CAK (même échantillon de 250000 raies) est également indiquée par la zone hachurée (d'après Abbott 1982).

### Impact de $Z$ sur $\dot{M}$

Sachant que  $\bar{Q} \propto Z$  (Gayley 1995), nous avons la relation de proportionnalité suivante:

$$\dot{M} \propto Z^{0,5-1,0}.$$

Cette dépendance du taux de perte de masse avec la métallicité avait été aussi établie antérieurement (Kudritzki *et al.* 1989).

À la lecture de cet inventaire des principaux résultats de la théorie CAK, nous constatons que les échecs dominants résident dans la valeur du rapport  $v_\infty/v_{lib}$  et la surestimation des taux de perte de masse. Nous mentionnerons cependant, pour terminer cette section, que ces problèmes ont été résolus en 1986 (Pauldrach, Puls et Kudritzki). La théorie CAK a été développée en ne considérant que des photons radiaux pour le transfert d'impulsion. En réalité, parce que l'étoile centrale vue depuis le vent ne peut être considérée ponctuelle, une région du vent est illuminée selon d'autres trajets optiques que le seul trajet radial. Une correction géométrique de l'accélération radiative a donc été calculée par Pauldrach *et al.* pour tenir compte de cet effet (*Finite Cone Angle Correction*). Comparativement au premier calcul CAK, l'accélération radiative corrigée est alors, grosso modo, moins performante dans les couches  $r < 2R_*$ , et plus efficace au-delà. Conséquemment, les vitesses terminales en ont été augmentées et les taux de perte de masse diminués, et cela dans un rapport suffisant pour rencontrer un parfait accord avec les données observationnelles. Une autre conséquence de cette correction a été le changement de la valeur théorique de  $\beta$ : plus en accord avec les observations des étoiles O,  $\beta$  vaudrait alors  $\approx 0.8$  au lieu de 0.5.

### 2.3.2 Vent de type $\beta$

Dans le cadre des vents optiquement minces, nous avons vu que la théorie CAK prédit une loi de vitesse de la forme  $v(r) = v_\infty(1 - R_*/r)^\beta$  avec  $\beta \approx 0.8$ , la vitesse terminale étant déterminée par les observations pour chaque étoile considérée. Il est alors intéressant d'imaginer une loi plus générale paramétrée par la variable  $\beta$ , à présent considérée variable, et bien sûr la vitesse terminale et le rayon stellaire.

Une surdensité de matière du vent ne se manifeste cinématiquement que par sa vitesse radiale, *i.e.* sa vitesse spatiale projetée sur la ligne de visée, les deux directions concernées faisant entre elles un angle  $\theta$ . Pour un champ de type  $\beta$  on peut déduire une relation analytique entre l'accélération radiale  $a_R$  et la vitesse radiale  $v_R$  (voir appendice A). On pourrait alors s'essayer à reproduire la cinématique observée des sous-pics avec la cinématique que donnerait un champ de type  $\beta$  projeté. Les chapitres 4 et 5 présentent deux tentatives pour des étoiles [WC].

Pour un champ  $\beta$ , augmenter le rayon stellaire réduit l'accélération maximale possible de l'écoulement; augmenter la valeur de  $\beta$  a la même conséquence et "pousse" loin dans le vent l'endroit où cette accélération maximale a effectivement lieu (voir appendice B).

Cette méthode nous montrera (voir chapitres 4 et 5) que la cinématique des sous-pics réclame de grands exposants  $\beta > 3$  (pour un rayon stellaire donné) dans la *zone de formation de la raie*. Cela est incompatible avec la théorie CAK, où  $\beta \approx 0.8$  dans *la totalité du vent*.

### 2.3.3 Vents optiquement épais, le modèle standard des WR

En raison de leur grande densité, les vents dits optiquement épais (parce qu'ils nous "cachent" le coeur stellaire; les parties les plus externes du vent étant,

elles, optiquement minces) sont très affectés par le problème de la rétrodiffusion et celui de l'interaction multiple des raies entre elles. Les étoiles concernées sont notamment les WR et les [WC].

D'un point de vue historique, le "modèle standard" des vents optiquement épais a d'abord été développé pour les WR (Hamann 1991; Hillier 1991b) puis a été appliqué tel quel aux [WC] (Leuenhagen *et al.* 1996, et références citées). Les spectres des étoiles WN sont "bien" synthétisés en utilisant une atmosphère constituée d'hélium et d'azote. Les WC et les [WC] réclament en outre la présence de carbone et d'oxygène. Grosso modo, on parvient à reproduire les raies d'émission avec des erreurs qui peuvent atteindre un facteur 2, voire 4, en intensité.

Le modèle standard des étoiles WR permet d'estimer la température, le rayon et la luminosité d'une région de profondeur optique  $\tau = 2/3$  correspondant à une région déjà dans le vent. Remonter le vent jusqu'au coeur hydrostatique (où  $\tau > 1$ ) et estimer ses paramètres physiques exige alors une extrapolation de la loi de vitesse  $v(r)$  et de la distribution en température  $T(r)$ . Une loi  $\beta$  semble satisfaisante pour des paramètres  $\beta \approx 0.5-1.0$ . La cinématique des sous-pics ( $\beta > 3$ ) visibles au sommet des raies d'émission n'est pas expliquée, comme pour les vents optiquement minces. À présent, des adaptations du modèle standard tentent de prendre en compte la fragmentation des vents via l'introduction d'un facteur de remplissage arbitraire, et d'une loi de vitesse à paramètre  $\beta$  non-constant (Hillier 1991c; Schmutz 1997; Hamann & Koesterke 1998; Hillier & Miller 1999). L'accord avec les observations semble meilleur mais la nature réelle des fragments reste inconnue.

Nous noterons que la pression de radiation n'est pas le seul paramètre physique qui est en jeu pour actionner la perte de masse des WR et des [WC]: en effet, le taux  $\dot{M} = \partial M / \partial t$  mesuré n'est pas associé de façon univoque à la luminosité stellaire  $L_*$ . Pour une même luminosité, plusieurs taux de perte de masse sont observables selon les étoiles considérées: il y a perte de corrélation entre le taux de perte de masse et la luminosité bolométrique pour les WNL (Hamann *et al.* 1995,

notamment leur figure 5). Ce fait détonne franchement de la relation  $\dot{M} \propto L_*^{1.7}$  des vents optiquement minces mais est peut-être la conséquence d'une mauvaise connaissance de la luminosité des étoiles.

Notons enfin que le transfert d'impulsion des photons vers les particules matérielles du vent WR apparaît multiple. Ce fait est usuellement nommé *Problème de l'Impulsion du Vent* (ou "Wind Momentum Problem") et est quantifié par le rapport  $\eta = (\dot{M}v_\infty)/(L_*/c)$ , ici marginalement nettement supérieur à un. Bien que l'importance du problème ait été réduite de  $\eta = 5 - 50$  (Barlow *et al.* 1981) à  $\eta = 1 - 30$  (Willis 1991) il subsiste ici une difficulté.

La fragmentation du vent conduisant à une surestimation de  $\dot{M}$ , la grandeur de  $\eta$  est probablement aussi surestimée, mais probablement pas dans une proportion suffisante pour abolir la difficulté. L'augmentation de  $\eta$  avec la séquence  $WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC$  et sa réduction quand on ne considère que la partie optiquement mince du vent, prouvent que le problème est étroitement associé aux parties optiquement épaisses du vent (Hamann *et al.* 1995).

Les étoiles WR peuvent avoir un taux de perte de masse dix fois plus important que celui d'étoiles O ou B de luminosités et températures effectives quasi identiques (et cela avec des vitesses terminales relativement semblables). Les différences de composition des enveloppes ne sont peut-être pas suffisantes pour expliquer les forts taux de perte de masse. Les différences de masse des étoiles ne sont également pas suffisantes pour lever la difficulté.

Les vents [WC] ne sont pas épargnés par ce problème (Leuenhagen *et al.* 1996) qui ainsi semble affecter d'une manière générale tous les vents optiquement épais. Certains auteurs pensent expliquer ce phénomène en invoquant soit une diffusion multiple des photons (Springmann 1994) soit en considérant la situation sous l'angle d'un problème d'opacités, la question étant alors de déterminer suffisamment de raies de résonance à la base du vent pour enclencher une si efficace perte de masse (Gayley *et al.* 1995). La question n'est pas tranchée mais ces deux approches montrent toutes deux que le paramètre  $\beta$  n'est probablement pas

constant dans le vent, et donc réfutent un champ de vitesse de type CAK. Pour terminer cette section, nous signalons que Lucy & Abbott (1993) ont montré qu'une stratification des vents est à même de favoriser le transfert d'impulsion en le rendant multiple, cependant cette explication n'apparaît pas suffisante: les taux de perte de masse seraient au mieux  $\approx 10$  fois plus importants.

## 2.4 Vent homogène perturbé, les instabilités radiatives

Les vents stellaires chauds sont très instables à de petites perturbations en vitesse: la communication d'un petit incrément de vitesse à une partie du vent la place dans un champ de radiation continue plus important (moins atténué) dont elle absorbera de l'impulsion supplémentaire par l'intermédiaire de ses raies. Ce surplus d'impulsion se traduit par une augmentation de la vitesse (*i.e.* un nouvel incrément de vitesse), et ainsi de suite: la perturbation se développe et croît. Tâchons d'être plus explicites, plus quantitatifs, pour comprendre ce phénomène. L'accélération radiative (force par unité de masse),  $g_{Rad}$ , issue de la diffusion par une raie de résonance (de fréquence  $\nu_0$ ) à la distance  $r$  de l'étoile, s'écrit:

$$g_{Rad} = \frac{2\pi\kappa v_{th}}{c^2} \int_{-1}^1 \mu d\mu \int_{-\infty}^{+\infty} \phi\left(x - \mu \frac{v(r)}{v_{th}}\right) I(x, \mu, r) dx, \quad (2.3)$$

où  $\kappa$  est l'opacité due à la raie de résonance,  $v_{th}$  la vitesse thermique des ions du plasma,  $v(r)$  la vitesse du flot à la distance  $r$  de l'étoile,  $I$  l'intensité spécifique,  $\phi$  le profil de la raie (qui pour un élargissement thermique a typiquement la forme d'une gaussienne  $\phi \sim \exp(-x^2)$ ),  $x$  la fréquence de la raie dans un référentiel comobile avec le vent à la distance  $r$  et exprimée en unités de la largeur Doppler thermique des ions du plasma:

$$x = \frac{\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}}{\frac{v_{th}}{c}} = \left( \frac{\nu}{\nu_0} - 1 \right) \frac{c}{v_{th}}.$$

Ainsi  $I(x, \mu, r)$  est l'intensité spécifique à la fréquence  $x$ , le long d'une direction qui fait un angle  $\cos^{-1} \mu$  avec la direction radiale, à la distance  $r$  de l'étoile.

### 2.4.1 Champ radiatif sans composante diffuse

Nous allons, dans ce qui suit, supposer que la radiation stellaire est purement radiale, *i.e.* comme si elle était issue d'une source stellaire ponctuelle. Cela revient à fixer  $\mu = +1$  et à supprimer la dépendance de  $I$  avec  $\mu$ . Nous pouvons donc écrire:

$$g_{Rad} \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \phi\left(x - \frac{v(r)}{v_{th}}\right) I(x, r) dx, \quad (2.4)$$

avec,

$$I(x, r) = I(x, 1, r) = I_* e^{-t(x, r)}, \quad (2.5)$$

et où  $t(x, r)$  est la profondeur optique qui intervient dans le calcul de l'atténuation de la radiation stellaire:

$$t(x, r) = \int_{R_*}^r \kappa \rho(r') \phi\left(x - \frac{v(r')}{v_{th}}\right) dr'. \quad (2.6)$$

Dans cette dernière équation,  $\rho(r')$  est la densité du flot à la distance  $r'$  de la surface de l'étoile. Dans un vent lisse et supersonique, les variations de l'intégrande de l'équation (2.6) sont dominées par les changements de vitesses  $v(r')$  au sein du profil  $\phi$ . On peut donc appliquer l'approximation de Sobolev qui, après réécriture de l'équation (2.6) dans un référentiel comobile avec le vent via le changement de variable  $x' = x - v(r')/v_{th}$ , donne:

$$t(x, r) \approx \tau(r) \int_{x - \frac{v(r)}{v_{th}}}^{+\infty} \phi(x') dx', \quad (2.7)$$

avec la profondeur optique de Sobolev,

$$\tau(r) = \kappa \rho(r) v_{th} \left( \frac{dv}{dr} \right)^{-1}. \quad (2.8)$$

Finalement:

$$I(x, r) \approx I_* e^{-\tau(r) \int_{x - \frac{v(r)}{v_{th}}}^{+\infty} \phi(x') dx'}, \quad (2.9)$$

et l'accélération radiative s'écrit:

$$g_{Rad} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \phi\left(x - \frac{v(r)}{v_{th}}\right) I_* e^{-\tau(r) \int_{x - \frac{v(r)}{v_{th}}}^{+\infty} \phi(x') dx'} dx. \quad (2.10)$$

L'équation (2.9) s'interprète ainsi: si notre raie de résonance a pour fréquence centrale  $\nu_0$  dans une région du vent située à la distance  $r$  de l'étoile, un photon stellaire plus "bleu" (c'est-à-dire, tel que  $\nu > \nu_0$ ) ne peut pas être diffusé. Ce n'est qu'en atteignant des régions du vent plus éloignées (c'est-à-dire des régions où la vitesse du flot est plus grande que celle à la distance  $r^1$ ) qu'il apparaîtra de plus en plus "rouge" pour notre raie, pour finalement pouvoir être diffusé. Par abus de langage, en nous plaçant dans un référentiel comobile avec le flot, nous pourrions dire que la fréquence d'une raie augmente quand  $r$  (et par conséquent  $v(r)$ ) augmente. En d'autres termes, c'est pour les fréquences  $x - \frac{v(r)}{v_{th}} > 0$  que l'on doit s'attendre à une transparence du vent, et donc à une croissance asymptotique de l'intensité spécifique vers  $I_*$ . Les fréquences  $x - \frac{v(r)}{v_{th}} \leq 0$  sont, elles, absorbées. Les équations (2.4) et (2.10) nous apprennent que la force radiative est proportionnelle à l'aire comprise sous le graphe de la fonction:

<sup>1</sup>Nous supposons ici que la loi de vitesse du vent est croissante et monotone.

$$x \rightarrow \phi\left(x - \frac{v(r)}{v_{th}}\right) \times I_* e^{-\tau(r) \int_{x - \frac{v(r)}{v_{th}}}^{+\infty} \phi(x') dx'} . \quad (2.11)$$

La figure 7 résume graphiquement comment la force radiative se forme. Aux abscisses de cette figure, sont représentées les fréquences ( $u$  y est une notation pour  $v(r)/v_{th}$ ). En l'absence de perturbation en vitesse, l'accélération radiative est proportionnelle à l'aire grisée. En présence d'une perturbation positive,

$$+\delta u = +\delta \left( \frac{v(r)}{v_{th}} \right),$$

la fréquence centrale de la raie est décalée vers le bleu (cf. courbe en pointillé). Ce décalage donne accès à de nouveaux photons stellaires (le profil empiète un peu plus sur la distribution de l'intensité  $I$ ), et l'aire grisée est augmentée d'une aire additionnelle gris foncé: un incrément positif de vitesse provoque un nouvel incrément positif de vitesse d'ordre  $\sim +\delta u$ , il y a instabilité (Lucy 1986, Owocki 1994, et références citées).

### 2.4.2 Champ radiatif avec composante diffuse

Considérons un globule de gaz situé à la distance  $r_{\text{globule}}$  dans le vent. En présence de radiation diffuse, l'intensité  $I$  peut se décomposer selon:

$$I(x, r) = I_{\text{directe}} + I_{\text{diffuse}}^{\text{int}} + I_{\text{diffuse}}^{\text{ext}},$$

où nous avons séparé l'intensité en une composante *directe* issue de l'étoile (celle que nous avons déjà établi dans la section précédente; cf. équation (2.9)), et deux composantes *diffuses*, l'une responsable d'une force radiative dirigée vers l'intérieur (issue des régions  $r_{\text{globule}} \leq r \leq +\infty$ ),  $I_{\text{diffuse}}^{\text{int}}$ , l'autre responsable d'une force radiative dirigée vers l'extérieur,  $I_{\text{diffuse}}^{\text{ext}}$ , (issue des régions  $R_* \leq r \leq r_{\text{globule}}$ ).

Alors:

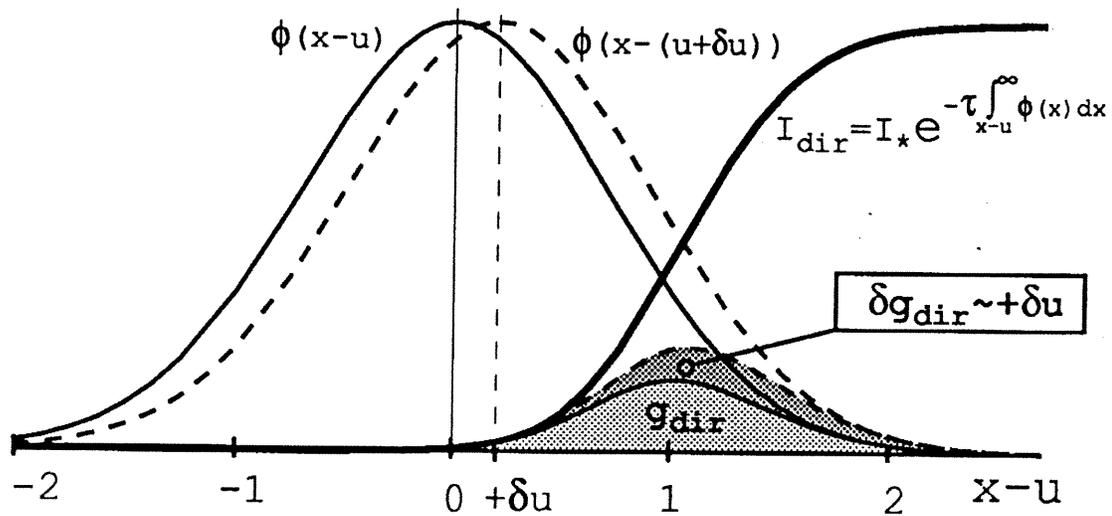


FIGURE 7. Illustration de la formation de la force radiative dans un vent chaud pour un vent perturbé ou non. La force est proportionnelle aux aires grisées. Voir texte (d'après Owocki 1992).

1. Si  $R_* \leq r \leq r_{\text{globule}}$ : les photons tels que  $\nu > \nu_0$  n'ont pas encore pu être diffusés, ils le seront plus loin dans le vent, quand la vitesse du flot sera devenu assez grande. La radiation diffuse se limite donc aux fréquences  $\nu \leq \nu_0$ , *modulo* la dispersion thermique des ions;
2. Si  $r_{\text{globule}} \leq r \leq +\infty$ : les photons  $\nu > \nu_0$  finissent tous par être diffusés dans le vent. La lumière diffuse se limite ici aux fréquences  $\nu > \nu_0$ , *modulo* la dispersion thermique des ions, les photons "rouges"  $\nu \leq \nu_0$  ont été absorbés.

La figure 8 illustre cette nouvelle situation et ses conséquences. Le panneau du haut montre en trait plein le profil de l'émission diffuse qui contribue à la force radiative vers l'extérieur. Quand on donne une perturbation positive de la vitesse au globule, le profil de la raie est décalé vers le bleu (courbe en pointillés). Ainsi, après perturbation, la raie "perd" des photons diffus, et la force radiative est moins intense. Au contraire, dans le panneau du bas, le champ diffus  $I_{\text{diffuse}}^{\text{int}}$  s'étendant du côté des grandes fréquences, une perturbation positive de la vitesse

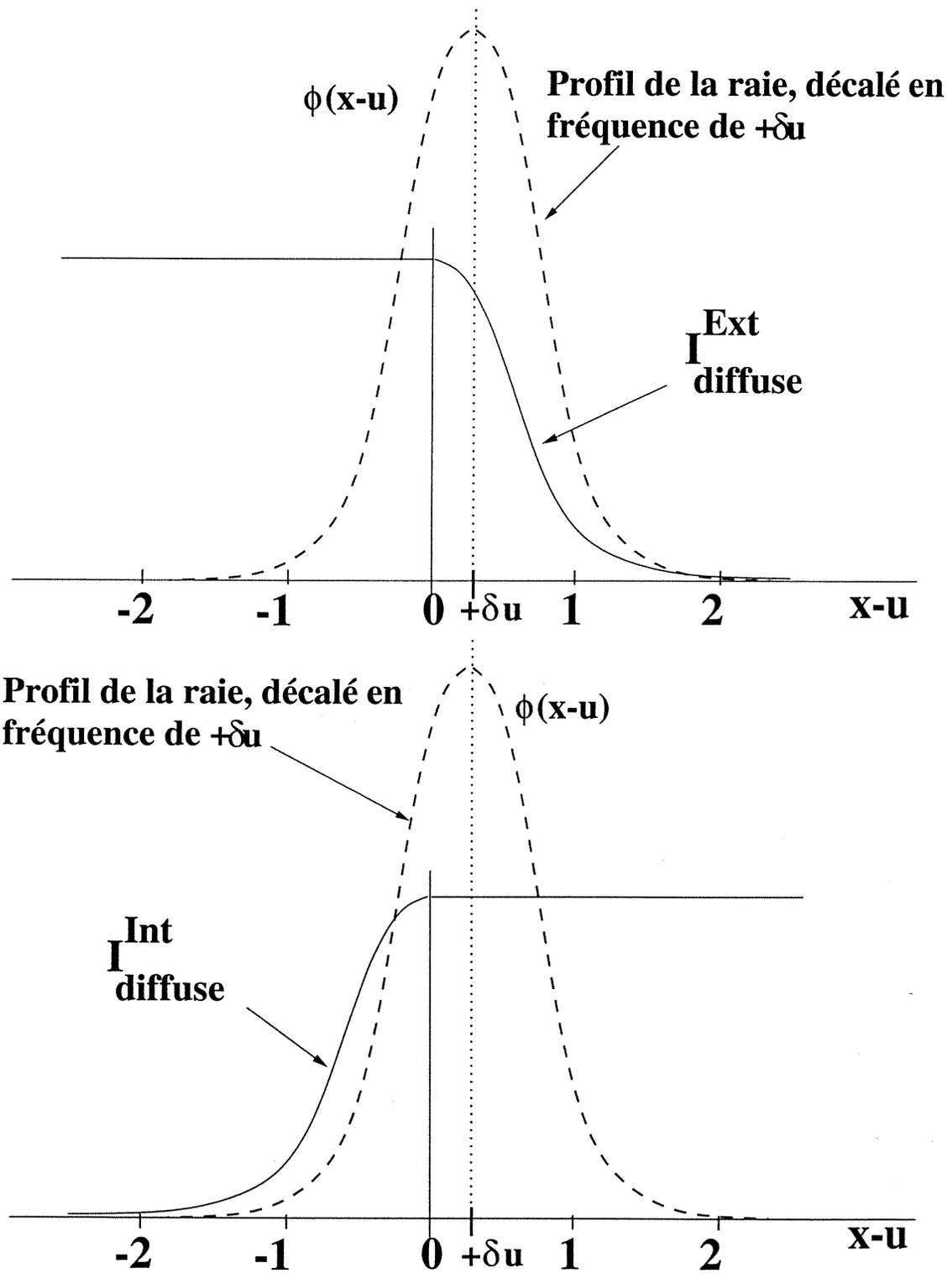


FIGURE 8. Illustration de la formation des forces radiatives dans un vent chaud avec diffusion des photons. Voir texte.

permet à la raie d'absorber plus de photons diffus: la force radiative qui pousse la matière vers l'intérieur du vent est renforcée.

Ce renforcement est de l'ordre de  $+\delta u$  et serait à même de compenser (on parle d'effet *line-drag*) l'instabilité évoquée dans la précédente section (Owocki 1992). On s'attend même à une compensation complète de l'instabilité radiative par la radiation diffuse si la fonction source de cette dernière vaut exactement la moitié de  $I_*$  (Owocki 1994). Cette condition est notamment remplie à la surface de l'étoile (Owocki 1994). Ainsi la sensibilité du vent aux instabilités doit être plus aiguë dans ses régions externes si la fonction source de diffusion représente une fraction importante de l'intensité stellaire (Lucy 1986, Owocki 1994, et références citées). Rappelons, enfin, qu'à partir d'une analyse de stabilité en trois dimensions, Rybicki *et al.* (1990) ont montré que l'effet *line-drag* tend également à amortir efficacement des perturbations de vitesse horizontales, *i.e.* non-radiales.

### 2.4.3 Simulations hydrodynamiques unidimensionnelles de vents instables

Ces idées qualitatives ont été vérifiées quantitativement à l'aide de simulations hydrodynamiques unidimensionnelles (Owocki 1994 et références citées). Il a été prouvé par ces simulations, prenant en compte les effets radiatifs, que de petites perturbations ( $\approx 1\%$  de la vitesse du son) appliquées périodiquement à la base du vent croissent et structurent l'intégralité du vent en une série de régions de faibles densités accélérées, et des régions plus denses mais ralenties par rapport au flot moyen du vent. Les zones de faible densité seraient les plus nombreuses. Il ressort de cette étude un temps caractéristique des variations de quelques heures et les contrastes de densités pourraient atteindre  $10^6$  avec des fluctuations de vitesse nettement supersoniques (jusqu'à  $\approx \pm 20\%$  de  $v_\infty$ ). Le taux de perte de masse et la vitesse terminale resteraient malgré tout assez proches des valeurs déduites de la théorie CAK. Des pulsations non-radiales des étoiles O pourraient

fournir les perturbations requises à la base du vent. Cependant, tant pour les étoiles WR que pour les étoiles [WC], les indices de pulsations non-radiales sont douteux, sujets à discussion.

Nous remarquerons que seules les perturbations très petites devant la longueur de Sobolev sont instables. En effet, considérons une perturbation sinusoïdale de petite amplitude dans le champ de vitesse:

$$\delta v \propto e^{ikr},$$

où  $k$  est le nombre d'onde de la perturbation. Alors, la longueur d'onde de la perturbation est  $\lambda = 2\pi/k$ . Par suite, si  $\lambda$  est grand devant la longueur de Sobolev,

$$\Delta r = v_{th} \left( \frac{dv}{dr} \right)^{-1},$$

la perturbation de la force radiative est proportionnelle au gradient de vitesse:

$$\delta g_{Rad} \propto \frac{d}{dr} \delta v \propto ik \delta v.$$

Dans ce cas, la perturbation de la force radiative est déphasée de  $\pi/2$  radians avec celle de la vitesse, et donc ne produit aucun travail. En d'autres termes, des perturbations plus grandes que la longueur de Sobolev sont inopérantes. Si la perturbation en vitesse est petite devant la longueur de Sobolev, la perturbation de la profondeur optique de Sobolev est négligeable (on dit que la perturbation est alors "optiquement mince") et la perturbation de la force radiative est simplement calculée à partir de l'effet Doppler:  $\delta g_{Rad} \propto +\delta v$ , la perturbation est donc instable. Ainsi seules les petites perturbations (relativement à la longueur de Sobolev) ont un impact, à la limite les seules fluctuations des vitesses thermiques seraient à même de perturber la dynamique du vent à grande échelle.

Dès lors, les régions les plus externes du vent (où la longueur de Sobolev est très

grande) développent spontanément de la structure fine sans qu'il soit nécessaire (finalement) d'imposer une quelconque perturbation au niveau du coeur hydrostatique. C'est pourquoi la notion même de "vent homogène" devient impossible, un idéal irréaliste.

## 2.5 Des vents turbulents ?

L'idée d'un vent lisse chaud est à rejeter, en effet de nombreux faits observationnels témoignent de l'existence d'inhomogénéités en son sein. La section précédente nous a aussi appris que le vent est de plus hautement instable intrinsèquement du point de vue des forces radiatives. Le vent est peut-être même *totalemment* fragmenté, une quelconque composante lisse étant probablement inexistante. On peut alors se poser les questions suivantes: 1) Le vent est-il structuré comme les modèles d'Owocki *et al.* le suggèrent, ou bien est-il turbulent, *i.e.* décrit par des paramètres qui ne se prêtent qu'à l'approche statistique et sont caractérisés par des lois de puissance révélatrices d'une hiérarchie de la répartition d'énergie ? 2) Assistons-nous à une combinaison de ces deux phénomènes ?

Il est difficile de prouver qu'une atmosphère stellaire (autre que celle du Soleil) est turbulente. En effet, nous n'avons accès qu'à une seule information de la cinématique des atmosphères: la moyenne des vitesses Doppler du plasma calculée sur le disque stellaire et projetée sur la ligne de visée. Nous subissons une perte d'information importante qui ne permet pas une interprétation unique des profils de raies observés. La qualité des modèles d'atmosphères et des données atomiques interviennent aussi de manière cruciale dans le problème.

Examinons, par exemple, le cas des photosphères chaudes minces, et constatons qu'effectivement il est difficile d'établir avec certitude son caractère turbulent. Faire appel à la turbulence de la photosphère revient souvent à supposer l'existence de cellules superficielles de l'étoile que l'on imaginerait naturellement conséquences d'un phénomène convectif. En fait, la turbulence photosphérique est parfois une

solution *ad hoc*, surtout dans le cas des étoiles chaudes massives dont seul le coeur serait convectif (Schatzman & Praderie 1990). Par exemple, grâce à des modèles atomiques améliorés<sup>2</sup> et à l'utilisation systématique des équations d'équilibre statistique pour le calcul des populations des niveaux atomiques, il a été possible de montrer que des étoiles comme  $\tau$  Sco (naine B0) ou 10 Lac (naine O9) ne requièrent aucun paramètre de microturbulence pour expliquer les largeurs équivalentes de leurs raies fortes. Avec des données atomiques moins précises une microturbulence (par exemple,  $\tau$  Sco:  $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$ ; d'après Lamers & Rogerson 1978) apparaît illusoirement nécessaire (Becker & Butler 1988).

### 2.5.1 Turbulences macro- et microscopiques des vents WR

On distingue deux types de turbulence. On parle de macroturbulence lorsque la dimension des éléments turbulents excède le libre parcours moyen des photons. Les raies se forment alors tout entières à l'intérieur de chaque cellule turbulente ou, en d'autres termes, la raie est essentiellement déterminée par les conditions physiques d'une seule cellule. En revanche, si le libre parcours moyen est plus grand que la dimension caractéristique des cellules, on parle de microturbulence. Les photons qui contribuent à la formation de la raie sont ici affectés d'autant de décalages Doppler que le nombre de cellules traversées le long d'un libre parcours moyen. En cas de microturbulence, le profil final est alors la convolution du profil (en l'absence de turbulence) par la distribution des vitesses Doppler des cellules turbulentes. Si le nombre de cellules traversées est petit, il peut être difficile de distinguer la turbulence microscopique de la turbulence macroscopique.

Les raies d'émission qui se forment dans les régions externes du vent doivent être de sommet plat. L'examen du profil moyen de la raie CIII $\lambda$ 5696 de l'étoile WR135 (voir figure 2) nous montre qu'en réalité nous sommes loin d'un profil

---

<sup>2</sup>Oeuvre des groupes de physique atomique du *University College London*, de la *Queens University* de Belfast, et de leurs efforts conjoints dans le cadre du programme international *Opacity Project*.

rectangulaire. Nous voyons parfaitement que les ailes sont bien “arrondies”. Beals (1931) avait déjà remarqué cet arrondissement pour les raies d’émission plates des étoiles WR et des novae. Il fut sans doute le premier à interpréter le phénomène comme étant la manifestation d’une distribution des vitesses d’éjection. Dans le cas de WR135, les écarts maximums par rapport à la vitesse moyenne d’éjection seraient de  $\approx \pm 200 \text{ km s}^{-1}$  (inspecter la figure 2 et imaginer l’écart par rapport à un profil strictement rectangulaire), ce qui est tout à fait dans les ordres de grandeur trouvés grâce aux simulations d’Owocki *et al.* Remarquons que pour les autres WR massives, Lépine & Moffat (1999) trouvent observationnellement des valeurs semblables ( $\approx 150 \text{ km s}^{-1}$ ). L’aspect lisse des ailes ainsi que leur apparence symétrique suggère fortement une turbulence microscopique du vent qui, pour la dispersion des vitesses en question, serait de type supersonique et devrait être à l’origine de nombreux chocs. Pour les températures caractéristiques plutôt élevées des vents, la fonction de refroidissement doit être suffisamment importante pour maintenir le plasma presque isotherme, à tout le moins pour les zones situées “assez” loin derrière les chocs. Pour de tels chocs dits isothermes ou radiatifs, on peut alors s’attendre à des contrastes de densité égaux au carré des nombres de Mach (Spitzer 1978), soit de l’ordre de  $10^2$ – $10^3$ . Ces contrastes doivent rapidement se stabiliser autour de valeurs moins importantes ( $\sim 10$  ?) en raison de la fragmentation/dilution des fragments eux-mêmes.

De tels contrastes de densité expliqueraient la formation continue de poussières dans les atmosphères des sous-types WC et [WC] les plus froids. Une atmosphère *homogène* de ces étoiles n’est pas, en effet, assez dense (dans les régions où la radiation ultraviolette stellaire aurait suffisamment chuté) pour permettre aux poussières de malgré tout se former (Bode 1995). Nous renvoyons le lecteur au chapitre 6 pour ce qui concerne la formation de poussières par collision de vents dans le système binaire WR+OB WR 137.

Nous remarquerons, enfin, que les sous-pics visibles au sommet des raies d’émission (cf. figure 2) sont très probablement attribuables à un phénomène de turbulence

macroscopique. L'apparition des sous-pics semble stochastique (ce qui n'est pas le cas des CDA, dont la récurrence est reliée à la période de rotation de l'étoile) et on peut suivre les sous-pics les plus intenses pendant plusieurs heures.

### 2.5.2 Instabilité Rayleigh-Taylor du vent

L'instabilité de Rayleigh-Taylor (R-T; Chandrasekhar 1961) se déclare quand un fluide léger "pousse", accélère un fluide plus lourd. La morphologie de cette instabilité est très bien connue grâce aux simulations de Jun *et al.* (1995).

Dans un vent accéléré radiativement, une perturbation positive de la vitesse d'un élément du fluide produit devant lui une compression qui se traduit par une augmentation de la densité. On peut montrer que l'interface qui sépare les deux régions de densités distinctes est instable et se déforme dans la direction *perpendiculaire* au gradient de densité. Cette déformation se structure en ondulations de l'interface et est d'autant plus importante que le contraste de densité est élevé. Les ondulations spatiales les plus petites sont celles qui se développent le plus vite. Le fluide plus dense pénètre alors le fluide moins dense en accentuant l'amplitude des ondulations (Chandrasekhar 1961). Ce phénomène est bien connu des océanographes qui parlent des "doigts de sel" observés aux embouchures des fleuves se jettant dans les océans, l'eau dense de la mer étant accélérée par l'eau douce, moins dense, du fleuve.

Outre les effets de compression du fluide poussé, on peut aussi tenir compte de l'impact de la perturbation positive en vitesse sur la force radiative et obtenir une formulation particulière de l'instabilité R-T propre aux vents accélérés radiativement. Ce travail a été réalisé par Nelson & Hearn (1978). Ces auteurs ne tenaient alors pas compte de la radiation diffuse qui, nous l'avons dit, tend à diminuer la croissance des perturbations de la vitesse dans les couches internes de l'atmosphère stellaire. Cependant, il est difficile d'évaluer son importance: les simulations hydrodynamiques de vents perturbés ont toujours été réalisées à une

seule dimension (radiale) et, donc, ne peuvent pas rendre compte d'une instabilité qui est supposée se développer dans la direction orthoradiale. A tout le moins, la prise en considération de la lumière diffuse résulterait en un amoindrissement de l'instabilité (Gayley & Owocki 1995).

### 2.5.3 Turbulence supersonique vs. subsonique

Quand il y a turbulence, l'état de mouvement d'un fluide est caractérisé par des régions du champ de vitesse dont le rotationnel est non-nul. Ces régions peuvent être assimilées à des "tourbillons" et on observe que leurs tailles se répartissent entre une échelle maximale, alimentée en énergie par des instabilités hydrodynamiques, et une échelle minimale, où la dissipation visqueuse dégrade l'énergie cinétique en chaleur.

Entre ces deux échelles se trouve un intervalle dit *inertiel*, où l'énergie n'est ni produite ni dissipée, mais transférée des plus grosses échelles vers les plus petites. L'orientation et la durée de vie d'un tourbillon particulier sont des grandeurs aléatoires, mais l'énergie moyenne contenue dans les tourbillons de l'intervalle inertiel est donnée par une loi de puissance qui induit une structure fractale à l'écoulement. Dans le cas le plus classique de la turbulence, celui des écoulements incompressibles (ou subsoniques) à la Kolmogorov (1941a,b,c; 1962), la dispersion moyenne des vitesses  $\sigma_v$  de l'échelle  $\ell$  est telle que  $\sigma_v \sim \ell^{1/3}$ . Plus généralement, les moments d'ordre  $p$  de la distribution des dispersions des vitesses sont tels que:

$$S_p(\ell) = \langle \sigma_v^p \rangle \sim \ell^{\zeta_p}, \quad (2.12)$$

avec  $\zeta_p = p/3$  et où la moyenne est spatiale ou temporelle (selon la variable indépendante du signal). Néanmoins, même pour la turbulence incompressible, on peut s'attendre au phénomène d'intermittence. L'intermittence est une localisation de plus en plus marquée de l'excitation, tant spatialement que temporelle-

ment, quand on examine les structures les plus petites. Ce phénomène a été rapporté pour la première fois à la fin des années 1940. Ainsi, pour une échelle fixée, la description statistique des paramètres de la turbulence peut varier d'une région de l'espace à l'autre, d'un instant à l'autre: la fonction  $\zeta_p$  n'est plus linéaire en  $p$  ou, en d'autres termes,  $\langle \sigma_v^p \rangle$  est différent de  $\langle \sigma_v \rangle^p$ ; le signal est alors dit multifractal (Arneodo *et al.* 1995).

Le caractère compressible des vents stellaires chauds ne peut pas être ignoré car les écoulements sont très supersoniques. D'autre part, des chocs radiatifs très puissants peuvent donner lieu à des contrastes de densité conséquents. Si le vent est sujet à des instabilités hydrodynamiques, un régime de turbulence peut s'instaurer et nous pouvons nous attendre à des lois d'échelles de la zone inertielle différentes de celles de la turbulence incompressible.

On peut effectivement montrer que la dispersion des vitesses est reliée à la taille des tourbillons selon la loi de puissance:  $\sigma_v \sim \ell^{1/2}$  (Fleck 1996). Ce résultat a d'ailleurs été vérifié dans un autre contexte de turbulence compressible, celui des nuages moléculaires géants (Gill & Henriksen 1990).

L'observation des sous-pics mobiles des raies d'émission des WR indique également une telle loi de puissance en  $1/2$  plutôt qu'en  $1/3$  (Lépine 1994) mais, compte tenu des problèmes éventuels de sous-pics superposés (ce qui nuit à leur identification), cette confirmation observationnelle est peut-être fortuite.

Dans le cadre d'un vent stellaire fragmenté selon la hiérarchie de la turbulence supersonique, Moffat & Robert (1994) ont montré que son facteur de remplissage (et par conséquent le taux de perte de masse) nécessiterait une réduction d'un facteur 3 ou plus, qui ne dépend essentiellement que de la largeur de l'intervalle inertiel.

## CHAPITRE 3

### Wind fluctuations observed for the [WC 9] nucleus of the planetary nebula BD +30°3639

A. Acker<sup>1</sup>, Y. Grosdidier<sup>1,2</sup>, and S. Durand<sup>1</sup>

*Astronomy & Astrophysics*, **317**, L51 (1997)

*Contribution d'Yves Grosdidier: réduction et analyse statistique (TVS) des données.*

---

<sup>1</sup> Observatoire astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 11 rue de l'Université,  
67000 Strasbourg, France

<sup>2</sup> Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-  
Ville, Montréal (Québec), Canada, H3C 3J7

## ABSTRACT

The CIII and CIV lines in the [WC 9] spectrum of BD +30°3639 show variable features, interpreted in terms of radiative acceleration of “blobs” forming in the wind. The variations are like those observed in massive WC 9 stars, but the blob accelerations appear smaller than for the [WC 8] nucleus of NGC 40.

*Key words:* Planetary nebulae: central stars — Stars: Wolf-Rayet, stellar winds

### 3.1 Introduction

The strong stellar winds of Wolf-Rayet stars could be made up of dense clouds flowing out through a rarefied circumstellar medium. Systematic observations of variable subpeaks on the tops of broad stellar emission lines were conducted for massive WR stars (see Moffat & Robert, 1994, and references therein). Recently, a search for similar spectroscopic variations was conducted for [WC] nuclei of planetary nebulae, both by Balick *et al.* (1996) and Grosdidier *et al.* (1996a,b), showing evidence for a clumpy wind in the vicinity of NGC 40’s central star.

This letter presents first results of an observational search for wind variability in [WC 9] central stars, leading to a detection of wind variations in the spectrum of BD +30°3639.

### 3.2 Observations

BD +30°3639 is the brightest northern [WC] star, and appears in a large number of publications (534 references were found in SIMBAD). The star was included in Balick’s study, but no variation was detected at the chosen resolution (0.15 nm).

We conducted our observations at the 1.52 m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (OHP, France) equipped with the Aurélie spectrograph (see Gillet *et al.*, 1994). The detector is a linear CCD-like array of 2048 pixels. We used a grating with 600 l/mm, leading to a resolution of 11000 (0.05 nm spectral resolution at 550 nm). The spectra were centered at 575 nm and cover the 550 to 595 nm domain. A first prospective study was done in 1996 March 1-6 (3 spectra). On 1996 May 15-21, we obtained 27 spectra each with an exposure time of 25 min, the mean S/N ratio being 24 (May 15: 6 spectra; May 17: 8 spectra; May 20: 9 spectra; May 21: 4 spectra of bad quality). The spectra were reduced in the usual way (bias subtraction, flat field correction, wavelength calibration by using an Argon-Thorium lamp, and flux calibration by using the standard stars HR 3454 and HR 5511).

### 3.3 Results and discussion

The CIII-569.6 nm line and the emission feature at 581 nm (CIV-580.1 and -581.2; CIII-582.6 nm) show variable features. The width of the CIII line is about 2 times narrower than for the nucleus of NGC 40, and is comparable to the width of the CIII line of massive WC9 stars (in particular WR 103 = HD 164270), as pointed out by Méndez *et al.* (1991). The variations of the features occur with a smaller amplitude than in the case of NGC 40. Therefore, Balick *et al.* (1996) were not able to detect them at their relatively low resolution (0.15 nm). Figure 9 shows the differences from the mean profile of the CIII-569.6 nm line as a function of time for 2 nights of the 1996 May run.

Subpeak variations in intensity appear on a time-scale of a few hours. However, only small accelerations are noticed (about  $0.005 \text{ km s}^{-2}$ ), as in WR 103 and other massive WC 9 stars. The WC 5-8 stars all showing higher accelerations (up to  $0.015 \text{ km s}^{-2}$ ; see Robert 1992).

In order to identify more clearly the variations and their statistical significance

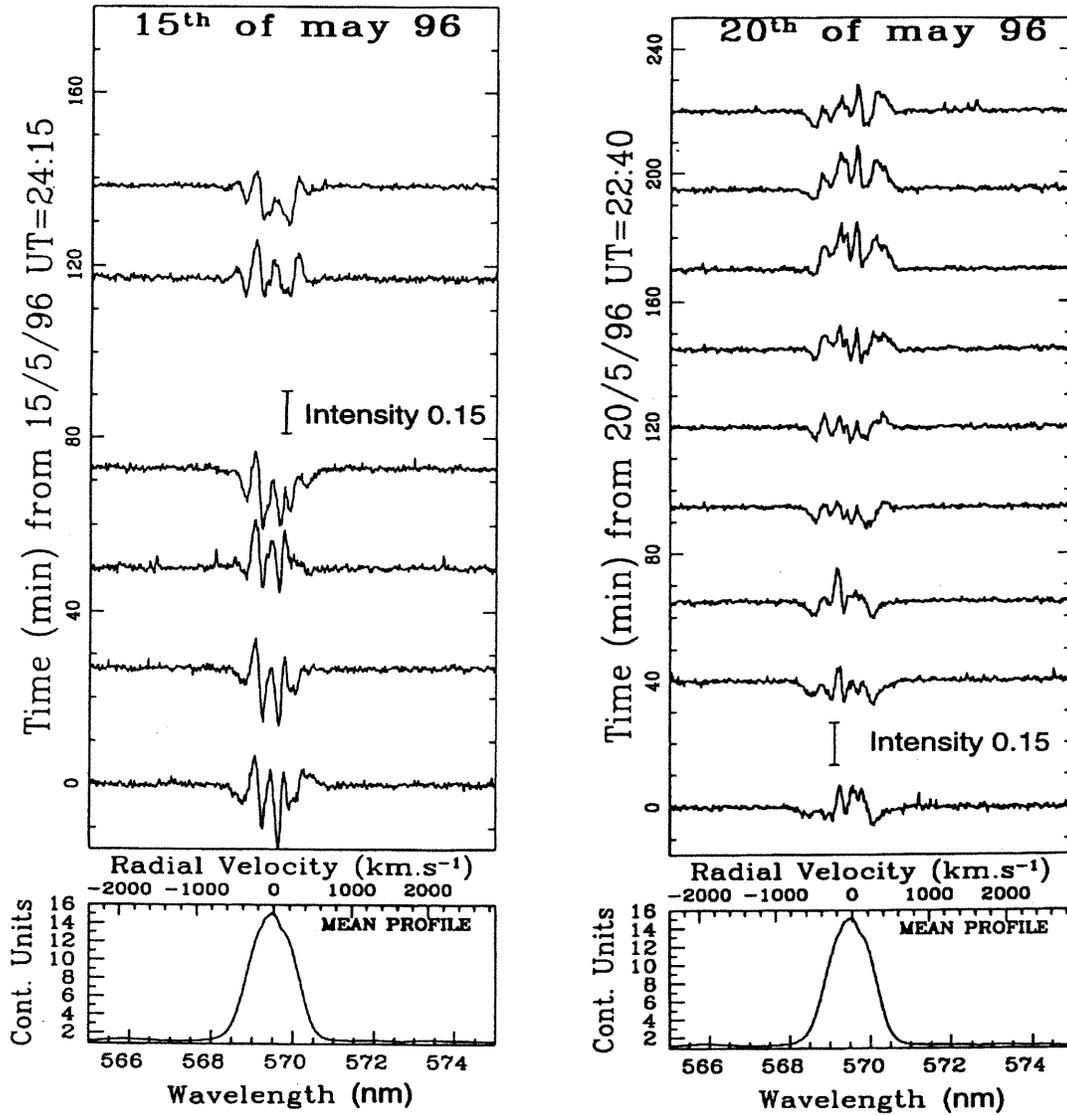


FIGURE 9. CIII-569.6 nm residuals (individual minus mean profile) in two nights of OHP data (resolution 11000).

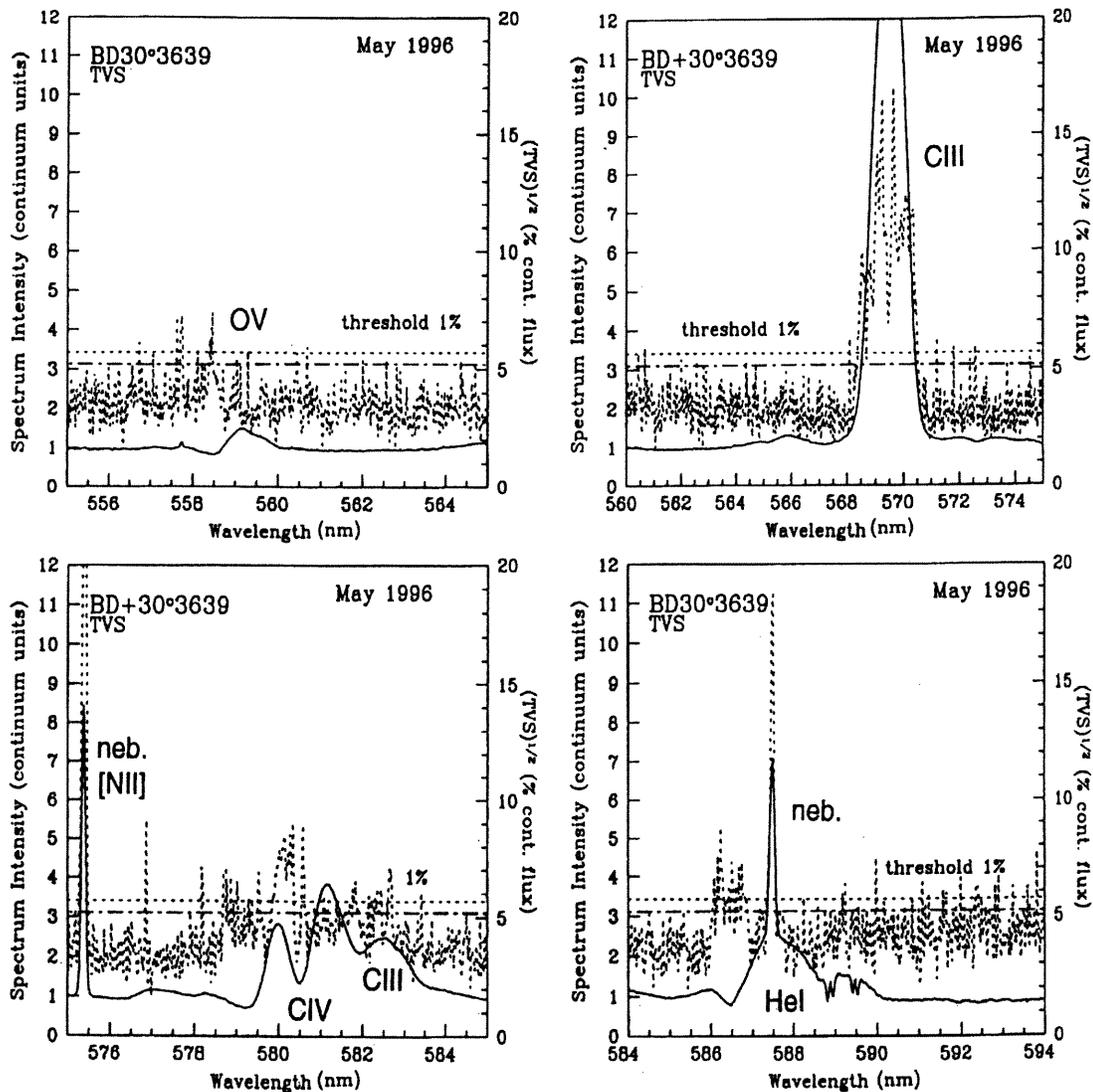


FIGURE 10. BD +30°3639 mean spectrum (solid line) and the computed square root of the TVS, both calculated with 20 individual spectra. Contours of statistical significance for 1% and 5% levels are indicated by dotted and dot-dashed lines, respectively. Our calculations account for pixel-to-pixel and spectrum-to-spectrum differences in the noise distribution.

relatively to the S/N values, we calculated the Temporal Variance Spectrum (TVS) as defined by Fullerton *et al.* (1996). Figure 10 presents the mean profile of CIII, CIV and HeI with the computed TVS: the observed lines appear statistically variable at the 1 % confidence level. Note the strong variation in the P-Cygni profiles of the OV-559, CIV-580 and HeI-587 nm lines, especially at the blue edge of the absorption lines defining the terminal wind velocity.

### 3.4 Conclusions

Evidence for clumping in the wind of the [WC 9] spectrum of BD +30°3639 is shown for the first time. In a forthcoming paper based on new observations of BD +30°3639 and other southern late-[WC] nuclei, Grosdidier *et al.* (1996b) will determine the velocity fields for different radial distances, deriving kinematical parameters which give constraints on the stratification of ionization, on the effective mass loss rates and the radii of the stars.

### Acknowledgements

We thank Olivier Chesneau for his help in the statistical analysis. S.D. acknowledges a support from GdR 968 "Milieux Circumstellaires".

## RÉFÉRENCES

- Balick, B., Rodgers, B., Hajian, A., Terzian, Y., Bianchi, L., 1996, AJ, **111**, 834
- Fullerton, A.W., Gies, D.R., Bolton, C.T., 1996, ApJ Supp., **103**, 475
- Gillet, D., Burnage, R., Kohler, D., Lacroix, D., Adrianzyk, G., Baietto, J.C., Berger, J.P., Goillandeau, M., Guillaume, C., Joly, C., Meunier, J., Rimbaud, G., Vin, A., 1994, A&AS, **108**, 181
- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., Chesneau, O. Dimeo, T., 1997, in IAU Symp. 180, *Planetary Nebulae*, eds. H.J. Habing & H.J.G.L.M. Lamers (Dordrecht: Reidel), p. 108
- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., 1996b, *in preparation*
- Méndez R.H., Herrero, A., Manchado, A., Kudritzki, R.P., 1991, A&A, **252**, 265
- Moffat, A.F.J. & Robert, C., 1994, ApJ, **421**, 310
- Robert C., 1992, PhD Thesis, Université de Montréal

## CHAPITRE 4

### Turbulent outflows from [WC]-type nuclei of planetary nebulae. I. BD +30° 3639 and other [WC 9–10] stars

Astronomy & Astrophysics (accepted)

Yves Grosdidier,<sup>a,b,c</sup> Agnès Acker,<sup>a</sup> and Anthony F.J. Moffat,<sup>b,c</sup>

---

<sup>a</sup> Observatoire Astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 11 rue de l'Université,  
F-67000 Strasbourg, France; email: yvesgro@astro.u-strasbg.fr, acker@astro.u-  
strasbg.fr.

<sup>b</sup> Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-  
Ville, Montréal (Québec), Canada, H3C 3J7.

<sup>c</sup> Observatoire du Mont Mégantic.

## ABSTRACT

Using spectroscopic observations taken at the Observatoire de Haute-Provence (OHP, France) and the European Southern Observatory (ESO, Chile), we describe wind fluctuations in four [WC 9–10]-type central stars of planetary nebulae, especially BD +30° 3639, which was observed intensively during 15 nights. Moving features seen on the top of the CIII $\lambda$ 5696 emission line are interpreted as outflowing “blobs” which are radially accelerated outwards, as seen in the winds of massive Wolf-Rayet stars. We find line profile variations occurring on a time scale of hours. Kinematic parameters of the blobs are derived and compared to those of massive Wolf-Rayet stars. The wind fragmentation process appears independent of the strong differences between both types of hot stars.

*Key words:* Planetary nebulae: individual: BD +30° 3639, He 2-99, He 2-142, Sw St 1 — Stars: mass-loss — Turbulence

### 4.1 Introduction

#### 4.1.1 Hot stars showing the Wolf-Rayet phenomenon

Among the  $\sim 1500$  known Galactic planetary nebulae (PN),  $\sim 350$  show a detectable stellar continuum. From the latter subset,  $\sim 50$  nuclei show broad emission line-spectra of the Wolf-Rayet (WR) carbon sequence (Acker et al. 1992; Tylenda et al. 1993; Peña et al. 1998). The majority of these central stars are distributed among the [WC 2–4] and [WC 8–11] spectral types, with only a few stars belonging to intermediate classes (Acker et al. 1996, 2000a). Recall that no WN central star of a planetary nebula has been detected so far. It is worthy of note that Population I & II WC stars of the same subtype are virtually indistinguishable on the basis of their stellar spectra alone (Méndez et al. 1991).

Additional criteria are required to discriminate between Population I & II WC stars: e.g. absolute luminosities or linear radii of the surrounding nebulae (both are significantly smaller for Population II — i.e. low-mass — WC stars).

For both Population I & II WC stars, line formation is normally assumed to arise in a (roughly) spherically expanding atmosphere, where non-LTE conditions (Leuenhagen & Hamann 1994; Leuenhagen et al. 1996) and possibly similar wind radiative/hydrodynamic instabilities prevail (e.g. Owocki et al. 1988; Owocki 1994; Feldmeier 1995). The cool subclasses of Population II [WC] stars are close to the entry point into the WR phase, subsequent evolution likely occurring to earlier, hotter subtypes via the mass-loss peeling-off process *and/or* convective mixing and subsequent burning: post-Asymptotic Giant Branch (AGB) → [WC]-late → [WC]-early → PG 1159 (Feibelman 1999; Koesterke & Hamann 1997; Acker et al. 1996). On the other hand, massive, Population I WR stars of the carbon sequence are believed to follow a similar evolutionary scenario, WC-late → WC-early (Moffat 1995).

#### 4.1.2 Fragmented, radiatively driven winds

Moving subpeaks are systematically seen on the tops of broad optical emission lines from massive WR stars (Robert 1992; Lépine & Moffat 1999, and references therein). These subpeaks suggest WR winds/atmospheres are *inhomogeneous* and *non-stationary* (on a time-scale of hours). This is supported by at least four additional facts (e.g. see Moffat 1996): i) the observed red line wings due to electron scattering are significantly weaker than the wings modeled under the hypothesis of a smooth wind (Hillier 1984; Hillier 1991); ii) the observed slopes of the radio and infrared continua are not reproduced in the homogeneous atmosphere model for WR winds (Lamers & Waters 1984; Runacres & Blomme 1996; Blomme & Runacres 1997); iii) polarimetric and photometric, stochastic

variabilities (Brown et al. 1995; Robert et al. 1989) are observed on a time-scale similar to that of the optical emission lines; and iv) when more than two ionizing stages of the same element are observed, atmosphere models assuming homogeneity fail to reproduce *simultaneously* all these lines: an increased (decreased) density region favours the population of lower (higher) ionizing stages. Given the  $\sim r^{-2}$  density stratification and outward decreasing temperature distribution of the global wind, we expect the emission lines of both lower and higher ionization stages to reach more comparable intensities when *local* density enhancements are additionally involved (however, quantitative assessments of the latter phenomenon often require a precise knowledge of the line formation mechanisms).

Furthermore, evidence is mounting that *all* fast, hot winds are *potentially* inhomogeneous. Indeed, recently, a search for similar spectroscopic variations was conducted for [WC] nuclei of PN, both by Balick et al. (1996) and Grosdidier et al. (1997), showing evidence for a clumpy wind in the vicinity of NGC 40's [WC 8] central star. Later, first results of an observational search for wind variability in [WC 9] central stars led to a detection of wind fluctuations in the spectrum of BD +30° 3639 (Acker et al. 1997). Similarly, time series of very high signal-to-noise ratio, high-resolution spectra of the HeII $\lambda$ 4686 emission line in the O4I(n)f supergiant  $\zeta$  Puppis have been obtained by Eversberg et al. (1998). In the latter study, the authors detected stochastic, variable substructures in the line, like those observed in the winds of massive WR stars, which are probably the descendants of O and Of stars. Therefore, evidence is accumulating that wind clumping may be an *intrinsic* characteristic of all radiatively driven stellar winds.

In this series of papers, we investigate the manifestation of wind clumping originating in some PN nuclei showing the Wolf-Rayet phenomenon. We perform

comparisons with the wind clumping exhibited by their massive WR counterparts, leading to a more general, universal description of the wind fragmentation process as a purely atmospheric wind phenomenon: despite the strong differences between both types of hot stars, we show that the spectroscopic variability is quite similar.

In this first paper (Paper I), we report line-profile variations in optical emission lines of BD +30° 3639 and three other — less intensively observed — [WC 9–10]-type central stars of PN. In the second paper of this series (Grosdidier et al. 2000, hereafter Paper II) we will concentrate on a particular [WC]-late type central star, the [WC 8] nucleus of the planetary nebula NGC 40. Subsequent papers will discuss the case of early [WC]-type nuclei.

## 4.2 Observations and data reduction

The four program stars are listed in Table VI, which gives in column (1) the PN and central star designations; in column (2) the spectral type and  $V$  magnitude of the central star; in column (3) the telescope and spectrograph used; in column (4) the observed spectral range, the adopted spectral resolution and resolving power ( $RP$ ); in column (5) the continuum signal-to-noise ratios for each night given in column (6); in column (6) the dates of observation; in column (7) the integration time of each spectrum; in column (8) the number of spectra acquired each night.

In order to resolve the narrow subpeaks present on the tops of the emission lines, it is necessary to have a spectral resolution of  $\sim 0.5\text{--}1 \text{ \AA}$ , or better. On the other hand, the subpeaks are very weak, and securing time resolution along with sufficient  $S/N$  ratio imposes the use of very large telescopes. As a compromise in this study, we concentrate on the relatively bright [WC 9] central star of He 2-438, BD +30° 3639, observed intensively (15 nights) with a 2 m class telescope. The

Denomination PNG <sup>a</sup> Usual name PN Star name(s) (1)	Central star Spectr. type $V^a$ (2)	Telescope (diam.) Spectrograph (3)	Journal of observations					N° of spect. (8)
			Spectr. range Spectr. resol. ( $RP$ ) (4)	$S/N^b$ (5)	Date (6)	Expos. time (min.) (7)		
<b>064.7+05.0</b> <b>He 2-438</b> <b>BD +30° 3639</b> <b>HD 184738</b> <b>V 1966 Cyg</b>	[WC 9]	OHP (1.52 m)	5500-5950 Å	19-25	1996 May 15	25	6	
	9.92	AURELIE	~0.5 Å (11000)	20-24	1996 May 17	25	8	
				23-29	1996 May 20	25	9	
				20-24	1996 May 21	25	4	
				22-29	1996 Aug 7	30	3	
				27-39	1996 Aug 8	30	8	
				32-46	1996 Aug 9	30	8	
				29-42	1996 Aug 11	30	11	
				27-43	1996 Aug 12	30	11	
				30-40	1996 Aug 13	30	11	
				32-41	1997 Jul 26	30	13	
				35-47	1997 Jul 27	30	13	
				25-45	1997 Jul 28	30	12	
			40-50	1997 Jul 29	30	12		
			16-32	1997 Jul 30	30	8		
<b>309.0-04.2</b> <b>He 2-99</b> <b>LSS 3169</b>	[WC 9]	ESO/CAT (1.4 m)	5670-5720 Å	NA <sup>c</sup>	1997 Jun 27	90	1	
	14.0	CES-long camera	~0.1 Å (50000)	NA	1997 Jun 28	120	3	
				NA	1997 Jun 29	120	3	
				NA	1997 Jun 30	120	3	
				NA	1997 Jul 1	120	3	
			NA	1997 Jul 2	120	3		
<b>001.5-06.7</b> <b>Sw St 1</b> <b>HD 167362</b>	[WC 9-10]	ESO/CAT (1.4 m)	5670-5720 Å	30-35	1997 Jun 27	60	2	
	11.8	CES-long camera	~0.1 Å (50000)					
<b>327.1-02.2</b> <b>He 2-142</b>	[WC 9]	ESO/CAT (1.4 m)	5670-5720 Å	NA <sup>c</sup>	1997 Jun 27	90	2	
	15.1	CES-long camera	~0.1 Å (50000)					

TABLEAU VI. Sample of observed Wolf-Rayet central stars of planetary nebulae and log of spectroscopic observations.

<sup>a</sup>From the Acker et al. (1992) catalogue, but for BD +30° 3639 the  $V$  value is from Acker et al. (1998).

<sup>b</sup>Characteristic signal-to-noise ratio evaluated in the continuum adjacent to CIII $\lambda$ 5696.

<sup>c</sup>Irrelevant, the continuum is underexposed.

less frequent observations obtained for the three other [WC 9–10]-type central stars are preliminary. We concentrate on the CIII $\lambda$ 5696 emission line because it is very bright for [WC 9] stars and free from any blending. It is the best line to study expanding stellar wind variability.

For BD +30° 3639 we used the 1.52 m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (OHP, France) equipped with the Aurélie spectrograph (see Gillet et al. 1994). The detector was a double linear array Thomson TH7832 of 2048 pixels (see Gillet et al. 1994, and references therein). We used a 600 l/mm grating, leading to a 2.8-pixel resolving power of 11000 ( $\sim 0.5$  Å spectral resolution at 5500 Å). The spectral range is centered on 5750 Å and covers 5500–5950 Å. The entrance aperture of Aurélie is circular with a diameter of 3".

For the southern objects we used the 1.4 m Cassegrain Auxiliary Telescope (CAT) at the European Southern Observatory (ESO, Chile) combined with the Coudé Echelle Spectrometer (CES). The detector was CCD LO#38 (Loral) with  $2688 \times 512$  pixels. The CES has a classical Czerny-Turner grating mount with an échelle grating of 79 l/mm as the dispersive element, leading to a 4.8-pixel resolving power of 50000 ( $\sim 0.1$  Å spectral resolution at 5700 Å). The spectral range, centered on 5695 Å, covers 5670–5720 Å. The width of the slit was 2.5".

We carried out a first preliminary study on BD +30° 3639 in 1996 March 1–6 (3 spectra of 20–30 minutes each) at the OHP, where we detected significant spectral variability of the CIII $\lambda$ 5696 and CIV $\lambda\lambda$ 5801/12 emission lines. Then we observed this star more intensively in May 1996. The results from the May run are presented in Acker et al. (1997). On the other hand, preliminary observations were performed by François Cuisinier in 1996 July 15 (6 consecutive spectra of 40 minutes exposure each) on the central star of He 2-99, with the 1.52 m ESO

telescope equipped with the B&C spectrograph at low resolution ( $RP = 1500$ ). These spectra show significant variability of the  $\text{CIII}\lambda 5696$  emission line. All these observations encouraged us to study these two central stars (He 2-99 at higher resolution) and others, in order to resolve the subpeaks overlying the  $\text{CIII}\lambda 5696$  emission line.

The spectra were reduced in the usual way with the MIDAS<sup>1</sup> package: bias subtraction, flat field correction, and wavelength calibration using an Argon-Thorium lamp. Flux calibrations were performed for the BD +30° 3639 runs using the standard stars HR 3454 and HR 5511. Finally, the spectra were normalized to the continuum. Imperfect guiding or centering and variable seeing (typically 2–3") remove stellar light but not nebular light from the slit. Therefore, rectification of the stellar continuum to unity permitted us to get reliable and comparable stellar emission line measurements. Such a procedure allows one to study subtle changes in emission lines, as was shown by Robert (1992), Lépine & Moffat (1999), Eversberg et al. (1998), and references therein. No attempt was made to subtract nebular contributions due to lines or continuum, because they do not disturb the  $\text{CIII}\lambda 5696$  stellar line profile.

### 4.3 The [WC 9] central star of He 2-438: BD +30° 3639

#### 4.3.1 Introduction

The central star of this PN is the brightest known northern [WC] star, and appears in a large number of publications (611 references were found, in the years 1893 to 2000, from SIMBAD<sup>2</sup>).

---

<sup>1</sup><http://www.eso.org/projects/esomidas/>

<sup>2</sup><http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

He 2-438 is a low excitation nebula that recently emerged from the Asymptotic Giant Branch (AGB) stage: IR spectroscopic modelling during the post-AGB evolution by Siebenmorgen et al. (1994) led to an age of only  $\sim 900$  years after the end of the AGB mass-loss stage, a value in fairly good agreement with the kinematic expansion age of about 500 years (see Acker et al. 1998).

*Hubble Space Telescope* images reveal small-scale ( $\sim 0.2$  arcsec) clumps and filaments in  $[\text{OII}]\lambda 3727$  and  $[\text{SIII}]\lambda 9532$  (see Arnaud et al. 1996; Harrington et al. 1997). As pointed out by these authors, a part of the clumpy structure is caused by a non-uniform distribution of dust in the neutral halo (inferred from comparison of the  $[\text{OII}]$  and  $[\text{SIII}]$  images corresponding to, respectively, high and low extinction zones). The radio (VLA+MERLIN) 6 cm-images confirm a clumpy structure (Bryce et al. 1997). Near- and mid-IR images allow one to determine the source of IR excess: it appears that one component of the excess is located near the central star and is possibly due to non-equilibrium heating of small grains.

ASCA X-ray data show the presence of a bubble of hot ( $3 \times 10^6$  K) plasma dominated by He-burning products, although O is not as abundant as in the star's wind itself (see Arnaud et al. 1996). These authors noted that the properties of the hot wind-blown bubble are in conflict with the predictions of a simple interacting wind-model: i) thermal pressure in the wind-blown bubble is almost an order of magnitude higher than the pressure within the ionized shell — these pressures should be nearly equal in the interacting-wind model; ii) the temperature is about 10 times lower than expected for a zone post-shocked by the  $600\text{--}700$  km s $^{-1}$  stellar wind. Arnaud et al. (1996) propose that the low temperature might result either from mixing of the shocked stellar wind with the material photo-evaporated from clumps left behind the expanding shell within the hot bubble, or more likely from rapid variations in the stellar wind properties. Such rapid changes are also

compatible with the fact that the stellar mass-loss rate ( $\sim 1.3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ; Leuenhagen et al. 1996), combined with the terminal velocity  $v_{\infty} \approx 600\text{--}700 \text{ km s}^{-1}$ , could fill the bubble in only  $\sim 10^1$  years, which is a very short time-scale.

Recent studies confirm the assumption of variations in the stellar wind properties: HIPPARCOS photometric monitoring shows that the luminosity of BD +30° 3639 increased over 3 years by about 0.1 mag (see Fig. 1 in Acker et al. 1998). This variation is compatible with the different values of  $V$  given in the literature (from 9.5 to 12.5; see Acker et al. 1998 and references therein). The central star of He 2-438, BD +30° 3639, was included in Balick et al.'s study (1996), but no spectroscopic flickering was detected at their chosen resolution ( $\sim 1.5 \text{ \AA}$ ).

### 4.3.2 Results

Several kinds of features are visible in the observed spectra: i) Broad emission features formed in the stellar wind. The lines of He, C and O are broadened due to the motion of the expanding stellar wind. Some of the emissions are accompanied by blue-shifted absorption troughs (P-Cygni profiles); ii) Narrow emission lines which are formed in the planetary nebula; iii) Interstellar absorption features. See Figure 11.

#### 4.3.2.1 Line profile variations

In Figure 12, differences from the mean profile (calculated from the whole set of spectra obtained in 15 nights; see lower panels) of the  $\text{C III } \lambda 5696$  emission line are shown as a function of time for two typical observing nights at the OHP (upper panels). The segment in the lower right corner of the upper panel indicates the amplitude for 0.25 (apparent) continuum units in the residuals. This amplitude

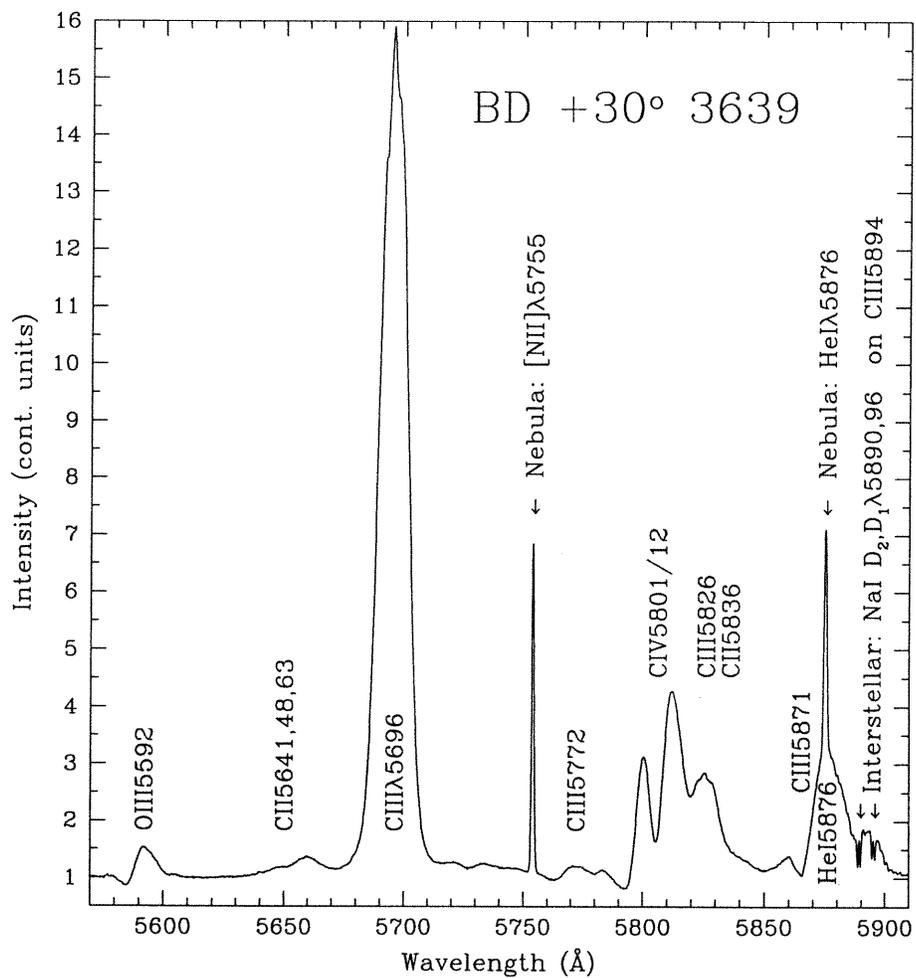


FIGURE 11. A typical normalized spectrum of BD +30° 3639 indicating the most obvious emission or absorption features (1997 July 27).

does not take into account the change of intensity across the emission line and relative to the adjacent continuum. True amplitudes relative to the continuum will be estimated in section 4.3.2.2.

In order to emphasize the trajectories of subpeaks on the top of the CIII $\lambda$ 5696 line, Figure 13 shows grayscale plots of nightly differences from the global mean profile for the 14 nights, made up of at least 4 individual spectra. The global mean profile is presented in the lower panels, and gaps within the time series appear as a black horizontal bar. These plots were obtained via an interpolation both in the wavelength and the time domains of the nightly data. The interpolation along the time domain compensates for the small gaps/delays between individual spectra.

The characteristic time scale for significant variations is confirmed to be a few hours. Ejection times and starting wavelengths of individual blobs appear at random (this is shown more clearly in Figure 15 in a subsequent section) which suggests a turbulent origin. The strongest, most obvious features appear to last longer and move throughout the CIII line with *apparently* constant acceleration. The range of measured accelerations will be presented in section 4.3.2.3. For six nights within the whole 15 night set (1996 May 15, 20 & 21; 1996 August 9; 1997 July 26 & 30), a simple glance at the grayscale plots shows only slight accelerations compared to the behaviour of the subpeaks during the other nights. We will discuss this finding in a following section.

If the blobs are observed in lines with quite different formation *loci*, one may be able to estimate their true characteristic lifetimes. In this way, it should also be possible to convincingly test the hypothesis of supersonic, compressible turbulence. Unfortunately, the insufficient  $S/N$  in the higher ionization CIV $\lambda$ 58-01/12 emission feature prevents us from clearly identifying moving features (in

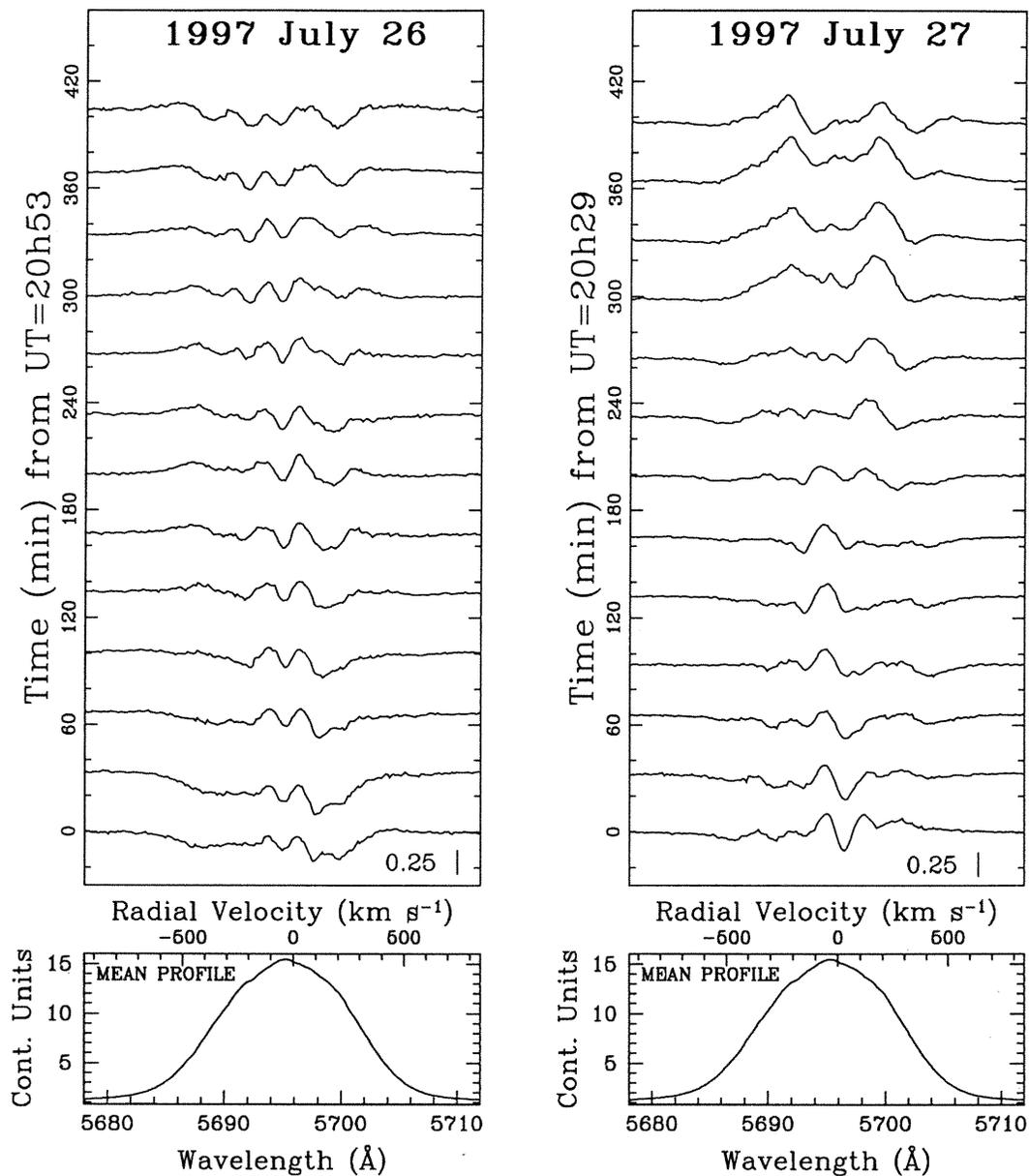


FIGURE 12. Residuals from the mean of CIII $\lambda$ 5696 in BD +30° 3639 for 1997 July, 26 and 27. The segment in the lower right corner of the upper panel indicates the amplitude for 0.25 (apparent) continuum units in the residuals. Velocities are given in the stellar rest frame. The mean profile in the bottom panels is based on all the spectra in 15 nights.

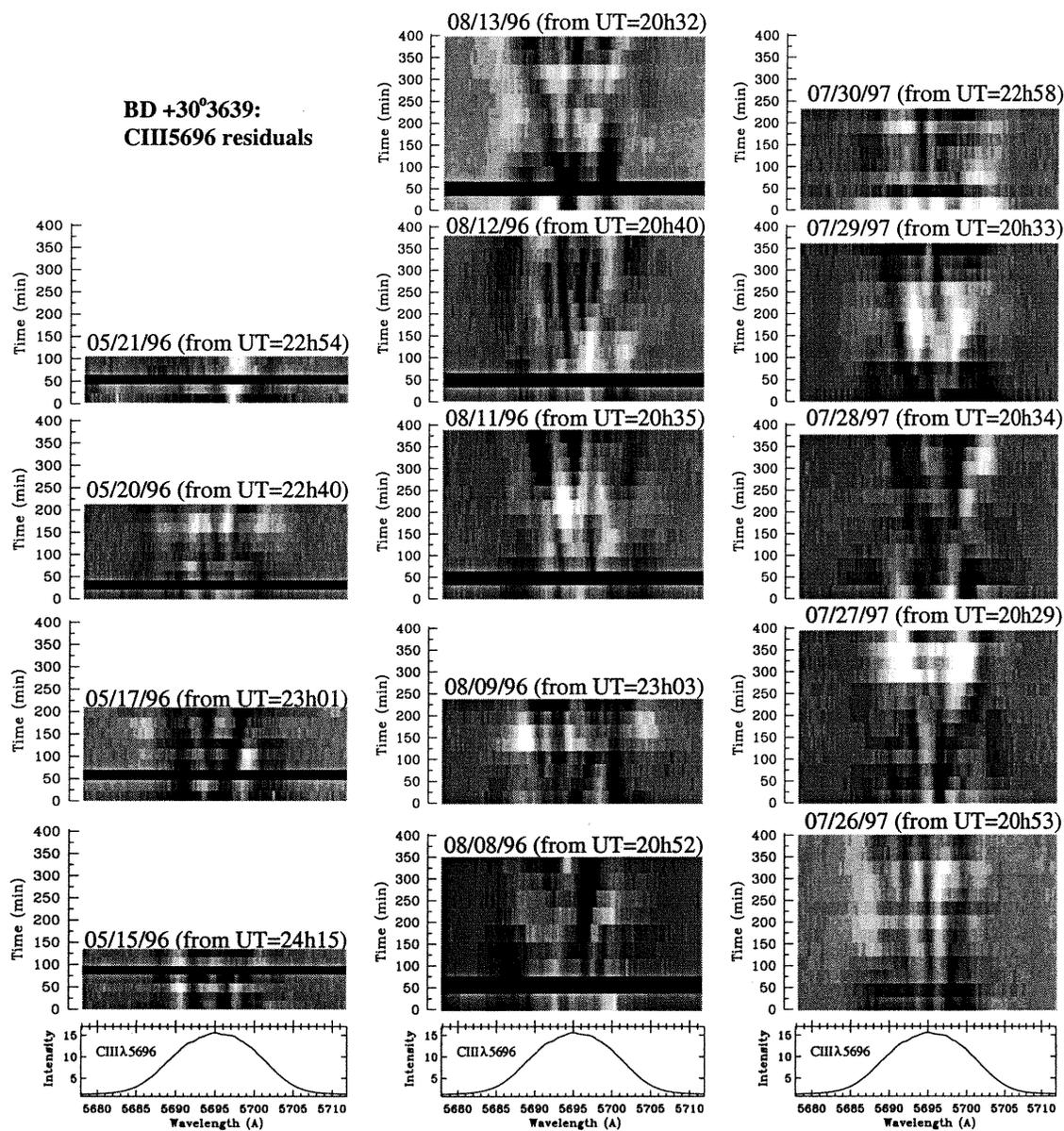


FIGURE 13. Grayscale plots for BD +30° 3639 of CIII $\lambda$ 5696 residuals for 14 nights. Bottom panels show the 15-night mean. The range of the grayscale plots is -1.0 (black, lack of emission) to 1.0 (white, excess of emission) continuum units.

any case, its blending complicates such identifications). For the other (weak) lines, the situation is even worse; most of the apparent subpeaks arising from noise can be erroneously associated with true manifestations of local overdensities. The need for échelle observations over long time intervals and at *very high*  $S/N$  with large telescopes is required to address the question of the origin of the clumps.

The terminal velocity (in the outer line formation region) was estimated from the broadening of the CIII $\lambda$ 5696 emission line. The terminal velocity (expressed in  $\text{km s}^{-1}$ ) is correlated with the  $FWHM$  (expressed in  $\text{\AA}$ ) of the CIII line via (Torres et al. 1986):

$$v_{\infty} = \left( \frac{FWHM}{5696} \right) \times c \times 0.9,$$

where  $c$  is the velocity of light.

This holds quite well for massive WC 9 stars, for which the CIII $\lambda$ 5696 emission is nearly Gaussian. Assuming this relation also holds for [WC 9] stars, it yields:  $v_{\infty} = 580\text{--}600 \text{ km s}^{-1}$ , for  $FWHM \approx 12.2\text{--}12.7 \text{ \AA}$  (the range being determined from the whole set of our spectra).

#### 4.3.2.2 Level of variability

A simple inspection by eye of Figure 12 or Figure 13 is sufficient to roughly deduce the temporal behavior of the line profile variations. However, the precise characterization of these variations could be greatly influenced by photon statistics and other sources of error in the region of interest. In order to rigorously estimate the significance level of the line profile variations (lpv), we applied the “temporal variance spectrum” analysis (TVS) of Fullerton et al. (1996).

In order to describe the lpv for a collection of  $N$  spectra of a given star, we

placed the  $N$  rectified spectra in a matrix  $S_{ij}$ , where  $i$  and  $j$  denote the spectrum (=time) and the pixel (=wavelength bin) indices, respectively. After that, we produced a reference spectrum  $\bar{S}_j$  as a mean weighted by the signal-to-noise in the continuum associated with each individual exposure. Then we calculated the weighted differences:

$$d_{ij} = \frac{\sigma_{0j}}{\sigma_{ij}} \times (\bar{S}_j - S_{ij}),$$

where  $\sigma_{0j}$  is the reciprocal of the rms  $S/N$  of the spectral time series (see Fullerton et al. 1996), and  $\sigma_{ij}$  are the elements of the matrix giving the noise associated with the element  $S_{ij}$ . In our case (relatively large signal-to-noise ratios and moderate readout noise), we can reasonably assume that  $\sigma_{ij}$  is given by Poisson statistics, i.e. by the square root of the count number (in electrons) accumulated at a given pixel/wavelength bin. Then, we can assume that the individual  $d_{ij}$  are drawn from the same nearly Gaussian population:  $N(0, \sigma_{0j})$ . The overall variation for a collection of  $N$  spectra follows:

$$TVS_j = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{d_{ij}}{\sigma_{0j}} \right]^2.$$

Thus the TVS retains its simple  $\chi^2_{N-1}/(N-1)$  distribution for all pixels  $j$  because the individual  $d_{ij}/\sigma_{0j}$  are drawn from a reduced centered normal Gaussian distribution (Fullerton et al. 1996).

Roughly speaking, the values of the TVS give a statistical assessment of the variability level at a given wavelength. Indeed, the deviations of the time variations across the lines are computed with proper weights to account for the changes in the signal-to-noise ratios across the lines and from one spectrum to the next. Since the statistical behaviour of the temporal variability under the null hypothesis of no variability is described by the  $\chi^2_{N-1}/(N-1)$  distribution,

contours of equal probability can be plotted along with each TVS. Here, these contours are simply  $\sim$ horizontal lines since our spectral range is quite small with a nearly constant  $S/N$  ratio across each spectrum ( $\sigma_{oj} \approx \text{const.}$ , for all  $j$ ). Whenever the TVS exceeds a contour, this signifies a sufficiently unlikely value (the small tail of probability  $p$ ), i.e. the null hypothesis can be rejected in favour of its alternative: significant variability. Accounting for the noise level in the line profile, any value of TVS above this threshold ensures that the line-profile variability is significant at the  $p\%$  level.

In the following, the values of the deviations from a template-weighted mean spectrum are expressed in percentage of the normalized continuum flux through:  $\sigma_{oj} \times (TVS_j)^{1/2}$ .

In order to assess the significance of the lpv, we then compare the values of  $\sigma_{oj} \times (TVS_j)^{1/2}$  with:

$$\sigma_{oj} \times \left[ \frac{\chi_{N-1}^2}{N-1} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

The temporal variance spectra have been calculated for each of the 7 nights made up of at least 11 individual spectra, in order to secure statistical significance. Figure 14 shows the related TVS along with contour levels for significant variability at 1% & 5% levels. For the TVS of the 1996 May run, the reader is referred to Acker, Grosdidier & Durand (1997). To facilitate the identification of the variable zones, the nightly mean spectra are superposed. The main results are the following:

1. All obvious emission lines within our spectral range are variable at the 1% level.
2. In the case of the OIII $\lambda$ 5592 emission line, the variations are mainly detected only in its blue-shifted absorption component (up to 5–6% of the continuum

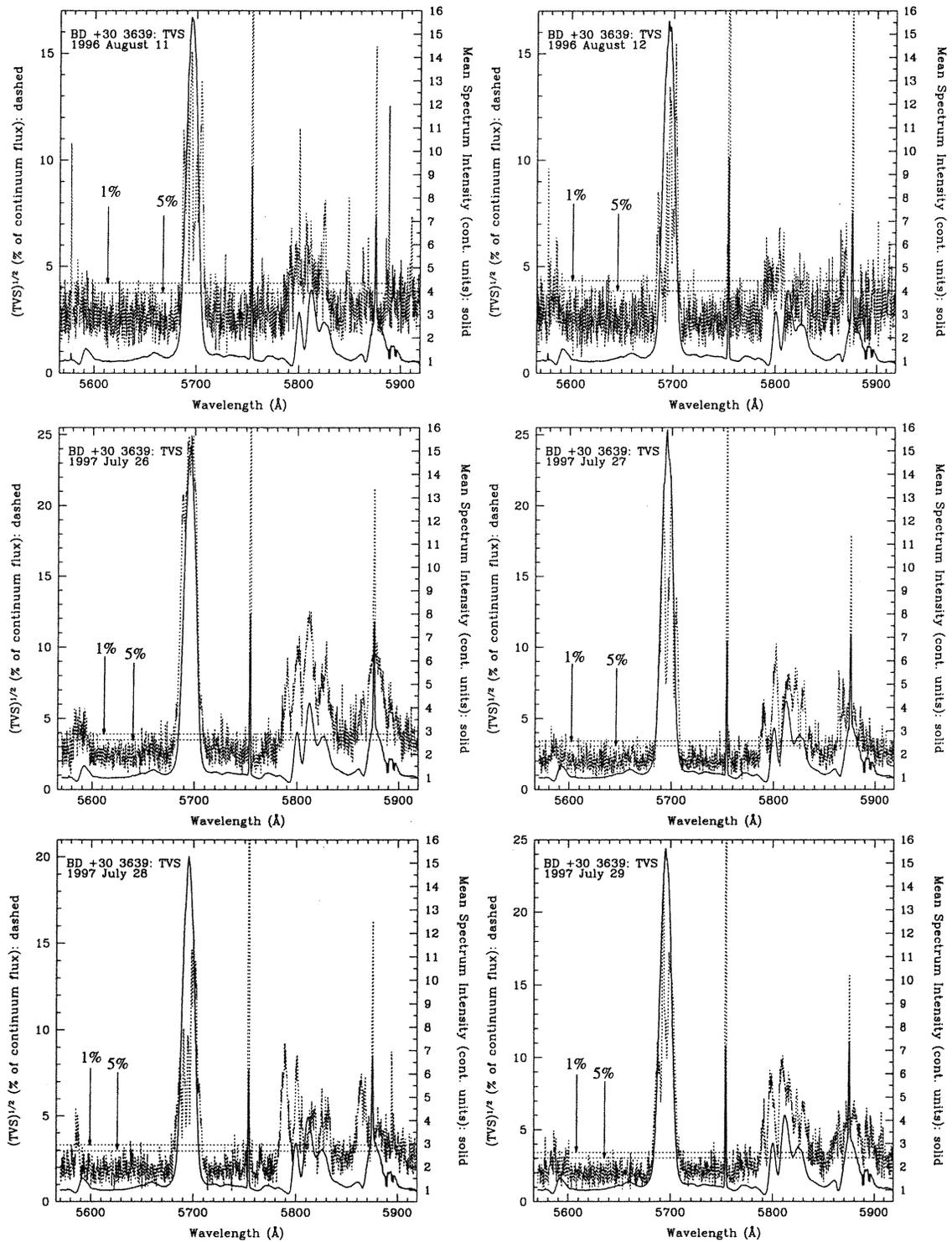


FIGURE 14. BD +30° 3639 nightly mean spectra (solid lines) and the computed square root of the TVSs (dashed lines), for 6 nights (see text). Contours of statistical significance for 1% and 5% levels are indicated by *horizontal* dotted lines (see arrows). For 1996 August 13, the behaviour of BD +30° 3639 is essentially similar to that of the two other nights of the August run.

flux on 1997 July 26 & 28, and 1996 August 12). However, its emission component exhibits remarkably similar variations on 1997 July 26. This suggests huge variations in the *whole* line formation region, rather than only along the line of sight.

3. The emission component of  $\text{HeI}\lambda 5876$  generally exhibits variability from 4–5%, up to  $\sim 11\%$  of the continuum flux on 1997 July 26. However, the absorption component is always variable (5–7% of the continuum flux), although this variability is only marginally detected on 1996 August 11.
4. The complex  $\text{CIV}\lambda\lambda 5801/12$  is always variable with amplitudes reaching 5–7% of the continuum flux, and up to 10–12% during the 1997 July run. The 1997 July 26 night appears to be associated with an intense, persistent burst of activity lasting the subsequent nights, judging by the magnitude of the TVS in that spectral region.
5. The  $\text{CIII}\lambda 5696$  line shows huge variability of 15–20% of the continuum flux, the maximum being detected on 1997 July 26 ( $\sim 25\%$ ) and correlated with a burst of  $\text{CIV}\lambda\lambda 5801/12$  ( $\sim 12\%$ ). In addition, the entire line shows prominent variability, suggesting blobs/inhomogeneities propagating into the whole line emission region.
6. The 1997 July period of intense activity compared to the 1996 August run does not show significant changes in the global line strengths, except for  $\text{HeI}\lambda 5876$  emission, which appears somewhat intensified in 1997. This could be associated with a decrease of the wind temperature, or with an increase of wind density. We favor the decrease of the local wind temperature because any increase of the wind density results in an increase in the line optical depths, which results in a decrease of the radiative acceleration in the supersonic region. A decrease in the radiative acceleration implies a lower terminal velocity, which is not detected (the *FWHM* of the emission lines appear to be nearly constant).

7. As was already noticed for massive WR stars, the blue-shifted absorption component of the lines exhibiting P-Cygni profiles in BD +30° 3639 is significantly more variable than the emission component. This is likely mainly due to the small volume of matter in front of the stellar “disk”, making it more sensitive to relative fluctuations. This suggests linear sizes for the blobs of  $\sim 1 R_*$  as was already suggested by Lépine & Moffat (1999) from their phenomenological simulations of variable emission profiles: they have estimated the number of local overdensities in the line formation region to be of the order of  $10^{3-4}$ . Taking into account the size of the line emission region, we infer linear sizes of the overdensities to be  $\lesssim 1 R_*$ .

Note that the huge variability of the nebular lines (O I  $\lambda$ 5577, [N II]  $\lambda$ 5755 and He I  $\lambda$ 5876) are illusory. They are caused by imperfect guiding and variable seeing, both of which remove stellar light but not nebular light from the slit, in combination with rectification of the stellar continuum to unity. The nebular line raw data show no significant variability.

One may notice the extremely good wavelength calibration from inspection of the nebular and interstellar lines. The Na I D doublet (rest wavelengths at 5890 and 5896 Å) is clearly visible in all OHP/BD +30° 3639 spectra, where two different components can be identified. Nebular as well as interstellar lines are perfectly superposed on the nightly mean spectra. This is supported by the tightness of their related temporal variance spectra.

#### 4.3.2.3 Kinematics of the subpeaks

The subpeaks generally show measurable velocity shifts during their lifetime, although during some nights they appear to rest roughly at the same wavelengths. For the intense features (representing an apparent excess of emission as well as

an apparent deficit of emission in the difference spectra) seen on at least three consecutive spectra, we measured mean radial velocities  $v_R$  and computed the related mean radial accelerations  $a_R = dv_R/dt$  through linear fits. Figure 15 summarizes the results for 85 extracted features, on which theoretical  $(a_R, v_R)$ -relations (derived from the beta velocity-law) are plotted (see section 4.3.2.4). Horizontal error bars reflect the observed *range* of radial velocities for a single blob, whereas vertical error bars show the dispersion ( $\pm 1\sigma$ ) of possible accelerations derived from the linear fits. The spread in  $v_R$  values suggests that the starting and ending wavelengths appear at random.

Because  $a_R \times v_R \geq 0$  for the large majority of the blobs, Figure 15 suggests that the assumption of *outwardly* radially accelerating features is quite reasonable. However, 4 structures (only one at more than  $2\sigma$ ) move towards line centre. These structures may be related to nonradial pulsations, local wind rotation motions, or orbital motions, since all these processes could involve subpeak motions towards the line centre. However, their small number (less than 5% of the total set of 85 structures) suggests that they are probably spurious, being the tail end of a statistical distribution. Starting and ending wavelengths of individual blobs seem to appear at random, and suggests a chaotic variability taking on different time-scales.

The  $a_R$  values seem to be slightly concentrated towards low radial accelerations. This fact, combined with the short time coverage of series/nights 1996 May 15, 20 & 21, and 1996 August 9, would explain why we only detect small accelerations during these four nights. On the other hand, the 1997 July 26 ( $\sim 400$  min monitoring) and 1997 July 30 ( $\sim 250$  min monitoring) series are quite long. For the latter nights, the absence of large accelerations seems to be real and significant. There are at least three explanations for the low accelerations detected

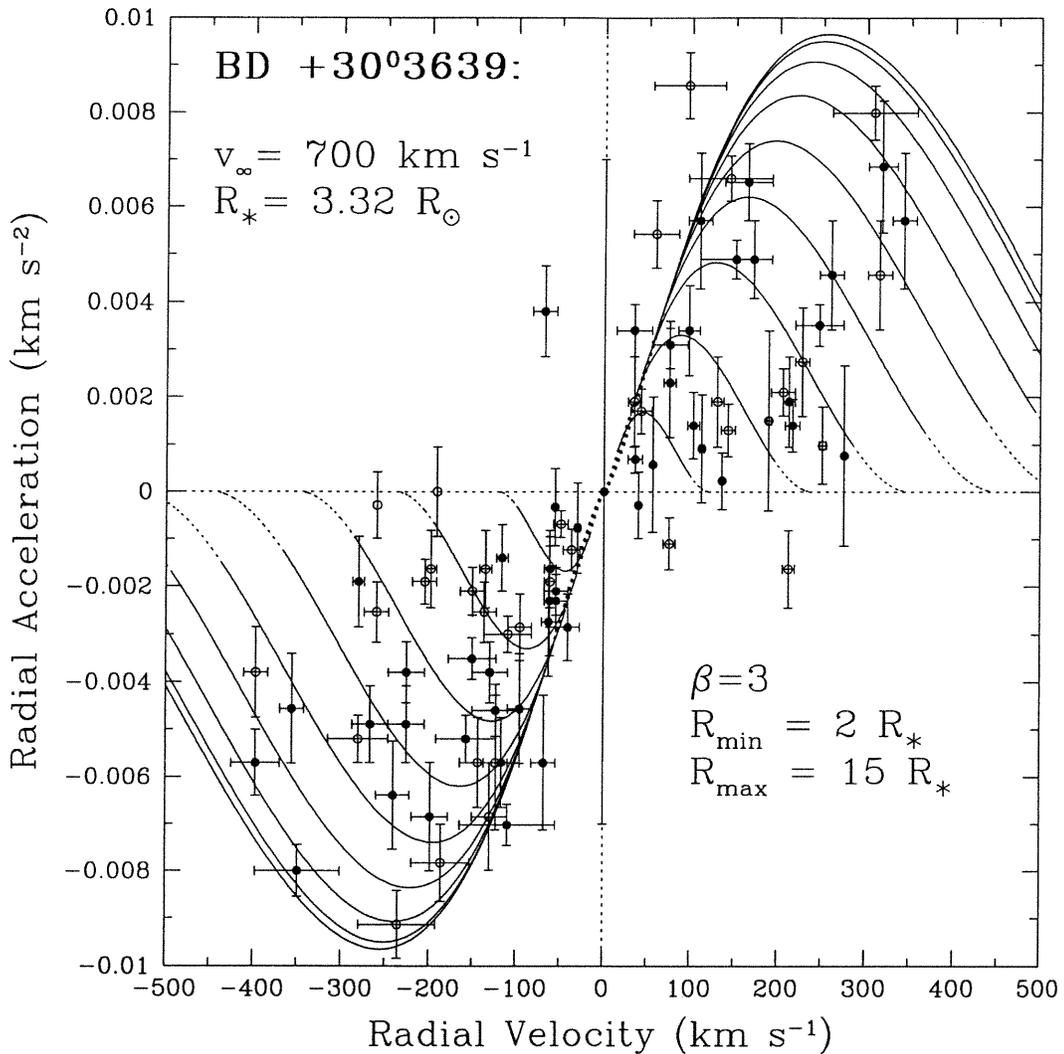


FIGURE 15. Kinematics in the form of projected mean acceleration vs projected mean velocity for each subpeak/gap on top of the  $\text{CIII}\lambda 5696$  emission line (85 points). Filled (open) symbols correspond to an excess (deficit) of emission. The projected  $\beta$ -velocity law is shown for  $\theta = 0^\circ$  (towards the observer, lower left corner) to  $180^\circ$  (away from the observer, upper right corner), in steps of  $10^\circ$  ( $R_{\min} \leq r \leq R_{\max}$ : solid curves;  $r < R_{\min}$  and  $r > R_{\max}$ : dotted lines). We use the stellar parameters given by Leuenhagen et al. (1996); see text.

during these two nights: i) a temporary decrease in the direct stellar radiation<sup>3</sup> (Owocki & Puls 1999, and references therein); ii) a temporary increase in the diffuse radiation within the stellar wind (Owocki & Puls 1999, and references therein); or, more likely, a statistical effect. The latter effect is as follows: Lépine & Moffat (1999) showed that the number of local elementary overdensities in the line formation region would be at least  $10^{3-4}$ . However, many overdensities spanning large radial distances (hence different spatial velocities  $v(r)$ ) may show the same  $v_R$ . The number of local overdensities responsible for one single subpeak may be at least  $10^{2-3}$  (Lépine 1999; private communication). Therefore, at a given wavelength and at a given time, one may measure a mean radial acceleration which is fixed by the current spatial distribution of the overdensities within the line formation region (hence probing different acceleration regimes). If the velocity law of the wind is monotonic, one may detect only slight mean accelerations around  $|v_R| \approx 0$  and towards line wings, and larger accelerations in between. Therefore, the low accelerations measured during the 1997 July 26 and 1997 July 30 nights point to a transient anisotropic distribution of the overdensities within the line formation region.

Acceleration moduli range from nearly 0 to  $9 \text{ m s}^{-2}$ . The global mean radial acceleration is  $3.6 \pm 0.8 \text{ m s}^{-2}$ . Overall, these values are very similar to those observed in the massive WC 9 star WR 103 (see Robert 1992; Lépine & Moffat 1999). Thus the wind fragmentation process appears to be a purely atmospheric wind phenomenon, despite the strong differences between both types of hot stars.

---

<sup>3</sup>Unfortunately, because the OHP sky is not photometric, our absolute flux calibrations are not reliable to test for subtle changes in the continuum emission.

#### 4.3.2.4 Kinematics of the subpeaks: comparison with the $\beta$ -velocity field

For comparison, the theoretical  $(a_R, v_R)$ -relation derived from the  $\beta$  velocity field,  $v(r) = v_\infty(1 - R_*/r)^\beta$ , is also plotted in Figure 15 for different angles  $\theta$  between the line of sight and blob directions of movement ( $v_R = v(r) \cos(\theta)$ ,  $a_R = dv_R/dt$ ). The maximum acceleration occurring in a  $\beta$  velocity field is given by:

$$a_{max} = k(\beta) \frac{v_\infty^2}{R_*}, \quad (4.1)$$

with

$$k(\beta) = 4\beta \frac{(2\beta - 1)^{2\beta-1}}{(2\beta + 1)^{2\beta+1}}, \quad (4.2)$$

the function  $k$  being nearly independent of  $\beta$  for  $\beta$  above 2–3. In addition, this maximum acceleration  $da/dr = 0$  occurs at the radial distance  $r = r_{max} = (\beta + 1/2)R_*$ .

Adopting  $v_\infty = 700 \text{ km s}^{-1}$  and  $R_* = 3.32 R_\odot$  for BD +30° 3639 (Leuenhagen et al. 1996), the kinematics are consistent with a  $\beta$  velocity law with  $\beta \approx 3$ , in contrast to the value  $\beta = 1$  adopted in the atmosphere model (Leuenhagen et al. 1996). Indeed, a  $\beta$  value as small as 1 is ruled out because it would imply accelerations ranging up to  $\sim 31 \text{ m s}^{-2}$  (Equations (4.1) and (4.2)) which are not observed!

With  $\beta = 3$ , the line formation region is evaluated to span radial distances 2-15  $R_*$  from the nucleus, judging from the distribution of the data in Figure 15. Since the lifetime of the subpeaks is a few hours, they cross, at speed  $\sim 600 \text{ km}$

$\text{s}^{-1}$ , a zone limited to about a few tenths of the line formation region in radial extension. Thus the wind of BD +30° 3639 is highly variable on a *very short time-scale*, which supports a turbulent origin.

Within the accuracy of our measurements and despite the generally *poor* reliability of stellar radii estimates from atmosphere models,  $R_* \approx 3 R_\odot$  is an appropriate value for the stellar radius *with*  $\beta = 3$ : smaller stellar radii (as expected for progenitors of white dwarfs) would imply larger accelerations, which are also not observed. Indeed, for  $\beta \approx 2\text{--}3$ , the maximum acceleration occurs at about 2 stellar radii above the star's surface and  $k(\beta) \approx 0.04\text{--}0.07$ . A stellar radius as small as  $0.5 R_\odot$  is ruled out because it would imply accelerations (for  $\beta = 2\text{--}3$ ) ranging up to  $50\text{--}100 \text{ m s}^{-2}$ , which are about 7–15 times higher than the observed *maximum* values.

Recall Lépine & Moffat (1999) who noticed that for  $\beta > 1$  a measure of the wind acceleration as a function of the velocity, combined with the knowledge of  $v_\infty$ , yields only a constraint on the product  $\beta \times R_*$ . Therefore, judging from the distribution of the data in Figure 15, we estimate  $\beta R_*$  for BD +30° 3639 to be in the range  $6\text{--}15 R_\odot$ . For nine massive WR stars, Lépine & Moffat (1999) found  $\beta R_* \gtrsim 20$ . Our lower  $\beta R_*$  is likely mainly related to the small radius of BD +30° 3639, as expected for PN nuclei.

The true maximum acceleration is necessarily greater or equal to  $(a_{max})_{obs}$ , thus equation (4.1) gives us an upper boundary for  $R_*$ . Therefore, taking  $\beta R_* \approx 10$ , we argue that realistic  $\beta$  velocity fits of the actual velocity field should yield  $R_* \lesssim 10/\beta \approx 3 R_\odot$ , with  $\beta \gtrsim 3$ . In other words,  $R_* \approx 3 R_\odot$  being clearly too large for BD +30° 3639, which is believed to be less massive than  $1 M_\odot$  (Acker et al. 1998), lower stellar radii are more likely, requiring  $\beta > 3$ . For example, taking our estimate of the terminal velocity,  $v_\infty = 590 \text{ km s}^{-1}$ , and estimating  $R_* = 1$

$R_{\odot}$ , we can fit the observed kinematics with  $\beta = 6$  (Figure 16), in contrast with the value  $\beta = 1$  adopted in the atmosphere model. As a consequence, the line formation region is now located farther out in the wind.

Our estimate of the maximum acceleration occurring within the line formation region would in principle give an additional constraint on  $R_{\star}$  and  $\beta$ . Indeed, for the given observed  $(\beta R_{\star})_{obs}$  and  $(a_{max})_{obs}$  values, solving equation (4.1) for  $R_{\star}$  and multiplying both the lefthand and righthand terms by  $\beta$  leads to:

$$(\beta R_{\star})_{obs} = \beta k(\beta) \frac{v_{\infty}^2}{(a_{max})_{obs}}. \quad (4.3)$$

Therefore, the combined knowledge of  $(\beta R_{\star})_{obs}$ ,  $v_{\infty}$  and  $(a_{max})_{obs}$  should give us the value of  $\beta k(\beta)$ , hence  $\beta$ . Unfortunately, the function  $\beta k(\beta)$  is strongly independent of  $\beta$  for  $\beta$  above  $\sim 2-3$ , preventing any reliable estimation of  $\beta$ .

However, one should keep in mind that the above arguments rely on the correctness of the  $\beta$  velocity field and the possibility of extrapolating wind characteristics down to the stellar surface: i) it is well known that the  $\beta$  velocity law is not as realistic as desired (Springmann 1994; Gayley et al. 1995); ii) extrapolation might be very hazardous since it intrinsically assumes that wind properties and dynamics are only determined by the underlying star. We know that such an assumption does not prevail because of the ionization structure of the winds, which appear thermally stratified, with important consequences for the dynamics (e.g. Hillier 1991).

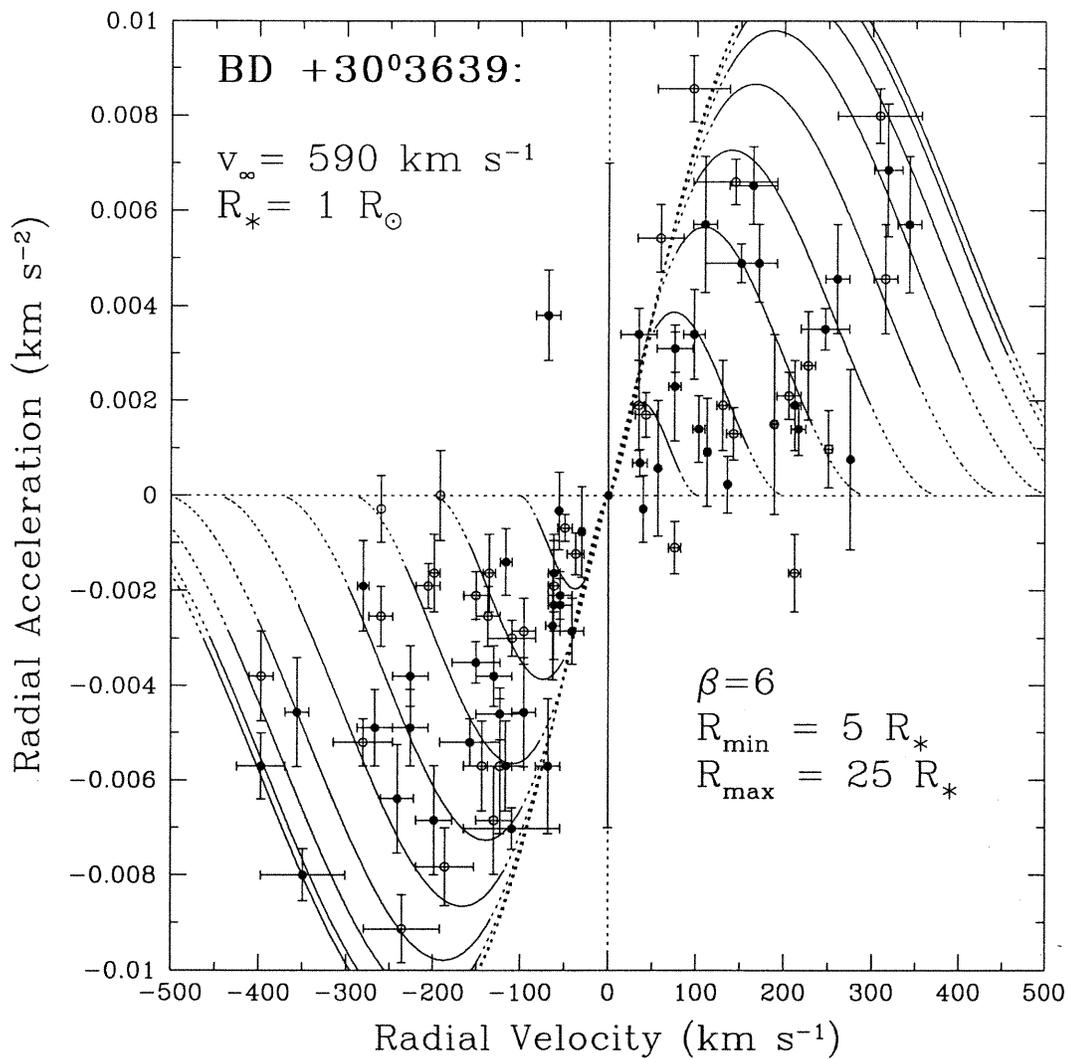


FIGURE 16. Same as Figure 15: here, we use our  $v_{\infty}$  value determined in section 4.3.2.1 and guess a stellar radius of  $1 R_{\odot}$  for BD +30° 3639; see text.

#### 4.3.2.5 The velocity gradient in the line formation region

If blobs can be assumed to be good tracers of the overall wind velocity field, they give observational constraints for the accelerations occurring in different parts of the wind and then probe the *actual* velocity law within a large volume of the stellar atmosphere. Our kinematic measurements, although limited to the radial component, can even yield information on the true/observed velocity field within the line formation region.

Since the observed ratio  $a_R/v_R$  reduces to  $dv/dr$ , we then considered the whole set of blobs satisfying  $a_R \times v_R \geq 0$ , and calculated the corresponding  $dv/dr$ . Note that the relative error on  $dv/dr$  is often quite large: see Figure 17. However, the relatively high number of subpeaks encouraged us to perform a statistical analysis of the  $dv/dr$  derived from our kinematic measurements. Figure 18 shows the frequency distribution of the  $dv/dr$  values (solid histogram). Large bins have been chosen in order to compensate for the large errors often encountered in evaluating the  $dv/dr$ . For comparison, the distribution expected from a purely  $\beta$  velocity field is also shown (dotted histogram), for the radial distances between  $R_{min}$  and  $R_{max}$  found before,  $\beta = 3$ ,  $R_* = 3.32 R_\odot$ , and  $v_\infty = 700 \text{ km s}^{-1}$ . The latter histogram has been normalized to the values of the observed histogram at their maximum, occurring in the same bin. Note the excess of features occurring at  $dv/dr > 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , compared to the number expected from a pure  $\beta$ -velocity field. Since the majority of the features showing  $dv/dr$  above  $2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  have relative errors around 0.5, this result appears to be reliable. This suggests that the  $\beta$  velocity field underestimates the true gradient within the flow.

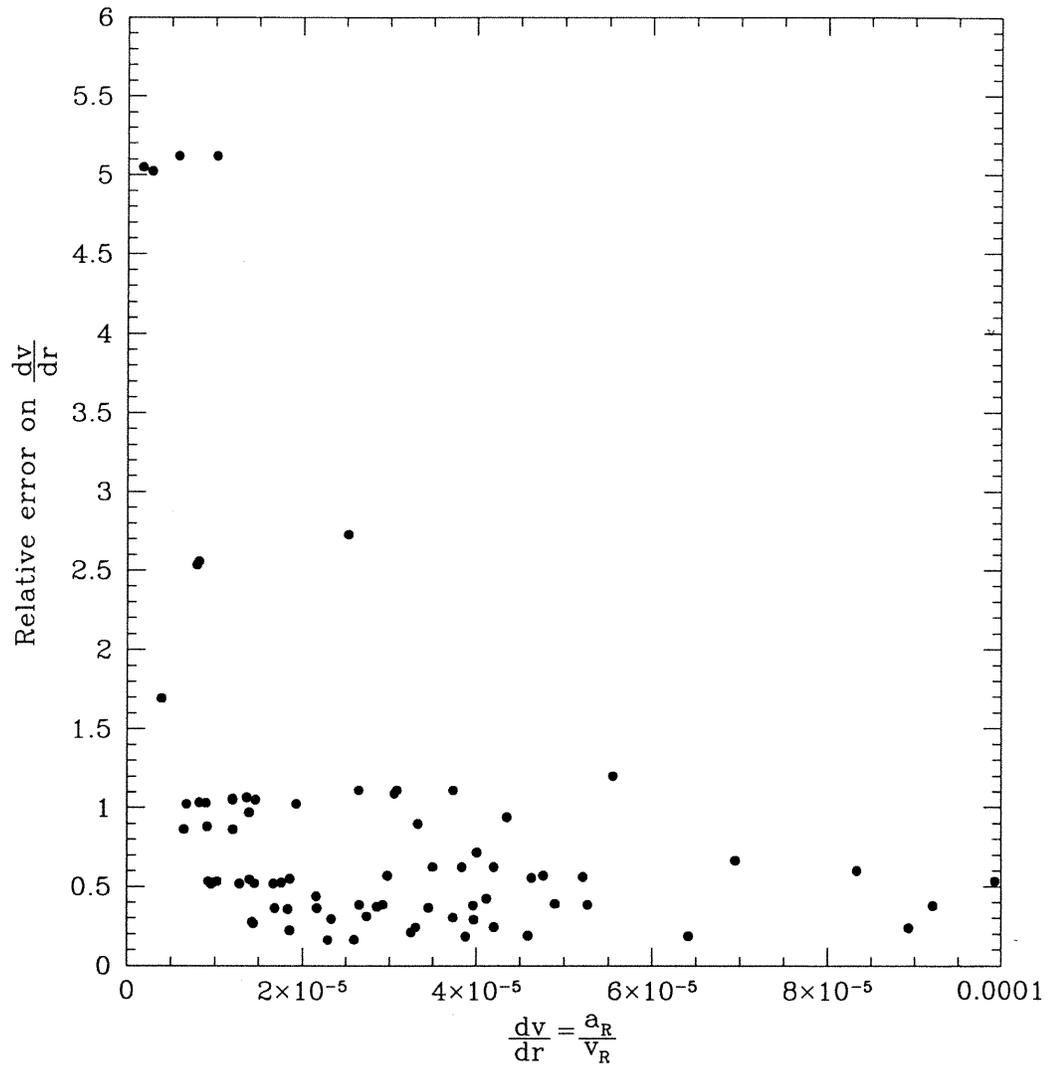


FIGURE 17. Relative error on  $dv/dr$ ,  $\sigma(dv/dr)/(dv/dr)$ , as a function of  $dv/dr$  for the blobs in figure 15 satisfying  $a_R \times v_R \geq 0$ . The horizontal axis is in  $s^{-1}$ .

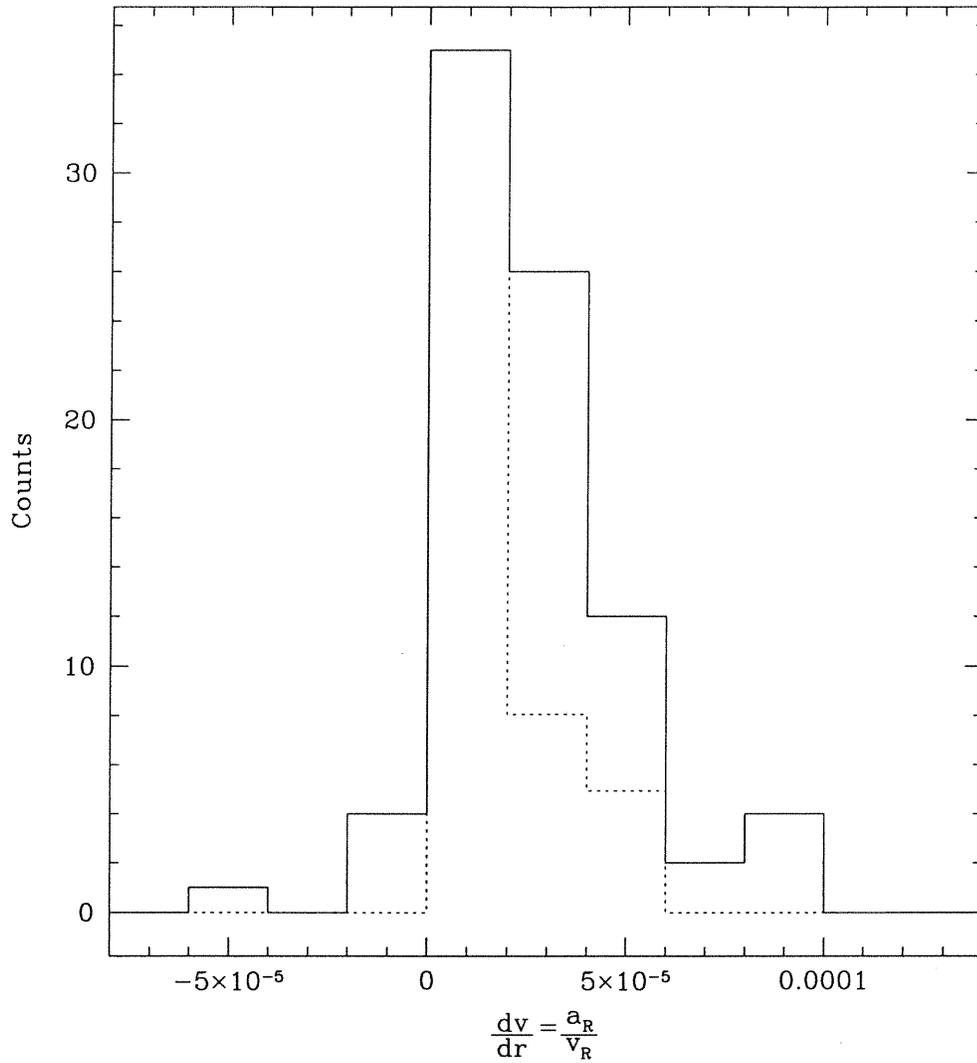


FIGURE 18. Frequency distribution of the  $dv/dr$  values (solid histogram). For comparison, the distribution expected from a true  $\beta$ -velocity field is also plotted (dotted histogram). The line formation region in the second histogram is assumed to span radial distances 2-15  $R_*$  from the central star (see text). The horizontal axis is in  $s^{-1}$ .

## 4.4 Other program stars

### 4.4.1 The [WC 9] nucleus of He 2-99

This planetary nebula was catalogued by Henize in 1964. Kaler et al. (1989) published a fundamental atlas of identifications for the UV and optical spectra of the  $V \approx 14.0$  central star. Leuenhagen et al. (1996) estimate the terminal velocity to be  $900 \text{ km s}^{-1}$  from the blueshift of observed P-Cygni profiles within their atmosphere model.

Leuenhagen et al. (1996), Méndez et al. (1991) and Kaler et al. (1989) emphasized the similarity between the spectra of BD +30° 3639 and the central star of He 2-99. Only two differences prevail in slightly broader emission lines and higher degree of ionization (hence higher effective temperature) in the case of He 2-99. The nebula exhibits an elliptical shape, multiple shells, numerous faint, fine structures and jet-like outflows like those of He 2-142.

Figure 19 shows an exploratory time-series of the monitored CIII $\lambda$ 5696 emission line in He 2-99. This time-series is shown as a function of time for each observing night at ESO. A narrow absorption line ( $\sim 5706 \text{ \AA}$ ) is visible on the CIII $\lambda$ 5696 line of He 2-99. Although this feature does not correspond to a known interstellar absorption line/band (Foing & Ehrenfreund 2000, private communication), the absence of this feature on the spectra of Sw St 1 and He 2-142 (see Figures 21 and 22) rules out a detector defect and suggests a possible interstellar origin. As stellar continuum was underexposed, we were not able to give any reliable estimate of the line intensity. However, because the CIII line is as bright as in BD +30° 3639, the relatively faint central star of He 2-99 also exhibits well-exposed substructures on top of the emission line. We detect at least

8 persistent features.

The temporal variance spectrum (TVS) was calculated for the whole set of 16 spectra. Figure 20 shows the TVS along with contour levels for significant variability at the 1% & 5% levels. The level of variability reaches 15–20% of the adjacent continuum flux, which is comparable to the level of variability exhibited by BD +30° 3639.

For the detected persistent features, we report a maximum projected acceleration of about  $5.6 \text{ m s}^{-2}$ . This is comparable with the value found above for BD +30° 3639.

#### 4.4.2 The [WC 9] nucleus of He 2-142

This poorly known nucleus was catalogued by Henize in 1964. The nebular expansion velocity is unknown but Sahai & Trauger (1998) assumed a value of  $15 \text{ km s}^{-1}$ . This object exhibits an elliptical morphology along with numerous jet-like outflows (Sahai & Trauger 1998).

Figure 21 presents two consecutive spectra showing the CIII $\lambda$ 5696 emission line in He 2-142 for 1997 June, 27. Note that the stellar continuum is underexposed and thus prevents any reliable estimate of the line intensity. However, we can detect some changes on top of the line profile, with possibly two persistent features at  $\sim +200 \text{ km s}^{-1}$  and  $\sim -100 \text{ km s}^{-1}$ . The terminal velocity (in the outer line formation region) was estimated from the broadening of the CIII $\lambda$ 5696 emission line (see section 4.3.2.1). With an apparent  $FWHM \approx 17 \text{ \AA}$ , we infer  $v_\infty \approx 800 \text{ km s}^{-1}$ . Because the stellar continuum is underexposed, our  $FWHM$  value is likely underestimated. Therefore, we expect  $v_\infty \geq 800 \text{ km s}^{-1}$ .

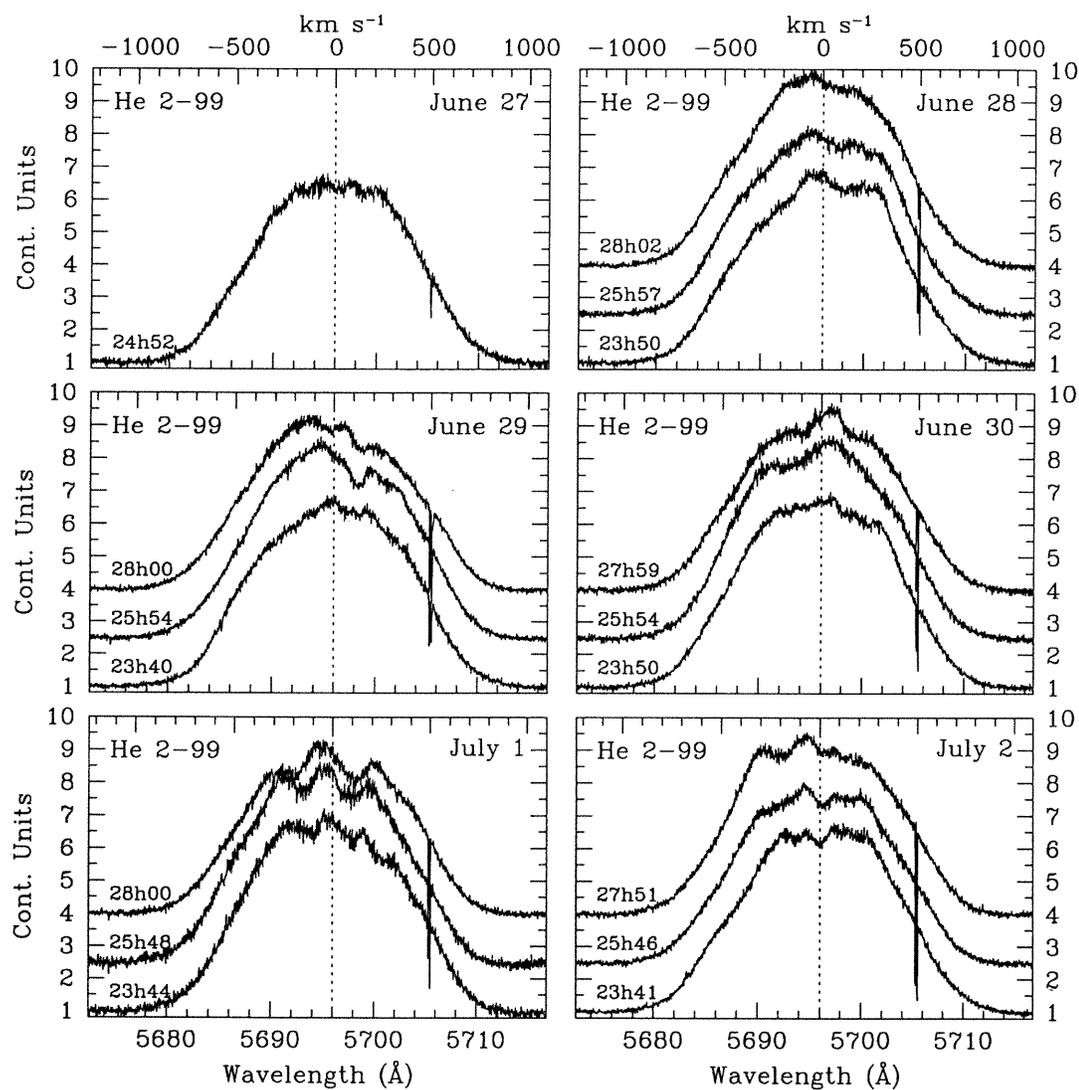


FIGURE 19. Time-series of the CIII $\lambda$ 5696 emission line in He 2-99 for 1997 June, 27-30, and 1997 July 1-2. Velocities are given in the stellar rest frame.

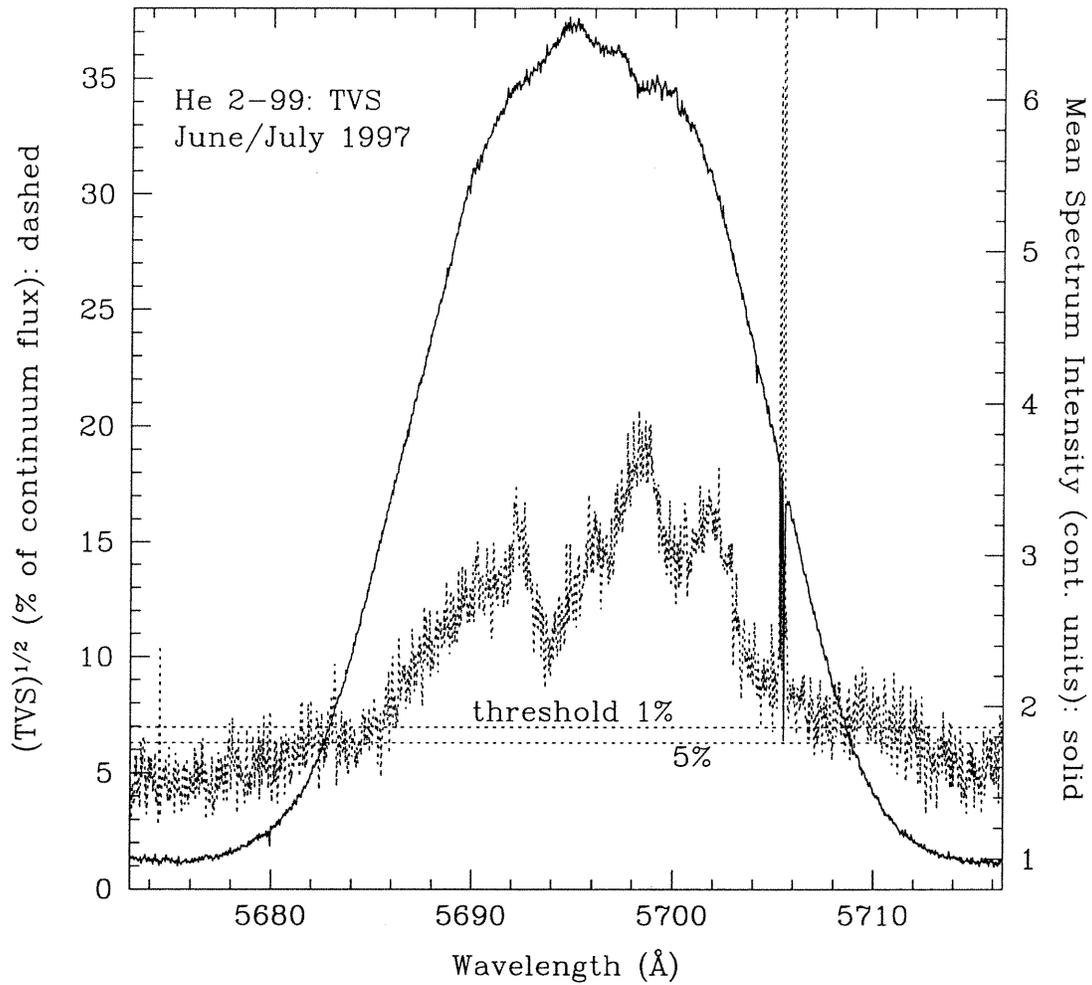


FIGURE 20. He 2-99 mean spectrum (solid line) and the computed square root of the TVS (dashed line), both calculated with 16 individual spectra for 1997 June-July run. Contours of statistical significance for 1% and 5% levels are indicated by *horizontal* dotted lines. Our calculations account for pixel-to-pixel and spectrum-to-spectrum differences in the noise distribution.

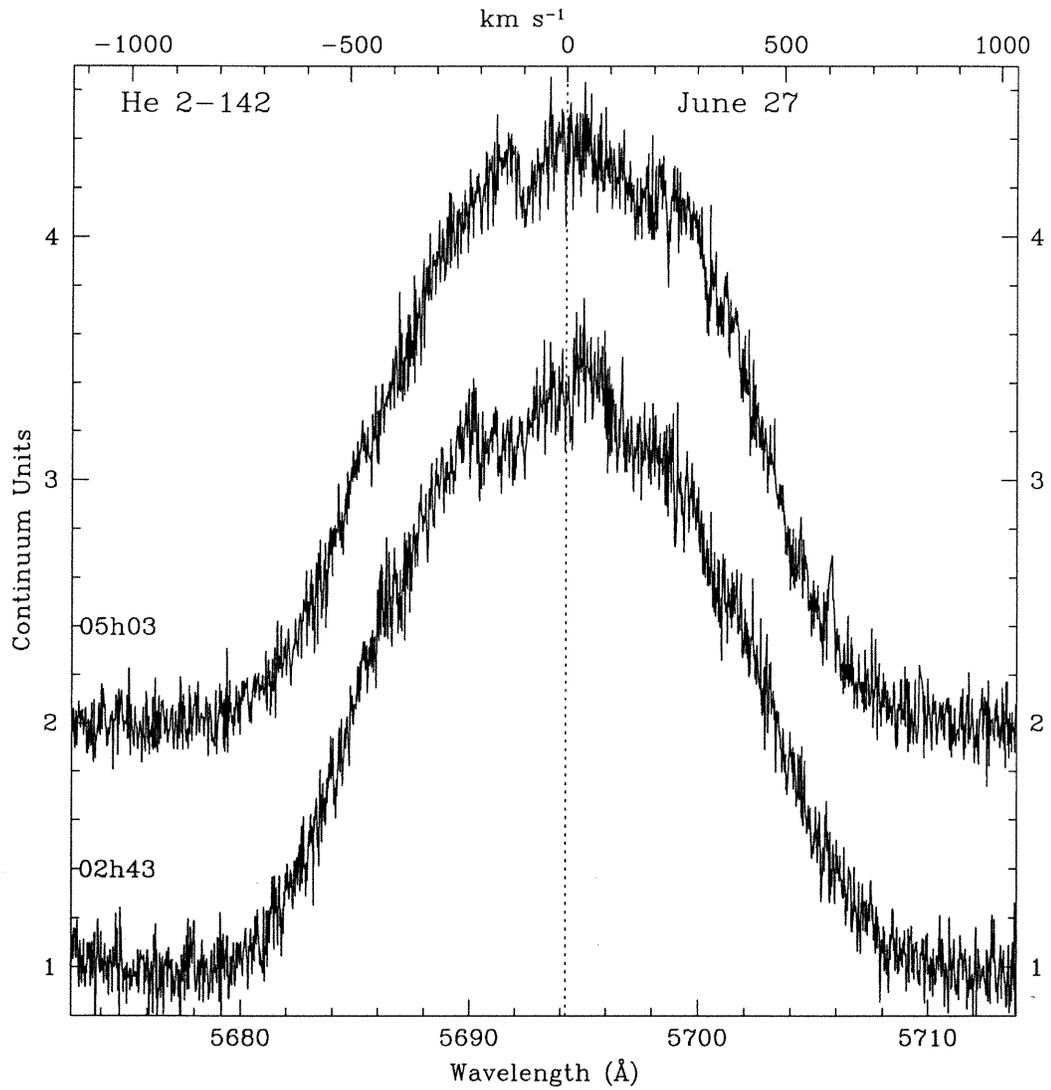


FIGURE 21. Two consecutive spectra showing the CIII $\lambda$ 5696 emission line in He 2-142 for 1997 June, 27. Velocities are given in the stellar rest frame.

### 4.4.3 The [WC 9–10] nucleus of Sw St 1

This planetary nebula was discovered by Swings & Struve (1943). The central star of Sw St 1 is relatively bright and has been classified in the literature as [WC 9] or [WC 10]. Taking the usual CII:CIII:CIV line strength ratio, Sw St 1 has been classified as [WC 9] by Leuenhagen & Hamann (1998) although the line strengths are unusually small compared to those of He 2-99 and BD +30° 3639. Sw St 1 was included in the Méndez et al. (1991) work. In the latter study they did not find any spectral difference with massive WC 9 stars. With a terminal velocity of only  $\approx 400 \text{ km s}^{-1}$  the central star of Sw St 1 appears to be a very peculiar [WC 9] star (Leuenhagen & Hamann 1998).

Figure 22 show two consecutive spectra of the CIII $\lambda$ 5696 emission line in Sw St 1 for 1997 June 27. Surprisingly, this central star does not show any clear variability on top of the CIII line. This could be attributed to either a true absence of wind variability, or to variations occurring on a time-scale shorter than the exposure time (60 min), or, more likely, longer than the 1-hour interval between the two exposures. This star needs to be studied intensively in the future via spectroscopic monitoring. From the FWHM of the CIII $\lambda$ 5696 emission line ( $\sim 5.8 \text{ \AA}$ ), we estimate the terminal velocity to be only  $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$ .

## 4.5 Discussion

The discrete stochastic component (made up of so-called “blobs” or “clumps”) observed for Population I WR stars seems to be well described by scaling laws relevant to supersonic, compressible turbulence in the wind (Henriksen 1994; Robert 1994). However, Lépine et al. (1996) showed that superposition effects of subpeaks compromise the detection of any possible scaling law, e.g. between flux and velocity dispersion of individual features observed on top of emission

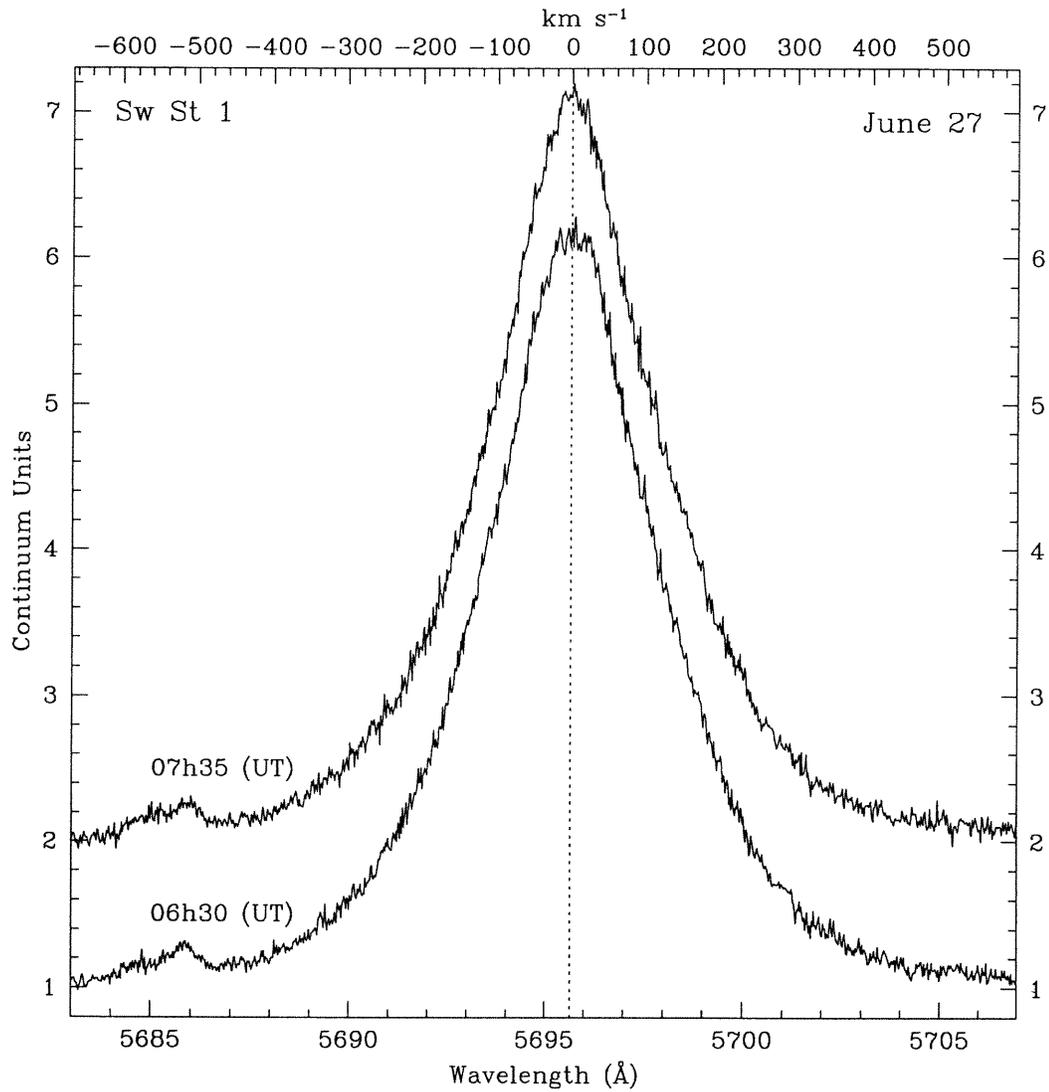


FIGURE 22. Two consecutive spectra showing the CIII $\lambda$ 5696 emission line in Sw St 1 for 1997 June, 27. Velocities are given in the stellar rest frame.

lines, as expected for a turbulent origin of the clumps. Nevertheless, the picture interpreting moving subpeaks as a set of density enhancements accelerated in WR winds (Robert 1992; Moffat et al. 1994) appears to be valid, now even for Population II [WC] stars.

The importance of ubiquitous wind clumping arising from WR PN nuclei cannot be overstated, as it imposes substantial constraints on the effective mass-loss rate (Moffat & Robert 1994) and might be the clue to understanding their origin and evolutionary status after passing the Asymptotic Giant Branch (AGB) stage: either a transition phase between AGB and PN stages (Le Bertre et al. 1989), or a post-AGB object suffering a final thermal pulse (Rao 1987). Strong clumping, if it exists, would require at least revision of how the emitted flux, which depends on the square of the density (for recombination lines), is converted into mass, leading to significantly lower mass-loss rates by a factor of 3 or more (Moffat & Robert 1994; Hamann & Koesterke 1998; Hillier & Miller 1999). On the other hand, wind clumps may ultimately provide the necessary means of compression over several orders of magnitude and shielding required to form dust in some WR and nova winds (e.g. Marchenko, Moffat & Grosdidier 1999, and references therein) despite the high temperature of the expanding atmosphere.

In addition, wind clumping may affect the structure and dynamics of the surrounding circumstellar nebula and, therefore, provide a way to gain insight into the structure/nature of the different stages of mass-loss that the central star experiences during its own evolution. When taking into account the evolution of the velocity and mass loss rate of the present, fast WR wind, the interacting stellar wind model (Kwok et al. 1978) leads to considerably more structure on smaller scales compared to simulations where the fast wind is held stationary when encountering the previous slower, and denser AGB wind ejected about  $10^3$

years ago (Dwarkadas & Balick 1998 and references therein; Grosdidier et al. 1998). Moreover, the surrounding PN exhibits finite turbulent velocities in the particular case of [WC] nuclei. Spectroscopic modelling of the nebular lines with the Toruń code (see Gesicki et al. 1996; Acker et al. 2000b; Neiner et al. 2000) have shown that strong turbulent motions exist in nebulae with a [WC]-type nucleus. They suggest that the highly broadened profiles of the nebular lines may result from either strong variations of the expansion wind velocity, or clumping-enhanced instabilities at the interaction zone where the present fast, hot wind, catches up and collides with the slow, dense wind ejected by the star in its previous incarnation as an asymptotic red giant.

Furthermore, clumping questions the validity of the Standard Model of extended, WR atmospheres (see, e.g. Hillier 1995; Hamann 1995, and references therein), where stationary, spherically symmetric, *homogeneous* flows are assumed for simplicity along with an ad hoc, monotonic  $\beta$ -velocity law (see Castor & Lamers 1979). Preliminary attempts to take into account the effects of wind clumping on atmosphere models have been made by Hillier (1991), Schmutz (1997), Hamman & Koesterke (1998), and Hillier & Miller (1999).

#### 4.6 Conclusion

In the first paper of this series, we have reported line-profile variations of optical, emission lines in four [WC 9–10]-type central stars of PN.

The major conclusions of this work are the following:

1. All the stars considered in this study show significant or marginal (object Sw St 1) line profile variations of their CIII $\lambda$ 5696 emission line, the best

line to show this effect.

2. In the particular case of BD +30° 3639, all the stellar emission lines within our spectral range are variable. The most apparent subpeaks/gaps detected on the top of the CIII line have *FWHM* ranging from  $\sim 1\text{--}4 \text{ \AA}$  with a typical amplitude of about 4%–15% of the adjacent continuum flux. The amplitudes may have been as high as 20%–25% of the adjacent continuum flux during the strong outburst of 1997 July 26.
3. As was already noticed for massive WR stars, the blue-shifted absorption component of the lines exhibiting P-Cygni profiles in BD +30° 3639 is significantly more variable than the emission component. This is likely mainly due to the small volume of matter in front of the stellar “disk”, a large fraction of which is subject to a higher level of coherent variability. This suggests linear sizes for the blobs of  $\sim 1 R_*$ .
4. The subpeaks normally show measurable velocity shifts in BD +30° 3639 during their lifetime, but for some nights this is not the case. Subpeaks (or gaps) on the top of the CIII line generally move from line center towards line edges in a symmetric fashion in the blue and red edges. This is consistent with wind features accelerated outward along radial trajectories.
5. The kinematics of 85 structures on top of the CIII $\lambda$ 5696 line of BD +30° 3639 have been measured. Adopting  $v_\infty = 700 \text{ km s}^{-1}$  and  $R_* = 3.32 R_\odot$  the kinematics are well reproduced by a  $\beta$ -velocity law with  $\beta \approx 3$ , in contrast with the value  $\beta = 1$  adopted in the atmosphere model. The line formation region is evaluated to span radial distances  $\sim 2\text{--}15 R_*$  from the central star. Within the accuracy of our acceleration measurements,  $R_* = 3.32 R_\odot$  and  $\beta = 3$  (hence  $\beta R_* \approx 10$ ) seem to be good estimates of the stellar radius and of the  $\beta$  parameter: lower stellar radii would imply larger accelerations, which are not observed. However, lower stellar radii are more likely, requiring  $\beta > 3$ .

6. The lifetime of the subpeaks in BD +30° 3639 is a few hours. This is consistent with the crossing time of mass through a zone limited to about a few tenths of the line formation region in radial extension. Thus the wind of BD +30° 3639 is highly variable on a very short time-scale, which supports a turbulent origin.
7. The line variability of late-type [WC] nuclei is very similar to that observed in the massive WC 9 star WR 103 (see Robert 1992; Lépine & Moffat 1999). Thus, the wind fragmentation process appears to be a purely atmospheric wind phenomenon, despite the strong differences between both types of underlying hot stars.
8. We expect strong, hydrogen-deficient [WC] winds to be extreme examples for central stars of PN, so that any fine structure found in [WC] winds may apply to all winds of central stars of PN, much as one is finding now that weak, massive O-star winds also show the same fine structure as massive WR winds (Eversberg et al. 1998).

### Acknowledgements

YG acknowledges financial aid from the French Ministry of Foreign Affairs. AFJM is grateful to NSERC (Canada) and FCAR (Québec) for financial support. AFJM acknowledges the award of a Killam Fellowship from the Canada Council for the Arts. We thank F. Cuisinier and S. Durand for their help in the data acquisition.

## RÉFÉRENCES

- Acker, A., Marcout, J., Ochsenbein, F., Stenholm, B., Tylenda, R.: 1992, *The Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*. European Southern Observatory, Garching
- Acker, A., Gorny, S.K. & Cuisinier, F., 1996, A&A 305, 949
- Acker, A., Grosdidier, Y., Durand, S., 1997, A&A 317, L51
- Acker, A., Fresneau, A., Pottasch, S.R. & Jasiewicz, G., 1998, A&A 337, 253
- Acker, A., Durand, S., Parthasarathy, M., Stenholm, B., 2000a, A&A, submitted
- Acker, A., Gesicki, K., Grosdidier, Y., Szczerba, R., and Neiner, C., 2000b, *Spectral evidence of finite turbulent velocities in planetary nebulae with [WC]-type nuclei*, A&A, in preparation
- Arnaud, K., Borkowski, K.J. & Harrington, J.P., 1996, ApJ 462, L75
- Balick, B., Rodgers, B., Hajian, A., Terzian, Y., Bianchi, L., 1996, AJ 111, 834
- Blomme, R. & Runacres, M.C., 1997, A&A 323, 886
- Brown, J.C., Richardson, L.L., Antokhin, I. et al., 1995, A&A 295, 725
- Bryce, M., Pedlar, A., Muxlow, T., Thomasson, P., Mellema, G., 1997, MNRAS 284, 815
- Castor, J.I. & Lamers, H.G.J.L.M., 1979, ApJS 39, 481
- Dwarkadas, V.V. & Balick, B., 1998, ApJ 497, 267
- Eversberg, T., Lépine, S., Moffat, A.F.J., 1998, ApJ 494, 799

- Feibelman, W.A., 1999, ApJ 519, 726
- Feldmeier, A., 1995, A&A 299, 523
- Fullerton, A.W., Gies, D.R., and Bolton, C.T., 1996, ApJS 103, 475
- Gayley, K.G., Owocki, S.P., Cranmer, S.R., 1995, ApJ 442, 296
- Gesicki, K., Acker, A., Szczerba, R., 1996, A&A 309, 907
- Gillet, D., Burnage, R., Kholer, D. et al., 1994, A&AS 108, 181
- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., Chesneau, O. Dimeo, T., 1997, in IAU Symp. 180, *Planetary Nebulae*, eds. H.J. Habing & H.J.G.L.M. Lamers (Dordrecht: Reidel), p. 108
- Grosdidier, Y., Moffat, A.F.J., Joncas, G. and Acker, A., 1998, ApJ 506, L127
- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., 2000, *Turbulent outflows from [WC]-type nuclei of planetary nebulae: II. The [WC 8] central star of NGC 40*, A&A, submitted (Paper II)
- Hamann, W.-R., 1995, in IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht: Kluwer), 105
- Hamann, W.-R. & Koesterke, L., 1998, A&A 335, 1003
- Harrington, J.P., Lane, N.J., White, S.M., Borkowski, K.J., 1997, AJ 113, 2147
- Henriksen, R.N., 1994, Ap&SS 221, 25
- Hillier, D.J., 1984, ApJ 280, 744
- Hillier, D.J., 1991, A&A 247, 455
- Hillier, D.J., 1995, in IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht: Kluwer), 116

- Hillier, D.J. & Miller, D.L., 1999, ApJ 519, 354
- Kaler, J.B., Shaw, R.A., Feibelman, W.A., Lutz, J.H., 1989, ApJS 70, 213
- Koesterke, L. & Hamann, W.-R., 1997, A&A 320, 91
- Kwok, S., Purton, C.R. & FitzGerald, P.M., 1978, ApJ 219, L125
- Lamers, H.J.G.L.M. & Waters, L.B.F.M., 1984, A&A 138, 25
- Le Bertre, T., Heydari-Malayeri, M., Epchtein, N., Gouiffes, C., Perrier, C., 1989, A&A 225, 417
- Lépine, S. & Moffat, A.F.J., 1999, ApJ 514, 909
- Lépine, S., Moffat, A.F.J., and Henriksen, R.N., 1996, ApJ 466, 392
- Leuenhagen, U. & Hamann, W.-R., 1994, A&A 283, 567
- Leuenhagen, U. & Hamann, W.-R., 1998, A&A 330, 265
- Leuenhagen, U., Hamann, W.-R. & Jeffery, C.S., 1996, A&A 312, 167
- Marchenko, S.V., Moffat, A.F.J & Grosdidier, Y., 1999, ApJ 522, 433
- Méndez, R.H., Herrero, A., Manchado, A., Kudritzki, R.P., 1991, A&A 252, 265
- Moffat, A.F.J., 1996, in *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution*, Proc. 33rd Liège International Colloq., eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset, & G. Rauw (Liège: Univ. Liège, Inst. d'Astrophys.), 199
- Moffat, A.F.J., 1995, in IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht: Kluwer), 213
- Moffat, A.F.J., Lépine, S., Henriksen, R.N., Robert, C., 1994, Ap&SS 216, 55
- Moffat, A.F.J. & Robert, C., 1994, ApJ 421, 310

- Neiner, C., Acker, A., Gesicki, K., Szczerba, R., 2000, A&A 358, 321
- Owocki, S.P., 1994, Ap&SS 221, 3
- Owocki, S.P., Castor, J.I., Rybicki, G.B., 1988, ApJ 335, 914
- Owocki, S.P. & Puls, J., 1999, ApJ 510, 355
- Peña, M., Stasińska, G., Esteban, C., Koesterke, L., Medina, S., Kingsburgh, R.,  
1998, A&A 337, 866
- Rao, N. Kameswara, 1987, QJRAS 28, 261
- Robert, C., 1992, PhD Thesis, Université de Montréal, Canada
- Robert, C., 1994, Ap&SS 221, 137
- Robert, C., Moffat, A.F.J., Bastien, P., Drissen, L. & St-Louis, N., 1989, ApJ  
347, 1034
- Runacres, M.C. & Blomme, R., 1996, A&A 309, 544
- Sahai, R. & Trauger, J.T., 1998, ApJ 116, 1357
- Schmutz, W., 1997, A&A 321, 268
- Siebenmorgen, R., Zijlstra, A.A., Krügel, E., 1994, MNRAS 271, 449
- Springmann, U., 1994, A&A 289, 505
- Swings, P. & Struve, O., 1943, ApJ 97, 194
- Torres, A.V., Conti, P.S. & Massey, P., 1986, ApJ 300, 379
- Tylenda, R., Acker, A., Stenholm, B., 1993, A&AS 102, 595

## CHAPITRE 5

### Turbulent outflows from [WC]-type nuclei of planetary nebulae. II. The [WC 8] central star of NGC 40

Astronomy & Astrophysics (submitted)

Yves Grosdidier,<sup>a,b,c</sup> Agnès Acker,<sup>a</sup> Anthony F.J. Moffat,<sup>b,c</sup>

---

<sup>a</sup> Observatoire Astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 11 rue de l'Université,  
F-67000 Strasbourg, France; email: yvesgro@astro.u-strasbg.fr, acker@astro.u-  
strasbg.fr.

<sup>b</sup> Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-  
Ville, Montréal (Québec), Canada, H3C 3J7.

<sup>c</sup> Observatoire du Mont Mégantic.

## ABSTRACT

In the framework of our spectroscopic observations taken at the Observatoire de Haute-Provence (OHP, France) and the Observatoire du mont Mégantic (OMM, Canada), we describe wind fluctuations in the [WC 8]-type central star of the planetary nebula NGC 40, HD 826, which was observed intensively during 22 nights. Moving features seen on the top of the CIII $\lambda$ 5696 and CIV $\lambda\lambda$ 5801/12 (+CIII $\lambda$ 5826) emission lines are interpreted as outflowing “blobs” which are radially accelerated outwards in the Wolf-Rayet wind. The amplitudes of the variations range from  $\approx 5\%$ , up to  $\approx 25\text{--}30\%$  of the adjacent continuum flux, over timescales of hours. The variabilities of both lines are quite well correlated, although they are somewhat weaker for the CIV complex. The blue-shifted absorption component of the lines exhibiting P-Cygni profiles is significantly more variable than the emission component. During the 1998 January run, we report a period of significantly enhanced activity.

The subpeaks show large measurable velocity shifts in HD 826 during their lifetime. Subpeaks (or gaps) on the top of the CIII line generally move towards the nearest line edge in a symmetric fashion in the blue and the red. Kinematic parameters of the blobs have been derived and compared to those observed for massive and other low-mass Wolf-Rayet stars. The wind fragmentation process appears as a purely atmospheric phenomenon, independent of the strong differences between both types of hot star. However, especially impressive are the significantly larger observed maximum radial acceleration values of the blobs ( $\approx 70 \text{ m s}^{-2}$ ), compared to those already reported for massive WC 5–9, or low-mass [WC 9] stars ( $\approx 15 \text{ m s}^{-2}$ ). This is attributed to the very small stellar radius of HD 826. In addition, as reported before in the case of the [WC 9] nucleus BD +30° 3639, the  $\beta$  velocity field is found to possibly underestimate the true gradient within the stellar wind flow. On the whole, the wind of HD 826 is highly stochastically variable on a very short time-scale. This supports a turbulent origin.

*Key words: Stars: individual: HD 826 — Planetary nebulae: individual: NGC 40 — Stars: mass-loss — Stars: atmospheres — Stars: Wolf-Rayet — Turbulence*

## 5.1 Introduction

### 5.1.1 Central stars of planetary nebulae showing the Wolf-Rayet phenomenon

It is well known that the Wolf-Rayet (WR) phenomenon is not restricted to bright, massive stars, but that it is also found among the central stars of some ( $\approx 50$ ) planetary nebulae (PN), the so-called [WC] stars (Acker et al. 1992; Tylenda et al. 1993; Peña et al. 1998). About twenty percent (van der Hucht 1996; van der Hucht 1999) of the known stars showing the WR phenomenon in our Galaxy are central stars of PN. All the PN nuclei exhibiting a WR spectrum belong to the WC sequence (Tylenda et al. 1993), and appear virtually hydrogen free. No WN-type central star is known now that M 1-67 (= Sh 2-80), surrounding WR 124 (Spectral type: WN 8), has been removed from the list of bona-fide PN (Crawford & Barlow 1991).

The common fact that links most stars exhibiting the WR phenomenon is loss of most, if not all, of the outer, hydrogen-rich envelope just before the onset of the WR signature. This signature is characterized by a broad emission line spectrum arising in a strong, hot stellar wind. PN nuclei are generally regarded as the evolutionary result of low and intermediate mass stars (with initial masses below  $\approx 8 M_{\odot}$ ), which have lost most of their hydrogen-rich envelope during the asymptotic giant branch (AGB) stage (Iben 1995). Their present mass cannot exceed the Chandrasekhar limit,  $\approx 1.4 M_{\odot}$ , and their internal structure consists of a highly degenerate carbon-oxygen core containing most of the stellar mass (Iben 1995). Therefore, these stars are highly evolved stellar objects. The existence of

WR characteristics in the spectra of the central stars of PN as well as in massive, younger stars establishes that the WR spectral signature is a phenomenon that surprisingly occurs in hot stars of *widely* different masses and evolutionary histories.

There are many ways for a star to lose its hydrogen-rich envelope including mixing, ejection via stellar winds, or, for close binary stars, ejection via Roche-lobe overflow. The presence of the WR phenomenon in some central stars of PN implies that we should include, *per se*, another path, that is the ejection leading to the formation of a planetary nebula. It is worthy of note that Population I & II WC stars of the same subtype are virtually indistinguishable on the basis of their stellar spectra alone (Méndez et al. 1991): therefore, additional criteria are required to discriminate between Population I & II WC stars showing the WR phenomenon like, e.g. absolute luminosities or linear radii of the surrounding nebulae (both are significantly smaller for Population II WC stars).

The similarities in line profiles suggests that the winds of [WC] central stars are scale models of the winds of the massive WC stars. However, the level of excitation conditions among WR central stars is quite different since it spans a large range, from [WC 2] to [WC 11] (Méndez & Niemela 1982; Hu & Bibo 1990; van der Hucht 1996), compared to WC 4–WC 9 (with extension to WO 1–WO 5 at the hot-end) for massive, Population I WR stars (van der Hucht 1996). Note that such an extended distribution of spectral types (although the [WC 5–7] subtypes are apparently less represented; Acker et al. 1996; van der Hucht 1996) may additionally provide a *broad* baseline for comparison and detection of overall trends that otherwise might be drowned out in data generally showing large intrinsic dispersions within a given spectral type.

For Population I & II WR stars belonging to the same spectral subclass, the fact that such similar spectra are exhibited by isolated stars of such different mass, internal structure, and evolutionary history, can be interpreted as strong evidence for understanding the WR phenomenon as a purely atmospheric phenomenon: the WR phenomenon would arise once some particular combinations of the atmospheric parameters — e.g. composition, temperature, gravity and UV stellar input at the wind base — are at play (Leuenhagen & Hamann 1994; Leuenhagen et al. 1996).

However, although the loss of the outer hydrogen-rich envelope appears to be a necessary condition to the onset of the WR phenomenon, it is clearly not a sufficient one: the large majority of PN central stars ( $\approx 300$  of  $\approx 350$  central stars for which the spectrum is known) does not have a WR-like spectrum (Acker et al. 1992). We still do not know *exactly* what determines some PN central stars to become [WC] stars. Moreover, the observational data, despite their incompleteness or low accuracy for many [WC] central stars, suggest that what distinguishes a [WC] star is not its present physical properties (Acker et al. 1996; Pottasch 1996), but rather more likely its initial properties and evolutionary history. This complicates the study of their precise origin.

However, the status and evolutionary history of the PN central stars, as well as their ultimate fate as white dwarfs, is somewhat better known than that of their massive counterparts. The latter point combined with the broad range of excitation conditions of the nuclei suggests that [WC] central stars may facilitate understanding the WR phenomenon as a whole. Moreover, the nebula, which by definition is *systematically* found around the central star, provides an additional, though indirect, but useful way of determining basic properties of the nucleus. Photo-ionization modelling of planetary nebulae can trace the central star H-

Lyman continuum flux distribution, which is normally not directly detectable (see, e.g. the work done by de Marco & Crowther, 1998, for the [WC 10] nuclei of CPD -56° 8032 and He 2-113). Such an approach has also been successfully applied to the ring nebula surrounding the massive WN 8 star WR 124 (Crowther et al. 1999 and references therein). The main outcome of the two latter works was to establish the crucial importance of line-blanketed WR energy distributions for proper modelling of the WR atmospheres.

### 5.1.2 Fragmented, radiatively driven winds

Moving subpeaks are systematically seen on the tops of broad optical emission lines from massive WR stars (Robert 1992; Lépine & Moffat 1999, and references therein). These subpeaks suggest WR winds/atmospheres are *inhomogeneous* and *non-stationary* on a time-scale of  $\sim$ hours. Recently, Eversberg et al. (1998) have also reported stochastic, variable substructures in the HeII $\lambda$ 4686 emission line originating in the O4f supergiant  $\zeta$  Puppis. The latter study points to the likely *universal* nature of wind clumping originating in massive, hot stars.

Preliminary searches for spectroscopic variations similar to those exhibited by massive WR stars were conducted for [WC] nuclei of PN, both by Balick et al. (1996) and Grosdidier et al. (1997), showing evidence for a clumpy wind in the vicinity of NGC 40's [WC 8] central star. Later, first results of an observational search for wind variability in [WC 9] central stars, led to a detection of wind fluctuations in the spectrum of BD +30° 3639 (Acker et al. 1997). In Grosdidier et al. (2000; hereafter Paper I), wind fluctuations are described for four [WC 9–10] stars, including BD +30° 3639 ([WC 9]) observed intensively during 15 nights (the three other [WC 9–10] stars were less intensively observed and their related results are preliminary). In the latter study, the authors show that the wind clumping originating in BD +30° 3639 is remarkably similar to that reported for one of its

massive, WC 9 counterparts, WR 103. Therefore, they interpreted this fact as strong evidence for understanding the WR phenomenon as a purely atmospheric phenomenon independent of the differences between massive and low-mass WR stars. This result has been established for [WC 9] stars only but supports the idea of the universal nature of wind clumping among all types of *hot* stars. The present paper will discuss the case of the hotter subtype [WC 8] studied with 2 m class telescopes. Only  $\approx 17$  [WC]-late ([WC 8–12]) central stars are known within the Galaxy (Górny & Stasińska, 1995; Acker, private communication). The case of the cooler subtypes, [WC 10–12], will be investigated in detail in future studies.

### 5.1.3 Probing the turbulent structure of [WC] winds: observation strategy

In order to resolve the narrow subpeaks present on the tops of the emission lines originating in BD +30° 3639 ([WC 9]), Grosdidier et al. (Paper I) found it necessary to have a spectral resolution of  $\sim 1 \text{ \AA}$ , or better. For NGC 40, the Balick et al. (1996) data and our first observations (January 96; see section 5.2 for details) demonstrated to us that a  $\approx 3 \text{ \AA}$  spectral resolution is sufficient. Since the subpeaks are very weak, securing time resolution along with sufficient  $S/N$  ratio imposes the use of large telescopes. As a compromise, one has to concentrate on relatively bright [WC] central stars observed intensively, especially when using 2 m class telescopes, as in the present study. Note that only two [WC 8] central stars are known in our Galaxy. The [WC 8] nucleus of M 2-43 (= PN G027.6+04.2) is certainly too faint ( $V \approx 15.7$ ) for our project. Therefore, the central star of NGC 40, HD 826, which is 4.1 magnitudes brighter in the visible domain ( $V \approx 11.6$ ), appears obviously to be the best target for studying [WC 8] spectroscopic flickering.

We concentrated our intensive spectroscopic program on the CIII $\lambda$ 5696 and

CIV $\lambda\lambda$ 5801/12+CIII $\lambda$ 5826 emission lines originating in HD 826. Because they are relatively bright and have comparable intensities in [WC 8] stars, they are the best lines to study expanding stellar wind variability in the optical domain. In addition, the blend-free CIII $\lambda$ 5696 emission line constitutes an excellent line to trace the movements of independent subpeaks, which are blurred by mixing in the adjacent blended CIV $\lambda\lambda$ 5801/12+CIII $\lambda$ 5826 emission line. In the present study we concentrate on the relatively bright, northern [WC 8] central star of NGC 40, HD 826, observed intensively during 22 nights with 2 m class telescopes.

#### 5.1.4 The [WC 8] central star of the planetary nebula NGC 40: HD 826

The PN NGC 40 is a well known nebula, with a 48''-diameter barrel-shaped core, surrounded by two haloes; a faint, diffuse, inner halo out to 90'', and an outer halo with jet-like structures extending to 4'; see Meaburn et al. (1996). These authors noted that turbulent motions exist in the nebula, an observation confirmed by the analysis of nebular line profiles (Neiner et al. 2000). NGC 40 is unusual, because the low excitation class of the nebula suggests a stellar temperature of about 30,000 K, whereas the UV spectrum of the nucleus is compatible with a temperature 3 times higher. This discrepancy can be explained by the existence of a 'carbon curtain' in the nebula (Bianchi & Grewing 1987). CII $\lambda$ 6578 emission was observed to be coincident with the 48'' [NII] shell, implying that the expanding central envelope is relatively rich in carbon (see Meaburn et al. 1996). The PN NGC 40 probably originated from a relatively massive progenitor (6  $M_{\odot}$ ; Bianchi 1992).

The effective temperature of HD 826 was estimated at 46,000 K by Leuenhagen et al. (1996), although some authors report effective temperatures as low as 30,000 K (Köppen & Tarafdar 1978), or as high as 90,000 K (Schmutz et al.

1989; Bianchi & Grewing 1987). Using IUE data, Bianchi & Grewing (1987) reported a terminal velocity of  $1800 \text{ km s}^{-1}$  and a luminosity of  $26,200 L_{\odot}$ . From these results they inferred a radius of  $0.66 R_{\odot}$  for the continuum-emitting region. Earlier UV spectroscopic data obtained by Benvenuti et al. (1982) led to an even larger terminal velocity,  $v_{\infty} \approx 2370 \text{ km s}^{-1}$ . However, such a value is not reliable because of the poor spectral resolution of their instrumentation. Recent, reliable modelling of the expanding atmosphere (Leuenhagen et al. 1996) led to  $\approx 1000 \text{ km s}^{-1}$  for the terminal velocity and  $0.33 R_{\odot}$  for the stellar core radius. PN nucleus spectroscopic flickering similar to that observed for massive WR stars was reported for the first time by Balick et al. (1996). They found that the [WC 8] central star of HD 826 shows *fast* moving subpeaks on the top of its flat-topped CIII $\lambda$ 5696 emission line. They also reported a nearly similar apparent acceleration for all features, the acceleration zone being at least  $5 R_{\odot}$  in extension.

## 5.2 Observations and data reduction

Table VII gives a log of the spectroscopic observations of HD 826: in column (1) the PN and central star designations of NGC 40 are given; in column (2) the spectral type and  $V$  magnitude of HD 826; in column (3) the telescopes and spectrographs used; in column (4) the observed spectral range, the adopted spectral resolution and resolving power; in column (5) the continuum signal-to-noise ratios for each night given in column (6); in column (6) the dates of observation; in column (7) the integration time of each spectrum; in column (8) the number of spectra acquired each night.

We used the 1.52 m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (OHP, France) equipped with the Aurélie spectrograph (see Gillet et al. 1994). The detector was a double linear array Thomson TH7832 of 2048 pixels (Gillet et al. 1994). We used a 300 l/mm grating, leading to a 2.8-pixel resolving power of 5000

Denomination	Central star	Telescope (diam.)	Journal	of	observations		
PNG <sup>a</sup>	Spectr. type	Spectrograph	Spectr. range	$S/N^b$	Date	Expos. time	N° of
Usual name PN	$V^a$		Resol. power ( $RP$ )			(min.)	spect.
Star name							
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
<b>120.0+09.8</b>	[WC 8]	OMM (1.6 m)	5300–5960 Å	78	1996 Jan 11	17	12
<b>NGC 40</b>	11.6	B&C	≈2.8 Å (2000)	48	1996 Jan 15	17	22
<b>HD 826</b>				44	1996 May 26	17	15
				42	1996 May 27	17	15
				40	1996 May 30	17	13
				80	1996 Jul 28	17	18
				56	1996 Sep 26	17	26
				65	1996 Sep 30	17	19
				43	1996 Nov 16	17	34
				63	1996 Nov 17	17	32
		OHP (1.52 m)	5250–6000 Å	36	1997 Jan 12	30	20
		AURELIE	≈1.1 Å (5000)	39	1997 Jan 13	30	19
				26	1997 Mar 3	30	8
				21	1997 Mar 5	30	13
				16	1997 Mar 6	30	12
				29	1997 Mar 7	30	14
				7	1998 Jan 20	30	5
				17	1998 Jan 21	30	18
				19	1998 Jan 22	30	19
				17	1998 Jan 23	30	17
				20	1998 Jan 24	30	12
				18	1998 Jan 25	30	9

TABLEAU VII. Log of spectroscopic observations of NGC 40's central star.

<sup>a</sup>From the Acker et al. (1992) catalogue.

<sup>b</sup>Characteristic signal-to-noise ratio evaluated in the continuum adjacent to CIII $\lambda$ 5696.

( $\approx 1 \text{ \AA}$  spectral resolution at  $5500 \text{ \AA}$ ). The spectral range was centered on  $5625 \text{ \AA}$  and covered  $5250\text{--}6000 \text{ \AA}$ . We also used the 1.6 m Ritchey-Chrétien, Boller & Chivens telescope at the Observatoire du mont Mégantic (OMM, Canada) combined with the Perkin-Elmer (model 31523) spectrograph at the  $f/8$  focus. The detector was a THX CCD with  $1024 \times 1024$  pixels (before 1996 July 29), or a Loral CCD with  $2048 \times 2048$  pixels (starting on 1996 September 26). We used a  $600 \text{ l/mm}$  grating as dispersive element, leading to a 2.2-pixel resolving power of 2000 ( $\approx 2.8 \text{ \AA}$  spectral resolution at  $5700 \text{ \AA}$ ). The spectral range, centered on  $5630 \text{ \AA}$ , covers  $5300\text{--}5960 \text{ \AA}$ . Tests at higher resolutions ( $0.5 \text{ \AA}$  and less) were conducted at the OHP (23 spectra taken in January and March 96). This last observing run showed the subpeaks to be similar in shape compared to those detected at  $2.8 \text{ \AA}$  and  $1 \text{ \AA}$  spectral resolutions. At high spectral resolutions, we were forced to significantly increase the exposure times in order to reveal the subpeaks (hence losing time resolution). However, despite longer exposures times (about one hour and more), we only achieved poor  $S/N$  ratios precluding any detailed statement concerning the appearance of subpeaks observed at different resolutions. In particular, the possible hierarchy of subpeaks within each individual subpeak (such a fractal-like structure is expected in the context of supersonic, compressible turbulence) could not be tested. For that purpose, the use of large, 10m-class telescopes is critically needed.

The spectra were reduced in the usual way with the MIDAS<sup>1</sup> package (OHP data) or the IRAF<sup>2</sup> package (OMM data): bias subtraction, flat field correction, and wavelength calibration using either an Ar-Th lamp (OHP), or a Cu-Ar lamp (OMM). Finally, the spectra were normalized to the continuum<sup>3</sup>. No attempt was

---

<sup>1</sup><http://www.eso.org/projects/esomidass/>

<sup>2</sup>IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation. <http://iraf.tuc.noao.edu/>

<sup>3</sup>Flux calibrations were performed at the OHP using the standard stars HR 3454 and HR

made to subtract nebular contributions due to lines or continuum, because they do not disturb the CIII $\lambda$ 5696 and CIV $\lambda\lambda$ 5801/12+CIII $\lambda$ 5826 stellar line profiles.

### 5.3 Results

Several kinds of features are visible in the observed spectra: i) Broad emission features formed in the stellar wind. The lines of He, C and O are broadened due to the global motion of the expanding stellar wind. Some of the emissions are accompanied by blue-shifted absorption troughs (P-Cygni profiles); ii) Narrow emission lines which are formed in the planetary nebula; iii) Interstellar absorption features. See Figure 23. The rest of this paper will concentrate on i) and their variability.

#### 5.3.1 Line profile variations

Among the broad emission features in our spectra, the CIII $\lambda$ 5696 line and the CIV $\lambda\lambda$ 5801/12+CIII $\lambda$ 5826 blend dominate in strength and hence merit more intense study. In particular, the CIII $\lambda$ 5696 line is known to be particularly sensitive to changes in density (e.g. D.J. Hillier, priv. comm.). In Figure 24, differences from the mean profile (calculated from the whole set of spectra obtained in 22 nights; see lower panels) of the CIII $\lambda$ 5696 emission line are shown as a function of time for two typical observing nights at the OMM (upper panels). The mean profile in the bottom panel refers to the global mean profile from all 22 nights for this star. In order to reveal the precise appearance of the moving blobs, it is necessary to subtract the smoothest mean profile as possible. For that purpose, we favor the use of the 22-night global mean profile (rather than the nightly mean). The segment in the lower right corner of the upper panel indicates the amplitude for

---

718. Since the OHP sky is not photometric, our flux calibrations are unfortunately not reliable.

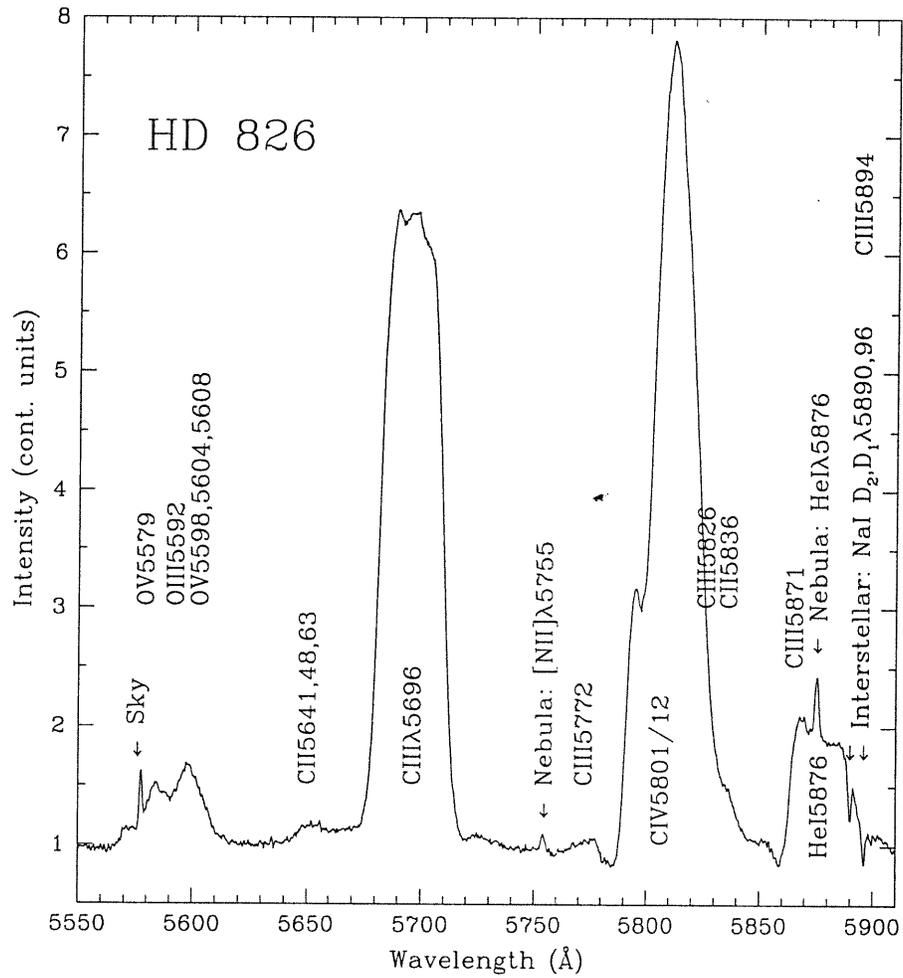


FIGURE 23. HD 826 typical normalized spectrum indicating the most obvious emission or absorption features (1998 January 23).

1.0 continuum unit in the residuals. This amplitude does not take into account the increased variability due to Poisson statistics as the intensity changes across the emission line relative to the adjacent continuum. True amplitudes relative to the continuum will be estimated in section 5.3.2.

The characteristic time scale for significant variations is confirmed to be a few hours. Ejection times and starting wavelengths of individual blobs appear at random (this will be clearer by inspecting Figure 28 in a subsequent section). The strongest, most obvious features appear to last longer and move throughout the CIII line with *apparently* constant acceleration. The range of measured accelerations will be presented in section 5.3.3.

In order to emphasize the trajectories of subpeaks on the top of the CIII $\lambda$ 5696 line, Figure 25 shows grayscale plots of nightly differences from the global mean profile for the 22 nights, which is presented in the lower panels. Note that gaps within the time series appear as a black horizontal bar. In these plots, we also show the trajectories of subpeaks on the top of the nearby CIV $\lambda$ 5801/12 emission line. In this complex carbon line, moving subpeaks appear with ghost images on their side. This is likely due to the line blending within this emission line. Unfortunately, the blending of the CIV $\lambda$ 5801/12 (+CIII $\lambda$ 5826) emission feature prevents us from clearly identifying moving features (which was not the case for the pop. I WC 8 star WR 135; see Lépine et al., 2000). On the other (weak) lines, the situation is even worse; most of the subpeaks arising from noise can be erroneously associated with true manifestations of local overdensities because of the low  $S/N$  ratios in the lines.

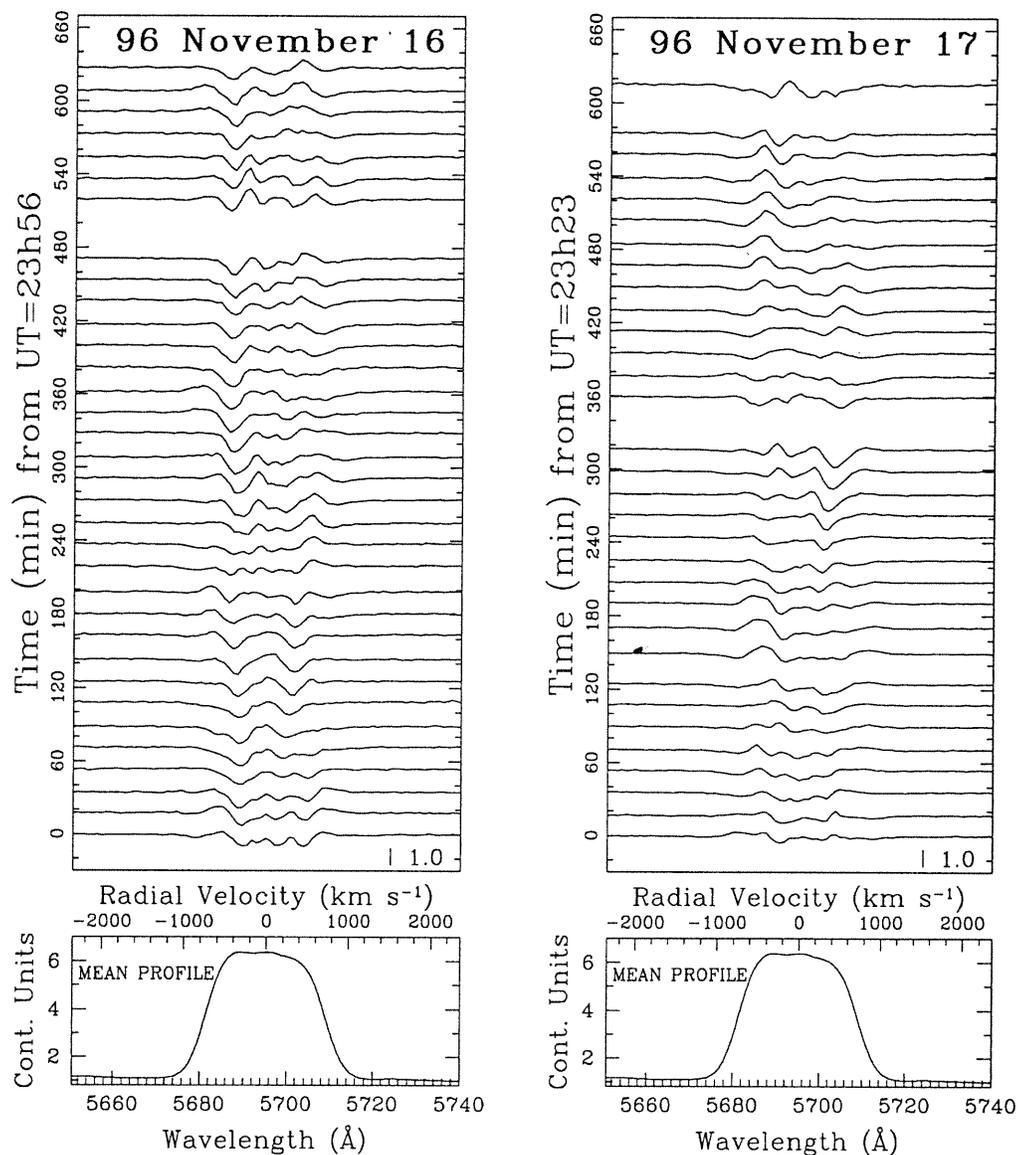


FIGURE 24. Residuals from the mean of CIII $\lambda$ 5696 in HD 826 for 1996 November, 16 and 17. The mean was calculated based on all 22 nights of data. The segment in the lower right corner of the upper panel indicates the amplitude for 1.0 continuum unit in the residuals. Velocities are given relative to  $\lambda_0 = 5695.3$  Å. The mean profile in the bottom panels is based on all the spectra in 22 nights.

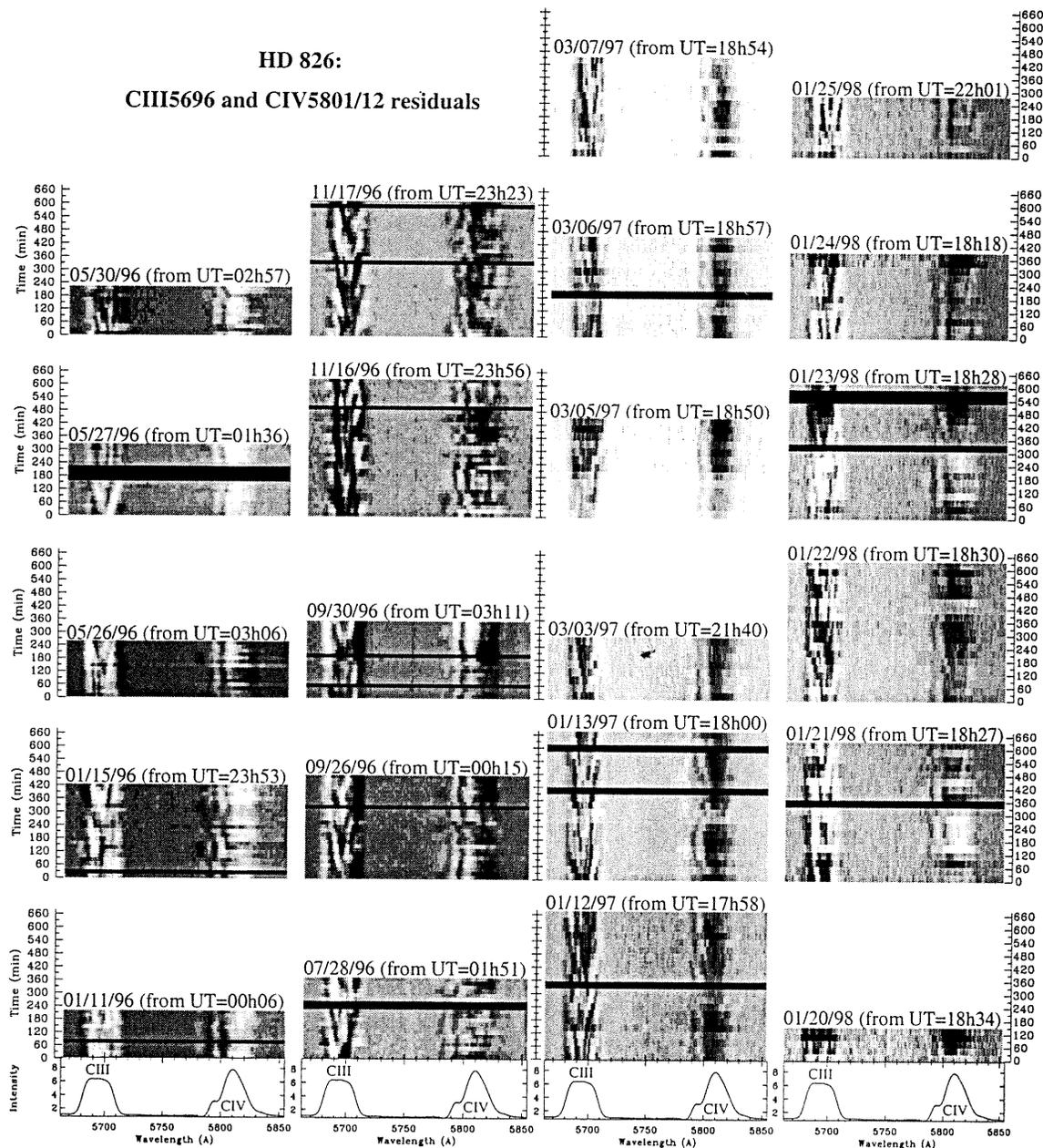


FIGURE 25. Grayscale plots for HD 826 of CIII $\lambda$ 5696 & CIV $\lambda$ 5801/12 residuals for 22 nights. Bottom panels show the 22-night mean. The range of the grayscale plots is -1.0 (black, lack of emission) to 1.0 (white, excess of emission) continuum units.

### 5.3.2 Level of variability

A simple inspection by eye of Figure 24 or Figure 25 is sufficient to roughly deduce the temporal behavior of the line profile variations. However, the precise characterization of these variations could be greatly influenced by photon statistics and other sources of error. In order to rigorously estimate the significance level of the line profile variations, we have applied the “temporal variance spectrum” analysis (TVS) of Fullerton et al. (1996). For details, we refer the reader to Fullerton et al.’s original paper and to Grosdidier et al. (2000; Paper I). Roughly speaking, the values of the TVS give a statistical assessment of the variability level at a given wavelength. Indeed, the deviations of the time variations across the lines are computed with proper weights to account for the changes in the signal-to-noise ratios across the lines and from one spectrum to the next. Another outcome of this technique is the possibility of comparing time series of spectroscopic data obtained with different instrumentation and/or inhomogeneous quality.

The temporal variance spectra have been calculated for each of the 21 nights made up of at least 8 individual spectra, in order to secure statistical significance. Figures 26 and 27 have been obtained in the way described in Paper I: they show the related  $\text{TVS}^{1/2}$  (i.e. reflecting the amplitude of variability rather than the variance) along with contour levels for significant variability at the 1% & 5% levels. To facilitate the identification of the variable zones, the nightly mean spectra are superposed. The main results are the following:

1. All *obvious* stellar emission lines within our spectral range are variable at the 1% level.
2. In the case of the faint CII $\lambda\lambda$ 5641,48,63 stellar emission complex, we report only one significant intensification of the activity on 1996 January 15 (up to about 4% of the adjacent continuum flux).

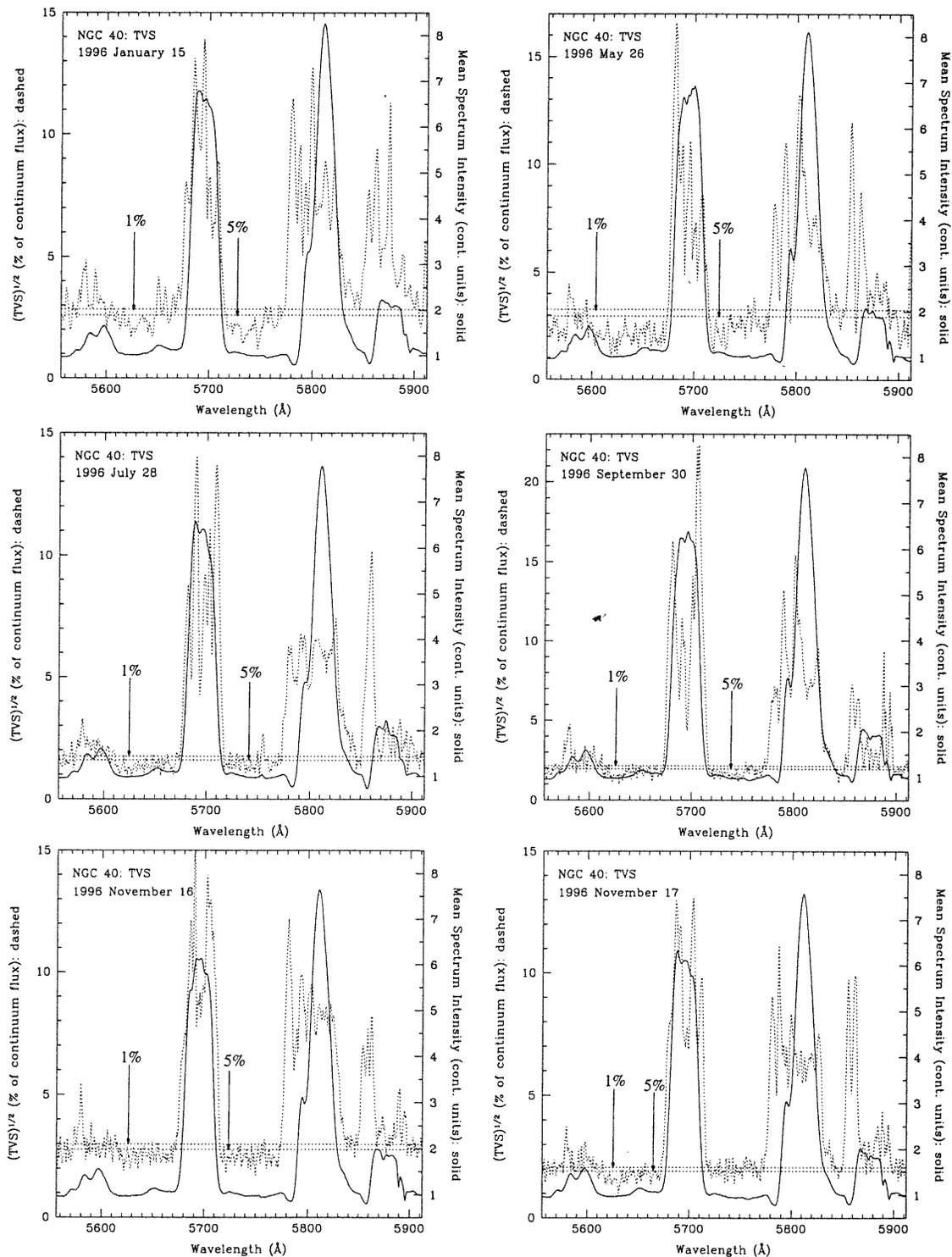


FIGURE 26. HD 826 nightly mean spectra (solid lines) and the computed square root of the TVSs (dashed curves), for 6 nights (see text). Contours of statistical significance for 1% and 5% levels are indicated by *horizontal* dotted lines (see arrows). Our calculations account for pixel-to-pixel and spectrum-to-spectrum differences in the noise distribution.

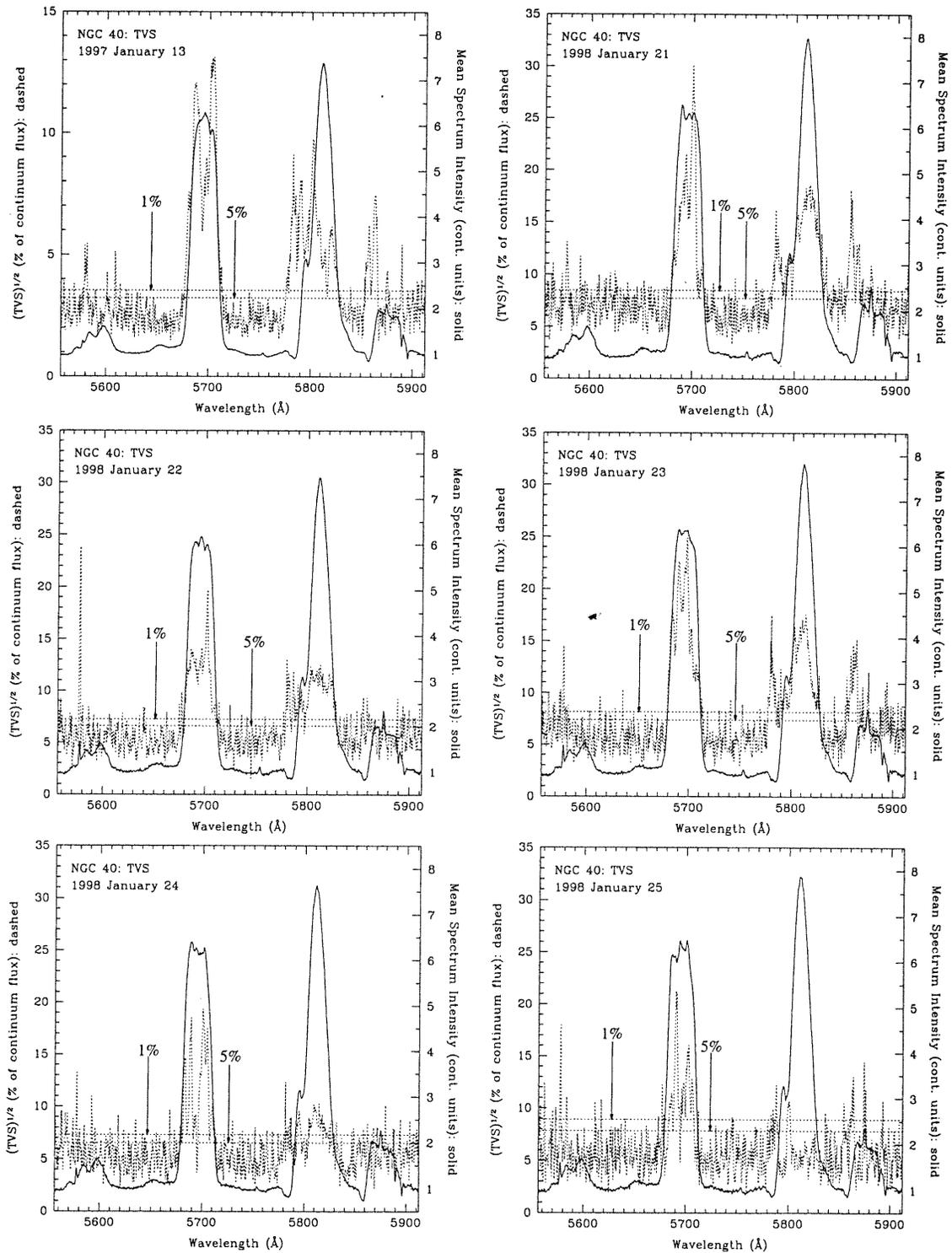


FIGURE 27. HD 826 nightly mean spectra (solid lines) and the computed square root of the TVSs (dashed curves), for 6 other nights (see text and Figure 26).

3. The stellar oxygen complex at  $\approx 5590\text{\AA}$  (OV $\lambda$ 5579, OIII $\lambda$ 5592 and OV $\lambda\lambda\lambda$ -5598,5604,5608) is always variable (about 3–7% of the adjacent continuum flux), with a burst (9–10% variability) of emission occurring on the 1998 January run.
4. The HeI $\lambda$ 5876 stellar emission feature generally exhibits variability from 4–12%, up to  $\approx 17\%$  of the continuum flux on 1998 January 21. Note that the variability in this line is dominated by its P-Cygni absorption component. However, its emission variability is clearly detected on 1996 January 15, 1996 May 26, 1996 July 28, 1996 September 30, 1996 November 16, and 1996 November 17.
5. The stellar complex CIV $\lambda\lambda$ 5801/12+OIII $\lambda$ 5826 is always variable with amplitudes reaching 6–13% of the continuum flux, and sometimes up to 17%. Note that the entire line shows prominent variability (although marginally detected during the 1997 March run because of poor  $S/N$  ratio), suggesting blobs/inhomogeneities propagating into the whole line emission region.
6. The OIII $\lambda$ 5696 stellar line always shows significant variability of 10–17% of the continuum flux, the maximum ( $\approx 29\%$ ) being detected on 1998 January 21 and correlated with bursts of CIV $\lambda\lambda$ 5801/12+OIII $\lambda$ 5826, HeI $\lambda$ 5876 and the oxygen complex at  $\approx 5590\text{\AA}$ . Note that like the CIV $\lambda\lambda$ 5801/12+OIII $\lambda$ -5826 emission lines, the entire OIII line shows prominent variability, suggesting blobs/inhomogeneities propagating into the whole line emission region. On the whole, the 1998 January run appears as a particular epoch of high activity for this central star.
7. As was already noticed for massive WR stars (Robert 1992) and the low-mass [WC 9] star BD +30° 3639 (Grosdidier et al.; Paper I), the blue-shifted absorption component of the lines exhibiting P-Cygni profiles in HD 826 is significantly more variable than the emission component. This is likely mainly due to the small volume of matter in front of the stellar “disk”,

making it more sensitive to relative fluctuations. This conclusion is in line with the phenomenological model introduced by Lépine & Moffat (1999) dedicated to simulate the line profile variation patterns in emission lines from a fragmented wind. Within their model, Lépine & Moffat depicted WR winds as being made up of a large number, at least  $10^4$ , of randomly distributed, radially propagating, discrete wind emission elements. Given the characteristic size of the line formation regions ( $\sim 10^{1-2}R_*$ ), such a number of local overdensities suggests linear sizes for the blobs of  $\sim 1 R_*$  (Lépine & Moffat 1999).

Note that the variability of the HeI $\lambda$ 5876 *nebular* line centred on the broad emission is illusory. It is caused by imperfect guiding and variable seeing, both of which remove stellar light but not nebular light from the slit, in combination with rectification of the stellar continuum to unity. This effect appears only marginally for the [NII] $\lambda$ 5755 nebular line. The nebular line raw data show no significant variability.

### 5.3.3 Kinematics of the CIII $\lambda$ 5696 subpeaks

The clearly visible CIII $\lambda$ 5696 subpeaks always show measurable velocity shifts during their lifetime. For the intense features (representing an apparent excess of emission as well as an apparent deficit of emission in the difference spectra) seen on at least three consecutive spectra, we measured mean radial velocities  $v_R$  and computed the related mean radial accelerations  $a_R = dv_R/dt$  through linear fits. Figure 28 summarizes the results for 120 extracted features. Horizontal error bars reflect the observed *range* of radial velocities for a single blob, whereas vertical error bars show the range ( $\pm 1\sigma$ ) of possible accelerations derived from the linear fits. The spread in  $v_R$  values suggests that the starting and ending wavelengths appear at random. In contrast with Balick et al. (1996),

however, we report a significant spread in the apparent acceleration values.

The distribution does not appear symmetric in each of the two occupied quadrants, a few blobs with significantly higher acceleration being observed in the wind receding region. We suspect that, if more blobs had been secured for a larger sample of spectra, the distribution would have been more symmetric. Therefore, we interpret this fact as a statistical effect.

As already noticed for BD +30° 3639, the large majority of the blobs in Figure 28 satisfies  $a_R \times v_R \geq 0$ . Therefore, the assumption of *outwardly* radially accelerating features is quite reasonable. However, 4 structures (only two at more than  $2\sigma$ ) move towards line centre. These features are likely spurious, being the tail end of a statistical distribution.

On the other hand, note how the  $a_R$  values seem to be concentrated towards low radial accelerations. Since the number of local overdensities responsible for one single subpeak may be at least  $10^{2-3}$  (Lépine & Moffat 1999; Lépine, priv. comm.), therefore, at a given wavelength and at a given time, one measures a mean radial acceleration which is fixed by the current spatial distribution of the overdensities within the line formation region (hence probing different acceleration regimes). Assuming a monotonic velocity law of the wind, we expect to detect only small mean accelerations around  $|v_R| \approx 0$  and towards line wings, and larger accelerations in between, which is observed.

For comparison, the theoretical  $(a_R, v_R)$ -relation derived from the  $\beta$  velocity field,  $v(r) = v_\infty(1 - R_*/r)^\beta$ , is also plotted in Figure 28 for different angles  $\theta$  between the line of sight and blob directions of movement ( $v_R = v(r) \cos(\theta)$ ),

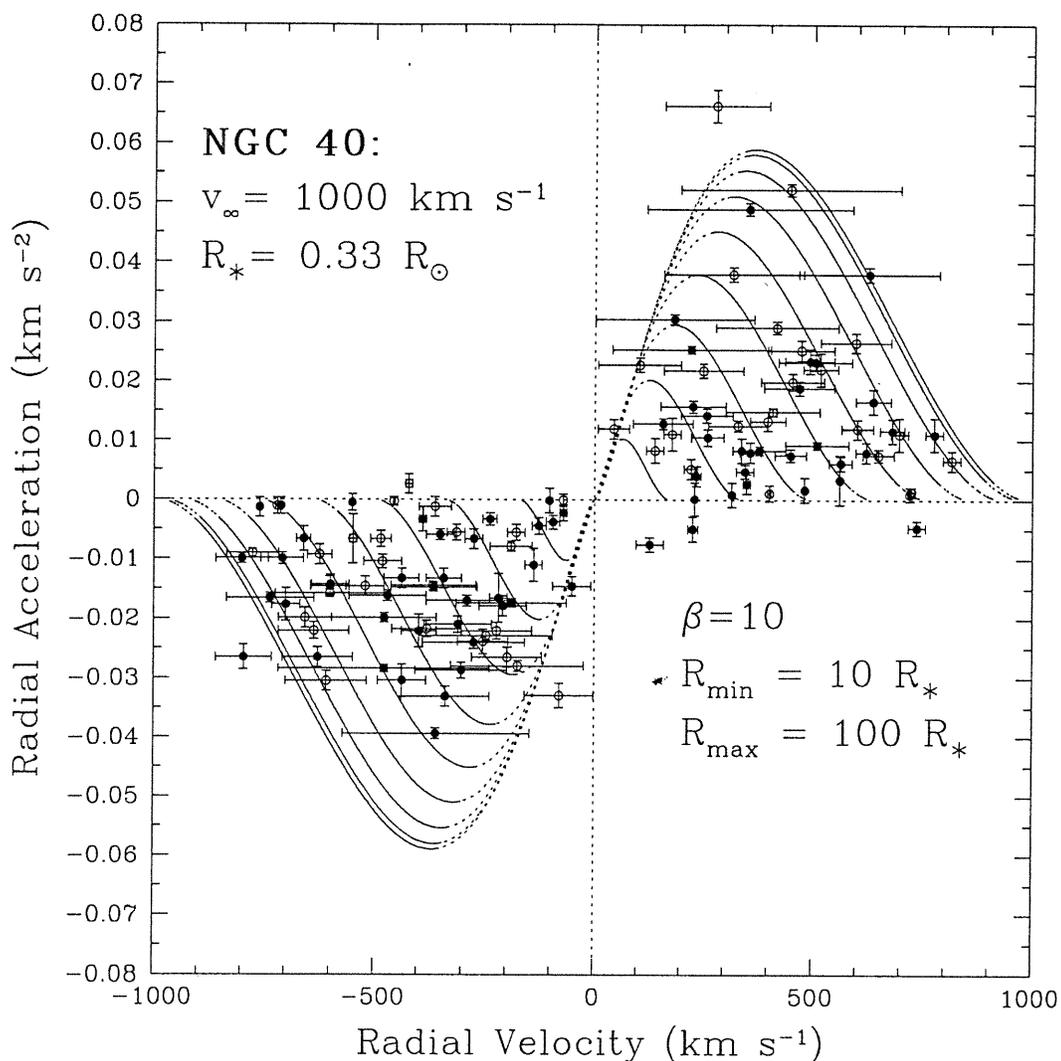


FIGURE 28. Kinematics in the form of projected mean acceleration vs projected mean velocity for each subpeak/gap on top of the  $\text{CIII}\lambda 5696$  emission line (120 points). Filled (open) symbols correspond to an excess (deficit) of emission. The projected  $\beta$ -velocity law is shown for  $\theta = 0^{\circ}$  (towards the observer, lower left corner) to  $180^{\circ}$  (away from the observer, upper right corner), in steps of  $10^{\circ}$  ( $R_{\min} \leq r \leq R_{\max}$ : solid curves;  $r < R_{\min}$  and  $r > R_{\max}$ : dotted lines). We use the stellar parameters given by Leuenhagen et al. (1996); see text.

$a_R = dv_R/dt$ ). Adopting  $v_\infty = 1000 \text{ km s}^{-1}$  and the value  $R_* = 0.33 R_\odot$  for HD 826 (Leuenhagen et al. 1996), the kinematics are consistent with a  $\beta$  velocity law with  $\beta \approx 10$ , in contrast to the value  $\beta = 1$  adopted in the atmosphere model (Leuenhagen et al. 1996). A  $\beta$  value as small as 1 is ruled out because it would imply accelerations ranging up to  $\approx 0.65 \text{ km s}^{-2}$ , which are not observed (see Figure 29). Within the accuracy of our measurements and despite the generally *poor* reliability of stellar radii estimates from atmosphere models, the stellar parameters found by Leuenhagen et al. (1996) appear appropriate. The line formation region is evaluated to span radial distances  $\approx 10\text{--}100 R_*$  from the nucleus, judging from the distribution of the data in Figure 28. Therefore, the line formation region appears much more extended than previously reported by Balick et al. (1996). Since the lifetime of the subpeaks is a few hours, they would cross, at speed  $\lesssim 1000 \text{ km s}^{-1}$ , a zone limited to about a few tenths of the line formation region in radial extension. Thus the wind of HD 826 is highly variable on a very short time-scale, which supports a turbulent origin. Note that Lépine et al. (2000) find lifetimes for CIII $\lambda$ 5696 blobs in the wind of the pop. I WC 8 star WR 135 to be of the order of the crossing time in the CIII $\lambda$ 5696 formation zone, thus implying relatively long lasting blobs, that still could be turbulent.

For pop. I WR winds, Lépine & Moffat (1999) noticed that for  $\beta > 1$  a measure of the wind acceleration as a function of the velocity, combined with the knowledge of  $v_\infty$ , yields only a constant on the product  $\beta R_*$ . Therefore, judging from the distribution of the data in Figure 28, we estimate  $\beta R_*$  for HD 826 to be  $\sim 3.3 R_\odot$ . For nine massive WR stars, Lépine & Moffat (1999) found  $\beta R_* \gtrsim 20$ . Our lower  $\beta R_*$  is likely mainly related to the very small radius of HD 826, as expected for PN nuclei. Recall that the expected maximum acceleration within a  $\beta$ -velocity field is proportional to  $k(\beta)v_\infty^2/R_*$ , with,

$$k(\beta) = 4\beta \frac{(2\beta - 1)^{2\beta - 1}}{(2\beta + 1)^{2\beta + 1}}.$$

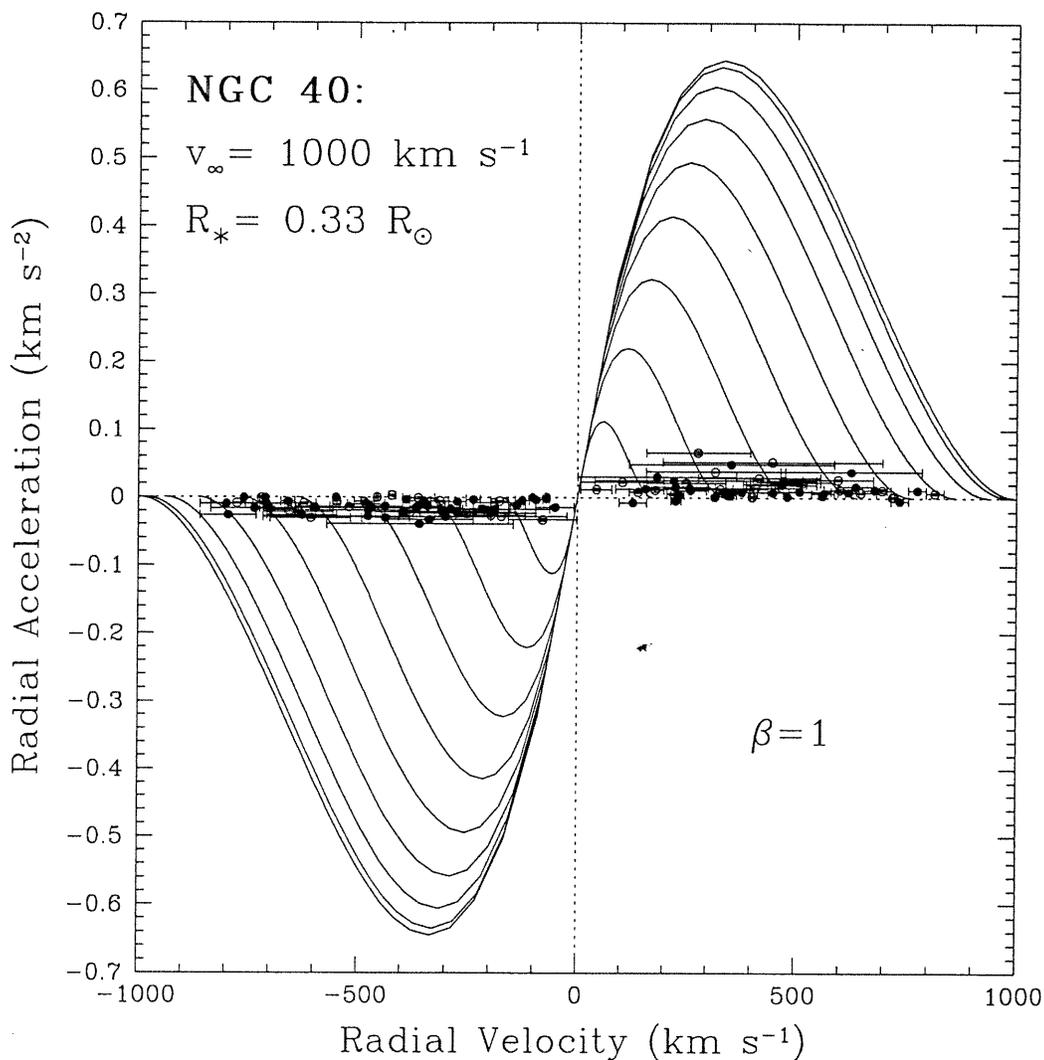


FIGURE 29. Kinematics in the form of projected mean acceleration vs projected mean velocity for each subpeak/gap on top of the CIII $\lambda$ 5696 emission line (120 points). The projected  $\beta$ -velocity law is shown for  $\theta = 0^\circ$  (towards the observer, lower left corner) to  $180^\circ$  (away from the observer, upper right corner), in steps of  $10^\circ$  for  $\beta = 1$  ( $1R_{*} \leq r \leq +\infty$ ). We use the stellar parameters given by Leuenhagen et al. (1996); see text.

Because the function  $k$  is only slightly dependent on  $\beta$  for  $\beta$  above  $\approx 2-3$ , fitting the observed maximum acceleration with the theoretical  $(a_R, v_R)$ -relation gives a constraint on the ratio  $v_\infty^2/R_*$ . Therefore, we expect that reliable values on  $v_\infty$  and  $R_*$  should follow the relation:  $v_\infty^2/R_* \sim 4-5 \text{ km s}^{-2}$ .

Absolute values of the acceleration in Figure 28 range from nearly 0 to 70  $\text{m s}^{-2}$ . The mean radial acceleration in the line formation zone (calculated from the 120 observed points) is  $\approx 14.7 \pm 11.7 \text{ m s}^{-2}$  (compared to only  $\approx 3.6 \pm 0.8 \text{ m s}^{-2}$  for BD +30° 3639; Paper I). Within the line formation region, the spread in acceleration values appears quite large. Overall, these values in HD 826 are very similar to those observed in the massive WC 8 star WR 135 (see Robert 1992; Lépine & Moffat 1999). However, especially impressive are the  $\approx 3-4$  times larger observed maximum  $a_R$  values (HD 826:  $\approx 70 \text{ m s}^{-2}$ ) compared to those already reported for massive WC 5–9 stars or low-mass [WC 9] stars ( $\approx 15 \text{ m s}^{-2}$ ; see Robert 1992; Paper I). HD 826's massive counterparts have larger terminal velocities, thus large maximum  $a_R$  values are mainly a consequence of its very small core radius. This is in agreement with our observed data and the above discussion.

#### 5.3.4 The velocity gradient in the line formation region

Note that our kinematic measurements, although limited to the radial component, can yield information on the true/observed velocity field within the line formation region. Provided blobs can be assumed to be good tracers of the overall wind velocity field, they give observational constraints for the accelerations occurring in different parts of the wind and then probe the *actual* velocity law within a large volume of the stellar atmosphere.

Recall that the observed ratio  $a_R/v_R$  reduces to  $dv/dr$ . Then we considered the whole set of blobs satisfying  $a_R \times v_R \geq 0$ , and calculated all their related corresponding  $dv/dr$ . Note that the relative error on  $dv/dr$  is often quite large: see Figure 30. However, the relatively high number of subpeaks encouraged us to perform a statistical analysis of the  $dv/dr$  derived from our kinematic measurements. Figure 31 shows the frequency distribution of the  $dv/dr$  values (solid histogram). Large bins have been chosen in order to compensate for the large errors often encountered in evaluating the  $dv/dr$ . For comparison, the distribution expected from a purely  $\beta$  velocity field is also shown (dotted histogram), for the radial distances between  $R_{min} = 10R_*$  and  $R_{max} = 100R_*$  found before, assuming  $\beta = 10$ ,  $R_* = 0.33 R_\odot$ , and  $v_\infty = 1000 \text{ km s}^{-1}$ . The latter histogram has been normalized to the observed histogram at their maxima, occurring in the same bin. Note the huge excess of features occurring at  $dv/dr > 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , compared to the number expected from a pure  $\beta$ -velocity field. Since the majority of the features showing  $dv/dr$  above  $2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  have relative errors  $\lesssim 50\%$ , this result appears to be reliable. This suggests that the  $\beta$  velocity field underestimates the true gradient within the flow. Such a result has been also established in Paper I for the [WC 9] nucleus BD +30° 3639. This is in line with other studies concerning the high efficiency of the acceleration in the optically thin regions of pop. I WR winds (Marchenko & Moffat 1999).

#### 5.4 Discussion and conclusion

In the present paper, we have seen that the star HD 826 shows temporal changes in the shapes of its CIII $\lambda$ 5696 and CIV $\lambda$ 5801/12+CIII $\lambda$ 5826 emission lines. The amplitudes of the variations range from  $\approx 5\%$ , up to  $\approx 25\text{--}30\%$  of the adjacent continuum flux, over timescales of hours. The variabilities of both lines are quite well correlated, although they are somewhat weaker for the CIV complex. On the whole, the 1998 January run appears as a particular epoch of

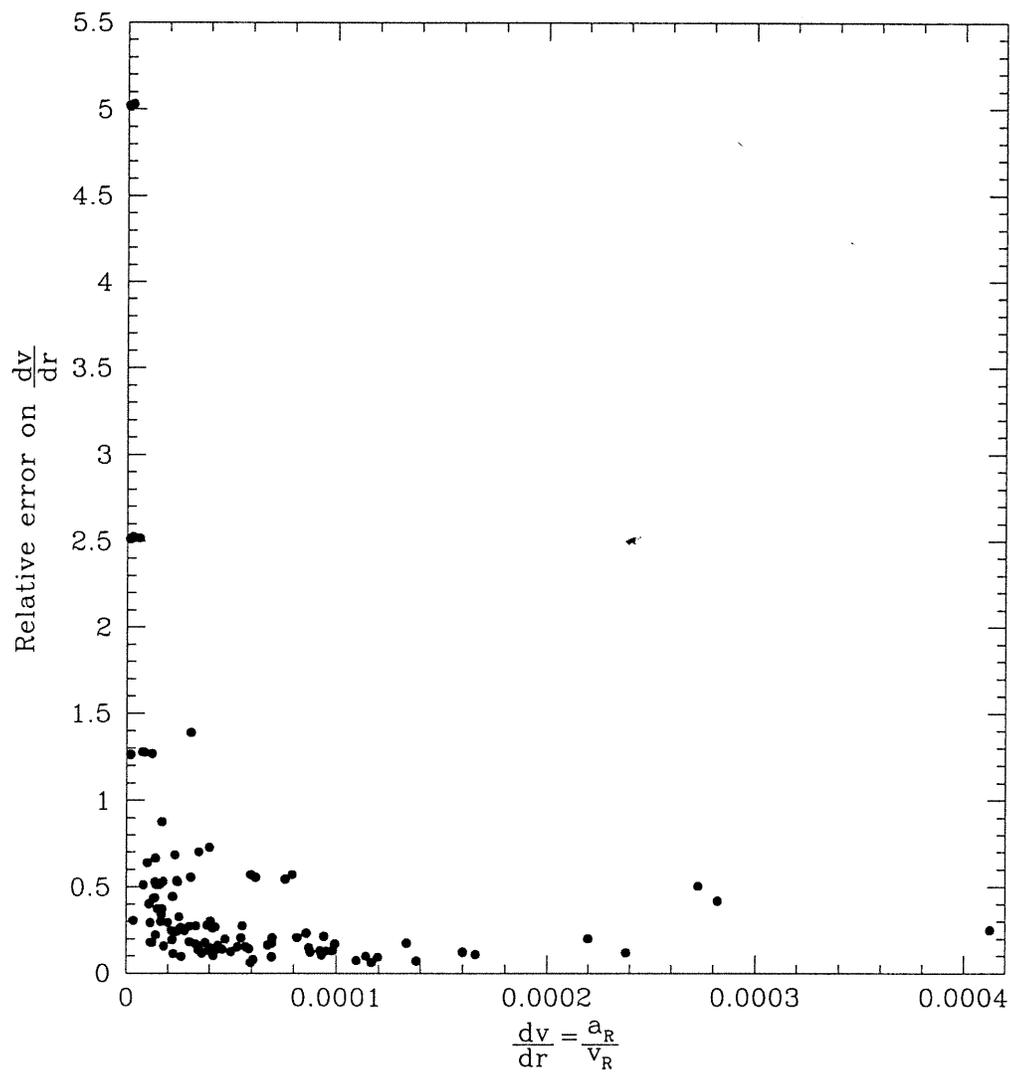


FIGURE 30. Relative error on  $dv/dr$ ,  $\sigma(dv/dr)/(dv/dr)$ , as a function of  $dv/dr$  for the blobs in figure 28, satisfying  $a_R \times v_R \geq 0$ . The horizontal axis is in  $s^{-1}$ .

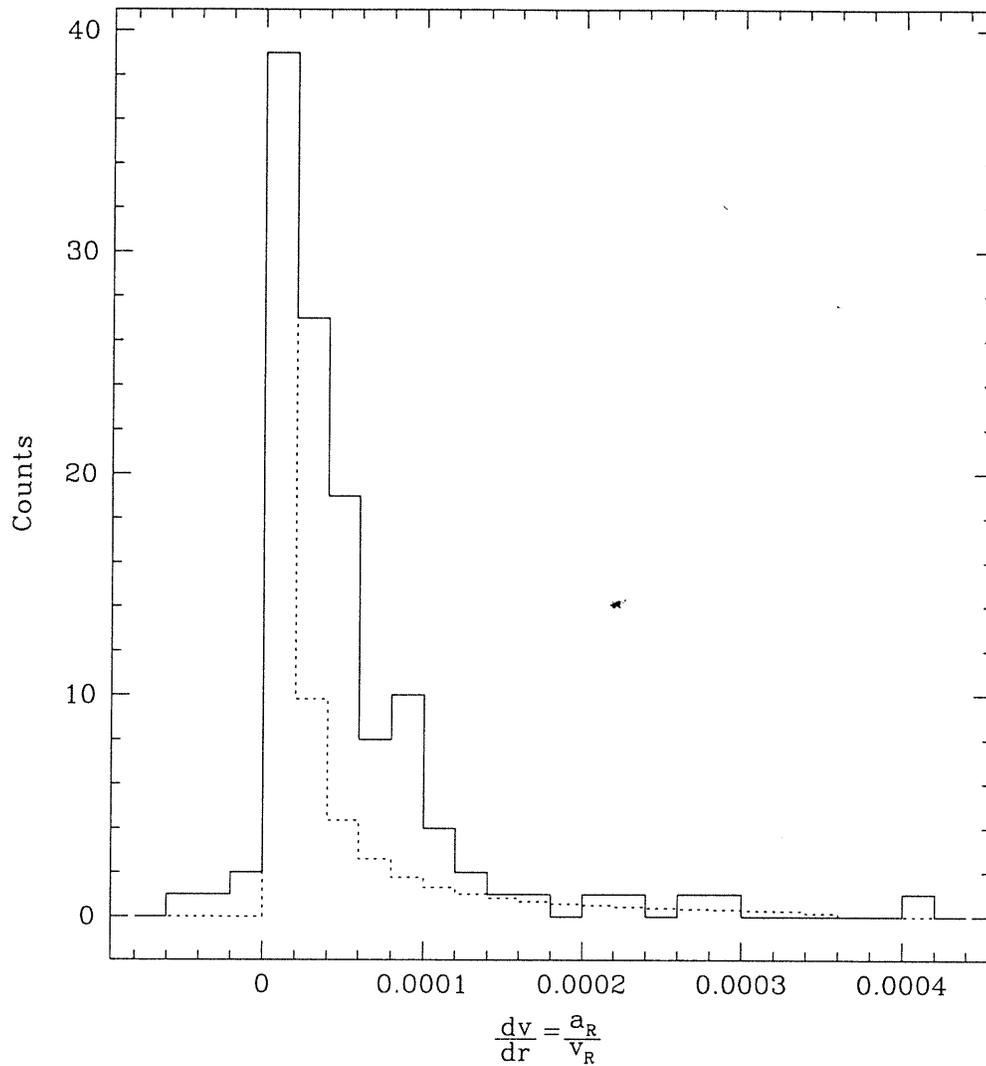


FIGURE 31. Frequency distribution of the  $dv/dr$  values (solid histogram). For comparison, the distribution expected from a true  $\beta$ -velocity field is also plotted (dotted histogram). The line formation region in the second histogram is assumed to span radial distances 10–100  $R_*$  from the central star, with  $\beta = 10$  (see text). The horizontal axis is in  $\text{s}^{-1}$ .

high activity for this central star.

As was already noticed for massive WR stars, the blue-shifted absorption component of the lines exhibiting P-Cygni profiles in HD 826 is significantly more variable than the emission component. This is likely mainly due to the small volume of matter in front of the stellar “disk”, a large fraction of which is subject to a higher level of coherent variability. This suggests linear sizes for the blobs of  $\sim 1 R_*$ .

The subpeaks show large measurable velocity shifts in HD 826 during their lifetime. Subpeaks (or gaps) on the top of the CIII line generally move from line  $\approx$ center towards line edges in a symmetric fashion. This is consistent with wind features accelerated outward along radial trajectories. Since the lifetime of the subpeaks is a few hours, they cross, at speed  $\lesssim 1000 \text{ km s}^{-1}$ , a zone limited to about a few tenths or less of the line formation region in radial extension. Thus the wind of HD 826 is highly variable on a very short time-scale, which supports a turbulent origin.

The kinematics of 120 structures on top of the CIII $\lambda$ 5696 line of HD 826 have been measured. Adopting  $v_\infty = 1000 \text{ km s}^{-1}$  and  $R_* = 0.33 R_\odot$  the kinematics are well reproduced by a  $\beta$ -velocity law with  $\beta \approx 10$ , in contrast with the value  $\beta = 1$  adopted in the atmosphere model. The line formation region is evaluated to span radial distances  $\approx 10\text{--}100 R_*$  from the central star. Within the accuracy of our acceleration measurements,  $R_* = 0.33 R_\odot$  and  $\beta = 10$  (hence  $\beta R_* \approx 3.3$ ) seem to be good estimates of the stellar radius and of the  $\beta$  parameter. Keeping  $\beta = 1$  and fitting the observed maximum acceleration with the theoretical  $(a_R, v_R)$ -relation would require a downward revision of the ratio  $v_\infty^2/R_*$  by a factor 10–11. Because of the quite good reliability of the terminal velocity estimate ( $\approx 1000 \text{ km s}^{-1}$ ),

keeping  $\beta = 1$  would therefore imply rather high, unrealistic values of the stellar radius (3.3–3.6  $R_{\odot}$ ). Therefore we reject a  $\beta$  value of 1 in favor of  $\beta \approx 10$ , which is consistent with previous estimates of  $\beta$  for massive WR stars given in Moffat (1996).

The line variability in HD 826 is somewhat similar to that observed in the massive WC 8 star WR 135 (see Robert 1992; Lépine & Moffat 1999; Lépine et al. 2000). Thus, on the whole, the wind fragmentation process appears to be a purely atmospheric phenomenon, despite the strong differences between both types of underlying hot, luminous star. However, some differences exist: i) in the complex CIV $\lambda\lambda$ 5801/12+CIII $\lambda$ 5826 emission line originating in HD 826, moving subpeaks appear with adjacent ghost images. This is likely due to line blending. Unfortunately, this blending prevented us from clearly identifying moving features. This was not the case for WR 135 (see Lépine et al., 2000); ii) in addition, Lépine et al. (2000) find lifetimes for CIII $\lambda$ 5696 blobs in the wind of WR 135 to be of the order of the crossing time in the CIII $\lambda$ 5696 formation zone, thus implying relatively *long* lasting blobs, compared to those observed in HD 826.

Combining the results of Grosdidier et al. (2000) with those of the present paper we find that [WC 9] and [WC 8] central stars exhibit similar changes in their CIII $\lambda$ 5696 and CIV $\lambda\lambda$ 5801/12+CIII $\lambda$ 5826 emissions. We therefore suspect that, if more data had been secured for a larger sample of late subtype [WC] stars, the phenomenon of emission line variability in central stars might have revealed itself to be more common and universal. However, the details differ. For example, accelerations exhibited by the clumps originating in HD 826 are often significantly larger than those in BD +30° 3639 or massive WR stars. This difference could be understood by the smaller hydrostatic radius of HD 826. However, it will be important in the near future to test whether the data indicate

any true correlation of the observed variations of the emission lines with radius or any other fundamental stellar parameters, for a larger sample of stars. In the case of pop. I WR stars, no such correlation is seen (Lépine & Moffat 1999).

The central stars of PN are among the hottest known stars, and therefore have strong radiation-pressure driven winds. Although these winds are possibly not so important for the evolution of the underlying stars as winds are for hot giants and supergiants, given the short evolutionary time of PN central stars, they play a crucial role in forming and shaping the ejected PN. Wind clumping may affect the structure and dynamics of the surrounding circumstellar nebula and, therefore, provide a way to gain insight into the structure/nature of the different stages of mass-loss that the central star experiences during its own evolution.

Finally, high resolution ( $\leq 0.5 \text{ \AA}$ ), high  $S/N$  ratio, temporally resolved, optical spectra of HD 826 are needed in order to investigate the appearance and dynamics of subpeaks observed so far at inferior resolutions. In particular, the possible hierarchy of subpeaks within each individual subpeak (such a fractal-like structure is expected in the context of supersonic, compressible turbulence) could be tested in this way. For that purpose, the need for large, 10m-class telescopes is critical.

### Acknowledgements

YG acknowledges financial aid from the French Ministry of Foreign Affairs. AFJM is grateful to NSERC (Canada) and FCAR (Québec) for financial support. AFJM acknowledges the award of a Killam Fellowship from the Canada Council for the Arts. We thank Thomas Eversberg for his help in the data acquisition (OMM data).

## RÉFÉRENCES

- Acker, A., Górny, S.K., Cuisinier, F., 1996, A&A 305, 944
- Acker, A., Grosdidier, Y., Durand, S., 1997, A&A 317, L51
- Acker, A., Marcout, J., Ochsenbein, F., Stenholm, B., Tylenda, R.: 1992, *The Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*. European Southern Observatory, Garching
- Balick, B., Rodgers, B., Hajian, A., Terzian, Y., Bianchi, L., 1996, AJ 111, 834
- Benvenuti, P., Perinotto, M. & Willis, A.J., 1982, in IAU Symp. 99, *Wolf-Rayet Stars: Observations, Physics, Evolution*, eds. C.W.H. de Loore & A.J. Willis (Dordrecht: Reidel), 453
- Bianchi, L., 1992, A&A 253, 447
- Bianchi, L. & Grewing, M., 1987, A&A 181, 85
- Crawford, I.A. & Barlow, M.J., 1991, A&A 249, 518
- Crowther, P.A., Pasquali, A., de Marco, O., Schmutz, W., Hillier, D.J., and de Koter, A., 1999, A&A 350, 1007
- Eversberg, T., Lépine, S., Moffat, A.F.J., 1998, ApJ 494, 799
- Fullerton, A.W., Gies, D.R., and Bolton, C.T., 1996, ApJS 103, 475
- Gillet, D., Burnage, R., Kholer, D. et al., 1994, A&AS 108, 181
- Górny, S.K. and Stasińska, G., 1995, A&A 303, 893

- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., 2000, *Turbulent outflows from [WC]-type nuclei of planetary nebulae: I. BD +30° 3639 and other [WC 9–10] stars*, A&A, submitted (Paper I)
- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., Chesneau, O. Dimeo, T., 1997, in IAU Symp. 180, *Planetary Nebulae*, eds. H.J. Habing & H.J.G.L.M. Lamers (Dordrecht: Reidel), 108
- Hu, J.Y. & Bibo, E.A., 1990, A&A 234, 435
- van der Hucht, K.A., 1996, Ap&SS 238, 1
- van der Hucht, K.A., 1999, in IAU Symp. 193, *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, eds. K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, and P.R.J. Eenens, San Francisco, Calif.: Astronomical Society of the Pacific, p. 13
- Iben, I. Jr., 1995, Physics Reports 250, 1
- Köppen, J. & Tarafdar, S., 1978, A&A 69, 363
- Lépine, S. & Moffat, A.F.J., 1999, ApJ 514, 909
- Lépine, S., Moffat, A.F.J., St-Louis, N., Crowther, P.A., Dalton, M.J., Smith, L.J., Willis, A.J., Antokhin, I.I., Marchenko, S.V., Tovmassian, G.H., 2000, “*Wind Inhomogeneities in WR Stars: IV. Using Clumps to Probe the Wind Structure in the WC8 Star HD 192103*”, ApJ, submitted
- Leuenhagen, U. & Hamann, W.-R., 1994, A&A 283, 567
- Leuenhagen, U., Hamann, W.-R. & Jeffery, C.S., 1996, A&A 312, 167
- Marchenko, S.V. & Moffat, A.F.J., 1999, A&A 341, 211
- de Marco, O. & Crowther, P.A., 1998, MNRAS 296, 419
- Meaburn, J., Lopez, A., Bryce, M., Mellema, G., 1996, A&A 307, 579

- Méndez, R.H., Herrero, A., Manchado, A., Kudritzki, R.P., 1991, *A&A* 252, 265
- Méndez, R.H. & Niemela, V.S., 1982, *IAU Symp. 99, Wolf-Rayet Stars*, eds. C.W.H. de Loore & A.J. Willis, 457
- Moffat, A.F.J., 1996, in *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution*, Proc. 33rd Liège International Colloq., eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset, & G. Rauw (Liège: Univ. Liège, Inst. d'Astrophys.), 199
- Neiner, C., Acker, A., Gesicki, K., Sczerba, R., 2000, *A&A* 358, 321
- Peña, M., Stasińska, G., Esteban, C., Koesterke, L., Medina, S., Kingsburgh, R., 1998, *A&A* 337, 866
- Pottasch, S.R., 1996, *Ap&SS* 238, 17
- Robert, C., 1992, PhD Thesis, Université de Montréal, Canada
- Schmutz, W., Hamann, W.-R., Wessolowski, U., 1989, *A&A* 210, 236
- Tylenda, R., Acker, A., Stenholm, B., 1993, *A&AS* 102, 595

## CHAPITRE 6

### Dust Formation in the Hot Massive Binary HD 192641 = WR 137 (WC7 + OB)

The Astrophysical Journal, **522**, 433 (1999)

Sergey V. Marchenko,<sup>a</sup> Anthony F.J. Moffat,<sup>a,b</sup> and Yves Grossdidier<sup>a,c</sup>

*Contribution d'Yves Grossdidier: estimation des magnitudes IR de WR 137 et des nuages de poussières; modèle de poussières et estimation des distributions de la masse au sein des nuages; cinématique des nuages; contraintes sur les rayons de WR 137 et de la composante OB à partir de la température des grains.*

---

<sup>a</sup> Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal (Québec), Canada, H3C 3J7; and Observatoire du Mont Mégantic; sergey@astro.umontreal.ca.

<sup>b</sup> Killam Fellow of the Canada Council for the Arts; moffat@astro.umontreal.ca.

<sup>c</sup> Observatoire Astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France; yves@astro.umontreal.ca.

## ABSTRACT

Medium-band ( $H'$  and  $K'$ ) images of the episodic dust-forming, long-period ( $\sim 13$  yrs) WC7+OB binary WR 137 were obtained with the NICMOS-2 camera of HST during periastron passage in 1997-1998. We have resolved, for the first time in any WR+OB binary, IR-emitting dust in the close environment of this system. The dust emission occurs in a few clumps within about  $0.5''$  of the star, as well as in a jet-like structure with total extension  $\approx 0.25''$ . The dust is likely either created or enhanced in the zone of gas shocked by wind-wind collision. We estimate the total mass of the resolved dust features during the 1997-1998 outburst to be  $\sim 2 \times 10^{-7} M_{\odot}$  ( $\sim 0.1 M_{\oplus}$ ), within a factor of three.

*Subject headings:* circumstellar matter — infrared: stars — stars: individual (HD 192641, WR 137) — stars: Wolf-Rayet

### 6.1 Introduction

The hostile environments of Wolf-Rayet (WR) stars render the process of dust formation virtually impossible without invoking unjustifiably large densities and opacities in the remote, dust-forming zones of WR winds, assumed to be smooth and homogeneous (Cherchneff et al., 1998). However, some carbon-rich Population I WR stars are *known* to be prolific dust-makers (Williams et al., 1987, Williams 1996). There are 2 basic channels of dust formation among the WC stars: (a)  $\sim$ constant, sustained formation in single WC stars, only of the coolest subtypes — practically all WC 9–10 and some WC 8; and (b) episodic formation in long-period binary WC + O systems with eccentric orbits. Among the some 7 systems in which episodic dust formation has been detected so far (Williams 1995), all have (confirmed or suspected) periods of several years, with no preference for hot or cool subtype WC stars. Recent observations (Williams 1996) have

shown that the IR flux of one of the 7 systems, HD 192641=WR 137 (WC7+OB, where the OB companion is O9 or later: Annuk 1998, private communication), was on the rise again a dozen years after a spectacular culmination of dust formation in 1984.4 (Williams et al., 1985). This long-period binary was the target of our 1997–1998 HST/NICMOS2 observational campaign.

## 6.2 Observations

We observed WR 137 and WR 138 (the latter as a point-spread function — PSF — reference star) for 2 orbits on 10 September, 1997, around the maximum of the IR K-band flux (Williams 1998, private communication), and for 1 orbit on 18 May, 1998. We used NICMOS Camera 2 (0.075"/pixel scale) of HST with the F165M (medium-band,  $\lambda_c = 1.65\mu\text{m}$ , H' hereafter) and F237M (medium-band,  $\lambda_c = 2.37\mu\text{m}$ , K' hereafter) filters (cf. Mackenty et al., 1997).

In 1997 we devoted one orbit to WR 137 immediately followed by one orbit for WR 138. In each case, we performed a sequence of short exposures ( $3 \times 0.20$  sec) in MULTI-ACCUM mode (Mackenty et al., 1997) with each sequence repeated 3 times per given position of the star on the Camera 2 detector. The position was changed 6 times in a spiral-dither pattern to improve sampling of the images. This provided a total of 18 (0.61 sec exposure each) images in H' and 18 images in K'. Then the star was observed in ACCUM mode (Mackenty et al., 1997), providing  $18 \times 19.6$ -sec 'long' exposures in each filter, taken in the same spiral-dither manner. The central ( $\approx 10 \times 10$  pixels) regions of the long-exposure images were grossly oversaturated.

In 1998 we changed our strategy, observing WR 137 and WR 138 together in 1 orbit: in each filter for each star we took 24 short MULTI-ACCUM ( $2 \times 0.20$  sec) exposures. This was done by implementing a 6-step spiral-dither pattern and repeating the short exposures 4 times at each dither step. The data were

calibrated using the pipeline software CALNICA and CALNICB (Mackenty et al., 1997, Voit 1997)

We found that in some of the 1997 short  $H'$  exposures (6 out of 18) the stars were close to the detector edges. We discarded those images and repeated the shift-and-add extraction on the remaining 12 images, with an additional oversampling by a factor 2, thus achieving a higher accuracy for the relative shifts. Also, we decided to repeat the shift-and-add combination on the  $2\times$  oversampled images from 1998, thus substantially improving the quality of the combined  $H'$  and  $K'$  images. We found some saturated pixels in the 1997 and 1998 short-exposure images (1-3 central pixels, mainly in  $H'$ ) and restored them to the values obtained from the intermediate unsaturated exposures (0.20 or 0.41 sec) of the MULTI-ACCUM sequences.

### 6.3 Results

Comparison of the 1997 and 1998 final images of WR 137 (Fig. 32) immediately provides evidence of substantial changes in the morphology of the  $K'$  images.

We can learn much more about these changes by applying a maximum entropy (ME) image restoration algorithm (the 'stdas.analysis.restore.mem' task of IRAF<sup>1</sup>) to the short-exposure images of WR 137 and using combined  $H'$  and  $K'$  images of WR 138 as a PSF reference. Before using WR 138 as a reference star, we removed its faint ( $\Delta m(H') = 3.4$  mag,  $\Delta m(K') = 4.0$  mag) and relatively distant ( $\Delta r = 0.90''$ , PA=52°) companion. The removal was performed with the assumption of a 2-axis symmetry, sufficiently followed for our purposes by the

---

<sup>1</sup>IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

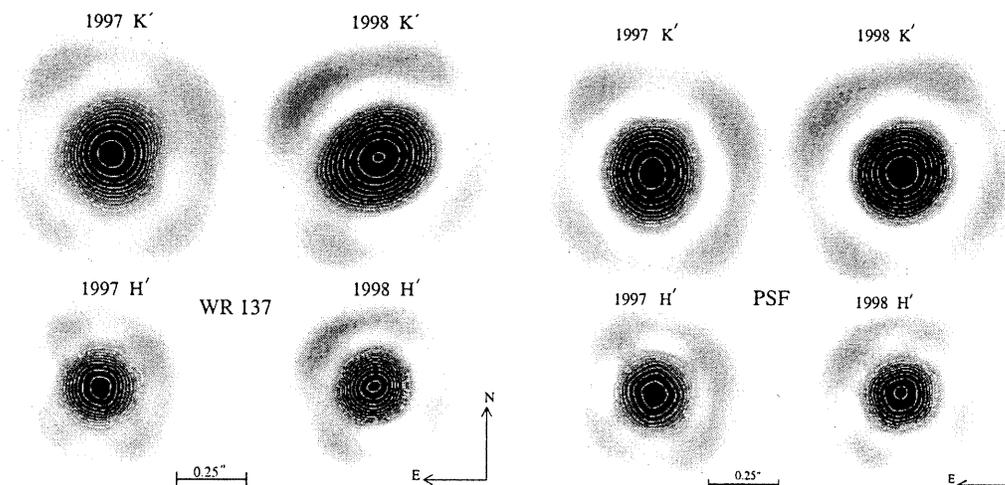


FIGURE 32. The original reduced images of WR 137 (left panel) and WR 138 (PSF, right panel) taken in the H' and K' filters. For better presentation, the images are subsampled, log-scaled and provided with overplotted iso-flux contours for the central parts.

NICMOS 2 images. The large numbers of accumulated photons in the combined H' and K' frames allowed us to enhance the resolution of the restored images by a factor three (cf. Lucy 1992 for the statistical justification of the resolution limit).

To verify the robustness of the image restoration procedure, we applied the ME restoration to each of the individual exposures (18 or 12 in 1997 and 24 in 1998) with subsequent shift-and-add combination of the individually restored images, as well as to the final, combined H' and K' images. These 2 approaches provided practically the same results. As an additional independent check, we used PSF functions generated by the Tiny Tim 4.4 software (Krist and Hook 1997). The restoration with the artificial PSFs produced images with morphology quite comparable to the images restored with the original WR 138-based PSF.

As the central parts of the long-exposure images were badly overexposed, we abandoned the ME image restoration there and applied a direct PSF subtraction via shift and rescaling of the WR 138 images to match the morphology of the unsaturated regions of the PSF pattern in WR 137 (cf. Krist 1997 for technical

details).

Finally, we measured the fluxes in the central  $r \leq 0.5''$  part of the original short-exposure H' and K' images of WR 137 and converted them into magnitudes (Fig. 33) using the most recent calibration tables (NICMOS Photometry Update 1998). The measured 1997–1998 H' magnitudes ( $m(1997) = 6.74$ ,  $m(1998) = 6.76 \pm 0.03$  mag) closely match the values obtained during the previous 1984.4 maximum (Williams et al., 1985, and references therein), while the K' values,  $m(1997) = 5.94$ ,  $m(1998) = 6.06 \pm 0.03$  mag, slightly exceed the corresponding *broad-band* K fluxes, as expected for a system containing a copious amount of hot dust with  $T_d \leq 10^3$  K.

Intercomparison of the ME-restored H' and K' 1997–1998 images (Fig. 34) provides a clue to the dust formation mechanism in WR 137. We see 3 distinct clumps,  $\Delta r \gtrsim 0.2''$  to the NW of the central star, in the 1997 K' image: summed over all 3 clumps,  $m(K', 1997) = 10.7$  mag,  $F(K') = 1.7 \cdot 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ , with  $\approx 50\%$  uncertainty introduced by the restoration. Two of them disappeared  $\approx 8$  months later, while the strongest one moved away from the star (Fig. 34: PA  $\approx -70^\circ$ ,  $m(K', 1998) = 13.1$  mag,  $F(K') = 1.8 \cdot 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ ).

Note that the weak emission bridging the two stronger clumps on the K' 1997 image (a peanut-like contour, Fig. 34) might be an artefact of the ME restoration, as can frequently happen for pairs of weak ( $\lesssim 1\%$  of the central source flux) features with mutual separation 1–2 pixels and  $\leq 5$  pixel separation from the central bright source (in original pixels).

Assuming (1) that the persistent clump moves with spatial velocity  $v = 1900 + 100 = 2000$  km/s, i.e. with the terminal velocity of the WC 7 wind in WR 137 (Eenens and Williams 1994) plus the drift velocity of the dust relative to the

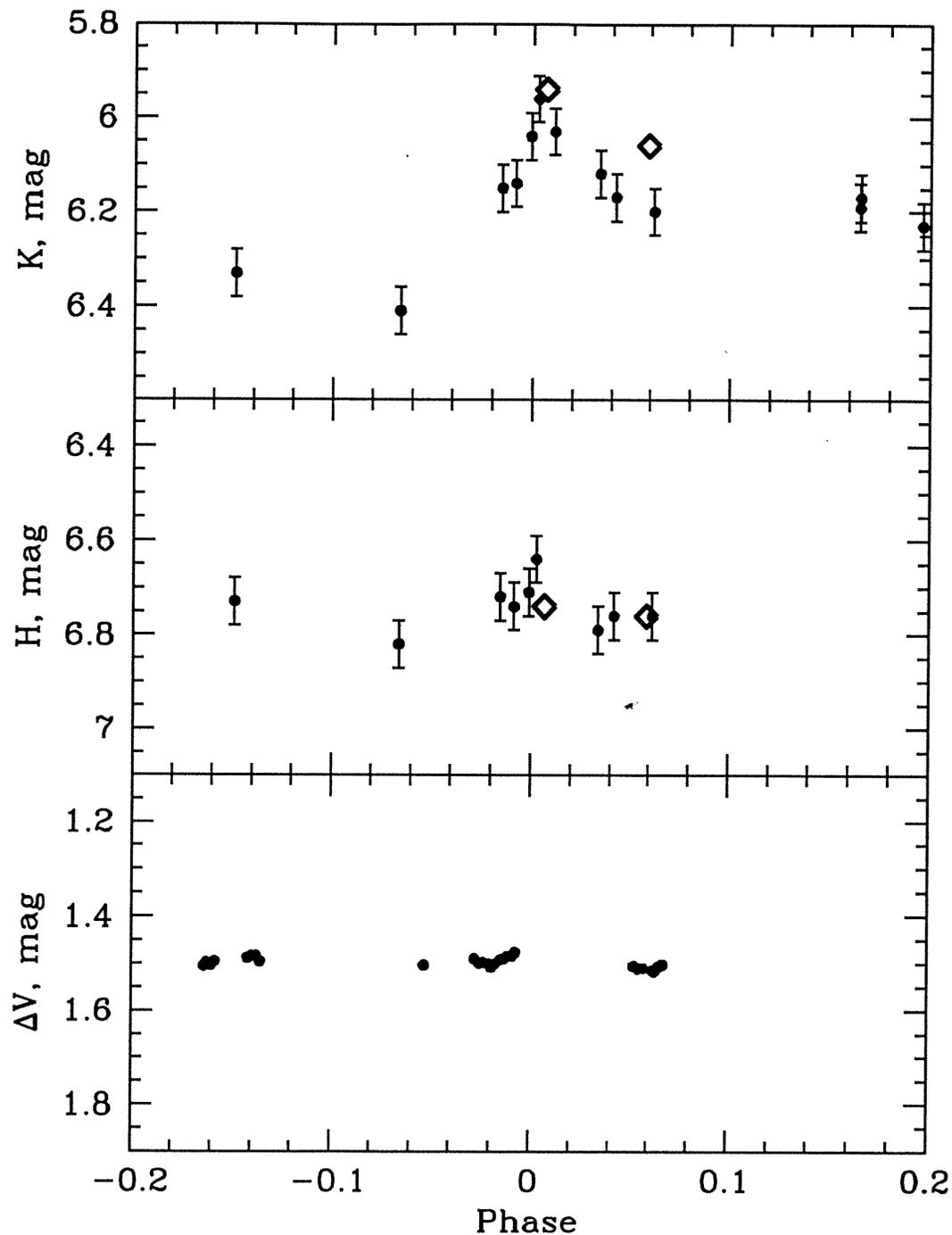


FIGURE 33. The K (upper panel) and H (middle panel) light curves of WR 137 at the 1984 periastron passage (Williams et al., 1985), with  $2\sigma$  error bars; diamonds denote the 1997–1998 NICMOS 2 observations, with their size corresponding to  $2\sigma$  error bars. Bottom panel: broadband V (Johnson) photometry of WR 137 obtained with an automatic photometric telescope (cf. Young et al. 1991) in 1995–1998; the data are averaged within 10 day intervals; the  $2\sigma$  errors are smaller than the point size.

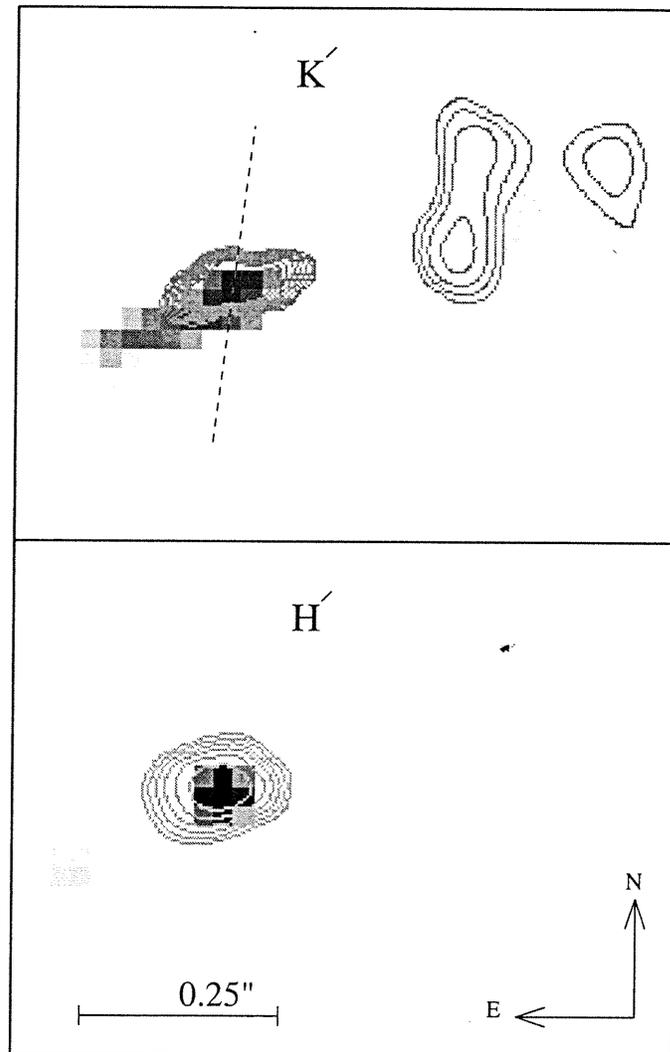


FIGURE 34. The maximum-entropy restored, factor-of-3 subsampled images of WR 137: grayscales show the 1998 H' and K' log-scaled observations; the contours (H' starting at  $\log F(H') = -16.4$ ,  $\Delta \log F = 0.44$  step; K' starting at  $\log F(K') = -17.3$ ,  $\Delta \log F = 0.32$  step; all units in  $\text{erg cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1} \text{ sec}^{-1} \text{ pix}^{-1}$ ) depict the 1997 H' and K' images. Note the movement of the faint clump at  $\text{PA} \approx -70^\circ$  and the development of a bright jet at  $\text{PA} \approx 110^\circ$  in the 1998 K' image. The dashed line indicates the probable orientation of the projected axis of symmetry of the flattened WR wind, as deduced from the intrinsic polarization (Harries et al. 1998).

ambient wind (of order  $10^2$  km/s: Zubko 1998); (2) a distance to the system of  $d=1.82$  kpc (van der Hucht et al., 1988); and (3) that the clump propagates in a direction that makes an angle  $i$  with the plane of the sky; we find  $i = 68^\circ \pm 10^\circ$ . Here we suggest that the uncertainty in  $i$  is dominated by the accuracy in measurement of the clump's 8-month displacement,  $\Delta r = 0.060'' \pm 0.025''$ .

The central source on the 1997 H' and, especially, K' images is elongated, with the major axis pointing to the ejected clumps. The K' image from 1998 shows a spectacular, bright (integrated flux:  $m(K', 1998) = 7.6$  mag,  $F(K') = 2.9 \cdot 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ , with  $\approx 30\%$  uncertainty due to overlap with the binary-star image) jet-like structure. The jet expands in approximately the same line pointing through the stellar image to the 1997 ejecta, but in opposite direction. Measuring the jet's extension and relating it to the  $v = 2000$  km/s spatial velocity (as above), we find that the jet moves at  $i \approx 27^\circ$  relative to the plane of the sky.

Clearly seen in the 1998 H' image, there is a hot clump positioned right at the jet's outer extremity. The ratio of the H' and K' fluxes in this clump provides a rough constraint for its temperature:  $T_{cl} \geq 2200 \text{ K}$ .

Turning to the PSF-subtracted long-exposure K' images of WR 137 from 1997 ( $18 \times 19.6$  sec, combined), we find that the space between and around the clumps is filled by an extremely weak, rather continuous emission (Fig. 35). This emission covers a region with an opening angle  $\Theta = 40^\circ - 60^\circ$  at PA  $\approx -50^\circ$  and extends out to  $r \approx 0.6 - 0.8''$  from the star, i.e. beyond the outermost clump in Fig. 34.

With a dearth of vital information about the spatial distribution of dust emissivity at different wavelengths (except for the clump in the jet, apparently formed out of thermal equilibrium), we do not apply any sophisticated modeling.

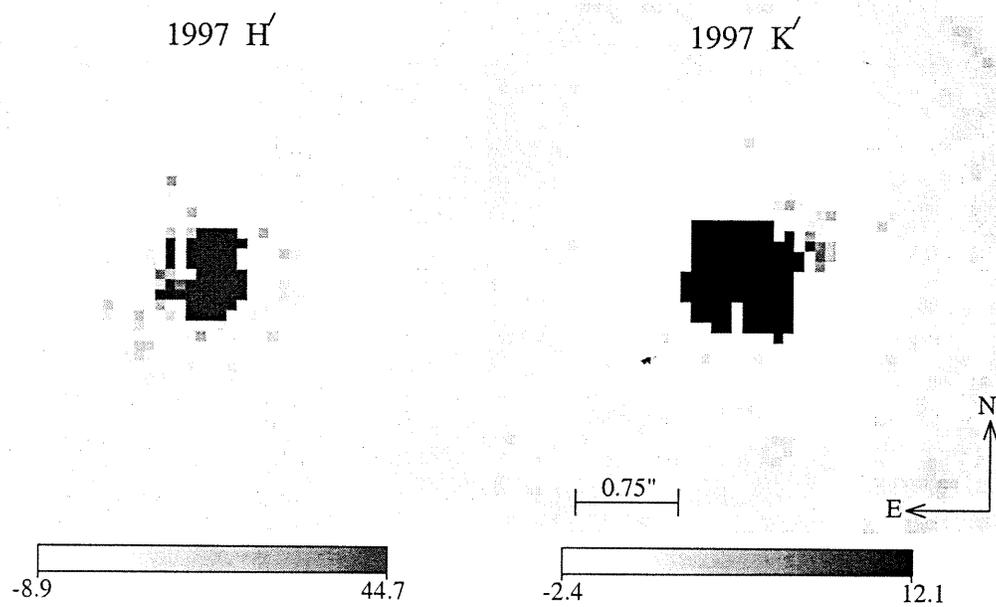


FIGURE 35. The H' and K' 1997 long-exposure images of WR 137 after direct PSF subtraction. The grayscales are in units of  $10^{-18} \text{ erg cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1} \text{ sec}^{-1} \text{ pix}^{-1}$ . Black regions correspond to saturated pixels. Note the extended negative-flux spot at  $PA \approx 45^\circ$  produced by the faint companion of WR 138.

Instead, we only approximately estimate the amount of ejected dust under some rather simplistic assumptions.

When calculating the mass of the dust, we assume that the grains remain in thermal equilibrium, i.e. all the absorbed WR 137 radiation (from the ultraviolet to the optical, covering the peak of the grain opacity and the stellar radiation) is re-emitted in the infrared. We neglect heating by scattered light; in so doing, we somewhat overestimate the steepness of the temperature gradient. However, this effect cannot be very important, due to the small sizes of carbon grains formed in WR winds (Zubko 1998). In partial compensation, we expect some steepening of the temperature gradient from the absorption of stellar ultraviolet photons by the grains. Under the assumption of an optically thin (in the infrared) dust cloud (see Williams et al., 1987 for a demonstration), one can write:

$$4\pi d^2 F_\lambda = N \times 4\pi a^2 Q_\lambda(a) \times \pi B_\lambda(T_g), \quad (6.1)$$

where  $F_\lambda$  is the infrared flux,  $d$  is the distance from the central star to the cloud,  $N$  is the total number of dust grains within the cloud,  $a$  is the radius of the dust grains (for simplicity we assume them to be spherical and all of the same radius),  $Q_\lambda(a)$  is the absorption cross-section of a grain, and  $B_\lambda(T_g)$  is the Planck function (as a good first approximation for the ~featureless  $\lambda\lambda 2 - 10 \mu\text{m}$  energy distribution in WR 137 during maximum light) for a given effective temperature  $T_g$  of the grains. Then the integrated (over the given line of sight, i.e. for a given pixel in the restored image) mass of the dust is:

$$M_{dust} = \frac{4}{3}\pi a^3 N \rho_g, \quad (6.2)$$

where  $\rho_g$  is the density of a grain. Substituting for  $N$  from eqn. (6.2) into eqn.

(6.1) leads to:

$$M_{dust} = \frac{4}{3} \frac{a}{Q_\lambda(a)} \rho_g \frac{d^2 F_\lambda}{B_\lambda(T_g)}. \quad (6.3)$$

Following the discussions in Williams et al. (1987) and Zubko (1998), we assume amorphous carbon,  $\rho_g \approx 2g\text{ cm}^{-3}$ , to be the main constituent of the dust that condenses around WR 137, and then adopt the scaling  $Q_\lambda(a) \propto a \times \lambda^{-1}$  (Borghesi et al. 1985, Bussoletti et al. 1987, Preibisch et al. 1993, Henning et al. 1995, and references therein). I.e., we adopt  $Q_\lambda(a)/a = k \times \lambda^{-1} \approx 2.2 \times \lambda^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , with the constant  $k$  chosen to provide the best fit in the ultraviolet. For optically thin dust the temperature  $T_g$  of a grain of radius  $a$ , located at a distance  $d$  from a star whose radius is  $R_*$  and effective temperature is  $T_*$ , is given by

$$4\pi a^2 \bar{Q}(a, T_g) \sigma T_g^4 = \pi a^2 \bar{Q}(a, T_*) 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4 / 4\pi d^2, \quad (6.4)$$

where  $\sigma$  is the Stefan-Boltzmann constant, and  $\bar{Q}$  is the Planck-averaged cross-section (Draine 1981). This averaged cross-section has to be calculated via convolution with a real, non-Planckian stellar flux distribution for WR and O9 (or later) components. However, we neglect the relatively small ( $\lesssim 30\%$ ) difference between the Planckian and non-Planckian  $\bar{Q}$ s, as much larger uncertainty may arise from the poorly known (factor of 5: Jura 1986) value of  $Q_\lambda(a)$ . Therefore, for the Planckian energy distribution of the stellar flux we have:

$$\bar{Q}(a, T_g)/a = \frac{15}{\pi^4} \frac{k_B}{hc} k \Gamma(5) \zeta(5) T_g \approx 5.85 \cdot 10^{-4} \times T_g, \quad (6.5)$$

where  $\Gamma$  is the Gamma function,  $\zeta$  is the Riemann zeta function, and  $k_B$  is the Boltzmann constant.

Substitution of  $\bar{Q}(a, T_g)$  from (6.5) into (6.4) gives  $T_g$  as a function of

$\bar{Q}(a, T_*)$ ,  $T_*$ ,  $R_*$  and  $d$ , and then allows the dust mass to be estimated through equation (6.3), where  $F_\lambda$  corresponds to the directly observed K' fluxes. Adopting  $T_* = 35000$  K,  $R_* = 10 R_\odot$  [as a compromise between typical values for O9 (Howarth and Prinja 1989) and WC7 stars (Koesterke and Hamann 1995)]; estimating  $\bar{Q}(a, T_*)/a = 20.6 \mu\text{m}^{-1}$ ; and using for  $d$  the projected distance on the sky, we find a total mass of  $\geq 5.4 \cdot 10^{-9} M_\odot$  for the two non-persistent clouds in 1997, with  $T_g \leq 560 \pm 25$  K for the cloud closer to the star and  $T_g \leq 485 \pm 15$  K for the more distant clump (Fig. 36). For the persistent cloud we take the true distance deduced from its motion at  $i = 68^\circ$  to the plane of the sky, and find  $M_{dust} \approx 2.3 \cdot 10^{-7} M_\odot$ ,  $T_g = 405 \pm 25$  K in 1997 and  $\approx 2.2 \cdot 10^{-7} M_\odot$ ,  $T_g = 370 \pm 10$  K in 1998 (Fig. 36). The mass of this dust clump is thus conserved. In terms of its true, deprojected distance, we estimate the mass of the 'jet' to be  $M_{dust} \approx 1.7 \cdot 10^{-9} M_\odot$ , with the temperature of the dust varying between  $T_g = 1360 \pm 340$  K and  $T_g = 650 \pm 20$  K for the inner to the outer extreme. All the assumptions and simplifications introduce a factor of  $\approx 3$  uncertainty in our  $M_{dust}$  estimations. Note that Williams et al. (1987) have estimated the total mass of the dust created in the 1984 outburst as  $3.8 \cdot 10^{-8} M_\odot$ , applying the model of a spherically symmetric dust shell.

## 6.4 Discussion

WR 137 has no close companions, based on  $0.05''/\text{pix}$  Johnson UB $V$ -band imaging from HST/WFPC2 (D. Wallace, 1998, private communication). Thus, none of the observed IR features originate from close faint background stars. Would we know the true spatial orientation and parameters of WR 137's orbit, the interpretation of the 1997–1998 dust formation episode would be quite straightforward. However, the orbital elements are very uncertain (Annuk 1995), except for the period,  $P = 13.2 \pm 0.2$  yrs (Williams 1998, private communication), which is estimated from the time lag between the two consecutive IR maxima. This

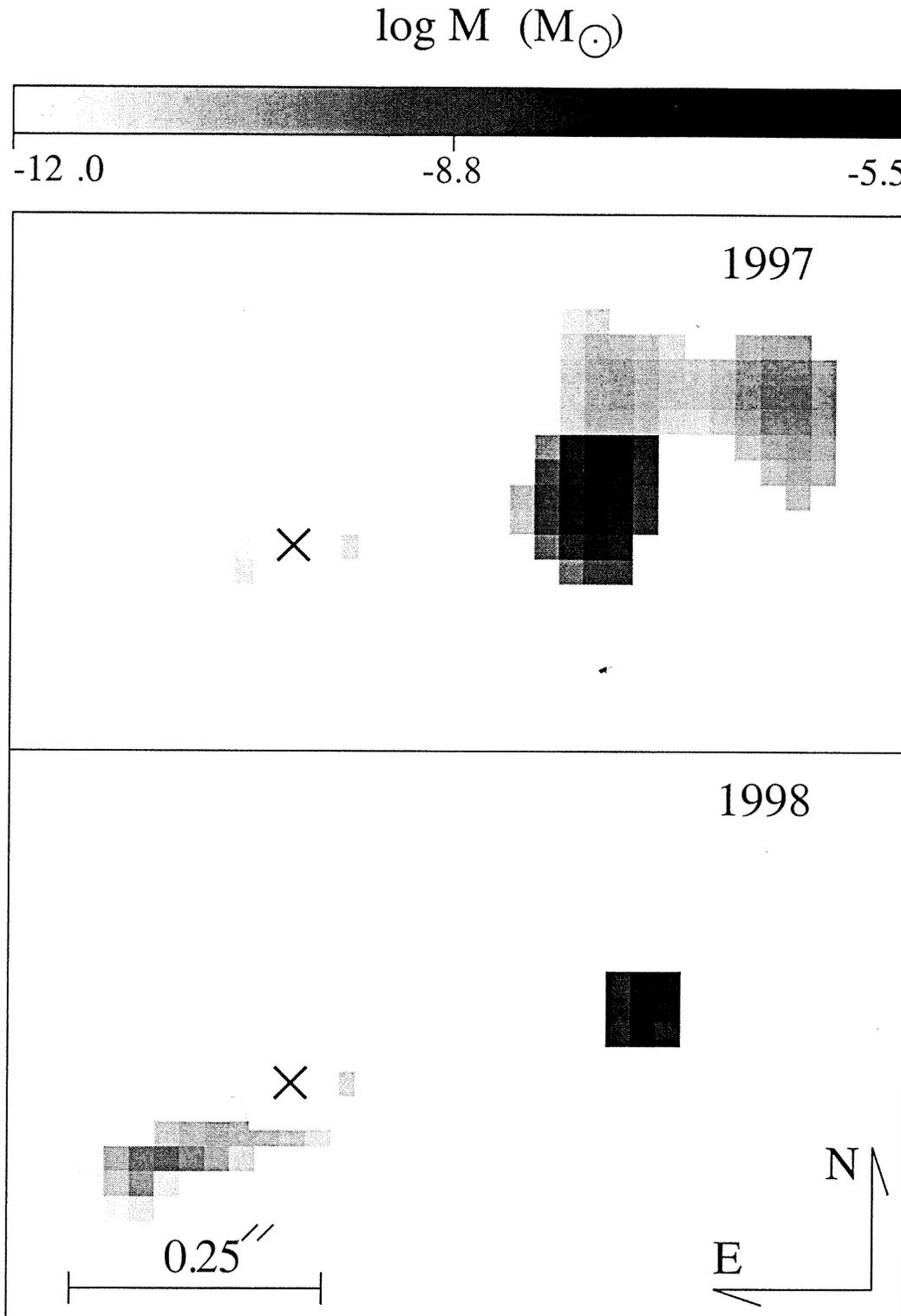


FIGURE 36. The mass distribution of the dust as derived from the K' 1997–1998 images, with the scale: 1 subpixel =  $0.025'' \approx 2.2 \times 10^{-4} \text{ pc} \approx 45 \text{ AU}$  at  $d=1.82 \text{ kpc}$ . The crosses mark the binary position, uncertain to  $\pm 1$  subpixel. The true binary separation would be  $\lesssim 0.01''$  at these phases.

assumes that the IR maxima are caused by an increased dust formation rate during periastron passage, by direct analogy with the episodic dust formation in the well-known long-period WC7 + O4-5V binary WR 140 (Williams 1995). It is worth mentioning that the radio spectral index of WR 137 from data obtained at various epochs,  $\alpha = 0.0 \pm 0.2$  (star: Dougherty 1999; stellar surroundings: Pineault 1998), points to a combination of thermal and non-thermal radio flux, with the latter likely coming from the wind-wind interaction zone, as occurs in WR 140. At least we can deduce that the orbit of WR 137 is viewed nearly edge-on, judging by the relatively high observed radial velocity amplitudes (Annuk 1995), assuming small ( $e \leq 0.3$ ) eccentricity, and taking the mass of the late-type companion to be  $\sim 30 M_{\odot}$ . Another important detail to be considered is the clear indication from the pronounced line depolarization that the wind of the WR component in WR 137 is flattened, with an equator-to-pole wind density ratio  $\sim 2 - 3$  (Harries et al., 1998). In Fig. 34 we indicate the orientation of the continuum polarization vector, as measured by Harries et al. (1998). Within the claimed uncertainties (e.g. unknown interstellar polarization), we conclude that the orientation of the zone of enhanced WR wind density corresponds roughly to the plane of preferential dust ejection, when the clumps, jet-like structure, and elongation of the central source are considered together.

All these details together allow us to derive an approximate scenario for the dust formation in WR 137. In Fig. 37 we depict only the brightest and closest dust formation region, which can be seen as a ‘jet’ in the 1998 K’ image. The 1997 clumps, as well as the hot dust clump of 1998 are beyond the borders of this diagram. The viewer sees the system practically edge-on. The dust clumps (one persisting through 1997–1998 and two disappearing in 1998) may result from earlier stages of dust formation. Indeed, judging by the general appearance of the IR (H,K,L) light curves (Williams 1996, 1997; Williams 1998, private communication) one may conclude that: a) a significant fraction of the dust starts to form long ( $\sim 2 yrs$ ) before periastron passage; and b) the dust formation

process may consist of a few large (occurring just after periastron passage — the jet?), as well as many smaller dust formation outbursts (the clumps?). The symmetry of the 1998 H' image at the central star means that the 1998 jet-like structure is likely well detached from the central star in 1998. Otherwise, the flux coming from the relatively hot dust in the vicinity of the star would make the 1998 H' stellar image perceptibly elongated. The dust could start forming as close as  $r \lesssim 10^2 \text{AU}$ , i.e. at  $r \leq 5r_0$  ( $r_0 =$  mean orbital separation). This limit is based on the  $\approx 3$ -pixel extension of the ME-restored image of the central binary star in 1998, along with the oblateness of the 1997 H' image slightly exceeding the 3-pixel limit (Fig. 34). There is mounting evidence (Crowther 1997, Veen et al. 1998) for the formation of optically dense dust clouds at  $r \sim 1 - 10 \text{AU}$ , inferred from the spectacular photometric and spectral variations in some dust-forming WC stars. For a long-period binary like WR 137, the wind-wind interaction zone will certainly be adiabatic (Stevens, Blondin and Pollock 1992), thus implying that the dust formation *inside* this zone would start at  $r \gg r_0$ . However, the dust formation in WR 137 tends to start much closer and, quite probably, is triggered or substantially enhanced by the wind-wind collision, in direct analogy to the prototype, episodic dust-forming binary WR 140 (Williams 1996). This immediately leads to two interesting, although speculative, conclusions: (a) there are deviations from the adiabatic, stationary scenario, possibly caused by instabilities in the WWC zone; (b) the *initial* dust formation takes place inside numerous dense clumps randomly distributed in the WR wind; however, we observe only these clumps that are 'processed'/enhanced in the WWC zone.

The total extension of the jet (Fig. 34),  $l_{dust} = 0.25'' \pm 0.05'' \approx 450 \text{AU} \approx 7 \cdot 10^{15} \text{cm} \approx 10^4 R_*$ , matches well the estimations of the dust shell size in WR 137, with  $r_{in} = 6130 R_*$  (inner radius),  $r_{out} \approx 2r_{in} \sim 10^4 R_*$  (outer radius), made by Williams et al. (1987) under the simplifying assumption of spherical symmetry. Practically the same dust envelope size,  $l_{dust} = 7 - 9 \cdot 10^{15} \text{cm}$  (diameter,

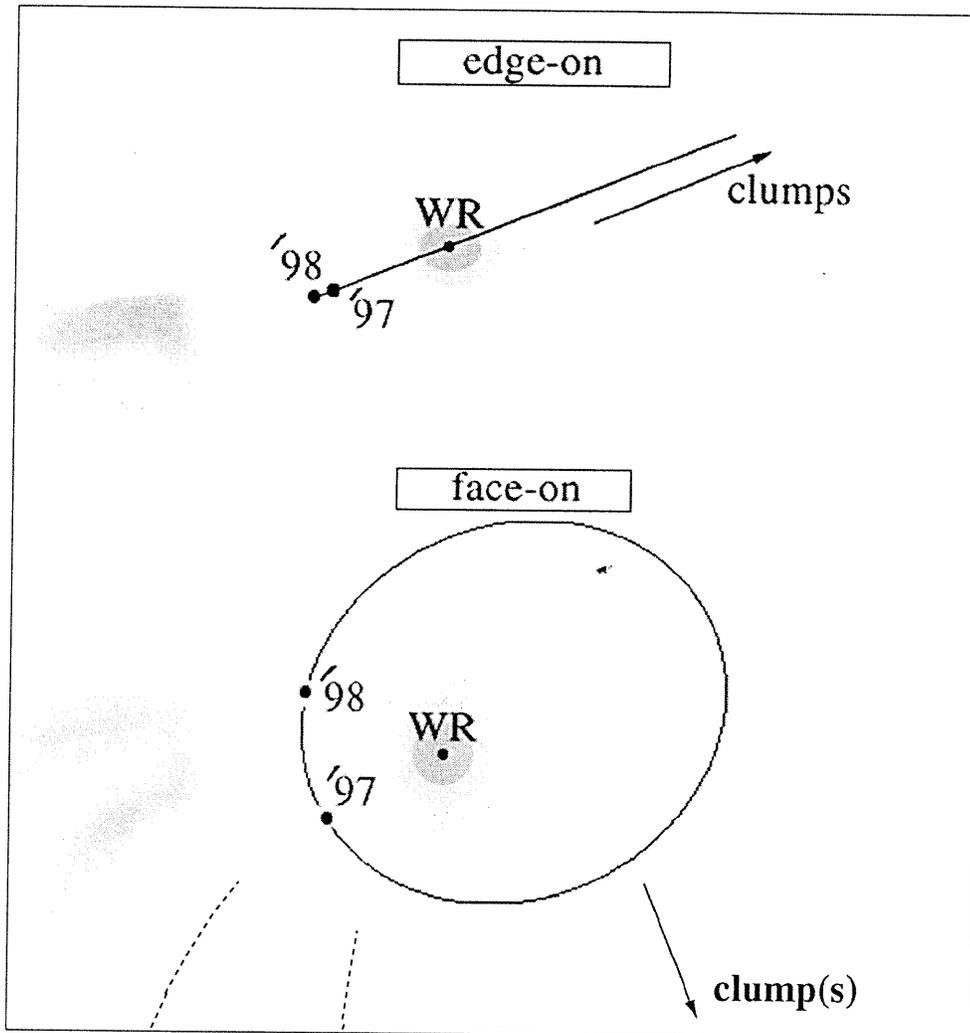


FIGURE 37. Sketch of the 1997–1998 dust formation episode in WR 137 in two different views. The observer is closer to the edge-on view.

assuming a uniform disk model), was deduced for the IR-bright WC9 star WR 104 from speckle interferometry (Dyck et al., 1984). Recent observations by lunar occultation of the dust shell around the presumably single WC9 star WR 112 point to an asymmetric dust condensation zone of  $\sim 0.06''$  extension (Ragland and Richichi 1999).

If the dust fills in (though, not uniformly) the region of the wind-wind collision (WWC) zone, then the angular extension of the weak emission seen in the long-exposure 1997  $K'$  images enables us to estimate the opening angle of the WWC zone as  $\Theta = 40^\circ - 60^\circ$ . Taking  $v_\infty(WR) = v_\infty(O)$ ,  $\dot{M}(WR) = 8 \cdot 10^{-5} M_\odot/yr$  (Howarth and Schmutz 1992) and using the formalism of Eichler and Usov (1993) which relates the WWC opening angle to the momentum flux ratio of the two winds, we find that  $\dot{M}(O) = (0.4 - 1.6) \cdot 10^{-6} M_\odot/yr$ , within the broad range derived for late-type O stars (Howarth and Prinja 1989). The given opening angle, when converted into the volume of the WWC zone, provides an estimate for the efficiency of the gas-to-dust conversion (taking the efficiency as  $M_{dust}/M_{gas}$  for the same fixed volume) under the assumption that the 1997–1998 persistent dust clump (i.e. the dominating mass) was produced in the WWC zone ( $\Theta \sim 60^\circ$ ), which starts at  $r = r_0$  (orbital separation) and extends to  $n \times r_0$ . The efficiency is implausibly high, practically 100%, if the dust formation zone is extended between  $r_0$  and  $2r_0$ . It asymptotically approaches a more acceptable value,  $\approx 10\%$  (cf. Zubko 1998), for larger extensions of the WWC zone. Our resolution limit provides  $n \gtrsim 5$ . Overall, for the *total* volume of the WR wind, the gas-to-dust conversion efficiency is  $\approx 1\%$ , judging by the calculated mass of the dust and known mass loss rate (Howarth and Schmutz 1992).

Note that within the assumptions and simplifications, the mass estimates are sensitive to the stellar temperature and radius, as  $T_g \propto T_*^{0.8} R_*^{0.4} (\bar{Q}(a, T_*)/a)^{0.2}$ . For typical temperatures of the directly observed dust,  $T_g < 10^3$  K, a twofold increase in  $R_*$  (note that  $R_*$  defines an ‘effective’ radius for the WC7 and O9

components in WR 137) leads to a moderate,  $\approx 30\%$  increase in  $T_g$ . However, this results in a dramatic, more than an order-of-magnitude, hike in  $M_{dust}$ , caused by the sharp sensitivity of  $F_\lambda$  (see equation (6.3)) to  $T_g$  for  $\lambda = 2.4 \mu\text{m}$  and  $T_g < 10^3$  K. Such an increase in  $M_{dust}$  cannot be tolerated, since it would require unreasonably high (up to 100% for the spatially inhomogeneous dust distribution) efficiencies of the gas-to-dust conversion. Thus, we can safely rule out large ( $R_* > 20R_\odot$ ) radii for both stars in WR 137, for their given effective temperature.

The dust formation and its spatial distribution in WR 137 are governed by 4 main factors: (1) The changing orbital separation of the components, which may bring an order-of-magnitude density enhancement at periastron vs. apastron in the dust-producing region; (2) Instabilities in the WR wind and/or instabilities in the WWC zone resulting in dense clumps, where one may expect large density enhancements. So far, there are no reliable  $\Delta\rho$  estimations in the generally clumpy (Moffat and Robert 1994, Lépine and Moffat 1999) WR winds. The only remote analogy to invoke for an assessment of stellar wind type  $\Delta\rho$  are the distant ( $d \lesssim 10^2 R_*$ ) clumps in the dust-forming winds of red supergiants (Richards et al., 1997), where  $\Delta\rho \sim 30\rho_0$ ; (3) The instabilities are closely related to shocks and, as a consequence, to strong temperature fluctuations (e.g. the hot clump in the 1998 H' image, Fig. 34). The dust formation chemistry may be dramatically different, depending on whether the outflow is smooth and homogeneous, or turbulent and shocked (Sedlmayr 1997, Willacy and Cherchneff 1998); (4) To a lesser degree, the dust formation may be boosted by an additional  $\Delta\rho \sim (2 - 3)\rho_0$  density enhancement from the flattened WR wind, which for WR 137 happens to be roughly co-planar with the binary orbit.

These simplified estimates provide a substantial, overall  $\Delta\rho \sim 10 \times 30 \times 3 \sim 10^3\rho_0$  gain in the gas density for the clumps formed in the vicinity of the O component, at  $d > r_0$ , with  $r_0 \sim 3 \times 10^{14} \text{ cm}$  (mean orbital separation). The dust formation in the hostile environments of WR winds requires both very large

densities and very high opacities (Cherchneff et al., 1998). Taking the mass and the size of the persistent 1997–1998 clump as an example, we estimate that this clump’s dust provides  $\tau_{UV} \sim 8$  for the Plank mean absorption coefficient (cf. Williams et al., 1987)  $\kappa = 7.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . This immediately creates an additional source of uncertainty for all our mass and temperature estimations, which, under the initial simplifications, cannot account for such a large optical depth. The full treatment of the problem, with the starting assumption of an optically thick medium, is far beyond the scope of this paper. Moreover, the data are of insufficient quantity (no colour information) to provide any meaningful restrictions. Even with all the data in hand, we have no means to answer one important question: are the large-scale clumps, with sizes of  $\sim 10^{15} \text{ cm}$  (as observed in WR 137 under the assumption that we resolve them), internally homogeneous, or do they bear the imprint of a fractal structure? This would further complicate and profoundly alter the interpretation of the results derived for a system with a circumstellar envelope of large optical depth. However, the problem may not be quite as serious as it seems. In some continuously dust-producing WC 8–9 stars there is strong evidence that the circumstellar dust envelope might be optically thick in the ultraviolet (Williams et al., 1987). On the other hand, the stellar temperatures of these stars seem to be practically unaffected by the surrounding optically thick dust envelope. This might signify that the circumstellar envelopes consist of numerous, randomly distributed dense dust clumps with overall outward motion, causing relatively brief, deep stellar occultations (Veen et al., 1998, Crowther 1997), but not seriously affecting the time-averaged stellar characteristics.

## 6.5 Conclusions

We have used the HST/NICMOS 2 camera to image directly, for the first time, the dust outflow enhanced via wind-wind collision in a massive binary

system. The directly resolved dust in WR 137 provides important insight into the physics of dust formation in the hostile environments of WR winds. However, this is only a beginning; multi-wavelength data with even better spatial resolution will be needed for adequate probing of the physical conditions in the dust-forming zones of WR winds.

### **Acknowledgments**

We thank V. Zubko and P. Williams for commenting on the draft version of this paper. Some important details have been clarified after lively discussions with S. Zhekov. We are very grateful to STScI for the discretionary time, and to FCAR (Québec) and NSERC (Canada) for financial aid.

## RÉFÉRENCES

- Annuk, K. 1995, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, K. A. van der Hucht and P. M. Williams, Dordrecht: Kluwer, 231
- Borghesi, A., Bussoletti, E., Colangeli, L. 1985, *A&A*, 142, 225
- Bussoletti, E., Colangeli, L., Borghesi, A., Orofino, V. 1987, *A&AS*, 70, 257
- Cherchneff, I., I., Le Teuff, Y. H., Williams, P. M., and Tielens, A. G. G. M., 2000, *A&A*, 357, 572
- Crowther, P. A. 1997, *MNRAS*, 290, L59
- Dougherty, S. M. 1999, *IAU Symp. 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, eds. K. A. van der Hucht, G. Koenigsberger and P. R. J. Eenens, San Francisco, Calif.: Astronomical Society of the Pacific, p. 348
- Draine, B.T. 1981, *ApJ*, 245, 880
- Dyck, H. M., Simon, T., Wolstenkroft, R. D. 1984, *ApJ*, 277, 675
- Eenens, P. R. J., and Williams, P. M. 1994, *MNRAS*, 269, 1082
- Eichler, D., and Usov, V. 1993, *ApJ*, 402, 271
- Harries, T. J., Hillier D. J., and Howarth, I. D. 1998, *MNRAS*, 296, 1072
- Henning, T., Michel, B., Stognienko, R. 1995, *Planet. Sp. Sci.*, 213, 1333
- Howarth, I. D., and Prinja, R. K. 1989, *ApJS*, 69, 527
- Howarth, I. D., and Schmutz, W. 1992, *A&A*, 261, 503

- Jura, M. 1986, ApJ, 303, 327
- Koesterke, L., and Hamann, W.-R., 1995, A&A, 299, 503
- Krist, J. E. 1997, 1997 HST Calibration Workshop, S. Casertano et al., Baltimore: STScI, 271
- Krist, J. E., and Hook, R. N. 1997, 1997 HST Calibration Workshop, S. Casertano et al., Baltimore: STScI, 192
- Lépine, S. & Moffat, A.F.J., 1999, ApJ, 514, 909
- Lucy, L. B. 1992, AJ, 104, 1260
- Mackenty, J. W., et al. 1997, NICMOS Instrument Handbook, Version 2.0, Baltimore: STScI
- Moffat, A. F. J., and Robert, C. 1994, ApJ, 421, 310
- NICMOS Photometry Update, 1998<sup>2</sup>
- Preibisch, T., Ossenkopf, V., Yorke, H.W., Henning, T. 1993, A&A, 279, 577
- Pineault, S. 1998, AJ, 115, 2483
- Ragland, S, and Richichi, A. 1999, MNRAS, 302, L13
- Richards, A. M. S., Cohen, R. J., and Yates, J. A. 1997, Ap&SS, 251, 55
- Sedlmayr, E. 1997, Ap&SS, 251, 103
- Stevens, I. R., Blondin, J. M., and Pollock, A. M. T. 1992, ApJ, 386, 265
- van der Hucht, K. A., Hidayat, B., Admiranto, A. G., Supelli, K. R., and Doom, C. 1988, A&A, 199, 217
- Veen, P. M., van Genderen, A. M., van der Hucht, K. A., Li, A., Sterken, C., and Dominik, C. 1998, A&A, 329, 199

---

<sup>2</sup>[http://www.stsci.edu/ftp/instrument\\_news/NICMOS/nicmos\\_doc\\_phot.html](http://www.stsci.edu/ftp/instrument_news/NICMOS/nicmos_doc_phot.html)

- Voit, M. 1997, HST Data Handbook, Version 3, Baltimore: STScI
- Willacy, K., and Cherchneff, I. 1998, A&A, 330, 676
- Williams, P. M. 1995, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution, K. A. van der Hucht and P. M. Williams, Dordrecht: Kluwer, 335
- Williams, P. M. 1996, Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution, J.-M. Vreux et al., Belgique: Université de Liège, 135
- Williams, P. M. 1997, Ap&SS, 251, 321
- Williams, P. M., Longmore, A. J., van der Hucht, K. A., Talevera, A., Wamsteker, W. M., Abbott, D. C., and Telesco, C. M. 1985, MNRAS, 215, 23p
- Williams, P. M., van der Hucht, K. A., and Thé, P. S. 1987, A&A, 182, 91
- Young, A. I., et al. 1991, PASP, 103, 221
- Zubko, V. G. 1998, MNRAS, 295, 109

## CHAPITRE 7

### Les nébulosités circumstellaires, leur fragmentation

À chaque instant, les étoiles chaudes déposent dans le milieu interstellaire de la masse  $\dot{M}$ , de la quantité de mouvement  $\dot{M}v_\infty$  et de l'énergie cinétique  $L_{vent} = \frac{1}{2}\dot{M}v_\infty^2$ . Le moteur de cette dynamique est en grande part la radiation stellaire qui instaure le vent chaud, et donc détermine le dépôt effectif de ces grandeurs physiques fondamentales dans le MIS. On peut donc s'attendre à ce que la morphologie et la dynamique des nébuleuses circumstellaires soient essentiellement déterminées par l'histoire des vents de l'étoile centrale chaude. Par *histoire des vents*, nous entendons les différents régimes de vents délivrés par une seule et même étoile centrale au cours de son évolution. Outre la vitesse terminale, les paramètres cruciaux des vents sont, bien sûr, le taux de perte de masse, éventuellement réduit selon le degré de fragmentation de l'écoulement, mais aussi leur géométrie.

L'histoire d'une bulle de gaz soufflée par un vent stellaire est composée de plusieurs phases qui se distinguent, d'une part, par la comparaison de la masse éjectée avec la masse du MIS déplacé et, d'autre part, par la comparaison du temps caractéristique d'expansion au temps de refroidissement du gaz par rayonnement. La structure et la dynamique des nébuleuses transmettent une information sur les vents stellaires eux-mêmes, mais aussi sur la nature et la distribution du MIS ambiant. Ce MIS étant structuré par l'histoire des vents, il ne peut être considéré homogène ni de densité constante (par exemple, la densité du vent lent est approximativement en  $r^{-2}$ ).

Les photons ultraviolets stellaires, eux, se chargent d'ioniser une part de plus

en plus grande de la matière stellaire ou interstellaire environnante. Les fronts d'ionisation sont matérialisés par une augmentation de la pression du vent lent. L'expansion de la bulle est alors ralentie voire stoppée. Il s'établit un équilibre entre le chauffage par photo-ionisation et le refroidissement par rayonnement de la nébuleuse qui atteint alors des températures électroniques d'environ 10000 K. De telles interactions de vents ont déjà été simulées en une dimension spatiale (D'Ercole 1992) mais il est possible d'étudier le problème de l'expansion des bulles analytiquement, tout au moins dans les premiers temps de leur formation (tant que l'expansion apparaît libre): quand la bulle devient assez grande pour que l'étoile puisse être comparativement considérée ponctuelle, plus aucune unité de longueur naturelle n'intervient dans le problème et on peut, certes, chercher des solutions dites auto-similaires<sup>1</sup>, mais ces solutions perdent toute validité dès que des instabilités hydrodynamiques se développent. Le recours à la simulation hydrodynamique est donc nécessaire, et préférentiellement en au moins deux dimensions pour rendre compte de la forme des instabilités.

Plusieurs auteurs se sont intéressés à la simulation de l'évolution des voisinages stellaires à l'aide de codes hydrodynamiques 2D prenant en compte tous les paramètres des vents stellaires successifs tels que nous les concevons. Ces codes tentent de reproduire la morphologie, la taille et la dynamique nébulaires observées aujourd'hui. Dans certains cas on peut découvrir que le vent lent, antérieur au vent rapide, était probablement axisymétrique avec un renforcement équatorial de la densité (Mellema 1995), ce qui suggère une binarité du noyau (Rasio & Livio 1996). Dans d'autres cas, il est même possible de contraindre la valeur du taux de perte de masse actuel de l'étoile centrale (réduction d'un facteur 10 de  $\dot{M}$  pour l'étoile centrale WR136 de NGC 6888; García-Segura & Mac Low 1995). On a pu aussi comprendre que l'interaction du vent rapide avec un vent lent axisymétrique peut être à l'origine de jets ou d'ansae (Frank *et al.* 1996).

---

<sup>1</sup>Une solution est dite auto-similaire quand ses profils spatiaux de la vitesse, de la densité et de la pression, à un instant donné, se déduisent de ce qu'ils sont à un autre instant par un changement d'échelle spatiale et d'amplitude.

## 7.1 Phase d'expansion libre

Quand le vent rapide s'enclenche, sa rencontre avec le vent lent génère une onde de choc qui se propage et chauffe les éjectas du vent lent. Tant que la masse des éjectas rapides est très supérieure à la masse du vent lent balayée, il se déroule une phase dite d'expansion libre. Quand la masse balayée prend de l'importance, elle réagit sur les éjectas du vent rapide et un choc en retour est créé. Dans le référentiel du fluide rapide, ce choc en retour se propage en sens inverse de l'expansion mais, globalement, le fluide étant en expansion assez rapide, le choc en retour se propage malgré tout vers l'extérieur. Ce choc en retour est dépassé par les éjectas du vent rapide qu'il *chauffe et ralentit*.

Les éjectas du vent rapide, choqués, et les éjectas du vent lent, balayés, sont reliés par une *discontinuité de contact*, frontière où la température et la densité peuvent être discontinues, la pression demeurant constante. De part et d'autre de la discontinuité de contact, les composantes normales des vitesses exprimées dans le référentiel de la discontinuité sont nulles, mais les composantes tangentielles peuvent être discontinues. Cette structure en double choc est caractéristique des bulles soufflées par un vent stellaire (voir figure 38).

La dynamique de la nébuleuse est maintenant tributaire de la nature du choc interne. Si ce choc est adiabatique, le vent rapide chauffé le demeure, il a une très grande pression qui est le moteur de l'expansion ultérieure. Si le choc est radiatif, c'est la quantité de mouvement du vent rapide qui détermine l'expansion (García-Segura 1994). La réalité se situe certainement entre ces deux cas extrêmes.

Des solutions auto-similaires peuvent être développées si la pression à l'extérieur de la bulle est négligeable. Ce peut être une mauvaise approximation pour les étoiles massives qui, avant leur vent de supergéante rouge ou LBV, avaient un vent d'étoile O dont on ne peut être sûrs du refroidissement par rayonnement. L'état d'ionisation de l'environnement d'une étoile AGB est aussi peu connu et rend les conditions du MIS incertaines quand l'étoile devient une ECNP (Mellema

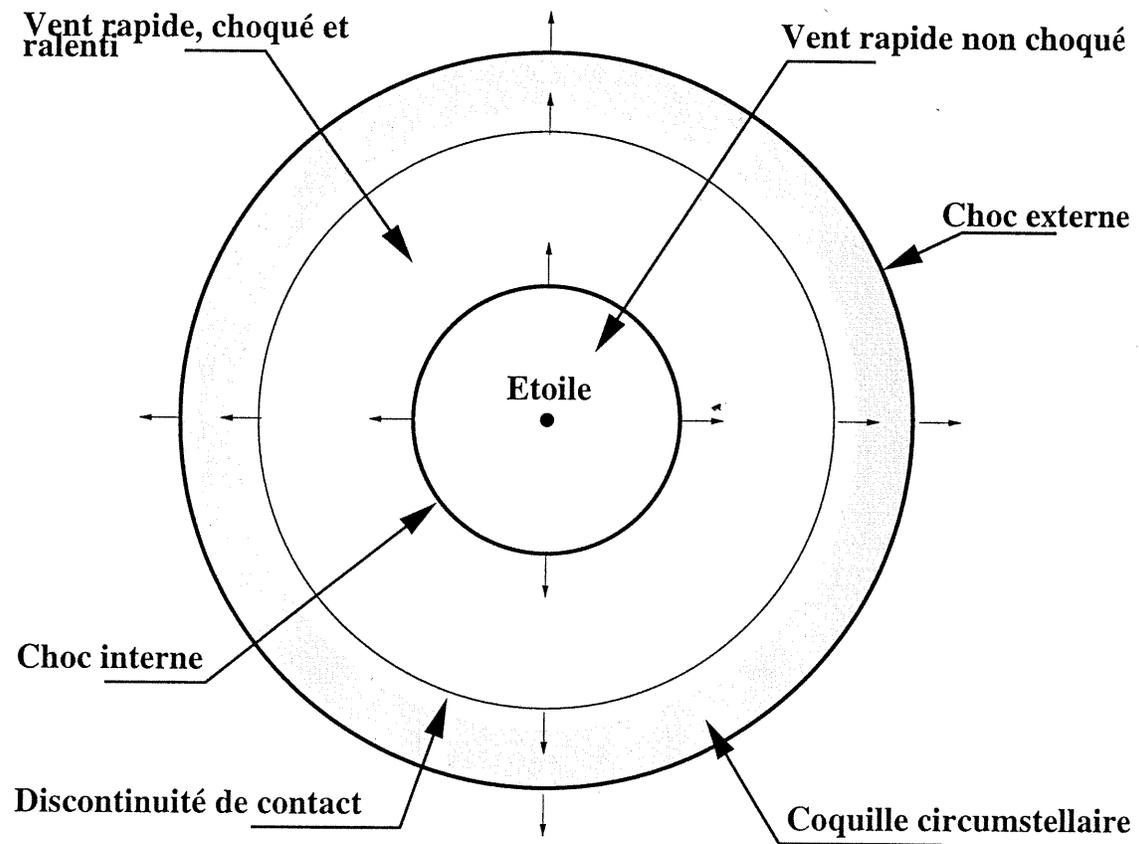


FIGURE 38. Structure en double choc d'une bulle soufflée par un vent stellaire.

1995). Si le choc est adiabatique, les solutions analytiques sont données par Castor *et al.* (1975b) ou Weaver *et al.* (1977). Pour un choc interne radiatif, les solutions analytiques sont données par Avedisova (1972) ou Steigman *et al.* (1975).

Pour un choc adiabatique, le rayon d'une coquille soufflée par un vent *unique* est tel que (d'après Yorke, 1988):

$$r \sim 10pc \left[ \frac{n_0}{1cm^{-3}} \right]^{-1/5} \left[ \frac{L_{vent}}{1L_{\odot}} \right]^{1/5} \left[ \frac{t}{10^6 ans} \right]^{3/5}.$$

Pour un choc radiatif, on aurait (*ibid.*):

$$r \sim 4pc \left[ \frac{n_0}{1cm^{-3}} \right]^{-1/4} \left[ \frac{L_{vent}}{1L_{\odot}} \right]^{1/4} \left[ \frac{t}{10^6 ans} \right]^{1/2} \left[ \frac{v_{\infty}}{1000km s^{-1}} \right]^{1/4}.$$

Quand il y a interaction de vents, les relations sont plus compliquées mais le comportement qualitatif est assez comparable à celui d'une bulle soufflée par un vent unique. Les paramètres du vent changeant avec le temps, le problème est encore plus complexe. Mais les premières instabilités se manifestent très rapidement, nous devons *simuler* la dynamique de la nébuleuse, abandonner les solutions analytiques.

## 7.2 Intervention des instabilités hydrodynamiques

La matière du vent lent est balayée, s'accumule et forme une fine coquille. La distribution du vent lent en densité est bruitée, car une distribution totalement lisse n'est physiquement pas concevable.

Pendant les premiers milliers d'années après l'instauration du vent rapide, la coquille s'épaissit, prend consistance mais son épaisseur est encore petite devant l'échelle de gradient de la densité due au bruit. La coquille développe alors une instabilité de Vishniac (1983). Cette instabilité est typique des bulles soufflées par vents stellaires et son origine tient à un déséquilibre des forces de pressions

de part et d'autre de la coquille: la pression due à l'accrétion de matière est *unidirectionnelle* et la pression thermique est *isotropique* (voir figure 39).

L'instabilité de Vishniac accentue les gradients de densité de la coquille, ce qui la rend Rayleigh-Taylor instable ou Kelvin-Helmholtz instable. Dans la figure 40, la matière du vent RSG lent (gris clair) est en expansion dans le MIS de faible pression (refroidi) laissé par le vent de l'étoile lorsqu'elle était sur la Séquence Principale (bande gris foncé extérieure). Dès le premier secteur, on remarque que la coquille (interface fine et claire bordant l'intérieur de la matière du vent lent) est "ondulée" par l'instabilité de Vishniac. Son développement ultérieur entraîne le développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor bien reconnaissable dès le sixième secteur, soit  $\approx 20000$  ans après le début de la phase WR (García-Segura 1994).

Vingt ou trente mille années après l'instauration du vent rapide, le concours de toutes les instabilités a fragmenté la quasi-intégralité de la coquille (figure 40) qui continuait tant bien que mal à s'épaissir: 90% du gaz nébulaire peut être sous forme de surdensités (García-Segura 1994). La vitesse des globules est grosso modo deux fois moins rapide que celle du gaz inter-surdensités (García-Segura 1994). Les instabilités des nébuleuses peuvent entraîner le développement d'une turbulence.

On remarquera que la synthèse des raies nébulaires des NP de noyaux [WC] peut, dans certains cas, imposer la prise en considération d'une macroturbulence (Gęsicki & Acker 1996). La microturbulence des NP et des NWR apparaît, elle, commune. Les chapitres 8 et 9 discutent le cas de la nébuleuse éjectée M 1-67, entourant l'étoile Wolf-Rayet WR 124.

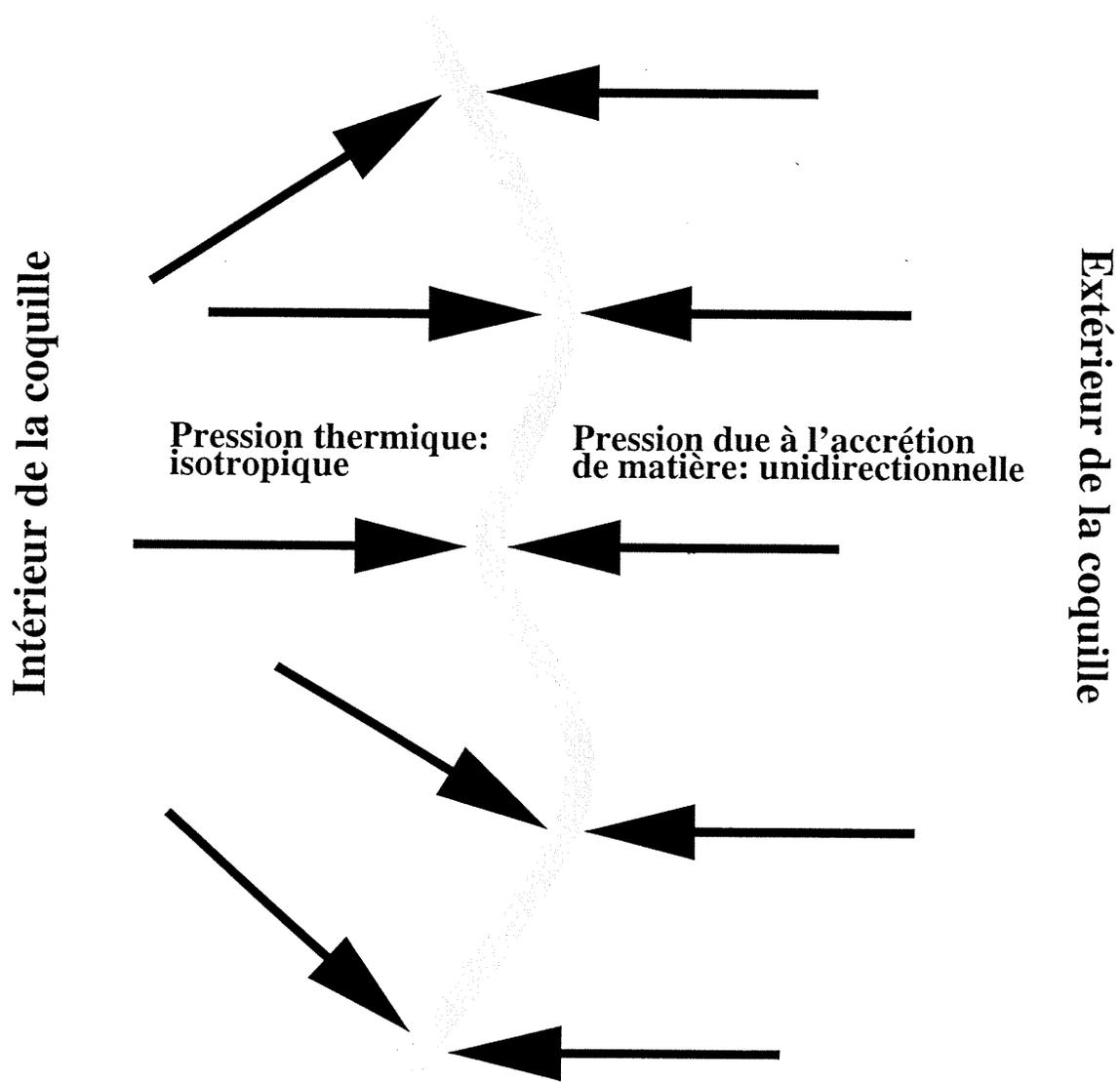


FIGURE 39. Quand une perturbation de la coquille est plus importante que son épaisseur, l'instabilité de Vishniac peut se développer (d'après Vishniac 1983).

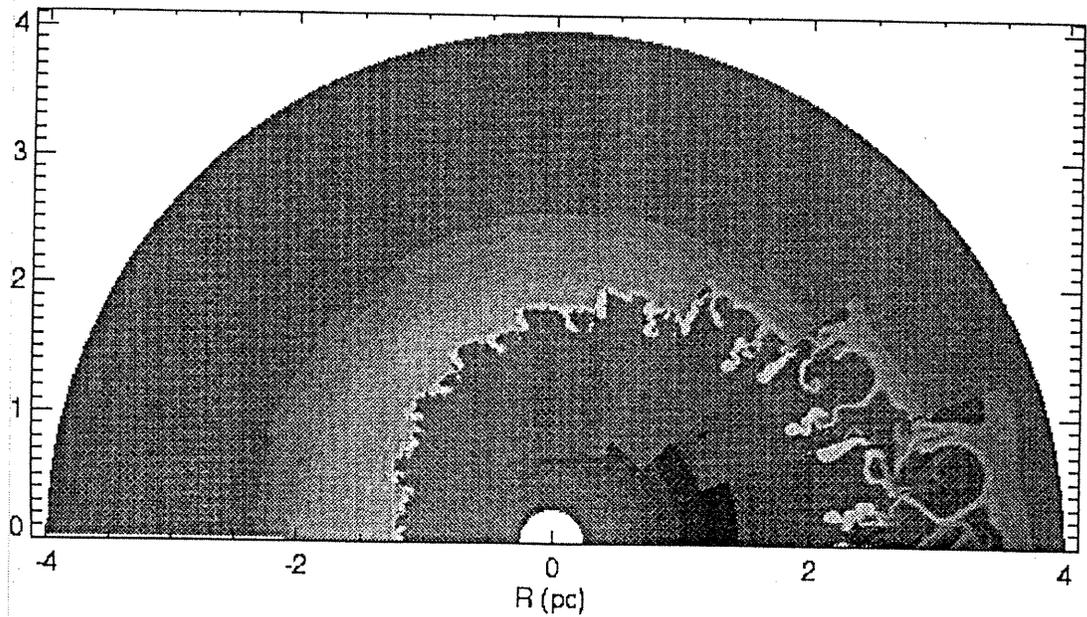


FIGURE 40. . Les neuf secteurs angulaires correspondent chacun à un instant particulier de l'évolution d'une nébuleuse soufflée par un vent WR. Les régions claires sont plus denses que les régions foncées. Le temps s'écoule dans le sens des aiguilles d'une montre de  $\approx 11000$  *ans* à  $\approx 27000$  *ans* après l'instauration du régime WR. Dans cette simulation hydrodynamique, les vents sont considérés homogènes mais affectés d'un bruit blanc en densité (d'après García-Segura 1994).

## CHAPITRE 8

### HST-WFPC2/H $\alpha$ Imagery of the Nebula M1-67: A Clumpy LBV Wind Imprinting Itself on the Nebular Structure?

The Astrophysical Journal, **506**, L127 (1998)

Yves Grosdidier,<sup>a,b,c</sup> Anthony F.J. Moffat,<sup>a,b,d</sup> Gilles Joncas,<sup>b,e</sup> and Agnès  
Acker,<sup>c</sup>

---

<sup>a</sup> Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal (Québec), Canada, H3C 3J7.

<sup>b</sup> Observatoire du Mont Mégantic, Canada.

<sup>c</sup> Observatoire Astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France.

<sup>d</sup> Killam Fellow of the Canada Council for the Arts.

<sup>e</sup> Université Laval, Département de Physique, Pavillon Alexandre-Vachon, Sainte-Foy (Québec) G1K 7P4, Canada.

## ABSTRACT

With HST-WFPC2 we have obtained a deep,  $H\alpha$  image of the relatively young ejection-type nebula M1-67 around the runaway population-I Wolf-Rayet star WR124 (WN8). This image shows a wealth of complex detail, some of which have never been seen before in such a nebula. In particular, large arcs of nebulosity extend around the central star yet with no overall global shell structure to the nebula and no clear bipolar signature as claimed by Sirianni *et al.* (1998). In addition, numerous bright, mostly unresolved knots of emission, each  $\lesssim 10^{-4} M_{\odot}$ , occur in the inner part of the nebula, often surrounded by what appear to be their own local “wind” diffuse bubbles. Is this the first direct evidence of spatially resolved hot clumps being ejected from a hot central star?

*Subject headings:* instabilities — ISM: bubbles — ISM: individual (M 1-67) — ISM: kinematics and dynamics — stars: individual (WR 124) — stars: Wolf-Rayet

### 8.1 Introduction

#### 8.1.1 Nebulae ejected by hot stars

Among stable massive stars, those with the largest mass-loss rates are the population-I Wolf-Rayet (WR) stars. The impact of their fast, dense, enriched winds on the interstellar medium (ISM) and on stellar evolution itself cannot be overstated. At least one quarter of all massive WR stars are surrounded by a *detectable* nebula (Marston 1995); one cannot exclude the possibility that *all* WR stars have possessed a circumstellar nebula at some stage in their evolution. Because these nebulae normally appear ring-like, one usually refers to them as “Ring Nebulae” (RN), although the ideal ring-shaped nebula is rather rare.

RN dynamics are extremely sensitive to the stellar wind velocity and mass-loss history. RN appear outwardly much like planetary nebulae (PN) seen around low-mass stars after passing the asymptotic giant branch stage. In addition, both types of nebula often exhibit similar morphologies or physical properties, implying a common formation mechanism (Chu 1993). A possible way of explaining PN morphology was first proposed by Kwok *et al.* (1978), via a model of interacting stellar winds (ISW), which has now generally found acceptance. In this model, a spherically symmetric, fast stellar wind interacts with a pre-existing slower, denser wind. A similar model has recently been applied to RN by García-Segura & Mac Low (1995): a *fast* wind (with radial expansion velocity  $v_{exp} \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ ) associated with the presently observed WR phase catches up and collides with a *slow* previous wind ( $v_{exp} \sim 10\text{-}100 \text{ km s}^{-1}$ ) from the red supergiant (RSG), or the luminous blue variable (LBV) phase, depending on the initial mass of the star. This is in addition to the previous collision of the original O-star wind with the ambient ISM.

Either the fast wind (Frank *et al.* 1998) or the slow wind (García-Segura & Mac Low 1995, Mellema & Frank 1995) may depart from spherical symmetry. This is believed to be a consequence of rotation or binarity of the central star. In either case (or even more so in the case when *both* winds are asymmetric), the sweeping up of the slow wind by the fast wind results in an ellipsoidal rather than a spheroidal shell. Such an ellipsoid would explain the non-circular RN often seen. Moreover, for severe departures from spherical symmetry — associated with large density/velocity contrasts — the models favor the development of pronounced bipolar morphologies. On the other hand, Rayleigh-Taylor (R-T) instabilities are expected to occur as a consequence of such wind interactions, leading to fragmentation of the swept-up shell.

Although the ISW models provide quite good matches to the observations (e.g. NGC 6888: García-Segura & Mac Low 1995; RCW 58: García-Segura *et al.* 1996), it is still difficult to determine the precise overall geometry of the colliding winds. Moreover, the question arises as to the impact of pre-collision clumping of the hot-star winds on the dynamics of RN. Evidence is accumulating that essentially *all* hot-star winds are highly clumped (Robert 1992; Balick *et al.* 1996; Lépine, Moffat & Henriksen 1996; Acker, Grosdidier & Durand 1997; Grosdidier *et al.* 1997; Eversberg, Lépine & Moffat 1998). Until now, the ISW models only consider white noise in the spatial distribution of wind-density, compared to *hierarchical turbulent* noise, which is strongly suspected on the basis of the above studies. Such a simplification is undoubtedly only a preliminary attempt at modelling the intrinsic structure of the winds. Of particular interest here is the relatively young nebula M1-67 surrounding the Galactic WN8 star WR124 (209 BAC).

### 8.1.2 The nebula M1-67

M1-67 was discovered by Minkowski (1946). Ground-based observations exhibit a nearly circular, patchy structure made up of many bright unresolved knots and filaments. M1-67 is a low-excitation class nebula surrounding the star WR124 (209 BAC), a population-I WN8 Galactic “runaway” star (Moffat, Lamontagne & Seggewiss 1982). The star and the nebula move at similar, high peculiar radial velocity ( $\approx 200 \text{ km s}^{-1}$ ), which precludes any kinematical distance determination based on differential Galactic rotation. At one time, a considerable controversy prevailed as to the true nature of the nebula. Although a few authors still refer to M1-67 as a PN, detailed abundance analysis of the nebula (Esteban *et al.* 1991) *and* distance determination from the interstellar NaI D<sub>2</sub> absorption spectrum of the central star (Crawford & Barlow 1991) — the latter implying a distance of

4-5 kpc — rule out a PN status for M1-67 and are consistent with a WR ejection-type nebula (according to the classification scheme proposed by Chu 1981).

M1-67 is unique with respect to all nebulae surrounding WR stars, in two ways: it is *relatively young* (dynamical age  $\approx 10^4$  yrs) and has experienced *little mixing* with its ambient ISM (Esteban *et al.* 1991). Although the radial velocity of the center of expansion of M1-67 is significantly less than that of WR124 (Sirianni *et al.* 1998), the nebula appears, as a whole, only slightly affected by collision with the ISM. Therefore, the nebula probably best reflects the initial conditions of the ejected winds and the ensuing *expected* interaction. However, the velocity field is quite complicated, with no obvious relation to the dynamics expected from a simple expanding shell at a mean given velocity. Indeed, both Fabry-Pérot interferometry (Chu & Treffers 1981) and new long-slit spectroscopy (Sirianni *et al.* 1998) have revealed the existence of two main velocity components. In particular, the latter study reveals that the velocity field of the nebula can be decomposed into a spherical, *hollow* shell expanding at  $\approx 45$  km s<sup>-1</sup>, and a more recent bipolar outflow centered on WR124 with a velocity of  $\approx 90$  km s<sup>-1</sup>. However, the decomposition is not unique and other interpretations might be possible, *e.g.* due to a braking of the expansion in the direction of the space motion (Solf & Carsenty 1982). It is remarkable that, in spite of the intricate optical and dynamical appearance of M1-67, Esteban *et al.* (1991) have reported a constancy of excitation conditions throughout the nebula.

## 8.2 Observations and data reduction

Four WFPC2 images of M1-67 with a total exposure of 10,000 seconds were taken in March 1997 with the *Hubble Space Telescope* (HST) through the narrowband F656N H $\alpha$  filter (Biretta *et al.* 1996). They were combined (with

the task GCOMBINE in STSDAS/IRAF<sup>1</sup>) to produce a single deep H $\alpha$  image cleaned from bad/hot pixels and cosmic rays. Four WFPC2 images of the same field taken through the broadband F675W R filter (Biretta *et al.* 1996) were combined in the same way to produce a similar high signal-to-noise ratio image of “continuum” starlight close to the wavelength of H $\alpha$ . The images were originally pipeline processed before being released but required a full recalibration because of severe changes in the dark files. After proper flux scaling and spatial shifting, the combined R-band image was carefully subtracted from the H $\alpha$  image in order to produce a deep continuum-subtracted H $\alpha$  image with the field stars removed (precise details concerning the data reduction will be given in a forthcoming paper: Grosdidier *et al.* 1998); see Figure 41.

### 8.3 Preliminary results

Our deep H $\alpha$  image shows a large diameter for the nebula,  $\approx 110$ - $120''$ , in contrast to previous studies which have generally reported an apparent maximum angular size of  $\approx 90''$  only. This comes essentially from the improved signal-to-noise ratio which has permitted the detection of a faint diffuse component in the *outer* parts of M1-67, *e.g.* at position angles (PA)  $\approx 15$ - $60^\circ$  and  $\approx 170$ - $230^\circ$ . Figure 41 points to a *possible* major axis along the  $\sim$ North-South direction as claimed previously (Sirianni *et al.* 1998). However, any true bipolar or axisymmetrical structure implied by this axis is far from clear. Thanks to the high spatial resolution of HST, large arcs of nebulosity already noticed in ground-based data (*e.g.* Chu & Treffers 1981), are now resolved into filamentary, chaotic substructures, yet with no overall *global* shell structure. Assuming a distance of 4.5 kpc to the nebula (in the following we will always adopt this value for the distance),

---

<sup>1</sup>IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

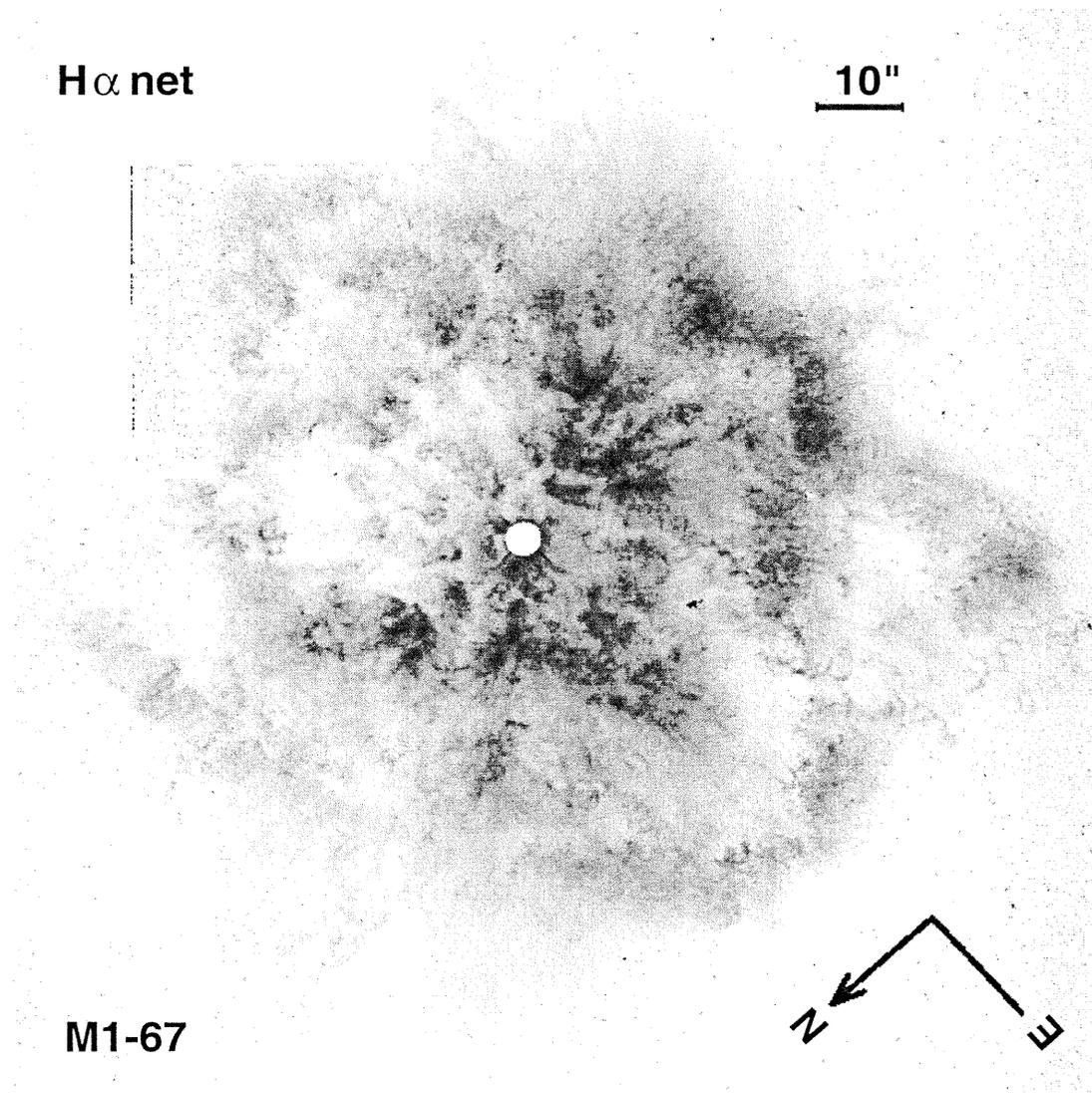


FIGURE 41. Deep WFPC2/H $\alpha$  log-scale image of M1-67 from 4 combined exposures totalling 10,000 seconds. The field stars have been subtracted out. The saturated central star WR124 has been replaced by a white disk.

these arcs have a characteristic thickness of  $\approx 5\text{-}10''$  or  $\approx 3\text{-}7 \times 10^{17}\text{cm}$ . As seen from the central star, they span angles  $\approx 20\text{-}60^\circ$ . At smaller scales, we see no trace in Figure 41 of the characteristic bright tongues or “elephant trunks” that would arise from R-T instabilities (in contrast to the exemplary case of the Helix PN; O’Dell & Handron 1996). However, M1-67 appears highly fragmented into arcs with many filamentary clusters of material having no clear preferential orientation or location.

Approximating the F656N filter by a rectangular filter of bandwidth  $28.33\text{ \AA}$ , the measured F656N total nebular flux is  $F_{F656N} = 3.70 \pm 0.06 \times 10^{-11}\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ . This value has to be corrected for the redshifted [NII] $\lambda 6548$  (radial velocity:  $\approx +200\text{ km s}^{-1}$ ) line contamination. Based on the HST+F656N throughput curve (Biretta *et al.* 1996), we estimate the efficiency at the wavelength of the [NII] $\lambda 6548$  line to be  $\approx 82.5\%$  of that at the  $H\alpha$  line. Assuming a de-reddened line ratio  $H\alpha$ /[NII] $\lambda 6548$  of 2.7 (Esteban *et al.* 1991) we estimate the total  $H\alpha$  observed nebular flux,  $F_{H\alpha}^{obs}$ , to be  $\approx 76.6\%$  of  $F_{F656N}$ :  $F_{H\alpha}^{obs} \approx 2.84 \pm 0.14 \times 10^{-11}\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ . (Note that the selective interstellar extinctions  $f(H\alpha)$  and  $f([NII]\lambda 6548)$  are almost equal; Esteban *et al.* 1991.) In order to determine the total mass of ionized gas, we need to correct the latter value for interstellar extinction. Since the reddening coefficient at  $H\beta$ ,  $c(H\beta) = 1.31$ , and  $f(H\alpha) = -0.34$  (Esteban *et al.* 1991), then  $c(H\alpha) = c(H\beta)(1 + f(H\alpha)) \approx 0.8646$ . The expected  $H\alpha$  total flux is finally  $F_{H\alpha} = F_{H\alpha}^{obs} \times 10^{c(H\alpha)} \approx 2.08 \pm 0.12 \times 10^{-10}\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ . If we assume that M1-67 is almost completely ionized, *i.e.*  $N(H^+) \approx N_e$ , the mean electronic number density,  $N_e$ , is given by:  $N_e = d \times F_{H\alpha}^{0.5} \times j_{H\alpha}^{-0.5} \times (\epsilon V)^{-0.5}$ , where  $d$ ,  $j_{H\alpha}$ ,  $\epsilon$  and  $V$  represent the distance of the nebula, the emission coefficient in  $H\alpha$  per unit volume, the filling factor and the total geometric volume of nebular gas. In the following, we will adopt  $d = 4.5\text{ kpc}$  and  $j_{H\alpha} = 4.435 \times 10^{-26}\text{ erg cm}^{-3}\text{ s}^{-1}$ , the latter value having been calculated for an electronic temperature  $T_e = 6200\text{ K}$  (Esteban *et al.* 1991) and considering the nebula thick in the Lyman

lines. Considering, as did Solf & Carsenty (1982), M1-67 as a shell of radius  $R = 55''$  (or 1.2 pc) and thickness  $\Delta R = 2.3''$  (or 0.05 pc) with  $\epsilon = 0.05$ , we find  $N_e \approx 825 \pm 115 \text{ cm}^{-3}$ . This electronic density leads to a total mass of ionized gas,  $M_{shell} \approx 4\pi R^2 \Delta R \times \epsilon \times N_e \times 1.67 \times 10^{-24} \times 1.88 \approx 3.44 \pm 0.48 \times 10^{33} \text{ g}$  or  $1.73 \pm 0.24 M_\odot$  (the coefficient 1.88 corrects for the He abundance:  $N(\text{He})/N(\text{H}) \approx 0.22$ ; Esteban *et al.* 1991); the uncertainties have been evaluated from the  $\pm 500$  pc error in the distance. Since the He abundance may be overestimated by a factor of nearly 2, the total mass of such a shell could be as low as  $\approx 1.33 M_\odot$ .

More strikingly, we have detected the presence of many (at least 20) bright, mostly unresolved knots or “bullets” of emission often surrounded by what appear to be their own local “wind” spherical *diffuse* bubbles seen in projection (Figure 42); *e.g.* the 2 bullets at  $\approx 7''$  from WR124, at PA  $\approx 180^\circ$  and  $\approx 200^\circ$ . Note that these bright bullets cannot be mistaken for field stars, which have been fully removed. The bright cores of the bullets have typical diameters of  $\approx 0.2\text{-}0.3''$ , or  $\approx 1.1\text{-}2.2 \times 10^{16} \text{ cm}$  and de-reddened  $\text{H}\alpha$  fluxes of  $\approx 3\text{-}8 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Assuming  $\epsilon = 1.0$  and that they are spherical, we derive their mean typical electronic densities in the range  $4800\text{-}12000 \text{ cm}^{-3}$ , leading to masses  $\lesssim 10^{-4} M_\odot$ . The associated diffuse “bubbles” have an outer radius of  $\approx 0.5\text{-}0.8''$ , or  $\approx 3\text{-}5 \times 10^{16} \text{ cm}$ . They have typical masses similar to those of the bright cores. The bullets *seem* to be concentrated preferentially within two conical regions originating from the central star and spanning PA  $0^\circ$  to  $30^\circ$ , and  $180^\circ$  to  $210^\circ$ , where Sirianni *et al.* (1998) have already detected a majority of the large clumps from ground-based, lower spatial resolution data. It is suspected that these bullets may be associated with a more recent bipolar outflow originating from WR124.

Since the excitation level of M1-67 is almost the same throughout the nebula (Esteban *et al.* 1991), the observed  $\text{H}\alpha$  flux along a given line of sight, here

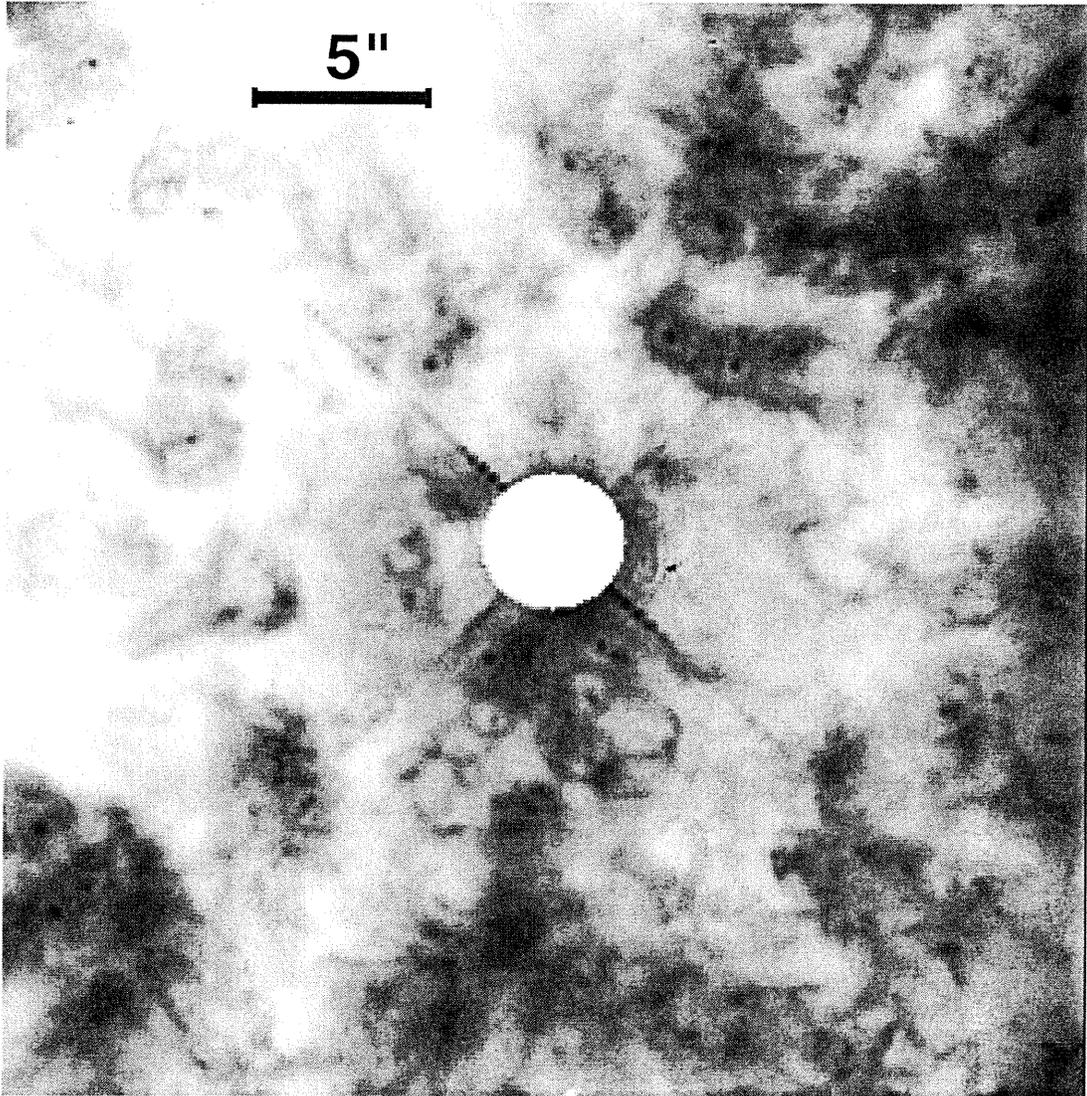


FIGURE 42. Enlargement of the inner part of the nebula, where many "bullets" are visible.

assumed to be of length  $L$ , is essentially (for a *fully* ionized nebula) related to the *square* of the electron density,  $n_e$ , via the emission measure,  $EM = \int_0^L n_e^2 dz$ . From the estimated radial distribution in surface brightness of M1-67 centered on WR124 (Figure 43, solid curve), it can be seen that the azimuthal mean intensity ( $\propto \langle EM \rangle$ , where the  $\langle \rangle$  stand for the mean surface brightness calculated on concentric annuli centered on WR124) decreases with increasing projected radial distance from the central star. The amplitude of this variation suggests changes in integrated projected density by *at least* a factor 5-7 from the inner to the outer nebular regions; this is in agreement with the electron densities determined by Esteban *et al.* (1991) and Sirianni *et al.* (1998).

#### 8.4 Discussion

Because we do not observe a clear signature of R-T instabilities, the question arises as to whether the structure of M1-67 can be attributed to a fast/slow wind collision or not. If WR124 had possessed a circumstellar *shell* at some stage in its evolution, one would be forced to assume that fragmentation of the shell must have occurred via the development of a different, powerful instability of unknown origin. However, the large scale organization in bright arcs suggests an accumulation of stellar material ejected anisotropically with variable mechanical luminosity, and subject to strong turbulence. Moreover, the lack of an easily identifiable global shell or, in view of the relatively small dynamical age of M1-67, the difficulty in linking the distribution of the ejecta with a previously shredded RN, also puts into question the ISW model hypothesis. In addition one would have to find a new explanation for the problem of the mechanism responsible for the deceleration of the current fast wind of the central star ( $\approx 710 \text{ km s}^{-1}$ ) to the slow ejection velocities of the nebular material relative to the centre of expansion ( $\approx 40\text{-}100 \text{ km s}^{-1}$ ).

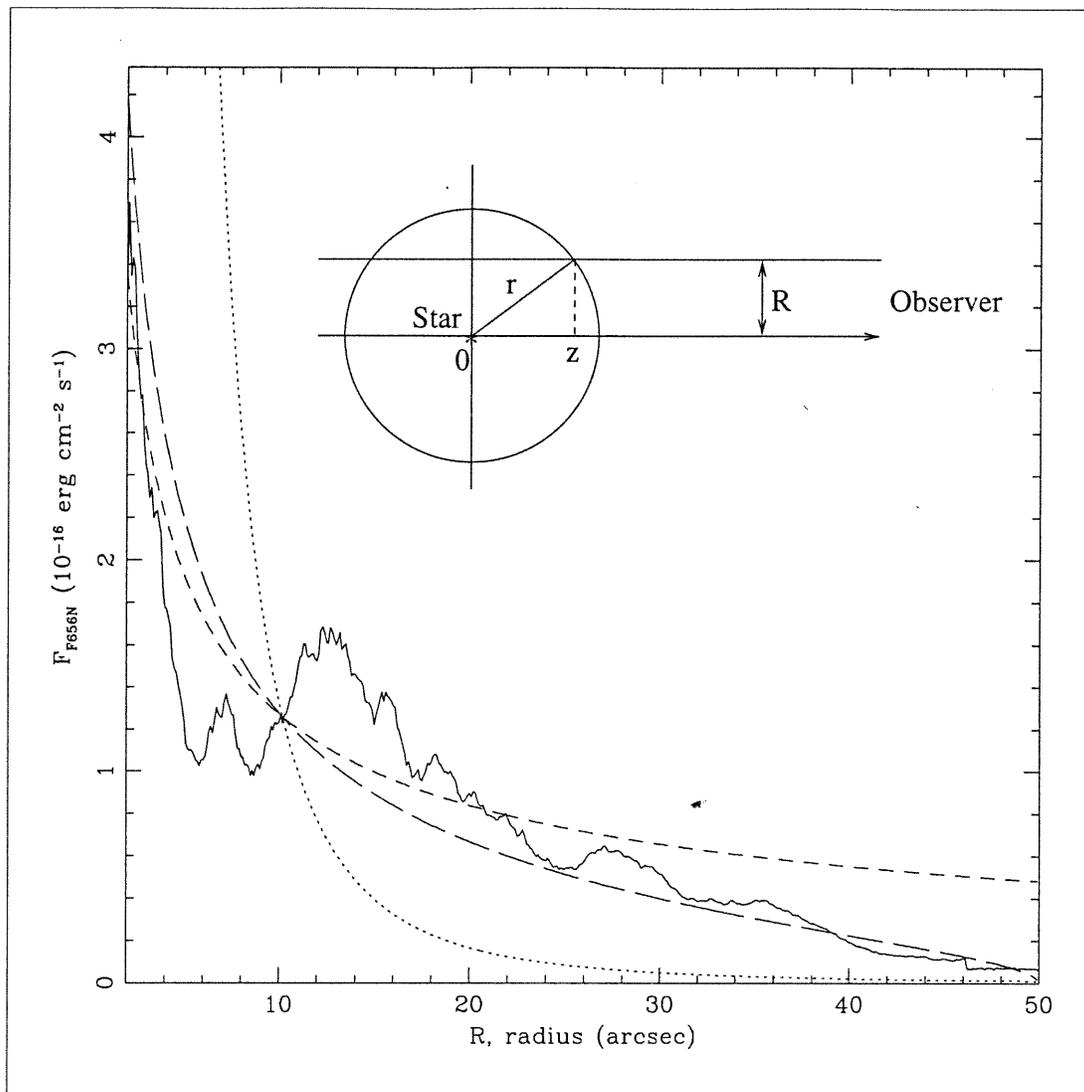


FIGURE 43. The projected radial distribution of the azimuthally-averaged F656N/ $H\alpha$  surface brightness. The solid curve is the observed surface brightness of M1-67 after the removal of scattered  $H\alpha$  stellar light. The surface brightnesses have been summed over annuli of width 2 pixels centered on WR124. The main subpeaks are associated with the large arcs of nebulosity seen in Fig. 41. The short-dashed curve is the surface brightness expected for a bubble uniformly filled with stellar material whose spatial density goes as  $r^{-0.8}$ , *i.e.*  $\alpha = 0.8$ . The long-dashed curve represents the surface brightness expected for the same index  $\alpha = 0.8$  but with a cut-off in density for  $r \geq 50''$ . For comparison, we show the surface brightness distribution derived from a spatial density law going as  $r^{-2.0}$  (dotted curve). (Note that for  $\alpha = 2.0$  the emission measure scales exactly as  $R^{-3}$ .) Each spatial increment represents one pixel or  $\approx 0.1''$ .

Therefore, we presume that M1-67 is almost completely made up of material ejected during a previous post main-sequence, non-WR stage of WR124. This material can be described to good approximation by a monotonically decreasing, wind-density power-law distribution with increasing radius, which also yields a monotonically decreasing radial distribution in surface brightness. Indeed, assuming a *spherically symmetric* power-law distribution in electronic density of index  $\alpha$ ,  $n_e(r) = n_{e0}r^{-\alpha}$ , where  $r$  is the spatial distance to the central star, we have calculated the related emission measure along each line of sight, for any given projected distance from WR124,  $R$ :

$$EM(R) = 2 \int_0^\infty n_e^2(r) dz = 2 \int_0^\infty n_{e0}^2 (\sqrt{z^2 + R^2})^{-2\alpha} dz$$

(see the sketch in Figure 43). An index  $\alpha = 0.8$  and arbitrary choice of  $n_{e0}$  matches qualitatively well the observed radial distribution in surface brightness<sup>2</sup> (Figure 43, short-dashed curve). Note that a *steady wind* of index  $\alpha = 2.0$  does not reproduce the observed surface brightness (Figure 43, dotted curve). Moreover, since the power-law  $n_e(r) = n_{e0}r^{-\alpha}$  does not fall off sufficiently fast in the outer parts of M1-67 while moderating the intensity in the inner nebula, it appears preferable to cutoff the electronic density law for distances from the central star  $r \gtrsim 50''$  (Figure 43, long-dashed curve), *i.e.* although possibly reminiscent of a previous wind, M1-67 is a bounded nebula.

According to this view, we can model the nebula as an inhomogeneous bubble. With  $R \approx 1.2$  pc and a geometric volume  $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ , we derive  $N_e \times \epsilon^{0.5} \approx 65 \pm 9 \text{ cm}^{-3}$ . Assuming  $N(\text{He})/N(\text{H}) \approx 0.22$ , we find  $M_{ion} \times \epsilon^{-0.5} \approx 22 \pm 3 M_\odot$ . Filling factors  $\epsilon$  less than  $\approx 0.1$  appear more likely, leading to a few solar masses of total ionized gas.

---

The linear size of M1-67, the total mass of ionized gas and dynamical

<sup>2</sup>Note that for  $\alpha = 1.0$ ,  $EM(R)$  scales exactly as  $R^{-1}$ .

arguments mainly point to a LBV progenitor (Sirianni *et al.* 1998, and references therein) as opposed to a classical RSG (Smith 1996). This is also in agreement with the minimum mass required to form WR stars (Massey & Johnson 1998). When taking into account the evolution of the velocity and mass loss rate of the fast wind, the ISW scheme leads to considerably more structure on smaller scales compared to simulations where the fast wind is held stationary (Dwarkadas & Balick 1998). Strong clumping of the slow previous LBV wind — and the related velocity contrasts — may then explain the high level of fragmentation of M1-67, possibly through the powerful so-called *thin shell* instability (Vishniac 1983), resulting from the interaction of the LBV wind with *itself*. Indeed, we draw attention to the numerous reversed bow shock like structures inside the large arcs of M1-67 (*e.g.* at the outer edge of the nebula, at PA  $\approx 10\text{-}20^\circ$ ), resembling the ballistically propagating bullets of Stone *et al.* (1995). Moreover, one cannot exclude the possibility that some clumps of the LBV wind persist as they propagate outwards from the original stellar atmosphere and then contribute to the formation of the nebula, in the form of small spherical “bullets” like those seen in Figure 42. Something like this was already proposed for RCW58 (Moffat & Robert 1991). In this sense, M1-67 could be regarded as an ejection-nebula whose structure reflects the *imprint* of a previous highly variable mechanical luminosity LBV-phase wind. This would imply that the WR wind, as seen in the spectrum of the central star, has just turned on in the last  $\lesssim 10^3$  yrs ( $\sim (2'' \times 4.5 \text{ kpc})/80 \text{ km s}^{-1}$ , the travel time needed to cross the saturated radius of the central star profile in Figure 41, at the typical velocity of expansion of bubbles resulting from ISW), in line with the still relatively high current H/He abundance ratio of the central star (Crowther *et al.* 1995). If however the fast WR wind is still *freely* expanding into the LBV ejecta at a velocity of  $v_\infty \approx 710 \text{ km s}^{-1}$ , the latter estimation would fall to  $\lesssim 10^1$  yrs. The latter value is so short as to be much less likely: WR124 has been known as a WN8 star for  $\approx 50$  years since its discovery (Merrill 1938).

In a forthcoming paper, Grosdidier *et al.* (1998) will discuss the turbulent and highly intermittent status of M1-67. Complete analysis of the dynamics of M1-67 will also be presented using complementary CFHT/Fabry-Pérot data.

### Acknowledgements

YG is grateful to R. Freire Ferrero for stimulating and constructive criticism, and acknowledges financial aid from the French Ministry of Foreign Affairs. AFJM and GJ are grateful to NSERC (Canada) and FCAR (Québec) for financial support. AFJM acknowledges the award of a Killam Fellowship from the Canada Council for the Arts.

## RÉFÉRENCES

- Acker, A., Grosdidier, Y., Durand, S., 1997, A&A, 317, L51
- Balick, B., Rodgers, B., Hajian, A., Terzian, Y., Bianchi, L., 1996, AJ, 111, 834
- Biretta, J.A., *et al.*, 1996, WFPC2 Instrument Handbook, Version 4.0 (Baltimore: STScI). Copyright ©1996 by STScI
- Chu, Y.-H., 1981, ApJ, 249, 195
- Chu, Y.-H., 1993, in IAU Symp. 155, *Planetary Nebulae*, eds. R. Weinberger & A. Acker (Dordrecht: Reidel), 139
- Chu, Y.-H. & Treffers, R.R., 1981, ApJ, 249, 586
- Crawford, I.A. & Barlow, M.J., 1991, A&A, 249, 518
- Crowther, P.A., Hillier, D.J., Smith, L.J., 1995, A&A, 293,403
- Dwarkadas, V.V. & Balick, B., 1998, ApJ, 497, 267
- Esteban, C., Vilchez, J.M., Smith, L.J., Manchado, A., 1991, A&A, 244, 205
- Eversberg, T., Lépine, S. & Moffat, A.F.J., 1998, ApJ, 494, 799
- Frank, A., Ryu, D., Davidson, K., 1998, ApJ, 500, 291
- García-Segura, G. & Mac Low, M.-M., 1995, ApJ, 455, 145
- García-Segura, G., Mac Low, M.-M., Langer, N., 1996, A&A, 305, 229
- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., Chesneau, O. & Dimeo, T., 1997, in IAU Symp. 180, *Planetary Nebulae*, eds. H.J. Habing & H.J.G.L.M. Lamers (Dordrecht: Reidel), 108
- Grosdidier, Y., Moffat, A.F.J., Joncas, G., Acker, A., Arsenault, R., Roux, S., Davis, A., 1998, ApJ, *in preparation*

- Kwok, S., Purton, C.R. & FitzGerald, P.M., 1978, ApJ, 219, L125
- Lépine, S., Moffat, A.F.J. & Henriksen, R.N., 1996, ApJ, 466, 392
- Marston, A.P., 1995, AJ, 109, 1839
- Massey, P. & Johnson, O., 1998, ApJ, 505, 793
- Mellema, G. & Frank, A., 1995, MNRAS, 273, 401
- Merrill, P.W., 1938, PASP, 50, 350
- Minkowski, R., 1946, PASP, 58, 305
- Moffat, A.F.J., Lamontagne, R. & Seggewiss, W., 1982, A&A, 114, 135
- Moffat, A.F.J. & Robert, C., 1991, in IAU Symp. 143, *Wolf-Rayet stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, eds. K.A. van der Hucht & B. Hidayat (Dordrecht: Reidel), 109
- O'Dell, C.R. & Handron, K.D., 1996, AJ, 111, 1630
- Robert, C., 1992, PhD Thesis, Université de Montréal
- Sirianni, M., Nota, A., Pasquali, A., Clampin, M., 1998, A&A, 335, 1029
- Smith, L.J., 1996, in *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution*, 33<sup>rd</sup> Liège Int. Astroph. Coll., 381
- Solf, J. & Carsenty, U., 1982, A&A, 116, 54
- Stone, J.M., Xu, J. & Mundy, L.G., 1995, Nature, 377, 315
- Vishniac, E.T., 1983, ApJ, 274, 152

## CHAPITRE 9

### HST Imagery and CFHT Fabry-Perot 2-D Spectroscopy in $H\alpha$ of the Ejected Nebula M1-67: Turbulent Status

The Astrophysical Journal (submitted)

Yves Grosdidier,<sup>a,b,c</sup> Anthony F.J. Moffat,<sup>a,b,d</sup> Sébastien Blais-Ouellette,<sup>f</sup> Gilles  
Joncas,<sup>b,e</sup> and Agnès Acker,<sup>c</sup>

---

<sup>a</sup> Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal (Québec), H3C 3J7, Canada.

<sup>b</sup> Observatoire du Mont Mégantic, Canada.

<sup>c</sup> Observatoire Astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France.

<sup>d</sup> Killam Fellow of the Canada Council for the Arts.

<sup>e</sup> Université Laval, Département de Physique, Pavillon Alexandre-Vachon, Sainte-Foy (Québec) G1K 7P4, Canada.

<sup>f</sup> Institute of Geophysics & Planetary Physics, L-413, Lawrence Livermore National Laboratory, 7000 East Avenue, Livermore CA, 94550, USA.

## ABSTRACT

Bright circumstellar nebulae around massive stars are potentially useful to derive time-dependent mass-loss rates and hence constrain the evolution of the central stars. A key case in this context is the relatively young ejection-type nebula M1-67 around the runaway Population I Wolf-Rayet star WR124 (= 209 BAC), which exhibits a WN8 spectrum.

With HST-WFPC2 we have obtained a deep, H $\alpha$  image of M1-67. This image shows a wealth of complex detail which was briefly presented previously by Grosdidier *et al.* (1998). With the *étalon* of the Université Laval (Québec, Canada), we have obtained complementary Fabry-Perot H $\alpha$  data using CFHT MOS/SIS. From these data M1-67 appears more-or-less as a spherical (or elliptical, with the major axis along the line of sight), *thick, shell* seen almost exactly along its direction of rapid spatial motion away from the observer in the ISM. However, a simple thick shell by itself would not explain the observed multiple RVs along the line of sight, especially near the direction of the central star. This velocity dispersion leads one to consider M1-67 as a thick *accelerating* shell. Given the extreme perturbations of the velocity field in M1-67, it is virtually impossible to measure any systematic impact of the present WR (or previous LBV) wind on the nebular structure. The irregular nature of the velocity field is likely due to either large variations in the density distribution of the ambient ISM, or large variations in the central star mass-loss history. In addition, either from the density field or the velocity field, we find no clear evidence for a bipolar outflow, as was claimed by previous studies.

On the deep H $\alpha$  image we have performed continuous wavelet transforms to isolate stochastic structures of different characteristic size and look for scaling laws. Small-scale wavelet coefficients show that the density field of M1-67 is remarkably structured in chaotically oriented filaments everywhere in the nebula. We draw attention to a short, marginally inertial range at the smallest scales ( $2.2\text{--}5.5 \times 10^{-3}$  pc), which can be attributed to turbulence in the nebula, and

a strong scale break at larger scales. Examination of the structure functions for different orders shows that the possible turbulent regime may be intermittent. Using our Fabry-Perot interferograms, we also present an investigation of the statistical properties of fluctuating gas motions using structure functions traced by H $\alpha$  emission-line centroid velocities. We find that there is a *possible* correlation at scales 0.1–0.3 pc between the mean quadratic differences of radial velocities and distance over the surface of the nebula. This implies that the velocity field shows a small inertial range possibly related to turbulence, though not coincident with the inertial range detected from the density field.

*Subject headings:* turbulence — ISM: bubbles — ISM: individual (M1-67) — ISM: kinematics and dynamics — stars: individual (WR124) — stars: Wolf-Rayet

## 9.1 Introduction

### 9.1.1 Nebulae Ejected by Hot Stars

Nebulae around central stars of planetary nebulae (CSPN) or Population I Wolf-Rayet (WR) stars have proven to be a powerful diagnostic tool to understand how mass is lost in the post main-sequence phases of stellar evolution. CSPN and some ( $\approx 1/3$ ; Marston 1995, 1996, 1999) massive WR stars are surrounded by circumstellar nebulae (CN) made up of stellar material ejected during successive stellar wind phases. On the whole, these nebulae often appear to have similar physical properties, which point to a common formation mechanism (Chu 1993) independent of the strong differences between both types of hot, luminous stars.

The dynamics of planetary nebulae and CN surrounding Population I WR stars are extremely sensitive to the stellar wind velocity and mass-loss history. In the context of the interacting stellar wind model, a spherically symmetric,

fast, hot stellar wind ( $v_{exp} \sim 10^3$  km s $^{-1}$ ) is catching up and colliding with a pre-existing slower ( $v_{exp} \sim 10^{1-2}$  km s $^{-1}$ ), denser wind (CSPN: Kwok *et al.* 1978; Chu *et al.* 1991; Balick 1994; Pop. I WR stars: Marston 1995, 1996, 1999; García-Segura & Mac Low 1995; García-Segura, Mac Low & Langer 1996, and references therein). The non-circular shapes of many CN suggest that the fast wind is sweeping up a slow wind that is flattened by rotation or binary effects (García-Segura & Mac Low 1995; Mellema & Frank 1995). However, a flattened, fast wind blowing out a spherically symmetric slow wind can also lead to a non-circular CN (Frank *et al.* 1998).

Rayleigh-Taylor instabilities are expected to occur as a consequence of such interaction, as well as other hydrodynamical instabilities which may lead to turbulence in the nebula. On a *qualitative* basis, the interacting stellar wind model agrees with the observations, but it is still difficult to determine the precise initial, overall geometry of the colliding winds. In particular, the question arises as to the impact of pre-collision, apparently *universal*, clumping or possible turbulence of the *hot*-star winds on the dynamics/morphology of CN (Robert 1992; Balick *et al.* 1996; Lépine, Moffat & Henriksen 1996; Acker, Grosdidier & Durand 1997; Grosdidier *et al.* 1997; Eversberg, Lépine & Moffat 1998; Lépine & Moffat 1999; Grosdidier, Acker & Moffat 2000a, b; and references therein). Moreover, despite preliminary work done by Stone, Xu & Mundy (1995), the incidence of a highly variable (as well in the spatial as in the time domain) mechanical luminosity [ $\propto \dot{M}(r, \theta, \phi, t) \times v_{flow}^2(r, \theta, \phi, t)$ ] still has to be investigated in detail. In particular, the turbulence of the ejected nebulae has to be studied in detail in order to test whether it is related to pre-existing turbulence (or any other process of fragmentation, hence variability) that already arose in the *winds* themselves before they interacted. Recall that the spectral variability originating in massive WR stars and CSPN shows the WR phenomenon to be remarkably similar in both (Grosdidier *et al.* 2000a, b and references therein). Despite the

strong differences between both types of hot, luminous stars, this supports the understanding of the WR spectral phenomenon as being purely atmospheric. This, in line with the believed similarity of the processes that are at play in the formation of the related CN (Chu 1993), places one in a position to check also for universality of the shaping of CN surrounding *any* hot stars.

### 9.1.2 Turbulence in Ejected Nebulae and HII Regions

Like HII regions, gas motions in nebulae ejected by hot stars are characterized by very large Reynolds numbers. For example, the typical Reynolds numbers exhibited by HII regions are  $\sim 10^9$  (Boily 1993). Such values are well above the critical values ( $10^2$ – $10^4$ ) determining the transition to turbulence. Therefore, like HII regions, it is expected that the kinematics of ejected nebulae by hot stars would be best described in terms of turbulent flows. Turbulence is characterized by a high degree of non-linearity in the governing equations and complex coupling mechanisms, leading to a variety of physical/transport processes occurring over a great variety of scale lengths.

Turbulence is inherently *apparently* stochastic, since the flow variables (*e.g.* velocity, pressure, density) fluctuate in an unpredictable manner about their mean values. However, turbulence also exhibits specific length scales and scaling laws, with rapidly increasing numbers of smaller features as a result of energy cascading down a ladder leading ultimately to dissipation (Fleck 1996). At small scales, turbulent energy returns to the ambient medium as thermal energy. The dissipationless energy cascade makes the flow not strictly unpredictable if one attempts to study quantitatively its structure via a statistical approach. Indeed, the signature of turbulence is confirmed by the presence of correlations in the flow variables between neighboring points that can be detected by means of statistical functions (Scalo 1984). The non-linearity of the equations of hydrodynamics

causes high amplitude structures to change their shape in a way that continuously broadens the wave spectrum to include smaller and smaller scales. A simple, unique wave train is expected to steepen into a shock front damping at the leading edge. However, an intricate pattern of motions likely drives a cascade of energy dissipation taking on a fractal structure (Henriksen 1994, and references therein).

A turbulent fluid is not completely random; thus, a statistical search for any degree of correlation between neighboring points could be carried out via two main approaches: autocorrelation functions or structure functions (these two statistical tools are more reliable than the dispersion-scale relation; Scalo 1984, Miville-Deschênes & Joncas 1995). The structure function is defined as the average of the quadratic differences of velocities as a function of the spatial separation between the points where the velocity is measured (Miesch & Bally 1994). In this study we favor the structure function calculation because it is more robust than the autocorrelation method. The robustness of the structure function technique originates in one important fact: its application requires the use of velocity *differences* rather than velocity 'coherence' (in the case of the autocorrelation function) between points separated by a given distance. Indeed, the use of the autocorrelation function assumes that the statistical properties of the flows are not a function of position, the velocity and density fields being considered *stationary*. When using structure functions, we assume a less stringent hypothesis: *local stationarity*. However, note that at large scales the flows always lose their stationarity (Scalo 1984).

The aim of the present paper is to describe the turbulent behavior of nebulae ejected by hot stars, both from the density structure (via high-resolution imagery) and the kinematical structure (via high spatial resolution Fabry-Perot interferometry). M1-67, surrounding the WR star WR124 (WN8), was chosen for its

relatively large apparent angular diameter (which allows one to study any possible energy cascade within a large span of scale lengths) and its *suspected* weak interaction with the ambient interstellar medium. The latter condition ensures that 1) the ejecta would be less affected by collision and mixing with the pre-existing ambient gas, and therefore 2) the dynamics and structure of the ejected nebula would best reflect the initial conditions of the ejected winds. This, in line with the apparently universal, ubiquitous clumping of hot stellar winds, places one in a position to test the possible impact of the wind fragmentation on the nebular fragmentation.

## 9.2 The Nebula M1-67 and its Central Star WR124

Ground-based, narrowband images and discussion of the *ejected* nebulosity M1-67 surrounding the cool nitrogen WN8 WR star WR124 (= 209 BAC) are given in Esteban *et al.* (1991), Esteban *et al.* (1993), Sirianni *et al.* (1998), Crowther *et al.* (1999), and references therein. Until 1991 the central star of M1-67 was often mistaken for a CSPN. From a study of the Na I D<sub>2</sub> interstellar absorption line in the context of Galactic rotation, Crawford & Barlow (1991) showed that the distance to WR124 is  $\approx 4\text{--}5$  kpc. For such a large distance, the central star must be a massive WR star rather than a CSPN, given its relatively high apparent brightness,  $V \approx 11.6$  (Massey 1984), and the huge interstellar reddening to M1-67 ( $E_{B-V} \approx 0.9\text{--}1.5$ ; Solf & Carsenty 1982; Esteban *et al.* 1991; Crowther *et al.* 1995b). This is compatible with  $M_V \approx -6.0$ , which is typical for WN8 stars. Photo-ionization modelling of M1-67 has been made by Crowther *et al.* (1999), who were able to trace the central star H-Lyman continuum flux distribution, which is normally not directly detectable. The main outcome of this work was to establish the crucial importance of a line-blanketed energy distribution for proper modelling of the WN8 atmosphere.

As an E-type (ejected material) nebula (see Chu, Treffers & Kwitter 1983; Smith 1995 and references therein), M1-67 constitutes an object in its earliest phase of wind interaction, when the ejecta are least affected by collision and mixing with the interstellar medium, and thus best reflect the initial conditions of the ejected winds. This is supported by detailed abundance analysis of the nebula:  $N/O \approx 2.95$  (Esteban *et al.* 1991), rather than  $N/O \approx 0.07$  for the Galactic ISM (Shaver *et al.* 1983). Note that the E-type Galactic CN RCW58 (central star: WR40; spectral type: WN8), is also obviously enriched and must contain stellar ejecta; however this nebula already shows a circumstellar ring which suggests a more pronounced interaction with its ambient medium. For the same reason, we do not consider the multiple ring (Marston 1995) CN surrounding the WN8 star WR16: the two outer rings are likely E-type ring nebulae, but their dynamical ages are relatively long ( $\approx 10^6$  yrs and  $\approx 7 \times 10^5$  yrs). In addition, the inner ring is likely a W-type (wind-blown bubble; see Chu *et al.* 1983 and references therein) CN.

Ground-based observations (*e.g.* Chu & Treffers 1981; Sirianni *et al.* 1998) exhibit a nearly spherical, possibly bipolar, patchy structure made up of many bright unresolved knots and filaments. The basic properties of M1-67 are: diameter  $\approx 110\text{--}120''$  (*i.e.*  $\approx 2.4\text{--}2.6$  pc at a distance of 4.5 kpc; Grosdidier *et al.* 1998), mean expansion velocity  $\approx 40\text{--}45$  km s $^{-1}$  (Sirianni *et al.* 1998), implying a dynamical age of the order of a few  $10^4$  yrs.

In the framework of our search for the direct influence of a clumpy, turbulent-like stellar wind on the surrounding nebula it ejects and more generally on the interstellar medium (Moffat 1998), we have obtained *Hubble Space Telescope* (HST) *Wide Field Planetary Camera Two* (WFPC2) images of the nebula M1-67. Figure 44 is an enlargement of the picture reproduced in Grosdidier *et al.* (1998).

They reported no overall global shell structure to the nebula (see also Grosdidier *et al.* 1999) from the projected radial distribution of the azimuthally-averaged  $H\alpha$  surface brightness. Rather, the radial profile centered on WR124 agrees with a decreasing, wind-density power-law distribution with increasing distance from the central star. Grosdidier *et al.* (1998) understood the absence of a well defined shell as evidence for an extremely small age of the nebula: the WR phase may have just turned on, making the interaction zone (*i.e.* the nebula) of the present fast wind with the previous, slower wind still undetectable (which is in line with the presence of H emission lines in the spectrum of WR124; Crowther *et al.* 1995a).

However, these deep HST/WFPC2 images in  $H\alpha$  of the nebula also suggested that M1-67 may likely be the imprint of a previous, luminous blue variable (LBV) slow wind ejected from the WR central star WR124 (Grosdidier *et al.* 1998), which is supported by other arguments (Sirianni *et al.* 1998, and references therein; Massey & Johnson 1998) as opposed to a classical red supergiant very slow wind (Smith 1996) blown and compressed by the present WR wind. Note that ubiquitous *reversed* bow-shock like structures have been detected throughout the nebula (the more prominent ones being detected at the outer edge of M1-67, PA 10–20° and 130–160°; see Figure 44). Generally, the whole periphery of the nebula appears made up numerous small (1–5") reversed bow-shock like structures (Grosdidier *et al.* 1998). These features were interpreted as the result of the thin-shell instability of the highly variable previous LBV stellar wind interacting with *itself* (Stone *et al.* 1995; Grosdidier *et al.* 1998). In addition, some dense, persisting clumps have possibly been ejected directly from the LBV stellar surface (Grosdidier *et al.* 1998).

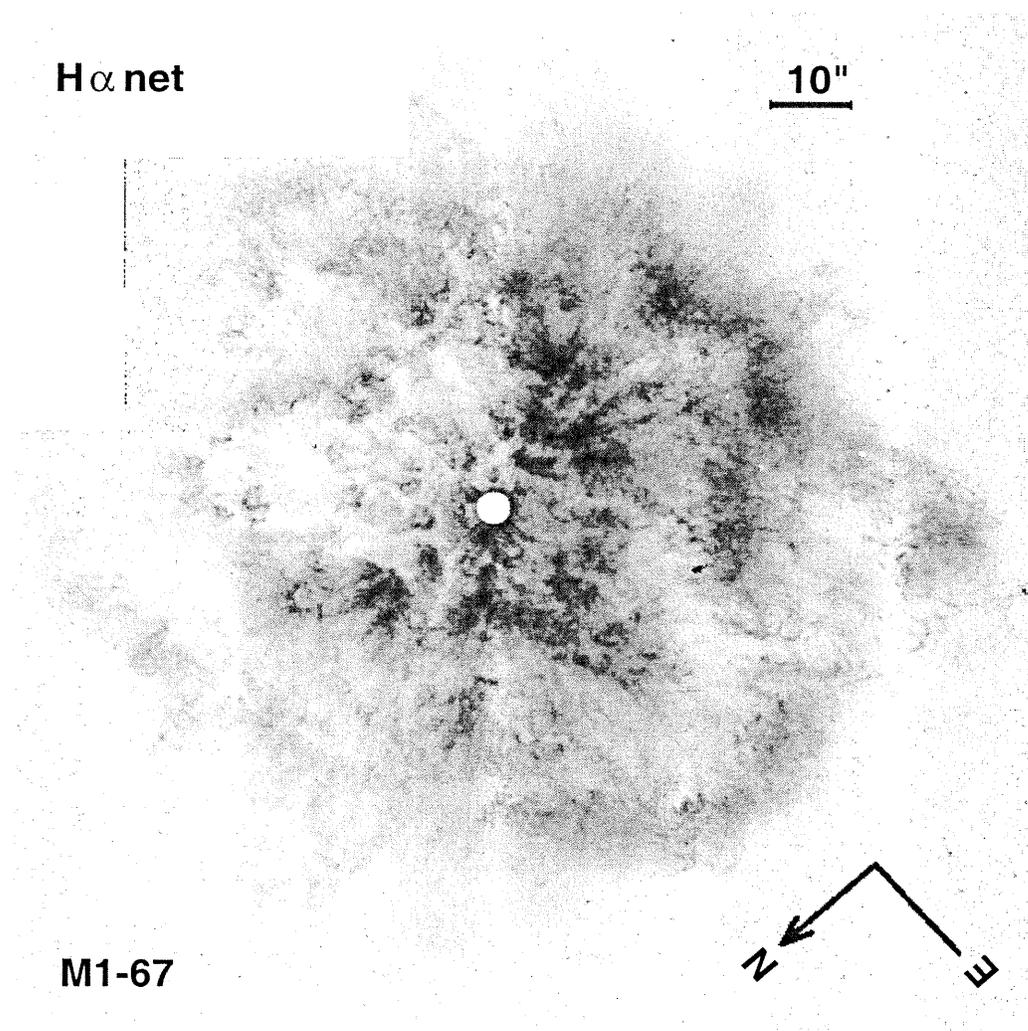


FIGURE 44. Deep WFPC2/H $\alpha$  log-scale image of M1-67 from 4 combined exposures totalling  $\approx 3$  hours. The field stars have been subtracted out (enlargement of Figure 1 from Grosdidier *et al.* 1998).

## 9.3 Observations and Data Reduction

### 9.3.1 HST Imagery

Here, we expand on the description given in Grosdidier *et al.* (1998). Four WFPC2 images of M1-67 with a total combined exposure of 10,000 seconds were taken in March 1997 with the *Hubble Space Telescope* (HST) through the narrowband F656N H $\alpha$  filter (Biretta *et al.* 1996). They were combined (with the task GCOMBINE in STSDAS/IRAF<sup>1</sup>) to produce a single deep  $\approx$  H $\alpha$  image cleaned from bad/hot pixels and cosmic rays. Before the combination of the four F656N H $\alpha$  images, we applied proper shifts to them in order to achieve alignments to within  $\pm 0.01$ – $0.03$  pixels. The shifts were determined using at least 15 (Planetary Camera; PC) and 25–30 (Wide Field Cameras 1, 2 and 3; WFs) bright stars and calculating the relative displacements between each exposure through the estimation of the star centroids. Note that rather than applying one shift to an image to match the other, we applied half-displacements to both images. This reduces the differences in artificial broadening of the stellar profiles between the two images. Finally, we achieved full widths at half maximum spanning 2.4–2.5 pixels for the PC, and 1.7–2.0 pixels for the WFs, in the H $\alpha$  band.

The four narrowband F656N H $\alpha$  images were straddled by broadband V and R images: four WFPC2 images of the same field taken through each of the broadband F675W R and F555W V filters (Biretta *et al.* 1996) were separately combined in the same way to produce similar high signal-to-noise ratio images of ‘continuum’ starlight relatively close to the wavelength of H $\alpha$ . The V and R

---

<sup>1</sup>IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

images enabled us to *interpolate* the stellar light to the wavelength corresponding to  $H\alpha$ . After proper flux scaling and spatial shifting (also within  $\pm 0.01$ – $0.03$  pixels), the interpolated broad-band image<sup>2</sup> was carefully subtracted from the  $H\alpha$  image in order to produce a deep  $\approx$  continuum-subtracted  $H\alpha$  image with the field stars removed. Note that we achieved full widths at half maximum spanning 2.4–2.5 pixels for the PC, and 1.7–2.0 pixels for the WFs, both in the R and V bands. These values are similar to those obtained for the combined  $H\alpha$  image and permitted an optimum continuum starlight subtraction.

The scaling in intensity between the interpolated broad-band image and the combined  $H\alpha$  image was made by measuring the flux of at least 20 bright stars in each chip, and minimizing the residuals in the continuum-subtracted  $H\alpha$  image. This procedure works quite well for  $H\alpha$  line-free stars, which are the majority. For WR124 we applied a different flux scaling because this WN8 star emits a copious amount of  $H\alpha + \text{HeII}\lambda 6560$  light. It is worthy of note that we have obtained all images within a contiguous span of time (6 HST orbits). This reduced problems with potential variable stars in the subtraction of starlight from the original  $H\alpha$  image. Note that the images were originally pipeline processed before being released but required a full recalibration because of severe changes in the dark files.

### 9.3.2 Fabry-Perot Interferometry

Nebular kinematics can be studied very effectively by observations at optical wavelengths with the use of a scanning Fabry-Perot interferometer in combination with a two-dimensional detector. This technique allows one to probe the velocity field with a wider field of view and higher throughput than with a normal long-slit, high-dispersion spectrograph.

---

<sup>2</sup>The V-band component being almost negligible.

With the servo-stabilized Fabry-Perot (FP) *étalon* of the Université Laval (Joncas & Roy 1984), we obtained complementary FP H $\alpha$  data of M1-67 using MOS/SIS<sup>3</sup> (Le Fèvre *et al.* 1994) at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), in 1996 August 30 (there is no FP instrument aboard HST). The instrument was mounted at the Cassegrain  $f/8$  focus and covered a field of about 200" on a side. An H $\alpha$  narrow-band filter ( $\delta\lambda = 8.8 \text{ \AA}$ ) centered at 6575  $\text{\AA}$  was used as a pre-monochromator. The combination of tilting and air temperature blue-shifted the central wavelength of the filter to match the red-shifted H $\alpha$  line originating in M1-67 (mean peculiar velocity:  $\approx +137 \text{ km s}^{-1}$ ; Sirianni *et al.* 1998). The FP *étalon* has a *finesse*  $F = 30$  and a free spectral range of  $\approx 392 \text{ km s}^{-1}$  at H $\alpha$ , where the interference order is  $p = 765$ . Since both the *étalon* and filter were tilted, we avoided ghost images (Georgelin 1970). We used the  $2048 \times 2048$  pixel STIS2 CCD (gain =  $4 \text{ e}^- \text{ ADU}^{-1}$ , readout noise  $\approx 8 \text{ e}^-$ , pixel width =  $21 \mu$ ) with a spatial sampling of  $\approx 0.30''$  per pixel. We employed the MOS/SIS tip/tilt image stabilizer in order to improve image quality and achieved effective seeing spanning the range FWHM  $\approx 0.6\text{--}0.7''$ . The useful data cube was  $1500 \times 1500$  pixels in the spatial domain, and 66 channels ( $2.2 \times F$ , in order to satisfy the Nyquist criterium) in the wavelength domain, giving a velocity sampling of  $\approx 5.9 \text{ km s}^{-1}$  per channel. The integration time was  $200 \text{ sec channel}^{-1}$ . A neon calibration lamp was used to obtain rest frame interferograms. Finally, the data processing was done using the IRAF and ADHOC<sup>4</sup> (e.g. see Amram *et al.* 1995, Blais-Ouellette *et al.* 1999) packages.

---

<sup>3</sup><http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Spectroscopy/SIS/>

<sup>4</sup><http://www-obs.cnrs-mrs.fr/ADHOC/adhoc.html>

## 9.4 The Turbulent Status of M1-67

### 9.4.1 HST Imagery: Wavelets for Structure Function Analysis

#### 9.4.1.1 Method

Using 2D wavelets, we have analyzed our deep continuum-subtracted H $\alpha$  image of M1-67 to isolate stochastic structures of different characteristic size. Hence we effectively looked for scaling laws, as has been clearly demonstrated in other astrophysical contexts (*e.g.* clumping in CO: Gill & Henriksen 1990; clumping in WR winds: Lépine 1994). In what follows, the deep H $\alpha$  image will be considered as a two-dimensional function noted  $f$ .

Following Muzy *et al.* (1993), we have explicitly used wavelets to perform a structure function analysis. We have considered the field of ‘increments’ of  $f$  over a projected spatial distance  $r$  at the pixel  $(x, y)$ ,

$$\Delta f(r; (x, y)) = f((x, y) + R/2) - f((x, y) - R/2), \quad (9.1)$$

by the continuous wavelet transform of  $f$  at the scale  $r$ ,  $T_\Psi[f](r; (x, y))$ ,

$$\Delta f(r; (x, y)) \approx T_\Psi[f](r; (x, y)) = r^{-2} \times [f * \Psi_r](r; (x, y)), \quad (9.2)$$

where  $R$  is a two-dimensional increment vector (on the plane of the sky) of length  $r$ ,  $*$  denotes a convolution and  $\Psi_r$  is the analyzing wavelet at the spatial scale  $r$  (Muzy *et al.* 1993). In our study, the so-called ‘mother-wavelet’,  $\Psi$ , is the 2D ‘Mexican hat’ (formally the second spatial derivative of  $e^{-(x^2+y^2)/2}$ :  $(2 - x^2 - y^2)e^{-(x^2+y^2)/2}$ ) and  $\Psi_r(x, y) = \Psi(\frac{x}{r}, \frac{y}{r})$  (Farge 1992).

The statistical moments of  $|\Delta f(r; (x, y))|$  (the two-point correlation known as ‘structure function of order  $p$ ’) were estimated through the statistical moments of  $|T_\Psi[f](r; (x, y))|$  by averaging over the location:

$$\langle |\Delta f(r)|^p \rangle \sim \int |T_{\Psi}[f](r; (x, y))|^p dx dy. \quad (9.3)$$

Note that Muzy *et al.* (1993) applied this formalism to 1D signals. Here, we generalize their approach to 2D signals. In section 9.4.1.2 we will perform tests on artificial fractal 2D signals, and show that this procedure is correct. Since this approach does not depend on the analyzing wavelet (Muzy *et al.* 1993), one is in a position to test for scaling laws of the form:  $\langle |\Delta f(r)|^p \rangle \propto r^{\zeta(p)}$ .

Note that  $\zeta(0) = 0$  by definition and  $\zeta(p)$  is a smooth, differentiable, monotonically non-decreasing, concave function of  $p$  (if the signal has absolute bounds), no matter how rough the data are (*e.g.* Marshak *et al.* 1994). Continuous signals satisfy  $\langle |\Delta f(r)| \rangle \propto r$ , hence  $\zeta(p) = p$ . Processes with  $\zeta(p) \propto p$  are called ‘mono-affine’ or ‘monofractal’, whereas processes with variable  $\zeta(p)/p$  are called ‘multi-affine’ or ‘multifractal’.

#### 9.4.1.2 Tests on Artificial 2D Fractal Signals

In order to verify the validity of equation (9.3), it is necessary to test our numerical code on artificial 2D signals. Preferably this should be done on 2D fractals in order to check how our method is efficient in finding self-similarity, hence fractality, in the fields of increments.

The basic method for creating artificial fractals is to consider the spectral density, that is, the mean square fluctuation at any particular frequency and how that varies with frequency. This technique, the power spectral method, is based upon the observation that many natural forms and signals have a  $1/\nu^\beta$  frequency power spectrum, *i.e.* the spectrum falls off as the inverse of some power of the frequency  $\nu$ , where the spectral component  $\beta$  is related to the fractal dimension

of the signal:  $\beta = 2H + 2$ , with the persistence parameter  $0 \leq H \leq 1$ . The latter parameter quantifies the degree of ‘roughness’ (*e.g.*  $H = 0$  for a fully rough signal;  $H = 1$  for a fully smooth signal) and is related to the fractal dimension,  $D$ :  $H = 3 - D$  (Moghaddam *et al.* 1991; Cox & Wang 1993). Thus,  $D$  will take on values between 2 and 3.

Figures 45, 46 and 47 show three constructions of artificial fractal signals along with a horizontal cut of the images. To build these signals we first generate a random  $512 \times 512$  white-noise signal. We then apply a Fourier transform to this image leading to a secondary signal which essentially looks like another noise field. We scale the resulting spectra by the desired  $1/\nu^\beta$  function and finally apply an inverse Fourier transform. Controlling how rough or smooth the surface is has to be done by varying the power relationship. From Figure 45 to Figure 47 we have increased the value of  $\beta$ , hence decreasing the roughness. Note that these three images are all based on the same initial seed and therefore have the same general shape.

Figures 48, 49 and 50 show our numerical applications of equation (9.3) for  $p = 1$  to the three artificial fractal signals. Note that choosing  $p = 1$  in equation (9.3) and the  $r^{-2}$  scaling in equation (9.2) relates any power-law  $\langle |\Delta f(r)|^1 \rangle \propto r^{\zeta(1)}$  to the persistence parameter  $H$ :  $H = \zeta(1)$ . Inspection of Figures 48, 49 and 50 suggests that the conjecture given in equation (9.3) is very accurate: the derived slopes are always very close to the theoretical value of  $H$ .

The three following figures (51, 52 and 53) show the hierarchy of exponents  $\zeta(p)$  related to the signals shown in Figures 45, 46 and 47. Here the statistical moments of  $|\Delta f(r; (x, y))|$  have been calculated for each artificial signal, for  $p = 1-5$ , in steps of 0.5. The search for scaling laws has been performed as for Figures

$\beta = 2.10$   
 $H = 0.05$   
 $D = 2.95$

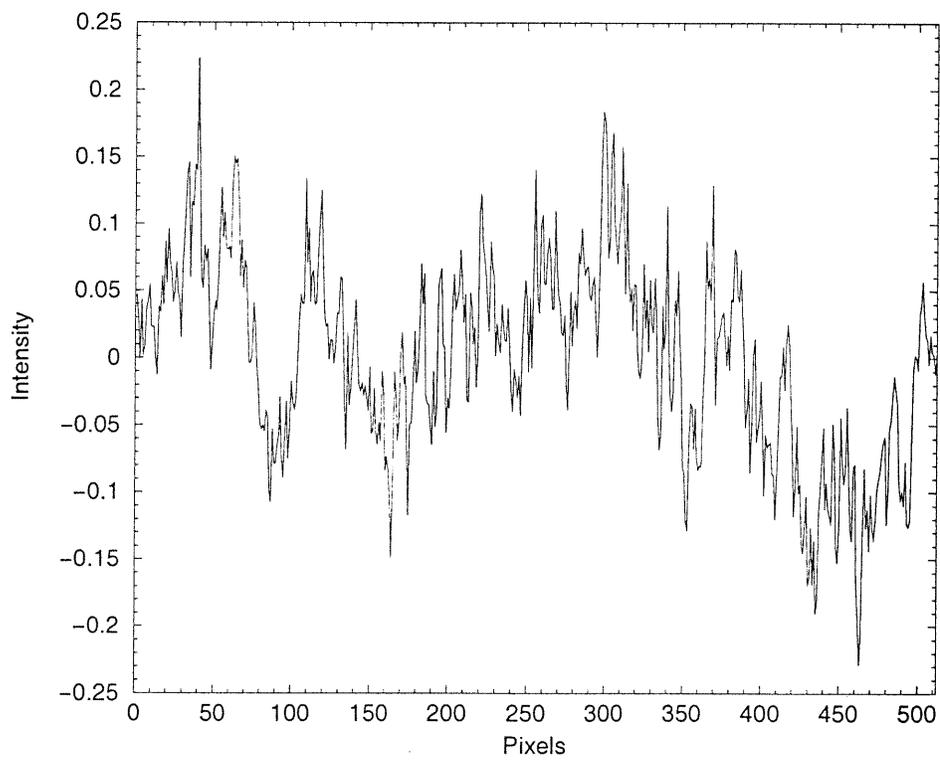
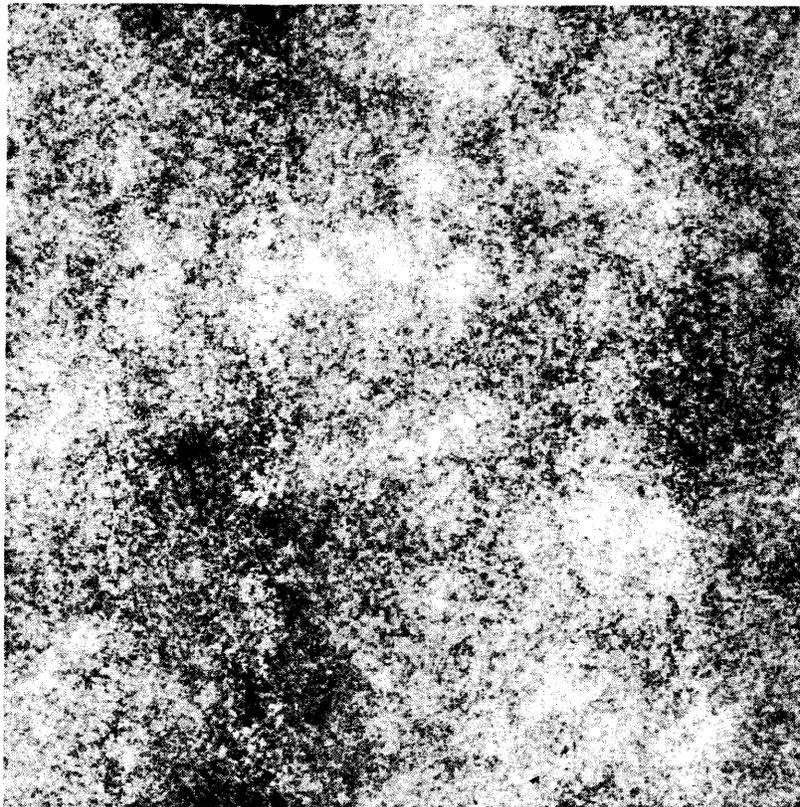


FIGURE 45. Artificial fractal signal with  $H = 0.05$  (upper panel), along with a horizontal cut in the middle of the image (lower panel).

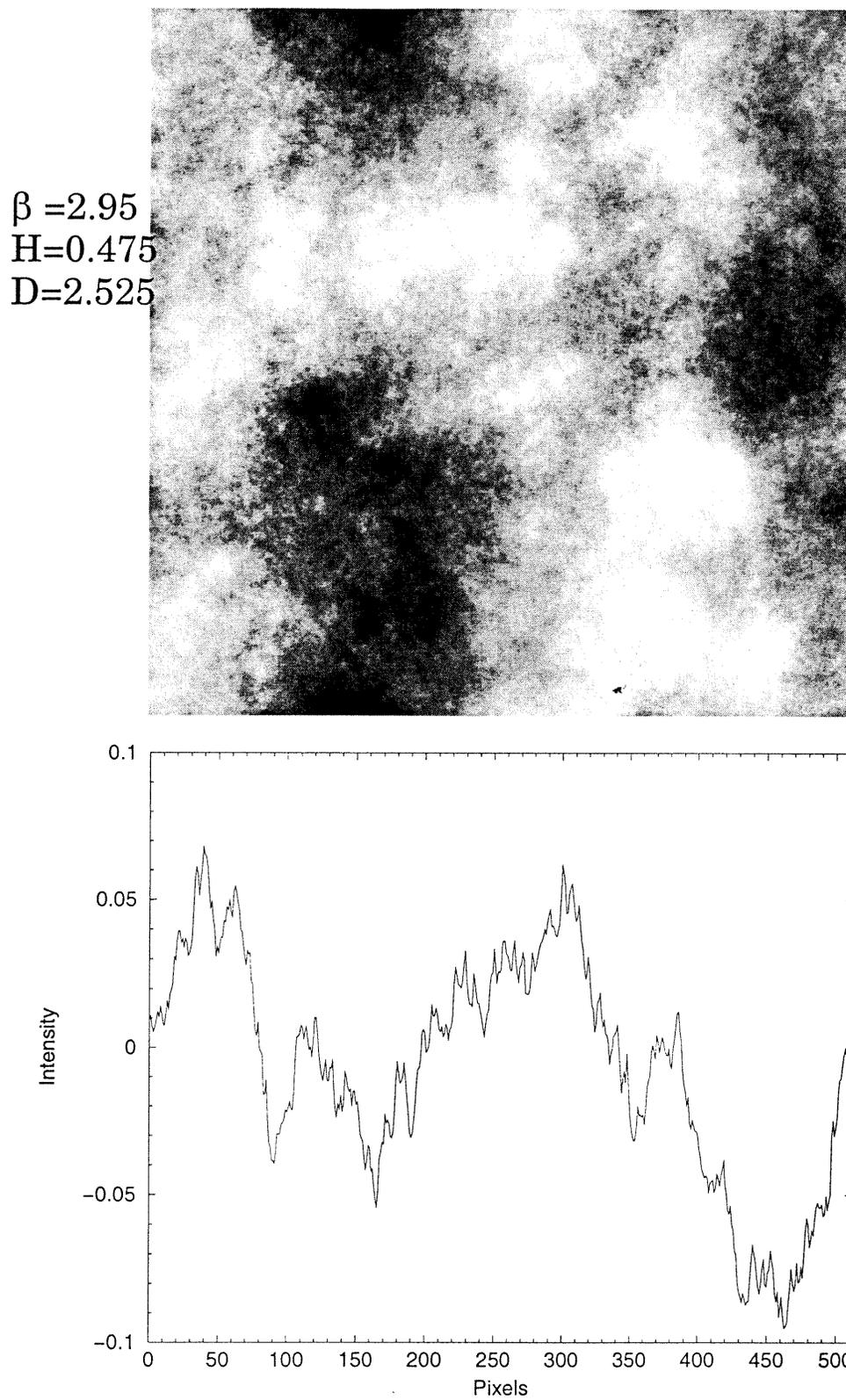


FIGURE 46. Artificial fractal signal with  $H = 0.475$  (upper panel), along with a horizontal cut in the middle of the image (lower panel).

$\beta = 3.80$   
 $H = 0.90$   
 $D = 2.10$

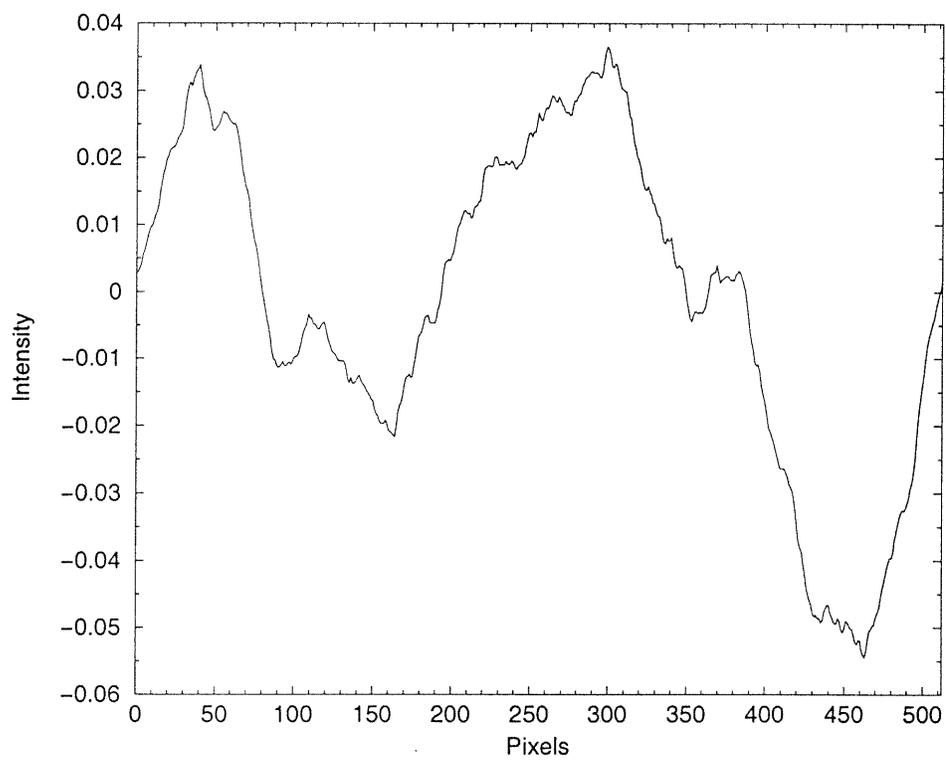
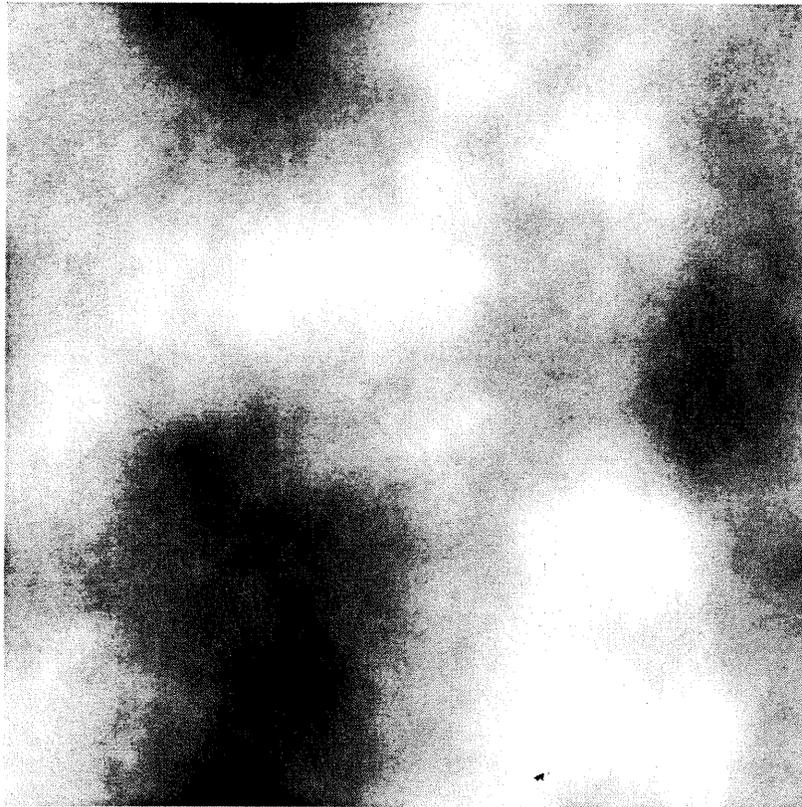


FIGURE 47. Artificial fractal signal with  $H = 0.90$  (upper panel), along with a horizontal cut in the middle of the image (lower panel).

48, 49 and 50 for any individual value of  $p$ . Note that our artificial signals are monofractal, therefore  $\zeta(p)$  should be strictly proportional to  $p$ . This is seen very clearly in Figure 51. However, Figures 52 and 53 exhibit a detectable departure from this theoretical property for  $p > 3$  and  $p > 1$ , respectively. This is mainly due to the small amplitude fluctuations of the last two signals (see Figures 46 and 47, lower panels): for large values of  $p$ , application of equation (9.3) may lead to very small numbers whenever  $|T_{\Psi}[f](r; (x, y))| < 1$ . These numerical experiments demonstrate how our wavelet method is efficient in detecting any fractal structure. However, the reliability of the structure function analysis for the highest orders appears very sensitive to the amplitude of the fluctuations.

#### 9.4.1.3 Results on the HST/H $\alpha$ Deep Image of M1-67

Figures 54 and 55 show, respectively, the wavelet coefficients of the deep, net H $\alpha$  image (cf. Figure 44) for two particular extreme spatial scales. At the larger scale,  $\approx 11.3''$  (Figure 54), the wavelet coefficients reveal the large scale structure of M1-67, where one can easily recognize the bright arcs of Figure 44. The number of clumps then increases rapidly towards smaller scales. More strikingly, at the smallest scale close to the resolution limit,  $\approx 0.3''$  (Figure 55), the density field of M1-67 appears remarkably structured in chaotically oriented filaments *everywhere* in the nebula. Since the field stars have been subtracted off in Figure 44, these filaments are strictly related to the fluctuating density field of M1-67. Note that neither at large scales (Figure 54), nor at small scales (Figure 55) is any bipolar outflow clearly detected.

In Figure 56 the quantities  $\langle |\Delta f(r)|^p \rangle$  are plotted down to  $0.1''$ , the angular resolution of HST/WFPC2, for  $p = 1$  and  $2$ . (The contribution of the instrumental noise has been subtracted off; the field stars do not contribute in this calculation since they have been removed.) Note the short, marginal inertial range (less than

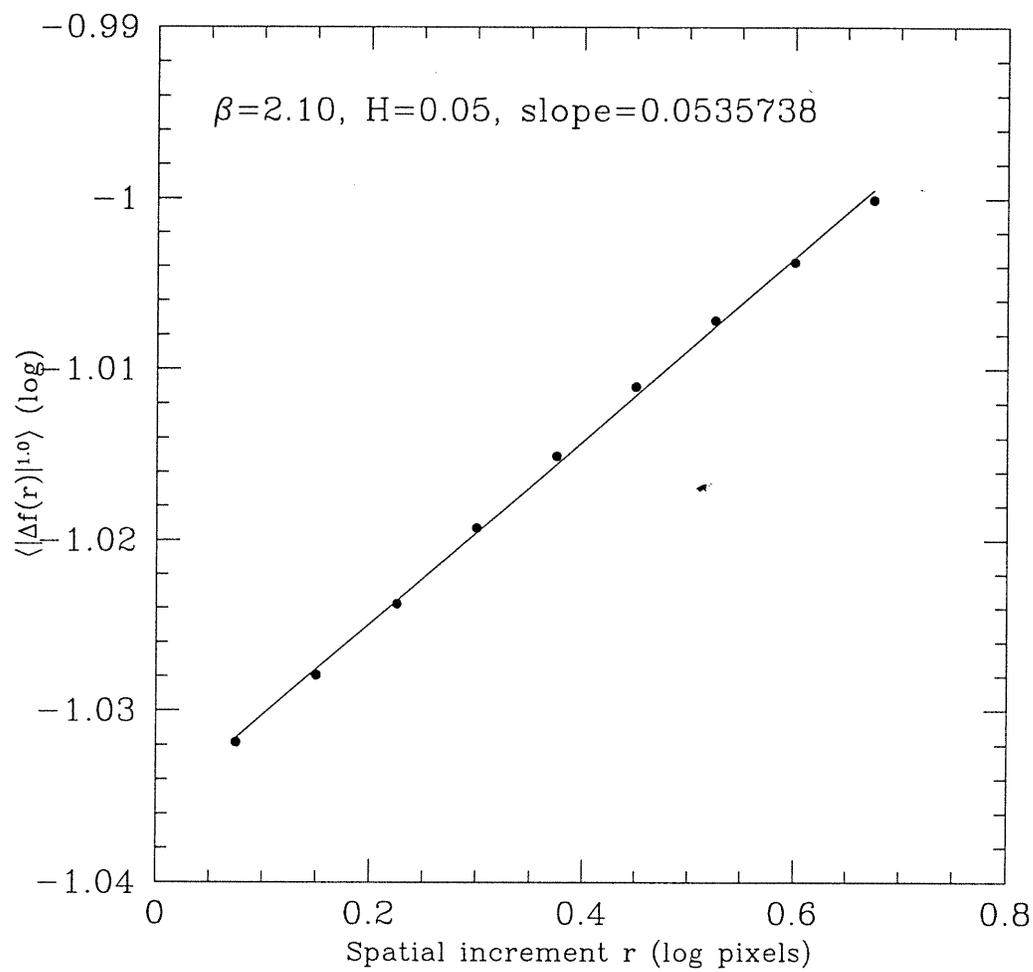


FIGURE 48. Persistence parameter retrieval for  $H = 0.05$  (cf. Figure 45).

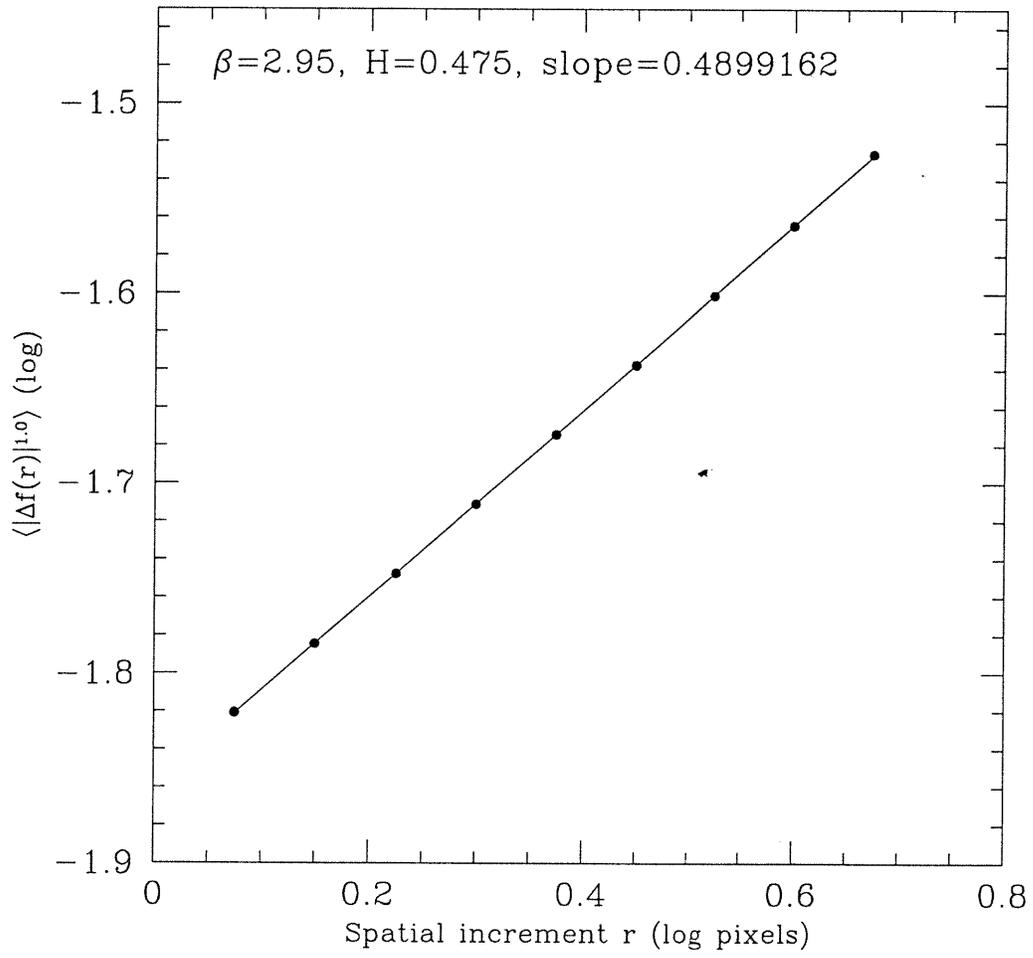


FIGURE 49. Persistence parameter retrieval for  $H = 0.475$  (cf. Figure 46).

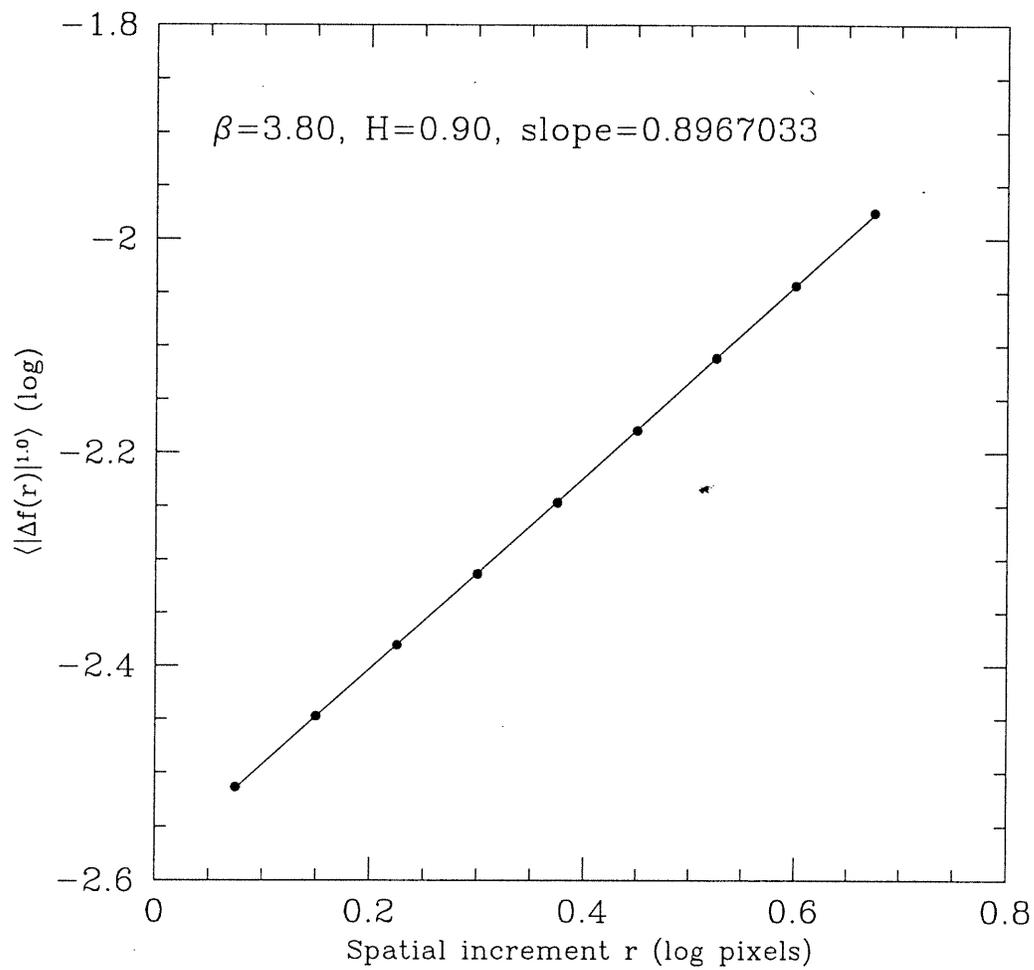


FIGURE 50. Persistence parameter retrieval for  $H = 0.90$  (cf. Figure 47).

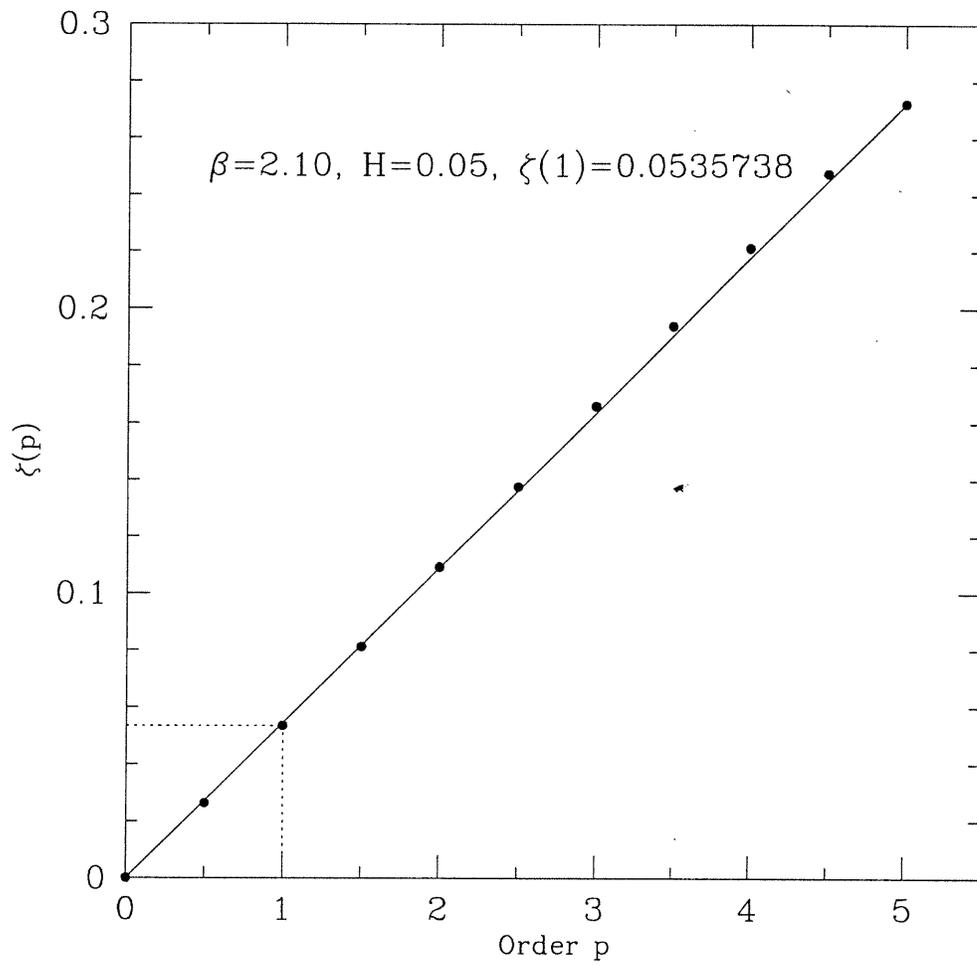


FIGURE 51. Structure function analysis of the signal shown in Figure 45.

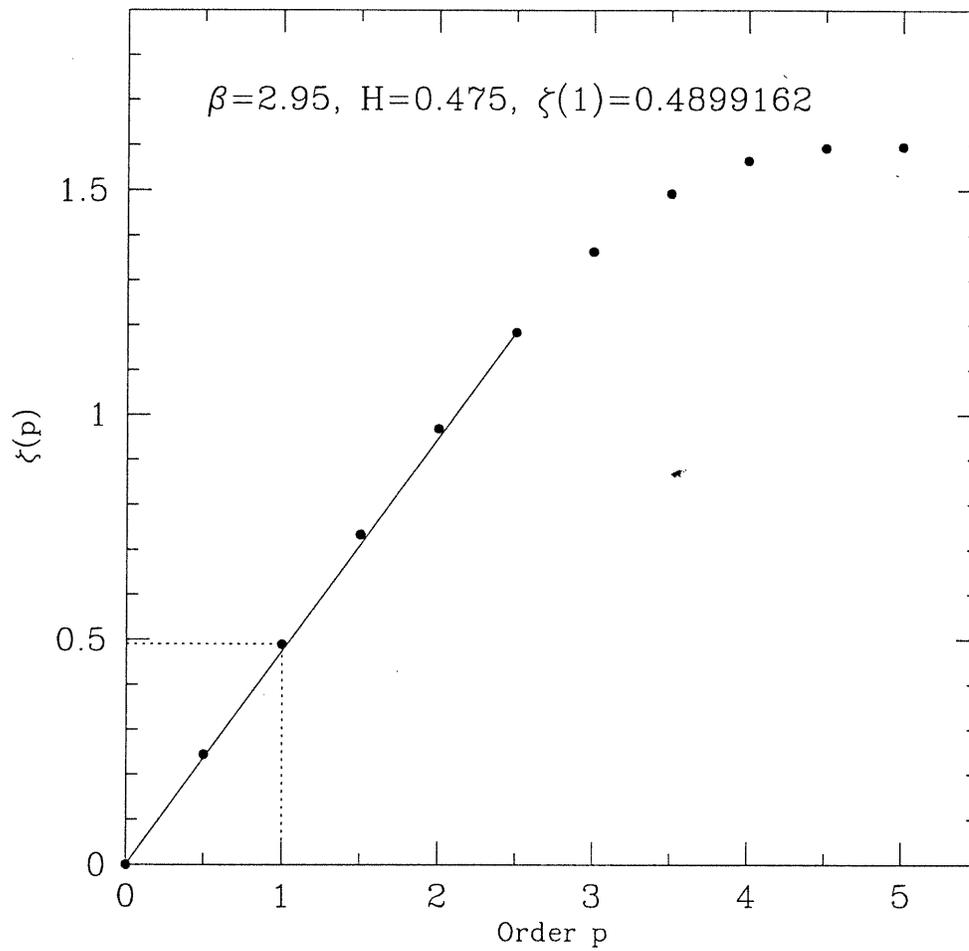


FIGURE 52. Structure function analysis of the signal shown in Figure 46.

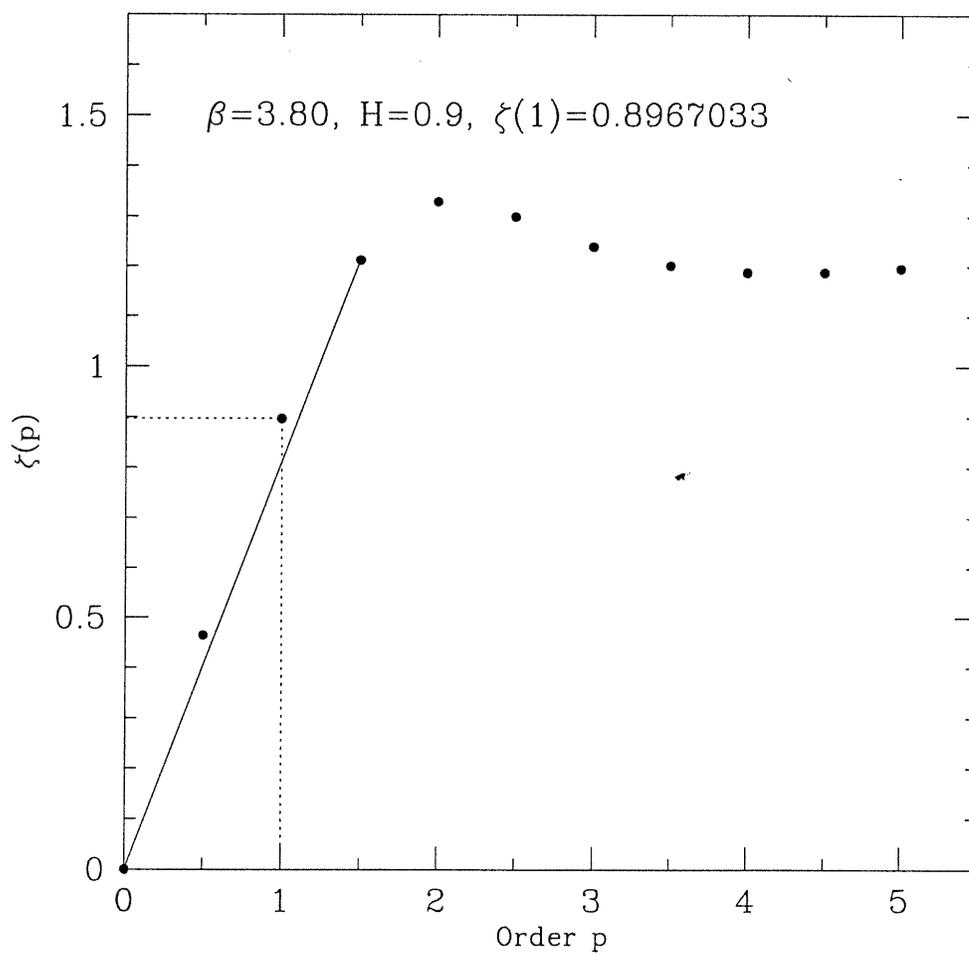


FIGURE 53. Structure function analysis of the signal shown in Figure 47.

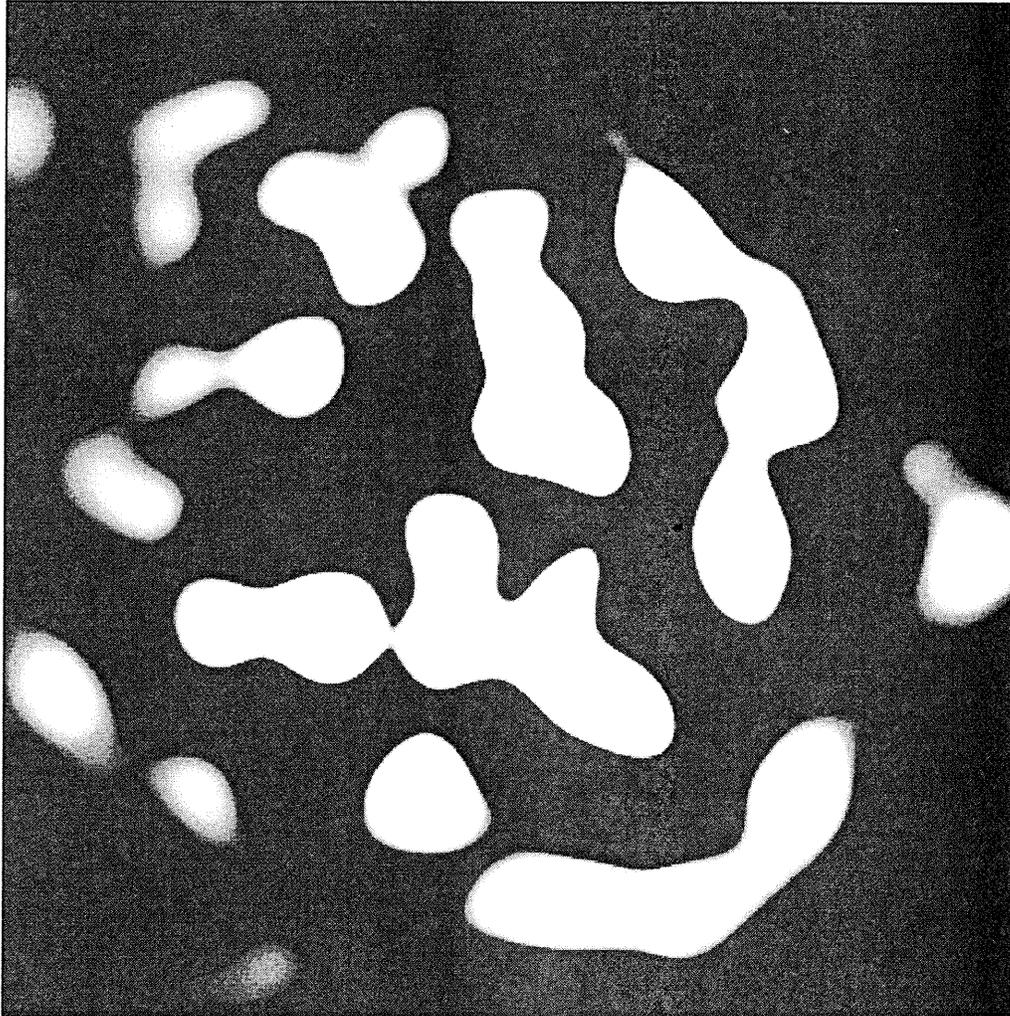


FIGURE 54. Wavelet coefficients of M1-67 at the scale 11.3". The orientation of the image is the same as of Figure 44.

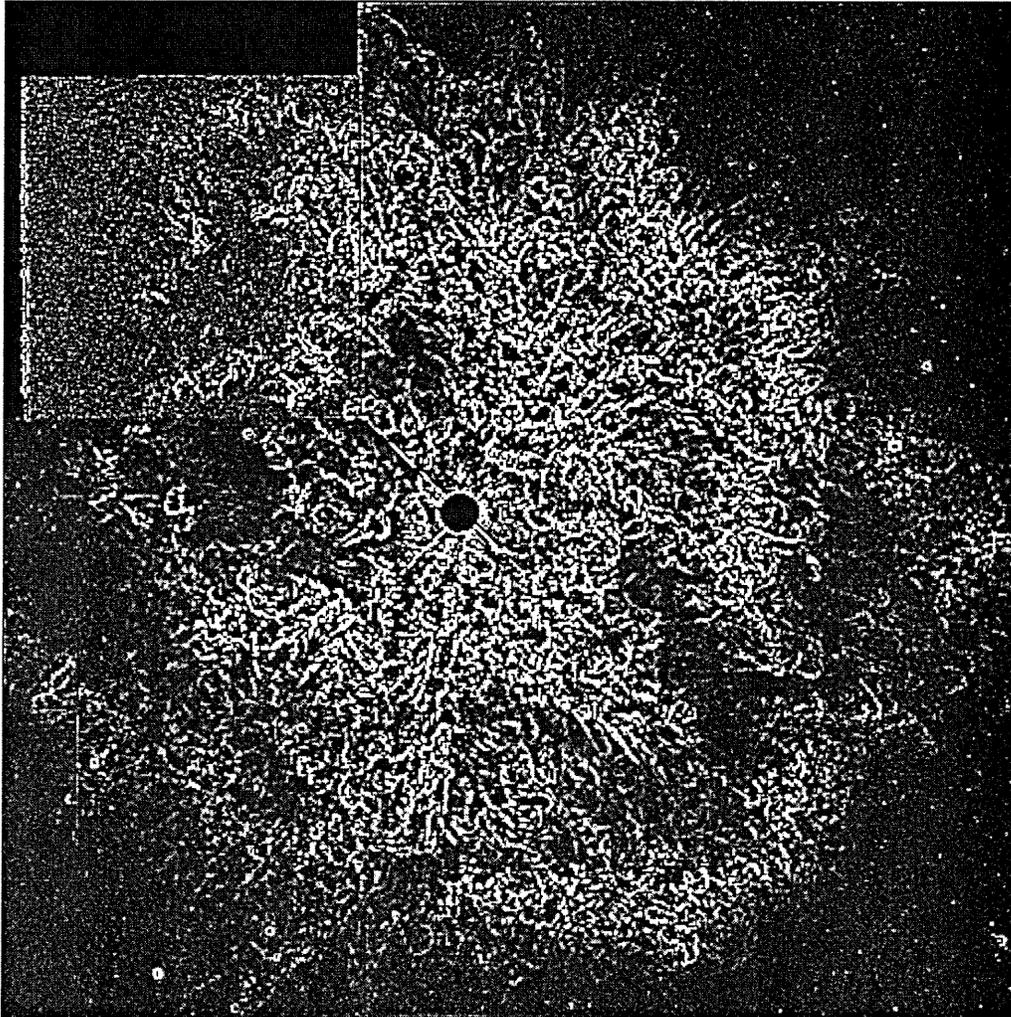


FIGURE 55. Wavelet coefficients of M1-67 at the scale  $0.3''$ . The orientation of the image is the same as of Figure 44.

a decade) at the smallest scales from  $\approx 2.2 \times 10^{-3}$  to  $\approx 5.5 \times 10^{-3}$  pc. This could be attributed to turbulence, which is possibly distorted at larger scales by specific hydrodynamic instabilities or previously unexpected interaction with the ambient ISM. More strikingly, we detect the presence of a strong scale-break at scales of  $\approx 5\text{--}10''$  (or 0.11–0.22 pc, adopting a distance of 4.5 kpc for M1-67), corresponding to the characteristic thickness of the bright arcs seen in Figure 44. This suggests that the bright arcs may be related to a specific earlier *ejection* event or hydrodynamic instability. Since the structure function of order 1 scales as  $\langle |\Delta f(r)| \rangle \propto r^{0.76}$  ( $H \approx 0.76$ ) at the smallest scales, we infer the fractal dimension of M1-67 to be about  $D = 3 - H \approx 2.2\text{--}2.3$ . Thus, M1-67 appears neither as a uniform, nor space-filling structure. For many different nebular objects, we can find estimates of their related fractal dimension in the literature. Generally these fractal dimensions were derived through box-counting techniques on the perimeter of the nebula, hence leading to  $1 \leq D_p \leq 2$ , the majority of the values spanning the range 1.2–1.4 (Bazell & Désert 1988; Blacher & Perdang 1990; Falgarone *et al.* 1991, and references therein). Experiments have shown that in the case of *isotropic* turbulence/fractality, the fractal dimension of the perimeter  $D_p$  and the fractal dimension  $D$  of the two-dimensional projected nebula satisfy the relation:  $D_p = D - 1$  (Sreenivasan & Meneveau 1986; Beech 1992). Therefore, assuming that the fractal dimension  $D_p$  of M1-67 does not vary with the angle of projection (*i.e.* assuming isotropy of the turbulent status of the nebula), we infer  $D_p(\text{M1-67}) \approx 1.2\text{--}1.3$ , which is in good agreement with the measurements determined in the above studies and suggests that this parameter takes on universal values.

In Figure 57 we show the hierarchy of exponents  $\zeta(p)$  as a function of  $p$ . These exponents have been obtained through fitting of the statistical moments over  $\approx 2.2$  decades in scale, including the scale break. Note that  $\zeta(p)/p$  is no longer constant when  $p$  exceeds 2–2.5. We interpret this fact as evidence for possible intermittency in the data, *i.e.* sporadic and intense ‘bursts’ of high frequency

activity.

## 9.4.2 CFHT Fabry-Perot Data: Structure Function Analysis

### 9.4.2.1 General Results on the Velocity Field

The calibrated Fabry-Perot data cube produced maps of the peak intensities, radial velocity and line width at each spatial position within the nebula. Figure 58 shows the channels covering the spread in radial velocity for the nebula M1-67. From these data M1-67 appears as a strongly distorted, thick spherical *shell* seen almost exactly along its direction of rapid spatial motion in the ISM (Moffat, Lamontagne & Seggewiss 1982; Sirianni *et al.* 1998). The radial velocity of the center of expansion is  $\approx 137 \text{ km s}^{-1}$  (Sirianni *et al.* 1998). Note that towards the star, matter is seen at many different velocities. This is due to the broad H $\alpha$  emission line originating in WR124 (wind terminal velocity:  $\approx 710 \text{ km s}^{-1}$ ; Hamann, Koesterke & Wessolowski 1993; Crowther, Hillier & Smith 1995a). Figure 58 also shows that the velocity dispersion inside M1-67 is quite large: note that a simple thick shell by itself would not explain the multiple RVs along the line of sight, especially near the direction of the central star. This velocity dispersion leads one to consider M1-67 as a thick *accelerating* shell. On the whole, instead of appearing as a nice hollow-type shell projected on the sky, we probably see the cap of the bowshock nearly straight on from behind, the far side being greatly intensity-enhanced (by a factor of 8 or more) compared to the near side, probably as a result of raming with the ISM. This was already claimed by Solf & Carsenty (1982).

The processing of all the interferograms enabled the measurement of the velocity centroids covering most of the surface of the nebula. Because of the low signal-to-noise ratio of the approaching, near side of M1-67, this has been

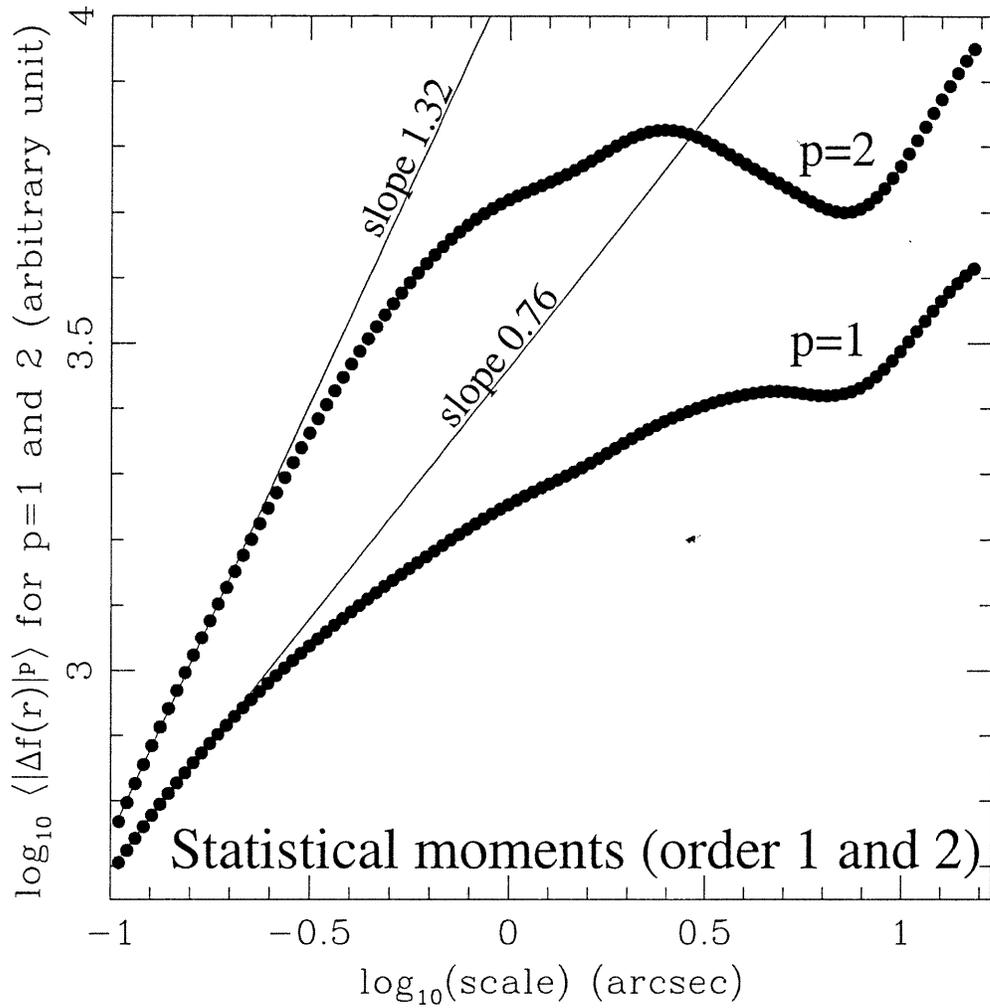


FIGURE 56. Structure function analysis of M1-67. The quantities  $\langle |\Delta f(r)|^p \rangle$  are plotted down to the angular resolution of HST, for  $p = 1$  and  $2$ . One arcsecond corresponds to  $\approx 2.2 \times 10^{-2}$  pc assuming a distance of 4.5 kpc for M1-67.

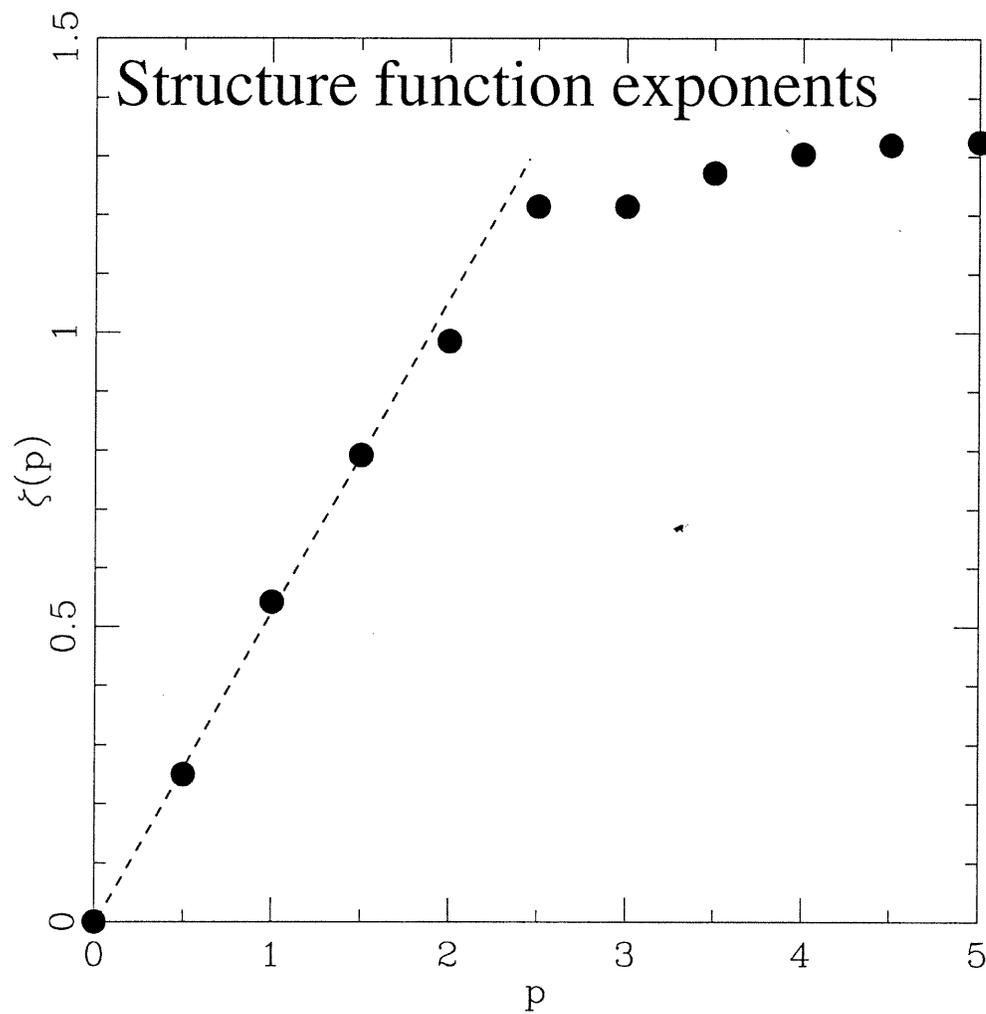


FIGURE 57. Structure function analysis of M1-67. The corresponding  $\zeta(p)$  function demonstrates the multi-affinity of M1-67.

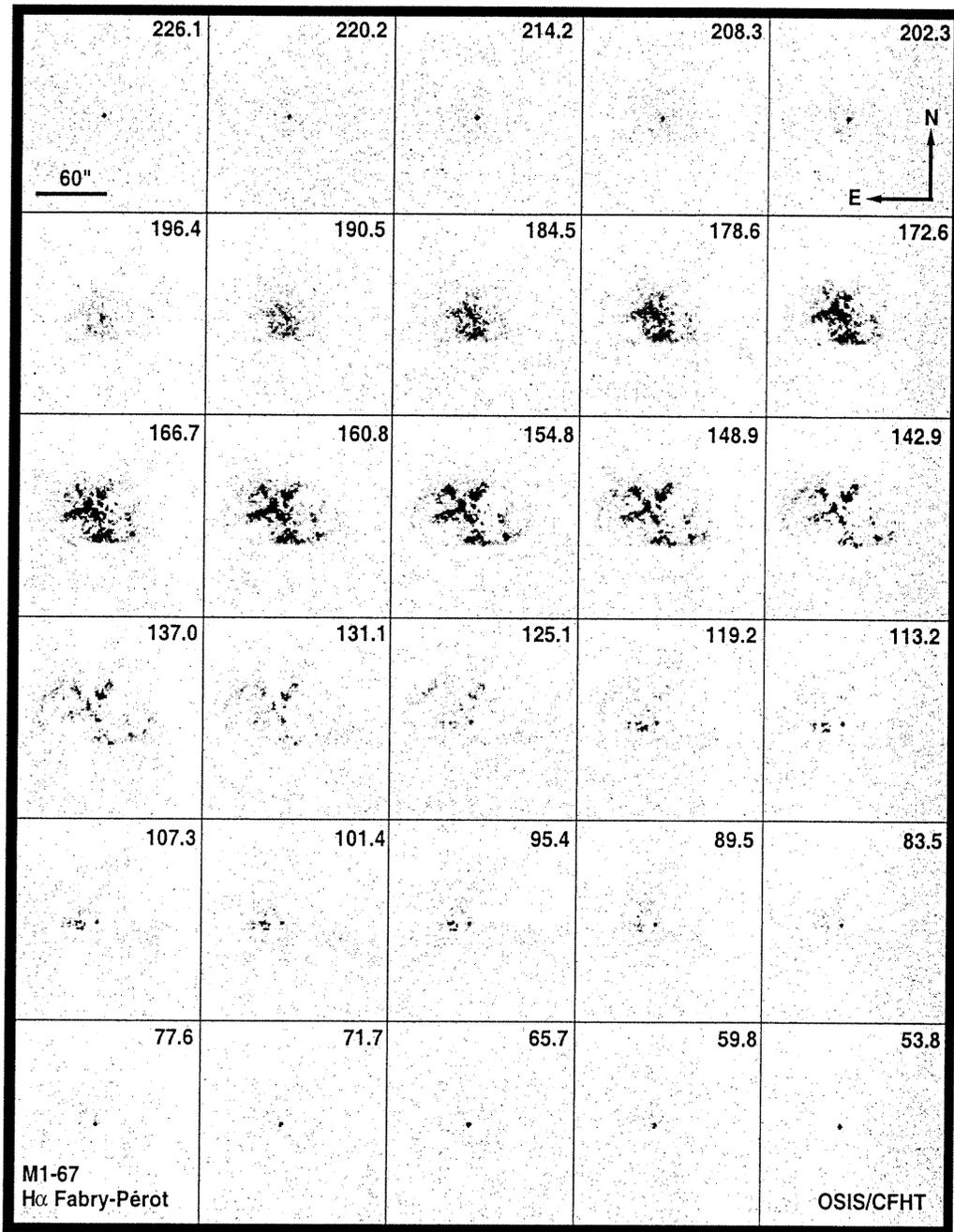


FIGURE 58. Maps of the CFHT/OSIS-H $\alpha$  intensity in M1-67 for the heliocentric radial velocities (in km s $^{-1}$ ) indicated in the upper righthand corners. Everywhere in the nebula except near the edges, a splitting of the H $\alpha$  line into at least two components is detected; the high-velocity component is generally brighter (by a factor 8 or more) than the low-velocity component. The central star shows up clearly at the same position in each box.

done only for the far, 'red' side of the nebula, *i.e.* for velocities greater than  $137 \text{ km s}^{-1}$ . Figure 59 shows the velocity field of M1-67 for the red component. From this figure, M1-67 exhibits a distorted velocity field reminiscent of a thick expanding shell as suggested by Figure 58. In addition, the velocity field does not show any clear bipolar outflow, contrary to the previous claim by Sirianni *et al.* (1998). Note that sudden, huge changes in the transparency conditions of the sky occurred during the scanning at the end of the night. This explains the absence of measurements of the velocity field south of M1-67.

Figure 60 shows the distribution of the measured velocity points of the red component. The mean LSR velocity is  $\approx 176.2 \text{ km s}^{-1}$ . Given the systemic heliocentric radial motion of M1-67 ( $\approx 137 \text{ km s}^{-1}$ ) and assuming a symmetric expansion of the nebula, with a velocity of expansion of about  $46 \text{ km s}^{-1}$  (Sirianni *et al.* 1998), the maximum expected radial velocity should be  $\approx 183 \text{ km s}^{-1}$ . However, we note numerous points above this value (up to about  $225 \text{ km s}^{-1}$ ) showing the high velocity dispersion within M1-67. Note that Figure 60 shows velocities well below  $\approx 137 \text{ km s}^{-1}$ , down to about  $125 \text{ km s}^{-1}$  or less, *i.e.* velocities apparently related to the blue component. This is mainly due to velocity perturbations of the shell near its periphery, and the resulting difficulty in splitting the two components. Moreover, note the presence of a small bump near  $133 \text{ km s}^{-1}$ . Since this value is very close to the radial velocity of the center of expansion ( $137 \text{ km s}^{-1}$ ), here we are mainly concerned with regions of M1-67 located near the perimeter of the nebula. Such a bump is evidence for velocity perturbations likely due to the interaction with the interstellar medium. On the whole, the irregular nature of the velocity field is possibly related to either large variations in the density distribution of the ambient ISM, or large variations in the central star mass-loss history.

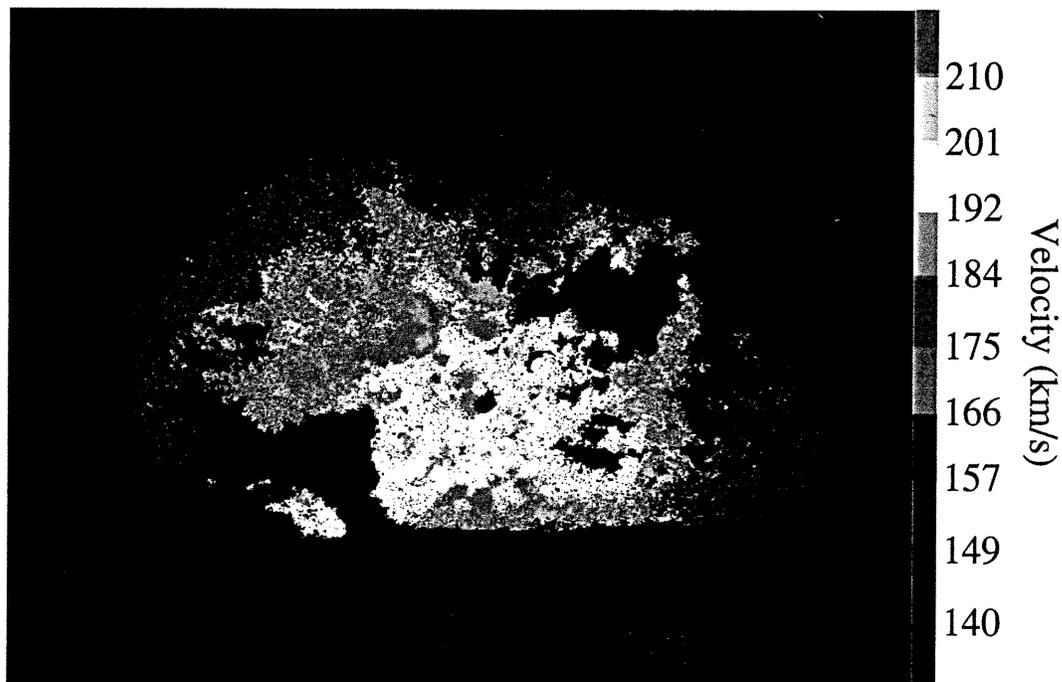


FIGURE 59. Velocity map of M1-67 for the heliocentric radial velocities of the 'red' component (in  $\text{km s}^{-1}$ ). North is up, East to the left. Note the missing chunk of emission in the bottom part, due to a sudden transmission reduction near the end of the FP scan.

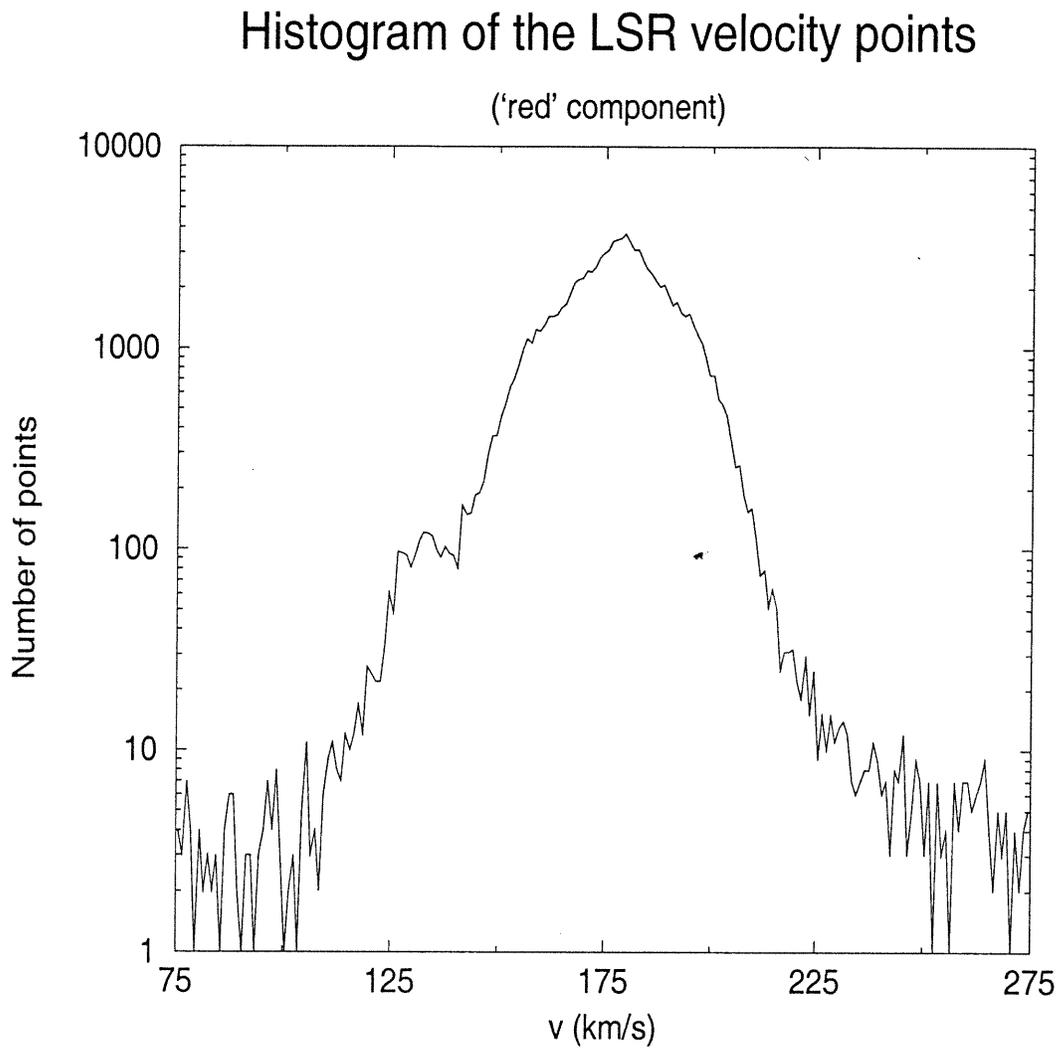


FIGURE 60. M 1-67: The distribution of the measured velocity centroids of the red component.

Because any valid statistical analysis of velocity fluctuations has to be done on a (at least local) stationary velocity field, one has to subtract global, systematic, nonstationary trends from it. Rather than fitting a two-dimensional polynomial to the velocity data in order to remove the expansion pattern of the distorted shell (which generally leads to additional new systematic trends), we have convolved the centroid velocity map with Zurflueh filters (Zurflueh 1967; Miesch & Bally 1994) of different frequency response widths, and removed the smoothed map from the original data. The Zurflueh filter is a symmetric, low-pass filter which nicely approximates a step function in the frequency domain and moderates the introduction of artificial high-frequency patterns in the convolved data. This systematic trend correction gave us the residual fluctuating velocity component on which we have performed the structure function analysis.

#### 9.4.2.2 Structure Function Analysis of the Velocity Field

Figure 61 shows the computed second-order discrete structure function of the velocity field of M1-67:

$$S(r) = \frac{\Sigma [v(X) - v(X + r)]^2}{N(r)}, \quad (9.4)$$

where  $X$  and  $r$  are two-dimensional vectors on the plane of the sky, the summation being done on all the pairs separated by  $r$ ,  $N(r)$  (Scalo 1984; Miesch & Bally 1994). In Figure 61, the second-order velocity structure function shows no clear inertial range, as well at small as at larger velocity separations. The absence of a well-defined inertial range appears very likely because is independent of the width of the applied Zurflueh filter. However, with a distance of 4.5 kpc to M1-67 and a pixel size of 0.3", we detect a possible, marginally turbulent regime occurring in the short range 16–50 pixels, *i.e.* 0.1–0.3 pc. A linear least-squares' fit of the slope in the range where there is a possible correlation of the results

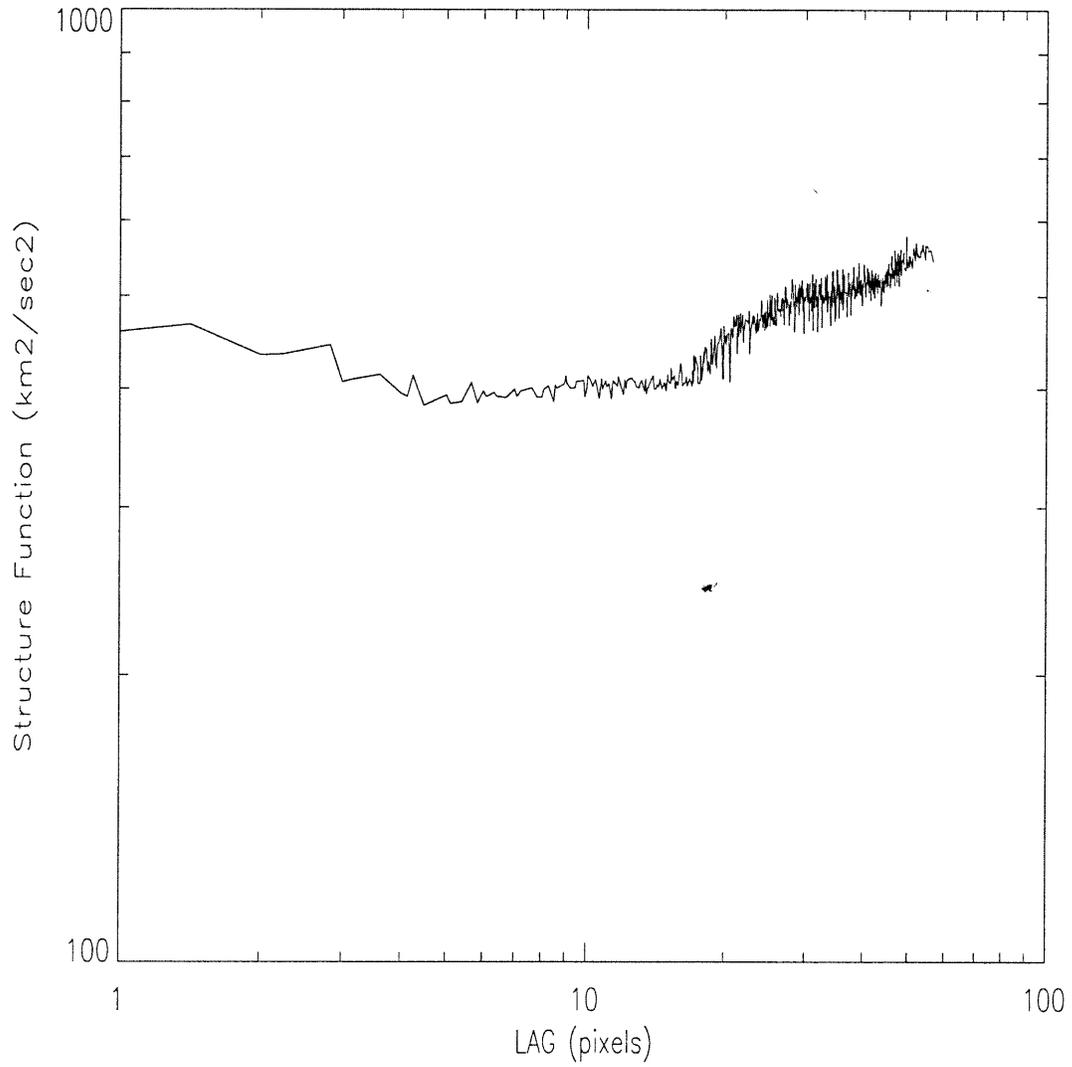


FIGURE 61. The second-order velocity structure function of M1-67 where LAG is the separation between velocity pairs. One pixel corresponds to  $\approx 6.5 \times 10^{-3}$  pc assuming a distance of 4.5 kpc for M1-67.

has been done using a power-law and gives a slope of about 0.3 (*i.e.* the related distribution of turbulent kinetic energy with spatial scale would be described by an energy spectrum,  $E(k)$ , scaling as  $k^{-1.3}$  with the wave number  $k$ ). Such a value does not meet the Kolmogorov type description for which one would obtain  $2/3$  (*i.e.*  $E(k) \sim k^{-5/3}$ ). This value is also smaller than 1.0, suggesting the dynamics is not being simply shock dominated (*i.e.*  $E(k) \sim k^{-2}$ ). On the other hand, the 16–50 pixel possible inertial range is so short that it is unlikely significant or real. Note we are not able to confirm the inertial range detected from the density field (see section 9.4.1.3) because this inertial range ends at about  $0.3''$ , which is well below the resolution of the CFHT.

## 9.5 Discussion and Conclusion

Using the unique, high-resolution, wide-field imaging capabilities of HST, we have tested quantitatively, via scaling laws, for compressible turbulence in the distribution of density clumps in the ejected nebula M1-67. These data have been straddled by complementary CFHT Fabry-Perot  $H\alpha$  data in order to perform the same test on the velocity field of M1-67.

What is generally understood as turbulence is the difference resulting from the subtraction of the instrumental and thermal broadening from the observed emission line widths. In other words, turbulence is a quantity related to macroscopic, chaotic motions of the gas, and their related density fluctuations. At small scales, the density field of M1-67 appears remarkably structured in chaotically oriented filaments everywhere in the nebula. This agrees with earlier numerical simulations of turbulent flows (*e.g.* Sreenivasan & Antonia 1997; Vázquez-Semadeni 1999, and references therein) or observations (*e.g.* Miville-Deschênes *et al.* 1999, and references therein) which have revealed how turbulence is characterized by filamentary vortical structures and surrounding dissipative sheets. However,

neither the density field, nor the velocity field show any clear inertial range reminiscent of turbulence.

Because the ISM and the ejected nebula are compressible and inhomogeneous, the gas flows being in addition highly supersonic, we expect shock wave propagations within M1-67. External forces due to stellar winds (or gravitation in another astrophysical context like Giant Molecular Clouds: Gill & Henriksen 1990) play an important role in feeding the ISM with highly pressurized motions, moving the gas at velocities larger than the sound speed, and ultimately leading to supersonic, sub-Alfvénic turbulence and its related small scale compressions. Interaction between shock waves and turbulent fluctuations may distribute the energy *dissipation* over several scales (Higdon 1984).

In addition, from previous studies of turbulence within Galactic HII regions, we can conclude that whenever a correlation is found between random velocity components and scales, there is no single power law for the observed structure function. This suggests the *injection* of energy at different scales of motion.

Dissipation and injection of energy at different scales may explain the reason for the absence of a well defined inertial range in M1-67. It is worthy of note that large variations may exist in the history of WR124's mass-loss and the distribution of the ambient ISM. This precludes 1) any unique interpretation of the absence of a well-defined inertial range; and 2) any unambiguous derivation of the stellar mass-loss history. In addition, since our observations come from a projection on the plane of the sky, we therefore expect a smearing of the information along each line of sight. This may lead to additional perturbations in the flows, with apparently fluctuating power-laws (O'Dell & Castañeda 1987, and references therein) precluding any inertial regime detection.

Finally, given the extreme perturbations of the velocity field in M1-67 (see Figures 58 and 59), it is virtually impossible to measure any systematic impact of the WR (or LBV) wind on the nebular structure. The irregular nature of the velocity field is likely due to either large variations in the density distribution of the ambient ISM, or large variations in the central star mass-loss history. For whatever reason, any systematic effects seem to have been randomized such that they have become fully masked.

### **Acknowledgements**

YG acknowledges financial aid from the French Ministry of Foreign Affairs. AFJM and GJ are grateful to NSERC (Canada) and FCAR (Québec) for financial support. AFJM acknowledges the award of a Killam Fellowship from the Canada Council for the Arts.

## RÉFÉRENCES

- Acker, A., Grosdidier, Y., Durand, S., 1997, *A&A*, 317, L51
- Amram, P., Boulesteix, J., Marcelin, M., Balkowski, C., Cayatte, V., Sullivan, W.T. III, 1995, *A&AS*, 113, 35
- Balick, B., 1994, *Ap&SS*, 216, 13
- Balick, B., Rodgers, B., Hajian, A., Terzian, Y., Bianchi, L., 1996, *AJ*, 111, 834
- Bazell, D. & Désert, F.X., 1988, *ApJ*, 333, 353
- Beech, M., 1992, *Ap&SS*, 192, 103
- Biretta, J.A., *et al.*, 1996, *WFPC2 Instrument Handbook*, Version 4.0 (Baltimore: STScI). Copyright ©1996 by STScI
- Blacher, S. & Perdang, J., 1990, *Vistas in Astron.*, 33, 393
- Blais-Ouellette, S., Carignan, C., Amram, P., Côté, S., 1999, *AJ*, 118, 2123
- Boily, E., 1993, Ph.D. Thesis, Université Laval
- Chu, Y.-H., 1993, in *IAU Symp. 155, Planetary Nebulae*, eds. R. Weinberger & A. Acker (Dordrecht: Reidel), 139
- Chu, Y.-H., Manchado, A., Jacoby, G.H., Kwitter, K.B., 1991, *ApJ*, 376, 150
- Chu, Y.-H. & Treffers, R.R., 1981, *ApJ*, 249, 586
- Chu, Y.-H., Treffers, R.R. & Kwitter, K.B., 1983, *ApJS*, 53, 937
- Cox, B.L. & Wang, J.S.Y., 1993, *Fractals*, 1, 87
- Crawford, I.A. & Barlow, M.J., 1991, *A&A*, 249, 518
- Crowther, P.A., Hillier, D.J., Smith, L.J., 1995a, *A&A*, 293, 403
- Crowther, P.A., Smith, L.J., Hillier, D.J., Schmutz, W., 1995b, *A&A*, 293, 427

- Crowther, P.A., Pasquali, A., de Marco, O., Schmutz, W., Hillier, D.J., and de Koter, A., 1999, *A&A*, 350, 1007
- Esteban, C., Smith, L.J., Vilchez, J.M., Clegg, R.E.S., 1993, *A&A*, 272, 299
- Esteban, C., Vilchez, J.M., Smith, L.J., Manchado, A., 1991, *A&A*, 244, 205
- Eversberg, T., Lépine, S. & Moffat, A.F.J., 1998, *ApJ*, 494, 799
- Falgarone, E., Phillips, T.G. & Walker, C.K., 1991, *ApJ*, 378, 186
- Farge, M., 1992, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 24, 395
- Fleck, R.C., 1996, *ApJ*, 458, 739
- Frank, A., Ryu, D., Davidson, K., 1998, *ApJ*, 500, 291
- García-Segura, G. & Mac Low, M.-M., 1995, *ApJ*, 455, 145
- García-Segura, G., Mac Low, M.-M., Langer, N., 1996, *A&A*, 305, 229
- Georgelin, Y.P., 1970, *A&A*, 9, 441
- Gill, A.G. & Henriksen, R.N., 1990, *ApJ*, 365, 27
- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., Chesneau, O. & Dimeo, T., 1997, in *IAU Symp. 180, Planetary Nebulae*, eds. H.J. Habing & H.J.G.L.M. Lamers (Dordrecht: Reidel), 108
- Grosdidier, Y., Moffat, A.F.J., Joncas, G., Acker, A., 1998, *ApJ*, 506, L127
- Grosdidier, Y., Moffat, A.F.J., Joncas, G., Acker, A., 1999, in *ASP Conf. Series Vol. 168, New perspectives on the Interstellar Medium*, eds. A.R. Taylor, T.L. Landecker & G. Joncas, 453
- Grosdidier, Y., Acker, A. & Moffat, A.F.J., 2000a, *Turbulent outflows from [WC]-type nuclei of planetary nebulae: I. BD +30° 3639 and other [WC 9-10] stars*, *A&A*, submitted
- Grosdidier, Y., Acker, A. & Moffat, A.F.J., 2000b, *Turbulent outflows from [WC]-type nuclei of planetary nebulae: II. The [WC 8] central star of NGC 40*, *A&A*, submitted

- Hamann, W.-R., Koesterke, L. & Wessolowski, U., 1993, *A&A*, 274, 397
- Henriksen, R.N., 1994, *Ap&SS*, 221, 25
- Higdon, J.C., 1984, *ApJ*, 285, 109
- Joncas, G. & Roy, J.R., 1984, *PASP*, 96, 263
- Kwok, S., Purton, C.R. & FitzGerald, P.M., 1978, *ApJ*, 219, L125
- Le Fèvre, O., Crampton, D., Felenbok, P., Monnet, G., 1994, *A&A*, 282, 325
- Lépine, S., 1994, *Ap&SS*, 221, 371
- Lépine, S., Moffat, A.F.J. & Henriksen, R.N., 1996, *ApJ*, 466, 392
- Lépine, S. & Moffat, A.F.J., 1999, *ApJ*, 514, 909
- Marshak, A., Davis, A., Cahalan, R. & Wiscombe, W. 1994, *Phys.Rev.E*, 49, 55
- Marston, A.P., 1995, *AJ*, 109, 1839
- Marston, A.P., 1996, *AJ*, 112, 2828
- Marston, A.P., 1999, in *IAU Symp. 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, eds. K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, and P.R.J. Eenens, San Francisco, Calif. : Astronomical Society of the Pacific, 306
- Massey, P., 1984, *ApJ*, 281, 789
- Massey, P. & Johnson, O., 1998, *ApJ*, 505, 793
- Mellema, G. & Frank, A., 1995, *MNRAS*, 273, 401
- Miesch, M.S. & Bally, J., 1994, *ApJ*, 429, 645
- Miville-Deschênes, M.-A. & Joncas, G., 1995, *ApJ*, 454, 316
- Miville-Deschênes, M.-A., Joncas, G., Falgarone, E., 1999, in *Interstellar Turbulence*, Proc. of the 2nd Guillermo Haro Conference, Eds. J. Franco & A. Carraminana, Cambridge University Press, p.169
- Moffat, A.F.J., 1998, in *ASP Conf. Series Vol. 168, New perspectives on the Interstellar Medium*, eds. A.R. Taylor, T.L. Landecker & G. Joncas, 449

- Moffat, A.F.J., Lamontagne, R. & Seggewiss, W., 1982, *A&A*, 114, 135
- Moghaddam, B., Hintz, K.J., Stewart, C.V., 1991, *SPIE*, 1486, 115
- Muzy, J.F., Bacry, E. & Arneodo, A., 1993, *Phys.Rev.E* 47, 875
- O'Dell, C.R. & Castañeda, H.O., 1987, *ApJ*, 317, 686
- Robert, C., 1992, PhD Thesis, Université de Montréal
- Scalo, J.M., 1984, *ApJ*, 277, 556
- Shaver, P.A., McGee, R.X., Newton, L.M., Danks, A.C. & Pottasch, S.R., 1983, *MNRAS*, 204, 53
- Sirianni, M., Nota, A., Pasquali, A., Clampin, M., 1998, *A&A*, 335, 1029
- Smith, L.J., 1995, in *IAU Symp. 163, Wolf-Rayet stars: binaries, colliding winds, evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht: Reidel), 24
- Smith, L.J., 1996, in *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution*, 33<sup>rd</sup> Liège Int. Astroph. Coll., 381
- Solf, J. & Carsenty, U., 1982, *A&A*, 116, 54
- Sreenivasan, K.R. & Antonia, R.A., 1997, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 29, 435
- Sreenivasan, K.R. & Meneveau, C., 1986, *J. Fluid Mech.*, 173, 357
- Stone, J.M., Xu, J. & Mundy, L.G., 1995, *Nature*, 377, 315
- Vázquez-Semadeni, E., 1999, in *ASP Conf. Series Vol. 168, New perspectives on the Interstellar Medium*, eds. A.R. Taylor, T.L. Landecker & G. Joncas, 345
- Zurflueh, E.G., 1967, *Geophys.*, 32, 1015

## CHAPITRE 10

### Vents stellaires chauds et nébuleuses éjectées des étoiles chaudes: nécessaire inclusion des phénomènes radiatifs dans les simulations hydrodynamiques

Comptes-Rendus du colloque du GRETA<sup>1,2</sup>, “Le transfert de rayonnement en Astrophysique” (17–19 mai 1999), publications de l’Observatoire de la Côte d’Azur, Nice, France, éd. Ph. Stee, p. 199

Yves Grosdidier<sup>1,2,3</sup>, Guillermo García-Segura<sup>5</sup>, Agnès Acker<sup>1</sup> et Anthony F.J. Moffat<sup>2,3,4</sup>

---

<sup>1</sup> Observatoire astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 11 rue de l’Université, 67000 Strasbourg, France

<sup>2</sup> Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal (Québec), Canada, H3C 3J7

<sup>3</sup> Observatoire du mont Mégantic, Canada

<sup>4</sup> Récipiendaire de la bourse Killam, du “Canada Council for the Arts”

<sup>5</sup> Instituto de Astronomía-UNAM, Apdo Postal 877, Ensenada, 22800 Baja California, México

---

<sup>1</sup>GRoupE Transfert en Astrophysique.

<sup>2</sup><http://www.obs-nice.fr/stee/transfert/transfert.html>

## RÉSUMÉ

Nous décrivons, à l'instar de la formation et de l'évolution des nébuleuses planétaires, comment l'histoire des vents stellaires issus d'une même étoile chaude (massive ou non) détermine la morphologie des nébuleuses éjectées. Ensuite, nous présentons sommairement la structure et la dynamique des vents accélérés radiativement au sein des étoiles massives (O, Wolf-Rayet) et des étoiles centrales de nébuleuses planétaires de type [WC]. Enfin, nous tâchons d'illustrer en quoi la prise en compte des phénomènes radiatifs est *nécessaire* pour effectuer toute simulation hydrodynamique sensée reproduire les observations dans les deux contextes, *i.e.* les vents stellaires chauds eux-mêmes, la persistance de surdensités en leur sein, et les nébuleuses éjectées qui en résultent.

### 10.1 Nébuleuses éjectées des étoiles massives et analogie avec la formation des nébuleuses planétaires

#### 10.1.1 Introduction

Parmi les étoiles massives (masses ZAMS supérieures à environ 8 masses solaires), les taux de perte de masse les plus élevés sont rencontrés pour les étoiles Wolf-Rayet (WR) de la population-I. Directes descendantes des étoiles O les plus massives et progénitrices tout aussi directes des supernovae et des trous noirs, les étoiles WR, bien que correspondant à une phase relativement brève de l'évolution des étoiles massives, ont un impact très important sur le milieu interstellaire (MIS). En raison de leurs taux de perte de masse élevés, les étoiles WR injectent de considérables quantités d'énergie mécanique dans le MIS, et jouent un rôle de premier plan dans les galaxies à sursauts de formation d'étoiles. Non seulement les étoiles WR injectent de l'énergie mécanique dans le MIS, elles

émettent aussi de grandes quantités de radiations. La masse perdue par vents assure un recyclage de la matière dans le MIS, matière chimiquement enrichie du fait des réactions nucléaires ayant lieu dans les intérieurs stellaires. La perte de masse est également essentielle *en soi* pour comprendre l'évolution des étoiles massives (Schaerer 1999; Leitherer et al. 1992).

Même si seulement  $\sim 25\text{-}30\%$  (Marston 1996) des étoiles WR possèdent une nébuleuse annulaire (NA) circumstellaire détectable, il se peut fort bien que toute étoile WR ait un jour possédé une NA, aujourd'hui invisible. La génération/dynamique des NA entourant les étoiles WR est donc un problème général de l'impact des étoiles massives sur le MIS ambiant.

La dynamique des NA est très sensible à la vitesse des vents stellaires, ainsi qu'à l'histoire de la perte de masse. De ce point de vue, les NA tiennent beaucoup des nébuleuses planétaires (NP) observées autour des étoiles initialement de masse faible à intermédiaire, après leur passage sur la branche asymptotique des géantes (BAG). Les étoiles de faible masse constituent la majeure partie de la masse visible de l'Univers, et toute étoile dont la masse initiale se situe entre 0.8 et environ 8 masses solaires a connu ou connaîtra la phase NP. De plus, les morphologies des NA et des NP sont très semblables, ce qui nous suggère un même processus de formation.

Une manière d'expliquer la formation des NP est due à Kwok et al. (1978), via un modèle de vents stellaires en interaction (VSI) issus de la même étoile au cours de son évolution. Dans ce modèle, un vent chaud actuel, rapide, homogène et de symétrie sphérique, entre en collision avec un vent stellaire antérieur, homogène, sphérique, plus lent et plus dense (associé au stade BAG), ce qui provoque une concentration des gaz à l'interface entre les deux flots et produit une coquille

circumstellaire (rayon caractéristique :  $\sim 0.1$  pc). Ce schéma a été récemment appliqué aux NA (rayon caractéristique :  $\sim 1$  pc) par García-Segura & Mac Low (1995a) : un vent rapide (vitesse d'expansion :  $\sim 1000$  km/s), associé à la phase WR présente, rattrape et entre en collision avec un vent lent antérieur (vitesse d'expansion :  $\sim 10-100$  km/s) issu de la phase supergéante rouge, ou bien de la phase Lumineuse, Bleue et Variable, selon la masse initiale de l'étoile. Cette formation analogue des NA et des NP permet donc de concevoir le modèle de VSI pour toute étoile chaude. La perte d'énergie mécanique par vents à beau ne représenter que moins de 1 % de la luminosité des étoiles, des chocs sont produits dans la zone d'interaction avec pour conséquences un chauffage très significatif du vent et de la matière interstellaire déplacée, ainsi qu'une gamme très étendue de conditions d'excitation et d'ionisation en comparaison des autres types de nébuleuses ionisées.

### 10.1.2 Structure des vents et modèle de VSI

Les deux vents peuvent, cependant, ne pas satisfaire la condition de symétrie sphérique et exhiber un certain degré d'aplatissement (dont l'origine est très vraisemblablement reliée à la rotation ou bien à la nature binaire de l'étoile centrale). Il en résulte alors des nébuleuses éjectées ellipsoïdales, voire bipolaires pour des vents fortement aplatis. Le principe de formation des nébuleuses éjectées selon le modèle des VSI peut être résolu analytiquement et conduit à des solutions auto-similaires (par ex. Castor et al. 1975b ou Yorke 1988). Mais une telle étude analytique perd sa pertinence et son utilité dès que des instabilités apparaissent et se développent dans la coquille. En effet, l'instabilité de coquille-mince ("thin-shell instability"; voir Vishniac 1983) se développe et excite l'instabilité de Rayleigh-Taylor. De fait, la nébuleuse se retrouve au bout de quelques milliers d'années complètement fragmentée en de nombreux "noeuds" et filaments brillants. Cela a bien été retrouvé et confirmé par des simulations hydrodynamiques (García-

Segura & Mac Low 1995b).

Le modèle de VSI et ses simulations hydrodynamiques rendent approximativement compte de la morphologie des NA et des NP, et cela aussi bien à petite qu'à grande échelle, mais la géométrie précise des vents reste bien peu connue. De plus, la question de l'impact de vents intrinsèquement fragmentés sur les morphologies nébulaires se pose. En effet, il apparaît de plus en plus évident que tout vent stellaire chaud est loin d'être homogène et stationnaire comme cela est supposé dans le modèle de VSI. Bien au contraire, les observations spectroscopiques des étoiles centrales dans le domaine optique (WR massives: Lépine & Moffat 1999; étoiles centrales de nébuleuses planétaires [WC]: Acker et al. 1997, Grosdidier et al. 1999a; étoiles massives O: Eversberg et al. 1998; et références citées) nous révèlent un haut degré de fragmentation ainsi qu'une variabilité stochastique sur de courtes échelles de temps ( $\sim 1$  heure). Une conséquence directe et importante de la fragmentation des vents est une révision à la baisse des taux de perte de masse d'un facteur 3-4 (par ex. Schmutz 1997, et références citées). D'autre part, des surdensités du vent rapide persistant loin de l'étoile centrale pourraient aussi être à même de bloquer ou ralentir la croissance des instabilités de coquille-mince et de Rayleigh-Taylor au sein de la coquille circumstellaire (Grosdidier et al. 1999b).

La genèse des surdensités dans les vents, ainsi que leur éventuelle persistance jusqu'à de grandes distances de l'étoile centrale (quelques centièmes à plusieurs dixièmes de parsecs, voire au-delà; cf. la nébuleuse M 1-67 éjectée de l'étoile WN8, WR 124: Grosdidier et al. 1998; cf. la nébuleuse RCW 104 éjectée de l'étoile WN4, HD 147419: Goudis et al. 1988) sont deux problèmes qui requièrent des simulations couplant hydrodynamique et phénomènes radiatifs.

## 10.2 Structure fine des vents stellaires et structure fine des nébuleuses éjectées: phénomènes radiatifs

### 10.2.1 Instabilités radiatives dans un vent accéléré radiativement

Les vitesses terminales, les taux de perte de masse et, au moins grossièrement, les lois de vitesse des vents obtenus par la théorie des vents accélérés radiativement (supposés homogènes et stationnaires) sont en assez bon accord avec les observations. Cette adéquation de la théorie avec les propriétés globales des vents n'a plus cours, hélas, dès que l'on inspecte la structure des vents localement. En effet, les modèles de vents stationnaires ne peuvent rendre compte de l'émission X (Chlebowski 1989; Cohen et al. 1995), de l'existence et de la variabilité des Composantes Discrètes en Absorption ("Discrete Absorption Components" ou DACs; Howarth & Prinja 1989) au sein des profils P Cygni, et enfin de la super-ionisation (présence, par exemple, d'ions O VI ou N V) observées au sein des vents chauds. Ces dernières observations, et les données spectroscopiques mentionnées dans la section précédente, suggèrent que les vents accélérés radiativement sont en réalité inhomogènes et instables.

Pour comprendre l'origine de cette instabilité, rappelons d'abord que l'accélération radiative due à une raie forte dépend du gradient de vitesse au sein du vent:

$$g_{rad} \propto kt^{-\alpha} \propto \rho^{-\alpha} \left( \frac{dv}{dr} \right)^{\alpha},$$

où  $k$  ( $\approx 0.06-0.13$ ) et  $\alpha$  ( $\approx 0.45-0.65$ ) sont les paramètres du multiplicateur de force radiative (voir par ex. Shimada et al. 1994, et références citées),  $\rho$  la densité,  $(dv/dr)$  le gradient de vitesse du vent, et  $t$ ,

$$t = \sigma_e v_{th} \rho \left( \frac{dr}{dv} \right),$$

une profondeur optique introduite par Castor, Abbott et Klein (1975a; ci-après CAK), avec  $\sigma_e$  la section efficace de diffusion par les électrons du vent, et  $v_{th}$  la vitesse thermique moyenne des ions du vent. Ainsi, lorsqu'une couche du vent reçoit un incrément positif de vitesse, l'accélération radiative de cette couche due à une raie forte est plus importante et conduit donc à un incrément positif de vitesse additionnel: l'instabilité se développe et croît alors très vite. Dans le cas des raies faibles, l'accélération radiative étant indépendante du champ de vitesse, on ne rencontre pas cet effet. En revanche, aussi bien pour les raies faibles que pour les raies fortes, un incrément positif en vitesse "dégage" la couche en question de l'absorption des couches plus intérieures: la couche perturbée en vitesse est alors à même de pouvoir absorber ou diffuser plus de photons stellaires et donc d'être encore plus accélérée. C'est vraisemblablement ce dernier effet qui est le plus performant dans les vents chauds (Owocki et al. 1988).

Les perturbations croissent exponentiellement avec le temps à une vitesse bien plus grande que la vitesse caractéristique du flot dans le vent, et au moins 10% de la masse du vent se retrouve sous forme de chocs (avec des températures atteignant  $\sim 10^7 K$ ). Les rayons X créés dans les chocs ionisent localement le vent à de hauts degrés d'ionisation. Les perturbations en vitesse peuvent atteindre  $\sim 500$  km/s. Des contrastes de densité de  $\sim 10^{2-4}$  sont aussi attendus et anticorrélés avec les contrastes de vitesse (Voir figure 62; cf. Owocki & Puls 1999, et références citées).

Hélas, les études hydrodynamiques couplant de tels phénomènes radiatifs n'ont pu être menées, jusqu'à présent, qu'à une seule dimension. Cette limitation extrêmement contraignante nous prive totalement d'informations sur la morphologie des chocs, notamment leur structure en densité sans doute essentielle pour étudier leur persistance loin de l'étoile centrale. D'un autre côté, des simulations purement hydrodynamiques 2D ou 3D, qui donc nous apporteraient une telle

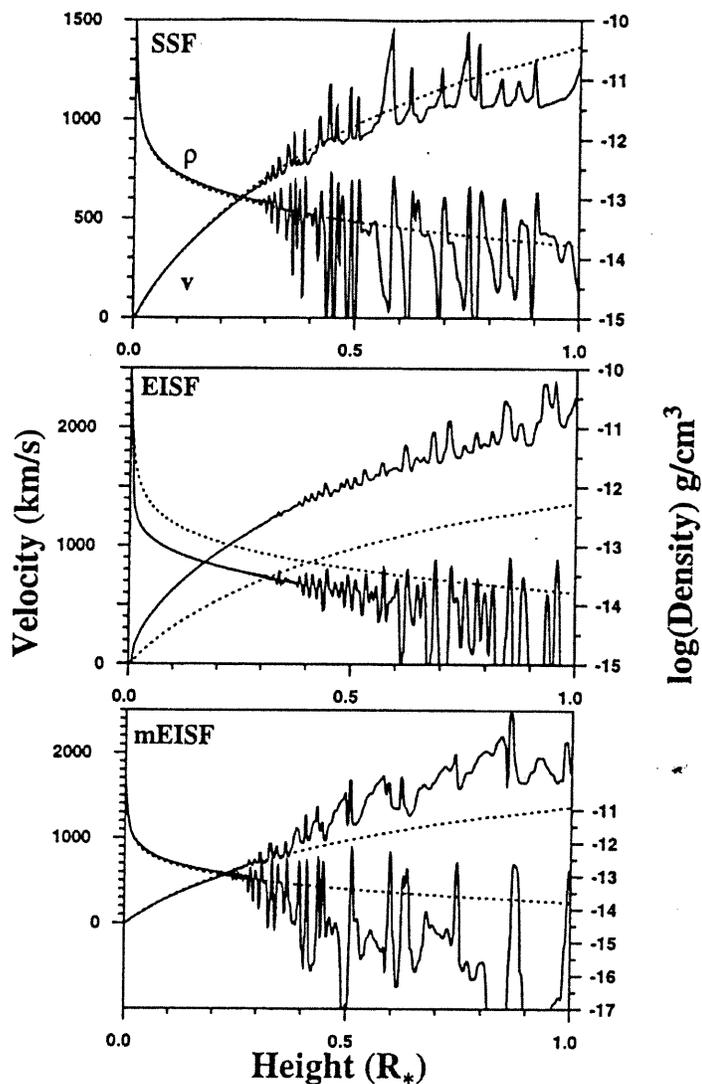


FIGURE 62. Variations radiales de la vitesse (axe de gauche) et du logarithme de la densité (axe de droite) d'un vent accéléré radiativement, 100000 secondes après le début de la simulation couplant transfert radiatif et hydrodynamique. Les conditions initiales étaient celles d'un vent homogène et stationnaire CAK (courbes en pointillés). Les trois panneaux correspondent à trois modélisations du transfert radiatif (SSF: "Smooth Source Function"; EISF: "Escape-Integral Source Function" intégrant les gradients de radiation diffuse associés aux perturbations du milieu; mEISF: EISF avec inclusion des gradients de radiation diffuse pour la région  $v_{CAK} \leq 50$  km/s). (D'après Owocki & Puls 1999).

information, seraient non-pertinentes en raison de leur omission complète des phénomènes radiatifs et donc d'une description réaliste du champ de vitesse dans la zone d'accélération des vents.

### 10.2.2 Survie des inhomogénéités du vent loin de l'étoile centrale

Les travaux de Lépine & Moffat (1999) nous permettent d'avoir une idée du nombre de surdensités présentes dans les vents chauds. On estime qu'il existe  $\approx 10^4$  surdensités dans la zone de formation d'une raie d'émission typique dans le domaine optique (dans une coquille centrée sur l'étoile, de rayon intérieur  $\sim 10$  rayons solaires et de rayon extérieur  $\sim 20$  rayons solaires), ce qui nous donne comme borne supérieure de la taille caractéristique d'une inhomogénéité:  $\sim 1$  rayon solaire. Cette valeur est en accord avec l'analyse de stabilité de Carlberg (1980). Le volume total du vent étant d'environ  $\sim 10^{38}$  centimètres cubes, le vent serait donc essentiellement constitué de telles surdensités (*i.e.* il n'existerait pas de composante homogène). Une estimation des contrastes de densité courants avec le vent ambiant nous provient des travaux d'Owocki & Puls (1999) :  $\sim 10^2$ .

Nous nous sommes alors intéressé à la survie d'une inhomogénéité sphérique composée d'hydrogène et de rayon 1 rayon solaire, située à proximité de l'étoile. Le choix de l'hydrogène au lieu de l'hélium nous éloigne de la composition réelle des vents WR mais maintient la valeur qualitative de notre étude. Nous avons fixé sa densité 50 fois plus grande que celle du vent ambiant. Afin d'assurer une survie du globule satisfaisant les contraintes observationnelles, il convient de limiter son expansion due à la pression. Nous avons alors choisi sa température 50 fois plus petite que celle du vent ambiant (50000 K), soit 1000 K. Ainsi la pression du globule est égale à celle du vent local. Pour satisfaire la condition d'anticorrélation de la densité avec la vitesse des surdensités des vents chauds (cf. section précédente, les simulations d'Owocki & Puls 1999), nous avons choisi ce

globule plus lent que le vent ambiant avec une vitesse de dérive s'élevant à 100 km/s, le vent ayant de son côté une vitesse terminale de 1000 km/s et un taux de perte de masse de  $10^{-6}$  masses solaires par an.

Nous avons réalisé des simulations à l'aide du code magnétohydrodynamique ZEUS-3D (version 3.4), développé par M.L. Norman et le "Laboratory for Computational Astrophysics" (Université de l'Illinois, Urbana-Champaign). Il s'agit d'un code Eulérien aux différences finies, complètement explicite, issu d'un code antérieur décrit dans Stone & Norman (1992). Les calculs ont été menés en coordonnées cylindriques  $(z, r, \phi)$ , en supposant une symétrie de rotation relativement à l'axe du cylindre "z", rendant les simulations bi-dimensionnelles dans le plan  $(z, r)$ . Les modèles prennent en compte le refroidissement collisionnel de MacDonald & Bailey (1981). Nos grilles sont constituées de  $400 \times 100$  zones équidistantes en  $z$  et  $r$ , respectivement, sur les intervalles  $8R_* \leq z \leq 16R_*$ , et  $0 \leq r \leq 2R_*$ , avec  $R_* = 1$  rayon solaire, le centre du globule se trouvant à 10 rayons solaires de la surface de l'étoile. La figure 63 montre les résultats d'une telle simulation purement hydrodynamique. Un globule sphérique, froid et lent, dont le rayon vaut 1 rayon solaire et dont la densité est 50 fois plus importante que celle du vent est néanmoins significativement affecté par l'instabilité de Rayleigh-Taylor au bout de  $\sim 40$  heures, et devrait achever sa division au bout de  $\sim 50$  heures, la vitesse de dérive devenant, de son côté, nulle.

Nous avons alors envisagé de prolonger la survie du globule en considérant sa nature optiquement épaisse à la radiation de l'étoile. La présence d'un front d'ionisation bloque les photons ionisants et résulte en un confinement accru du globule (dans le cas de l'hydrogène, le poids moléculaire moyen,  $\mu$ , varie de 0.5 à 1.0 de part et d'autre du front, ce qui revient à une pressurisation de la matière neutre). ZEUS-3D n'incluant pas le transfert radiatif, nous avons implémenté

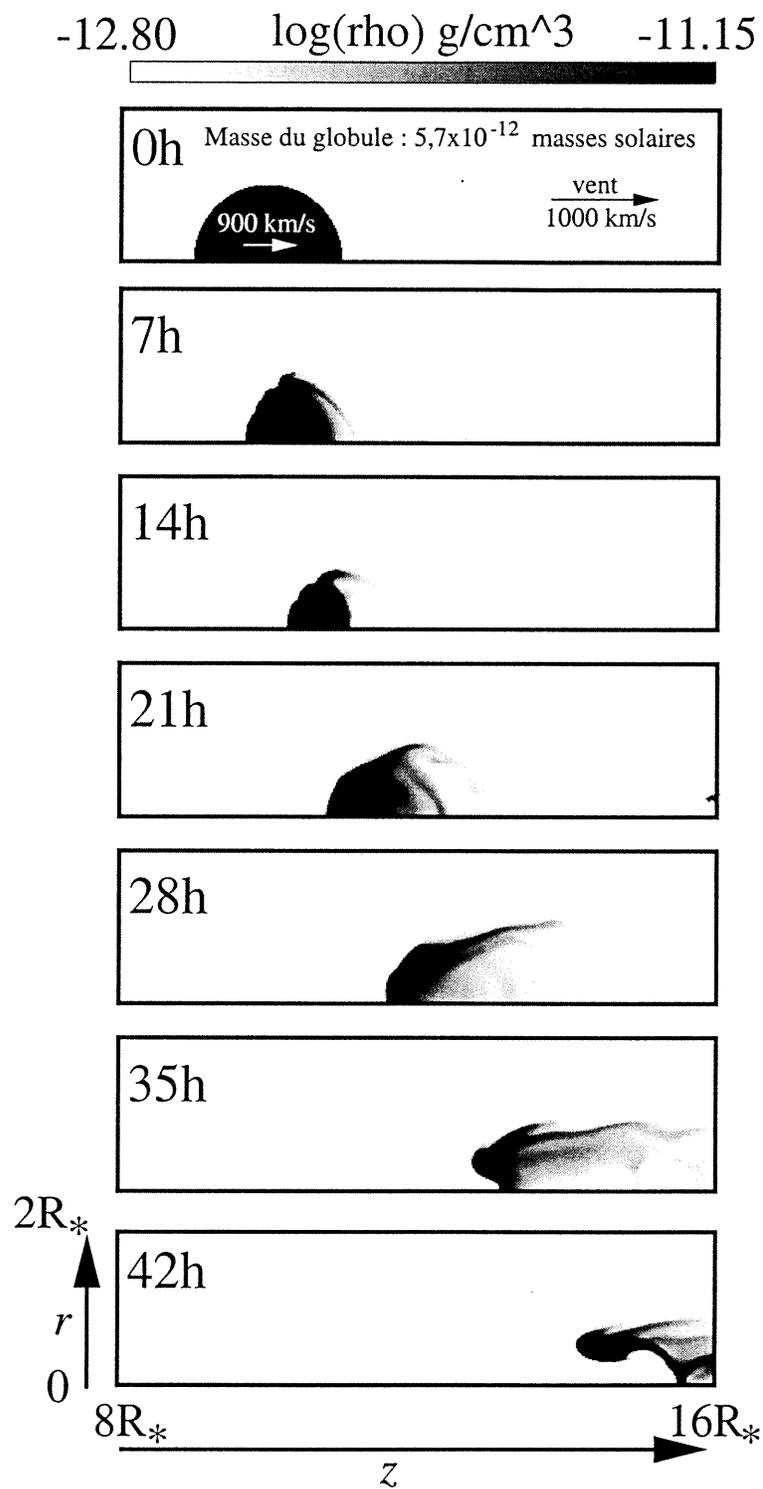


FIGURE 63. Évolution de la densité d'un globule plus dense et plus lent que le vent ambiant d'une étoile chaude (les niveaux de gris sont répartis selon une échelle linéaire). Voir texte.

une approximation pour déterminer la localisation du front d'ionisation pour toute distribution arbitraire en densité (voir, par exemple, Bodenheimer et al. 1979): nous y supposons l'équilibre d'ionisation satisfait en tout temps, le gaz complètement ionisé à l'intérieur de la région HII, et les photons ionisants provenant d'un champ de radiation plan-parallèle. La position du front d'ionisation est obtenue en égalant le nombre de recombinaisons avec le nombre de photo-ionisations (ici pour l'hydrogène; voir par ex. Osterbrock 1989) le long des lignes de champ radiatif:

$$N_{H^0} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu} e^{-\tau_{\nu}}}{4\pi r^2 h\nu} a_{\nu} d\nu = N_p N_e \alpha_B,$$

où  $N_{H^0}$  est la densité numérique d'atomes d'hydrogène neutre,  $\nu_0$  la fréquence-seuil d'ionisation de l'hydrogène,  $L_{\nu}$  la luminosité de l'étoile à la fréquence  $\nu$ ,  $r$  la distance séparant une couche de gaz de la surface de l'étoile centrale,  $a_{\nu}$  la section efficace d'ionisation,  $\alpha_B$  le taux de recombinaisons (approximation "on-the-spot"),  $N_e$  et  $N_p$  les densités numériques d'électrons et de protons,  $h$  la constante de Planck. Sachant que,

$$\tau_{\nu} = \int_0^r N_{H^0}(r') a_{\nu} dr',$$

une intégration sur  $r$  et la profondeur optique donne:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{4\pi\alpha_B h\nu} d\nu = \int N_p N_e r^2 dr,$$

et enfin (pour le gaz quasi-complètement ionisé:  $N_p \approx N_e$ ),

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{4\pi\alpha_B h\nu} d\nu = \int N_e^2 r^2 dr.$$

D'après cette dernière relation, même un nombre de photons Lyman- $\alpha$  aussi élevé que  $10^{48-49} \text{ s}^{-1}$  permet au globule d'être optiquement épais à une distance

de  $\sim 10$  rayons solaires de l'étoile, en raison de la grande densité du vent ( $\sim 10^{11}$  particules par centimètre cube;  $\alpha_B \sim 10^{-13}$ ). Incluant la photo-ionisation d'un globule participant au flot global, sans vitesse de dérive par rapport à ce dernier, nous parvenons à le faire survivre plus de 80-100 heures, soit au moins deux fois plus longtemps que dans la première simulation. Ces travaux seront présentés dans Grosdidier et al. (1999b).

Une telle étude hydrodynamique 2D, aussi intéressante soit-elle pour son approche qualitative du problème, souffre cependant d'un traitement plus que naïf du transfert radiatif.

### 10.3 Conclusions

Les vents stellaires chauds apparaissent universellement fragmentés. Cette fragmentation a pour conséquence une révision à la baisse des taux de perte de masse. De plus, la présence d'inhomogénéités très denses, issues du vent rapide, à des distances nébulaires pourrait affecter le développement des instabilités de la coquille circumstellaire éjectée des étoiles chaudes, ralentir la fragmentation de cette dernière. Ces inhomogénéités sont très facilement optiquement épaisses à la radiation ionisante de l'étoile centrale, en raison de la relativement grande densité du vent ambiant. Si le facteur de remplissage des inhomogénéités est important, l'existence de surdensités neutres nécessiterait une révision à la hausse des taux de perte de masse, l'émission forte des raies de recombinaisons dans le domaine optique (cf. section 10.1.2) ne provenant que d'une couche superficielle ionisée. L'inclusion des phénomènes radiatifs est essentielle aussi bien pour étudier la dynamique des vents stellaires (cf. les travaux d'Owocki et al.), que pour étudier la survie des inhomogénéités loin de l'étoile centrale, problème spécifique qui fait notre intérêt.

Pour limiter les effets d'expansion des surdensités par la seule pression et donc leur rapide ( $\sim 10^1$  heures, soit seulement  $\sim 0.25$  UA  $\approx 52$  rayons solaires  $\approx 1.2 \times 10^{-6}$  pc, parcourus à une vitesse de 1000 km/s) dilution au sein du flot global, il convient de considérer des surdensités plus "froides" que le vent ambiant. Leur température doit être alors en rapport inverse, au moins, des contrastes de densité.

Une façon de confiner encore mieux les surdensités est de prendre également en compte leur photo-ionisation. Un globule sphérique froid, 50 fois plus dense que le vent mais ayant initialement la même vitesse que le flot ambiant, survit au moins 80-100 heures avant d'être significativement fragmenté. En raison du "rocket effect" (cf. Oort & Spitzer 1955), il acquiert, en outre, une vitesse plus importante que celle du vent ambiant: il accélère. Ce même globule, mais cette fois ayant une vitesse plus lente que celle du vent, est au contraire plus rapidement détruit et contribue à la génération d'une multitude de micro-structures issues de l'interaction violente entre le vent et le flot de perte de masse par photo-ionisation du globule (Grosdidier et al. 1999b).

Nos simulations suggèrent que la survie des inhomogénéités loin de l'étoile centrale est très difficile, les globules envisagés étant pourtant de très grande taille. Les fragments résultant de la première simulation (sans photo-ionisation) peuvent être considérés conditions initiales de la simulation incluant la photo-ionisation d'un globule ayant même vitesse que le vent ambiant. Nous obtenons alors une survie globale d'environ  $\sim 10^2$  heures pour le contraste de densité envisagé. L'espace traversé par les surdensités ne vaudrait encore, cependant, que  $\sim 1.2 \times 10^{-5}$  pc, ce qui reste très petit devant les tailles caractéristiques des NP et des NA. Pour expliquer la présence de surdensités vraisemblablement d'origine stellaire à de grandes distances des étoiles centrales (par ex. les nébuleuses M

1-67 et RCW 104), il apparaît donc nécessaire de déterminer, soit un processus de confinement additionnel ou plus performant que ceux que nous avons déjà envisagés, soit un moyen de créer des surdensités au-delà de la zone d'accélération des vents.

**Remerciements.** Nous remercions Philippe Stee pour l'organisation de ce fort sympathique atelier. Nous remercions également Michael L. Norman (Université de l'Illinois, Urbana-Champaign) et le "Laboratory for Computational Astrophysics" (LCA, Université de l'Illinois, Urbana-Champaign), pour leur permission d'utiliser le code hydrodynamique ZEUS-3D. Yves Grosdidier remercie tout particulièrement Guillermo García-Segura (UNAM, México) pour son dévouement et sa patience lorsqu'il a guidé mes premiers pas avec le code ZEUS-3D, ainsi que le GRETA pour le financement de mes frais de déplacement. Anthony Moffat remercie le CRSNG (Canada), le FCAR (Québec) et l'Observatoire de Strasbourg (France) pour leurs aides financières.

## RÉFÉRENCES

- Acker, A., Grosdidier, Y. & Durand, S., 1997, *A&A*, 317, 51L
- Bodenheimer, P., Tenorio-Tagle, G. & Yorke, H.W., 1979, *ApJ*, 233, 85
- Carlberg, R.G., 1980, *ApJ*, 241, 1131
- Castor, J.I., Abbott, D.C. & Klein, R.I., 1975a, *ApJ*, 195, 157 (CAK)
- Castor, J.I., McCray, R. & Weaver, R., 1975b, *ApJ*, 200, L107
- Chlebowski, T., 1989, *ApJ*, 342, 1091
- Cohen, D.H., Cooper, R.G., MacFarlane, J.J., Owocki, S.P. & Wang, P., 1995, *ApJ*, 460, 506
- Eversberg, T., Lépine, S. & Moffat, A.F.J., 1998, *ApJ*, 494, 799
- García-Segura, G. & Mac Low, M.-M., 1995a, *ApJ*, 455, 145
- García-Segura, G. & Mac Low, M.-M., 1995b, *ApJ*, 455, 160
- Goudis, C.D., Meaburn, J., Whitehead, M.J., 1988, *A&A*, 191, 341
- Grosdidier, Y., Acker, A. & Moffat, A.F.J., 1999a, *A&A*, en préparation
- Grosdidier, Y., García-Segura, G., Moffat, A.F.J. & Acker, A., 1999b, en préparation
- Grosdidier, Y., Moffat, A.F.J., Joncas, G. & Acker, A., 1998, *ApJ*, 506, L127
- Howarth, I.D. & Prinja, R., 1989, *ApJ*, 69, 527
- Kwok, S., Purton, C.R. & FitzGerald, P.M., 1978, *ApJ*, 219, L125
- Leitherer, C., Robert, C. & Drissen, L., 1992, *ApJ*, 401, 596
- Lépine, S. & Moffat, A.F.J., 1999, *ApJ*, 514, 909
- MacDonald, J. & Bailey, M.E., 1981, *MNRAS*, 197, 995

- Marston, A.P., 1996, AJ, 112, 2828
- Oort, J.H. & Spitzer, L., 1955, ApJ, 121, 6
- Osterbrock, D.E., 1989, dans "Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei", (San Francisco: Freeman)
- Owocki, S.P., Castor, J.I. & Rybicki, G.B., 1988, ApJ, 335, 914
- Owocki, S.P. & Puls, J., 1999, ApJ, 510, 355
- Schaerer, D., 1999, "Massive Star Evolution in Different Environments", à paraître dans "Active Galactic Nuclei, Dense Stellar Systems, and Galactic Environments", ASP Conf. Series, eds. A. Baker, S.A. Lamb, J.J. Perry
- Schmutz, W., 1997, A&A, 321, 268
- Shimada, M.R., Ito, M., Hirata, R. & Horaguchi, T., 1994, dans "Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early Type Stars", eds. L. Balona et al. (Dordrecht : Kluwer), p. 487
- Stone, J.M. & Norman, M.L., 1992, ApJS, 80, 753
- Vishniac, E.T., 1983, ApJ, 274, 152
- Yorke, H.W., 1988, dans "Radiation in moving gaseous media", 18ème cours avancé de la SAAS-FEE, eds. Y. Chmielewski & T. Lanz (Observatoire de Genève), p. 294

# CHAPITRE 11

## Conclusions

### 11.1 Synthèse des résultats

Les objectifs qui ont motivé les travaux présentés dans cette thèse étaient les suivants:

1. Détecter et étudier *intensivement* la variabilité suspectée des raies spectrales en émission des étoiles WR pop. II. Le cas échéant, effectuer une comparaison de cette variabilité avec celles exhibées par les étoiles WR pop. I;
2. Aborder la question de l'impact d'un vent WR pop. I ou II *fragmenté* sur le milieu circumstellaire ou la nébuleuse éjectée.

Pour atteindre ces objectifs, nous avons élaboré plusieurs programmes observationnels:

- À partir d'observations spectroscopiques à moyenne ou haute résolutions spectrales et à grands rapports S/B dans le domaine optique (essentiellement pour étudier les raies intenses CIII $\lambda$ 5696 et CIV $\lambda$ 5801/12), nous avons décrit les vents issus d'un échantillon de 5 étoiles centrales de nébuleuses planétaires galactiques présentant le phénomène WR tardif ([WC]-*late*);
- Nous avons étudié le problème de l'impact de la fragmentation des vents issus de deux étoiles WR pop. I sur la fragmentation du milieu circumstellaire ou nébulaire. Des clichés IR NICMOS2/HST de la binaire WC+OB

WR 137 ont été obtenus près du passage au périastre de la composante O. Les champs de densité et de vitesse de la nébuleuse M1-67 (étoile centrale galactique WR 124) ont été observés et analysés. Le champ de densité a été obtenu à partir de clichés profonds en  $H\alpha$  réalisés avec WFPC2/HST. Le champ de vitesse a été obtenu à l'aide de clichés interférométriques Fabry-Perot en  $H\alpha$  réalisés au CFHT.

Dans les deux sections suivantes, nous résumons l'essentiel des résultats obtenus pour chacun des points 1. et 2. rappelés ci-dessus.

### 11.1.1 Variabilité des vents WR pop. II tardifs

Les données obtenues ont été interprétées et confrontées aux modèles théoriques actuels. Notons que la variabilité des étoiles [WC] a été quantifiée statistiquement via le calcul systématique des Spectres de Variance Temporelle (TVS).

Notre étude des vents [WC] tardifs a conduit aux résultats suivants:

1. Nous avons *démontré* la variabilité spectroscopique intrinsèque des vents issus des noyaux des nébuleuses planétaires NGC 40 (HD 826: [WC 8]), He 2-438 (BD +30° 3639: [WC 9]) et He 2-99 (LSS 3169: [WC 9]), observés durant respectivement 22, 15 et 1 nuits. En effet, des sous-pics mobiles sont détectés au sommet des raies de  $CIII\lambda 5696$  et  $CIV\lambda 5801/12$ . Les sous-pics semblent se déplacer de l'intérieur de la raie vers la périphérie, avec une accélération apparemment constante;
2. Nous avons également rapporté des *indications* de variabilité spectroscopique intrinsèque des vents stellaires pour les noyaux [WC 9] des nébuleuses planétaires He 2-142 et Sw St 1. Pour ces deux derniers noyaux (et surtout celui de Sw St 1) le bilan n'est pas encore définitif, des observations intensives sont requises pour statuer une variabilité intrinsèque;

3. L'amplitude de la variabilité a été systématiquement mesurée via le calcul des Spectres de Variance Temporelle (TVS). Pour HD 826 et BD +30° 3639, la variabilité apparaît parfois plus soutenue. En effet, certaines nuits semblent associées à des "bursts" ou bouffées d'activité qui se maintiennent durant plusieurs nuits;
4. De manière générale, les composantes en absorption des raies présentant un profil P-Cygni sont significativement plus variables que les composantes en émission. La partie en absorption d'un profil P-Cygni étant associée à des régions occultant le disque stellaire, on s'attend à des variations relatives plus importantes, ce qui est effectivement observé. Ce phénomène suggère en outre que les inhomogénéités ont une taille de l'ordre du rayon stellaire. Cela est cohérent avec les travaux de Lépine & Moffat (1999);
5. Dans le cas de BD +30° 3639, la cinématique des sous-pics suggère une *anisotropie transitoire* de la distribution des fragments dans le vent. Ce phénomène n'est pas apparent dans les données de HD 826;
6. La cinématique des sous-pics des vents WR pop. II a été comparée avec celles des vents WR pop. I. L'amplitude et l'échelle de temps caractéristiques des variations, ainsi que les magnitudes des accélérations des sous-pics observés sont essentiellement semblables. Les vitesses et accélérations radiales sont compatibles avec des structures s'éloignant de l'étoile selon des trajectoires radiales. Notons que, pour HD 826, une accélération maximale de  $\approx 70 \text{ m s}^{-2}$  est détectée. Une telle valeur est significativement plus importante (voir aussi le point 7 suivant) que celles rapportées pour les autres étoiles WR pop. I & II ( $\approx 15 \text{ m s}^{-2}$ );
7. Les vitesses et accélérations radiales mesurées des sous-pics visibles au sommet de la raie CIII $\lambda$ 5696 de HD 826 et BD +30° 3639 se prêtent à un ajustement avec une loi de vitesse de type  $\beta$ . Une telle tentative d'ajustement conduit, tout comme dans le cas des WR pop. I, à de grands

paramètres  $\beta \gtrsim 3-10$ . Ce fait est en contradiction avec la valeur  $\beta = 1$  adoptée pour modéliser les atmosphères de ces deux étoiles. Ainsi, la composante fragmentée des vents WR est toujours en accélération loin de la surface du coeur hydrostatique. Nos travaux justifient donc l'introduction de paramètres  $\beta$  supérieurs à 1 que certains modèles d'atmosphères commencent à implémenter. Notons que contrairement à Balick *et al.* (1996), la zone de formation de la raie CIII $\lambda$ 5696 de HD 826 nous apparaît très étendue, les accélérations détectées montrant de plus une *variation* significative autour de l'accélération moyenne:  $14.7 \pm 11.7 \text{ m s}^{-2}$ . Il s'agit ici d'un réel *étalement* des accélérations et non d'une dispersion due aux erreurs de mesures. Malgré la précaution requise quand il s'agit de remonter aux paramètres stellaires à partir de la cinématique du vent via une loi  $\beta$ , notons que les grandes accélérations observées dans le vent de HD 826 peuvent être reliées à la très petite taille de cette étoile;

8. Pour HD 826 et BD +30° 3639, les gradients de vitesse associés aux sous-pics peuvent être comparés à ceux attendus d'une loi  $\beta$  ajustée. Dans les deux cas, la loi  $\beta$  sous-estime les gradients de vitesse au sein de la région de formation de la raie CIII $\lambda$ 5696. De tels gradients sont attendus dans le cadre de vents chauds contenant des fragments associés à de nombreux chocs;
9. Les variabilités des vents WR pop. I et II étant très semblables, nous en concluons que le phénomène WR et sa variabilité intrinsèque sont indépendants de la nature de l'étoile sous-jacente. En d'autres termes, malgré les différences qui séparent les deux types d'étoiles chaudes, le phénomène WR apparaît purement dépendant des conditions physiques atmosphériques;
10. Les vents WR pop. II étant fragmentés, les estimations des taux de perte de masse actuels à partir de méthodes supposant les atmosphères homogènes sont donc erronées. De telles estimations doivent conduire à une surestima-

tion: i) des taux de perte de masse eux-mêmes, et par conséquent, ii) des masses initiales des étoiles avant qu'elles n'entrent dans la phase WR pop. II;

11. La variabilité des vents WR pop. II est très rapide et semble être de nature stochastique. Ces deux faits suggèrent une origine turbulente du phénomène.

Notons que l'universalité suspectée de surdensités de matière dans tous les vents chauds pourrait aller dans le sens d'une sous-évaluation des températures. En effet, les surdensités qui contribuent à l'intensité d'une raie d'émission de recombinaison de l'ion  $X^n$  (l'élément  $X$ ,  $n$  fois ionisé) se dilatent à une vitesse proche de la célérité du son. Parvenues dans la région de formation d'une raie de l'ion  $X^{n-1}$ , plus éloignée de l'étoile car moins chaude en moyenne, leur densité a chuté et leur contribution à l'intensité de cette nouvelle raie est plus faible que celle qu'elles délivreraient si elles ne s'étaient pas dilatées (l'intensité des raies de recombinaison est proportionnelle au carré de la densité). Mais, globalement, le facteur de remplissage (*i.e.* la fraction du volume total occupée par les condensations) peut augmenter moins vite que l'apport de masse des surdensités dilatées, alors la densité moyenne augmenterait et donc, par conséquent l'intensité. Un rapport de flux  $X^n/X^{n-1}$  serait donc diminué (comparativement à la valeur qu'il aurait si le vent était homogène) à cause de la fragmentation du vent et de la persistance de ses fragments. Une grande prudence pourrait donc être requise quand, pour les besoins de la classification, une estimation de température repose sur des rapports de flux observés de raies comme HeII/HeI. Mais cet effet ne peut avoir une réelle importance que si le vent est essentiellement constitué de surdensités — *i.e.* qu'il ne comporte pas de composante diffuse significative — capables de persister assez longtemps pour accéder dans une région du vent où l'ionisation est de un degré moindre.

En outre, si le degré de fragmentation croît avec la distance à l'étoile, il en est de même pour la variance de la densité  $V(\rho)$ . Ainsi, les raies d'émission de

recombinaison apparaîtraient plus intenses que la normale ( $\overline{\rho^2} = \bar{\rho}^2 + V(\rho)$ ), et on obtiendrait le même effet de sous-estimation de la température sans réclamer la persistance des surdensités dans le vent.

Il semble bien que parfois le rapport de flux HeII/HeI théorique soit plus important que le même rapport observé (notamment pour les étoiles les plus chaudes; Hillier 1996), la fragmentation des vents peut être à l'origine de cette différence. La fragmentation des vents chauds semblant générale, il pourrait en résulter une sous-estimation systématique des températures spectroscopiques.

L'analyse des courbes de lumière de systèmes binaires éclipsants WR+O très rapprochés suggère de manière indépendante une telle possibilité. Pour deux étoiles WR, il semble que les rayons stellaires déduits du modèle standard soient trop grands comparativement à l'espace dont elles disposent, déduit des paramètres orbitaux. Ainsi le modèle standard surestimerait les rayons (Moffat & Marchenko 1996) et donc sous-estimerait les températures effectives.

### 11.1.2 Impact de la fragmentation des vents sur le milieu circumstellaire ou nébulaire

Les données obtenues ont été interprétées et confrontées aux modèles théoriques actuels. Rappelons que le calcul des fonctions de structure du champ de densité de M 1-67 ont été calculées grâce à une méthode originale utilisant la décomposition en ondelettes des images HST.

Le caractère fragmenté ou non d'un vent stellaire a-t'il un impact sur le milieu circumstellaire proche ? Plus loin de l'étoile, la nature de la nébuleuse éjectée est-elle affectée par cette fragmentation ? Des éléments de réponse sont fournis par nos études de WR 137 et WR 124:

1. De la poussière est détectée dans l'environnement proche de la binaire WC+OB WR 137. La poussière se présente en condensations sporadiques dans le voisinage de WR 137. La formation de poussières est soit facilitée,

soit provoquée par la collision des deux vents stellaires chauds. En raison de la haute température du milieu, le rôle *capital* de la *fragmentation* des vents (fournissant une compression supplémentaire du plasma) est suggéré. La détection de cette poussière en *fragments* nettement différenciés en atteste également;

2. Contrairement aux études antérieures de la nébuleuse M 1-67, nous rapportons une interaction avec le milieu interstellaire non-négligeable. Au lieu d'être une simple bulle, M 1-67 affiche plutôt une morphologie de type *bow-shock* en raison de sa propre collision avec le milieu interstellaire ambiant. Située bien au-dessus du plan galactique, régions où la densité du milieu interstellaire est sensée être petite, ce résultat est très surprenant. Les champs de densité et de vitesse sont, de plus, très perturbés. Ces perturbations sont probablement reliées, d'une part, à l'histoire des vents issus de WR 124 durant sa propre évolution et, d'autre part, à l'interaction avec le milieu interstellaire ambiant. La complexité des champs de densité et de vitesse de M 1-67 empêche pour l'instant toute conclusion définitive sur la nature du véritable perturbateur. Il est fort probable qu'une intervention simultanée des deux perturbations soit en jeu. Enfin, les fonctions de structure des champs de densité et de vitesse de M 1-67 ne révèlent aucun indice en faveur d'une turbulence au sein de la nébuleuse;
3. D'autre part, les simulations hydrodynamiques du Chapitre 10 montrent qu'un fragment dense formé près du coeur hydrostatique stellaire ne peut probablement pas, sans adjoindre les effets de bouclier et de confinement radiatifs, atteindre des distances nébulaires: l'instabilité de Rayleigh-Taylor brise le fragment en quelques dizaines d'heures, pour un rapport de densité avec le vent ambiant pourtant choisi très important (50).

## 11.2 Projets futurs

Notre étude des vents WR pop. II tardifs révèle la nature fragmentée de ces vents chauds. Les vents fragmentés chauds sont à présent détectés au sein des vents WR pop. I, WR pop. II et du vent d'une étoile O ( $\zeta$  Pup). Cette ubiquité de la fragmentation pour des étoiles de natures très différentes suggère le caractère possiblement *universel* du phénomène pour tous les types d'étoiles chaudes. Afin de poursuivre l'étude des vents stellaires chauds, il apparaît donc souhaitable de procéder à une étude systématique des autres types d'étoiles chaudes, notamment les étoiles [WC] précoces et les étoiles Be. Mentionnons que nous avons réalisé quelques observations prospectives du noyau précoce [WC6] de la nébuleuse planétaire NGC 1501. Des spectres de ce noyau ont été obtenus à l'OHP afin d'étudier la raie CIV5804: cette raie semble effectivement variable et présente des sous-pics mobiles. Des observations spectroscopiques intensives sont requises pour approfondir notre connaissance de cette étoile et ainsi commencer à sonder la structure des vents des [WC] précoces. Dans le cas des étoiles Be, l'exemple le plus documenté est l'étoile B2IVne  $\lambda$  Eri. Smith (1994) a détecté fortuitement des sous-pics mobiles en émission dans le creux de la raie HeI $\lambda$ 6678: la variabilité semble avoir lieu sur des échelles de temps de l'ordre de la minute à celui de l'heure. Cette étoile mérite une étude intensive et spécifique du phénomène. Une autre étoile Be serait également une bonne candidate pour une telle recherche:  $\omega$  Ori (B3IIIe). À la fin de mes études de doctorat, j'ai initié avec le groupe *Physique des couches externes et du milieu circumstellaire des étoiles chaudes* (DASGAL, observatoire de Paris section de Meudon) un programme d'étude de la variabilité spectroscopique des étoiles Be afin de tester leur caractère fragmenté intrinsèque.

La méthode requise pour étudier les [WC] précoces et les étoiles Be est similaire à celle mise en oeuvre dans cette étude, à savoir l'obtention de séries temporelles de spectres à haute résolution spectrale et haut rapport signal sur bruit. Ainsi, il

serait alors possible de comparer le phénomène pour des classes d'étoiles largement distinctes. La recherche de périodicités ou de récurrences du phénomène reste aussi à étudier en détail et ce, pour toutes les étoiles chaudes.

Observer des variations simultanées dans le plus grand nombre de raies possible d'une même étoile serait aussi souhaitable. En effet, pour des raies de potentiels d'excitation distincts, il serait alors possible d'étudier la structure inhomogène du vent dans son *extension radiale*.

Observer un grand nombre de raies simultanément, à haute résolution spectrale, grands rapports S/B, en favorisant des durées d'exposition relativement courtes pour garantir une bonne résolution temporelle, n'est pas chose facile, notamment pour les étoiles faibles. L'accès à un vaste échantillon d'étoiles rend évidemment nécessaire l'usage de grands télescopes de 8–10 m de diamètre. En outre, observer des objets relativement brillants avec de tels grands télescopes pourrait aussi être source d'éclairages nouveaux. Par exemple, cela permettrait d'étudier la forme et la structure des sous-pics mobiles eux-mêmes et, sans doute, de tester une éventuelle structuration hiérarchique (chaque sous-pic étant composé lui-même de sous-pics plus petits ?) attendue dans le cadre de la turbulence supersonique.

À la lecture des chapitres précédents nous sommes peut-être convaincus que la dynamique des vents stellaires est un des facteurs essentiels de la morphologie des NP et des NWR. Cependant, l'impact de la fragmentation des vents doit aussi mieux être étudié. Les simulations hydrodynamiques des nébuleuses vont dans le sens attendu d'une baisse de  $\dot{M}$  (du fait de la fragmentation intrinsèque des vents) mais le facteur de réduction précis n'est certainement pas encore accessible par cette méthode: les simulations reposent tout de même sur des estimations incertaines des paramètres des vents, notamment leur géométrie. Nous noterons également que l'irrégularité de la distribution en densité des vents n'a jamais été modélisée que par l'ajout d'un bruit blanc d'amplitude de quelques pour cent, *i.e.* on n'a jamais testé un modèle de turbulence (supersonique ou non) qui

est pourtant fortement suspecté. Le cas de la nébuleuse M 1-67 doit aussi être approfondi. En particulier, l'élaboration d'un modèle cinématique de la nébuleuse est requis. D'un tel modèle nous pouvons espérer mieux comprendre l'origine des perturbations des champs de vitesse et de densité. Nous pourrions également en espérer un éclairage sur la structure des vents antérieurs de l'étoile centrale.

Nul doute aussi que la mise en oeuvre de simulations hydrodynamiques de vents stellaires chauds 3-D incluant les effets radiatifs sont requis. Quand les moyens informatiques nous permettront d'enfin coupler de manière *autocohérente*, hydrodynamique et transfert radiatif en 3-D, peut-être disposerons-nous alors du moyen de comparer de manière objective la variabilité observée avec des patrons de variabilité synthétiques *fiables*, à tout le moins non simplement phénoménologiques. En effet, certains effets d'opacité (radiation directe vs. radiation diffuse) au sein du vent s'avèrent très complexes et ne se pourraient raisonnablement bien appréhender que par des simulations. Bien connaître les vents stellaires eux-mêmes devrait apporter un éclairage supplémentaire sur l'impact de la fragmentation loin des étoiles, jusqu'à des distances nébulaires.

Enfin, nous remarquerons que nous avons toujours discuté des nébuleuses et de leurs étoiles centrales qu'en ne considérant ces dernières non-binaires *rapprochées*. Il est bien entendu que 1) une telle binarité est une chose parfois difficile à prouver et que, 2) si elle est avérée, l'histoire de la perte de masse en est affectée. L'impact de la binarité rapprochée doit également être étudié en détail.

## APPENDICE A

### Relation entre l'accélération et la vitesse radiales pour un vent de type $\beta$

Donnons-nous un champ de vitesses radial (par rapport à l'étoile) de type  $\beta$ , *i.e.*

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta. \quad (\text{A.1})$$

Alors,

$$\frac{dv}{dr}(r) = \beta v_\infty \frac{\frac{R_*}{r^2}}{1 - \frac{R_*}{r}} v(r).$$

Mais,

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dr} v = \beta \frac{R_*}{r^2} \frac{1}{1 - \frac{R_*}{r}} v^2 \quad \text{et}$$

$$\frac{R_*}{r} = 1 - \frac{v^{1/\beta}}{v_\infty^{1/\beta}} \quad \text{d'où,}$$

$$a = \frac{\beta}{R_*} \left[1 - \left(\frac{v}{v_\infty}\right)^{1/\beta}\right]^2 v_\infty^{1/\beta} v^{2-\frac{1}{\beta}} \quad \text{et} \quad (\text{A.2})$$

$$a_R = \frac{\beta}{R_*} \left[1 - \left(\frac{v_R}{v_\infty \cos \theta}\right)^{1/\beta}\right]^2 v_\infty^{1/\beta} \left(\frac{v_R}{\cos \theta}\right)^{2-\frac{1}{\beta}} \cos \theta, \quad (\text{A.3})$$

en posant (pour un angle  $\theta$  entre une direction de propagation du vent et la ligne de visée):  $v_R = v \cos \theta$  et  $a_R = a \cos \theta$ , avec  $\theta \neq \frac{\pi}{2} \pm k\pi$ ,  $k$  entier. Ou encore:

$$a_R = \frac{\beta}{R_*} \frac{v_R^2}{\cos^2 \theta} \left[ \left(\frac{v_R}{v_\infty \cos \theta}\right)^{-\frac{1}{2\beta}} - \left(\frac{v_R}{v_\infty \cos \theta}\right)^{\frac{1}{2\beta}} \right]^2 \cos \theta. \quad (\text{A.4})$$

## APPENDICE B

### Accélération maximale au sein d'un vent de type $\beta$

En injectant (A.1) dans (A.2) on obtient une expression analytique de l'accélération  $a$  en fonction de la distance  $r$  au coeur hydrostatique. On peut aisément montrer que:

$$\frac{da}{dr} = 0 \iff \frac{r}{R_*} = \frac{r_{max}}{R_*} = \frac{1 + 2\beta}{2}.$$

Quand  $r = r_{max}$ , l'accélération est maximale au sein du vent et,

$$a = a_{max} = k(\beta) \frac{v_\infty^2}{R_*} \quad \text{avec } k(\beta) = 4\beta \frac{(2\beta - 1)^{2\beta-1}}{(2\beta + 1)^{2\beta+1}}.$$

Une caractéristique importante de  $k(\beta)$  est sa "lente" variation pour des exposants  $\beta$  suffisamment "grands", comme illustré par la figure 64.

Remarquons, enfin, que l'accélération dans une région réduite du vent (la zone de formation d'une raie, par exemple) est fortement et essentiellement dépendante du produit  $\beta R_*$ . En effet, partant de l'équation (A.4), dès que  $\beta$  est supérieur à  $\approx 2$ :

$$a_R \approx \frac{1}{\beta R_*} \left[ \frac{v_R}{\cos \theta} \log \left( \frac{v_R}{v_\infty \cos \theta} \right) \right]^2. \quad (\text{B.1})$$

Cette identité est une réécriture de celle donnée par Lépine & Moffat (1999), pour le cas des trajectoires radiales du flot de direction non-parallèle à la ligne de visée.

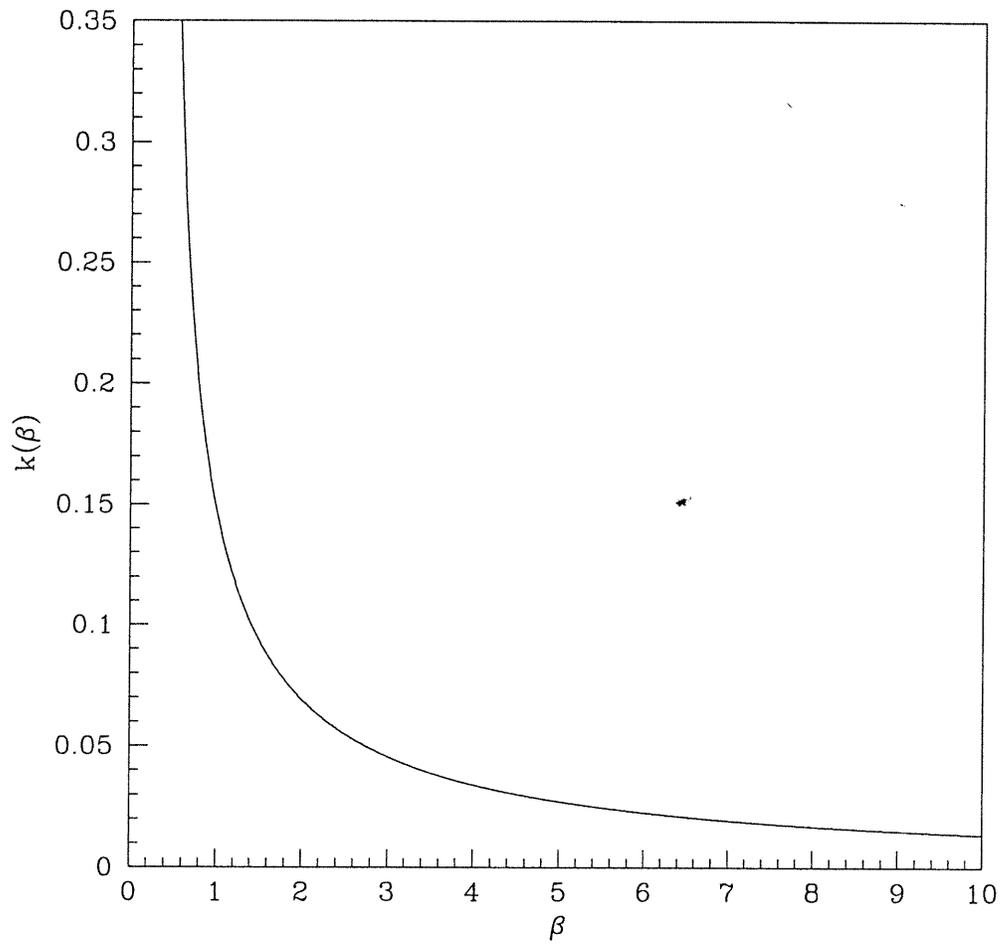


FIGURE 64. Variation de  $k(\beta)$  avec  $\beta$ , ou l'incidence de la topologie du vent sur la mesure de  $a_{max}$  pour des paramètres stellaires  $R_*$  et  $v_\infty$  donnés.

## APPENDICE C

### Durée d'exposition optimale des clichés spectroscopiques et échelle de temps caractéristique des variations stochastiques

#### C.1 Calcul du profil résultant

Dans une série d'observations spectroscopiques destinée à l'étude des sous-pics mobiles, il convient d'adapter la durée d'exposition à l'échelle de temps caractéristique du mouvement des structures. En effet, une durée d'exposition trop longue — généralement, à une résolution spectrale fixée, on allonge le temps de pose pour les étoiles les plus faibles — ne nous rendra pas le profil intrinsèque d'un sous-pic, il sera au contraire élargi. Surestimer la largeur des sous-pics conduit donc, nécessairement, à une mauvaise estimation de la dispersion des vitesses qui donne lieu au sous-pic observé.

Pendant la durée de la pose, le centroïde du sous-pic se déplace. Si l'accélération est constante (cela nous est suggéré par les observations), nous avons à l'instant  $t$ :

$$v_R(t) = a_R \times t + v_{R_0},$$

où  $v_R$ ,  $a_R$  et  $v_{R_0}$  sont respectivement la vitesse radiale à l'instant considéré, l'accélération radiale (apparemment constante) et la vitesse radiale à l'instant 0. Si nous notons  $S(v_R)$  le profil qu'aurait le sous-pic s'il restait *immobile*, après  $t$  secondes écoulées, le profil observé est  $S_{obs}(v_R)$ , tel que:

$$dS_{obs}(v_R(t)) = S(v_R - a_R \times t) \times dt.$$

Pour un temps d'intégration total  $T_{exp}$ , nous avons alors:

$$S_{obs}(v_R(t)) = \int_0^{T_{exp}} S(v_R - a_R \times t) \times dt.$$

Effectuons le changement de variable:  $v = a_R \times t$ . Nous avons alors  $dv = a_R \times dt$  et l'intégrale précédente devient (nous supposons à partir d'ici que  $a_R$  est positif; le cas des  $a_R$  négatifs se traite tout aussi aisément):

$$S_{obs}(v_R(t)) = \int_0^{a_R \times T_{exp}} \frac{1}{a_R} S(v_R - v) \times dv.$$

En posant:

$$M(v) = \begin{cases} \frac{1}{a_R} & \text{si } v \in [0, a_R \times T_{exp}] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases},$$

nous obtenons:

$$S_{obs}(v_R(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} M(v) S(v_R - v) \times dv,$$

*i.e.* la convolution d'une fonction créneau (d'étalement proportionnel à la durée d'exposition) avec le profil intrinsèque du sous-pic. La conjonction de très courtes durées d'exposition et de très petites accélérations fait de la fonction  $M$  une distribution de Dirac, élément neutre du produit de convolution. Le profil observé serait alors le profil réel, ce qui dans la pratique est impossible à obtenir en raison de la brillance souvent faible des étoiles, de l'usage de petits télescopes et de résolutions spectrales souvent importantes.

## C.2 Exemple

Supposons une accélération typique de  $0.03 \text{ km s}^{-2}$ . Pour un temps de pose de 1000 secondes, nous avons:  $a_R \times T_{exp} = 30 \text{ km s}^{-1}$ .  $30 \text{ km s}^{-1}$  représentent  $\approx 0.57 \text{ \AA}$  pour une longueur d'onde centrale de  $5696 \text{ \AA}$ . On peut alors adapter la résolution spectrale pour que ce mouvement, par rapport au centre de la raie d'émission, ne représente qu'une fraction de pixel le long de l'axe de dispersion. Ce faisant, les profils observés des sous-pics seront proches de leur profil intrinsèque.

## RÉFÉRENCES

- Abbott, D.C., 1979, IAU Symp. 83, *Mass Loss and Evolution of O-type Stars*,  
éd. P.S. Conti & C.W.H. de Loore, p. 237
- Abbott, D.C., 1982, ApJ, 259, 282
- Acker, A., Górný, S.K., Cuisinier, F., 1996a, A&A, 305, 944
- Acker, A., Górný, S.K., Stenholm, B., 1996b, Ap&SS, 238, 63
- Acker, A., Grosdidier, Y. et Durand, S., 1997, A&A, 317, L51
- Acker, A., Marcout, J., Ochsenbein, F., Stenholm, B., Tyllenda, R., 1992, *The  
Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*, ESO Publications,  
(Garching: ESO)
- Appenzeller, I. & Wolf, B., 1981, dans *The Most Massive Stars*, éd. S. D'Odorico,  
D. Baade & K. Kjær (Garching: ESO), p. 131
- Arneodo, A., Argoul, F., Bacry, E., Elezgaray, J., Muzy, J.F., 1995, dans *Ondelettes,  
multifractales et turbulences*, Diderot Éditeur Arts et Sciences, p. 54
- Aschenbach, B., 1998, Nature, 396, L141
- Avedisova, V.S., 1972, Soviet Astron.-AJ, 15, 708
- Balick, B., 1994, Ap&SS, 216, 13
- Balick, B., Perinotto, M., Maccioni, A., Terzian, Y., Hajian, A., 1994, ApJ, 424,  
800
- Balick, B., Rodgers, B., Hajian, A., Terzian, Y., Bianchi, L., 1996, AJ, 111, 834
- Barba, R.H., Niemela, V.S., Baume, G., Vasquez, R.A., 1995, ApJ, 446, L23
- Barlow, M.J., Smith, L.J. & Willis, A.J., 1981, MNRAS, 196, 101

- Beals, C.S., 1929, MNRAS, 90, 202
- Beals, C.S., 1931, MNRAS, 91, 966
- Beals, C.S., 1938, Trans. IAU, 6, 248
- Becker, S.R. & Butler, K., 1988, A&A, 201, 232
- Blomme, R. & Runacres, M.C., 1997, A&A, 323, 886
- Bode, M.F., 1995, IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, éd. K.A. van der Hucht & P.M. Williams, p. 363
- Bodenheimer, P., Tenorio-Tagle, G. & Yorke, H.W., 1979, ApJ, 233, 85
- Bond, H.E., 1989, IAU Symp. 131, *Planetary Nebulae*, éd. S. Torres-Peimbert, p. 251
- Bond, H.E., Fulton, L.K., Schaefer, K.G., Ciardullo, R., Sipior, M., 1997, IAU Symp. 180, *Planetary Nebulae*, éd. H.J. Habing & H.J.G.L.M. Lamers, p.211
- Boothroyd, A.I. & Sackmann, I.J., 1988, ApJ, 328, 641
- Cagnac, B. & Pebay-Peyroula, J.-C., 1975, dans *Physique atomique*, tome 1, éd. Dunod Université, pp. 18, 83, 181
- Carroll, B.W. & Ostlie, D.A., 1996, dans *An Introduction to Modern Astrophysics*, éd. Addison-Wesley, p. 368
- Castor, J.I., Abbott, D.C., Klein, R.I., 1975a, ApJ, 195, 157
- Castor, J.I., McCray, R., Weaver, R., 1975b, ApJ, 200, L107
- Chandrasekhar, S., 1961, dans *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford, Clarendon Press, p. 428
- Chiosi, C. & Maeder, A., 1986, ARA&A, 24, 329
- Chu, Y.H., 1991, IAU Symp. 143, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, éd. K.A. van der Hucht & B. Hidayat, p. 349

- Chu, Y.H., 1993, IAU Symp. 155, *Planetary Nebulae*, éds. R. Weinberger & A. Acker, p. 139
- Chu, Y.H., Manchado, A., Jacoby, G.H., Kwitter, K.B., 1991, ApJ, 376, 150
- Combes, F., Boissé, P., Mazure, A., Blanchard, A., 1991, dans *Galaxies et cosmologie*, éd. InterÉditions/Éditions du CNRS, p. 301
- Conti, P.S., 2000, *New Astronomy*, 4, 489
- Cranmer, S.R. & Owocki, S.P., 1996, ApJ, 462, 469
- Crowther, P.A., de Marco, O., Barlow, M.J., 1998, MNRAS, 296, 367
- Crowther, P., Pasquali, A., De Marco, O., Schmutz, W., Hillier, D.J., De Koter, A., 1999, A&A, 350, 1007
- Crowther, P. & Smith, L.J., 1996, A&A, 305, 541
- Crowther, P., Smith, L.J., Hillier, D.J., Schmutz, W., 1995a, A&A, 293, 403
- Crowther, P., Smith, L.J., Willis, A.J., 1995b, A&A, 304, 269
- D'Ercole, A., 1992, MNRAS, 255, 272
- Dougherty, S.M., Williams, P.M., van der Hucht, K.A., Bode, M.F., Davis, R.J., 1996, MNRAS, 280, 963
- Eenens, P.R.J. & Williams, P.M., 1992, MNRAS, 255, 227
- Eversberg, T., Lépine, S., Moffat, A.F.J., 1996, dans *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution*, Proc. of the 33rd Liège International Colloquium (July 1-3, 1996), éds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, Université de Liège, p. 225
- Fleck, R.C., 1996, ApJ, 458, 739
- Frank, A., Balick, B., Livio, M., 1996, ApJ, 471, L53
- Fullerton, A.W., Gies, D.R., Bolton, C.T., 1996, ApJS, 103, 475
- Gabler, R., Gabler, A., Kudritzki, R.P., Puls, J., Pauldrach, A.W.A., 1989, A&A, 226, 162

- García-Segura, G., 1994, Thèse de Doctorat, Instituto de Astrofísica de Canarias, Tenerife, Espagne
- García-Segura, G., Langer, N., Rózycka, M., Franco, J., 1999, ApJ, 517, 767
- García-Segura, G. & Mac Low, M.-M., 1995, ApJ, 455, 145
- Gayley, K.G., 1995, ApJ, 454, 410
- Gayley, K.G. & Owocki, S.P., 1995, ApJ, 446, 801
- Gayley, K.G., Owocki, S.P., Cranmer, S.R., 1995, ApJ, 442, 296
- Geşicki, K. & Acker, A., 1996, Ap&SS, 238, 101
- Gill, A.G. & Henriksen, R.N., 1990, ApJ, 365, L27
- Górny, S.K. & Stasińska, G., 1995, A&A, 303, 893
- Groenewegen, M.A.T. & Lamers, H.J.G.L.M., 1989, A&AS, 79, 359
- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., Chesneau, O., Dimeo, T., 1997, IAU Symp. 180, *Planetary Nebulae*, eds. H.J. Habing & H.J.G.L.M. Lamers, p. 108
- Hamann, W.-R., 1980, A&A, 84, 342
- Hamann, W.-R., 1981, A&A, 93, 353
- Hamann, W.-R., 1991, IAU Symp. 143, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, eds. K.A. van der Hucht & B. Hidayat, p. 81
- Hamann, W.-R. & Koesterke, L., 1998, A&A, 335, 1003
- Hamann, W.-R., Koesterke, L., Wessolowski, U., 1995, A&A, 299, 151
- Hamann, W.-R. & Schwarz, E., 1992, A&A, 261, 523
- Herrero, A., Puls, J., Villamariz, M.R., 2000, A&A, 354, 193
- Hillier, D.J., 1991a, A&A, 247, 455

- Hillier, D.J., 1991b, IAU Symp. 143, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, eds. K.A. van der Hucht & B. Hidayat, p. 59
- Hillier, D.J., 1991c, A&A, 247, 455
- Hillier, D.J., 1996, dans *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution*, Proc. of the 33rd Liège International Colloquium (July 1-3, 1996), eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, Université de Liège, p. 509
- Hillier, D.J. & Miller, D.L., 1999, ApJ, 519, 354
- Hogg, D.E., 1989, AJ, 98, 282
- Holzer, T.E., 1987, IAU Symp. 122, *Circumstellar Matter*, eds. I. Appenzeller & C. Jordan, p. 289
- Howarth, I.D. & Prinja, R., 1989, ApJ, 69, 527
- Hu, J.Y. & Bibo, E.A., 1990, A&A, 234, 435
- van der Hucht, K.A., 1996, Ap&SS, 238, 1
- van der Hucht, K.A., 1999, in IAU Symp. 193, *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, eds. K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, and P.R.J. Eenens, San Francisco, Calif.: Astronomical Society of the Pacific, p. 13
- van der Hucht, K.A., Conti, P.S., Lundstrom, I., Stenholm, B., 1981, Sp. Sci. Rev., 28, 227
- Hummer, D.G., 1982, ApJ, 257, 724
- Humphreys, R.M. & Davidson, K., 1979, ApJ, 232, 409
- Humphreys, R.M. & Davidson, K., 1994, PASP, 106, 1025
- Iben, I.Jr., 1995, Physics Reports, 250, 1
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., van der Hucht, K.A., 1988, A&A, 72, 259

- Jun, B.-I., Norman, M.L., Stone, J.M., 1995, ApJ, 453, 332
- Koenigsberger, G., Guinan, E., Auer, L., Georgiev, L., 1995, ApJ, 452, L107
- Kolmogorov, A.N., 1941a, C.R. Acad. Sci. USSR, 30, 301
- Kolmogorov, A.N., 1941b, C.R. Acad. Sci. USSR, 31, 538
- Kolmogorov, A.N., 1941c, C.R. Acad. Sci. USSR, 32, 16
- Kolmogorov, A.N., 1962, J. Fluid Mech., 13, 82
- Kudritzki, R.P., 1988, dans *Radiation in Moving Gaseous Media*, Eighteenth Advanced Course of the Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, éd. SAAS-FEE, p. 123
- Kudritzki, R.P. & Hummer, D.G., 1990, ARA&A, 28, 303
- Kudritzki, R.P., Pauldrach, A.W.A., Puls, J., 1987, A&A, 173, 293
- Kudritzki, R.P., Pauldrach, A.W.A., Puls, J., Abbott, D.C., 1989, A&A, 219, 205
- Kuhi, L.V., 1973, IAU Symp. 49, *Wolf-Rayet and High-Temperature Stars*, éd. M.K.V. Bappu & J. Sahade, p. 205
- Kwok, S., Purton, C.R., FitzGerald, P.M., 1978, ApJ, 219, L125
- Lamers, H.J.G.L.M., 1994, Ap&SS, 221, 41
- Lamers, H.J.G.L.M. & Cassinelli, J., 1996, dans *From Stars to Galaxies*, ASP Conf. Series, Vol. 98, éd. C. Leitherer, U. Fritze-von Alvensleben & J. Huchra, p. 162
- Lamers, H.J.G.L.M. & Morton, D.C., 1976, ApJS, 32, 715
- Lamers, H.J.G.L.M. & Rogerson, J.B., 1978, A&A, 66, 417
- Lamers, H.J.G.L.M., Snow, T.P., Lindholm, D.M., 1995, ApJ, 455, 269
- Langer, N., 1991, A&A, 248, 531
- Langer, N., Hamann, W.R., Lennon, M., Najarro, F., Pauldrach, A.W.A., Puls, J., 1994, A&A, 290, 819

- Leitherer, C., 1997, ASP Conf. Series, Vol. 120, éds. A. Nota & H.J.G.L.M. Lamers, p. 58
- Lépine, S., 1994, Ap&SS, 221, 371
- Lépine, S., 1996, dans *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution*, Proc. of the 33rd Liège International Colloquium (July 1-3, 1996), éds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, Université de Liège, p. 253
- Lépine, S. & Moffat, A.F.J., 1999, ApJ, 514, 909
- Lépine, S., Moffat, A.F.J., Henriksen, R.N., 1996, ApJ, 466, 392
- Leuenhagen, U., Hamann, W.-R., Jeffery, C.S., 1996, A&A, 312, 167
- Lucy, L.B., 1982, ApJ, 255, 278
- Lucy, L.B., 1986, dans *Radiation Hydrodynamics in Stars and Compact Objects*, Proc. IAU Colloq. 89, Lecture Notes in Physics 255, éds. D. Mihalas & K.-H.A. Winkler, Springer-Verlag, p. 75
- Lucy, L.B. & Abbott, D.C., 1993, ApJ, 405, 783
- Maeder, A., 1983, A&A, 120, 113
- Maeder, A., 1991, A&A, 242, 93
- Maeder, A., 1999a, A&A, 347, 185
- Maeder, A., 1999b, in IAU Symp. 193, *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, eds. K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, and P.R.J. Eenens, San Francisco, Calif.: Astronomical Society of the Pacific, p. 177
- Marston, A.P., 1995, AJ, 109, 1839
- Marston, A.P., 1996, AJ, 112, 2828
- Mellema, G., 1995, MNRAS, 277, 173
- Méndez, R.H., Herrero, A., Manchado, A., Kudritzki, R.P., 1991, A&A, 252, 265

- Méndez, R.H. & Niemela, V.S., 1982, IAU Symp. 99, *Wolf-Rayet Stars*, eds. C.W.H. de Loore & A.J. Willis, p. 457
- Mihalas, D., 1978, dans *Stellar Atmospheres*, 2ème éd., éd. W.H. Freeman, San Francisco, p. 559
- Miranda, A.I. & Rosado, M., 1987, *Rev. Mexicana Astr. Astrof.*, 14, 479
- Moffat, A.F.J., Lépine, S., Henriksen, R.N., Robert, C., 1994, *Ap&SS*, 216, 55
- Moffat, A.F.J. & Marchenko, S.V., 1996, *A&A*, 305, L29
- Moffat, A.F.J., Marchenko, S.V., Bartzakos, P., Niemela, V.S., Cerruti, M.A., Magalhaes, A.M., Balona, L., St-Louis, N., Seggewiss, W., Lamontagne, R., 1998, *ApJ*, 497, 896
- Moffat, A.F.J. & Robert, C., 1994, *ApJ*, 421, 310
- Moffat, A.F.J. & Shara, M.M., 1986, *AJ*, 92, 952
- Morel, T., St-Louis, N., Marchenko, S.V., 1997, *ApJ*, 489, 1004
- Nelson, G.D & Hearn, A.G., 1978, *A&A*, 65, 223
- Niedzielski, A., 1994, *A&A*, 282, 534
- Osterbrock, D.E., 1989, dans *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, éd. University Science Books, p. 268
- Owocki, S.P., 1992, dans *The Atmospheres of Early-Type Stars*, Lecture Notes in Physics, Vol. 401, eds. U. Heber & C.S. Jeffery, Springer, 393
- Owocki, S.P., 1994, *Ap&SS*, 221, 3
- Parker, E.N., 1958, *ApJ*, 128, 664
- Parthasarathy, M., Acker, A. & Stenholm, B., 1998, *A&A*, 329, 9
- Pasquali, A., Langer, N., Schmutz, W., Leitherer, C., Nota, A., Hubeny, I., Moffat, A.F.J., 1997, *ApJ*, 478, 340
- Pauldrach, A.W.A., 1987, *A&A*, 183, 295
- Pauldrach, A.W.A, Puls, J., Kudritzski, R.P., 1986, *A&A*, 164, 86

- Pauldrach, A.W.A, Puls, J., Kudritzski, R.P., Méndez, R.H., Heap, S.R., 1988, A&A, 207, 123 Library, vol. 107, éd. Dordrecht:Reidel, p. 240
- Pottasch, S.R., 1992, A&AR, 4, 215
- Pottasch, S.R., 1996, Ap&SS, 238, 17
- Prinja, R.K., Balona, L.A., Bolton, C.T., Crowe, R.A., Fieldus, M.S., Fullerton, A.W., Gies, D.R., Howarth, I.D., McDavid, D., Reid, A.H.N., 1992, ApJ, 390, 266
- Prinja, R.K., Barlow, M.J., Howarth, I.D., 1990, ApJ, 361, 607
- Puls, J., 1987, A&A, 184, 227
- Puls, J. & Hummer, D.G., 1988, A&A, 191, 197
- Puls, J., Kudritzki, R.R., Herrero, A., Pauldrach, A.W.A., Haser, S., Lennon, D.J., Gabler, R., Voels, S., Vilchez, J.M., Wachter, S., Feldmeier, A., 1996, A&A, 305, 171
- Puls, J., Owocki, S.P. & Fullerton, A.W., 1993, A&A, 279, 457
- Rasio, F.A. & Livio, M., 1996, ApJ, 471, 366
- Robert, C., 1992, Thèse de Doctorat, Université de Montréal
- Robert, C., 1994, Ap&SS, 221, 137
- Roy, J.-R. & Kunth, D., 1995, A&A, 294, 432
- Runacres, M.C. & Blomme, R., 1994, Ap&SS, 221, 249
- Rybicki, G.B. & Lightman, A.P., 1979, dans *Radiative Processes in Astrophysics*, éd. Wiley & Sons, p. 288
- Rybicki, G.B., Owocki, S.P., Castor, J.I., 1990, ApJ, 349, 274
- Schaerer, D., de Koter, A., Schmutz, W., Maeder, A., 1996, A&A, 310, 837
- Schatzman, E. & Praderie, F., 1990, dans *Les Étoiles*, éd. InterÉditions/Éditions du CNRS, p. 148

- Scheffler, H. & Elsässer, H., 1988, dans *Physics of the Galaxy and Interstellar Matter*, éd. Springer-Verlag, p. 107
- Schmutz, W., 1997, *A&A*, 321, 268
- Schönberner, D., 1983, *ApJ*, 272, 708
- Schönberner, D., 1989, dans *From Miras to PN: Which Path for Stellar Evolution?*, éd. M.-O. Mennessier & A. Omont, Éditions Frontières, Gif-sur-Yvette, p. 355
- Schulte-Ladbeck, R.E. & Herald, J.E., 1996, *Ap&SS*, 238, 87
- Schweickhardt, J., Schmutz, W., Stahl, O., Szeifert, T., Wolf, B., 1999, *ApJ*, 347, 127
- Smith, L.F. & Aller, L.H., 1971, *ApJ*, 164, 275
- Smith, L.F. & Maeder, A., 1989, *A&A*, 211, 71
- Smith, L.F. & Maeder, A., 1991, *A&A*, 241, 77
- Smith, L.F., Shara, M.M., Moffat, A.F.J., 1996, *MNRAS*, 281, 163
- Smith, M., 1994, *IAU Symp.* 162, p. 241
- Sobolev, V.V., 1958, dans *Theoretical Astrophysics*, éd. V.A. Ambartsumian, Pergamon Press, New York
- Spitzer, L., 1978, dans *Physical Processes in the Interstellar Medium*, éd. J. Wiley & Sons, New-York, p. 221
- Springmann, U., 1994, *A&A*, 289, 505
- Stasinska, G., Tyllenda, R., Acker, A., Stenholm, B., 1991, *A&A*, 247, 173
- Steigman, G., Strittmatter, P.A., Williams, R.E., 1975, *ApJ*, 198, 575
- St-Louis, N., Drissen, L., Moffat, A.F.J., Bastien, P., Tapia, S., 1987, *ApJ*, 322, 870
- St-Louis, N., Dalton, M.J., Marchenko, S.V., Moffat, A.F.J., Willis, A.J., 1995, *ApJ*, 452, L57

- Tenorio-Tagle, G., 1979, A&A, 71, 59
- Tylenda, R., Acker, A., Stenholm, B., 1993, A&AS, 102, 595
- Vishniac, E.T., 1983, ApJ, 274, 152
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., Moore, 1977, ApJ, 218, 377
- Weidemann, V. & Koester, D., 1983, A&A, 121, 77
- Willis, A.J., 1991, IAU Symp. 143, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, eds. K.A. van der Hucht & B. Hidayat, p. 265
- Yorke, H.W., 1988, dans *Radiation in Moving Gaseous Media*, Eighteenth Advanced Course of the Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, éd. SAAS-FEE, p. 294