



HAL
open science

Observations millimétriques et modélisation infrarouge d'enveloppes circumstellaires d'étoiles de la branche asymptotique des géantes rouges et de pré-nébuleuses planétaires

Cecile Loup

► **To cite this version:**

Cecile Loup. Observations millimétriques et modélisation infrarouge d'enveloppes circumstellaires d'étoiles de la branche asymptotique des géantes rouges et de pré-nébuleuses planétaires. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1991. Français. NNT: . tel-00685400

HAL Id: tel-00685400

<https://theses.hal.science/tel-00685400v1>

Submitted on 5 Apr 2012

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

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

TS 91/GRE1/0045
double

TS 91/GRE1 /0045
DOUBLE *SSD*



THÈSE
présentée par
Cécile LOUP

pour obtenir le titre de docteur
de l'université J.FOURIER - GRENOBLE I
spécialité **ASTROPHYSIQUE**

Sujet de la thèse :

**OBSERVATIONS MILLIMÉTRIQUES ET MODÉLISATION INFRAROUGE
D'ENVELOPPES CIRCUMSTELLAIRES D'ÉTOILES
DE LA BRANCHE ASYMPTOTIQUE DES GÉANTES ROUGES
ET DE PRÉ-NÉBULEUSES PLANÉTAIRES**

Soutenue le 16 avril 1991 devant le jury composé de :

Président : M. Guy PELLETIER
Examineurs : M. Mark MORRIS, rapporteur
M. Jean-Loup PUGET, rapporteur
M. Thierry FORVEILLE
M. Alain OMONT



Thèse préparée au sein du groupe d'astrophysique de Grenoble (URA-CNRS 708)

THÈSE

présentée par

Cécile LOUP

pour obtenir le titre de docteur
de l'université J.FOURIER - GRENOBLE I
spécialité ASTROPHYSIQUE

Sujet de la thèse :

OBSERVATIONS MILLIMÉTRIQUES ET MODÉLISATION INFRAROUGE
D'ENVELOPPES CIRCUMSTELLAIRES D'ÉTOILES
DE LA BRANCHE ASYMPTOTIQUE DES GÉANTES ROUGES
ET DE PRÉ-NÉBULEUSES PLANÉTAIRES

Soutenue le 16 avril 1991 devant le jury composé de :

Président : M. Guy PELLETIER

Examineurs : M. Mark MORRIS, rapporteur

M. Jean-Loup PUGET, rapporteur

M. Thierry FORVEILLE

M. Alain OMONT



Thèse préparée au sein du groupe d'astrophysique de Grenoble (URA-CNRS 708)

1992/16

REMERCIEMENTS

On ne travaille jamais seul ! Que tous ceux et celles qui m'ont permis d'achever cette thèse trouvent ici l'expression de mes remerciements les plus sincères.

Alain Omont fut mon directeur de thèse et un guide incomparable dans le travail délicat de la préparation des propositions d'observations, de l'interprétation des données du satellite IRAS, du lien entre l'émission millimétrique et infrarouge des enveloppes circumstellaires, et dans la compréhension synthétique de l'évolution des géantes rouges. Sa rigueur et son intégrité scientifique, son "sens de la faille", m'ont toujours poussée à aller jusqu'au bout d'une idée ou d'un travail, à analyser précisément pourquoi je m'étais fait telle ou telle opinion "intuitive". Malgré sa position de directeur du groupe d'astrophysique de Grenoble, et maintenant de l'institut d'astrophysique de Paris, je l'ai toujours trouvé disponible à mon égard, et parfaitement au fait de mon travail en cours, ce qui est pour une large part dans le bon déroulement de cette thèse.

Jean-Loup Puget a joué un rôle important dans la mise au point du programme numérique de calcul de l'émission des poussières. Ce programme doit beaucoup à toutes les discussions informelles que nous avons eu ensemble et à ses conseils judicieux, ainsi qu'à son enthousiasme et à ses encouragements à certaines périodes de creux. Je le remercie beaucoup d'avoir accepté d'être rapporteur, en dépit de ses multiples occupations.

Je connaissais Jean-Philippe Bernard bien avant de commencer ma thèse puisque nous avons fait les mêmes études depuis l'année 1984. Me contenter simplement de le remercier serait un peu faible. Il faisait sa thèse sous la direction de Jean-Loup Puget. Une vieille habitude du travail en commun nous a permis de résoudre vraiment ensemble certains problèmes posés par la mise au point du programme numérique. J'y reviendrais dans le chapitre 5.

Mark Morris est actuellement à Grenoble pour un an, et a été présent pendant les sept derniers mois de ma thèse. J'ai profité de sa présence, de sa disponibilité à Grenoble, et de sa grande connaissance des enveloppes circumstellaires pour lui demander d'être rapporteur. J'ai pu ainsi bénéficier de ses critiques et remarques détaillées, ainsi que de ses conseils au cours de discussions au coin d'une table, qui m'ont beaucoup aidée à tous égards.

Thierry Forveille m'a initiée aux observations dans le domaine millimétrique, et à l'utilisation des logiciels de réduction des données. Nous avons travaillé ensemble pour toute la partie observationnelle de ma thèse, ainsi que pour le catalogue des observations CO et HCN. Sa rigueur et sa prudence quant à l'interprétation des données ont toujours été de bon conseil.

C'est avec Alain Castet que j'ai fait mes premières armes concernant les mécanismes d'absorption et d'émission des poussières, et les problèmes de géométrie impliqués dans le programme numérique de transfert radiatif, durant mon stage de D.E.A. et les premiers mois de ma thèse. Je développe cet historique plus en détail dans le chapitre 5. Je tiens à le remercier aussi pour ses conseils, toujours donnés avec le sourire et une grande disponibilité.

Nul n'ignore plus que, si il est surtout un très grand spécialiste de la chimie quantique, Pierre Valiron est aussi le "gourou" de l'informatique du GAG, parfois à son corps et son temps défenseurs. J'ai reçu de sa part beaucoup d'aide et de conseils fort utiles en ce domaine.

Guy Pelletier a bien voulu accepter la charge de présider le jury de ma thèse. J'ai partagé son bureau durant tout mon séjour à Grenoble, ainsi que sa bonne humeur quotidienne. Me pardonnera-t-il un jour de l'avoir enfumé si longtemps ? Je regretterais certainement son voisinage, ses conversations, et sa capacité à redonner le moral.

Il est difficile de faire une liste exhaustive de toutes les personnes que je voudrais remercier. Tous les membres du groupe d'astrophysique de Grenoble m'ont aidé d'une façon ou d'une autre. Je citerais en particulier Claudine Kahane, Jean-Louis Monin, Pierre Ghez, Jean-Jacques Benayoun, et Claude Bertout. Je n'oublierais pas non plus nos secrétaires Françoise Bouillet et Elisabeth Palleau, toujours gaies et efficaces, ni les opérateurs de l'IRAM et L.A. Nyman et J.M. Martin du SEST. J'ai également eu des discussions avec des personnes étrangères au groupe, en particulier avec Teije de Jong qui m'accueille maintenant au Space Research Laboratory de Groningen.

Si le côté scientifique est capital dans le déroulement d'une thèse, le côté humain ne l'est pas moins, et je tiens à saluer l'ambiance gaie et chaleureuse qui règne au sein du groupe d'astrophysique de Grenoble. Je veux aussi remercier tous ceux qui m'ont aidé simplement par leur soutien moral, leur amour, ou leur amitié, tout particulièrement mes parents, ma petite sœur, François Pézeret, Jean-Philippe Bernard, Anne-Marie Tropet, et Pierre Ghez.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION GENERALE

I. La branche asymptotique des géantes rouges	1
II. L'enveloppe circumstellaire	3
II.1. Contenu moléculaire	4
II.2. Les poussières	5
III. Présentation de la thèse	9

PREMIÈRE PARTIE

OBSERVATIONS MILLIMÉTRIQUES ET STATISTIQUES

CHAPITRE 1 : Caractérisation et proportion d'enveloppes circumstellaires riches en carbone extrêmes

Contexte général	11
Résumé	16
I. Introduction	17
II. L'échantillon. Propriétés OH et infrarouges	18
II.1. Couleurs IRAS. Caractérisation d'enveloppes circumstellaires évoluées	18
II.2. Corrélations générales entre les types LRS et les détections OH	23
II.3. Classe LRS 4n	23
II.4. Types LRS 21, 22, etc., caractéristiques des enveloppes carbonées froides	29
II.5. Régions IIIa2, IIIb1, IV, et V, et conclusions	29
III. Observations millimétriques	30
IV. Résultats des observations millimétriques	31
IV.1. Généralités	31
IV.2. Sources individuelles	39
IV.3. Comparaison de l'émission CO et infrarouge	44
V. Caractérisation des enveloppes carbonées froides	49
V.1. Caractérisation	49
V.2. Proportion de sources carbonées dans le diagramme de couleur	53

VI. Conclusions	57
VI.1. Enveloppes des étoiles AGB évoluées normales	57
VI.2. Enveloppes détachées et objets post-AGB	58
Appendice A : Liste des sources	60
Appendice B : Extraction des spectres LRS	68
CHAPITRE 2 : Observations de la molécule CO	
dans des enveloppes circumstellaires très froides	
et dans des pré-nébuleuses planétaires de l'hémisphère sud	
Contexte général	69
1. Introduction	70
2. Critères de sélection	70
3. Observations et résultats	70
4. Sources individuelles	70
5. Discussion	72
6. Conclusion	73
Epilogue	74
CHAPITRE 3 : Observations millimétriques des molécules CO et HCN	
Un catalogue – Taux de perte de masse et distributions	
Résumé	75
I. Introduction	76
II. Contenu des tables	76
II.1. Table 1 : Identifications et coordonnées	77
II.2. Table 2 : Données IRAS, distances, type chimique	77
II.3. Table 3 : Observations millimétriques	80
III. Estimation des flux bolométriques et des distances	82
III.1. Flux total IRAS	82
III.2. Flux bolométrique	82
III.3. Distances	83
IV. Estimation des taux de perte de masse	84
IV.1. Formules de taux de perte de masse et de rayon de photodissociation de CO	84
IV.2. Sélection de la "meilleure observation"	86
IV.3. Contenu de la table 5	87
V. Distributions statistiques	87
V.1. Diagramme de couleur IRAS et type chimique	88
V.2. Distributions galactiques et distances	91
V.3. Vitesse d'expansion et taux de perte de masse	96

VI. Conclusions	102
Appendice A : Flux total IRAS	104
Table 1	107
Table 2	119
Table 3	131
Table 4	155
Table 5	157
CHAPITRE 4 : Cartographies de l'émission CO(1-0) et CO(2-1)	
d'étoiles AGB types	
I. Introduction	165
II. Observations	167
III. Etendue de l'émission de CO	170
DEUXIÈME PARTIE	
TRANSFERT RADIATIF ET ÉMISSION DES POUSSIÈRES	
CHAPITRE 5 : Un programme pour calculer l'émission des poussières	
dans une enveloppe circumstellaire sphérique	
I. Introduction	180
I.1. Motivations	180
I.2. Vue globale du modèle	183
I.3. Petit historique	184
II. Les équations du problème et méthode de résolution	185
II.1. Température des grains : équation d'équilibre	185
II.2. Température des grains : approximations courantes	188
II.3. Spectre émis par la source : équation générale	189
II.4. Spectre émis par la source : approximations	190
III. Organisation générale du programme	196
IV. Description détaillée	198
IV.1. Caractéristiques des poussières	199
IV.2. Calcul du rayon intérieur	201
IV.3. Termes de chauffage	202
IV.4. Calcul de l'émission sortante par ligne de visée	204
IV.5. Echantillonnage des rayons et des angles	205
IV.6. Calcul de la photométrie IRAS	208
V. Etude de deux cas types et limites du programme	210

V.1. Convergence des températures et de l'énergie	211		III.6. Paramètres initiaux : taux de perte de masse et rayon extérieur	283
V.2. Courbes de chauffage	214		IV. Résultats généraux et comparaisons avec les données IRAS	284
V.3. Profils d'émission par ligne de visée	220		IV.1. Traces dans le diagramme de couleur IRAS	284
V.4. Spectres finaux et conclusion	225		IV.2. Evolution des spectres LRS	291
CHAPITRE 6 : Etude de l'étoile infrarouge riche en carbone RAFGL 3068			V. Discussion et échelles de temps	295
Loi d'émissivité des grains et variabilité			V.1. Rayon extérieur	295
En résumé	229		V.2. Spectres LRS particuliers	296
I. Introduction	230		V.3. Temps d'évolution entre les stades AGB et PN	297
II. Les observations	231		VI. Conclusions	298
II.1. Observations millimétriques	231		CHAPITRE 8 : Excès à 60 et 100 μm des enveloppes circumstellaires	
II.2. Observations infrarouges	232		d'étoiles carbonées visuelles et d'étoiles S	
II.3. Variabilité	234		I. Introduction	299
III. Modélisation de l'émission des poussières	236		II. Sélection des sources	300
III.1. Hypothèses de base	236		III. Tentative de définition de l'excès à 60 et 100 μm	306
III.2. Paramètres libres et méthodologie	237		IV. Silicates ou carbone amorphe ?	312
III.3. Influence des paramètres	239		CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	318
III.4. Résultat final	248		COMPILATION DES RÉFÉRENCES	323
IV. Discussion	252		LISTE DES ABRÉVIATIONS	335
IV.1. Comparaison avec les précédents travaux de modélisation	252			
IV.2. Rayon extérieur, lois d'émissivité et de densité	258			
V. Conclusions	260			
Appendice A : distribution de taille des grains	262			
CHAPITRE 7 : Evolution spectrale des sources riches en carbone entre la fin				
de la séquence AGB et le stade de nébuleuse planétaire				
Résumé	264			
I. Introduction	265			
II. Recherche de PPN dans les régions IIIb2, IIIb1, et IV	267			
II.1. Echantillon d'étoiles AGB extrêmes, et de PPN dans la région V	267			
II.2. Recherche de jeunes PPN avec des spectres LRS "intermédiaires"	277			
II.3. Sources individuelles	278			
III. Description du modèle	280			
III.1. Généralités	280			
III.2. Géométrie et transfert radiatif	281			
III.3. Loi d'émissivité des grains	281			
III.4. Température effective	282			
III.5. Paramètre de l'évolution	282			

VI. 1. Introduction 201
VI. 2. Section II 202
VI. 3. Section III 203
VI. 4. Section IV 204
CONCLUSION 205
COMPLAINTS 206
LISTE DES AUTEURS 207
208
209
210
211
212
213
214
215
216
217
218
219
220
221
222
223
224
225
226
227
228
229
230
231
232
233
234
235
236
237
238
239
240
241
242
243
244
245
246
247
248
249
250
251
252
253
254
255
256
257
258
259
260
261
262
263
264
265
266
267
268
269
270
271
272
273
274
275
276
277
278
279
280
281
282
283
284
285
286
287
288
289
290
291
292
293
294
295
296
297
298
299
300
301
302
303
304
305
306
307
308
309
310
311
312
313
314
315
316
317
318
319
320
321
322
323
324
325
326
327
328
329
330
331
332
333
334
335
336
337
338
339
340
341
342
343
344
345
346
347
348
349
350
351
352
353
354
355
356
357
358
359
360
361
362
363
364
365
366
367
368
369
370
371
372
373
374
375
376
377
378
379
380
381
382
383
384
385
386
387
388
389
390
391
392
393
394
395
396
397
398
399
400
401
402
403
404
405
406
407
408
409
410
411
412
413
414
415
416
417
418
419
420
421
422
423
424
425
426
427
428
429
430
431
432
433
434
435
436
437
438
439
440
441
442
443
444
445
446
447
448
449
450
451
452
453
454
455
456
457
458
459
460
461
462
463
464
465
466
467
468
469
470
471
472
473
474
475
476
477
478
479
480
481
482
483
484
485
486
487
488
489
490
491
492
493
494
495
496
497
498
499
500
501
502
503
504
505
506
507
508
509
510
511
512
513
514
515
516
517
518
519
520
521
522
523
524
525
526
527
528
529
530
531
532
533
534
535
536
537
538
539
540
541
542
543
544
545
546
547
548
549
550
551
552
553
554
555
556
557
558
559
560
561
562
563
564
565
566
567
568
569
570
571
572
573
574
575
576
577
578
579
580
581
582
583
584
585
586
587
588
589
590
591
592
593
594
595
596
597
598
599
600
601
602
603
604
605
606
607
608
609
610
611
612
613
614
615
616
617
618
619
620
621
622
623
624
625
626
627
628
629
630
631
632
633
634
635
636
637
638
639
640
641
642
643
644
645
646
647
648
649
650
651
652
653
654
655
656
657
658
659
660
661
662
663
664
665
666
667
668
669
670
671
672
673
674
675
676
677
678
679
680
681
682
683
684
685
686
687
688
689
690
691
692
693
694
695
696
697
698
699
700
701
702
703
704
705
706
707
708
709
710
711
712
713
714
715
716
717
718
719
720
721
722
723
724
725
726
727
728
729
730
731
732
733
734
735
736
737
738
739
740
741
742
743
744
745
746
747
748
749
750
751
752
753
754
755
756
757
758
759
760
761
762
763
764
765
766
767
768
769
770
771
772
773
774
775
776
777
778
779
780
781
782
783
784
785
786
787
788
789
790
791
792
793
794
795
796
797
798
799
800
801
802
803
804
805
806
807
808
809
810
811
812
813
814
815
816
817
818
819
820
821
822
823
824
825
826
827
828
829
830
831
832
833
834
835
836
837
838
839
840
841
842
843
844
845
846
847
848
849
850
851
852
853
854
855
856
857
858
859
860
861
862
863
864
865
866
867
868
869
870
871
872
873
874
875
876
877
878
879
880
881
882
883
884
885
886
887
888
889
890
891
892
893
894
895
896
897
898
899
900
901
902
903
904
905
906
907
908
909
910
911
912
913
914
915
916
917
918
919
920
921
922
923
924
925
926
927
928
929
930
931
932
933
934
935
936
937
938
939
940
941
942
943
944
945
946
947
948
949
950
951
952
953
954
955
956
957
958
959
960
961
962
963
964
965
966
967
968
969
970
971
972
973
974
975
976
977
978
979
980
981
982
983
984
985
986
987
988
989
990
991
992
993
994
995
996
997
998
999
1000

INTRODUCTION GÉNÉRALE

I. La branche asymptotique des géantes rouges

Si les étoiles passent la majorité de leur vie sur la Séquence Principale où elles brûlent calmement l'hydrogène en leur centre, les phases ultérieures, bien que plus courtes, sont un magnifique chant du cygne car elles donnent lieu à des phénomènes spectaculaires, en particulier la perte de masse, les nébuleuses planétaires, et les explosions de supernovae.

Nous nous concentrons ici sur une période particulière, appelée "branche asymptotique des géantes (rouges)" (AGB en anglais). Nous nous restreignons en outre à des étoiles isolées, dont la masse initiale sur la Séquence Principale est comprise entre environ 1 et 8-10 M_{\odot} . Lorsque l'étoile a épuisé l'hydrogène en son centre, elle développe un cœur compact d'hélium et devient une géante rouge. Cette appellation est tout à fait justifiée puisque ce changement fondamental est accompagné d'une importante augmentation du rayon stellaire et d'une brusque diminution de la température effective de l'étoile à luminosité constante. Ensuite, le long de la branche des géantes rouges (RGB en anglais), la luminosité augmente à température effective à peu près constante (figure 1). Pendant cette période se produit une première phase de mélange des produits de nucléosynthèse entre différentes couches de l'étoile due à la présence de cellules de convection. La combustion de l'hélium est calme pour les étoiles de masse intermédiaire (2-3 à 8-10 M_{\odot}). Par contre, pour les étoiles de plus faible masse, la phase de géante rouge est terminée par une combustion violente de l'hélium appelée "flash de l'hélium".

Dans une seconde étape, l'hélium s'épuise à son tour au centre de l'étoile, et il se forme un cœur d'électrons dégénérés composé principalement de carbone et d'oxygène. Ce stade d'évolution est appelé branche asymptotique des géantes car la trace d'évolution suivie dans le diagramme HR est parallèle à celle de la branche des géantes rouges (figure 1). L'étoile a alors une structure "en pelures d'oignon" : ce cœur très compact au centre, puis une mince couche d'hélium, et enfin une enveloppe stellaire d'hydrogène étendue. La température effective de l'étoile n'est plus que de 2000 ou 3000 K. Dans une première période (Early-AGB), la couche d'hydrogène est éteinte, et seule se poursuit la combustion de l'hélium contenu dans une couche très mince. A la fin de cette période, la combustion de l'hydrogène est à nouveau enclenchée. Lorsque la masse de la couche d'hélium atteint une valeur critique, l'étoile devient rapidement incapable d'évacuer l'énergie produite à cause de la dépendance dramatique en température de la réaction 3α . Toute la couche d'hélium devient convective, s'étend, et pousse l'enveloppe d'hydrogène vers l'extérieur qui alors se refroidit jusqu'à cessation de la combustion de l'hydrogène. (Les mêmes mécanismes fondamentaux sont responsables du flash de l'hélium à la fin de la séquence RGB). De même, la combustion de l'hélium redevient calme. Les couches externes se contractent, sont chauffées à nouveau, ce qui peut redémarrer la combustion de l'hydrogène tandis que l'hélium continue à se refroidir jusqu'à l'arrêt de

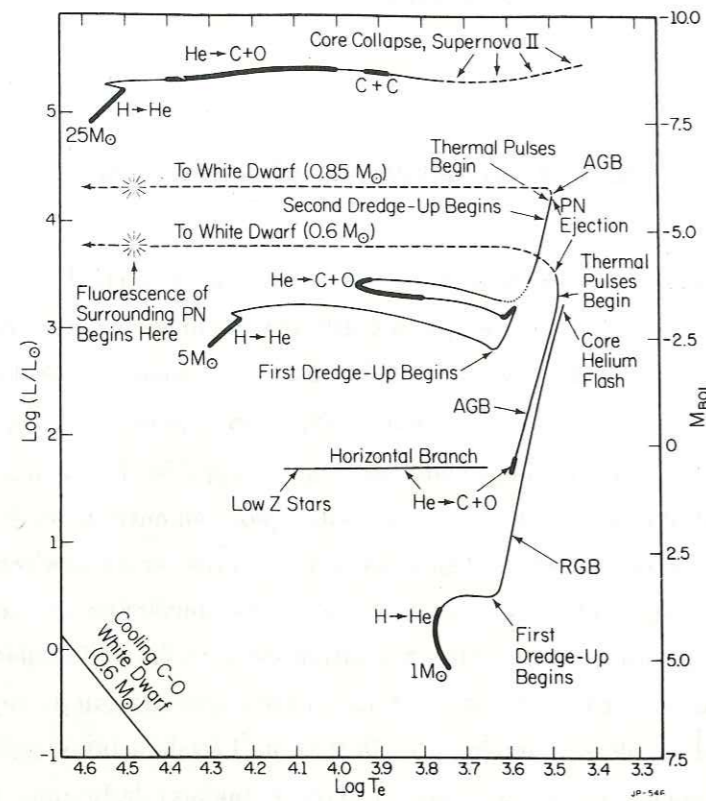
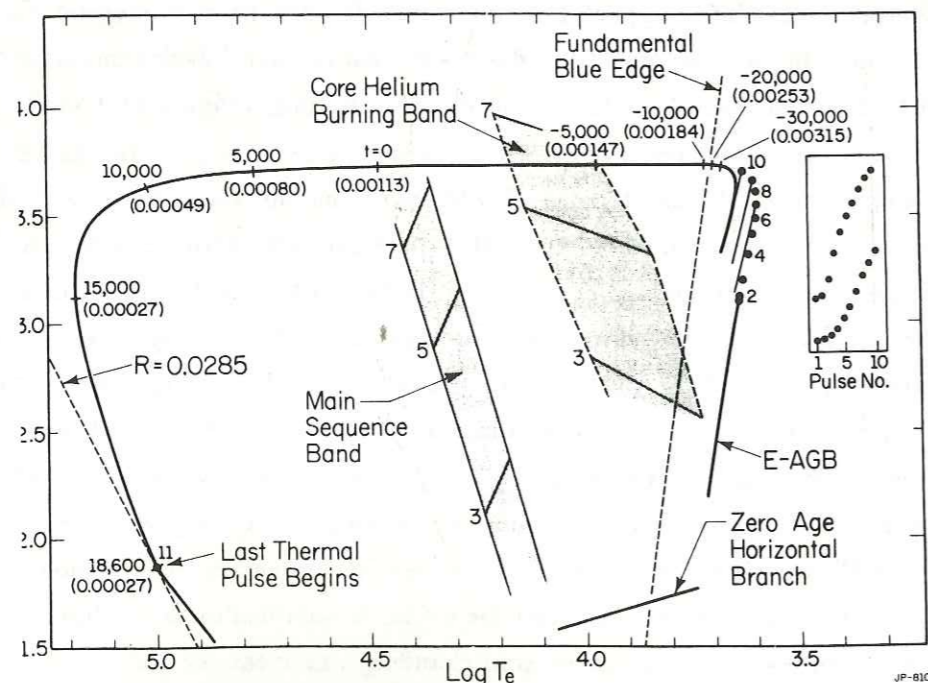


Figure 1 : Traces d'évolution d'étoiles isolées dans le diagramme HR entre la Séquence Principale et le stade de nébuleuse planétaire. Dans le diagramme du haut les tracés ont été calculés pour deux étoiles de 1 et $5 M_{\odot}$ (Iben dans "Mass loss from Red Giants", eds. M. Morris et B. Zuckerman, 1985). Le diagramme du bas est une vue plus détaillée de la séquence AGB montrant en particulier l'occurrence des pulses thermiques (Iben et Renzini, 1983).



sa combustion. Puis le cycle recommence. Selon sa masse initiale, l'étoile peut subir ainsi plusieurs "pulses thermiques" (figure 1).

C'est aussi sur la séquence AGB que se produit une deuxième phase de mélange des éléments processés. En particulier, un pulse thermique apporte beaucoup d'éléments lourds à la surface (C, O, N, ...) et peut amener la photosphère de l'étoile à devenir riche en carbone ($C/O > 1$). Pendant toute la séquence AGB, l'étoile subit une forte perte de masse. Elle éjecte de la matière vers l'extérieur à des vitesses typiques de 15 km/s. Cette matière se refroidit en s'éloignant, et il se forme alors autour de l'étoile une enveloppe circumstellaire composée de gaz moléculaire et de grains de poussières. Le phénomène de perte de masse est fondamental dans l'histoire des étoiles de masse intermédiaires. En effet, si il ne se produisait pas, toutes les étoiles de masse supérieures à $1.4 M_{\odot}$ auraient un cœur atteignant la limite de Chandrasekhar et finiraient en supernovae.

Lorsque la perte de masse a épuisé l'enveloppe stellaire, le reste de l'étoile, comparable à une naine blanche, se contracte rapidement. La température effective augmente à luminosité constante (figure 1). Lorsqu'elle atteint environ 30 000 K, l'hydrogène est ionisé. Dans le même temps, l'enveloppe circumstellaire continue son expansion, s'éloigne de l'étoile, se dilue et se refroidit. Lorsque la région ionisée est formée, la "source", c'est à dire le reste de l'étoile et le reste de l'enveloppe circumstellaire, offre l'un des plus beaux spectacles du ciel, celui d'une nébuleuse planétaire. La courte phase de transition menant des étoiles de la branche asymptotique des géantes rouges aux nébuleuses planétaires est appelée stade des pré-nébuleuses planétaires. Durant le stade de nébuleuse planétaire, l'enveloppe continue à s'éloigner, tandis que l'étoile devient une naine blanche. En dernier lieu, la matière circumstellaire se disperse dans le milieu interstellaire, et peut éventuellement être accrétée par des nuages moléculaires pour donner naissance à de nouvelles étoiles. Chaque mort d'étoile contribue ainsi à la naissance d'astres nouveaux, chaque fois enrichis en éléments lourds processés par les générations antérieures, et contribue à l'évolution générale de la Galaxie.

II. L'enveloppe circumstellaire

Les mécanismes physiques responsables de la perte de masse des étoiles AGB restent encore mal connus. Néanmoins on peut tenter de dégager quelques processus fondamentaux. L'une des premières constatations apportée d'abord par les observations optiques et proche infrarouges est que toutes les étoiles AGB sont variables. Leur luminosité bolométrique varie typiquement d'un facteur 4, parfois jusqu'à un facteur 10. Beaucoup sont des variables régulières avec des périodes de quelques centaines de jours, d'autres sont des variables irrégulières. Cependant, même si les variations sont périodiques, l'amplitude des variations est le plus souvent irrégulière. Ces variations sont attribuées à des pulsations de l'étoile, c'est à dire à des variations du volume de l'étoile. La température stellaire peut varier elle-aussi

entre 2000 et 3000 K (parfois 4000 K). Les pulsations elles-mêmes sont attribuées à des instabilités internes dues à une perpétuelle recherche d'équilibre entre l'énergie émise par la combustion nucléaire et les processus de refroidissement, en particulier la convection.

D'après les plus récents modèles, de la matière serait arrachée à l'étoile à chaque pulsation par le passage d'une onde de choc et amenée à 2 ou 3 rayons stellaires. Puis la diminution du volume de l'étoile permettrait à cette matière de se refroidir suffisamment pour que des grains de poussières se forment. Les grains seraient ensuite accélérés par la pression de radiation à des vitesses supérieures ou de l'ordre de la vitesse d'échappement. Le gaz moléculaire serait entraîné par collisions avec les poussières. D'après les calculs théoriques, le taux de perte de masse augmente globalement avec le temps le long de la séquence AGB.

II.1. Contenu moléculaire

Les observations dans le domaine radio millimétrique ont vu le jour il y a environ 20 ans, grâce à la mise au point des techniques hétérodynes. Ce n'est pourtant que dans les dix dernières années que ce type d'observations a vraiment pris son essor avec l'ouverture de grands radio-télescopes tel que celui de l'IRAM en Espagne, et avec l'amélioration de la sensibilité des récepteurs. Une quarantaine de nouvelles molécules ont été découvertes dans le milieu interstellaire et les enveloppes circumstellaires. Hormis l'hydrogène, la molécule la plus abondante est l'oxyde de carbone CO. Les principales transitions observées sont les transitions rotationnelles $J = (1-0)$ et $J = (2-1)$. Dans les enveloppes circumstellaires, CO est excitée dans la transition de vibro-rotation $v = (0-1)$ à $4.6 \mu m$ par les photons infrarouges émis par l'étoile et/ou les grains de poussières (cas optiquement mince), ou/et par collisions avec la molécule H_2 et la capture radiative des photons millimétriques (cas optiquement épais).

Les raies de CO sont très élargies par effet Doppler à cause de l'expansion de l'enveloppe. A la fréquence de repos de la transition (qui correspond à la vitesse de l'étoile centrale), on voit l'émission du gaz qui s'étend perpendiculairement à la ligne de visée. Inversement, l'émission du gaz qui s'étend parallèlement à la ligne de visée est décalée vers le bleu (vers nous) ou vers le rouge (opposé à notre direction). L'observation des transitions millimétriques de CO fournit donc une mesure directe de la vitesse de l'étoile et de la vitesse d'expansion de l'enveloppe. Dans les cas optiquement minces où la capture radiative des photons millimétriques est négligeable, et dans le cas où l'enveloppe n'est pas résolue par le télescope, le profil de la raie est carré, alors qu'il est parabolique dans les cas optiquement épais. Si l'enveloppe est résolue par le télescope, une partie de l'émission du gaz qui s'étend perpendiculairement à nous n'est pas vue, et l'intensité au centre de la raie peut devenir plus faible que celle des bords de la raie (profil "à deux cornes").

CO n'est pas la seule molécule détectée dans les enveloppes circumstellaires, mais elle est la plus abondante et est observée indépendamment du type chimique de l'étoile. Les étoiles

AGB peuvent être classées en trois catégories, celles riches en oxygène ($C/O < 1$ en masse) dont l'émission visible est caractérisée par des bandes d'absorption de TiO, OH, et H_2O , celles riches en carbone avec des bandes d'absorption de C_2 , C_3 , et HCN, et les étoiles S qui sont intermédiaires ($C/O \sim 1$). Outre l'observation des transitions rotationnelles, plusieurs molécules ont des émissions masers, en particulier le maser OH à 1612 MHz, mais aussi SiO, H_2O , et HCN. Les enveloppes riches en oxygène sont caractérisées par la présence de molécules telles que OH, H_2O , SO, SO_2 , SiO, NH_3 , et celles riches en carbone essentiellement par HCN, CS, CN.

La molécule CO est maintenant observée dans pas loin de 400 enveloppes circumstellaires. Outre la vitesse de l'étoile et la vitesse d'expansion, il est possible de déduire le taux de perte de masse à partir de la raie observée, moyennant certaines hypothèses sur le profil de densité, la température d'excitation, et l'abondance de CO. Un traitement complet du transfert radiatif dans une enveloppe en expansion n'est pas une mince affaire et des codes numériques ont été développés dans ce but. Néanmoins, en 1985, Knapp et Morris ont dégagé une formule simple, sur la base de la modélisation d'une trentaine de sources, applicable dans un grand nombre de cas (optiquement épais). Cette formule a par la suite été abondamment utilisée dans la littérature (voir aussi chapitre 3), et constitue à l'heure actuelle l'un des meilleurs moyens d'estimation du taux de perte de masse des étoiles AGB.

II.2. Les poussières

Le refroidissement de la matière qui s'éloigne de l'étoile permet l'existence d'une phase solide dans l'enveloppe circumstellaire que l'on appelle génériquement grains de poussières. La condensation a typiquement lieu à quelques rayons stellaires, à une température de environ 1000 K. Les poussières sont chauffées par le rayonnement de l'étoile et émettent principalement un rayonnement thermique dans l'infrarouge et le submillimétrique. L'astronomie infrarouge au sol est très handicapée par la présence de l'atmosphère. Hormis quelques fenêtres, l'essentiel de l'émission infrarouge nous est invisible car absorbé par l'eau et le gaz carbonique. Les traditionnelles bandes photométriques J, H, K, L, M correspondent aux fenêtres atmosphériques.

Un premier survey couvrant les trois quart du ciel a été réalisé du sol dans la bande K à $2.2 \mu m$ par le California Institute of Technology (the Two Micron Sky Survey, dit TMSS ; Neugebauer et Leighton, 1969) et a donné naissance à l'Infrared Catalogue (IRC) qui contient environ 5600 sources dont l'émission dans la bande K est supérieure à 40 Jy. La plupart des sources de ce catalogue sont des étoiles AGB. Plus tard, un autre survey a été fait à 4, 11, et $20 \mu m$, avec cette fois des instruments embarqués à bord d'une fusée. La limite de sensibilité était de 100 Jy à $11 \mu m$. Les premières observations datent de 1971 et ont donné lieu au catalogue AFCRL (ou seulement CRL, pour Air Force Cambridge Research Laboratory) qui contient 3200 sources (Walker et Price, 1975). D'autres vols ont été effectués

en 1972. Les observations supplémentaires sont consignées dans un second catalogue de 5000 sources (AFGL pour Air Force Geophysical Laboratory, Price et Walker, 1976), puis après révision dans le catalogue actuel RAFGL (Revised AFGL Infrared Survey Catalogue, Price et Murdock, 1983) qui contient 6000 sources.

Cependant, tout le domaine du lointain infrarouge restait méconnu. Un pas de géant a été accompli en 1983, lors du vol du premier satellite infrarouge IRAS (Infrared Astronomical Satellite). IRAS a observé 96% du ciel et fait trois surveys successifs. Les observations consistaient en photométrie large bande à 12, 25, 60, et 100 μm , et en spectrophotométrie entre 8 et 23 μm . La limite de sensibilité était considérablement améliorée par rapport aux précédentes observations puisqu'elle était de seulement 0.25 Jy à 12 et 25 μm , de 0.35 Jy à 60 μm , et de 1 Jy à 100 μm . Après le dépouillement de la masse énorme de données apportée par IRAS, c'est un catalogue de 250 000 sources ponctuelles qui est devenu disponible aux astronomes, en 1985 (the IRAS Point Source Catalogue, ou IRAS-PSC). Une année plus tard, un catalogue de 5425 spectres (the Atlas of Low Resolution Spectra, IRAS-LRS) a été publié. A l'heure actuelle, la réduction de toutes les données d'IRAS n'est pas encore complètement achevée. D'autres spectres LRS non publiés dans l'atlas sont exploitables (Volk et Cohen, 1989, en ont extrait 350 nouveaux). De plus, outre la photométrie large bande et la spectrophotométrie, IRAS donnent aussi des cartes du ciel à 12, 25, 60, et 100 μm qui commencent à être exploitées. IRAS n'a pas détecté que des étoiles à enveloppes. Tout le milieu interstellaire y est visible par son émission infrarouge, mais aussi de nombreux objets jeunes enfouis dans des nuages moléculaires, et des galaxies.

Il était déjà connu que la composition chimique des poussières diffère radicalement selon le type chimique de la source. Les spectres LRS ont permis de le vérifier statistiquement. Dans les sources riches en oxygène, les poussières sont composées de silicates. Outre l'émission thermique, les silicates présentent des bandes de résonance dues à des modes de vibration internes du solide centrées à 10 et 18 μm . La bande la plus intense est celle à 10 μm . Selon l'opacité de la source, elle est vue en émission avec une intensité variable. Dans les objets optiquement épais dans l'infrarouge, cette bande est même vue en absorption car les poussières absorbent non seulement le rayonnement stellaire, mais aussi le rayonnement des poussières elles-mêmes. Dans les sources riches en carbone, on trouve essentiellement deux types de poussières : du carbure de silicium (SiC) qui a une bande de résonance à 11.3 μm , et des grains de carbone amorphe (le graphite semble être exclu) qui sont responsables de la majeure partie de l'émission continuum. La bande de SiC est beaucoup moins intense que celle des silicates à 10 μm , et elle est (presque, voir chapitre 1) toujours observée en émission. Les étoiles S posent un peu une énigme puisque certaines ont des poussières composées de silicates, d'autres ont du SiC, et d'autre encore ont des spectres LRS ne témoignant que d'une émission continuum. Pour toutes les étoiles AGB, le continuum des spectres LRS est bleu, c'est à dire que le maximum de l'émission infrarouge se situe avant 8 μm . Par contre les pré-nébuleuses planétaires et nébuleuses planétaires sont entourées de poussières froides

(200 à 50 K) et ont un continuum LRS rouge.

L'atlas du LRS présente non seulement les spectres, mais aussi un classement des spectres selon les bandes d'émission présentes et le continuum. Bien qu'il y ait un certain nombre de classifications erronées, cette classification s'est avérée très utile. Nous utiliserons cette terminologie continuellement dans la thèse et en donnons donc une présentation, ainsi que des exemples de spectres LRS typiques dans la figure 3 :

Type 1n : continuum bleu – pas de bandes d'émission ou d'absorption.

Type 2n : continuum bleu – silicates en émission à 10 μm .

Type 3n : continuum bleu – silicates en absorption à 10 μm .

Type 4n : continuum bleu – SiC en émission à 11.3 μm .

Type 5n : continuum rouge – pas de bandes d'émission ou d'absorption.

Type 6n : continuum rouge – silicates en émission à 10 μm .

Type 7n : continuum rouge – silicates en absorption à 10 μm .

Type 8n : continuum rouge – bande "non identifiée" en émission à 11.3 μm .

Type 9n : continuum rouge – raies d'émission atomiques.

Type 0n : inclassables (où n=1 à 4 pour les continuums bleus, 5 sinon).

où n=1 à 9. La raie non identifiée à 11.3 μm est maintenant attribuée aux PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon molecules telles que le coronène $\text{C}_{24}\text{H}_{12}$).

A partir de l'émission thermique des poussières, il est possible de remonter à leur distribution de température dans l'enveloppe circumstellaire, et de déduire le taux de perte de masse en poussières. La détermination du taux de perte de masse total implique de supposer un rapport en masse gaz/poussières. Les comparaisons des taux de perte de masse déterminés par les observations de la molécule CO et par les observations infrarouges montrent que ce rapport varie de 50 à 400. Comme pour les molécules, ce type d'estimation nécessite de mettre au point des codes numériques pour résoudre le transfert radiatif. Les premiers travaux, et les plus conséquents, ont été réalisés par Rowan-Robinson et Harris (1982, 1983a, 1983b) sur plusieurs dizaines de sources.

Malgré ces efforts, le problème de la loi de densité dans l'enveloppe, c'est à dire de l'évolution du taux de perte de masse avec le temps reste un problème fondamental. Toutes les modélisations de l'émission de CO ont été réalisées en supposant un taux de perte de masse constant dans le temps (loi de densité en $1/r^2$), ainsi que la plupart des modélisations infrarouges. Deux travaux sur l'émission des poussières dans les enveloppes riches en oxygène ont été néanmoins publiés qui envisagent un taux de perte augmentant avec le temps (Bedijn, 1987 ; Volk et Kwok, 1988), mais il reste encore impossible de déterminer observationnellement l'évolution du taux de perte de masse.

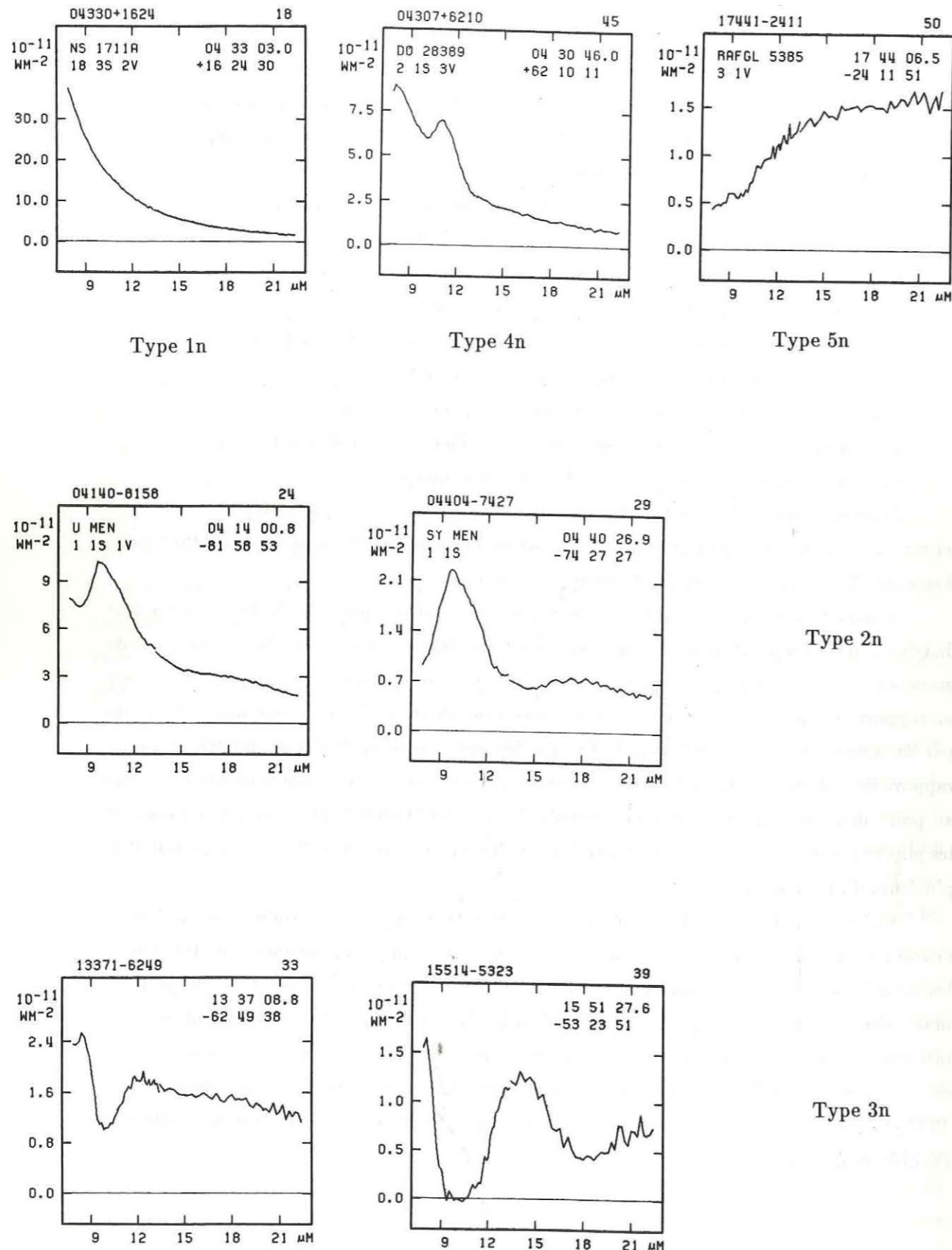


Figure 2 : Quelques spectres LRS typiques et leur classification.

III. Présentation de la thèse

Cette thèse est vouée principalement à l'étude des enveloppes circumstellaires des étoiles de la fin de la branche asymptotique des géantes rouges (AGB), ou dans la courte phase de transition des nébuleuses planétaires. L'attention a été portée sur les sources ayant une photosphère riche en carbone qui étaient jusqu'à présent moins étudiées que celles riches en oxygène. La thèse comporte trois aspects, des observations millimétriques des transitions rotationnelles de CO et HCN, des modélisations de l'émission infrarouge des poussières, et des études systématiques des données du satellite IRAS. Le dernier point est le support observationnel fondamental de ce mémoire sans lequel ce travail ne pourrait exister. Il est omni-présent dans la plupart des chapitres.

La première partie de la thèse regroupe les observations millimétriques. Alors que la plupart des étoiles AGB riches en carbone sont facilement identifiables grâce à l'émission de SiC, celles qui sont proches de la fin de l'AGB, ou qui sont des PPN, n'ont souvent plus cette caractéristique. Le chapitre 1 présente une analyse d'un échantillon de ~ 230 de telles sources, propose des critères permettant de déterminer la richesse en carbone basés à la fois sur les données IRAS et des observations de CO et HCN, et déduit les proportions d'étoiles oxygénées et d'étoiles carbonées. Le chapitre 2 est une recherche de l'émission de CO dans des sources de l'hémisphère sud pouvant être des PPN ; neuf d'entre elles ont pu être détectées, dont l'une présente des propriétés tout à fait remarquables et inhabituelles. Le chapitre 3 ne présente pas nos observations en particulier, mais est une compilation de toutes les enveloppes circumstellaires ayant une (ou plusieurs) détections de CO ou/et HCN publiées dans la littérature depuis 1985. Ceci constitue le premier catalogue des observations millimétriques des étoiles AGB, PPN, et PN ; il recense ~ 400 sources et ~ 1200 observations venant de plus de soixante dix références. Le chapitre 4 présente des cartographies soignées de l'émission de CO dans les transitions rotationnelles (1-0) et (2-1) de cinq sources pouvant être considérées comme des prototypes, et pour lesquelles nous sommes en mesure de donner une estimation de l'étendue de CO dans l'enveloppe.

La deuxième partie de la thèse est consacrée à la modélisation de l'émission infrarouge des poussières. Nous y décrivons d'abord la mise au point d'un programme numérique de transfert radiatif dans le chapitre 5. Le chapitre 6 est une étude particulièrement détaillée de l'une des sources riches en carbone les plus optiquement épaisses connues, proche de la fin de l'AGB, RAFGL 3068. Les observations infrarouges disponibles, ainsi que les cartographies du chapitre 4, nous ont permis de contraindre la valeur de l'exposant de la loi d'émissivité des grains dans l'infrarouge. Le chapitre 7 est voué à l'étude des objets riches en carbone en transition entre la fin de l'AGB et le stade de nébuleuse planétaire. En reprenant l'échantillon de sources du chapitre 1, que nous avons élargi jusqu'à ~ 1000 sources, nous avons pu

reconstituer l'évolution spectrale de ces PPN. Cette évolution est bien reproduite par les modélisations qui s'appuient sur le travail du chapitre précédent. L'un des problèmes les plus intéressants de l'évolution des étoiles AGB à l'heure actuelle est la transition entre les étoiles riches en oxygène et celles riches en carbone. Le chapitre 8 est un travail préparatoire à l'analyse d'observations de CN et HCN dans plusieurs objets différents, réalisées dans le but de tenter d'éclaircir un peu ce problème. Nous y analysons les propriétés IRAS (PSC) d'un échantillon de sources restreint, mais ayant des densités de flux IRAS fiables, et en déduisons, pour cet échantillon, le pourcentage d'étoiles riches en carbone ayant une enveloppe fossile. Nous terminerons par la présentation des conclusions les plus importantes de la thèse.

PREMIÈRE PARTIE

OBSERVATIONS MILLIMÉTRIQUES ET STATISTIQUES

CHAPITRE 1

CARACTÉRISATION ET PROPORTION

D'ENVELOPPES CIRCUMSTELLAIRES RICHES EN CARBONE EXTRÊMES

CONTEXTE GÉNÉRAL

Nous avons mentionné dans l'introduction que les étoiles de la branche asymptotique des géantes rouges (AGB en anglais) se divisent grossièrement en trois catégories selon leur type chimique. Les sources riches en oxygène ont un rapport carbone/oxygène inférieur à 1, les sources riches en carbone ont $[C/O] > 1$, et les étoiles S ont un statut intermédiaire avec $[C/O] \sim 1$. Ces distinctions ont d'abord été établies par des observations de la photosphère des étoiles AGB.

La composition chimique de la photosphère se reflète naturellement dans la composition chimique du gaz et des poussières de l'enveloppe circumstellaire. L'oxyde de carbone est présent dans les trois types de sources et ne donne aucune indication sur leur type chimique. Par contre, la présence de molécules telles que HCN, CN, C_nH , etc..., est caractéristique d'objets riches en carbone, alors que les molécules OH, H_2O , SiO, etc..., sont observées dans ceux riches en oxygène. L'émission infrarouge des poussières est également un excellent indicateur de la composition chimique. Les sources riches en oxygène ont des poussières principalement composées de silicates dont les bandes de résonance à $10 \mu m$ et $18 \mu m$ (vues en émission ou en absorption selon l'opacité) constituent des signatures hautement caractéristiques. Les sources riches en carbone ont des poussières composées d'un mélange de grains de carbone amorphe et de carbure de silicium dont la bande d'émission à $11.3 \mu m$ est également caractéristique.

Les observations du satellite IRAS ont permis d'identifier le type chimique d'un grand nombre d'étoiles AGB. Les spectres à basse résolution (*IRAS, Atlas of Low Resolution Spectra*, (LRS), 1986) couvrant l'intervalle de longueurs d'onde $7.8 - 22.5 \mu m$ permettent une identification immédiate (quand ils ne sont pas trop bruités) par la présence des bandes des silicates et de SiC. Néanmoins, ces spectres ne sont disponibles que pour les sources les plus puissantes. Les deux types chimiques ne se distinguent pas uniquement par ces bandes, mais aussi par leurs couleurs IRAS, plus précisément par le rapport de flux (S_{60}/S_{25}), où S_{25} et S_{60} sont les densités de flux rapportées dans *The IRAS Point Source Catalogue* (PSC, 1985) à $25 \mu m$ et $60 \mu m$ respectivement. Ce fait a d'abord été remarqué par Zuckerman et Dyck (1986b) qui mentionnent que le rapport (S_{60}/S_{25}) est plus élevé pour les sources riches en carbone que pour celles riches en oxygène. Cette différence est essentiellement attribuée à la loi d'émissivité des grains de poussières qui doit différer non seulement au niveau des bandes de résonances, mais aussi au niveau même du continuum (voir aussi chapitre 5).

Un peu plus tard, les couleurs IRAS des étoiles AGB, en fonction de leur type chimique, ont été étudiées systématiquement par van der Veen et Habing (1988). Les sources sont

présentées dans un diagramme de couleur, (S_{60}/S_{25}) en fonction de (S_{25}/S_{12}). Ils ont finalement divisé ce diagramme en régions contenant différentes classes d'objets (figure 1). La région I contient des étoiles ayant une enveloppe circumstellaire presque inexistante. L'émission infrarouge est alors dominée par l'émission de la photosphère de l'étoile et reflète sa température effective (2000 à 3000 K). Ce sont les objets "les plus chauds" du diagramme. Lorsque la masse de poussières augmente, une fraction de plus en plus importante du rayonnement de l'étoile est absorbé dans l'enveloppe circumstellaire. L'émission infrarouge de la source (étoile + enveloppe) est alors progressivement dominée par l'émission des poussières. Comme celles-ci sont plus froides que l'étoile (~ 1000 à 30 K), les deux rapports (S_{25}/S_{12}) et (S_{60}/S_{25}) augmentent. La façon exacte dont varient ces rapports dépend de la composition chimique des grains (i.e. de la loi d'émissivité des poussières). Ajoutons que, lorsque la masse totale de poussières est très élevée, il s'ajoute à l'absorption du rayonnement de l'étoile un phénomène d'auto-absorption : les grains absorbent de façon non négligeable le rayonnement émis par d'autres grains. Dans ce dernier cas, les poussières deviennent en moyenne de plus en plus froides dans l'enveloppe (voir aussi chapitres 5 et 6 pour plus de détails). Ainsi, selon l'opacité, les étoiles AGB se rangent sur des séquences dans le diagramme de couleur IRAS (flèches sur la figure 1). Dans l'hypothèse où le taux de perte de masse des étoiles AGB augmente avec le temps, ces séquences d'opacité sont aussi des séquences d'évolution.

Selon van der Veen et Habing (1988), les étoiles riches en oxygène suivent une séquence qui part de la région I, traverse à peu près horizontalement les régions II et IIIa3, puis remonte à travers les régions IIIa2, IIIa1, IIIb, et IV. La transition entre la bande des silicates à $10 \mu m$ vue en émission et vue en absorption (auto-absorption) a lieu dans la région IIIa1. Les régions IIIb et IV contiennent des sources suffisamment opaques pour que l'étoile centrale devienne invisible. Toujours selon van der Veen et Habing, la région VII contient la presque totalité des sources riches en carbone. Citons enfin quelques cas particuliers. La région V (la plus à droite du diagramme) contient des pré-nébuleuses planétaires et des nébuleuses planétaires ; l'enveloppe circumstellaire s'est détachée de l'étoile après l'arrêt de la perte de masse et contient donc des grains de poussières froids (typiquement 150 K, voir chapitre 7). Les régions VI contiennent aussi des objets ayant une enveloppe détachée par suite d'un arrêt de la perte de masse. En particulier, la région VIa contient un nombre important d'étoiles AGB riches en carbone ayant une enveloppe circumstellaire fossile avec des grains de poussières dont la température est de l'ordre de 100 à 50 K (voir aussi chapitre 8).

Bien que la région VII (et la région VIa) semblent contenir la quasi totalité des sources riches en carbone, il était déjà bien connu que certaines sources ont des couleurs IRAS "plus froides" et sont localisées dans la région IIIa1. Les deux exemples les plus connus sont RAFGL 3068 et RAFGL 190. Néanmoins, ces sources étaient considérées comme des cas particuliers car elles étaient peu nombreuses.

Le but principal de ce chapitre est de montrer que la distribution des étoiles AGB riches en carbone s'étend aussi largement dans la région IIIa1, et même dans la région IIIb2. Le fait

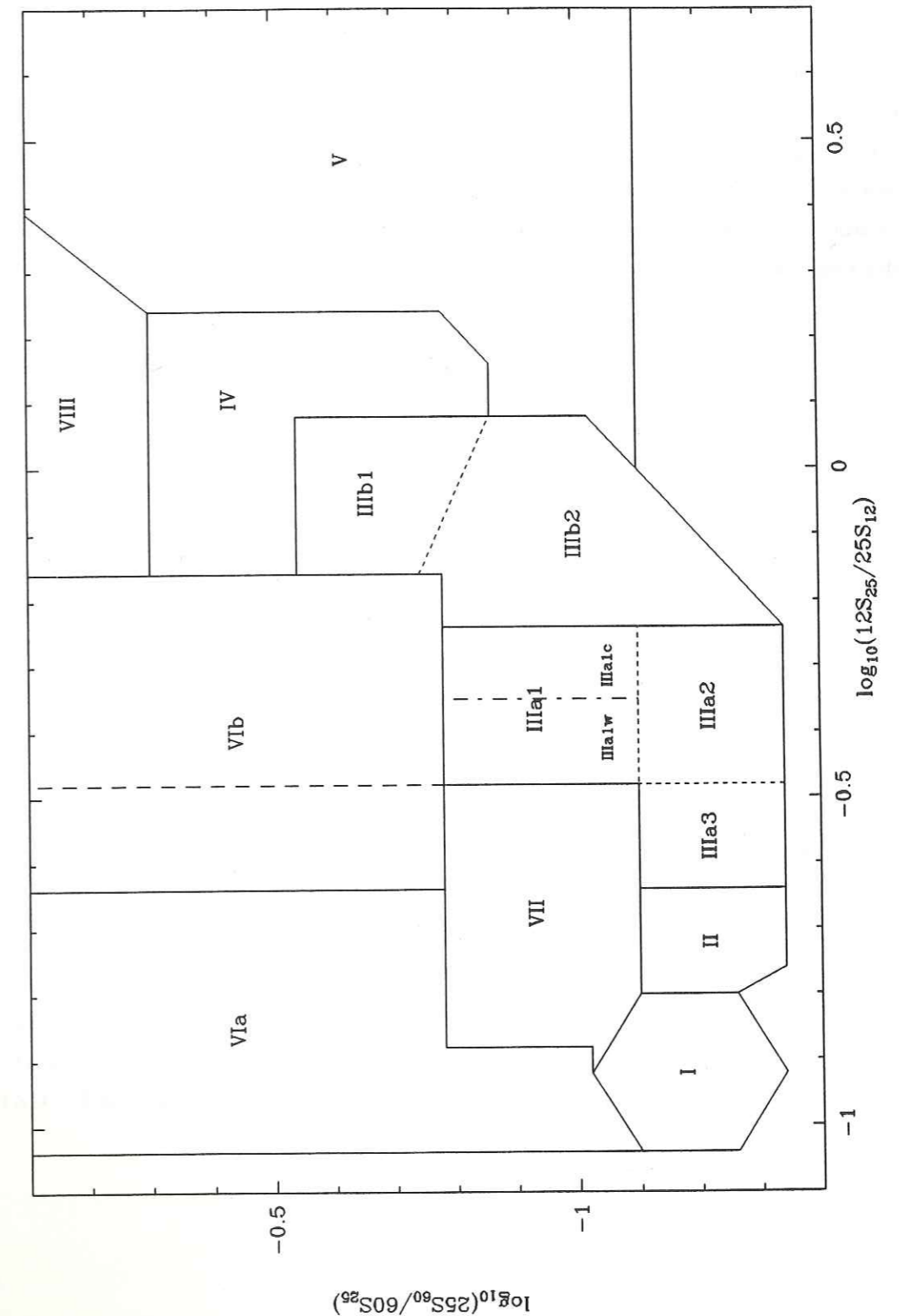


Figure 1 : Regions of the IRAS color-color diagram, from van der Veen and Habing (1988), with some additional subdivisions of the cold regions. The color index are defined as $\log(12S_{25}/25S_{12})$ and $\log(25S_{60}/60S_{25})$ respectively.

que les objets riches en carbone ayant des couleurs IRAS "très froides" (au sens situés au-delà de la région VII) étaient considérés comme peu nombreux n'est pas dû à leur nombre effectif, mais plutôt à la difficulté de leur identification. En effet, pour la plupart d'entre eux, l'émission caractéristique de SiC à $11.3 \mu m$ est absente. De plus, les couleurs IRAS ne permettent plus de les distinguer des sources riches en oxygène ; les deux types chimiques sont mélangés dans la région IIIa1. Hormis les étoiles AGB, cette étude est étendue aux objets de la région V. La détermination des types chimiques sera basée sur l'étude des spectres LRS, et des observations des molécules OH et HCN.

CHARACTERIZATION AND PROPORTION OF VERY COLD C-RICH CIRCUMSTELLAR ENVELOPES

A. Omont^{1,2}, C. Loup¹, T. Forveille¹, P. te Lintel Hekkert^{3,4}
J.L. Caswell⁵, H. Habing³, P. Sivagnanam⁶

¹ Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, B.P. 53X, 38041 Grenoble Cedex, France.

² Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis Bld Arago, 75014 Paris, France

³ Sterrewacht Leiden, P.O. Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

⁴ Presently at : M^t Stromlo Observatory, Private Bag, Weston P.O., ACT 2611, Australia

⁵ CSIRO, Division of Radiophysics, P.O. Box 76, Epping, NSW 2121, Australia

⁶ DERADN, Observatoire de Paris, 92195 Meudon Principal Cedex, France

Keywords : infrared radiation ; molecules ; stars-carbon ; stars-circumstellar matter ; stars-late type ; stars-OH/IR.

ABSTRACT

The IRAS colors allow a clear characterization of dusty circumstellar envelopes (CSE's) around evolved stars. The identification of C-rich objects among the coldest ones is crucial to understand two major problems of the final stellar evolution : the transition from O- to C-richness, and the intermediate stages between the AGB and planetary nebulae. However, the $11.3 \mu\text{m}$ emission of SiC, which is the easiest identification of warmer C-rich CSE's, is absent in the coldest late AGB and post-AGB CSE's. In order to define and to discuss other ways to characterize such objects, several possible criteria are systematically considered on the sample of the 228 brightest northern IRAS PSC sources believed to be very cold CSE's : useful IRAS LRS spectra (published atlas or data base) exist for 98% of the objects, about 90 % have been searched for OH masers, and we have performed additional HCN/CO millimeter observations on critical classes of objects (with 14 new detections in HCN, and 9 in CO). The combination of these pieces of information allows to propose a C/O classification for 93% of the sources with a good probability. It proves that the LRS spectra by themselves are a reasonable and the easiest way to identify C-rich late AGB CSE's. The most characteristic C-rich spectra are then those of LRS classes 21 and 22. The situation is more complex for post-AGB objects with cold CSE's, since the coldest O-rich sources have LRS spectra hardly distinguishable from some C-rich ones ; HCN and OH observations or visible/near IR spectroscopy are then necessary to clarify the C/O character of some classes of LRS spectra. This work will be the basis of further statistical studies with a larger sample on galactic distributions and stellar evolution. In addition, it shows a large range of values of the ratio $60 \mu\text{m}$ and CO emissions, while could be related to variations of the mass-loss rate. It has also revealed several intriguing peculiar objects which deserve further dedicated studies. Several problems remain to be addressed in particular complete census of red supergiants and S stars, with cold dusty CSE 's.

I. INTRODUCTION

Dusty envelopes of red giants on the asymptotic branch (AGB) are the most numerous class of objects detected by IRAS both in the Point Source Catalog (PSC, 1985), and in the Low Resolution Spectra (LRS) Atlas (1986) and database). They are extremely luminous IR objects corresponding to a critical phase of stellar evolution. Their copious mass loss eventually terminates this evolution by exhausting the stellar gas, and it is the main contributor to the return of matter to the interstellar medium. They have been the subject of many studies in the recent years with the development of millimeter and infrared astronomy, and especially with the IRAS results (see e.g. books by Morris and Zuckerman 1985, Johnson and Zuckerman 1985, Menessier and Omont 1990, and reviews by Habing 1990 and Omont 1991). However, several fundamental points of their evolution remain unclear and debated, in particular the influence on the circumstellar envelope (CSE) of the "thermal pulses" induced by helium shell flashes, the transition from O- to C-richness, and the intermediate stages between the AGB and the planetary nebulae (pre-planetary nebulae (PPN) or post-AGB objects).

The understanding of these evolution problems passes through the identification of the number, the properties and the distributions of the related objects. Carbon stars have long been the subject of optical studies (see e.g. Stephenson, 1973, 1989). IRAS results have prompted a lot of discussions of their infrared properties (see e.g. Zuckerman and Dyck, 1986b ; Willems and de Jong, 1986, 1988 ; Willems, 1988 ; Claussen et al., 1987 ; Thronson et al., 1987 ; Zuckerman and Madalena, 1989 ; de Jong, 1989, 1990 ; Jura, 1990, 1991a ; Epchtein et al., 1990 ; Jura and Kleinmann, 1990b ; Chan and Kwok, 1990 ; Bryan et al., 1990). In particular the characteristic emission band of SiC about $11.3 \mu\text{m}$ allows an easy identification of most C-rich CSE's in the IRAS LRS spectra. The LRS spectral class 4n is thus defined by the obvious presence of this band, although it has been shown by Baron et al. (1987) that a good proportion of "featureless" objects (LRS class 1n) indeed display a weak emission at $11.3 \mu\text{m}$ and should be classified as C-rich. Most of the C-rich CSE's of class 4n have also characteristic IRAS PSC colors, which lead van der Veen and Habing (1988) to define a region (number VII in their terminology, see Figure 1) in the IRAS color-color diagram where the majority of the sources are C-rich CSE's.

It is well known that there exist C-rich CSE's with IR colors colder than those of region VII. A very well studied example is RAFGL 3068. However, there is no simple criterion to systematically identify such objects for several reasons : the $11.3 \mu\text{m}$ SiC feature weakens, and eventually disappears as in the spectrum of RAFGL 3068 (Figure 3), probably because of self-absorption and saturation (see e.g. Chan and Kwok, 1990) ; indeed, a good proportion of the sources classified 4n in the LRS atlas, in the corresponding regions of the color-color diagram, are O-rich, as self-absorption in the silicate $10 \mu\text{m}$ band mimics SiC emission ; spectrometry in the near infrared is difficult because of the weakness of the emission of such

cold sources at short wavelengths; the best way proposed up to now to identify very cold C-rich CSE's is the comparison of the HCN and CO millimeter emission (Zuckerman and Dyck, 1986b).

The main purpose of the present paper is to propose a general method to identify very cold C-rich CSE's in IR regions colder than region VII (i.e. larger value of IRAS flux ratio S_{25}/S_{12}), by reviewing the different criteria and by identifying C-rich CSE's in a sample of 228 bright IRAS sources. We will use the results of OH surveys and catalogues (te Lintel Hekkert et al., 1991a, b; Eder et al., 1988; Le Squeren et al., 1991; Benson et al., 1990), and we have performed additional millimeter HCN observations in order to define in such regions of the IRAS color-color diagram the characteristic features of the LRS spectra of C-rich CSE's. The latter are probably the best way to identify such objects; in a forthcoming paper we will use the defined criteria to discuss on larger IRAS samples the proportion and the galactic distribution of very cold C-rich CSE's, as well as the inferred conclusions on their evolution.

It should be anticipated that the main criterion of definition of the sample, $S_{25}/S_{12} > 0.69$, selects a much larger number of O-rich sources than of C-rich ones. A good proportion among the warmer O-rich sources are less cold than the corresponding C-rich ones. In addition, a certain proportion of these O-rich objects are supergiants which are difficult to distinguish from AGB stars.

Section II and Appendix A describe the definition of our sample of 228 very cold CSE's from the IRAS PSC catalogue, and the corresponding current status of the possible identification criteria of C-rich objects: LRS spectra (including the unpublished ones extracted from the LRS data base), OH surveys, HCN/CO millimeter observations. Section III describes our HCN and CO radio observations, and Section IV reports and comments their results. Section V discusses the identification criteria, their application to the individual sources and the proportion of C-rich sources, in the various regions of the IRAS color-color diagram.

II. THE SAMPLE. INFRARED AND OH PROPERTIES

II.1. IRAS colors. Characterization of late type circumstellar envelopes.

The characterization of the infrared emission of circumstellar envelopes around AGB or post-AGB stars and their classification have been discussed by many authors (see e.g. the recent review by Habing et al., 1989, and references therein, and in particular Bedijn, 1987; Volk and Kwok, 1988; Zuckerman and Dyck, 1986b; Likkell et al., 1987; van der Veen and Habing, 1988; Chan and Kwok, 1990; etc). The color-color diagram 25/60 μm versus 12/25 μm has proved to be an efficient and simple tool for the discussions of their classification and evolution. To fix the ideas, we will refer to the "regions" in this diagram

defined by van der Veen and Habing (1988) with a few additional subdivisions (Figure 1). In this classification, region VII has been especially tailored to contain most of the known C-rich CSE's, in particular those associated to visible carbon stars and to sources of the Two Micron Sky Survey (TMSS, Neugebauer and Leighton, 1969) such as IRC+10216 or CIT 6. In this region the 11.3 μm emission of SiC and the corresponding class 4n of the LRS atlas are a very good basis for the identification of C-rich CSE's.

In order to address the characterization of cold C-rich envelopes and their proportion, we will limit our studies to CSE's colder than region VII, with $S_{25}/S_{12} > 0.69$; i.e. regions V, IV, IIIb and the right parts of regions IIIa and VIb (Figure 1). The LRS class 4n is no longer the good criterion for identifying C-rich CSE's in most of these regions, where in addition C- and O-rich CSE's are quite mixed together. Such a sample encompasses AGB CSE's with relatively large and regular mass loss rates \dot{M} (regions III and IV), as well as with detached envelopes (region VIb), and post-AGB stars with detached envelopes (PPN, region V). However, it should be kept in mind that such simple color criteria are not well matched to provide an homogeneous representation of the different subclasses with respect to the mass loss rate and the evolution status.

Our goal in the present paper is to define a first sample of such IRAS PSC sources, large enough for statistical significance in the different areas of the color-color diagram, but limited to sources strong and hence well documented as concerns their LRS spectra and their OH and, if possible, millimeter properties. We feel that a reasonable flux limit is:

$$F_{IRAS} > 1.28 \cdot 10^{-11} \text{ W.m}^{-2} \quad (400 L_{\odot} \text{ at } 1 \text{ kpc}) \quad (1)$$

where the approximate total IRAS flux F_{IRAS} (from 7.5 to 130 μm) is defined by (Loup et al., 1991)

$$\begin{aligned} F_{IRAS} &= 1.6 [4.3S_{12} + 1.6S_{25} + 0.77S_{60} + 0.30S_{100}] \\ &\simeq (6.9S_{12} + 2.6S_{25} + 1.2S_{60}) L_{\odot} / (4\pi \text{ kpc}^2) \end{aligned} \quad (2)$$

where S_{12} , S_{25} , S_{60} , and S_{100} are the IRAS-PSC flux densities in Jansky, not color-corrected. The term in square brackets is the total flux actually measured by IRAS, according to the Explanatory Supplement. The factor 1.6 is a global correction for losses due to the shape of filters, determined either from the same blackbody and power laws used in the Explanatory Supplement to determine color-corrections, or from modelling with radiative transfer the emission of cold carbon stars. For all cases, the correcting factor ranges between 1.5 and 1.8 (see Loup et al., 1991, for more details). Finally, we neglect S_{100} because the 100 μm flux is often contaminated by cirrus, or is just an upper limit.

It should be emphasized that F_{IRAS} is only a fraction of the total flux, relatively small ($\sim 1/3$, see van der Veen and Breukers, 1989) for the warmer O-rich sources of our sample. With these criteria, the PSC IRAS catalog is practically complete, i.e. almost all the sources with such colors are in the PSC catalogue. Given the typical AGB luminosities,

$\sim 0.6 - 1 \cdot 10^4 L_{\odot}$, the sample mostly corresponds to sources within 3 kpc. The proportion of sources with a spectrum published in the IRAS LRS atlas (1986) is relatively large ($\sim 78\%$). For most of the others, the LRS database contains spectra with a quality good enough to allow a C/O classification (Appendix B).

In addition, we have restricted the sample to "northern" sources ($\delta > -34^{\circ}$) in order to have a better sensitivity in the OH surveys and a larger proportion of CO detections : the OH detection rate in the observed O-rich sources is $\sim 2/3$ on a whole and more than 90% in the thicker, colder envelopes displaying absorption in the $10 \mu\text{m}$ silicate band. The proportion of sources where CO has been detected varies from 11% to 70% following the regions of the color-color diagram and the classes of the sources, with an average of 32% ; most sources without CO detection have not been searched for CO.

The use of such color-color diagrams is obviously restricted to sources with significant PSC fluxes at 12, 25 and $60 \mu\text{m}$ (i.e. PSC quality 2 or 3). With such a high flux limit, we miss only a very few sources in confused areas (e.g. OH 32.8-0.3, quality 1 at $60 \mu\text{m}$, or 19160+1557 which is present in the LRS atlas but not in the PSC catalogue, Loup, 1991). One should also add a few sources (such as RAFGL 2688) located in the portion of the sky without published IRAS data. It is well known that in some regions CSE's are mixed to other types of sources with similar colors. However, the experience developed in follow-up studies of IRAS sources allows to identify CSE's with a good confidence from the following criteria (see also Likkell et al., 1991) :

(i) We exclude the totality of region VIII since only a negligible number of CSE's detected in CO is known there.

(ii) In order to reject most of the young stellar objects (YSO) of regions IV and V, we discard all sources with $S_{60} < S_{100}$, or, if there is no good quality $100 \mu\text{m}$ PSC flux, with $S_{25} < 0.6S_{60}$. Again, we verify that this procedure eliminate practically no known CSE.

(iii) A few additional YSO's are discarded on the basis of individual identifications.

(iv) All sources identified as planetary nebulae (14 altogether) are eliminated, although a few of them such as RAFGL 618 or IRAS 17347-3139 (Zijlstra et al., 1989) have molecular shells quite similar to some objects of our sample.

Among the remaining 228 objects, 145 present an identified characteristic circumstellar emission in OH or in CO (106 in OH, 74 in CO, cf. catalogue by Loup et al., 1991). Although a few CSE's could have been eliminated by our criteria, we believe that this sample contains well more than 90% of the northern CSE's with the defined total IRAS flux and IRAS colors, and that it is not contaminated by more than a very few percents of other types of objects. The distribution of these objects between the different regions and sub-regions is given in Table 6 and Figure 9 and their list is given in Appendix A (Table A1).

At least 19 stars of our sample have an identified supergiant spectral type (Table 1).

Table 1: Sample sources with a known visible spectra of supergiant type

N°	Name	spectral type	Region	LRS	F_{iras} L_{\odot} at 1kpc	Post-AGB
9	BU Per	M	IIIa2	29	400	
12	W Per	M	IIIa2	28	850	
13	IO Per	M	IIIa2	27	2200	
33	HD 56126	G	V	kvh	530	+
71	HD 161796	F	V	05	700	+
89	AX Sgr	G	Vlb	6n	430	?
106	UY Sct	M	IIIa2	2n	2300	
154	AFGL 2343	G	V		2500	?
164	IRC+10420	F	IIIb2	28	16000	
181	HD 187885	F	V	05	710	+
194	BI Cyg	M	IIIa1	29	3000	
209	SW Cep	M	IIIa2	29	700	
215	RW Cep	K	IIIa1	26	940	
216	HD 235858	G	V	kvh	1400	+
218	W Cep	K	IIIa2	29	580	
219	IRC+60370	K	IIIa2	69	1500	
221	MY Cep	M	IIIa2	24	1000	
228	V358 Cas	M	IIIa2	29	770	

The objects quoted as post-AGB are believed to be so from discussions in the literature (see e.g. Parthasarathy and Pottasch, 1986; Hrivnak et al., 1989). Most of the M and K stars are probably regular massive supergiants however, such an identification is not secured for all of them (see e.g. Jura and Kleinmann, 1990a).

If most of those with intermediate spectral types are not regular massive supergiants, but probably post-AGB stars (see e.g. Parthasarathy and Pottasch, 1986 ; Hrivnak et al., 1989), there are 12 identified M or K supergiants, all of them in regions IIIa. They are probably regular dusty supergiants. They display very strong $10 \mu\text{m}$ silicate emission, as expected from the discussion of David and Papoular (1990). It is very likely that several other O-rich stars of our sample in region IIIa are supergiants. However, it is extremely difficult to estimate their number. One can try to compare to the situation closer to the Sun. In regions IIIa1 and IIIa2, there are 11 O-rich stars in common in our sample and that of Jura and Kleinmann (1989), who aimed to select all the dusty AGB stars closer than 1 kpc. There are possibly 4 M supergiants bright enough to be confused with those nearby AGB stars (PZ Cas N°230, BI Cyg N°194, IO Per N°13, and UY Sct N°106). If the proportion (4/15) is the same among the 115 O-rich stars of regions IIIa1 and IIIa2 of our whole sample (Table 6), there should be about 31 M or K supergiants, instead of 12 identified. Anticipating the discussion of galactic distributions in a forthcoming paper, it can be expected that most of these unidentified supergiants lie in the direction of the inner Galaxy : in the sextant $0^\circ < b < 60^\circ$ there are about 55 O-rich stars in regions IIIa1 and IIIa2, and only one identified M or K supergiant, instead of 15 expected with the above proportion 4/15.

It is possible that the proportion of supergiants is even larger in the inner Galaxy. Jura and Kleinmann (1989) estimated 12 "very dusty" AGB O-rich stars kpc^{-2} in the solar neighborhood. From the proportion in regions IIIa1 and IIIa2 (11 out of 31) of the O-rich stars of Jura and Kleinmann's sample, one expects about 4.3 O-rich stars kpc^{-2} in these regions. If the density was the same at larger distance, one should expect 18 O-rich stars in these regions between 1 and 3 kpc and with $0^\circ < l < 60^\circ$, instead of about 48 present in our sample. The density of AGB stars is certainly larger there. However, a good part of the difference could be supergiants located in the molecular ring at about 3 - 6 kpc from the Galactic Center.

One can make similar estimates for regions IIIb+IV. With the arguments the density could be ~ 1.5 O-rich star kpc^{-2} in the solar neighborhood ; however, with a poor statistics. One then expects *sim*6 stars with $1 < D < 3$ kpc and $0^\circ < l < 60^\circ$ in these regions. There are ~ 33 O-rich stars there in our sample. The main explanation is probably that there are much more many AGB stars with very large amounts of O-rich dust in the inner Galaxy, as discussed by Habing (1988). However, the question of supergiants in these regions also remains open. No M or K supergiant is identified there. However, the visible spectrum is hardly observable there because of obscuration, and there is some indication that some very cold OH/IR stars, where the distance has been measured by phase lag, are too luminous to be AGB stars (Van Langevelde et al., 1990).

Accordingly, in the absence of any good criterion for discriminating AGB stars from supergiants, we have kept in the sample even the identified supergiants.

We have also kept 6 sources with early type emission line spectra (mainly Be). Their

nature is mostly uncertain, but some of them could be of late type, e.g. the Red Rectangle (N°24b) or similar to the southern ones detected in CO by Loup et al. (1990).

II.2. General correlations between LRS types and OH detections.

The rate of OH detections with respect to LRS types is discussed in the reports of the different OH surveys (te Lintel Hekkert et al., 1991a, b ; Eder et al., 1988 ; Le Squeren et al., 1991). Let us recall the conclusions and particularize them to our sample in order to identify its content in C-rich objects (let us nevertheless remind that the sensitivity of these OH observations is not homogeneous) :

(i) The OH detection rate is $\sim 66\%$ (88 detections out of 133 stars searched in OH) in clearly O-rich LRS types : 3n and 6n for every value of n ; 2n and 7n for $n > 3$ (with a rate $\sim 86\%$ in the absorption sources 3n and 7n, and only $\sim 56\%$ in the emission sources). The same trend is naturally observed for the OH detection rate among all the stars searched in OH that we classified as O-rich, inside each region of the color-color diagram (Table 6), with an increase from 52% in region IIIa2 to 100% in regions IIIb1 and IV. Such detection rates of OH for these categories of sources give an idea of the meaningfulness of non detection of OH in other classes of sources of our sample : the non-detections of OH is a good presumption, but not a proof that the star is C-rich.

The spectral types 23 (Figure 2) are mainly O-rich. This is nearly certain for N°50, 56, 93 and 192 with OH detections. As concerns the two cases with non detections of OH, the spectrum of N°115 is apparently O-rich with a $18 \mu\text{m}$ emission, so that the non-detection of OH is surprising ; on the other hand, the spectrum of N°22 has some similarities with C-rich spectra of class 22 (Figure 3 and section II.4), and it will be tentatively assumed as C-rich. Taking into account the OH detection, the spectrum N°171, classified 03, is probably apparented to classes 3n or 7n, and O-rich.

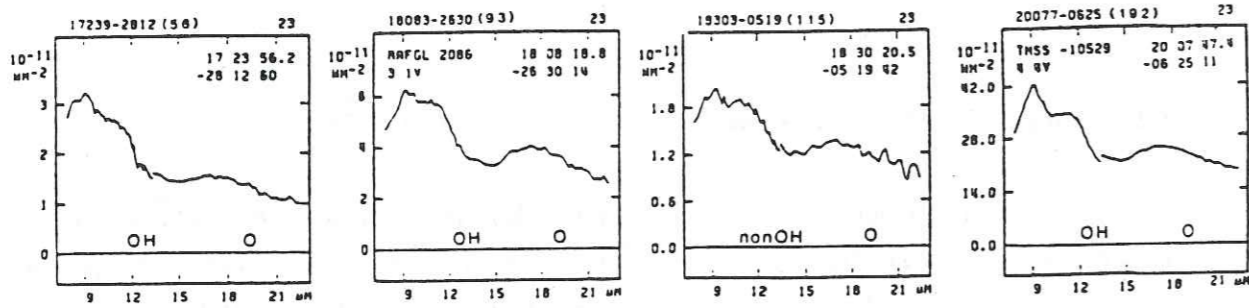
(ii) The probability of OH detection is particularly low (but different from zero) in class 4n, which is not surprising since this class is supposed to characterize C-rich sources, and in classes 0n, 1n and 2n with $n \leq 2$ which are mostly C-rich objects (see below).

(iii) For the other LRS types, it is nearly impossible to predict the chance of OH emission from the only LRS type. This is particularly true for the PPN sources of region V and their dominant LRS type 05. The identification of C-rich objects among the latter requires additional information, and we defer their discussion to Sections IV and V after the report of HCN observations.

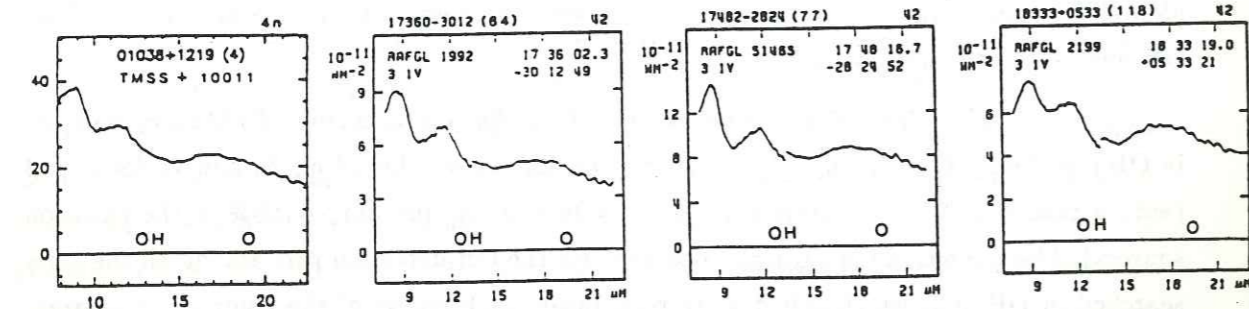
II.3. LRS Class 4n.

This class is described as displaying an emission feature around $11.3 \mu\text{m}$ attributed to

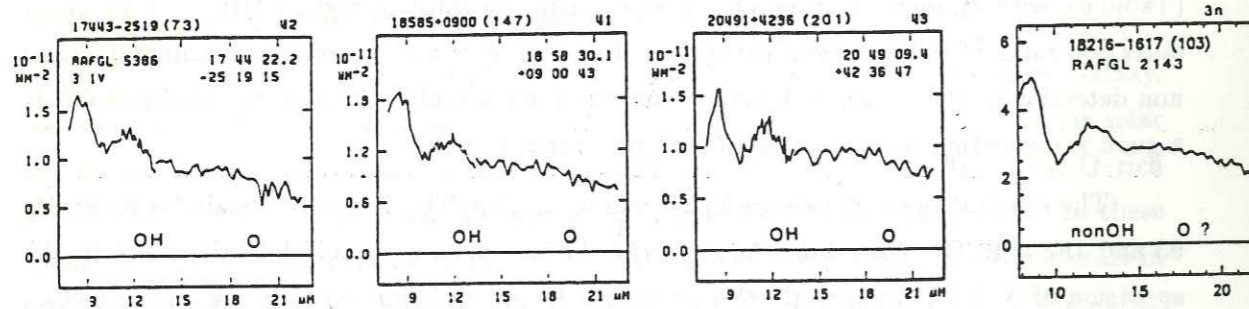
I



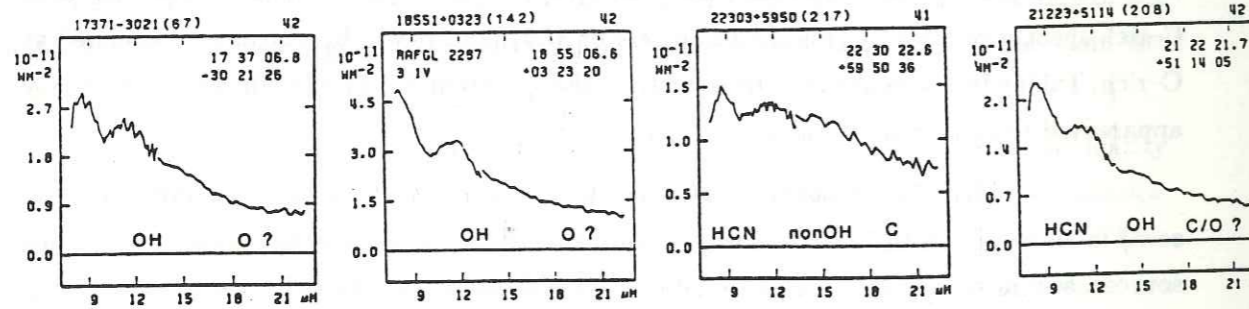
II



III



IV



V

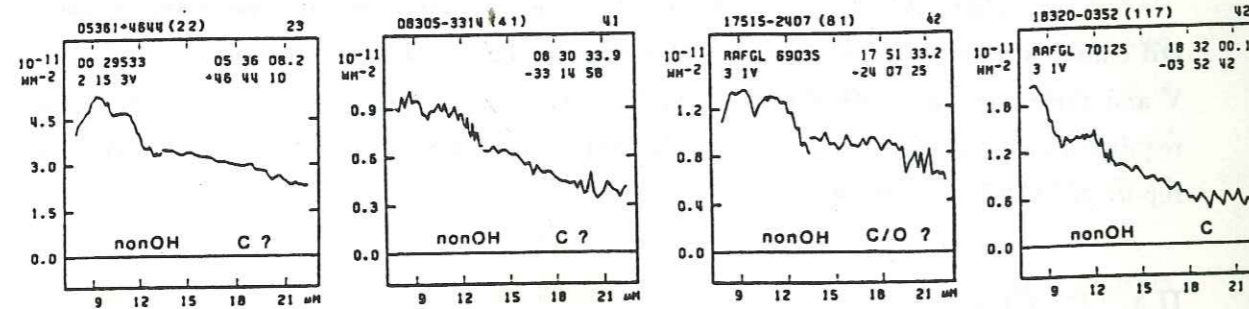
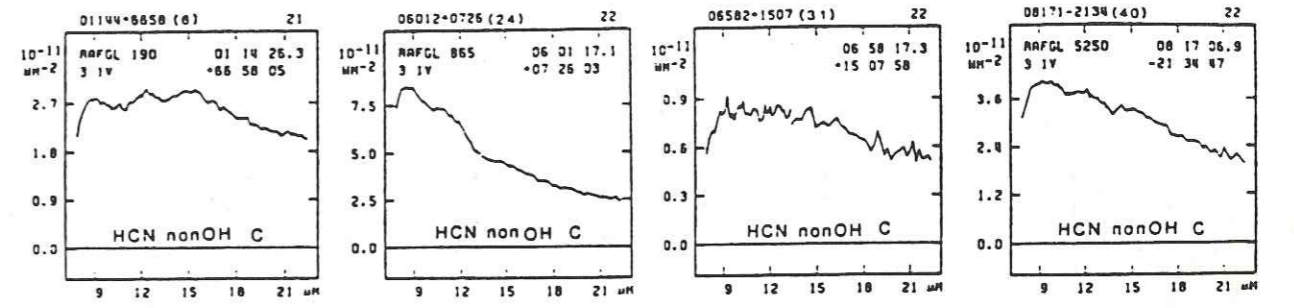
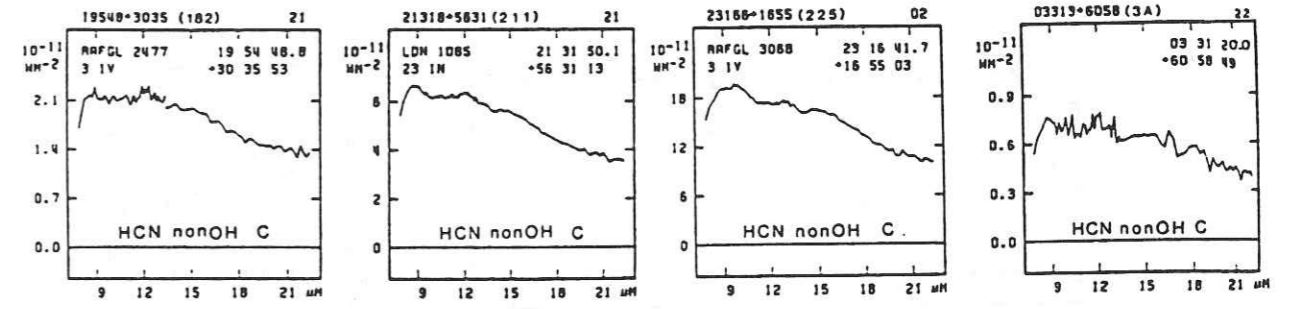


Figure 2

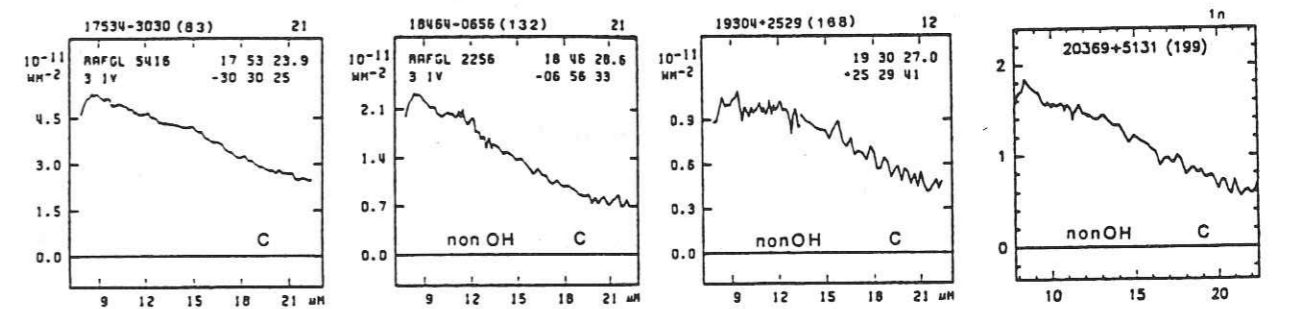
I



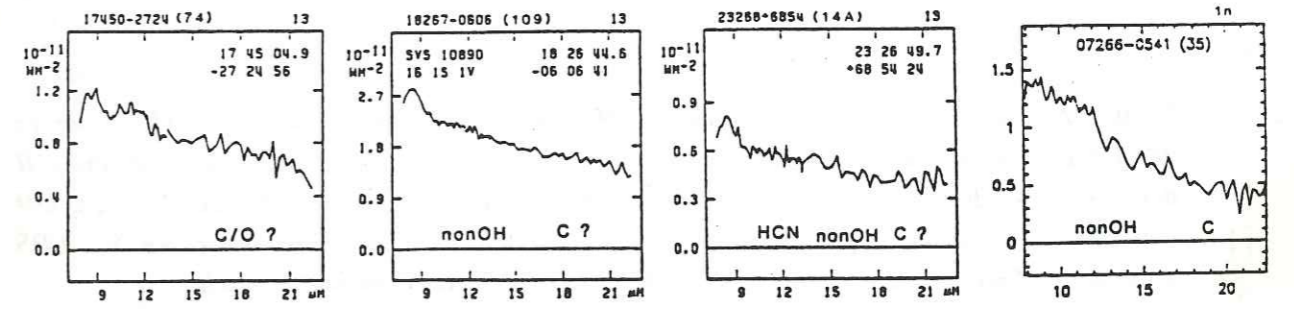
II



III



IV



V

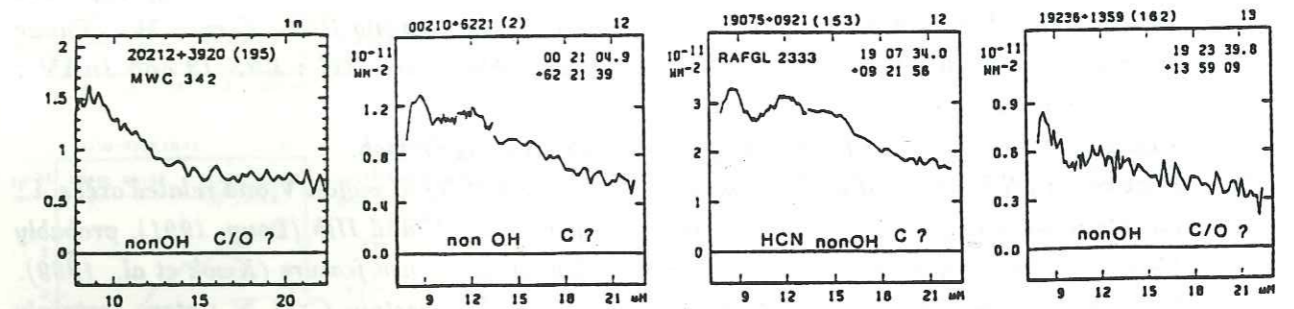


Figure 3

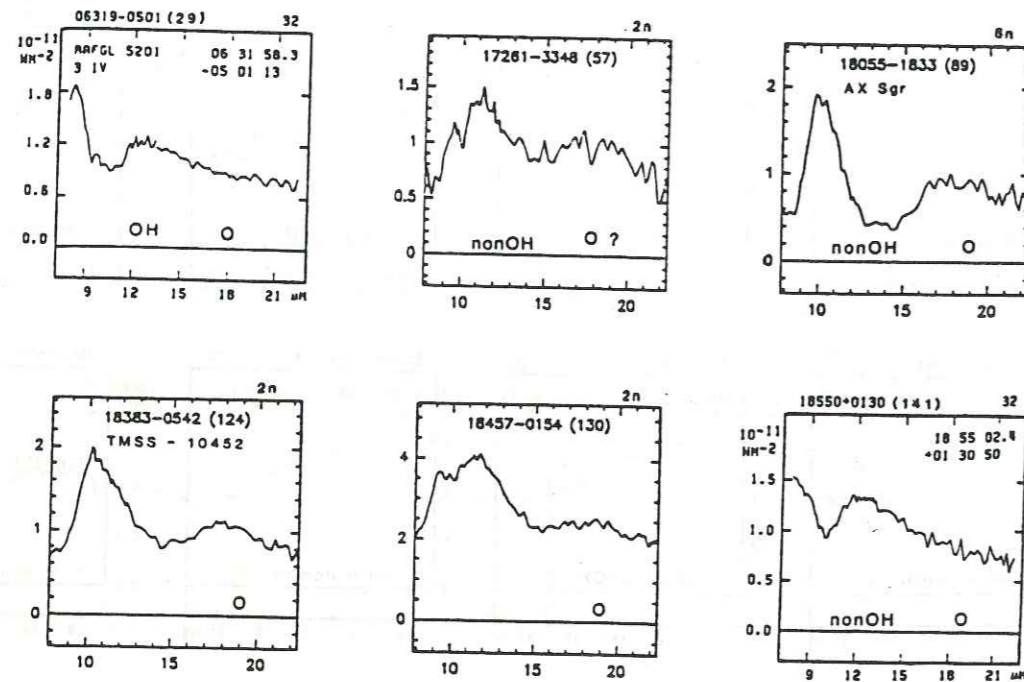


Figure 4

Figure 2 : LRS spectra of stars displaying self-absorption in the silicate $10 \mu\text{m}$ (LRS classes 23 and 4n, mostly from regions IIIa1c and IIIb2), and related spectra. I : LRS 23 and OH detection, O-rich. II : LRS 4n, OH detection and $18 \mu\text{m}$ emission, O-rich. III : LRS 4n, OH emission and possible $18 \mu\text{m}$ emission, probably O-rich. IV : miscellaneous cases. V : LRS 4n and 23 of regions IIIa1c and IIIb2 with non-OH detection, possibly C-rich.

Figure 3 : LRS spectra of C-rich stars of regions IIIa1 and IIIb2 other than types 4n and 23, and related spectra. I : flat spectra, non-OH detection, strong HCN, C-rich. II : similar spectra, non-OH detection, HCN not searched, probably C-rich. III : LRS 13 and 1n IV : LRS 12 and related spectra.

Figure 4 : LRS spectra of sources of region VIb probably O-rich.

Figure 5 : LRS spectra of probably post-AGB sources (PPN) of region V and related areas. I : objects in the early stages of shell detachment in regions IV and IIIb (Loup, 1991), probably C-rich (except N° 136). II : C-rich sources displaying the $21 \mu\text{m}$ feature (Kwok et al., 1989). III : other C-rich objects. IV : featureless spectra with uncertain C/O. V : stars certainly (N° 112 and 71) or possibly (N° 146) O-rich with no prominent silicate features (plus the noisy spectrum of the C-rich source N° 13A). VI : O-rich stars with prominent silicate features.

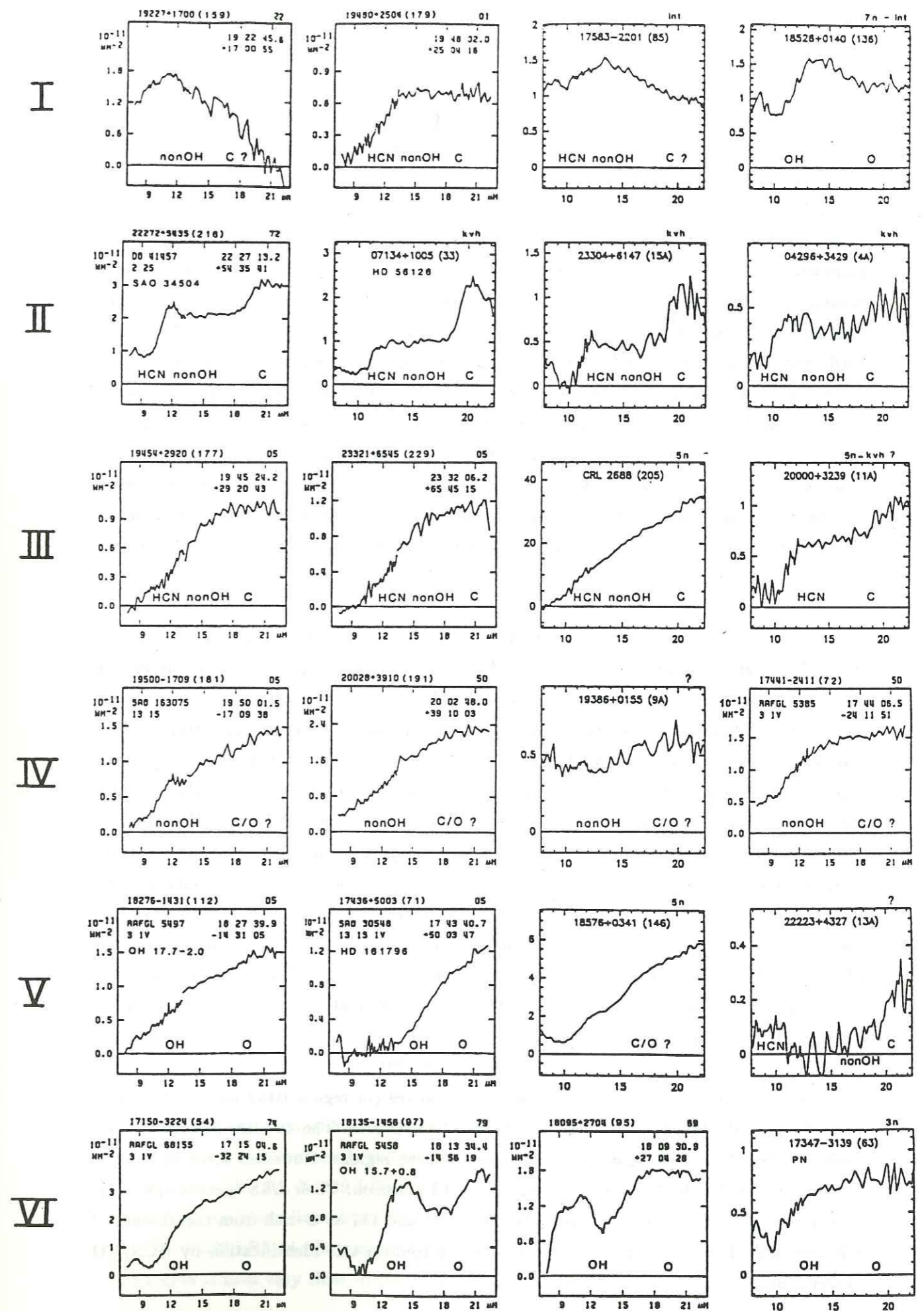


Figure 5

SiC and characteristic of C-rich envelopes. However, the detection of OH in several 4n sources lead Le Squeren et al. (1991) to question this identification. In our sample, 11 out of the 33 4n sources show OH emission. Inspection of the LRS spectra of these OH emitters (Figure 2) shows a clear emission at $18 \mu\text{m}$ in 4 of them (N°4, 64, 77 and 118), a possible emission in 3 others (N°73, 147 and 201). There is clearly no $18 \mu\text{m}$ emission in N°67 and 142 (Le Squeren et al., 1991). One of the OH emitters (N°4) is IRC+10011, the archetype of OH/IR stars with intermediate mas loss rate. It is thus very likely that most of these stars are quite regular OH/IR objects where self-absorption in the center of the $10 \mu\text{m}$ silicate band mimics emission at $11.3 \mu\text{m}$. Such self-absorption is also known in some objects classified in other LRS types, such as the prominent OH/IR star IRC-10529 (N°192, IRAS 20077-0625, LRS 23, Figure 2). Indeed, 7 of the 4n sources of our sample were studied in near IR photometry by Epchtein et al. (1989) (N°41, 55, 67, 107, 110, 121 and 147). The chemical type they have inferred agrees with ours, except for N°67 that they identify as C-rich. It should also be noted that AFGL 2199 (N°118) was given in the literature as carbon-rich for many years (Zuckerman et al., 1978; Knapp and Morris, 1985), partly on the basis of non-detection of OH. OH is now detected from this source, and the LRS spectrum exhibits a strong $18 \mu\text{m}$ emission.

Inspection of their color-color diagram clearly shows that the 4n sources of our sample have a bimodal distribution. Most warmer objects do not display OH maser emission (except N°4, 67, 206, and N°208, an exceptional case which displays both OH and HCN emission), nor the $18 \mu\text{m}$ feature. We can thus consider that in the warmer part of region IIIa1 (region IIIa1w in Figure 1) which just prolongates the classical region VII of carbon stars, an LRS type 4n still indicates the likely identification as C-rich. Accordingly, we add to this category the three 4n objects of this subregion where OH have not been searched (N°104, 107 and 121). The case of N° 67 and 142 (and N°206 and 208) could indicate (Le Squeren et al., 1991) that they have recently become C-rich, as proposed for the planetary nebula IRAS 07027-7934 by Zijlstra et al. (1991), or reflect some special feature of some kind of O-rich dust or some observational misinterpretation including the possibility of binary systems, or of source confusion inside the large OH beam. Let us notice that N°208 (as well as N°107 and 202) is classified as a carbon star by Little-Marenin et al. (1987), on the basis of the analysis of the $11.3 \mu\text{m}$ feature.

On the other hand, most of the colder 4n sources (in region IIIb2 and in the colder part of region IIIa1 defined as IIIa1c in Figure 1) are O-rich. The 4n classification is quite irrelevant for characterizing C-rich envelopes in these regions. However, three 4n sources of these regions (N°41, 81 and 117) display no OH emission. Their LRS spectra appear as ambiguous (Figure 2). We tentatively classify N° 41 and 117 as C-rich from the absence of OH emission. However, it would be interesting to confirm this identification by HCN/CO observations.

II.4 LRS types 21, 22, etc., characteristic of cold C-rich CSE's.

As mentioned, an LRS type 4n is no longer a good identification criterion of C-rich sources in region IIIa1c and colder regions. However, a few prominent C-rich CSE's are well identified in regions IIIa1c and IIIb2 through their large ratio HCN/CO (Table 4 and Section IV): RAFGL 3068 (N°225, LRS 02), RAFGL 190 (N°6, LRS 21), RAFGL 2477 (N°182, LRS 21), RAFGL 5250 (N°40, LRS 22), IRAS06582+1507 (N°31, LRS 22), IRAS21318+5631 (N°211, LRS 21), IRAS 03313+6058 (N°3a, LRS 22). Their LRS spectra (Figure 3) appear quite similar and typical: relatively flat, which reflects their cold temperature; with no strong features except a clear dip at the $8 \mu\text{m}$ edge; relatively shallow and uncertain dips at about 11 and $14 \mu\text{m}$ (SiC and C_2H_2 absorption?), but no feature at $18 \mu\text{m}$. It is not completely obvious whether the dip at the $8 \mu\text{m}$ edge is due to an emission feature at $\sim 8.5 \mu\text{m}$ (Baron et al., 1987; Willems, 1988) or rather to an absorption at $\sim 7.5 \mu\text{m}$. Such an absorption is visible in bright carbon stars such as Y CVn and V CrB, where it has been identified as photospheric bands of C_2H_2 ($0001^1 1^1 - 0000^0 0^0$), HCN ($020-000$) or CS ($1-0$) (Goebel et al. 1980, 1981). Absorption in the same bands in the envelope could be an attractive explanation with the large optical thickness of such massive envelopes. However, it is not clear why the corresponding band is so weak in IRC +10216 (Witterbon et al., 1980).

We have searched similar LRS spectra among the sources of our sample. They are displayed in Figure 3. Most of them belong to regions IIIa1c and IIIb2, a few to region IIIa1w. The most characteristic ones clearly do not display the $18 \mu\text{m}$ silicate feature, and, they correspond to a non-detection of the OH emission.

It is thus clear that in regions IIIa1 and IIIb2 the LRS spectra 21, 22, 12 and 02 (and probably 11 and 01 if any), with a signal-to-noise large enough for the LRS classification to be meaningful, indicate that the sources are C-rich with a high degree of confidence.

Indeed, there is a good correlation between such C-rich objects and the members of autotclass $\zeta 44$ of the autotclassification scheme of Cheeseman et al. (1989), 2/3 of the spectra of the LRS atlas of Figure 3 and the most characteristic ones belong to autotclass $\zeta 44$. Conversely, all $\zeta 44$ objects of regions IIIa and IIIb in our sample are clearly or possibly C-rich.

II.5. Regions IIIa2, IIIb1, IV and V, and Conclusions.

Almost all the LRS spectra of region IIIa2 belong to classes 2n with $n \geq 3$, and thus clearly indicate O-rich sources. Individual inspection of the very few others (N°58 IRC+20326 LRS 14, N°137 LRS 04, N°139 LRS 12, N°187 LRS 69) also points out to O-rich objects, except for the emission line object N°195 (MWC 342) which is intriguing (Figure 3), and N°58 IRC+20326 LRS 14 whose chemical type is uncertain. The percentage of O-rich sources in this region is thus very close to 100%.

The same appears true in regions IIIb1 and IV where all sources (17) display OH emission. One should add N°8a (Table A2) near the border of region IIIb2 with a clear 39 LRS class indicating that it is O-rich, without OH emission for some unexplained reason. Another exception is N°12a, 19480+2504, with a featureless 01 LRS, which is probably C-rich (Section IV).

On the other hand, the case of many objects of region V is quite unclear on the basis of the only LRS and OH information. OH emission is known in 6 out of 17 sources. However, these OH emitters do not represent an homogeneous class, but rather display a large variety of IRAS colors and LRS classes, most of them are probably pre-planetary nebulae (PPN) of various types.

The majority (8 out of 14) of the sources of region V of our sample searched for OH have no circumstellar OH emission (Likkell, 1990). However, it is quite possible that in the semi-detached envelopes of these PPN the conditions for OH masering in O-rich envelopes are no longer met (Likkell et al., 1991).

Other criteria thus appear necessary to identify C-rich sources in region V and are useful in other regions. The search for millimeter emission of HCN appears as the simplest one (together with visible and near infrared spectroscopic studies when the source is strong enough at these wavelengths, Kwok et al., 1989). Prior to our studies, HCN had been detected in only two such sources : the very well known RAFGL 2688 (N°205, The Egg Nebula) and 22272+5435 (N°216, HD235858, SAO 34504) (Lindqvist et al., 1988). We have thus undertaken a systematic study of the ratio of the HCN to CO emissions of the sources of this region V without proved OH emission, as well as of those of other cold regions in order to confirm the conclusions of the discussion of the previous sections. In addition, it seemed important to extend these studies to sources less bright than those of our main sample, in particular in region V in order to increase the statistical meaningfulness (Table A2).

III. MILLIMETER WAVE OBSERVATIONS

Observations of the CO J=2-1 and HCN J=1-0 lines at 230 and 89 GHz were made with the 30 m IRAM radio telescope at Pico Veleta, Spain during 1989 January and 1990 July. In addition, a few sources were observed at the frequencies of the CS J=3-2 transition at 147 GHz.

This antenna has beam efficiencies of 0.56, 0.56 and 0.40 at 89, 147 and 230 GHz respectively. All antenna temperatures in this paper are main beam brightness temperatures (T_{MB}), as are the system temperatures.

SIS receivers were used at all frequencies and had typical system temperatures of about 600 K, 750 K and 800 to 1500 K (depending on weather conditions) in the three frequency ranges, respectively.

The observations employed 512-channel filterbanks with 1-MHz resolution as spectrometer, giving a velocity resolution of 1.3 km s^{-1} per channel for the J=2-1 CO line. In addition, an Acousto-Optical-Spectrometer (AOS) with 1.1 MHz resolution was used for some of the additional observations.

Position switching by 5 arcmin in right ascension was generally performed every 30 seconds. The beam size was 12 arcsec at 230 GHz. The pointing was checked every few hours and remained accurate to within about 3 arcsec rms in normal weather conditions. Typical integration times ranged from 45 minutes to an hour, to obtain an rms noise of $\sim 0.05 \text{ K}$ in 1-MHz channels. This corresponds to a 5σ detection limit of 0.1 K for typical line widths of 30 km/s. The individual values of the rms noise are listed in Tables 2 and 3.

For the integrated intensities (Table 2), the uncertainties can be estimated by considering the rms (per channel) and the number of channels across the line.

As visible in Figure 6a, many spectra of sources at low galactic latitude are affected by CO emission from molecular clouds. To eliminate most of this general galactic background, we applied the subtraction procedure described in Heske et al. (1990). The displayed spectra are thus the difference between the central spectrum and the average of the spectra taken with offsets of $15''$ in 4 directions. Such a procedure considerably reduces the effect of interstellar emission. However, it is not impossible that the subtraction has affected the circumstellar emission itself of the nearest sources, thus reducing the reported CO intensity with respect to the actual one.

IV. RESULTS OF MILLIMETER OBSERVATIONS

IV.1. General features.

The parameters of the detected lines are reported in Table 2. They were derived by the standard procedure to fit a circumstellar profile described e.g. in Morris (1985), Wannier and Sahai (1986). Non detections are reported in Table 3.

Some of the CO results have already been reported in Likkell et al. (1991), where the corresponding spectra are displayed. The other CO spectra, as well as the HCN and CS spectra are shown in Figures 6.

As mentioned, one of the main difficulties for the detection of circumstellar CO is interstellar contamination. Despite the described procedure of subtraction, several detected circumstellar profiles are severely plagued by interstellar features in "emission" or in "absorption", similarly to the prominent OH/IR stars discussed by Heske et al. (1990). Such cases include IRAS 17443-2949, RAFGL 5379, IRAS 17495-2534, IRAS 17583-2201 and IRAS 20000+3239. For several non-detected stars, interstellar emission prevented obtaining a low upper limit of the circumstellar CO lines. An additional difficulty is the uncertainty on the position of the source. For most sources we first observed the IRAS PSC position.

Table 2 : sources with CO(2-1) or HCN(1-0) emission

n ^o	name	coordinates (1950)	chm. type	region	transition	V _{lsr} (km.s ⁻¹)	V _c (km.s ⁻¹)	T _{MB} (K)	rms (K)	I (K.km.s ⁻¹)	I _{CO} /I _{HCN}	S ₆₀ /I _{CO}	remarks
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
6	AFGL 190	01 14 26.3 +66 58 05	C	IIIb2	¹² CO(2-1)	-39	16.9	3.06	0.105	70.4	8.0	0.95	7/90, [1,3,6]
					¹² CO(2-1)	-39	18.0	2.79	0.080	67.2	5.5	1/89, map	
					HCN(1-0)			0.45	0.031	8.8		7/90	
					HCN(1-0)			0.51	0.042	12.2		1/89, map	
					CS (3-2)	-38	14.	0.3	0.049	6.8		1/89, map	
3a	03313+6058	03 31 20.0 +60 58 49	C*	IIIb2	¹² CO(2-1)	-39	13.9	0.62	0.146	13.2	3.7	1.1	7/90, map
					HCN(1-0)			0.16	0.045	3.5		7/90, map	
4a	04295+3429	04 29 40.3 +34 29 53	C*	V	¹² CO(2-1)	-66	12.0	0.45	0.128	8.3	5.6	1.8	1/89, map, [10]
					HCN(1-0)			0.098	0.024	1.5		7/90	
31	06582+1507	06 58 17.3 +15 07 58	C*	IIIb2	¹² CO(2-1)	+22	12.7	0.46	0.089	8.7	4.1	1.9	7/90
					¹² CO(2-1)	+22	13.7	0.48	0.049	8.8		1/89, map	
					HCN(1-0)			0.15	0.034	2.1		7/90	
33	SAO 96709 HD 56126	07 13 25.4 +10 05 08	C†	V	¹² CO(2-1)	+73	10.2	3.21	0.097	43.9	10.1	1.1	1/89, [2]
					HCN(1-0)			0.31	0.040	4.3		1/89	
	TV Dra	17 08 06.4 +64 22 52	S	II	¹² CO(2-1)	+22	6.	0.15	0.044	1.0	> 3.6		7/90
					HCN(1-0)			...	0.014	...		7/90	
52	AFGL 1940	17 11 55.6 +08 59 23	O	IIIa3	¹² CO(2-1)	+16	14.0	0.19	0.064	4.9		8.3	1/89, map
70	AFGL 5379	17 41 07.4 -31 54 24	O	IIIb1	¹² CO(2-1)	-22	21.5	2.80	0.055	81.7		16.	1/89, map, interst. cont., [3]
7a	17443-2949	17 44 23.3 -29 49 55	O	IV	¹² CO(2-1)	- 2	18.	0.30	0.071	6.9	> 8.3	5.1	1/89, interst.cont.
					HCN(1-0)			...	0.032	...		1/89	
8a	17495-2534	17 49 33.9 -25 34 01	O	IIIb2	¹² CO(2-1)	-26	16.0	0.30	0.12	8.2	> 2.8	2.2	1/89, map
					HCN(1-0)			...	0.036	...		1/89, map	

Table 2 (continued)

n ^o	name	coordinates (1950)	chm. type	region	transition	V _{lsr} (km.s ⁻¹)	V _c (km.s ⁻¹)	T _{MB} (K)	rms (K)	I (K.km.s ⁻¹)	I _{CO} /I _{HCN}	S ₆₀ /I _{CO}	remarks
85	17583-2201	17 58 21.6 -22 01 05	C?*	IIIb2	¹² CO(2-1)	+52	12.4	0.70	0.232	16.1	14.6	1.9	7/90
					HCN(1-0)			0.055	0.019	1.1		7/90	
103	AFGL 2143	18 21 38.8 -16 17 44	O?	IIIb2	¹² CO(2-1)	-27	16.7	0.90	0.053	19.4	> 7.7	2.6	1/89
					HCN(1-0)			...	0.039	...		1/89	
149	AFGL 2316	19 02 57.4 +08 08 23	C	IIIa1	¹² CO(2-1)	+ 2	17.0	1.00	0.10	23.3		0.78	1/89, map, interst. cont.
154	AFGL 2343	19 11 24.9 +00 02 18	O	V	¹² CO(2-1)	+99	33.7	2.52	0.107	126.8		4.1	1/89, [3,5,9]
177	19454+2920	19 45 24.2 +29 20 43	C*	V	¹² CO(2-1)	+21	14.5	0.73	0.041	14.3	4.2	3.8	1/89, map, [5,11]
					HCN(1-0)			0.13	0.019	3.4		1/89, map	
11a	HD 331319	19 47 31.9 +31 19 38	?	V	¹² CO(2-1)	+18	14.5	0.72	0.062	14.9		3.8	1/89, map, [5,11]
12a	19480+2504	19 48 02.1 +25 04 16	C*	IV	¹² CO(2-1)	+41	15.4	0.47	0.094	9.8	7.0	6.1	7/90, map, [4,11]
					¹² CO(2-1)	+42	12.3	0.61	0.054	12.8		1/89	
					HCN(1-0)			0.10	0.029	1.4		7/90, map	
181	SAO 163075 HD 187885	19 50 00.7 -17 09 38	?	V	¹² CO(2-1)	+24	12.8	1.36	0.051	23.1	> 32.4	3.2	7/90, [5,8]
					¹² CO(2-1)	+25	12.0	1.23	0.045	27.7	> 20.5	1/89, map	
					HCN(1-0)			...	0.014	...		7/90	
					HCN(1-0)			...	0.020	...		1/89, map	
182	AFGL 2477	19 54 48.8 +30 35 53	C*	IIIb2	¹² CO(2-1)	+ 5	22.7	1.70	0.045	51.9	9.1	0.91	1/89, map, [9,11]
					HCN(1-0)			0.23	0.024	5.7		1/89, map	
13a	20000+3239	20 00 02.8 +32 39 07	C*	V	¹² CO(2-1)	+14	12.0	0.55	0.064	9.5	5.3	3.2	1/89, map, interst.cont., [11]
					HCN(1-0)			0.06	0.018	1.8		7/90	
191	20028+3910	20 02 48.0 +39 10 03	?	V	¹² CO(2-1)	+ 6	17.5	0.70	0.040	15.1	> 6.7	9.5	1/89, map, [1,11]
					HCN(1-0)			...	0.035	...		1/89, map	

Table 2 (continued)

n°	name	coordinates (1950)	chm. type	region	transition	V _{lsr} (km.s ⁻¹)	V _e (km.s ⁻¹)	T _{MB} (K)	rms (K)	I (K.km.s ⁻¹)	I _{CO} /I _{HCN}	S ₆₀ /I _{CO}	remarks
213	21554+6204	21 55 29.6 +62 04 24	O	IIIb1	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	-17	16.4	0.75	0.042	17.5	> 2.2	3.0	1/89, map, interst. cont., [1] 1/89
15a	22223+4327	22 22 22.9 +43 27 49	C*	V	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	-30	14.0	0.64	0.032	12.3	6.8	1.8	1/89, map, [11] 1/89, map
216	SAO 34504 HD 235858	22 27 13.2 +64 35 41	C	V	¹² CO(2-1) ¹² CO(2-1) HCN(1-0) HCN(1-0) CS(3-2)	-29 -28 -27	9.5 11.8 10.	6.03 6.27 1.00 1.16 0.65	0.119 0.055 0.099 0.054 0.044	76.3 80.5 16.3 16.6 8.6	4.7 4.8	1.2	7/90, map, [2,7,10] 1/89, map 7/90, map 1/89 1/89
16a	23268+6854	23 26 49.7 +68 54 24	C?*	VIIb	HCN(1-0)	-30	27.	0.15	0.030	3.3			7/90
17a	23304+6147	23 30 26.7 +61 47 15	C†	V	HCN(1-0) CS(3-2)	-16	10.	0.24	0.034	5.6	4.5	1.1	1/89 [10,11] 1/89
18a	23321+6545	23 32 06.3 +65 45 15	C*	V	HCN(1-0)			0.16	0.025	3.8	7.4	2.3	7/90 [5,8,11]

Columns : (1) corresponding number in tables A1 and A2. (4) chemical type; the symbol * indicates that the determination of the chemical type comes from this paper, while the symbol † indicates that the chemical type was confirmed by this paper. (5) region in the IRAS color-color diagram according to the definitions of van der Veen and Habing (1988), and this paper. (6) observed transitions. (7) star velocity. (8) expansion velocity defined as the half width at zero power. (9) main beam brightness temperature measured at the peak of the line. (10) r.m.s. noise. (11) integrated area. (12) intensity ratio CO(2-1)/HCN(1-0). (13) ratio 60μm to CO(2-1) emissions. (14) observation date; mapping; interstellar contamination; numbers in brackets indicate references of previous detections: 1, Zuckerman and Dyck (1986a); 2, Zuckerman, Dyck and Clausen (1986); 3, Zuckerman and Dyck (1986b); 4, Arquilla, Leahy and Kwok (1986); 5, Likkell et al. (1987); 6, Lucas, Guilloleau and Omont (1988); 7, Lindqvist et al. (1988); 8, Knapp et al. (1989); 9, Zuckerman and Dyck (1989); 10, Woodsworth, Kwok and Chan (1990); 11, Likkell et al. (1991).

Table 3 : non detected sources

n°	name	coordinates (1950)	chm. type	region	transition	rms (K)	remarks
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
1a	01005+7910	01 00 35.2 +79 10 38	?	V	¹² CO(2-1)	0.050	1/89
2a	02143+5852	02 14 22.0 +58 52 01	?	V	¹² CO(2-1)	0.248	1/89, interst. cont.
5a	AI CMi	07 33 07.1 +00 21 40	O	V	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.056 0.037	1/89 1/89
6a	07430+1115	07 43 04.2 +11 15 46	?	V	¹² CO(2-1)	0.090	1/89
62	AFGL 5359	17 33 10.0 -16 18 54	?	IIIb2	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.141 0.024	7/90 7/90
74	17450-2724	17 45 04.9 -27 24 56	?	VIIb	¹² CO(2-1)	...	7/90, interst. cont.
89	AX Sgr	18 05 31.4 -18 33 38	O	VIIb	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.111 0.035	7/90 7/90
102	SAO 161375	18 18 26.2 -16 23 53	?	V	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.143 0.041	7/90 7/90
124	IRC-10452	18 38 18.1 -05 42 16	O	VIIb	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.242 0.038	7/90, interst. cont. 7/90
126	18416-0305	18 41 49.2 -03 45 48	?	IIIb2	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.100 0.057	1/89, interst. cont. 1/89
130	18457-0154	18 45 45.6 -01 54 04	O	VIIb	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.156 0.034	7/90, interst. cont. 7/90
159	19227+1700	19 22 45.6 +17 00 55	C?	IIIb2	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.087 0.082	1/89 1/89
168	19304+2529	19 30 27.0 +25 29 41	C	IIIb2	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.054 0.052	1/89 1/89
9a	19306+1407	19 30 36.9 +14 07 05	?	V	¹² CO(2-1)	0.077	1/89
175	19374+2359	19 37 28.7 +23 59 27	?	V	¹² CO(2-1)	0.123	1/89, interst. cont.
10a	19386+0155	19 38 36.6 +01 55 28	?	IV	¹² CO(2-1) HCN(1-0)	0.063 0.019	7/90 7/90
14a	22023+5249	22 02 21.6 +52 49 27	?	V	¹² CO(2-1)	0.080	1/89

(see table2 caption)

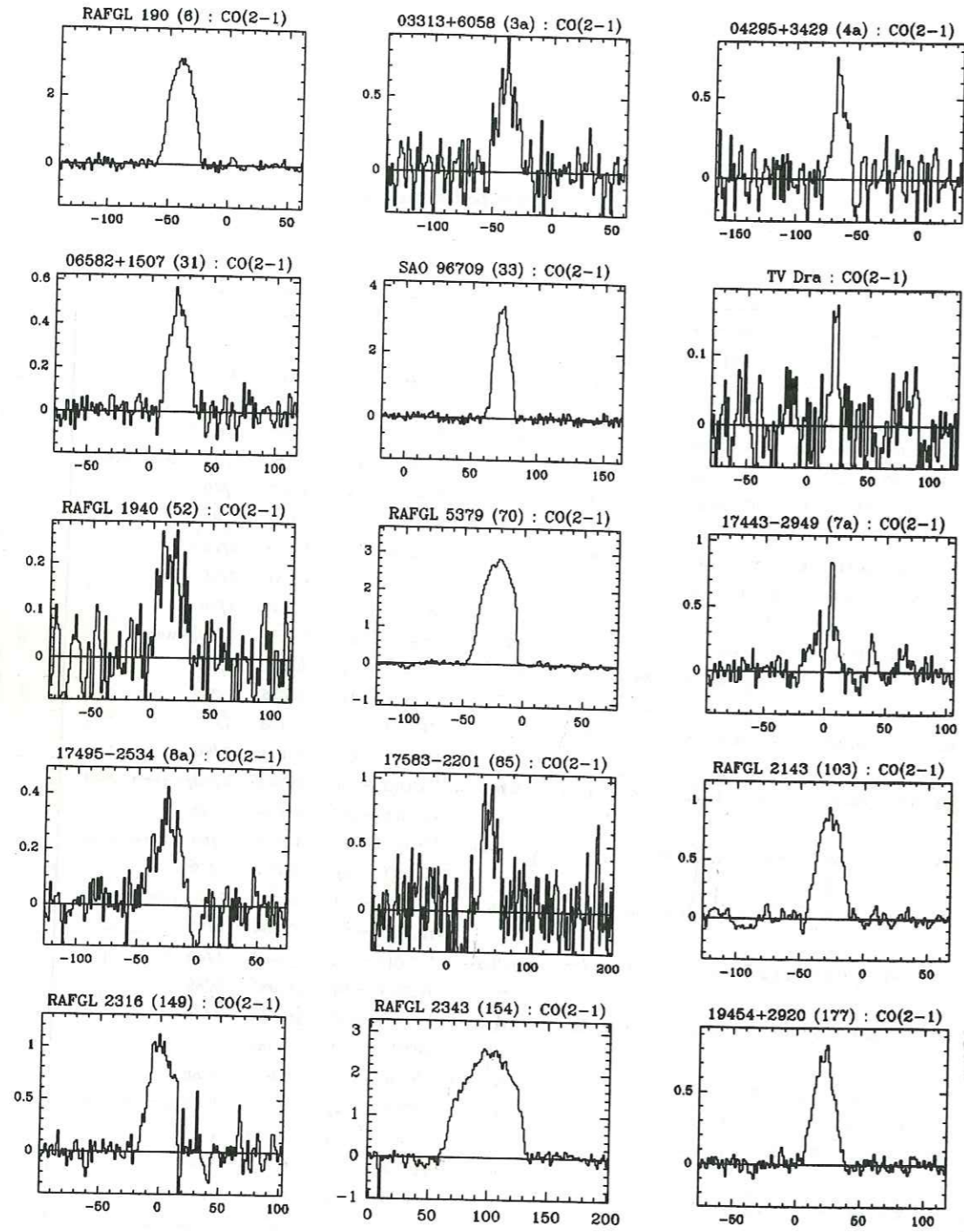


Figure 6a : CO observations. Horizontal axis is the velocity in km/s; vertical axis is the main beam brightness temperature in K.

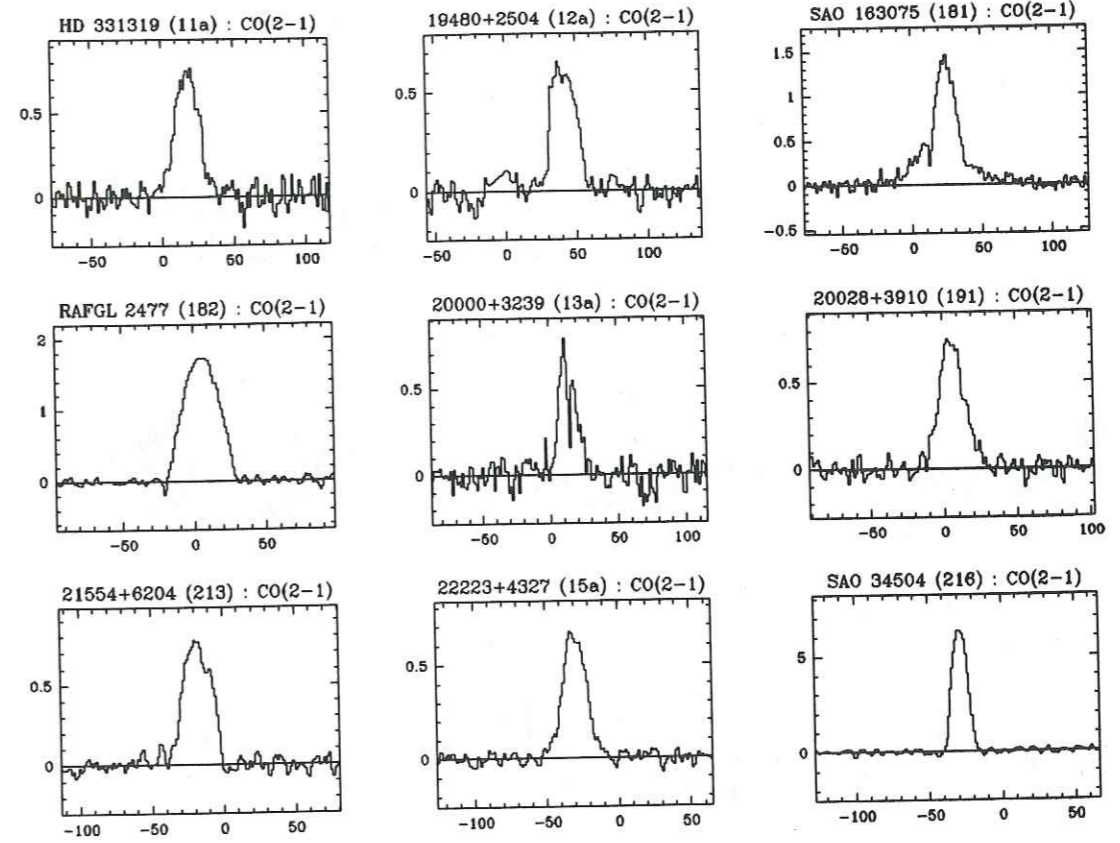


Figure 6a (continued)

Figure 6c : CS observations

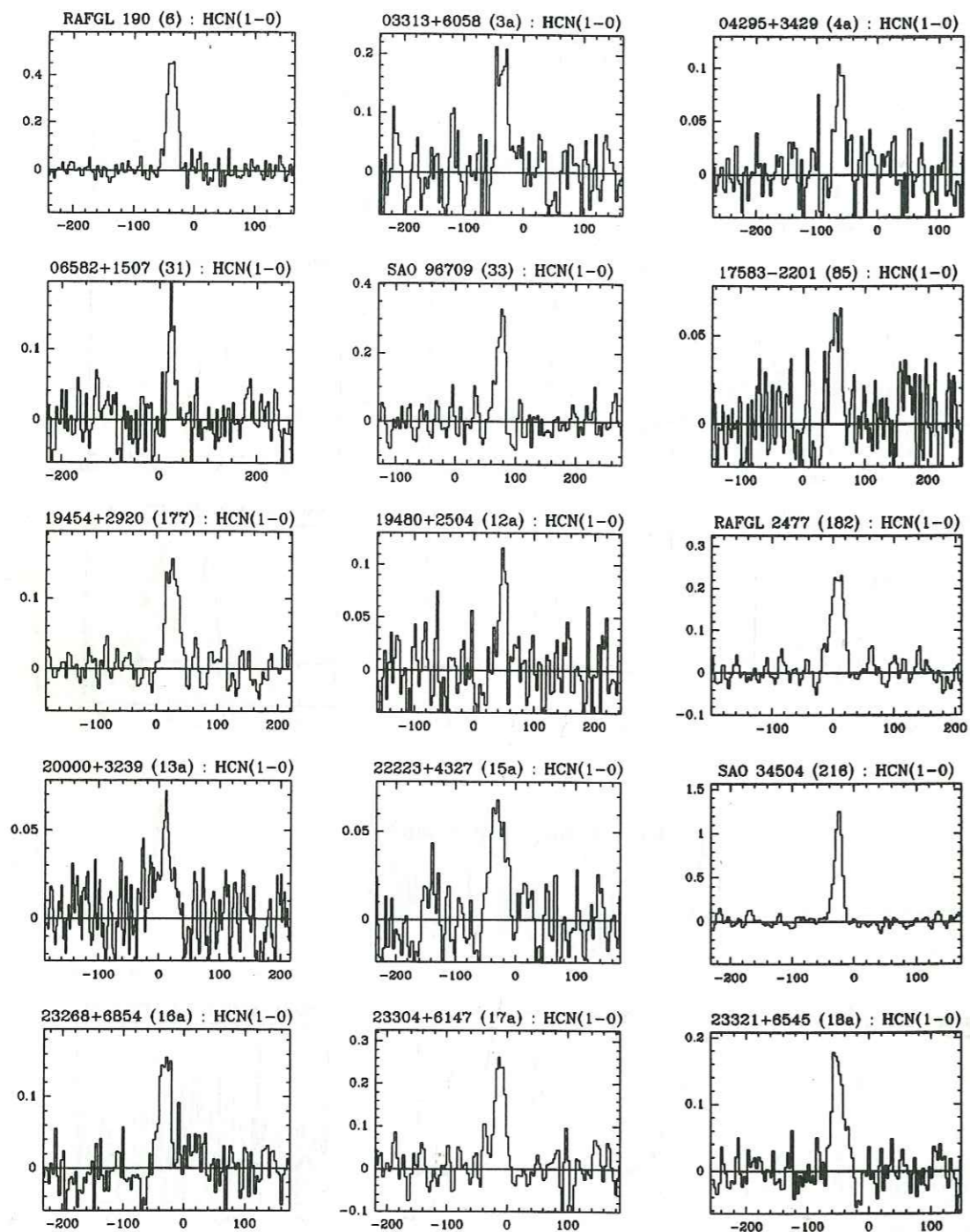


Figure 6b : HCN observations

In most cases the found position (maximum CO(2-1) emission) does not differ from the nominal position by more than half the 1.3 mm beam ($12''/2$) which was not much larger than the pointing uncertainty. However, in a few cases we detected the source much farther away from the nominal position : as far as $12''$ from the IRAS position for RAFGL 5379. It is thus probable that a few stars, especially with faint or contaminated lines, were not detected because the error in their IRAS position is $\geq 10''$ (mostly in right ascension).

CO was detected in 9 new stars. The strength of the CO emission of the different classes of sources with respect to their IRAS fluxes will be discussed at the end of this Section . A few sources, PPN of region V, display high velocity wings which are discussed in Likkell et al. (1991).

The intensity of the HCN(1-0) line is almost an order of magnitude smaller than that of the CO(2-1) line in C-rich stars. It was not detected in any new known O-rich star of regions IIIb, IV or V, and it is thus still smaller there, except in the very special objects OH231.8. and IRC+10420. Even in C-rich stars, its detection is more difficult than that of CO despite the better sensitivity of the 3mm receiver and the practical absence of interstellar emission. We report the detection of HCN in 14 new stars, and 14 non-detections with a good sensitivity. The ratios $I(\text{HCN})/I(\text{CO})$ (Table 4) and their implications are discussed in Section V.

CS was searched in a few stars with strong HCN and detected in RAFGL 190, HD 235858 (SAO 34504) and very marginally in IRAS 23304+6147, confirming their C-rich character.

IV.2. Individual stars

RAFGL 190 : This star is one of the strongest and most optically thick C-rich sources identified in region IIIb (Ghez and Hackwell, 1976). Its 21 LRS spectrum and its large ratio $I_{\text{HCN}}/I_{\text{CO}}$ are highly characteristic of a C-rich source. The ratios of our values for T_{MB} of CO(2-1) and HCN to those of Zuckerman and Dyck (1986a, b), 0.54 and 0.07 K, respectively, are in rough agreement with the ratio $(30/12)^2$ of the surfaces of the IRAM and KPNO telescopes. The measured value for V_e is significantly smaller than quoted by Zuckerman and Dyck (1986a, 19.7 km/s).

IRAS 03313+6058 : Its LRS spectrum, its IRAS colors and the ratio S_{60}/I are quite similar to those of RAFGL 190 and RAFGL 2477. The strength of HCN confirms its C-richness, with a characteristic 22 LRS spectrum (Figure 3).

IRAS 04295+3429 : This is one of the sources with PPN colors and strong $25 \mu\text{m}$ IRAS flux, displaying the $21 \mu\text{m}$ emission feature in its LRS spectrum (not in the LRS atlas, Kwok et al., 1989, and Figure 5). The strength of the HCN line confirms that it is C-rich. However, although we have verified that the observed position approximately coincides with

Table 4 : CO/HCN line ratios

N ^o	Name	Region	LRS	Chem.	$\frac{CO(1-0)}{HCN}$	$\frac{CO(2-1)}{HCN}$	Ref.	Comments
6	AFGL 190	IIIb2	21	C	...	6.7	1,3	
19	04530+4427	IIIa1	42	C	3.1	...	13	
31	06582+1507	IIIb2	22	C	...	4.1	0	
40	AFGL 5250	IIIa1	22	C	3.0	8.0	3	
182	AFGL 2477	IIIb2	21	C	...	9.1	0	
202	20532+5554	IIIa1	42	C	2.6	...	13	
211	21318+5631	IIIb2	21	C	4.6	...	7	
212	21489+5301	IIIa1	42	C	2.1	...	13	
217	22303+5950	IIIb2	41	C	3.7	...	13	
225	AFGL 3068	IIIa1	02	C	2.9	...	14	
3a	03313+6058	IIIb2	22	C	...	3.7	0	
4	IRC+10011	IIIa1	4no	O	~ 11	...	15,16	a
192	IRC-10529	IIIa1	23	O	28	...	7	
208	21223+5114	IIIa1	42	?	3.7	...	13	OH detected
33	HD 56126	V	kvh	C	...	10	0	
85	17583-2201	IIIb2	int	C?	...	15	0	
177	19454+2920	V	05	C	...	4.2	0	
179	19480+2504	V	05	C	...	7.0	0	
180	HD 187885	V	05	?	...	25	0	
205	AFGL 2688	V	5n	C	~ 3.5	...	15,17	a
216	HD 235858	V	kvh	C	3.9	4.8	0	
229	23321+6545	V	05	C	...	7.4	0	ref.11 for CO
4a	04296+3429	V	kvh	C	...	5.6	0	
11a	20000+3239	V	5n,kvh	C	...	5.3	0	
13a	22223+4327	V	6n	C	...	6.8	0	
14a	23304+6147	V	kvh	C	...	4.5	0	
37	OH 231.8	V	79	O	3.5	...	18	shocks
164	IRC+10420	IIIb2	28	O	1.6	...	19,16	supergiant

From table 2 or from the literature (see the catalogue by C.Loup et al., 1991). We have kept only the ratios for which the two lines were observed with the same telescope, except for the two stars denoted "a" in the last column where the intensities were scaled with the telescopes surfaces. The reference quotations are the same as in table 2, with the following additions : 0 present paper (table 2), 13 Nguyen-Q-Rieu et al. (1987), 14 Sopka et al. (1989), 15 Knapp and Morris (1985), 16 Nercessian et al. (1989), 17 Bujarrabal et al. (1988), 18 Morris et al. (1987), 19 Bachiller et al. (1988).

the maximum CO(2-1) emission, the value 0.65K, obtained for T_{MB} is incompatible with that reported by Woodworth et al. (1990) at FCRAO ($\varnothing=14m$), 0.40 K. They also quote a significantly larger value for V_e (15.6 km/s).

IRAS 06589+1507 : The infrared properties (IRAS colors and LRS spectrum) of this source are quite similar to those of RAFGL 190, RAFGL 2477 and IRAS 03313. It is clearly C-rich from the strength of its HCN emission, its LRS spectrum and the non-OH detection. However, it is strange that its ratio S_{60}/I_{CO} is a factor 2 larger than for these sources.

HD52126 (SAO96709, IRAS 07134+1005) : This prominent CO source was first detected by Zuckerman et al. (1986). It is associated to a G type visible star, and it displays a strong 21 μm feature, but no evidence of C₃ bands in its visible spectrum (Kwok et al., 1989). It has been recently studied by visible-near infrared spectroscopy (Kwok et al., 1990) and by infrared spectroscopy with the KAO in the ranges 5-8 μm (Buss et al., 1990), and 16-40 μm (Omont et al., 1991). It displays a fast stellar wind, and features in the 3 μm , 5-8 μm and 11-15 μm ranges similar to polycyclic aromatic molecules (PAH's), but with differences which could be attributed to hydrogenated amorphous carbon (Buss et al., 1990). It is thus very probably carbon rich. HCN is clearly detected, but the HCN/CO ratio is particularly small compared to the 3 other sources displaying the 21 μm feature.

TV Dra : This star does not belong to the present program. It was observed to fill a gap in our observing program, in poor weather conditions.

RAFGL 5379 : This is probably the star with the largest mass loss rate within 1 kpc (Jura and Kleinmann, 1989). We have made a map of the CO emission which will be discussed in a forthcoming paper. Accordingly, the CO(2-1) intensity should not be plagued by pointing problems, although the center of the CO emission is observed at $\Delta\alpha = 12''$, $\Delta\delta = 3''$, away from the IRAS PSC position. T_{MB} is ~ 6 times the value reported by Zuckerman and Dyck (1986b) at KPNO. The very large ratio $I_{CO(2-1)}/I_{CO(1-0)}$ and the large ratio S_{60}/I_{CO} are comparable to those of other extremely cold OH/IR stars measured by Heske et al. (1990), although their precise values are meaningless because of the extension of the source with respect to the 1.3 mm beam.

IRAS 17443-2949 : The spectrum shows the importance of interstellar contamination. However the detection of a circumstellar line appears quite likely, with V_{LSR} and V_e in good agreement with the OH values (-1.5 and 14.7 km/s respectively, Sivagnanam, 1989). The LRS spectrum is characteristic of a massive O-rich envelope (class 39, variability index 51%) of region IV. The ratio S_{60}/I_{CO} is relatively large, but still slightly smaller than that of other very cold envelopes with similar colors such as OH 30.1-0.7 (Heske et al., 1990, and Figure 7).

IRAS 17495-2534 : This star is quite similar to the preceding one for the interstellar contamination and its 39 LRS spectrum. However, OH is not detected with the present sensitivity, which is quite exceptional. Its flux ratio S_{60}/S_{25} is much smaller, and the value of the ratio S_{60}/I_{CO} , is about twice smaller, which places it in the group of strong CO emitters (section IV.3). Its relatively peculiar colors and the strength of the silicate absorption, somewhat unusual for these colors, could indicate an enhancement of the mass loss rate in the past, responsible for the maximum emission at $25 \mu\text{m}$ and the very strong absorption at $10 \mu\text{m}$.

IRAS 17583-2201 : The non detection of OH and the featureless LRS spectrum (Figure 5) point out to a C-rich object. However, the small HCN intensity is ambiguous. The LRS spectrum seems characteristic of the very early stages after the AGB, when the mass loss rate has very recently strongly decreased (Loup, 1991). It has an exceptionally large ratio $I_{13CO}/I_{12CO} = 0.57$ (Forveille et al., in preparation), comparable to that of very cold OH/IR stars, but larger than for any known C-rich CSE. Its ratio S_{60}/I_{CO} is relatively small and still comparable to that of AGB carbon stars of this region (Section IV.3 and Figure 7).

RAFGL 2143 (IRAS 1821-1617) : The CO profile is quite parabolic. The ratio S_{60}/I_{CO} is relatively weak for an O-rich star (Section IV.3). The LRS spectrum clearly displays the silicate band in absorption (type 3n). However, the non detection of OH is surprising.

IRAS 19454+2920 : The very small ratio I_{CO}/I_{HCN} indicates it is C-rich. Its infrared emission is quite similar to that of RAFGL 2688 for its colors and the absence of the $21 \mu\text{m}$ feature. However, no associated visible star or nebula has been identified.

HD 187885 (SAO 163075, IRAS 19500-1709) : The CO(2-1) profile displays prominent high velocity wings with a velocity of $\sim 30 \text{ km/s}$, absent from the 1-0 line (Likkell et al., 1987). The non detection of OH and the large value of the ratio I_{CO}/I_{HCN} leaves its O- or C-richness uncertain. Its 05 LRS spectrum does not display the $21 \mu\text{m}$ feature. However, it is not impossible that there is a small excess at $12 \mu\text{m}$ reminiscent of that present in the sources displaying the $21 \mu\text{m}$ feature. This source was observed in the near infrared and modelled by van der Veen et al. (1989) and by Hrivnak et al. (1989), showing in particular that it emits a large fraction of its total energy in the visible and near infrared.

IRAS 19480+2504 : This is the only studied source (with 19386+0155) in regions IV and IIIb1 with non detection of OH. Its total flux is just below the lower limit for our main sample. The value of the ratio S_{60}/I_{CO} is very large, but still smaller than that of OH/IR stars with similar colors (Heske et al., 1990, and Section IV.3). The ratio $I_{CO(2-1)}/I_{CO(1-0)}$ (Likkell et al., 1991) appears relatively large as for OH/IR stars of region IV (Heske et al., 1990). The relatively strong HCN emission confirms its C-richness. Its 01 LRS spectrum is relatively peculiar and does not display any evident feature. It is one of the most characteristic of

the class of LRS spectra that we denote "int", featureless with a maximum about $15 \mu\text{m}$, belonging to C-rich stars with a very recently detached shell (Loup, 1991).

RAFGL 2477 (IRAS 19548+3035) : Our CO profile is quite parabolic. It is only 3 times stronger than the one reported by Zuckerman et al. (1986) at KPNO, although we have verified by quick mapping that we were observing the position with maximum intensity and that the source is probably not extended. The ratio S_{60}/I_{CO} is quite small and comparable to that of RAFGL 190. The strong HCN line and its 21 LRS class prove that it is C-rich.

IRAS 20000+3239 : Interstellar contamination makes difficult to appreciate the actual shape of the circumstellar profile. Its infrared colors and its LRS spectrum (Figure 5) are quite similar to that of HD 235858 (SAO 34504) with a possible presence of the $21 \mu\text{m}$ feature. However, the ratio S_{60}/I_{CO} is larger (Section IV.3). The strength of the HCN line justifies its C-rich classification.

IRAS 20028+3910 : The presence of wings with a velocity $20-25 \text{ km/s}$ is clear in the CO(2-1) profile, and it makes difficult the estimate of the expansion velocity. The ratio S_{60}/I_{CO} is extremely large. The detection of HCN is uncertain. The weakness of the HCN line, the absence of the $21 \mu\text{m}$ feature and the non detection of OH make uncertain the O- or C-richness of this source. It presents some similarity with HD 187885 (SAO 163075), but with smaller wings and a relatively weaker CO emission, and no association to a bright visible star.

IRAS 21554+6204 : We have checked that the displayed parabolic CO line corresponds to the maximum emission, although its intensity is only 3.1 times larger than the value reported by Zuckerman and Dyck (1986a) at KPNO (they quote a significantly smaller value for V_e , 12.6 km/s). The ratio S_{60}/I_{CO} is relatively small (Section IV.3). As expected, HCN and CS were not detected, while the SiO($v=0$ J=3-2) was tentatively detected. It is the coldest O-rich star with relatively strong CO emission (Section IV.3 and Figure 7).

IRAS 22223+4327 (DO 41288) : The CO(2-1) profile appears as parabolic with wings at $20-25 \text{ km/s}$. This source is associated with a visible star. The tentative detection of HCN could indicate that it is C-rich.

HD235858 (SAO 34504, V354 Lac, IRAS 22272+5435) : This is the most prominent $21 \mu\text{m}$ emitter, although the strength of the $21 \mu\text{m}$ band by itself is relatively weak (Omont et al., 1991). Our observation of HCN confirms the detection by Linqvist et al. (1988). Our value for $T_{MB}(\text{CO})$ is only twice that reported by Woodsworth et al. (1990) at FCRAO (14m), although the source does not appear clearly extended. With the identification of visible C_3 bands by Kwok et al. (1989), it indicates a C-rich object. The CS line is strong, and only twice smaller than HCN. This source was observed in the near infrared and modelled by

van der Veen et al. (1989) and Hrivnak et al. (1989), showing in particular that it emits a large fraction of its total energy in the visible or near infrared. Two recent KAO studies have shown that, in addition to the 21 μm emission, its infrared spectrum is quite peculiar : Buss et al. (1990) have observed strong features between 5 and 8 μm , similar to those of PAH's, but with differences which could be attributed to hydrogenated amorphous carbon (HAC). Omont et al. (1991) have detected a very strong excess at 30 μm .

IRAS 23304+6147 : This is another PPN where Kwok et al. (1989) have identified the 21 μm feature and visible bands of C₃. Our detection of HCN and its comparison to the CO(2-1) line confirm its C-richness. CS could be marginally detected at a low level. KAO observations by Omont et al. (1991) have shown that the 21 μm feature is particularly sharp and that it displays a strong excess at 30 μm , probably similar to that of HD 235858.

IRAS 23268+6854 : Only HCN was detected in this source of region VIb. It is thus probably C-rich which is quite compatible with the LRS spectrum of class 13. The reason for the non detection of CO(2-1) is not clear. It could be due to a large error of the IRAS coordinates, possibly combined with confusion by interstellar emission, and to the large abundance of HCN, which could be related to the large expansion velocity (27 km/s) (Jura, 1991b). There is at least one other case known where HCN but not CO is detected, RAFGL 2333, N°153 (Zuckerman and Dyck, 1986b), with a similar LRS spectrum (12). However, RAFGL 2333 has no large 60 μm excess, and a somewhat smaller expansion velocity (19 km/s).

IRAS 23321+6545 : The relatively large HCN intensity ($I_{\text{CO}(2-1)}/I_{\text{HCN}} = 7.4$, cf Likkell et al., 1991) shows that this is a C-rich PPN, quite similar to IRAS 19454+2920 as concerns the LRS spectra, the IRAS colors, the absence of visible star and the value of S_{60}/I_{CO} .

IV.3. Comparison of CO and far infrared emission.

For the bulk of relatively warm CSE's, including region IIIa, the mass loss rate \dot{M} is roughly proportional to $I_{\text{CO}} D^2$ (Knapp and Morris, 1985) and to $S_{60} D^2$ (Jura, 1987) with a reasonably good correlation between the two methods, taking into account the uncertainty of the gas-to-dust ratio (see e.g. Jura and Kleinmann, 1989, and references therein). The application of the corresponding formulae for deriving \dot{M} to colder CSE's of regions IIIb, IV and especially V, is more questionable because of different conditions of CO excitation and of dust heating. It is nevertheless instructive to compare the CO and 60 μm emissions. Accordingly, we have plotted the ratio $S_{60}/I_{\text{CO}(2-1)}$ in Figure 7, versus the 25/12 μm color index in order to display its variations with respect to the various categories of sources. We have also included all the stars of regions IIIb, IV and V previously detected in CO, in particular by Heske et al. (1990), in order to have a more complete sample, especially for O-rich stars.

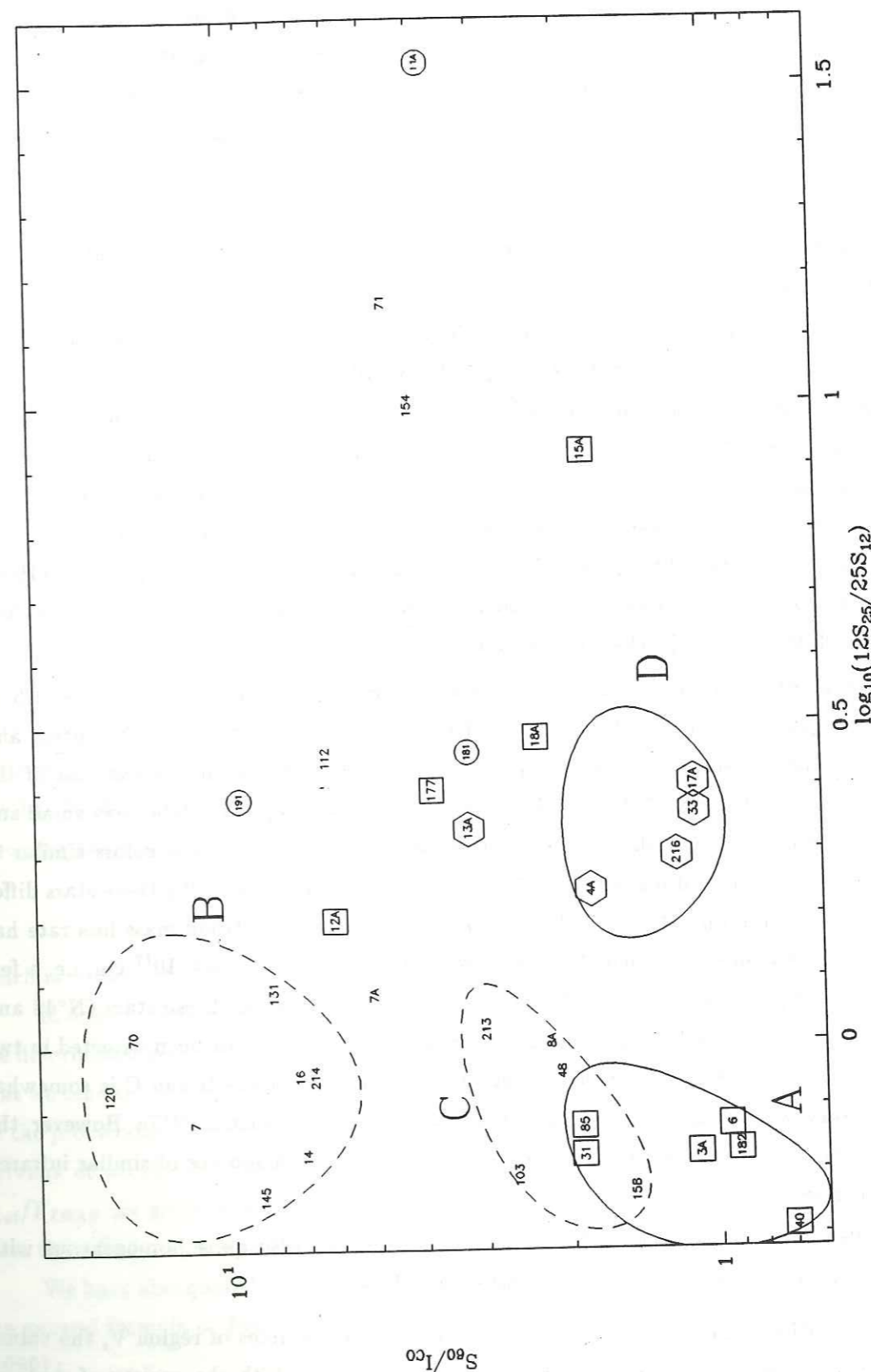


Figure 7 : Comparison of CO and 60 μm emission.

It is seen that the ratio $R=S_{60}/I_{CO}$ displays a very large range of variations (a factor ~ 20), even for the same color index. However, one can distinguish a few groups with relatively homogeneous sources and a small dispersion in R , which are circled in Figure 7.

- A. Very cold AGB C-rich CSE's of region IIIb2. Their values of R ($\sim 0.6-2$) are quite comparable to, although slightly smaller than, those of warmer stars (see e.g. the sample of Jura and Kleinmann, 1989). We notice again the relative weakness of CO in 06582+1507 (N°31); one can marginally rattach to this group the transition object 17583-2201 (N°85).
- B. Very cold OH/IR stars (probably on the AGB) with very weak CO emission, mostly studied by Heske et al. (1990). RAFGL 5379 (N°70) is the only star of this group which has been studied in the present work; as it is extended with respect to the 12" beam, the reported intensity is underestimated by a factor ~ 2 . For all these stars the ratio $R=S_{60}/I_{CO}$ is ~ 10 . All display a strong silicate absorption, which, together with other IR characteristics, points out to very large present mass loss rates ($\sim 10^{-4} M_{\odot}/yr$ for most of them). The strong deficit in CO emission was interpreted by Heske et al. (1990) as due to either the possibly very cold kinetic temperature, or rather to a mass loss rate relatively small in the past and recently increased.
- C. This other group of 5 O-rich stars has a much smaller value of $S_{60}/I_{CO} \sim 1.5-3$. These stars are in region IIIb (mostly IIIb2), display a strong silicate absorption and are probably also on the AGB. One of them, OH 44.8-2.3, is the coldest star of the group where Heske et al. (1990) observed that the ratio S_{60}/I_{CO} is relatively small and closer to normal. It is thus clear that there are stars with 25/12 μm colors similar to those of group B and much larger CO emission. It is not obvious why these stars differ from those of group B. A possibility could be that the very strong mass loss rate has lasted long enough to reach the main region of CO emission (a few 10^{17} cm, i.e. a few 10^{11} s). We do not know whether it is meaningful that two of these stars (N°48 and 213) have relatively large galactic latitudes, and that OH has not been detected in two others (N°8a and 103). Indeed, the distinction between groups B and C is somewhat arbitrary, with no clear boundary and intermediate objects such as N°7a. However, the ratio S_{60}/I_{CO} varies by one order of magnitude for O-rich sources of similar infrared properties.
- D. The group of stars with the 21 μm feature appears also quite homogeneous with respect to the ratio S_{60}/I_{CO} , with quite low values.

On the other hand, Figure 7 shows that, for the other sources of region V, the values of this ratio are spread on a broad range with larger values. With the variety of sources, their number is too small to draw any firm conclusions on the variations of S_{60}/I_{CO} . One can try to model the CO and 60 μm emission of the sources of region V by assuming that they present the ideal characteristics of a pre-planetary nebula: hollow spherical shell with a constant V_e and an r^{-2} density, an infinite external radius and a completely empty central

cavity. However, even with these assumptions the conditions are not met for applying the standard models of Knapp and Morris (1985), or Jura (1987), relating \dot{M} to I_{CO} and to S_{60} : in particular, the kinetic temperature and the CO excitation are changed because the radiation pressure is increased on the grains which stream faster through the gas. More serious, the spatial structure of the dust temperature is completely different from the model of Jura (1987) developed from Sopka et al. (1985), which was devised for a shell without a large central hole, with an r^{-2} density and optically thin to the heating radiation.

A full discussion of the mass loss rates is thus out of the scope of the present paper. However, we will recall the results derived from the infrared emission by Jura's formula for AGB stars, and we give with many caveats the values obtained from the CO intensity by the formula of Knapp and Morris (1985, eq. 5). Scaled to a 30 m telescope, the latter writes (see e.g. Likkell et al., 1991):

$$\dot{M}_{CO}(1-0) = 9.6 \cdot 10^{-9} f_{-4}^{-0.85} D^2 V_e^2 T_{MB}(1-0) M_{\odot}/yr \quad (3)$$

where D and V_e are the distance and the expansion velocity in kpc and km/s respectively, f_{-4} is the abundance of CO with respect to H_2 in units of 10^{-4} . We assume $f_{-4} = 5$ for O-rich stars, and for CSE's with uncertain chemical type, and $f_{-4} = 10$ for carbon stars.

In fact we have measured only the intensity of the 2-1 line. A typical value for the ratio $I(2-1)/I(1-0)$ is 1.5-2 for the few warmer stars studied by Knapp and Morris and other authors in both lines. However, this ratio is larger for the stars of Table 1 whose the 1-0 line has been measured with the 30 m. In Table 5 we give the mass-loss rates calculated assuming the rather arbitrary value $I(2-1)/I(1-0)=2$, which yields from eq.(3):

$$\dot{M}_{CO}(2-1) = 4.8 \cdot 10^{-9} f_{-4}^{-0.85} D^2 V_e^2 T_{MB}(2-1) M_{\odot}/yr \quad (4)$$

which is consistent with eq.(3) of Heske et al. (1990).

In order to derive actual values for the mass loss rates from eqs (3,4) a major difficulty is the determination of the distance. As usual, the simplest way is to assume a given luminosity, that we take as $10^4 L_{\odot}$. The total flux $F_{tot} = L/4\pi D^2$ is deduced from the IRAS flux densities by the procedures discussed in van der Veen and Breukers (1989), van der Veen et al. (1989), Hrivnak et al. (1989), Kwok et al. (1989), and Loup et al. (1991). The explicit values of F_{tot}/F_{IRAS} are given in Table 5 for each source, as well as the corresponding distances. It is clear that the latter are rather uncertain.

We have also quoted in Table 5 estimates of \dot{M} deduced from the IR emission following the general formula of Jura (1986a, b, 1987), in the shape of eq.(1) of Jura and Kleinmann (1989):

$$\dot{M}_{IR} = 1.13 \cdot 10^{-8} V_e D^2 S_{60}(\lambda_{10}/L_4)^{1/2} M_{\odot}/yr \quad (5)$$

where L_4 is the total luminosity in units of $10^4 L_{\odot}$, and λ_{10} is the characteristic wavelength of the radiation which heats the dust in units of 10 μm . We will assume $L_4=1$, and $\lambda_{10}=0.5$,

Table 5 : estimation of mass loss rates

N°	Name	Region	LRS	Chem. type	bol. cor.	ref.	D (kpc)	$\dot{M}_{CO(1-0)}$ $10^{-5}M_{\odot}/yr$	ref.	$\dot{M}_{CO(2-1)}$ $10^{-5}M_{\odot}/yr$	\dot{M}_{IR}
149	RAFGL 2316	IIIa1	42	C	2.0	c	2.6	•	•	0.98	1.7
6	RAFGL 190	IIIb2	21	C	1.2	a	2.3	•	•	2.3	5.7
31	06582+1507	IIIb2	22	C	1.2	c	4.3	•	•	0.76	4.0
85	17583-2201	IIIb2	int	C	1.2	c	4.2	•	•	0.92	6.2
182	RAFGL 2477	IIIb2	21	C	1.2	c	3.2	•	•	4.4	10.0
3a	03313+6058	IIIb2	22	C	1.2	c	4.9	•	•	1.4	4.8
52	RAFGL 1940	IIIa2	28	O	9.7	b	0.50 ^p	•	•	0.0085 ^p	0.11
70	RAFGL 5379	IV	3n	O	1.7	a	0.59	•	•	0.41 ^q	11.0
7a	17443-2949	IV	39	O	1.3	b	5.6	•	•	2.7	22.0
8a	17495-2534	IIIb2	39	O	1.5	b	5.1	•	•	1.8	7.0
103	RAFGL 2143	IIIb2	3n	O	2.1	b	1.9	•	•	0.83	3.0
213	21554+6204	IIIb1	38	O	1.9	a	2.5	•	•	1.2	6.2
33	HD 56126	V	kvh	C	3.2	d	2.4	0.95	2	0.97	
216	HD 235858	V	kvh	C	2.7	d	1.6	0.83	2,7	0.88	
4a	04295+3429	V	kvh	C	2.5	d	4.2	•	•	0.56	
17a	23304+6147	V	kvh	C	2.4	d	4.0	1.3	11	1.8	
13a	20000+3239	V	5n,kvh	C	1.0	c	5.5	•	•	1.2	
177	19454+2920	V	05	C	1.0	c	4.9	1.9	5	1.8	
12a	19480+2504	IV	01	C	1.0	c	5.5	0.76	11	1.5	
18a	23321+6545	V	05	C	1.0	c	5.0	4.1	5	4.0	
15a	23223+4327	V	•	C	2.5	c	5.4	1.4	11	1.8	
11a	HD 331319	V	•	?	2.5	c	4.8	1.8	5	3.2	
181	HD 187885	V	05	?	3.2	d	2.1	0.65	5	0.80	
191	20028+3910	V	50	?	1.0	c	3.3	•	•	2.0	

Col.1-5 : see table A1. Col.6 : bol.cor. = F_{tot}/F_{IRAS} with F_{IRAS} from table A1, and F_{tot} deduced following the references of col.7 : "a" van der Veen and Rugers (1989) from actual 1 - 60 μm photometry "b" applying to S_{12} the bolometric corrections proposed by van der Veen and Breukers (1989) "c" assuming the following value for F_{tot}/F_{IRAS} : 2 for region IIIa1, 1.2 for region IIIb2, 1.0 for region V without visible star, 2.5 for region V where a visible star is reported "d" Kwok, Volk and Hrivnak (1989). Col.8 : distance deduced from $4\pi D^2 F_{tot} = 10^4 L_{\odot}$. Col.9 and 11 : mass loss rate deduced from eqs 3 and 4 assuming $f_{CO} = 10^{-3}$ for C-rich sources and $f_{CO} = 5 \cdot 10^{-4}$ for others. Col.10 : references for $J = 1-0$ CO observations (see tables 2 and 4). Col.12-13 : mass loss rates deduced from infrared observations following Jura and Kleinmann (1989 see eq.(5) of the present paper). Notes : "p" inappropriate if the source is a supergiant "q" extended CO(2-1) source, $\dot{M}_{CO(2-1)}$ should be multiplied by ~ 2 .

0.7 and 1 for sources of region IIIa, IIIb2 and (IIIb1+IV), respectively. We will not try to apply this formula to sources of region V where the conditions of its derivation (see also Sopka et al., 1985) are not met.

Despite the many uncertainties, in particular on the distances, the dust emissivity and the dust-to-gas ratio, it seems that systematically $\dot{M}_{IR} > \dot{M}_{CO}$. However, this difference is less marked than for the very cold OH/IR stars of group B, such as RAFGL 5379 and the stars studied by Heske et al. (1990). This effect could indicate that a recent increase of \dot{M} is also present in other stars than in group B, in particular in the C-rich PPN of region V. But it is not sure that the differences between \dot{M}_{IR} and \dot{M}_{CO} are really meaningful for such sources. Let us stress nevertheless that the absence of identified visible stars associated to strong sources such as 19454, 20028 and 23321 (N° 177, 191 and 229) proves that \dot{M}_{IR} is stronger than in the stars of group D with similar 25/12 μm colors and thus probably not much smaller than $10^{-4} M_{\odot}/yr$, which is again larger than \dot{M}_{CO} .

V. CHARACTERIZATION OF COLD C-RICH ENVELOPES

V.1. Characterization

Let us resume the conclusions of Section II for the different regions of the color-color diagram (except region IIIa2 where no carbon stars are known) :

V.1.1. Region IIIa1 "warm" (IIIa1w) ($S_{25}/S_{12} < 0.93$, $\log(12S_{25}/25S_{12}) < -0.35$)

The LRS class 4n is still the best indicator of C-richness as in region VII. There is only four 4n stars (N°4 (IRC+10011), N° 67, N° 206 and N° 208) with OH emission in this region versus 14 non-OH emitters of class 4n. Carbon stars with LRS types other than 4n appear to be relatively marginal there : there is only two stars in our sample with LRS 21 or 22 : RAFGL 865 (N°24) which is clearly C-rich (Zuckerman and Dyck, 1986b), and N°132 probably C-rich. In addition there are two other stars (N°35 and 199) with featureless spectra (Figure 3) that we have classified 1n, with non-OH detections, and hence probably C-rich. There are also, out of our sample, 3 stars with $\delta < -34^{\circ}$, LRS 21 or 22 and the same flux criteria ; two of them are clearly C-rich. The non detection of OH seems also a good indicator of C-richness (Le Squeren et al., 1991). Accordingly, we consider that all the stars of our sample with an LRS 4n (or 22 or 21) and non detection of OH are almost certainly C-rich in this region, and we tentatively class as C-rich there all the stars of our sample with LRS 4n, but without obvious emission at 18 μm , not searched in OH, and stars with 1n LRS spectra and non detections of OH.

V.1.2. Region IIIa1 "cold" (IIIa1c) and IIIb2.

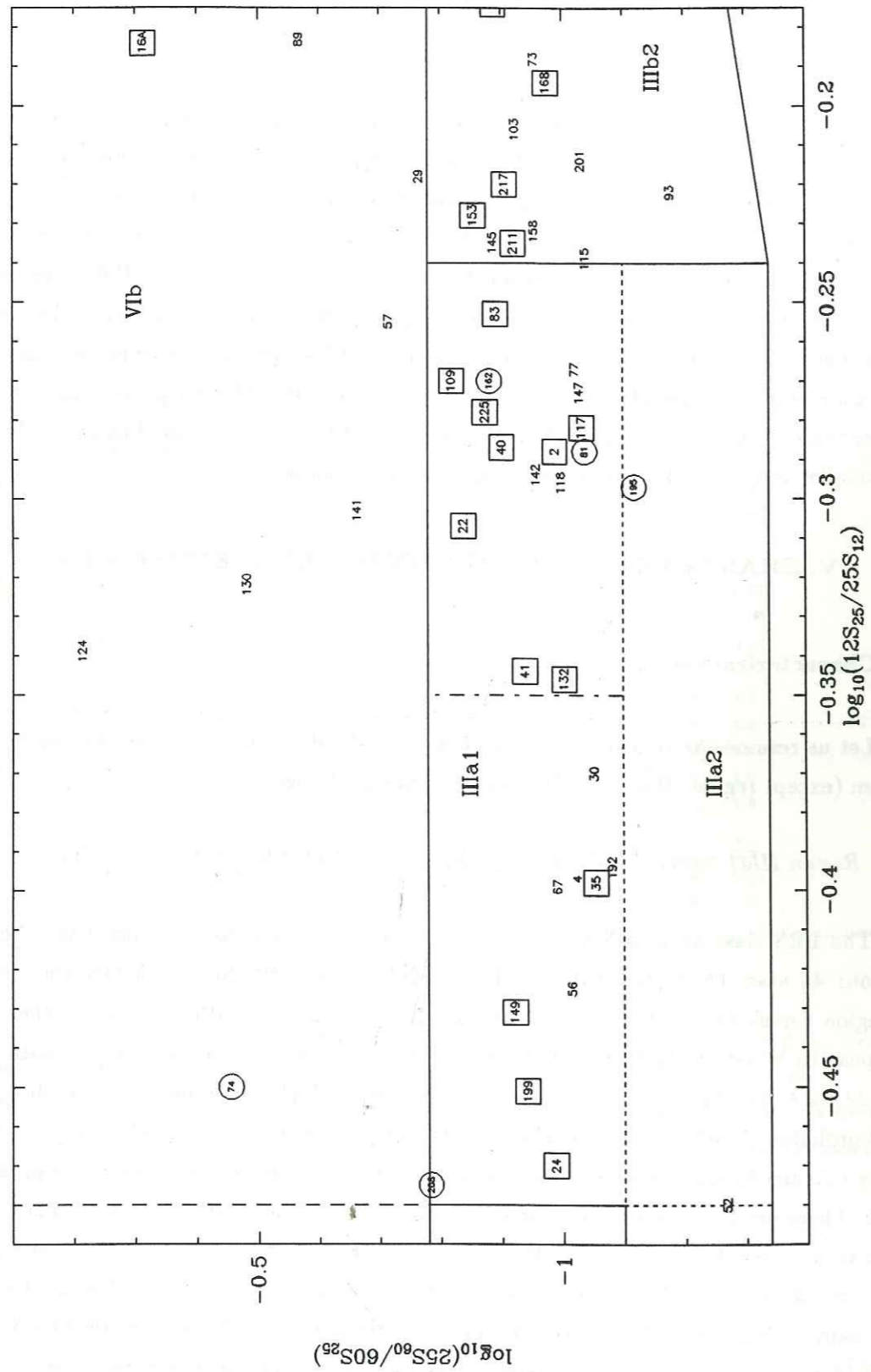


Figure 8 : Positions in the color-color diagram (Figure 1) of sources which are especially discussed in the present paper : LRS spectra of Figures 2-5, CO and HCN observations (Table 2), etc... Open squares : C-rich sources; open hexagon : sources displaying the 21 μm feature, C-rich; open circles : indeterminate chemical type; just a number : O-rich sources.

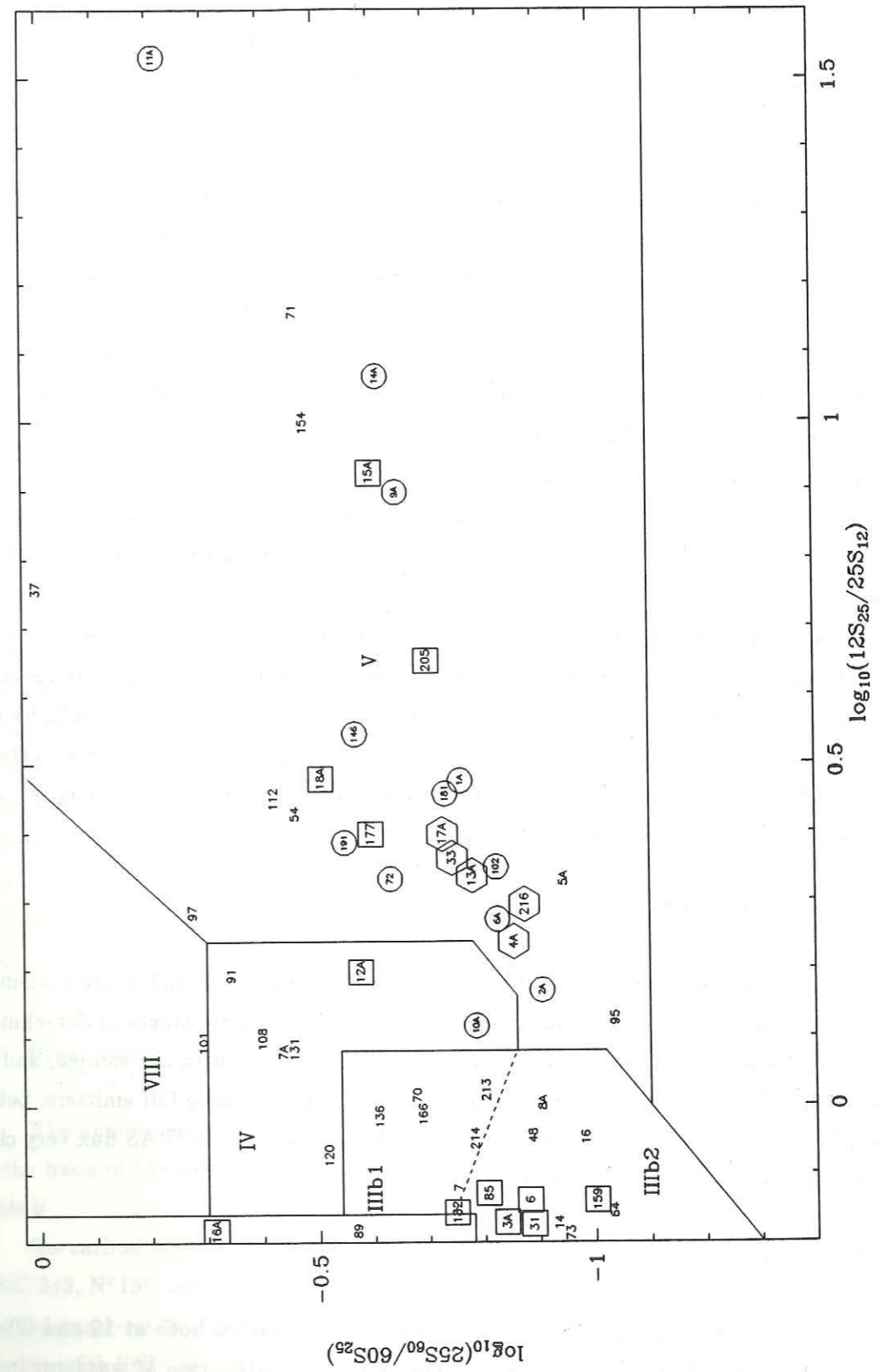


Figure 8 (continued)

The LRS type 4n is no longer characteristic of C-richness. OH and HCN radio observations allow to establish the LRS features which can decide the C-richness in these regions. The non detection of OH with a good sensitivity is a presumption that a 4n star is C-rich. A large HCN/CO intensity ratio is a more positive characterization. From the examples where this ratio is known with a reasonable accuracy (Table 4 and Figure 3) (see also Zuckerman and Dyck, 1986b), one can say that values of the ratios $CO(1-0)/HCN < 5$ or $CO(2-1)/HCN < 12$ (possibly corrected for extended sources) normally prove that the star is C-rich. Notable exceptions are the OH supergiants : e.g. IRC+10420 (region IIIb2) $CO(1-0)/HCN \sim 1.4$, NML Cyg (region IIIa) $CO(1-0)/HCN \sim 1.9$ (Nercessian et al., 1989; Bachiller et al., 1988), as well as OH 231.8+4.2 (region V) $CO(1-0)/HCN \sim 2$ (Morris et al., 1987). Let us note that the expansion velocity of these 3 sources is unusually large, and that the infrared colors of OH 231.8+4.2 (N°37) are absolutely exceptional in our sample.

At least half of 4n sources in these regions are OH emitters. However, it is clear that some 4n objects (e.g. N°22, 41, 81, 217) are still clearly or possibly C-rich from the shape of their LRS spectra (Figure 2) and non detections of OH. It should be important to confirm it by millimeter HCN observations.

The most characteristic LRS spectra of C-rich sources in these regions are types 21, 22, 02 and possibly 12 and 13 (Figure 3). Most non detections of OH among these spectral types are probably C-rich. This is particularly proved for the spectral types 21 and 22 by the HCN observations. In conclusion, the knowledge and the inspection of the LRS spectrum, or sensitive OH observations allow by themselves a tentative discrimination among O- and C-rich sources. Their combination makes this discrimination almost certain.

V.1.3. Regions IIIb1 and IV.

Similar conclusions could apply. The characteristic spectra of C-rich sources seem to be colder featureless spectra class (0n-"int") of envelopes in the early stages of detachment (Loup, 1991). However, C-rich sources seem to be completely absent in our sample, and all the sources display very characteristic silicate absorption and are strong OH emitters. Let us note nevertheless that 19480+2506 (N°12a, LRS 01, Figure 5), with an IRAS flux very close to the lower limit of our sample, is probably C-rich.

V.1.4. Region VI

This region is characterized by relatively strong flux densities both at 12 and 60 μm with respect to 25 μm . The excess at 60 μm implies that the mass loss rate \dot{M} was large in the past and then decreased. However, the relatively small value of the ratio S_{25}/S_{12} probably requires that either \dot{M} is again strong, with thus some kind of a double shell structure, or that the cold photosphere gives a relatively strong contribution through the optically thin envelope. Most LRS spectra of our sample display silicate features either in emission or in

absorption (Figure 4). The only exception is N°74 with a featureless 13 LRS spectrum which could be similar to C-rich spectra (Figure 3).

V.1.5. Region V.

The sources of this region are less homogeneous with a broad variety of objects, probably mostly different types of "PPN". Silicates features are still present in a large proportion of the O-rich sources. Featureless LRS spectra and non detection of OH remain the first signposts of C-richness. However, a few O-rich sources have also featureless LRS spectra.

The reason for the absence of silicate features in those O-rich PPN, as well as the absence of SiC emission in C-rich ones, is not clear. It is not an effect of radiative transfer in such detached envelopes which are optically thin in these features. A possible explanation could be that the emission in the 10 μm range would be dominated by a population of very small grains, efficiently heated by the visible stellar radiation, not displaying the silicate or SiC features.

It is also possible that the conditions for OH emission are no longer met in some O-rich sources (Likkell et al., 1991). HCN observations appear to be the best way, with visible and near infrared spectrometry, to confirm the C-richness. On this basis, the presence of the 21 μm emission feature seems characteristic of C-richness, since the four sources where this feature is reported by Kwok et al. (1989) have a strong HCN emission, and the same authors have identified C_3 bands in two of them. However, there are also C-rich PPN, such as RAFGL 2688 and probably 19454+2920 and 23321+6545 without the 21 μm feature. There are at least two sources (20028+3910 and 19500-1709) with non-OH detection, no or weak HCN, and no 21 μm feature; their status is uncertain : S stars, O-rich envelopes without OH, or C-rich envelopes in which HCN has been destroyed.

V.2. Proportion of C-rich stars in the color-color diagram.

The number and the proportion of stars in the different regions that we have classified on the basis of the preceding criteria as O-rich, C-rich, or of uncertain status, is given in Table 6.

No carbon stars are known in region IIIa2. The totality of the LRS spectra (except MWC 342, N°195, and IRC+20326, N°58) display silicate features. Accordingly, we consider that the quasi-totality of stars in this region are O-rich. They generally display strong silicate emission with little self-absorption; and the colors in this region probably directly reflect the emissivity of silicates in the 18 μm band, and cannot be achieved by the emissivity of C-rich dust. Note that a large proportion of the sources are probably supergiants in this region.

On the other hand, the proportion of C-rich stars is high in region IIIa1 (35%). It is similar in the warm and cold parts of this region. The large number of carbon stars there

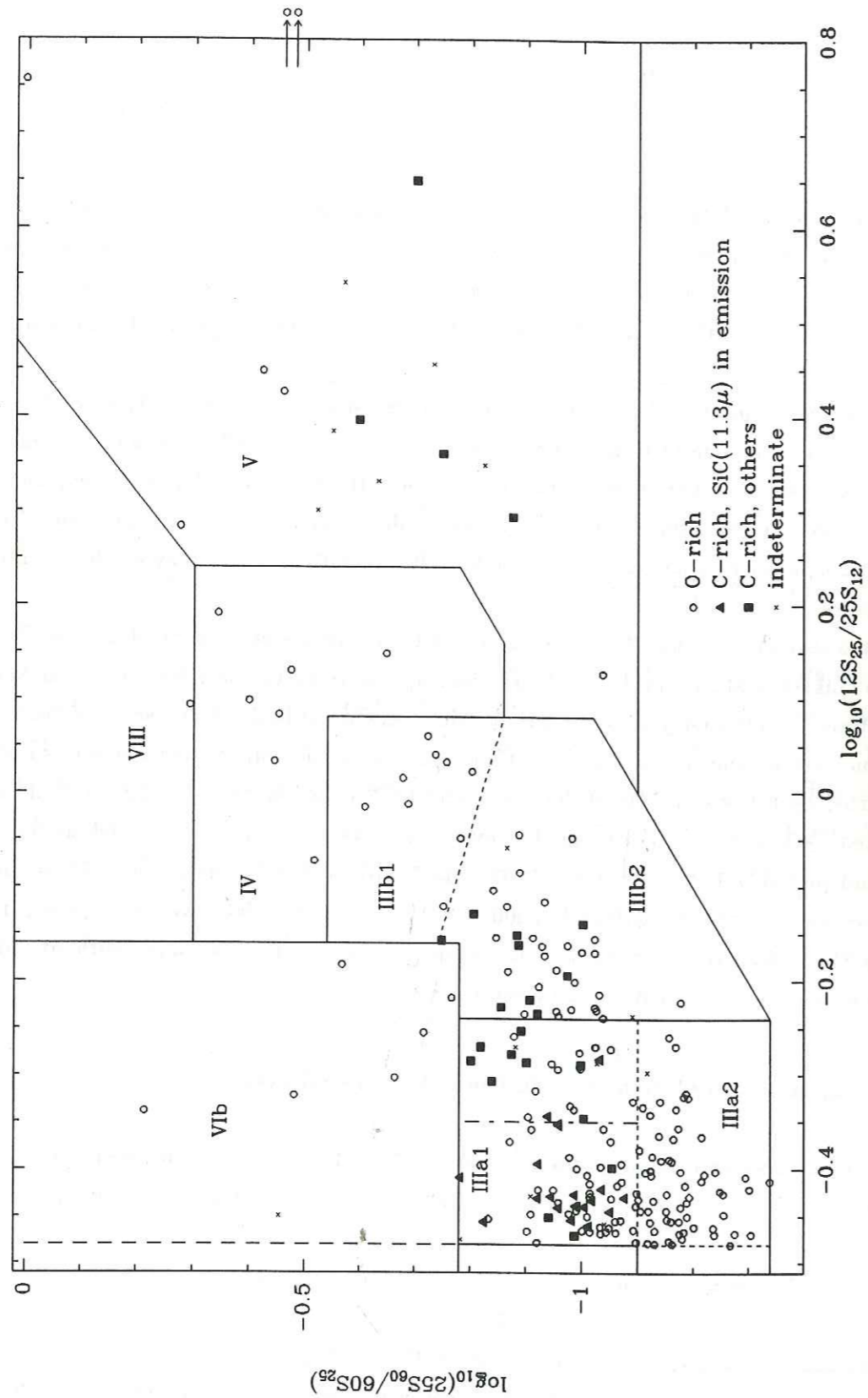


Figure 9 : Distribution of C-rich, O-rich and undeterminate sources in the different regions of the color-color diagram defined in Figure 1. Arrows indicate the location of HD 161796 (N° 71) and AFGL 2343 (N° 154) is outside the figure because they have C_{21} color larger than 0.8.

Table 6

Region	Total	O-rich	C-rich	?	OH/O
IIIa2	61	59	0	2	52%
IIIa1	88	52 (59%)	31 (35%)	5 (6%)	67%
IIIb2	38	27 (71%)	9 (24%)	2 (5%)	77%
IIIb1+IV	17	17	0	0	100%
V	17	7	4	6	(100%)
VIb	7	6	0	1	(25%)
Total	228	168 (74%)	44 (19%)	16 (7%)	68%

Number and proportion of O- and C-rich sources in the different regions of the IRAS color-color diagram (Figure 1) from Table 2. The last column indicates the rate of OH detections among the sources classified as O-rich where OH was searched.

appears as a natural extension of region VII where most carbon stars reside. However, O-rich stars are more numerous than C-rich ones in region IIIa1, while they represent only perhaps $\sim 1/3$ of all stars in region VII (Thronson et al., 1987). O-rich stars display quite various LRS types in region IIIa1 (2n, 31, 32, 4n), probably because of different amounts of silicate self-absorption, and possibly because of variations in the emissivity of O-rich dust and in the structure of the envelope.

The sequence of C-rich stars seems to extend horizontally into region IIIb2, where the proportion of C-rich stars is still important (24%), albeit smaller than in region IIIa1. However, this proportion in region IIIb2 is not significantly different from that (20%) in the totality of regions IIIa1 + IIIa2, or in our whole sample (19%).

Statistical conclusions are more fragile in the other regions because of the small number of objects involved. However, the proportion of C-rich sources is definitely quite small in regions IIIb1 + IV, although it is impossible to ascribe a value (probably smaller than 10%).

The proportion is clearly larger in region V, where the small number of sources and the relatively large proportion of them with unclear status again make this value uncertain. However, the additional identifications of likely C-rich PPN among objects of smaller IRAS fluxes (Table A2 and Section 4), and the uncertain nature of several border line OH emitters of region V could indicate that the proportion of C-rich PPN could be as high as one half as for PN (see e.g. Pottasch, 1990).

In conclusion, the overall proportion of cold C-rich AGB stars of our sample is about 20%. This proportion is not significantly different from that of warmer AGB stars with LRS or visible spectra of regions II, IIIa3, VII and VI (see Thronson et al., 1987; Zuckerman, 1987; Zuckerman and Madalena, 1989; Chan and Kwok, 1990; Willems and de Jong, 1986, 1988; de Jong, 1989, 1990). C-rich stars are practically absent from region IIIa2, and their proportion is quite small in the region of very cold OH/IR stars (IIIb1 + IV). However, the latter conclusion should be confirmed by an analysis of a larger number of sources. The number of C-rich PPN (region V) is large and not incompatible with the 50% proportion of C-rich PN; but a larger sample is also required to confirm this conclusion. It should also be kept in mind that our sample was selected only on the basis of IRAS colors and total fluxes. It is thus not homogeneous as concerns for instance bolometric fluxes. In addition, it contains a certain proportion of supergiants in some regions (mainly IIIa2 and also IIIa1, Table 1).

VI. CONCLUSIONS

As concerns our main goal, the identification of C-rich sources among very cold CSE's, the situation is substantially different for AGB regular envelopes (regions III and IV), and for transition post-AGB objects with variable mass loss (regions V and VIb). While for the former ones, characteristic LRS spectra often allow a clear and simple C/O discrimination, in most cases, further studies are necessary to fully characterize stars of the latter groups.

VI.1. Late AGB regular CSE's

There is a clear continuation of the sequence of C-rich stars from region VII, through region IIIa1 to the left part of region IIIb2. The 12/25 μm and 25/60 μm infrared colors are reasonably well explained by a nearly constant mass loss rate (larger for envelopes with a colder 12/25 μm color), or rather slowly increasing with time, with a sharp acceleration at the very end of the AGB, as confirmed on average by examination of the 60/100 μm ratio (Loup, 1991). When moving away from region VII, the 11.3 μm SiC feature progressively damps because of saturation and of self-absorption (see e.g. Chan and Kwok, 1990). However, contrary to the silicate 10 μm band, it never displays a deep absorption; the main reason is probably its weaker strength compared to the continuum. Because, precisely, the silicate feature is nearly always prominent in O-rich sources, the LRS spectra clearly discriminate C-rich objects versus O-rich ones in most of these regions: the SiC 11.3 μm feature is still present (4n spectra) in the vicinity of region VII. However, the C-rich spectra become nearly featureless and relatively flat in colder sources near the border line of region IIIa and IIIb ($F_{25}/F_{12} \gtrsim 1$); and we have proved that such spectra, mostly classified as 21, 22 or 02 in the LRS atlas (Figure 3), are the most characteristic spectra of C-rich CSE's in this area.

In the intermediate zone where self-absorption in the 10 μm band is confusing, complementary inspection of the 18 μm range is often enough to discriminate the C/O character. However, for a number of sources (rows IV-V of Figure 2 and III-IV of Figure 3), OH or HCN are really necessary for this purpose.

LRS spectra by themselves thus allow a good statistical discrimination, providing the signal to noise ratio is reasonably good, such as found with relatively strong sources even in most of the unpublished data of the LRS data base. We will use such a data base in a forthcoming paper, to discuss galactic distributions of very cold C-rich CSE's, in order to extend to the very end of the AGB evolution of carbon stars, previous discussions (see e.g. Jura, 1990, 1991a) on their proportion versus galactic radius, initial mass, etc..

However, it should be stressed that, at the present stage, this classification scheme from LRS spectra is unable to identify S stars with cold CSE's. This is not surprising since warmer S CSE's are known to present mostly featureless spectra or weak silicate features.

We can thus expect that cold S CSE's, which could be as many as 30% of C-rich ones (see e.g. Jura, 1986b ; de Jong, 1989, 1990), are distributed among those featureless or with weak silicate or SiC features, with no or weak OH maser emission.

The classical formulae inferring the mass loss rate \dot{M} from the CO or 60 μm emission yield values in the range $10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$, with a general trend $\dot{M}_{\text{IR}} > \dot{M}_{\text{CO}}$. The acceleration of \dot{M} at the end of the AGB seems thus to confirm. However, the most extreme carbon stars do not present values of $\dot{M}_{\text{IR}}/\dot{M}_{\text{CO}}$ as large as the extreme OH/IR stars (Heske et al., 1990).

VI.2. Multi and detached shells and post-AGB objects.

The characterization of the sources of regions V and VIb is less obvious. They correspond indeed to a variety of objects in which the mass loss rate has strongly varied. Some of these sources, close to the border line of regions V and IV, have still strong silicate features. They could rapidly evolve into those planetary nebulae with strong silicate features and OH emission such as Vy2-2 or IRAS 17347-3119 (Zijlstra et al., 1989). However, most of the clearly detached shells of the post-AGB objects of region V where the mass loss has almost stopped, display a nearly featureless LRS spectrum. Two of them at least, HD161796 and OH 17.7-2.0 are known as O-rich with OH emission. They could be related to a few others displaying a weak 10 μm absorption. Among the other featureless spectra, some sources have a strong HCN emission and are clearly C-rich, others, without OH and HCN, are of uncertain status. On the other hand, the sources with the 21 μm feature are clearly C-rich. Finally, the few objects with emission lines are also of uncertain nature. There is only one in our sample, N°102, without molecular detection ; but CO has been detected in several ones in the southern sky (Loup et al., 1990).

It is clear that the small number of objects of our sample in region V, together with their variety and the difficulty of the C/O discrimination, does not allow any clear statistical conclusion. However, it is possible that the proportion of such C-rich objects is comparable to that of C-rich planetary nebulae ($\sim 50\%$, see e.g. Pottasch, 1990). Further studies are obviously highly desirable on all possible objects of this region, to draw firmer conclusions on a larger sample.

The same statement applies to region VIb which contains double shell objects, quite important to understand the variations of the mass loss rate. The dust of the inner shell appears mostly O-rich in the sources of our sample. They are thus not good candidates for the transitory objects having recently changed from O- to C-richness of the model of Willems and de Jong (1986, 1988, see also de Jong 1989, 1990). However, studies of a larger sample is again necessary to draw any definite conclusion.

In a forthcoming paper, we will extend our study to a larger sample of almost 1000 IRAS sources. The criteria discussed in the present paper will allow the discrimination of

the C/O character of most these objects. The larger size of the sample will allow to discuss the galactic distributions of very cold circumstellar envelopes of various natures and to draw further conclusions on their evolution.

Pursuing the modelling and the observations of the envelopes of these sources is also very important to infer draw conclusions on the history of their mass loss rate and the evolution in the very last stages of the AGB.

Acknowledgements

We thank Drs J.L. Caswell, M. Dennefeld, R.F. Haynes, A.M. Le Squeren and R.P. Norris for the use of the data of OH surveys before publication. We are grateful to Dr M. Morris for helpful comments and to P. Ferruit for the extraction of the 55 LRS spectra from the LRS data bank. We thank Mrs M.C. Pantalacci and C. Douillet for typing and editing the manuscript and Mrs A. Placenti for the composition of Figures 2-5.

Appendix A

Table A1 : Master list of the main sample

Col.1 : Number. A point preceding the number indicates that the source was observed in millimeter lines in the present study.

Col.2 : IRAS-PSC (1985) name. Note that the 5th digit can differ by one unit from the IRAS-LRS atlas (1986) name.

Col.3 and 4 : 25/12 μm and 60/25 μm indices : $C_{21} = \log(12S_{25}/25S_{12})$, $C_{32} = \log(25S_{60}/60S_{25})$.

Col.5 : IRAS total flux (Eqs 1-2) in unit of L_{\odot} at 1 kpc.

Col.6 : Variability index from the IRAS-PSC catalogue (1985).

Col.7 : Region of the IRAS color-color diagram (Figure 1).

Col.8 : OH maser detection ("+" detected with circumstellar characteristics; "-" undetected or interstellar characteristics; "." not searched).

Col.9 : References for OH maser observations : t catalogue of OH/IR stars by te Lintel-Hekkert et al., 1989; D , B , P observations at Dwingeloo, Bonn-Effelsberg and Parkes respectively in te Lintel-Hekkert et al., 1991a; n , N , and N' observations at Nancay : n Sivagnanam et al. 1990, N Le Squeren et al. 1991, N' te Lintel-Hekkert et al. 1991b; L Likkell, 1990; W catalogue of observations of stellar masers by Benson et al., 1990.

Col.10 : LRS spectral class, from the IRAS-LRS atlas (1986) when available; otherwise from the IRAS-LRS database, without determination of the subclass (Appendix B). Most sources classified as 5n would have appeared as 50 or 05 in the LRS atlas. Spectra quoted as 4no are 4n spectra with 18 μm silicate emission (Figure 2, rows II and III). "kvh" indicates the presence of the 21 μm emission (Kwok, Volk, and Hrivnak, 1989) (Figure 5, row II). "int" denotes intermediate spectra with a maximum in the middle of the LRS range (Figure 5, row I), probably characteristic of the very early stages of the detachment of PPN envelopes (Loup, 1991).

Col.11 : Proposed chemical type.

Col.12 : CO (1st position) and HCN (2nd position) detections (see e.g. the catalogue by Loup et al., 1991). A circle around the cross indicates a new detection of the present paper (Table 2).

Col.13 : (i) H_2O masers detections (+) or non-detections (-) from the catalogue of Comoretto et al., 1990. (ii) Most usual name(s) : T=IRC from the *Two Micron Sky Survey* (Neugebauer and Leighton, 1969); GL=RAFGL catalogue (Price and Murdock, 1983); SAO=SAO catalogue; V=*General Catalogue of Variable Stars* (Kholopov, 1985, 1987); DO=Deaborn catalogue. (iii) [] visible spectral types mostly from the IRAS-PSC catalogue (1985). (iv) $\zeta 44$ autoclass from the autclassification of LRS spectra by Cheeseman et al., 1989, for objects of autoclass $\zeta 44$. (v) Sources marked with a * present a special interest and deserve further

peculiar studies. They include :

- double shell envelope of region VIb : N° 29, 57, 74, 89, 124, 130, 141, 16a.
- 21 μm sources (kvh spectra) : N° 33, 216, 4a, 17a, and possibly 13a.
- "int" spectra : N° 85, 136, 159, 179 (Figure 5), 10a.
- 4n OH emitters without 18 μm feature (Le Squeren et al., 1991) : N° 67, 142.
- N° 8a with a very strong silicate absorption and no OH emission.
- OH + HCN emitters : N° 208.
- The peculiar OH spectrum 17376-3021 (N° 68) (te Lintel-Hekkert et al., 1991a).
- Sources associated with visible stars : Be (N° 24b, 26, 30, 102, 109, 195) or others (N° 36, 38, 5a, 11a, 15a).
- Peculiar objects of region V : 17441-2411 (GL2385, N°72), which displays extended CO emission; 18095+2704 (N°95) with a very strong silicate absorption and a very strong 25 μm excess (Volk and Kwok, 1988).

Table A2 : Additional sources

mostly C-rich PPN candidates, or/and for CO/HCN observations. They have smaller IRAS fluxes than in the main sample of Table A1 : $F_{IRAS} < 400 L_{\odot}$ at 1 kpc. Same column contents as in Table A1.

Table A1 continued

n°	IRAS name	C ₂₁	C ₃₂	FIRAS	Var.	region	OH	ref.	LRS	chem.	CO	H ₂ O	remarks
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	type	type	HCN	(13)	(14)
●191	20028 + 3910	+0.38	-0.55	1.0e3	5	V	-	LN'	50	?	+	-	
192	20077 - 0625	-0.39	-1.07	1.2e4	60	IIIa1	+	PNt	23	O	++	-	T-10529
193	20171 + 3519	-0.44	-0.99	5.4e2	99	IIIa1	-	B	42	C	
194	20194 + 3646	-0.46	-1.06	3.0e3	24	IIIa1	-	N'a	29	O	...	-	BI Cyg, T, DO, [M4]
195	20212 + 3920	-0.30	-1.12	4.6e2	0	IIIa2	-	D	1n	?	MWC342, [Be] *
196	20215 + 3205	-0.34	-1.17	4.1e2	99	IIIa2	+	aN	27	O	...	-	
197	20234 - 1357	-0.34	-0.99	4.5e2	99	IIIa1	+	PN	27	O	+	.	OH30.7
198	20267 + 2105	-0.32	-0.92	6.0e2	99	IIIa1	+	aN	24	O	+	-	OH63.3
199	20369 + 5131	-0.45	-0.94	5.5e2	43	IIIa1	-	N'	1n	C	
200	20403 + 3700	-0.47	-1.04	5.6e2	99	IIIa1	+	N'	26	O	
201	20491 + 4236	-0.21	-1.03	5.8e2	99	IIIb2	+	Nt	43o?	O	...	+	
202	20532 + 5554	-0.44	-1.00	5.3e2	99	IIIa1	-	N'	42	C	++	.	
203	20547 + 0247	-0.45	-0.91	4.1e2	75	IIIa1	+	n	32	O	...	+	U Equ
204	20549 + 5245	-0.42	-0.92	6.0e2	13	IIIa1	+	n	27	O	
205	21003 + 3629	(+0.65)	(-0.70)			V	-	W	5n	C	++	-	GL2688, Egg Neb.
206	21027 + 5309	-0.46	-1.04	5.6e2	96	IIIa1	+	D	44	?	GL2699
207	21147 + 5110	-0.45	-0.98	5.9e2	87	IIIa1	-	D	42	C	+	.	
208	21223 + 5114	-0.48	-0.78	6.3e2	81	IIIa1	+	a	42	?	++	.	*
209	21245 + 6221	-0.44	-1.12	7.0e2	1	IIIa2	+	a	29	O	...	-	SW Cep, T, DO, [MI]
210	21305 + 2118	-0.32	-1.19	5.0e2	99	IIIa2	-	a	26	O	
211	21318 + 5631	-0.24	-0.92	2.7e3	36	IIIb2	-	BN	21	C	++	-	ζ44
212	21489 + 5301	-0.39	-0.92	1.0e3	99	IIIa1	-	N	42	C	++	.	
●213	21554 + 6204	+0.02	-0.80	8.6e2	14	IIIb1	+	N'	38	O	+	-	
214	22177 + 5936	-0.05	-0.78	1.6e3	82	IIIb1	+	BNt	38	O	+	+	OH104.9
215	22212 + 5542	-0.35	-0.90	9.4e2	1	IIIa1	-	DNW	26	O	...	-	RW Cep, T, DO, SAO, [KI]
●216	22272 + 5435	+0.29	-0.88	1.4e3	3	V	-	B	72-kvh	C	++	-	SAO34504, HD235858, [GI] *
217	22303 + 5950	-0.22	-0.91	5.8e2	19	IIIb2	-	N	41	C	++	.	ζ44
218	22345 + 5809	-0.46	-1.24	1.1e3	8	IIIa2	-	W	29	O	...	-	W Cep, T, SAO, [KI]
219	22480 + 6002	-0.23	-1.02	1.5e3	13	IIIb2	-	DN	69	O	T+60370, [KI]
220	22512 + 6100	-0.39	-1.13	1.0e3	26	IIIa2	-	N	28	O	T+60374, DO, [S]
221	22525 + 6033	-0.40	-1.12	1.0e3	3	IIIa2	+	nW	24	O	...	+	MY Cep, T, [M7I]
222	22546 + 6115	-0.44	-1.10	4.1e2	21	IIIa1	-	N'W	27	O	...	-	T+60377, V, [M3]
223	22556 + 5833	-0.37	-1.22	1.8e3	16	IIIa2	+	t	29	O	+	.	GL2999, V627 Cas
224	23000 + 5932	-0.48	-1.12	4.9e2	4	IIIa2	-	N'	28	O	AS Cep, T, [M3]
225	23166 + 1655	-0.28	-0.87	7.2e3	4	IIIa1	-	aN	02	C	++	.	GL3068, ζ44
226	23257 + 1038	-0.45	-1.05	1.7e3	1	IIIa1	-	P	4n	C	++	.	GL3099
227	23278 + 6000	-0.45	-0.98	9.2e2	13	IIIa1	.	.	2n	O	...	-	T+60409
228	23281 + 5741	-0.40	-1.12	7.7e2	0	IIIa2	-	W	29	O	...	-	V358 Cas, T, [M3I]
230	23416 + 6130	-0.29	-1.00	3.7e3	15	IIIa1	+	DNt	69	O	...	+	PZ Cas, T, DO, [MI]
231	23425 + 4338	-0.44	-1.15	6.5e2	34	IIIa2	-	W	26	O	...	+	EY And, T
232	23496 + 6131	-0.48	-1.13	3.3e3	25	IIIa2	+	t	27	O	+	+	T+60427, V

Table A2

n°	IRAS name	C ₂₁	C ₃₂	FIRAS	Var.	region	OH	ref.	LRS	chem.	CO	H ₂ O	remarks
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	type	type	HCN	(13)	(14)
● 1a	01005 + 7910	+0.47	-0.76	1.0e2	15	V	-	BL	5n?	?	
● 2a	02143 + 5852	+0.17	-0.91	9.4e1	94	V	-	N'	?	?	
● 3a	03313 + 6058	-0.17	-0.84	3.4e2	50	IIIb2	-	DN	22	C	⊕⊕	.	
● 4a	04296 + 3429	+0.24	-0.86	2.3e2	11	V	-	B	kvh	C	⊕⊕	.	
● 5a	07331 + 0021	+0.33	-0.95	3.1e2	17	V	+	B	6n	O	AI CMi [GI]
● 6a	07430 + 1115	+0.27	-0.83	1.4e2	9	V	-	B	5n?	?	
● 7a	17443 - 2949	+0.08	-0.44	2.5e2	51	IV	+	W	39	O	⊕.	.	
● 8a	17495 - 2534	+0.00	-0.91	3.8e2	99	IIIb2	-	P	39	O	⊕.	.	
● 9a	19306 + 1407	+0.90	-0.65	2.2e2	18	V	-	LW	5n	?	...	-	
●10a	19386 + 0155	+0.12	-0.79	2.7e2	7	IV	-	N'	5n-int?	?	
●11a	19475 + 3119	+1.53	-0.21	1.7e2	7	V	-	N'L	.	?	+	.	HD331319 [FI]
●12a	19480 + 2504	+0.20	-0.58	3.7e2	7	IV	-	aN'L	01-int	C	⊕⊕	-	*
●13a	20000 + 3239	+0.36	-0.75	3.2e2	11	V	.	.	5n-kvh?	C	⊕⊕	.	
●14a	22023 + 5249	+1.07	-0.61	8.9e1	38	V	.	.	5n?	?	
●15a	22223 + 4327	+0.93	-0.60	1.4e2	0	V	-	L	?	C	⊕⊕	.	DO41288
●16a	23268 + 6854	-0.18	-0.31	3.3e2	4	VIb	-	W	13	C?	⊕.	-	
●17a	23304 + 6147	+0.40	-0.73	2.6e2	8	V	-	BL	kvh	C	⊕⊕	.	
●18a	23321 + 6545	+0.48	-0.51	3.9e2	0	V	-	LW	05	C	⊕⊕	-	

Appendix B : Extraction of spectra from the IRAS LRS data base

The IRAS Low Resolution Spectrometer covered the $7.5 - 23 \mu m$ spectral range and was operated during the entire survey, providing spectra of bright enough point sources (IRAS Explanatory Supplement, 1985). Spectra were extracted out of the continuous data stream, and stored in the LRS data base, whenever a source with a signal to noise ratio greater than 25 crossed the LRS aperture. The IRAS LRS atlas (1986) only contains 5425 sources, a small subset of the ~ 50000 sources in the database. They were selected for maximum reliability, amongst bright sources with several consistent spectra. Many rejected spectra are just too noisy to be useful, or hopelessly affected by confusion, but the database also contains many perfectly useable spectra, as shown by Volk and Cohen (1989) for the brighter rejected sources. The reason for rejection was then poor consistency between successive viewings of the sources, due to cosmic ray spikes, conflicting calibration. These spectra should be considered with some caution and inspected individually, but the shape information is almost always reliable. In some cases, it is hard to understand why the source was excluded in the first place.

As characteristic features very often allow to discriminate between C-rich and O-rich dust, we systematically extracted spectra from the database for the 62 sources in Tables A1 and A2 which are not listed in the LRS atlas (most of those of Table A1 were published by Volk and Cohen, 1989). The spectra were extracted with the WEI package distributed together with the database by the Gröningeh Space Research Laboratory, and output in FITS format. They were then individually inspected before accepted spectra were averaged together. Finally, the spectra were recalibrated to match the $12 \mu m$ flux in the point source catalogue : the spectral response of the $12 \mu m$ band (Explanatory Supplement, page II-17) was used to compute an equivalent PSC flux from the LRS spectrum, and the scale of the LRS was then modified to ensure agreement with the published PSC flux. On the contrary, the calibration of the published LRS atlas is only consistent with the PSC in a statistical sense, not on a source by source basis. We nonetheless chose to force agreement because some sources had very large discrepancies. They are presumably due to uncertain cross scan correction factors for these rejected sources, and we felt the PSC flux was much better determined. Accordingly, the calibration of the spectra we present can differ by as much as 30% from that of Volk and Cohen (1989) and Kwok, Volk and Hrivnak (1989). Useful spectra could be derived for 44 sources of Table A1 and 9 of Table A2 (Ferruit, 1990). For only 6 objects in our main sample (Table A1), does the information in the database appear useless. The corresponding classes are given in Tables A1 and A2 (because of the doubtful data quality, we have not tried to derive subclasses). 13 spectra which are important for our classification discussion are shown in figures 2-5.

CHAPITRE 2**OBSERVATIONS DE LA MOLÉCULE CO****DANS DES ENVELOPPES CIRCUMSTELLAIRES TRÈS FROIDES****ET DANS DES PRÉ-NÉBULEUSES PLANÉTAIRES****DE L'HÉMISPHERE SUD**

CONTEXTE GÉNÉRAL

La courte phase de transition reliant les étoiles de la branche asymptotique des géantes (AGB en anglais) aux nébuleuses planétaires est à l'heure actuelle l'un des problèmes favoris des amateurs d'étoiles évoluées. Les sources se trouvant à ce stade d'évolution sont généralement appelées "proto- ou pré-nébuleuses planétaires" (PPN en anglais). Lorsque la perte de masse se produisant sur la séquence AGB a épuisé l'enveloppe stellaire, la perte de masse s'arrête, ou plutôt diminue abruptement. Il reste alors deux composantes : le cœur compact qui se contracte rapidement sur lui-même, et l'ancienne enveloppe circumstellaire qui continue à s'éloigner du reste de l'étoile centrale. Dans les quelques centaines ou milliers d'années qui suivent, la température de l'étoile augmente considérablement à luminosité constante, tandis que la matière de l'enveloppe circumstellaire s'éloigne et se refroidit (voir aussi chapitre 7 pour plus de précisions). Le passage au stade de nébuleuse planétaire est marqué par l'apparition de la région ionisée et se produit lorsque la température de l'étoile atteint environ 30 000 K (voir par exemple Iben et Renzini, 1983 ; Schönberner, 1983).

Le scénario rapidement décrit ci-dessus était initialement théorique. Il manquait néanmoins de preuves observationnelles, d'où l'engouement actuel pour la recherche de PPN. L'identification de tels objets est assez difficile, pour plusieurs raisons. Une première raison évidente est leur rareté, due à leur très faible temps de vie. Il y a essentiellement deux critères de sélection des candidates PPN. La première est basée sur les couleurs IRAS ; les poussières de l'enveloppe doivent avoir une température comprise grossièrement (et en moyenne) entre ~ 300 et 100 K, ce qui placent ces sources principalement dans la région V du diagramme de couleur IRAS (figure 1). La seconde est basée sur le type spectral de l'étoile centrale qui doit être intermédiaire entre celui d'une étoile AGB et celui d'une nébuleuse planétaire (voir par exemple Parthasarathy et Pottasch, 1986 ; Volk et Kwok, 1988). Le premier critère de sélection est absolument fondamental. Le second ne peut se passer du premier, et n'est applicable que si l'enveloppe circumstellaire n'est pas trop optiquement épaisse.

La sélection par les couleurs IRAS constitue un excellent point de départ, mais n'est pas suffisante en général pour affirmer que la source choisie est une PPN. Elle doit être complétée par des observations optiques ou/et des observations radio. En particulier, l'observation des transitions rotationnelles de la molécule CO confirment la présence d'une enveloppe circumstellaire en expansion. Avant cette étude, il y avait environ une quinzaine de PPN dont l'émission de CO avaient été détectée (Arquilla et al., 1986 ; Zuckerman and Dyck, 1986b ; Zuckerman et al., 1986 ; Likkell et al., 1987 ; Knapp et al., 1989) Nous en ajouterons huit à la liste. Les observations optiques et radio de candidates PPN sélectionnées sur leurs couleurs infrarouges montrent que se trouve presque systématiquement parmi elles un objet "bizarre", souvent des systèmes binaires ou/et des sources ayant des flots bipolaires. Nous n'échapperons pas à cette règle.

ÉPILOGUE

La source à très grande vitesse d'expansion, HD 101584, a été réobservée à peine deux mois plus tard, toujours dans la transition CO(1-0) et avec le télescope du SEST, par une équipe de hollandais. Trams et al. (1990) présentent aussi des observations spectroscopiques dans le domaine visible et des observations photométriques dans l'infrarouge (jusqu'à $20 \mu m$). D'après leurs observations, HD 101584 aurait une perte de masse extrêmement variable et serait à l'heure actuelle dans une phase de forte perte de masse. Les observations optiques montrent que la perte de masse actuelle respecte à peu près la symétrie sphérique, mais les observations infrarouges montrent que la matière est probablement répartie sur un disque à grande distance de l'étoile. Ils concluent que HD 101584 est une étoile post-AGB, et que les variations de la vitesse radiale d'abord observées par Humphreys (1976) seraient plutôt dues aux variations de la perte de masse qu'à un système binaire.

La jeune nébuleuse planétaire compacte IRAS 07027-7934 a été réobservée au SEST dans le cadre d'un grand projet de survey des étoiles à enveloppe circumstellaire situées dans l'hémisphère sud (Nyman et al., 1991). Zijlstra et al. (1991) ont utilisé cette observation, en association avec des observations du maser OH à 1612 MHz. Le plus surprenant est que cette dernière transition est effectivement détectée. Ceci montrerait que l'extérieur de l'enveloppe circumstellaire est riche en oxygène, alors que la présence des bandes d'émission des PAHs dans le spectre LRS montre que la région interne à la lisière de la région ionisée, ou englobant la région ionisée, est riche en carbone. Ils concluent que cette étoile était initialement une étoile OH/IR puis s'est transformée en une étoile carbonée dans les 500 dernières années. La cohabitation de la molécule OH et de PAHs dans 07027-7934 n'est pas un cas unique. Elle était déjà connue dans la nébuleuse planétaire NGC 6302 (Zuckerman and Aller, 1986 ; Payne et al., 1988 ; Zijlstra et al., 1989 ; de Muizon et al., 1990). Pour cette dernière, il ne semble pas y avoir de distinction géométrique entre une zone riche en carbone et une zone riche en oxygène puisque le rapport C/O est de seulement 0.2 et a été déterminé par les intensités de raies optiques et ultra-violette. Par conséquent, l'explication de Zijlstra et al. (1991) ne peut s'appliquer à NGC 6302 et pourrait être remise en cause. Des études ultérieures sur les processus de formation et de destruction des PAHs, en particulier dans la région ionisée, permettront peut-être de répondre.

CHAPITRE 3

OBSERVATIONS MILLIMÉTRIQUES DES MOLÉCULES CO ET HCN

UN CATALOGUE - TAUX DE PERTE DE MASSES ET DISTRIBUTIONS

CO AND HCN OBSERVATIONS IN CIRCUMSTELLAR ENVELOPES
A CATALOGUE – MASS LOSS RATES AND DISTRIBUTIONS

C.Loup¹, T.Forveille¹, A.Omont^{1,2}, J.F.Paul¹.

¹ Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier F-38041 Grenoble-Cedex,

² Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis bd Arago, 75 014 Paris

Keywords : catalogues – millimeter lines – stars : circumstellar matter – stars : evolution
of – stars : mass loss – infrared radiation

ABSTRACT

We have searched the literature for all observations of the $^{12}\text{CO}(1-0)$, $^{12}\text{CO}(2-1)$, and $\text{HCN}(1-0)$ lines in circumstellar envelopes of late type stars published between January 1985 and August 1991. We list 1191 observations. The CO-HCN sample now contains 384 sources. 159 are oxygen-rich, 177 are carbon-rich, and there are 9 S stars. About 80% of sample sources are AGB stars, and 15% are post-AGB objects or planetary nebulae. Besides results of millimeter observations, we also list identifications, coordinates, IRAS observations, chemical and spectral type for every source. Restricted to AGB stars, we have estimated bolometric fluxes and distances for 297 sources, and CO mass loss rates for 279 sources, taking into account the influence of the CO photodissociation radius.

I. INTRODUCTION

Molecular line emission of late type stars, first detected by Solomon et al. (1971) in IRC+10216, has now been found in hundreds of sources and many molecules are now detected besides CO. Most of these however are only found in a few prominent sources, notably IRC+10216. CO and HCN on the other hand are readily detected. Observations are listed in many papers and it is therefore difficult to establish whether a given star has been detected in these lines. We originally compiled this catalog as an aid to our observational programs and assume it will be useful to others as well. We have searched the literature for all observations of the $^{12}\text{CO}(1-0)$, $^{12}\text{CO}(2-1)$ and $\text{HCN}(1-0)$ lines in circumstellar envelopes of late type stars published from 1985 through August 1991. Older observations are usually of inferior quality and have normally been repeated with improved sensitivity. The search is complete between these dates for the *Astrophysical Journal* (20 references) and *Astronomy and Astrophysics* (44 references) where most papers in the field are published. We also include a few papers in the *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (2 ref.), the *Astronomical Journal* (1 ref.), and *Nature* (1 ref.), as well as 3 preprints, but the search through these journals was not systematic.

The main body of the catalog consists of four tables, presented in Section II. Table 1 gives several alternate source names and the position. Table 2 contains the spectral information : IRAS data, an estimate of the distance and bolometric flux, the chemical and spectral type. Millimeter observations are presented in table 3 and the list of observational references is given in table 4. We list a total of 1191 individual observations for 384 detected or tentatively detected sources. 159 are oxygen-rich, and 177 are carbon-rich. About 80% of sources are on the asymptotic giant branch (AGB); the others are more often planetary nebulae (PN) or post-AGB candidates (PPN), or very peculiar objects such as the Red Rectangle.

In section III, we describe our estimates of bolometric fluxes and distances. Those estimates are limited to AGB stars. Section IV is devoted to the calculation of CO photodissociation radius and mass loss rates. In Section V, we present statistical distributions (and biases) of the CO-HCN sample : IRAS colors, galactic distributions, expansion velocities, and correlations between IRAS properties with distances and CO mass loss rates.

II. TABLES CONTENT

All tables are ordered by increasing right ascension. For cross referencing, the first column always list a source number, built with equatorial coordinates. The second column

lists what we consider as the main source name. Besides a general description of tables 1 to 4, this section also mentions some particular cases (LRS misclassifications, unusual dust features, peculiar CO emission, etc. . .).

II.1. Table 1 : identifications and coordinates

This table contains source names and positions. Astronomical nomenclature being a well known headache, we have tried to find as many alternate names as feasible. Columns (2) to (4) list up to three of them for each source, and columns (5) and (6) give the IRC (Neugebauer and Leighton, 1969) and RAFGL (Price and Murdock, 1983) number. We systematically looked for identifications in the General Catalogue of Variable Stars (Kukarkin et al., 1970), the HD catalogue (Draper, 19??), and the General Catalogue of Cool Carbon Stars (Stephenson, 1973), as well as OH, IRC and RAFGL identifications.

The remaining columns in table 1 contain coordinates. Columns (7) and (8) give (J1950.0) equatorial coordinates, column (9) and (10) give (B2000.0) coordinates, and columns (11) and (12) galactic coordinates. The last column is a code for the position references. Although we cannot claim our search was exhaustive, we have tried to compile the best coordinates for each source. The code for the position reference is one digit and one letter, with the digit a rough indication of position accuracy : "1" if it is better than 1", "2" in the 1 - 5" range, and "3" if it is worse than 5". Only 16% of the sources have class 1 positions. These good positions were obtained from classical optical astrometry or radio interferometric observations of OH, SiO, or HCN masers. 46% of the objects are in class 2, and there are still 38% with inaccurate coordinates. Many of them only have an IRAS position. These are usually good to about 10", but 20" errors are not uncommon. This accuracy level is now hardly sufficient for observations with large single dish telescopes. The list of position references, together with their quoted accuracy, is given at the end of the table.

II.2. Table 2 : IRAS observations, distances, chemical and spectral types

Table 2 summarizes the information obtained by the IRAS satellite and optical spectroscopic classification. Columns (3) to (6) give the broad band photometry of the IRAS Point Source Catalogue at 12, 25, 60, and 100 μm if the source was detected; none of the observations with a flux quality of 1 (upper limit only) are listed (cf. *the IRAS Explanatory Supplement*, 1985). IRAS-PSC flux densities (in Jy, represented by S_{12} , S_{25} , S_{60} , and S_{100}) are not colour corrected. Column (7) gives an estimate of the total flux emitted in the wavelength range covered by the 4 IRAS bands (7-130 μm), F_{iras} , while column (8) is an estimate of the bolometric flux, F_{total} (see section III). The next column is a code for the method used to estimate the bolometric correction. The distance in column (10) is then

derived by assuming a typical bolometric luminosity for an AGB star.

Column (11) lists the LRS class (*IRAS Atlas of Low Resolution Spectra*, Olnon and Raimond, 1986) and column (12) give the location of the source in the IRAS color-color diagram [S_{60}/S_{25}] versus [S_{25}/S_{12}] in terms of the regions defined by van der Veen and Habing (1988). Columns (13) and (14) give the chemical type (C for carbon-rich, O for oxygen-rich, S for sources with $[C/O] \sim 1$), and the spectral type. The chemical type was determined from the LRS type (chemical composition of dust), the spectral type, and OH and HCN observations (see e.g. Omont et al., 1991). Spectral types were taken from the SIMBAD databank at the "Centre de Données astronomiques de Strasbourg" (CDS), complemented by references listed in millimeter observational papers. In addition to the spectral type, we note whether the source is a known supergiant ("[SG]", 6 sources) or planetary nebula ("[PN]", 30 sources).

A few sources, Y Hya (0948-22), IRC-10236 (1014-14;), NGC 7027 (2105+42), IRC+40483 (2125+36), and NGC 7293 (2226-21), happen to lie in the 4% of the sky which were never observed by IRAS. M1-8 (0650+03), RU Cam (0716+69), and OH 0.3-0.2 (1743-28) are not detected. CRL 2688 (2100+36) has no PSC flux densities, but it has an LRS spectrum (Cohen and Volk, 1989). NML Cyg (2044+39) was observed but saturated the detectors in the 4 bands, while CW Leo (0945+13) only saturated the $12\mu\text{m}$ detectors. Conversely, the emission in the $12\mu\text{m}$ band of M1-7 (0634+24), VV 47 (0753+53), Frosty Leo (0937+12), NGC 6563 (1808-33), and M4-9 (1811-05) is below the sensitivity limit.

78 sources have no spectrum in the LRS atlas. 31 of them however have LRS spectra in Cohen and Volk (1989), 3 in Kwok, Volk and Hrivnak (1989). We have extracted 15 additional spectra from the IRAS-LRS database (Figure 1; 2 of them are also mentioned in Omont et al., 1991). They have been individually normalised to the $12\mu\text{m}$ PSC flux density: a synthetic $12\mu\text{m}$ flux was computed from the LRS spectrum and compared to the measured PSC flux to determine a correction factor. Correction factors are generally less than 20%, but occasionally reach 50%, and sometimes a factor of two. These large corrections are presumably due to the large uncertainty in the cross scan calibration factor for sources observed near the edge of the LRS detectors. For sources with no spectrum in the atlas, we determine the LRS main class (first digit in the LRS code), but do not attempt to determine a subclass (second digit). For instance, a spectrum with the $9.7\mu\text{m}$ silicates feature in emission on a "blue" continuum is quoted as "2n". (The LRS classification method is described in detail in the LRS Atlas).

Besides, there are a few peculiar or misclassified spectra in the LRS atlas which we would like to discuss in some detail (see also Omont et al., 1991):

(i) The LRS class of IRC+10011 (0103+12) is "4n" according to the automatic LRS classification although it is a well known oxygen-rich star. Its spectrum displays the $18\mu\text{m}$ silicates band in emission, and the first half of the $9.7\mu\text{m}$ band in absorption, yielding a fake $11.3\mu\text{m}$ SiC feature. There are two other sources with similar LRS spectra, 17125-4814, and AFGL 2199 (1333+05). Their LRS class is listed as "4no" in table 2.

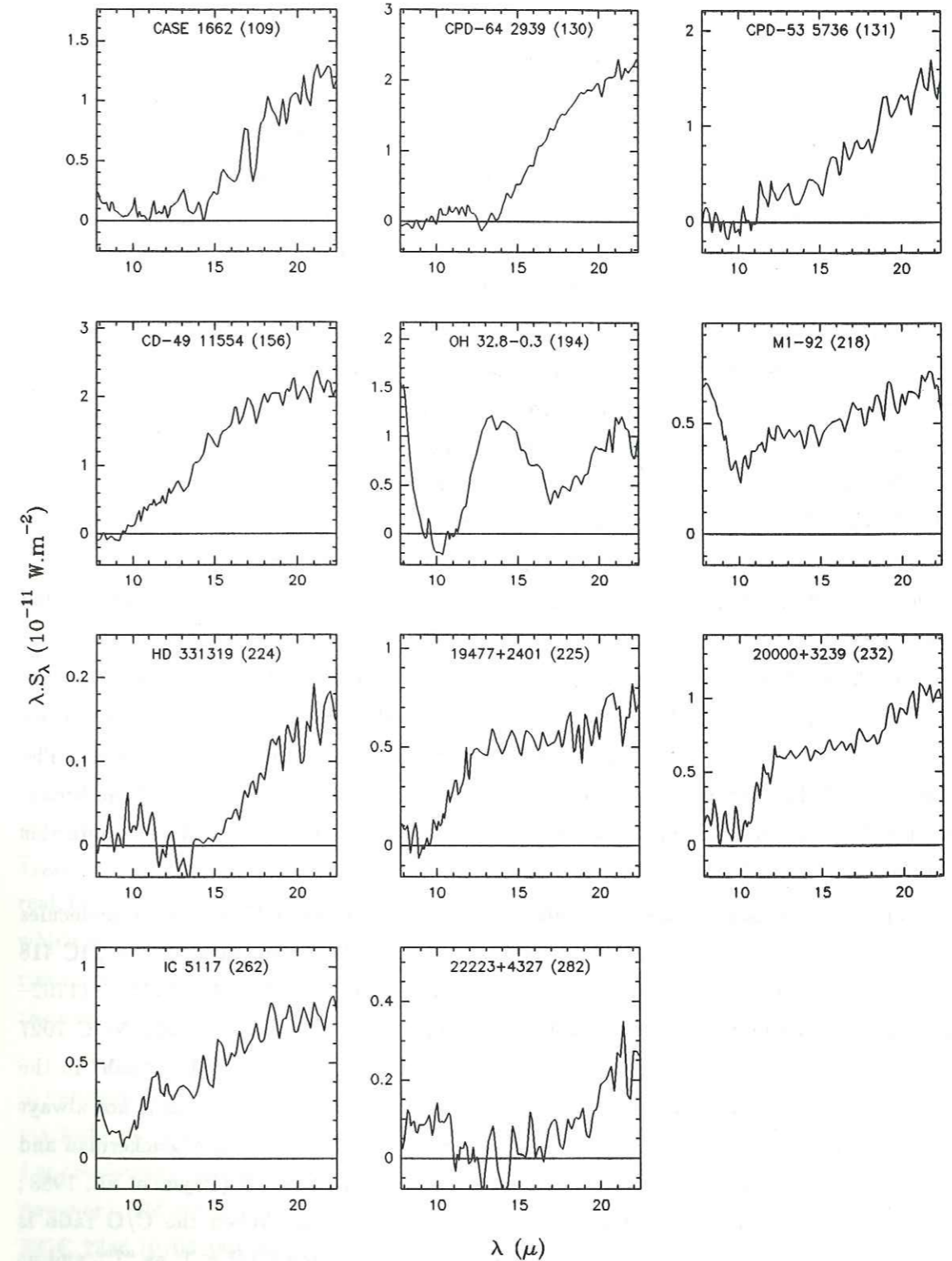


Figure 1 : new LRS spectra extracted from the LRS database. They are normalised to the $12\mu\text{m}$ flux density for consistency with IRAS-PSC observations.

(ii) A few visual carbon stars, VX And (0017+44), Z Psc (0113+25), IRC-20101 (0639-22), CIT 6 (1013+30), U Ant (1032-39), T Lyr (1830+36), UX Dra (1923+76), and Y Pav (2119-69), have LRS classes 2n ($n = 1, 4$) or 04. They are actually misclassified, and their LRS types should be 1n (featureless blue spectrum) or 4n (SiC in emission). Together with the LRS atlas classification, we also list what we believe to be the right classification.

(iii) Some optically thick infrared carbon stars (in the sense that the central star is invisible), AFGL 190 (0114+66), 03313+6058, AFGL 865 (0601+07), 06582+1507, 08074-3615, AFGL 5250 (0817-21), 15194-5115, AFGL 5416 (1753-30), AFGL 2333 (1907+09), AFGL 2477 (1954+30), 21318+5631, and AFGL 3068 (2316+16), have LRS classes 12, 13, 21, 22, 02, or 04. Some of them actually display a weak SiC emission, and we classified them as "4n". For the others, the SiC band is probably self-absorbed, due to the great opacity of the dust shell (Chan and Kwok, 1990; Omont et al., 1991). For a few of them, LRS spectra appear featureless, but they often have more complicated spectra (Omont et al., 1991; Loup, 1991). We then did not change the LRS atlas classification. 17582-2201 and 19480+3239 have LRS spectra characteristic for very young pre-planetary nebulae in the early stage of shell detachment (Loup, 1991). Their LRS type is listed as "int" (for intermediate between blue and red spectrum).

(iv) 04296+3429, HD 56126 (SAO 96709, 0713+10), HD 235858 (SAO 34504, 2227+54), and 23304+6147, have very peculiar spectra with a red continuum and a strong feature at $21\mu m$ (Kwok, Volk and Hrivnak, 1989). They are associated with C-rich objects. The automatic LRS classification was not devised with these peculiar spectra in mind and breaks down for them. Their LRS type is listed as "kvh" in table 2. We tentatively attribute this same classification to 19477+2401 and 20000+3239 (Figure 1).

(v) Finally, emission bands attributed to Polycyclic Aromatic Hydrocarbon molecules (PAH; Leger and Puget, 1986) are detected in 11 sources (de Muizon et al., 1990): IC 418 (0525-12), the Red Rectangle (0617-10), 07027-7934, Roberts 22 (1019-57), M2-9 (1702-10), CPD -56 8032 (1704-56), NGC 6302 (1710-37), BD +30 3639 (1932+30), NGC 7027 (2105+42), 21282+5050, and IC 5117 (2130+44). These sources are listed as "pah" in the LRS type column (even when they are not detected by IRAS). PAH emission is not always synonymous with carbon richness. The C/O ratio in NGC 6302 is only 0.2 (Zuckerman and Aller, 1986), and the 1612 MHz OH maser line is detected in this PN (Payne et al., 1988; Zijlstra et al., 1989), and in 07027-7934 (Zijlstra et al., 1991a). When the C/O ratio is available and > 1 , the chemical type is thus quoted as "C", when $C/O < 1$, as "?", and as "C?" when C/O is unknown.

II.3. Table 3 : millimeter observations

Table 3 contains the millimeter wave observational material as extracted from the references (listed in table 4). Columns (3) and (4) list the molecule and the observed

transition, and column (5) indicates which telescope was used for the observation. Column (6) gives the source velocity ($km.s^{-1}$) in the LSR frame, column (7) the expansion velocity of the molecular gas ($km.s^{-1}$) defined as the half width at zero power, column (8) the peak intensity (K), and column (9) the integrated area ($K.km.s^{-1}$). Column (10) lists a code for the temperature scale used in the reference (1 for antenna temperature T_A^* , 2 for main beam brightness temperature T_{MB}). Columns (11) and (12) give the r.m.s. noise and a code for the observational paper. Reference codes are built from two letters and one number, with the letters indicating the journal ("AP" for the *Astrophysical Journal*, "AA" for *Astronomy and Astrophysics*, "MN" for the *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, "AJ" for the *Astronomical Journal*, "NT" for *Nature*, and "Pr" for preprints). The number is a chronological sequence number.

Missing peak intensities were measured from the published spectrum but other missing data were left blank in the table. Source velocities were rounded to $1 km.s^{-1}$ since their accuracy is seldom better than this. More digits have sometimes been retained for expansion velocities, although their accuracy is comparable.

Many papers (more than 50%) do not quote the noise level, and some of them even do not quote the observed spectrum itself. Thus, for some observations, we do not know whether the source is well detected, or tentatively detected with a peak intensity below three times the noise level. Then, although our first aim was to only list actually detected sources, we also quote tentative detections. Observations mentioned as tentative detections in the reference are marked by a "?" in the reference code (28 observations), observations with $2 < T_{peak} < 3$ r.m.s. are listed as "(!)" (51 observations), and observations with $T_{peak} \leq 2$ r.m.s. as "(!!)" (33 observations). For most of them, the observed line is certainly real, but a few ones are doubtful (in particular for VY 2-2 (1921+09), and RU Cam (0716+69) which is even not detected by IRAS). Taking into account papers which do not quote the r.m.s., probably at least 250 observations ($\sim 20\%$) have a peak intensity below three times the noise level.

A few references present mapping observations. They have been kept for the sake of completeness, although the format of this catalogue is not well adapted, and have been marked by a "(m)" in the reference code. Interested readers should refer to the original paper. For consistency, we have tried to list the parameters of the stronger peak. This information however could not always be retrieved from the original paper, and was sometimes irrelevant. NGC 2346 (0706-00) displays two velocity components centered at 2.5 and $24 km.s^{-1}$, so Bachiller et al. (1989a, AA20) provide the values of both components from the (-10,10) and (10,-10) offsets. BD +30 3639 (1932+30) also display two velocity components (Bachiller et al., 1991, AA45). Values for the Ring Nebula (1851+32) have been obtained from an average spectrum (Bachiller et al., 1989b, AA22).

III. BOLOMETRIC FLUXES AND DISTANCES ESTIMATE

III.1. Total IRAS flux

Column (7) in Table 2 give an estimate of the total flux radiated by the source in the IRAS wavelength range, 7 – 130 μm . F_{iras} is equal to the total flux measured by IRAS multiplied by a global correction factor for losses due the shape of filters. This correction factor was not only determined from the same power and blackbody laws used in the Explanatory Supplement for deriving colour corrections, but also from model grids of dust emission for which radiative transfer is solved. More details are given in Appendix A. In the final formula, we neglect the 100 μm IRAS-PSC flux because sometimes only an upper limit is available, and it is often strongly confused by surrounding molecular clouds. F_{iras} is given by :

$$4\pi(1\text{ kpc})^2 F_{iras} = 6.9S_{12} + 2.6S_{25} + 1.2S_{60} L_{\odot} \quad (1)$$

III.2. Bolometric flux

For several sources having available photometric observations, van der Veen and Rugers (1989) give an estimate of the bolometric flux, F_{total} , by integrating the emission from 1 to 60 μm . 131 sources of the CO-HCN sample are found to be in common with their sample, and are listed with the reference 1 in column (9) of table 2. For a few sources of their table, F_{total} has not been estimated from photometric data, but from bolometric correction formulae derived by van der Veen and Breukers (1989). In principle, all such sources are listed with the reference 2 instead of 1 in table 2; it is not impossible however that some of them are doubtful. For AGB stars, the wavelength range 1 – 60 μm contains about 90% of the total source emission.

van der Veen and Breukers (1989) derived bolometric corrections for O-rich and C-rich sources. Their sample was quite complete for O-rich AGB stars in regions II, IIIa, IIIb, and IV, and C-rich AGB stars in region VII (Figure 3). We have however extended their bolometric correction formulae to the both O-rich sources in region I and the one located at the limit between regions IIIa and VI, and to a few C-rich sources in region I, the top of region II in the continuity with region VII, and in region VIa. According to van der Veen and Breukers, F_{total} is given by (reference 2 in table 2) :

O-rich sources in reg. I,II,III,IV and S stars in reg. I,II,III :

$$4\pi(1\text{ kpc})^2 F_{total} = [0.7 + 2.9e^{-3.0C_{21}} + 0.9e^{0.7C_{21}}] \times 7.8 S_{12}(Jy) L_{\odot} \quad (2a)$$

C-rich sources in reg. I,II,VII and S stars in reg. VII :

III. Estimation du flux bolometrique et de la distance

$$4\pi(1\text{ kpc})^2 F_{total} = [3.5 + 8.10^{-4}e^{-7.6C_{21}}] \times 7.8 S_{12}(Jy) L_{\odot} \quad (2b)$$

where $C_{21} = 2.5 \log(S_{25}/S_{12})$, and the term in brackets is the bolometric correction. The mean deviation of their sample from equation (2a) is 30%, and 40% from equation (2b). F_{total} is estimated in this way for 143 sources of the CO-HCN sample.

No bolometric corrections are available for optically thick infrared carbon stars in regions IIIa and IIIb. However van der Veen and Breukers (1989) give F_{total} for AFGL 190 (0114+66), AFGL 341 (0229+57), AFGL 865 (0601+07), AFGL 2494 (1959+40), AFGL 3068 (2316+16), and AFGL 3099 (2325+10). The bolometric correction of these sources ranges from 1.25 to 4.3, with a mean value of 2.6, whereas equation (2b) rather give 3.5. The F_{total}/F_{iras} ratio ranges from 1.1 to 3.4, with a mean value of 2.1. For the 23 others C-rich sources in regions IIIa and IIIb, we then use the following crude approximation (ref.3 in table 2) :

C-rich sources in reg. IIIa, IIIb :

$$F_{total} \simeq 2 \times F_{iras} \quad (2c)$$

The wavelength emission range of planetary nebulae is especially large since it includes the emission of the central star (if not completely absorbed by the H_{II} region), emission of the H_{II} region, and emission of cold dust at 60 and 100 μm . Estimate of the bolometric flux of PN is then a very special work. Since this catalogue is essentially devoted to AGB stars, we do not give any estimation for PN. For similar reasons, though to a lesser degree, we do not estimate F_{total} for objects with detached envelopes or/and obvious excess at 60 μm (PPN, O-rich sources in regions VII, VI and V, C-rich sources in regions VIb, IV, and V). All sources with unknown chemical type are also excluded.

III.3. Distances

Bolometric fluxes have been estimated for 297 sources. Their distance (column (10) in table 2) is then derived by assuming a bolometric luminosity of $10^4 L_{\odot}$ for AGB stars, and $10^5 L_{\odot}$ for the 6 known supergiants. However, our sample should contain a few unidentified supergiants (Jura and Kleinman, 1989) whose distances are obviously underestimated.

Besides uncertainties on bolometric corrections, the main uncertainty in distances comes from our unknowledge of the luminosity. In particular, almost all AGB stars are strongly variables. More often, the luminosity varies by a factor of 2 to 4, but in some cases, by a factor larger than 10. As a consequence, our distances are generally uncertain by a factor of 2, of 3 for a few sources.

IV. GAS MASS LOSS RATES ESTIMATE

IV.1 CO mass loss rate and photodissociation radius formulae

As discussed by Knapp and Morris (1985, AP2), for unresolved optically thick envelopes the gas mass loss rate can be derived from CO observations by :

$$\dot{M} = 1.26 \cdot 10^{-6} T_{MB} V_e^2 d^2 (f/10^{-4})^{-0.85} M_{\odot} \cdot yr^{-1} \quad (3)$$

where T_{MB} is the peak CO(1-0) main beam brightness temperature for a 7m telescope, V_e is the expansion velocity in $km.s^{-1}$, d is the distance in kpc and f the abundance of CO relative to H_2 . We used $f = 3 \cdot 10^{-4}$ for oxygen-rich stars, $6 \cdot 10^{-4}$ for S-stars, and $8 \cdot 10^{-4}$ for carbon-rich stars, for consistency with Knapp and Morris (AP2). Based on comparisons between relative abundances in the Sun and O-rich planetary nebulae, Zuckerman and Dyck (1986, AP3) rather suggest $f = 5 \cdot 10^{-4}$ and 10^{-3} for O-rich and C-rich sources respectively.

As always done in the literature when a modelling of CO emission is not performed, we first calculated \dot{M} by simply using equation (3). We then compared our values with detailed modelling works (Knapp and Morris, 1985, AP2; Wannier and Sahai, 1986, AP6; Knapp, 1986, AP8; Sopka et al., 1989, AA17; Bujarrabal et al., 1989, AA23; Planesas et al., 1990, AP17), taking strictly the same values for all parameters. Although the distance is usually considered as the dominant uncertainty factor, our estimations of (\dot{M}/d^2) differed by factors of up to 5 for some sources, or even 10 in Mira (0216-03) and R Leo (0944+11). Modelling works themselves sometimes differ by non negligible factors. The origin for this disagreement is the envelope size, R_{CO} , used in the model.

Indeed, we have to keep in mind that the classical Knapp and Morris's formula has been derived by assuming $R_{CO} = 3 \cdot 10^{17}$ cm. The variation of T_{MB} as a function of R_{CO} is shown in Figures 16 (optically thick cases) and 20 (optically thin cases) in Knapp and Morris (AP2). For $R_{CO} > 3 \cdot 10^{17}$ cm, T_{MB} is almost constant. But for smaller values of R_{CO} , T_{MB} varies as $R_{CO}^{1.6}$. In optically thick cases, the variation of T_{MB} with R_{CO} depends a little on \dot{M} and f . The curve derived in optically thin cases is only given for $1 < R_{CO} < 6 \cdot 10^{17}$ cm, and is a little flatter than those derived in optically thick cases. Neglecting these faint dependences, T_{MB} can be written as :

$$T_{MB} = \frac{2 \cdot 10^9 f^{0.85}}{V_e^2 d^2} \times \dot{M} \times F(R_{CO}) \quad (4)$$

where $F(R_{CO})$ is a mean curve inferred from the Knapp and Morris's Figure 16, normalised to 1 for $R_{CO} = 3 \cdot 10^{17}$ cm. This function is plotted in Figure 2. Equation (4) is still an approximation, but considerably less crude than to assume $F(R_{CO}) = 1$.

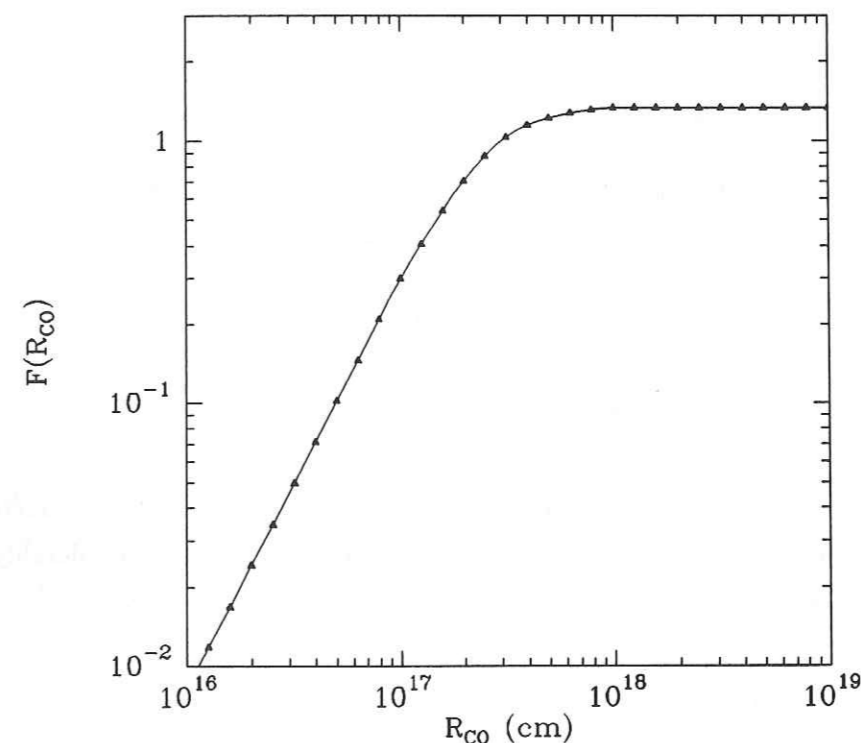


Figure 2 : T_{MB} depends not only on \dot{M} , V_e , f , and d , but also on R_{CO} , the CO photodissociation radius : $T_{MB} \propto (\dot{M}/d^2) \times F(R_{CO})$ (see eq.4). In the figure, $F(R_{CO})$ is normalised to 1 for $R_{CO} = 3 \cdot 10^{17}$ cm. This curve is an average on curves plotted in the Knapp and Morris's Figure 16 (1985, AP2).

The envelope size is limited by CO photodissociation by the ambient interstellar radiation field. Knapp and Morris (1985, AP2) and Knapp (1986, AP8) estimated the CO photodissociation radius following calculations of Knapp and Jura (1983), and typically obtained $R_{CO} =$ a few 10^{17} cm. Under the same basic model assumptions, Wannier and Sahai (1986, AP6) found that, for some sources, an increase of \dot{M} improves the model fit to the CO profiles. They mention this effect can be obtained both by decreasing R_{CO} or by increasing the distance, or by fiddling with the geometry and velocity field. Latter, Sopka et al. (1989, AA17) and Bujarrabal et al. (1989, AA23) determined the value of R_{CO} which gives the best fit to the CO profiles. They derive smaller values than those in Knapp and Morris by factors of 2 to 20, and larger (\dot{M}/d^2) by factors of 2 to 10. According to Bujarrabal et al., this tends to agree with recent CO photodissociation models (Mamon et al., 1988). From Mamon et al. calculations, the CO photodissociation radius can be written as :

$$R_{CO} = 1.47 \cdot 10^{17} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-5}} \right)^{0.6} + 8 \cdot 10^{15} \text{ cm} \quad (5)$$

We then consistently calculated \dot{M} and R_{CO} by solving numerically the system :

$$\dot{M} = \frac{V_e^2 d^2 T_{MB}}{2 \cdot 10^9 f^{0.85}} \times F^{-1}(R_{CO}) M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \quad (6a)$$

$$\dot{M} = 10^{-5} \left[\frac{1}{147} \left(\frac{R_{CO}}{10^{15}} - 8 \right) \right]^{1/0.6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \quad (6b)$$

By using eqs (6), the smallest mass loss rates derived from usual eq.(3) are increased by a factor of 10, and correlations between \dot{M} and infrared properties are considerably improved (Figures 8 and Section V.3).

IV.2. Selection of the "best" observation

Since many sources have been observed several times, there is a need to choose among the observational references. When several papers list equivalent observations (same telescope, same transition) for one object, we simply keep the most sensitive, or the most recent when none of them quote a noise level. Our main concern however has been to fulfill the requirements for the validity of equation (6a) We therefore eliminate all CO(2-1) data whenever a CO(1-0) observation is available. When we have to use CO(2-1), the intensities are divided by 1.5, the standard CO(2-1)/CO(1-0) ratio (Heske et al., 1990, AA36). The main difficulty however is to ensure that the envelope is indeed unresolved. For each observation, the peak temperature was corrected of the main beam efficiencies and telescope diameters to an equivalent BTL T_{MB} . Equations (6) then provide an estimate of the photodissociation radius which was used to select the largest telescope that doesn't resolve the envelope. When all telescopes resolve the source, the smallest was kept to minimize the resolution problem.

IV.3. Tables 5 content

The results are presented for 141 C-rich sources in table 5a, 8 S stars in table 5b, and 130 O-rich sources in table 5c. We give the selected observation (col.4), our distance estimate, \dot{M} , and R_{CO} (columns 5, 6, and 7), in the first part of the tables. The symbol † with the reference code means that a CO(2-1) observation is selected. The second part contains the results of more detailed models for specific sources which we could find in the literature. RAFGL 2199 (1833+05) was considered as C-rich by Knapp and Morris (1985, AP2). This source is now OH detected and considered as O-rich (van der Veen and Rugers, 1989; Omont et al., 1991). We then corrected the Knapp and Morris's value of \dot{M} by a factor $(8/3)^{0.85}$ for the abundance of CO relative to H_2 . There are several reasons why \dot{M} can be missing in tables 5, the most frequent being that the original reference doesn't give the peak antenna temperature and/or the expansion velocity, or that the chemical type is unknown. In addition, we do not derive \dot{M} for sources with detached envelopes, i.e. O-rich objects in regions VII, VI, and V, and C-rich objects in regions VI, IV, and V.

From the dispersion of the observational parameters (table 3), plus the uncertainties on the input parameter values of the Knapp and Morris's model (AP2), (\dot{M}/d^2) should be uncertain by about a factor of 3. For \dot{M} , assuming the distance is uncertain by a factor of 2, we have to add another factor of about 4 for $R_{CO} > 3 \cdot 10^{17}$ cm, of about 1.3 for $R_{CO} < 1 \cdot 10^{17}$ cm (Figure 2), to the uncertainty. However, equation (6a) was always used to derive mass loss rates, even though it was inferred for optically thick envelopes. For very optically thick envelopes, T_{MB} is saturated and \dot{M} is no longer proportional to T_{MB} . The values in column 6 are then underestimated. Conversely, for optically thin sources, our values of \dot{M} are overestimated.

V. STATISTICAL DISTRIBUTIONS

The distribution of Asymptotic Giant Branch (AGB) stars in the IRAS colour-colour diagram have been intensively studied in recent years, and turns out to be a powerful diagnostic of their evolutionary stage and chemical type (see e.g. Olsson et al., 1984; Bedijn, 1987; Volk and Kwok, 1988, 1989; Willems and de Jong, 1988; Chan and Kwok, 1988, 1990; Loup and Omont, 1991). In this section, we compare the distribution of the CO-HCN sample with general scenarii based on IRAS data. Although there are well established criteria to identify AGB stars and their descendants from IRAS colours, the millimeter transitions of CO remain one of few ways to ascertain their classification. Besides, it immediately provides the systemic velocity and the expansion velocity of the envelope. Our aim is thus to compare the distribution of this cleaner CO-HCN sample with that of larger IRAS sample.

One should be cautious however that this sample doesn't have any sound statistical basis and merely reflects the personal biases of the various observers in the field. Sensitivity

limitations bias it towards stronger objects and human factors bias it towards peculiar sources such as bipolar nebulae. There are strong biases against galactic plane sources : besides PSC incompleteness in this region, the CO emission of circumstellar envelopes becomes difficult to extract from the strong background of molecular clouds (Heske et al., 1990). The latitude distribution of existing mm telescope heavily biases the sample towards the northern sky ($\delta > -30$ deg). The survey for CO emission in AGB stars at SEST (Nyman et al, 1991, Pr1) has corrected in part this unbalance.

V.1. IRAS colour-colour diagram and chemical type

The sample contains 177 C-rich sources, 159 O-rich sources, and 9 S stars. We were unable to determine a chemical type for 38 objects. Figure 3 shows the IRAS colour-colour diagram for the four chemical types (O, C, S, or indeterminate). The diagrams are drawn as $\log_{10}(12S_{25}/25S_{12})$ versus $\log_{10}(25S_{60}/60S_{25})$, as this definition of colours is the most frequent. All sources are represented by filled triangles, except that known planetary nebulae are represented by open circles. Some objects, mostly planetary nebulae, are missing in Figure 3 because they have too high a S_{60}/S_{25} ratio. The boundaries of the regions defined by van der Veen and Habing (1988) are overlaid (full lines) and provide convenient landmarks.

In region I, infrared emission is essentially photospheric (with $T_{eff} \sim 2000 - 3000K$), with a possible contribution from a very thin circumstellar envelope. As expected, very few sources are detected in this region : there isn't enough circumstellar material to produce strong CO emission. As the circumstellar shell gets more massive, it becomes easily detectable in CO lines, and the source moves to the right in the colour-colour diagram due to dust emission (Rowan-Robinson et al., 1986 ; Bedijn, 1987 ; Chan and Kwok, 1990). The exact track in the diagram depends on the dust emissivity law, i.e. on the chemical composition. The majority of O-rich sources in this sample lies in region II and, to its right, in the lower part of region IIIa. C-rich sources on the other hand are preferentially found in region VII (Zuckerman and Dyck, 1986, AP7 ; van der Veen and Habing, 1988). Chemical types are well determined in these regions of the colour-colour plane : O-rich objects normally have the silicate feature in emission at $9.7\mu m$ (sometimes at $18\mu m$ too), and most C-rich objects have the SiC feature at $11.4\mu m$. In addition the optical extinction by dust grains to stars in these regions is low enough that their spectral type can be readily determined, providing an additional handle on the chemical type.

According to current evolution scenarii (Bedijn, 1987 ; van der Veen and Habing, 1988 ; Volk and Kwok, 1988), for O-rich AGB stars mass loss rates continuously increase on the AGB, up to about $10^{-4} M_{\odot}.yr^{-1}$ (depending on the initial mass). During this evolution, the total dust opacity increases, the stellar radiation is more and more absorbed, and dust grains globally become colder. As a consequence, the source moves from region II (or the bottom of region IIIa) towards the top of region IV through regions IIIa and IIIb. It is however

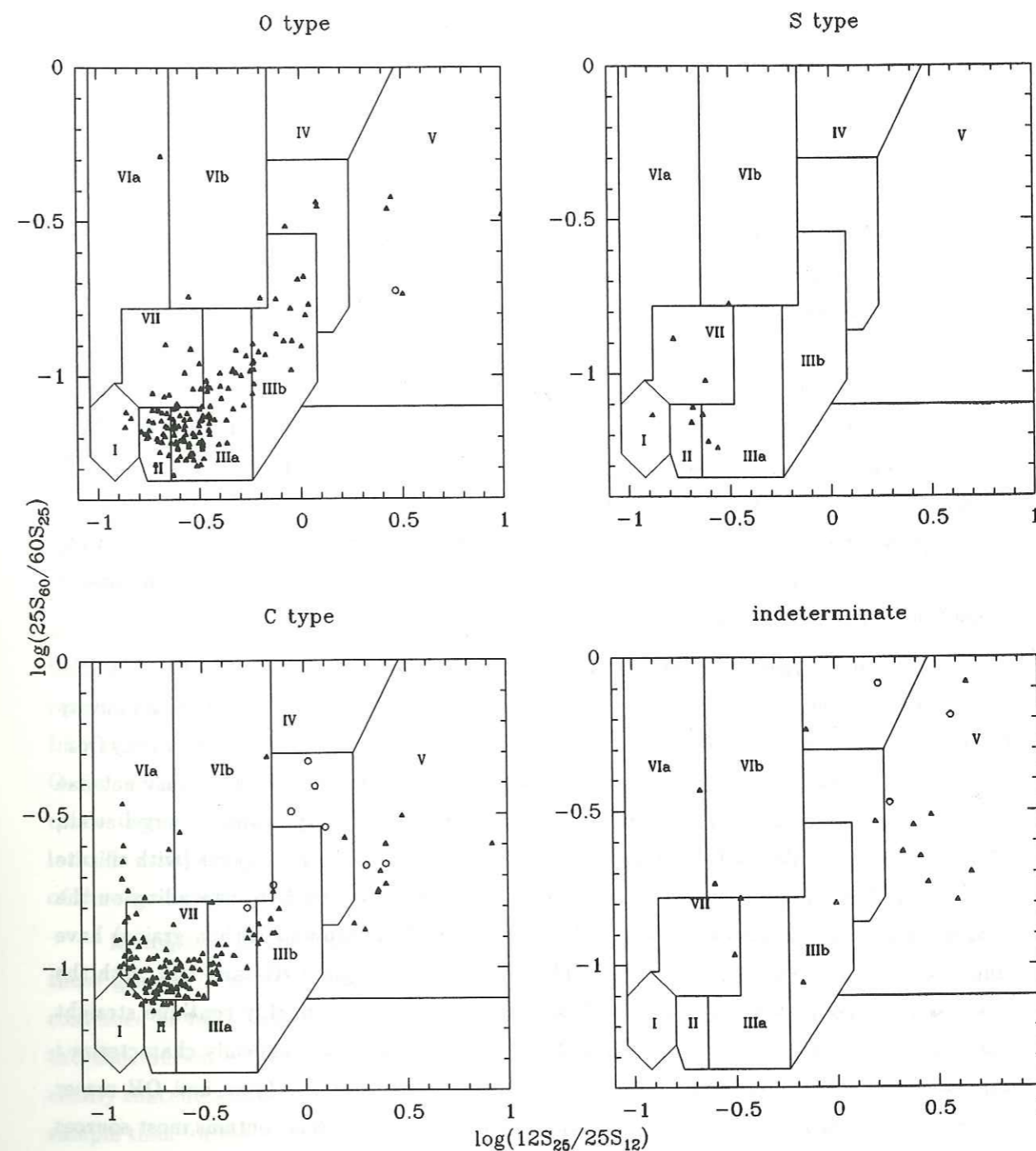


Figure 3 : Distribution of the CO-HCN sample in the IRAS colour-colour diagrams for O, S, C, and indeterminate chemical types. Planetary nebulae are represented by open circles. Regions defined by van der Veen and Habing (1988) are drawn as landmarks. S_{12} , S_{25} , and S_{60} are the IRAS-PSC flux densities, not colour corrected.

likely that only the most massive stars can have a sufficient mass loss rate to reach region IV (Likkell, 1989). The present sample follows this evolution sequence rather well (Fig. 3). Extreme dust-enshrouded stars (regions IIIb and IV) are not generally visible, but their O-richness is easily established by OH maser emission (OH/IR stars) and/or by strong silicate features (in absorption at $9.7\mu m$, either in emission or in absorption at $18\mu m$).

Although region VII regroups the majority of C-rich sources in the sample, with higher or increasing mass loss rate (Rowan-Robinson and Harris, 1983; Chan and Kwok, 1990), their distribution extends to the upper part of region IIIa (Fig. 3; Omont et al., 1991), and even to region IIIb. In this region, two-third of the sources in the CO-HCN sample are actually C-rich. Carbon richness is trickier to establish in this region than in region VII. While two-third of the carbon stars still display the characteristic SiC emission feature, others have more or less featureless LRS spectra, classified as 1n, 21 to 23, or even 02 for RAFGL 3068. Carbon stars in region IIIa probably come close to the top of the AGB sequence, and some have high enough mass loss rates for self-absorption of the SiC feature (Chan and Kwok, 1990). The main C-richness criterium is then a strong HCN/ ^{12}CO ratio in the millimetre range (Zuckerman and Dyck, 1986, AP7; Omont et al., 1991).

When the hydrogen envelope of the star is almost completely depleted, it reaches the end of the asymptotic giant branch. Its effective temperature increases at constant luminosity (Iben and Renzini, 1983; Schönberner, 1983), while the fossil dust envelope moves away from the star, and cools down. These objects are often called pre- (or proto-) planetary nebulae (PPN), though some of them will never actually become a planetary nebula (Spergel et al., 1983). According to Bedijn (1987), and Volk and Kwok (1989), O-rich objects (with silicate dust) evolve horizontally from the top of region IV (or from region IIIb, depending on the final mass loss rate) towards region V. C-rich PPN (with amorphous carbon grains) have similar evolutionary tracks (Loup, 1991). The tracks start in regions IIIa and IIIb, with the exact starting point depending on the final mass loss rate, and roughly continue straight towards region V through regions IIIb and IV. PPN are hard to chemically characterize: silicate features disappear when dust emission peaks beyond about $40\mu m$, and OH maser emission simultaneously becomes weak (Likkell, 1989). Region V thus contains most sources with indeterminate chemical type.

We still have to discuss a few objects which don't fit this general picture. Regions VII and VIb contain a few O-rich sources while some C-rich objects are found in regions VIb and VIa. According to recent scenarii (Willems and de Jong, 1988, Chan and Kwok 1989), the switching from an O-rich Mira variable stars into a carbon star is caused by a thermal pulse; as a consequence, mass loss would then stop for about 10^4 yrs. It is possible too that mass loss in C-rich AGB stars is fundamentally episodic (Zijlstra et al., 1991b). In the both cases, this produces tracks that start in regions II or IIIa, and draw a loop through regions VIb, VIa and VII. These objects should have a detached envelope, which explains their strong $60\mu m$ excess in region VI.

Despite its observational bias, the CO-HCN sample thus has enough stars to mark out the general evolutionary tracks along the AGB. It doesn't, on the other hand, have enough PPN to strongly constrain the evolution during this phase. This is essentially due to the very short duration of this transition stage (\sim a few 10^3 yrs).

V.2. Galactic distributions and distances

Figure 4 presents the galactic distribution of the three chemical types in an Aitoff projection centered on the galactic center. It has still an coverage gap at southern declinations, despite the recent southern SEST survey (Nyman et al., 1991, Pr1). Galactic latitude histograms are displayed only for O- and C-rich objects. While selection of late type stars from the IRAS-PSC catalogue produces a distribution which is extremely concentrated in the galactic plane, with a prominent bulge (Habing et al., 1985), the CO-HCN sample is obviously too local a population to reproduce this distribution. This is not surprising, in view of the LRS classifications. According to Volk and Kwok (1987), sources with LRS type 2n (silicates in emission) are broadly distributed between $\sim \pm 40^\circ$, while sources with LRS type 3n (silicates in absorption) are almost all contained in ± 5 to 10° . These two classes roughly correspond with optical miras and OH/IR stars respectively. With only 20 objects of LRS type 3n (mean galactic latitude 5°), and almost all other O-rich sources of type 2n, the O-rich subsample reproduces the distribution for types 2n. The C-rich subsample is more concentrated in the galactic plane than the O-rich one (see also Figure 7). It has a marginally latitude scatter than LRS type 4n (Chan and Kwok, 1987) and visual carbon stars, with 70% of the sources within 15° .

Histograms of the eight to the galactic plane are displayed in Figure 5 and confirm those general trends. For both O-rich and C-rich objects, about 85% of the sources are contained in 400 pc (the 6 identified supergiants were ruled out). On the other hand, while the distribution of oxygen-rich stars is flat between 0 and 300 pc, carbon-rich stars are clearly concentrated towards the galactic plane. This trend is more marked for the CO-HCN sample than for the sample of Jura and Kleinmann (1990).

Figure 6 is a plot of distances versus (S_{25}/S_{12}). It is rather surprising to note that, very clearly for O-rich sources but also for C-rich sources, the distance increases when (S_{25}/S_{12}) increases, i.e. when the total dust opacity increases (all PPN and PN are excluded). There is an obvious bias: optically thin sources have no strong CO emission and are not seen at large distances. On the other hand, there are very few optically thick sources at short distances. This cannot be attributed to an observational bias, and we have to conclude that such objects are rare. Two explanations can be envisaged: (i) more massive stars have stronger mass loss rates, and our plot corresponds to a stellar mass sequence; (ii) not only \dot{M} increases with time, but also \ddot{M} ; then our plot corresponds to a time sequence. We can note too that C-rich sources have in average larger distances (1.5 kpc) than O-rich sources (1 kpc), and the

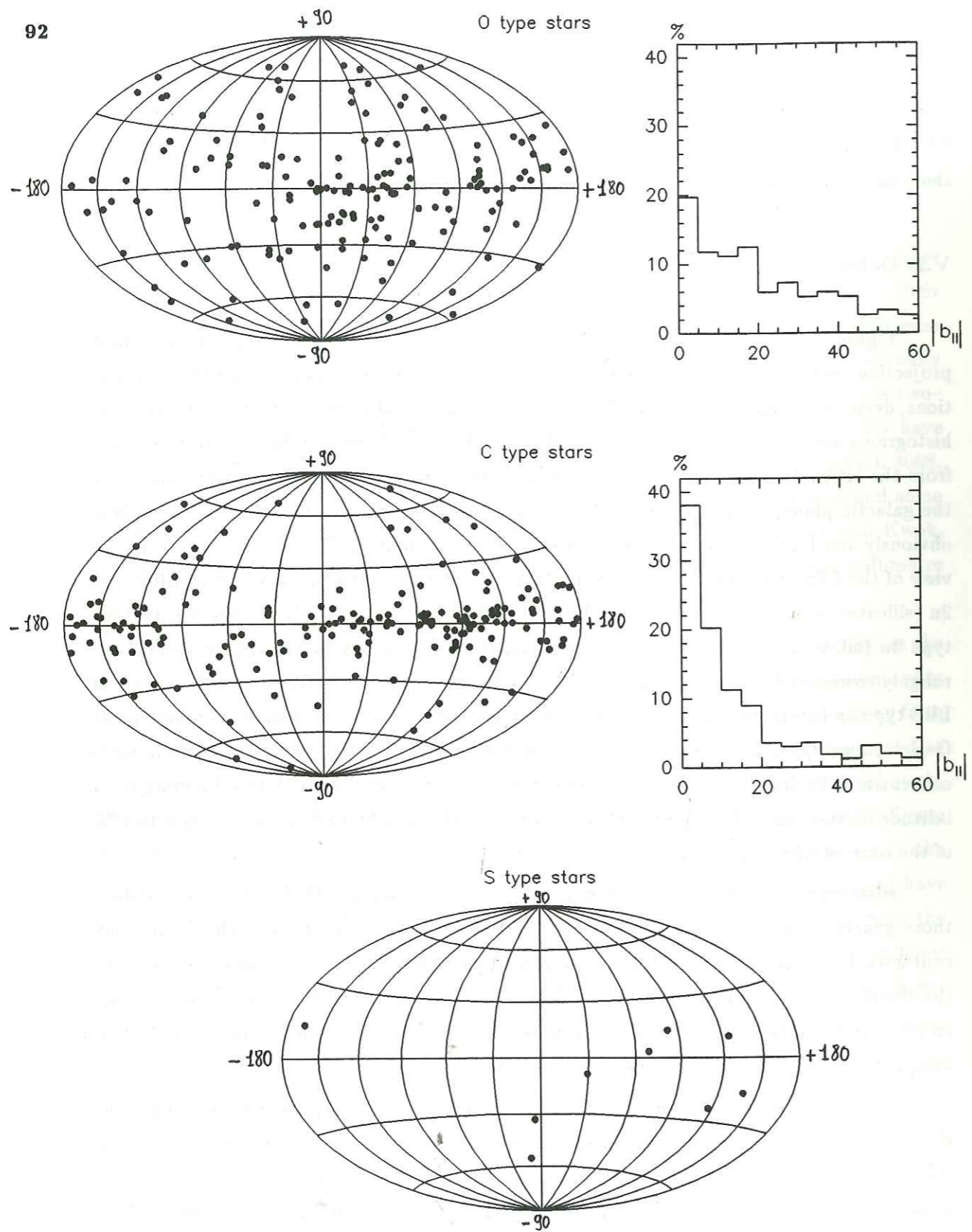


Figure 4 : Galactic distributions of the CO-HCN sample displayed on an Aitoff projection centered on the galactic center for the three chemical types (O, C, S). We present also latitude histograms for O-rich and C-rich sources.

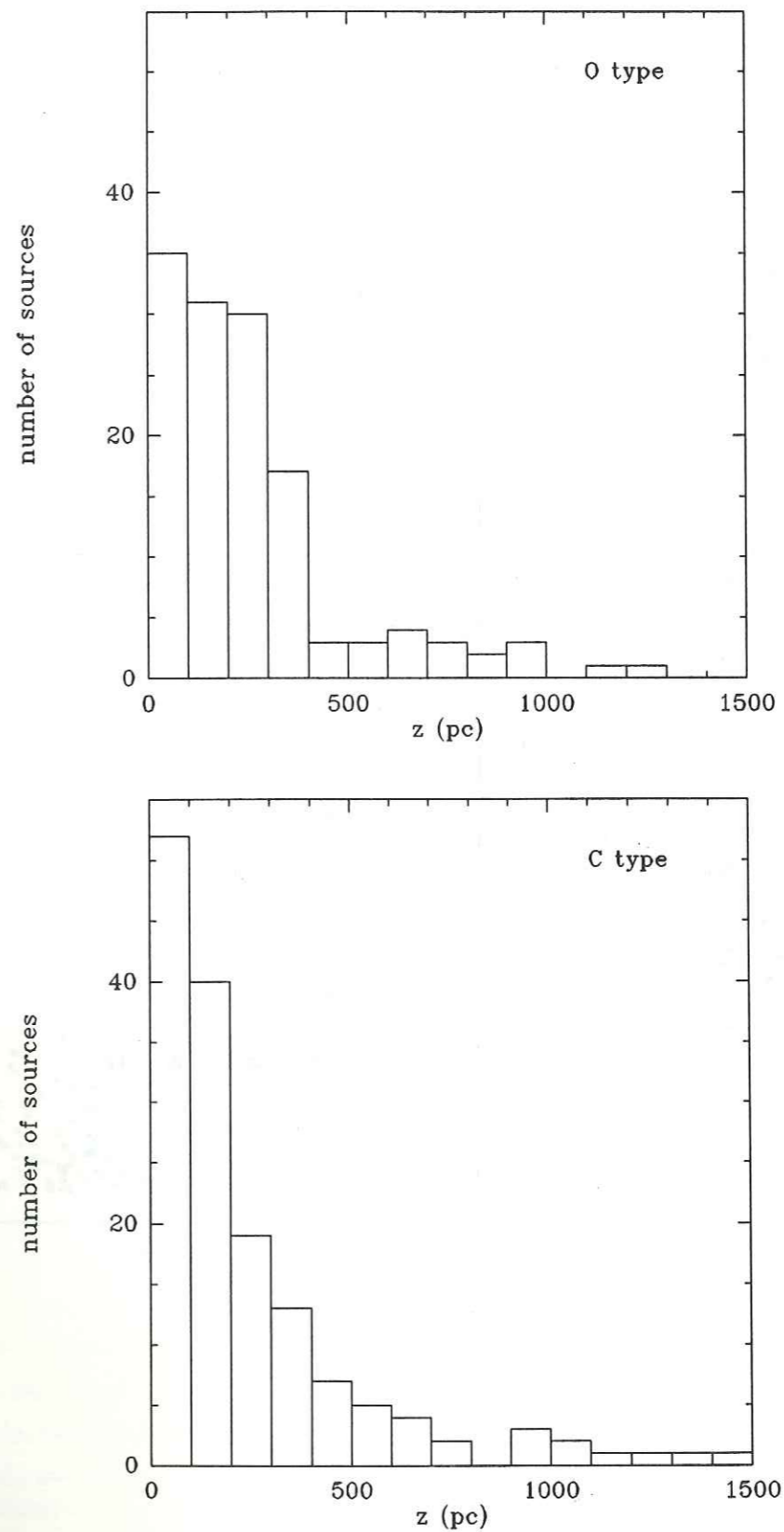


Figure 5 : Histograms of heights to the galactic plane for O- and C-rich AGB stars. We excluded the 6 identified supergiants in the the sample.

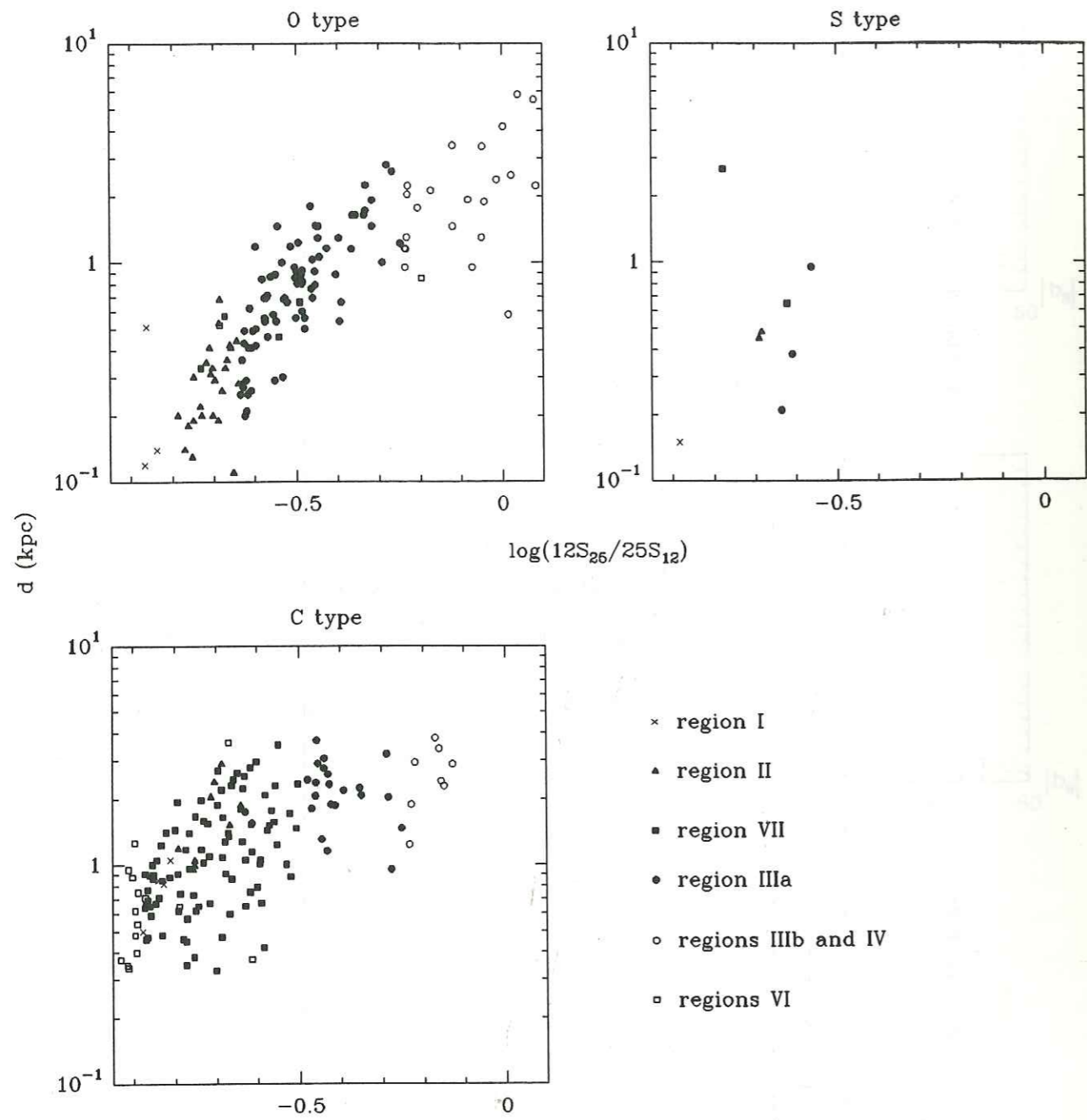


Figure 6 : Correlation between distances and dust properties.

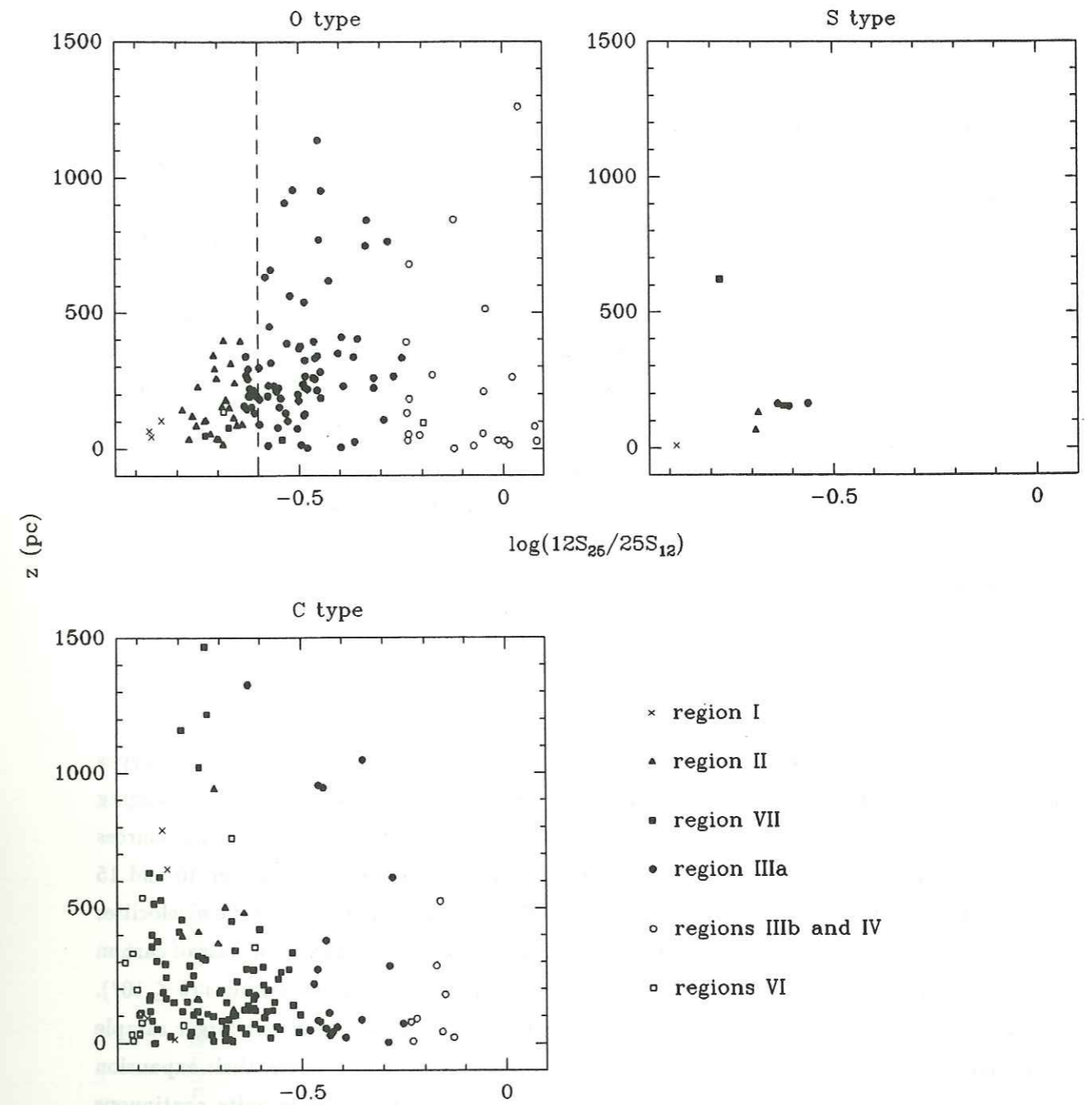


Figure 7 : Correlation between z and dust properties. For O-rich sources, all objects located to the left of the dashed line have distances, and then z values, smaller than about 500 pc. Supergiants are ruled out.

correlation with (S_{25}/S_{12}) is less obvious.

For trying to decide between the previous assumptions, we have calculated the heights to the galactic plane, z . The results are presented in Figure 7, versus (S_{25}/S_{12}) . For O-rich sources, let us rule out in mind all points located at $\log(12S_{25}/25S_{12}) < -0.6$ (dashed line) for which distances, and then z , are smaller than ~ 500 pc. Then, we can see that there is a global tendency for decreasing z when (S_{25}/S_{12}) increases. This trend is more pronounced for C-rich sources, and is rather in favour of a stellar mass sequence. However, in the both cases of a stellar mass or a time sequence, there is also an increasing luminosity sequence. We then overestimated distances for optically thin sources, and vice-versa. As a consequence, the correlation between d and (S_{25}/S_{12}) is accentuated, but the correlation between z and (S_{25}/S_{12}) tends to disappear, rather in favour of a time sequence. Conversely, we have to keep in mind that the CO-HCN sample is strongly biased against sources located in the galactic plane. Then the CO-HCN sample does not allow us to decide between a stellar mass or a time sequence. More likely, there is a combination of the both. The difference in distributions of O-rich and C-rich sources show that the C-rich ones are, in average, more massive, or their life time on the AGB is shorter.

V.3. Expansion velocities and CO mass loss rates

Figure 8 presents expansion velocity histograms for both O and C chemical types (supergiants are ruled out). Most O-rich sources (85%) have an expansion velocity ranging from 5 to 20 km/s, and the distribution peaks between 10 and 20 km/s. 89% of C-rich sources have V_e ranging from 5 to 25 km/s. The peak of the distribution occurs between 10 and 15 km/s, and the distribution is continuous from 5 to 35 km/s. In their study of outflow velocities from carbon stars, Zuckerman and Dyck (1989, AA16) claimed that it exists a class of carbon stars with large expansion velocities (≥ 18 km/s), having small galactic latitudes ($b \leq 10^\circ$). They concluded those stars are more luminous and more massive. From our larger sample and Figure 8, we can see that, if such a class of carbon stars actually exists, their expansion velocities are larger than 25 km/s instead of 18 since the distribution is quite continuous from 5 to 25 km/s. The 15 sources with $V_e \geq 25$ km/s are indeed more concentrated towards the galactic plane since 95% have $z < 200$ pc, for only 61% for the whole sample. However, considering these stars are more luminous, we underestimated their distances, and then z . Assuming their luminosity is $\sim 10^5 L_\odot$ instead of 10^4 , only 43% are now contained inside 200 pc, and they are less concentrated towards the galactic plane than the whole sample. Then there is no longer an indication that they are more massive.

Besides, it is not so clear that more luminous and/or more massive stars have larger expansion velocities. There is really any correlation between V_e and (S_{25}/S_{12}) , i.e. roughly between V_e and the total dust opacity. Figure 9 is a plot of CO mass loss rates versus the expansion velocity. For O-rich AGB stars, despite large uncertainties in \dot{M} , it is clear that \dot{M}

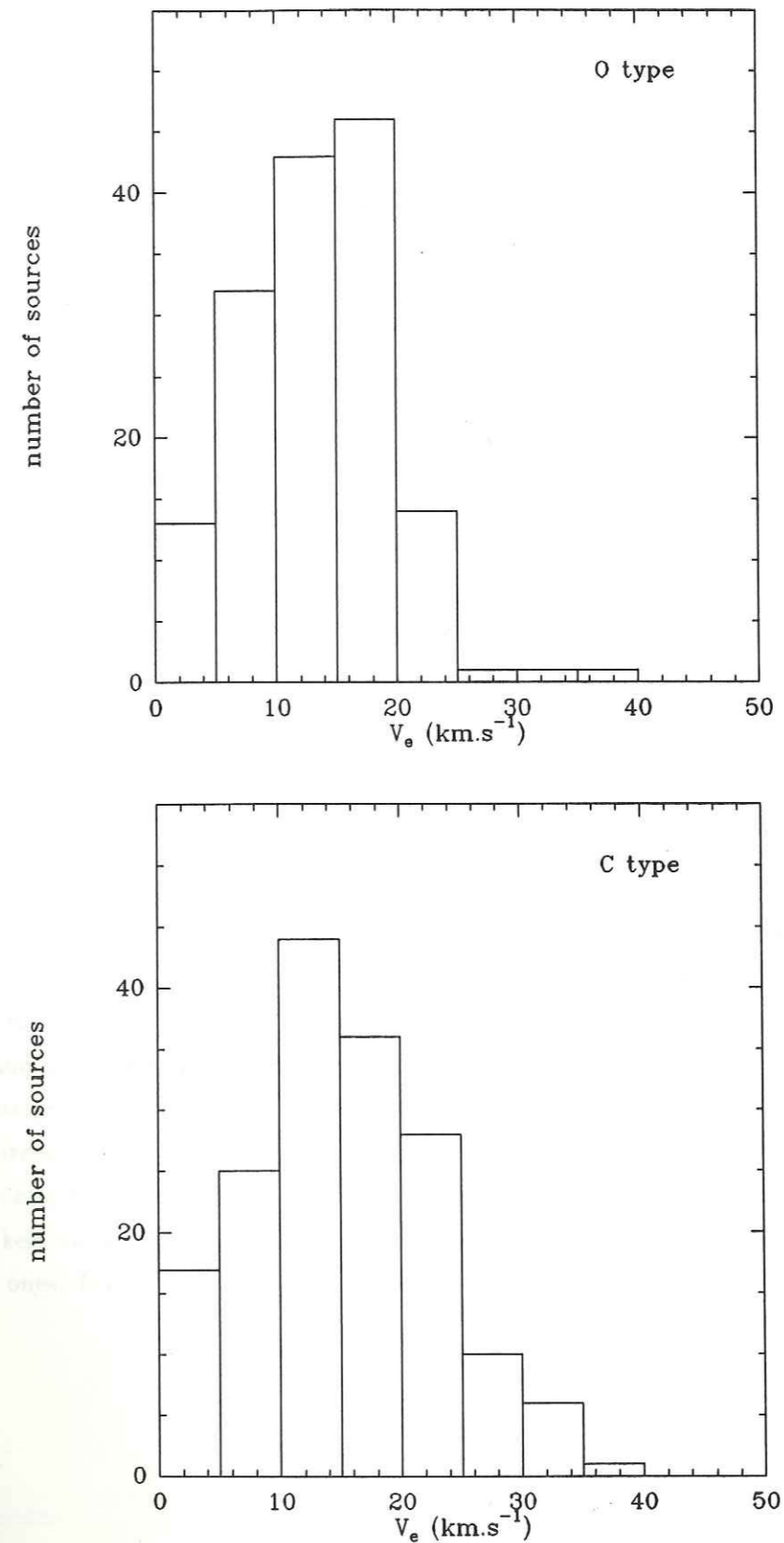


Figure 8 : Expansion velocities histograms.

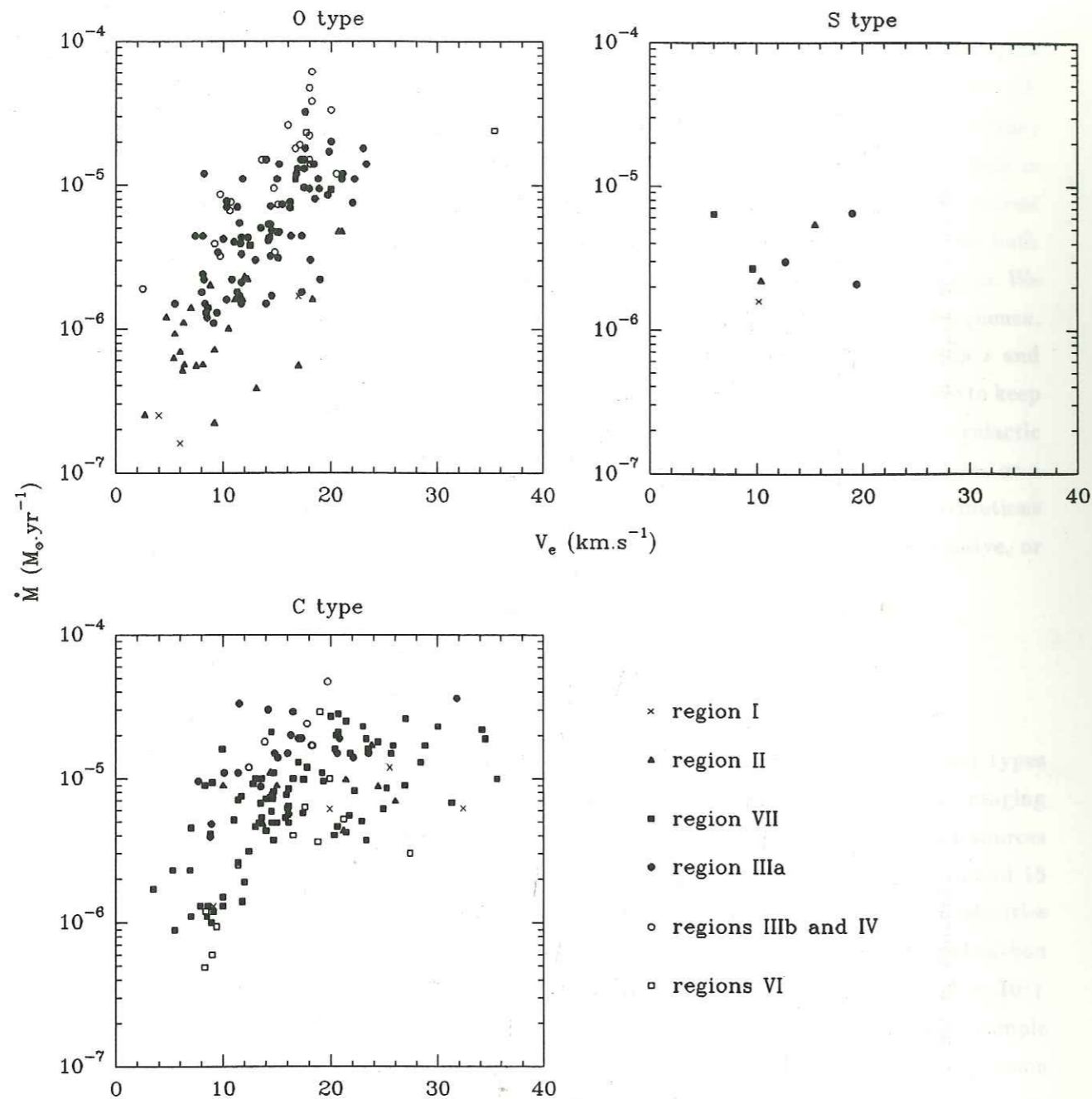


Figure 9 : Correlation between expansion velocities and \dot{M}

increases when V_e increases; the same is true for C-rich AGB stars with about $5 \leq V_e \leq 12$ km/s, but, for larger expansion velocities, \dot{M} does not depend on V_e . In addition, the most optically thick infrared carbon stars located in regions IIIa and IIIb have rather typical values of V_e (12–20 km/s).

One of the most fundamental question is now the correlation between CO and dust mass loss rates. As already mentioned in section V.1., the location of sources in the IRAS colour-colour diagram roughly follows a sequence of higher dust mass loss rates towards larger (S_{25}/S_{12}) values. Then we have plotted in Figures 10 the CO mass loss rate as a function of this IRAS flux ratio. In Figure (10a), \dot{M} was calculated by using eq.(3) and the selection of the best observation was performed independently by applying eq.(5). In Figure (10b), \dot{M} and R_{CO} were consistently calculated with eqs.(6) (Section IV.1). As a consequence, the spread in the plot is considerably reduced and the smallest mass loss rates are increased by a factor of 10. Mass loss rates of O-rich AGB stars ranges between 10^{-7} and 10^{-4} $M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$, between 10^{-6} and 10^{-5} $M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ for S stars, and between 10^{-6} and 10^{-4} $M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ for C-rich AGB stars.

As expected, for O-rich sources, \dot{M} increases when (S_{25}/S_{12}) increases. There is however a deficiency of CO emission for the most optically thick OH/IR stars located in region IIIb and IV as first mentioned by Heske et al. (1990, AA36). This is certainly due in part to the saturation of T_{MB} in very optically thick cases (Knapp and Morris, 1985, AP2; Section IV.3). For C-rich AGB stars, there is no clear correlation between \dot{M} and dust infrared properties. For optically thin carbon stars with $\log(12S_{25}/25S_{12}) \leq -0.8$, \dot{M} spreads between 10^{-6} and 10^{-5} $M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$. Next, for more optically thick carbon stars, it is possible that \dot{M} slightly increases with ($12S_{25}/25S_{12}$), but \dot{M} is rather constant with a typical value of 10^{-5} $M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$. By using eq.(6a), we overestimated the smallest mass loss rates, and underestimated the largest ones (section IV.3). Thus the correlation between gas and dust properties should be accentuated. However, the difference between O-rich and C-rich sources should remain. There are two possible explanations. First, the gas-to-dust ratio significantly decreases in C-rich sources when the total mass loss rate increases. Second, and more likely, since the abundance of CO relative to H_2 is larger in C-rich sources than in the O-rich ones, T_{MB} is saturated for smaller CO mass loss rates.



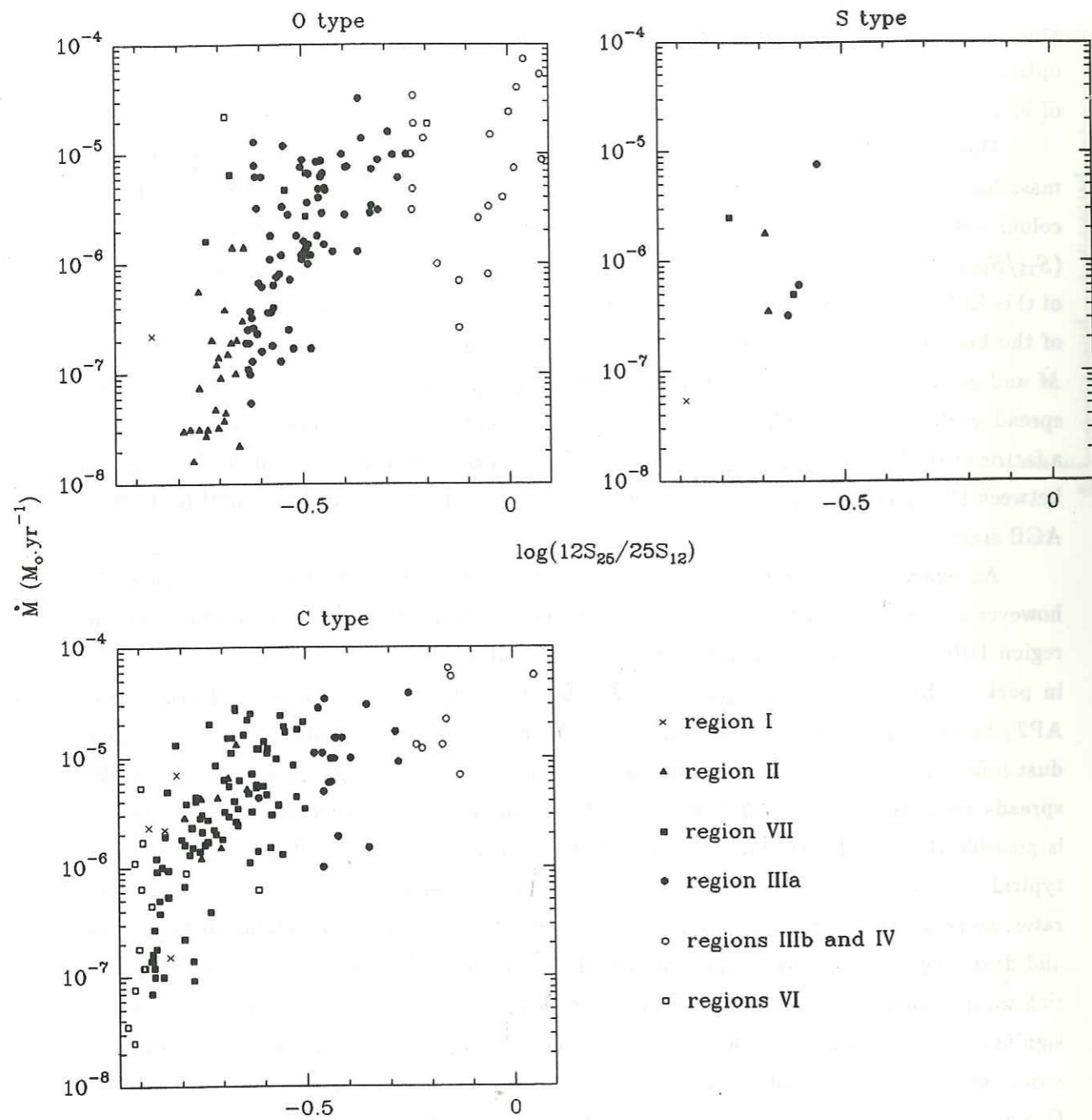


Figure 10a

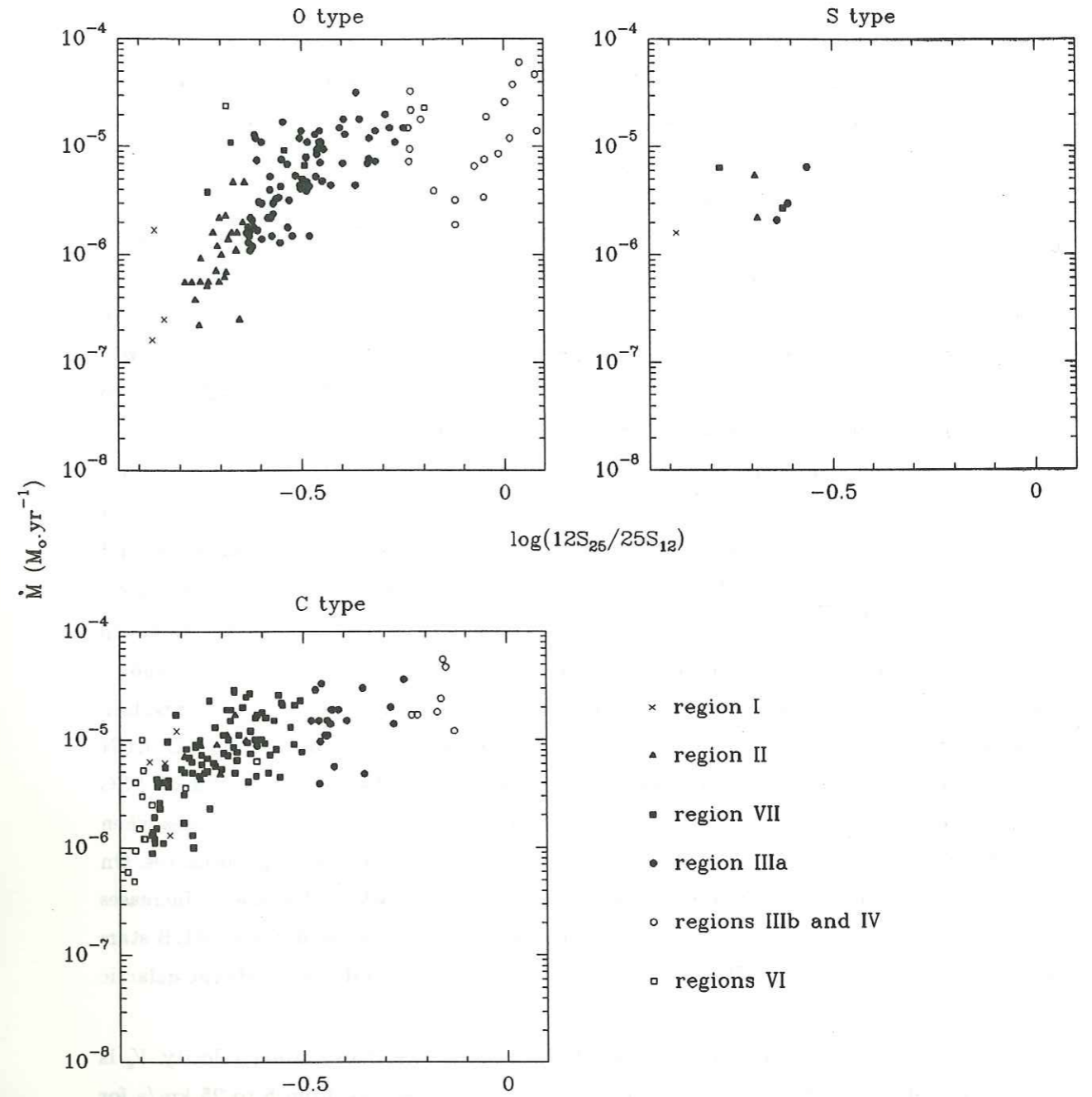


Figure 10b : Correlation between CO mass loss rates and dust properties. In Figure 10a, \dot{M} was calculated assuming $R_{CO} = 3 \cdot 10^{17}$ cm (eq.3 in Section IV). In Figure 10b, \dot{M} and R_{CO} were consistently calculated (eqs.6)

VI. CONCLUSIONS

The CO-HCN sample is now quite large since it contains 384 detected or tentatively detected sources for 1191 observations, listed in more than 70 papers. One can however regret the lack of consistency between the various references, particularly those devoted to systematic surveys. For instance, several sources have been observed many times in the CO(1-0) transition, but never in CO(2-1). Conversely, there are still powerful IRAS sources that were never observed. We also note that less than 50% of the papers quote the r.m.s. noise level. Comparison between various observations show that the source velocity and the expansion velocity are not well determined than 2 or 3 km/s. Main beam brightness temperatures, corrected for main beam efficiencies, are uncertain by typically 20 - 50%, probably due to pointing uncertainties and intrinsic properties of each telescope.

As expected, the CO-HCN sample is biased towards stronger objects due to sensitivity limitations, towards peculiar sources due to human factors, and against sources located in the galactic plane due the strong confusion with molecular clouds. However, evolution and dust opacity sequences in the IRAS colour-colour diagram are well marked by the sample.

Restricted to AGB stars, we have estimated bolometric flux, distances, and rights to the galactic plane, assuming a luminosity of $10^4 L_{\odot}$. Since luminosities are not well known and can vary up to a factor of 4, even sometimes of 10, our distances are generally uncertain by a factor of 2, and even of 3 in some cases. Due to observational biases, the CO-HCN sample is much less concentrated towards the galactic plane than the whole IRAS-PSC sample. There is a correlation between distances and infrared properties : d increases when (S_{25}/S_{12}) increases. It is clear that optically thin sources are not seen at large distances. On the other hand, this implies that optically thick sources are rare, wheter because \dot{M} increases with time, wheter because they are more massive. The mean distance of C-rich AGB stars is larger than that O-rich AGB stars, and they are more concentrated towards the galactic plane.

O-rich AGB stars also differ from the C-rich ones by their expansion velocity. V_e is continuously distributed from 5 to 20 km/s for O-rich sources, and from 5 to 25 km/s for C-rich sources. 15 C-rich objects have expansion velocities larger than 25 km/s. However, there are no indications that they are more massive and/or more luminous than others ; this rather appears as the tail end of the distribution. There is any correlation between expansion velocities and IRAS properties.

Finally, we have estimated CO mass loss rates for 179 AGB stars. We basically used the classical Knapp and Morris's formula. However, this one was inferred for a CO photodissociation radius of $3 \cdot 10^{17}$ cm, and it is always applied in this shape in the litterature, although T_{MB} varies as $R_{CO}^{1.6}$ for $R_{CO} \leq 1 \cdot 10^{17}$ cm (Knapp and Morris, 1985). We therefore consistently calculated \dot{M} and R_{CO} . As a consequence, the smallest mass loss rates are increased by a factor of 10. Despites this improvement, our values of (\dot{M}/d^2) are still uncertain

by a factor of about 3. \dot{M} ranges from 10^{-7} to $10^{-4} M_{\odot}.yr^{-1}$ for O-rich AGB stars, from 10^{-6} to $10^{-4} M_{\odot}.yr^{-1}$ for C-rich AGB stars. As expected we found that \dot{M} increases when the total dust opacity increases for O-rich sources. However, very optically thick OH/IR stars display a deficiency of CO emission (Heske et al., 1990), and infrared carbon stars rather have a constant mass loss rate with a typical value of $10^{-5} M_{\odot}.yr^{-1}$. We mainly attribute this problem to the saturation of T_{MB} in very optically thick cases.

By considering galactic distributions, distances and CO mass loss rates, it seems quite likely that C-rich AGB stars are more massive in average than O-rich AGB stars, in the sense that the smallest stellar masses are not represented in C-rich sources. Therefore, only a particular class of O-rich AGB stars can be considered as the progenitors of carbon stars.

Aknowledgments

This research has made use of the Simbad database, operated at CDS, Strasbourg, France.

Appendix A : total IRAS flux

Following the procedure described in the Explanatory Supplement (p. VI 27), the flux measured by a detector is given by :

$$F_0 = \frac{10^{-19} c}{\lambda_0(\mu)} \times S_{\lambda_0}(Jy) \times I_0 \quad \text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2} \quad (\text{A.1a})$$

$$I_0 = \int_{\text{band}} \frac{R(\lambda)}{\lambda} d\lambda \quad (\text{A.1b})$$

where c is the light velocity in cm.s^{-1} , λ_0 is the effective wavelength of the band (12,25,60, or $100\mu\text{m}$), S_{λ_0} is the flux density quoted in the PSC (and derived assuming that the flux density with wavelength goes as λ^{-1}), and $R(\lambda)$ is the relative system response. After numerical integration, I_0 values are : $I_{12} = 0.55$, $I_{25} = 0.44$, $I_{60} = 0.49$, and $I_{100} = 0.32$. The total flux measured by IRAS in the 4 bands is then given by :

$$4\pi(1\text{kpc})^2 F_{\text{iras}}^{\text{measured}} = 4.34S_{12} + 1.64S_{25} + 0.77S_{60} + 0.30S_{100} L_{\odot} \quad (\text{A.2})$$

Our aim is not to estimate the flux measured by IRAS, but the flux actually radiated between $7\text{--}130\mu\text{m}$, i.e. to estimate the non measured part of the flux, due to bandpass shapes and imperfect overlapping between the bands. Of course, this contribution cannot be exactly derived since we do not know *a priori* the intrinsic energy distribution of the source. We have then used the same blackbody and power laws presented in the Explanatory Supplement for colour correction estimations, and derived the $(F_{\text{iras}}^{\text{actual}}/F_{\text{iras}}^{\text{measured}})$ ratio. We found this one is well limited in all cases :

$$1.48 \leq \frac{F_{\text{iras}}^{\text{actual}}}{F_{\text{iras}}^{\text{measured}}} \leq 1.80 \quad (\text{A.3})$$

In addition, we derived this ratio in more realistic cases. We used results of modelling of C-rich AGB stars and PPN with amorphous carbon grains (Loup, 1991). Radiative transfert is solved, and a large range of parameters is envisaged : calculations were performed for optically thin and optically thick cases ($\dot{M} = 10^{-7}\text{--}10^{-4} \dot{M}.\text{yr}^{-1}$), the maximum temperature of grains goes from 1000 (AGB) to 50 K (detached envelopes), and the effective temperature of the central star varies from 2000 to 20000 K, according to the evolution stage we consider. Model spectra are convolved by $R(\lambda)$ and integrated on IRAS bands in order to derive equivalent PSC flux densities. Results are displayed in figure A versus S_{25}/S_{12} . The CO-HCN sample mostly contains AGB stars with $\log_{10}(12S_{25}/25S_{12}) \leq 0$, we roughly estimate $F_{\text{iras}}^{\text{actual}}$ by :

$$F_{\text{iras}}^{\text{actual}} \equiv F_{\text{iras}} = 1.6 F_{\text{iras}}^{\text{measured}} \pm 25\% \quad (\text{A.4})$$

taking into account the PSC calibration uncertainties ($\sim 10\text{--}15\%$). This estimate should not change a lot for sources displaying one or several features in the 12 and $25\mu\text{m}$ bands (silicates at $10\mu\text{m}$, SiC, PAHs, and unidentified feature at $21\mu\text{m}$) since the both filters are more or less square. On the other hand, the silicate feature at $18\mu\text{m}$ occurs just between the 12 and $25\mu\text{m}$ bands. Therefore, when the $18\mu\text{m}$ silicate band is in emission, the factor 1.6 is underestimated, and vice-versa. The $100\mu\text{m}$ flux is often contaminated by cirrus, and then not always reliable. Besides, infrared emission of AGB stars occurs at 12 or/and $25\mu\text{m}$, and the S_{100} coefficient is small as seen from equation (A.2). We have then preferred to neglect S_{100} , and F_{iras} is finally given by :

$$4\pi(1\text{kpc})^2 F_{\text{iras}} = 6.9S_{12} + 2.6S_{25} + 1.2S_{60} L_{\odot} \quad (\text{A.5})$$

IRAS flux from planetary nebulae is underestimated by this formula since their emission occurs at 60 or/and $100\mu\text{m}$. Fig.A shows that the correction factor is rather 1.8 than 1.6. However, since most PN are located in the galactic plane and strongly confused by surrounding molecular clouds, S_{100} is not reliable, and there is not really an appropriate way to derive F_{iras} .

Figure A

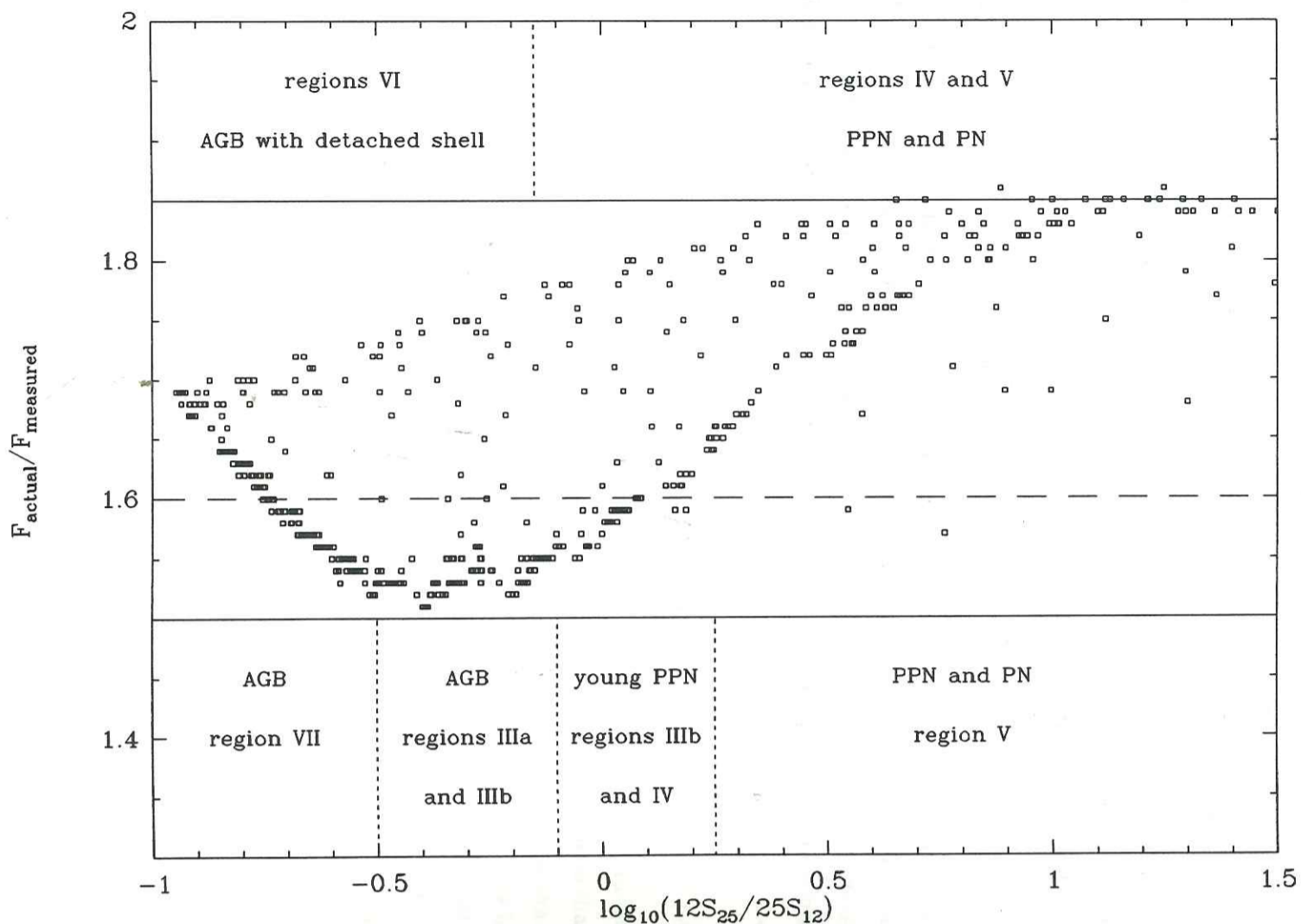


Table 1

n° (1)	name1 (2)	name2 (3)	name3 (4)	IRC (5)	RAFGL (6)	α_{1950} (7)	δ_{1950} (8)	α_{2000} (9)	δ_{2000} (10)	l_{II} (11)	b_{II} (12)	pos.ref. (13)
0004+42	KU And	CIT 1	...	+40004	14	00:04:17.70	+42:48:18.0	00:06:52.94	+43:04:60.0	+114.3	-19.0	3e
0017+44	VX And	Case 11	HD 1546	+40006	50	00:17:15.10	+44:25:56.0	00:19:54.15	+44:42:35.0	+117.1	-17.8	2m
0019-40	00193-4033	BE Phe	5017	00:19:18.67	-40:33:54.0	00:21:47.30	-40:17:15.8	-034.0	-75.5	2p
0020+55	T Cas	HD 1845	SAO 21343	+60009	57	00:20:31.21	+55:30:56.2	00:23:14.26	+55:47:33.9	+118.9	-06.9	2a
0021+62	00210+6221	00:21:04.90	+62:21:39.0	00:23:51.19	+62:38:16.4	+119.8	-00.1	3e
0021+38	R And	HD 1967	SAO 53860	+40009	59	00:21:23.02	+38:18:02.7	00:24:01.99	+38:34:40.0	+117.1	-24.0	2e,2a
0024-06	UY Cet	HD 2326	SAO 128767	-10009	66	00:24:33.60	-06:52:52.3	00:27:06.44	-06:36:16.4	+106.1	-68.7	2a
0024+69	RAFGL 67	67	00:24:47.00	+69:22:16.0	00:27:41.15	+69:38:51.7	+120.9	+06.9	2f
0103+12	IRC+10011	WX Psc	CIT 3	+10011	157	01:03:48.09	+12:19:51.4	01:06:25.96	+12:35:53.5	+128.6	-50.1	1e
0108+30	AW Psc	NSV 426	...	+30021	168	01:08:30.60	+30:22:10.0	01:11:16.14	+30:38:06.0	+128.0	-32.0	2k
0110+62	IRC+60041	Case 59	NSV 438	+60041	177	01:10:30.30	+62:41:43.0	01:13:44.31	+62:57:36.0	+125.5	+00.2	2m
0113+25	Z Psc	Case 63	HD 7561	+30025	188	01:13:21.02	+25:30:20.1	01:16:05.02	+25:46:09.6	+129.9	-36.8	2a
0114+66	RAFGL 190	190	01:14:26.30	+66:58:08.0	01:17:51.62	+67:13:55.4	+125.5	+04.5	3a
0115+72	S Cas	HD 7769	SAO 4374	+70024	194	01:15:57.76	+72:20:55.8	01:19:41.99	+72:36:40.8	+125.1	+09.9	2e,2a
0124-32	R Scl	Case 68	HD 8879	-30015	215	01:24:40.02	-32:48:06.8	01:26:58.07	-32:32:34.0	-109.8	-80.6	2a
0130+62	OH 127.8+0.0	230	01:30:27.63	+62:11:31.2	01:33:51.21	+62:26:53.5	+127.8	-00.0	1e
0155+45	BD+44398	HD 11979	SAO 37673	+50049	278	01:55:37.33	+45:11:31.9	01:58:44.11	+45:26:06.0	+135.1	-15.8	2a
0214+44	W And	HD 14028	...	+40037	310	02:14:22.92	+44:04:26.8	02:17:32.96	+44:18:17.8	+138.8	-15.9	1n
0215+28	02152+2822	02:15:12.50	+28:22:59.0	02:18:06.60	+28:36:48.3	+145.0	-30.5	3e
0216-03	Mira	HD 14386	o Cet	+00030	318	02:16:49.11	-03:12:22.4	02:19:20.79	-02:58:36.6	+167.8	-58.0	1n,11,1f
0227-26	R For	Case 103	...	-30021	337	02:27:01.20	-26:19:13.0	02:29:15.11	-26:05:52.9	-144.2	-68.1	2m
0229+57	RAFGL 341	341	02:29:21.10	+57:48:53.0	02:33:00.16	+58:02:05.0	+136.1	-02.2	3a
0231+64	V656 Cas	CIT 4	NSV 857	+60092	349	02:31:41.60	+64:55:54.0	02:35:44.55	+65:08:59.1	+133.6	+04.5	2k
0235-27	UU For	NSV 878	...	-30023	357	02:35:10.80	-27:11:41.0	02:37:22.99	-26:58:42.9	-141.3	-66.5	2k
0252-50	R Hor	02:52:13.29	-50:05:33.7	02:53:52.46	-49:53:23.8	-094.5	-57.4	1n
0307-87	03074-8732	03:07:24.70	-87:32:09.0	02:52:23.02	-87:20:19.5	-058.6	-29.4	3e
0311-57	TW Hor	Case 136	HD 20234	03:11:16.90	-57:30:29.0	03:12:32.96	-57:19:18.1	-086.7	-50.9	2g,2a
0318+70	RAFGL 482	482	03:18:38.80	+70:16:27.0	03:23:36.57	+70:27:07.5	+135.1	+11.3	3c
0320+65	OH 138.0+7.3	03:20:41.48	+65:21:32.8	03:25:08.43	+65:32:07.2	+138.0	+07.3	1e
0322+47	IRC+50096	Case 142	V384 Per	+50096	489	03:22:59.10	+47:21:22.0	03:26:29.53	+47:31:50.2	+148.2	-07.6	2m
0328-15	03287-1535	03:28:44.80	-15:35:02.0	03:31:03.83	-15:24:51.5	+203.7	-51.2	3e
0329+60	OH 141.7+3.5	5097	03:29:23.65	+60:10:04.4	03:33:30.58	+60:20:09.5	+141.7	+03.5	1e
0331+60	03313+6058	03:31:20.00	+60:58:49.0	03:35:30.69	+61:08:47.2	+141.5	+04.3	3e

Table 1 (continued)

n° (1)	name1 (2)	name2 (3)	name3 (4)	IRC (5)	RAFGL (6)	α_{1950} (7)	δ_{1950} (8)	α_{2000} (9)	δ_{2000} (10)	l_{II} (11)	b_{II} (12)	pos.ref. (13)
0337+62	U Cam	Case 154	HD 22611	+60124	505	03 : 37 : 29.09	+62 : 29 : 18.8	03 : 41 : 48.15	+62 : 38 : 55.0	+141.1	+06.0	2a
0344+44	RAFGL 5102	5102	03 : 44 : 49.20	+44 : 32 : 51.0	03 : 48 : 18.01	+44 : 42 : 02.1	+152.9	-07.6	3e
0348+39	V414 Per	HD 275868	SAO 56767	+40070	527	03 : 48 : 53.70	+39 : 43 : 54.0	03 : 52 : 14.46	+39 : 52 : 50.4	+156.6	-10.9	2m
0350+11	IK Tau	NML Tau	...	+10050	529	03 : 50 : 43.76	+11 : 15 : 31.9	03 : 53 : 28.84	+11 : 24 : 22.6	+178.0	-31.4	1o,li
0402-15	V Eri	HD 25725	SAO 149350	-20049	542	04 : 02 : 01.50	-15 : 51 : 37.0	04 : 04 : 18.73	-15 : 43 : 27.9	+208.8	-44.0	2g,2a
0429+34	04296+3429	04 : 29 : 40.30	+34 : 29 : 53.0	04 : 32 : 56.63	+34 : 36 : 11.3	+166.2	-09.0	3e
0430+62	IRC+60144	+60144	595	04 : 30 : 45.90	+62 : 10 : 12.0	04 : 35 : 17.45	+62 : 16 : 23.3	+146.0	+09.9	2k
0439+36	RAFGL 618	V353 Aur	PK 166-6.1	...	618	04 : 39 : 34.04	+36 : 01 : 16.0	04 : 42 : 53.59	+36 : 06 : 53.7	+166.4	-06.5	1c
0446+68	ST Cam	Case 240	HD 30243	+70055	633	04 : 46 : 01.26	+68 : 05 : 01.6	04 : 51 : 13.41	+68 : 10 : 08.7	+142.4	+14.9	2a
0453+44	04530+4427	04 : 53 : 05.90	+44 : 27 : 59.0	04 : 56 : 42.67	+44 : 32 : 39.9	+161.6	+00.9	3e
0456+56	TX Cam	+60150	664	04 : 56 : 40.60	+56 : 06 : 28.0	05 : 00 : 50.39	+56 : 10 : 52.6	+152.8	+08.6	3e
0457-14	R Lep	Case 276	HD 31996	-10080	667	04 : 57 : 19.73	-14 : 52 : 47.5	04 : 59 : 36.38	-14 : 48 : 21.6	-145.7	-31.3	2a
0502+01	W Ori	Case 284	HD 32736	+00066	683	05 : 02 : 48.66	+01 : 06 : 37.2	05 : 05 : 23.68	+01 : 10 : 39.2	+199.0	-22.8	2a
0505-84	NSV 01835	05 : 05 : 17.60	-84 : 20 : 21.0	04 : 57 : 03.34	-84 : 16 : 06.5	-062.9	-29.8	3e
0507+52	IRC+50137	NV Aur	...	+50137	700	05 : 07 : 19.68	+52 : 48 : 53.9	05 : 11 : 19.43	+52 : 52 : 33.7	+156.4	+07.8	1e
0509-11	RX Lep	HD 33664	SAO 150206	-10084	702	05 : 09 : 02.70	-11 : 54 : 34.0	05 : 11 : 22.70	-11 : 50 : 58.0	+212.5	-27.5	2g,2a
0509-48	S Pic	HD 33894	CPD-48 609	05 : 09 : 37.70	-48 : 34 : 01.0	05 : 10 : 57.57	-48 : 30 : 25.3	-105.2	-36.3	3e
0509-64	U Dor	HD 271044	05 : 09 : 50.50	-64 : 22 : 41.0	05 : 10 : 08.39	-64 : 19 : 04.0	-085.7	-35.2	3e
0510+20	05104+2055	05 : 10 : 26.00	+20 : 55 : 59.0	05 : 13 : 24.76	+20 : 59 : 27.7	+182.7	-10.4	3e
0513+53	R Aur	HD 34019	SAO 25112	+50141	715	05 : 13 : 15.16	+53 : 31 : 56.5	05 : 17 : 17.66	+53 : 35 : 10.9	+156.4	+09.0	2e,2a
0513+47	05136+4712	05 : 13 : 36.00	+47 : 12 : 40.0	05 : 17 : 20.62	+47 : 15 : 53.5	+161.6	+05.4	3e
0515+63	IRC+60154	BW Cam	NSV 1910	+60154	724	05 : 15 : 08.60	+63 : 12 : 51.0	05 : 19 : 52.56	+63 : 15 : 55.8	+148.3	+14.6	2k
0523+34	S Aur	Case 336	HD 35556	+30114	748	05 : 23 : 49.00	+34 : 06 : 29.0	05 : 27 : 07.50	+34 : 08 : 59.4	+173.5	-00.5	2m
0525-12	IC 418	PK 215-24.1	HD 35914	05 : 25 : 09.31	-12 : 44 : 15.0	05 : 27 : 28.12	-12 : 41 : 48.2	-144.8	-24.3	1a
0540+32	RAFGL 809	V370 Aur	809	05 : 40 : 33.30	+32 : 40 : 49.0	05 : 43 : 49.78	+32 : 42 : 06.8	+176.6	+01.6	2f
0541+69	BX Cam	NSV 2601	...	+70066	811	05 : 41 : 07.60	+69 : 57 : 15.0	05 : 46 : 44.10	+69 : 58 : 25.2	+143.4	+20.1	3e
0541-46	W Pic	Case 398	SAO 217489	05 : 41 : 50.10	-46 : 28 : 30.0	05 : 43 : 13.71	-46 : 27 : 13.7	-107.1	-30.7	2g,2a
0541-32	05418-3224	05 : 41 : 51.70	-32 : 24 : 44.0	05 : 43 : 43.14	-32 : 23 : 28.8	-122.8	-27.6	3e
0542+20	Y Tau	Case 393	HD 38307	+20121	5168	05 : 42 : 40.49	+20 : 40 : 33.2	05 : 45 : 39.38	+20 : 41 : 42.4	+187.1	-04.3	2a
0552+07	Betelgeuse	α Ori	SAO 113271	+10100	836	05 : 52 : 27.88	+07 : 23 : 58.1	05 : 55 : 10.28	+07 : 24 : 25.1	+199.8	-09.0	1n
0555+74	V Cam	HD 39741	...	+70067	849	05 : 55 : 57.51	+74 : 30 : 23.9	06 : 02 : 32.29	+74 : 30 : 27.2	+139.4	+22.9	1n
0555+38	V373 Aur	NSV 2749	...	+40149	850	05 : 55 : 58.00	+38 : 25 : 28.0	05 : 59 : 24.73	+38 : 25 : 38.1	+173.2	+07.3	3e
0601+07	RAFGL 865	865	06 : 01 : 17.40	+07 : 26 : 06.0	06 : 03 : 59.84	+07 : 25 : 54.4	+200.8	-07.0	2d

Table 1 (continued)

n° (1)	name1 (2)	name2 (3)	name3 (4)	IRC (5)	RAFGL (6)	α_{1950} (7)	δ_{1950} (8)	α_{2000} (9)	δ_{2000} (10)	l_{II} (11)	b_{II} (12)	pos.ref. (13)
0607+26	TU Gem	Case 461	HD 42272	+30143	...	06 : 07 : 46.81	+26 : 01 : 34.7	06 : 10 : 53.13	+26 : 00 : 53.9	+185.3	+03.4	2a
0608+21	TV Gem	HD 42475	SAO 78092	+20134	893	06 : 08 : 50.90	+21 : 52 : 50.0	06 : 11 : 51.42	+21 : 52 : 04.7	+189.1	+01.6	2g,2a
0608+19	06088+1909	06 : 08 : 50.90	+19 : 09 : 04.0	06 : 11 : 47.80	+19 : 08 : 18.9	+191.5	+00.3	3e
0617-10	Red Rectangle	HD 44179	SAO 151362	...	915	06 : 17 : 36.98	-10 : 36 : 51.6	06 : 19 : 58.21	-10 : 38 : 13.7	-141.0	-11.8	2a
0619+46	06192+4657	06 : 19 : 13.60	+46 : 57 : 07.0	06 : 22 : 58.52	+46 : 55 : 34.9	+167.5	+14.9	3e
0619-03	V654 Mon	NSV 02938	...	+00102	921	06 : 19 : 22.40	-03 : 49 : 12.0	06 : 21 : 51.67	-03 : 50 : 42.0	+213.0	-08.3	3e
0622+14	BL Ori	Case 508	HD 44984	+10121	934	06 : 22 : 36.93	+14 : 45 : 04.1	06 : 25 : 28.13	+14 : 43 : 19.2	+196.9	+01.1	2a
0622-09	V636 Mon	HD 45069	SAO 133227	-10122	933	06 : 22 : 38.30	-09 : 05 : 32.0	06 : 25 : 01.37	-09 : 07 : 16.0	-141.9	-10.0	2m
0623-09	RAFGL 935	935	06 : 23 : 04.70	-09 : 30 : 20.0	06 : 25 : 27.28	-09 : 32 : 05.9	-141.4	-10.1	2c,2d
0629+43	RAFGL 954	954	06 : 29 : 05.80	+43 : 19 : 30.0	06 : 32 : 41.93	+43 : 17 : 15.3	+171.6	+15.1	3c
0629+40	IRC+40156	+40156	955	06 : 29 : 45.03	+40 : 45 : 08.2	06 : 33 : 15.75	+40 : 42 : 50.9	+174.1	+14.1	1e
0630+60	AP Lyn	NSV 3020	...	+60169	956	06 : 30 : 01.05	+60 : 58 : 47.0	06 : 34 : 33.92	+60 : 56 : 26.2	+154.3	+21.5	2l
0633+38	UU Aur	Case 537	HD 46687	+40158	966	06 : 33 : 06.64	+38 : 29 : 16.1	06 : 36 : 32.84	+38 : 26 : 44.4	+176.5	+13.8	2a
0634+03	RAFGL 971	971	06 : 34 : 16.50	+03 : 28 : 04.0	06 : 36 : 54.20	+03 : 25 : 29.0	+208.2	-01.7	3c
0634+24	M1-7	PK 189+7.1	06 : 34 : 17.80	+24 : 03 : 07.0	06 : 37 : 20.95	+24 : 00 : 31.0	+189.9	+07.8	2h
0639-22	IRC-20101	GM CMa	...	-20101	4521S	06 : 39 : 08.20	-22 : 13 : 48.0	06 : 41 : 15.00	-22 : 16 : 42.9	-128.0	-12.1	2m
0645-08	HR 2508	HD 49331	SAO 133679	-10139	1014	06 : 45 : 13.79	-08 : 56 : 32.9	06 : 47 : 37.18	-08 : 59 : 54.5	-139.5	-04.9	2a
0650+08	GX Mon	OH 205.6+4.1	...	+10143	1028	06 : 50 : 03.50	+08 : 29 : 02.0	06 : 52 : 46.91	+08 : 25 : 19.0	+205.6	+04.1	2k
0650+03	M1-8	PK 210+1.1	06 : 50 : 56.00	+03 : 16 : 00.0	06 : 53 : 33.40	+03 : 12 : 13.5	+210.3	+01.9	4a
0652+06	CL Mon	Case 615	...	+10144	1038	06 : 52 : 55.60	+06 : 26 : 40.0	06 : 55 : 36.62	+06 : 22 : 44.9	+207.7	+03.8	2m
0656+03	06564+0342	06 : 56 : 27.10	+03 : 42 : 08.0	06 : 59 : 04.97	+03 : 37 : 58.0	+210.6	+03.4	3e
0658+15	06582+1507	06 : 58 : 17.30	+15 : 07 : 58.0	07 : 01 : 08.44	+15 : 03 : 39.8	+200.5	+08.9	3e
0702-79	07027-7934	07 : 02 : 45.30	-79 : 34 : 23.0	06 : 59 : 27.48	-79 : 38 : 47.1	-068.6	-26.3	3e
0704+22	R Gem	HD 53791	SAO 79070	+20171	...	07 : 04 : 20.70	+22 : 46 : 56.0	07 : 07 : 21.29	+22 : 42 : 12.0	+194.1	+13.5	2g,2a
0704-07	RY Mon	Case 670	...	-10149	1070	07 : 04 : 31.20	-07 : 28 : 41.0	07 : 06 : 56.47	-07 : 33 : 24.5	-138.6	-00.0	2m
0705-11	W CMa	Case 676	HD 54361	-10152	1075	07 : 05 : 43.20	-11 : 50 : 35.2	07 : 08 : 03.46	-11 : 55 : 23.6	-134.6	-01.8	2a
0706-72	R Vol	Case 689	He 3-25	...	4070	07 : 06 : 32.30	-72 : 56 : 07.0	07 : 05 : 36.82	-73 : 00 : 52.0	-075.8	-24.8	2g
0706-00	NGC 2346	PK 215+03.1	HD 293373	...	5334	07 : 06 : 49.70	-00 : 43 : 29.0	07 : 09 : 22.57	-00 : 48 : 22.5	-144.3	+03.6	2h
0709-20	RAFGL 1085	1085	07 : 09 : 53.70	-20 : 12 : 18.0	07 : 12 : 03.95	-20 : 17 : 23.5	-126.7	-04.8	2c,2d
0713+10	HD 56126	SAO 96709	07 : 13 : 25.30	+10 : 05 : 09.2	07 : 16 : 10.23	+09 : 59 : 47.9	+206.7	+10.0	2a
0715-34	RAFGL 1099	NSV 03513	1099	07 : 15 : 15.80	-34 : 44 : 14.0	07 : 17 : 05.66	-34 : 49 : 41.0	-113.1	-10.3	2d
0716+69	RU Cam	Case 669	HD 56167	07 : 16 : 20.28	+69 : 45 : 54.0	07 : 21 : 44.16	+69 : 40 : 15.2	+145.9	+27.9	2e
0720-32	07203-3212	07 : 20 : 22.10	-32 : 12 : 55.0	07 : 22 : 16.27	-32 : 18 : 43.2	-114.9	-08.2	3e

Table 1 (continued)

n ^o (1)	name1 (2)	name2 (3)	name3 (4)	IRC (5)	RAFGL (6)	α ₁₉₅₀ (7)	δ ₁₉₅₀ (8)	α ₂₀₀₀ (9)	δ ₂₀₀₀ (10)	l _{II} (11)	b _{II} (12)	pos.ref. (13)
0720-25	VY CMa	OH 239.3-5.1	HD 58061	-30087	1111	07 : 20 : 54.74	-25 : 40 : 12.3	07 : 22 : 58.32	-25 : 46 : 03.1	-120.6	-05.1	1l,1n,1e
0721-12	07217-1246	07 : 21 : 43.90	-12 : 46 : 32.0	07 : 24 : 03.40	-12 : 52 : 26.7	-131.9	+01.2	3e
0724+46	Y Lyn	HD 58521	SAO 41784	+50180	1120	07 : 24 : 33.51	+46 : 05 : 36.2	07 : 28 : 11.66	+45 : 59 : 27.3	+172.3	+25.3	2e,2a
0727-19	IRC-20131	Case 776	NSV 3610	-20131	1131	07 : 27 : 00.60	-19 : 21 : 32.0	07 : 29 : 12.50	-19 : 27 : 47.9	-125.5	-00.8	2m
0728+24	Case 779	NQ Gem	HD 59643	07 : 28 : 52.66	+24 : 36 : 37.7	07 : 31 : 54.57	+24 : 30 : 12.6	+194.6	+19.4	2a
0734-09	M1-16	PK 226+5.1	07 : 34 : 55.48	-09 : 32 : 00.4	07 : 37 : 18.89	-09 : 38 : 48.5	-133.2	+05.6	1q
0737-40	07373-4021	Case 849	07 : 37 : 22.10	-40 : 21 : 49.0	07 : 39 : 04.06	-40 : 28 : 45.5	-106.0	-09.0	3e
0738-11	M1-17	PK 228+5.1	07 : 38 : 00.76	-11 : 25 : 29.7	07 : 40 : 22.16	-11 : 32 : 30.1	-131.2	+05.4	1q
0739-18	NGC 2440	PK 234+02.1	HD 62166	07 : 39 : 41.00	-18 : 05 : 23.0	07 : 41 : 54.91	-18 : 12 : 29.7	-125.2	+02.4	1a
0739-14	OH 231.8+4.2	QX Pup	Calabash Neb.	...	5237	07 : 39 : 58.90	-14 : 35 : 44.0	07 : 42 : 16.83	-14 : 42 : 52.1	-128.2	+04.2	1d
0745-71	07454-7112	07 : 45 : 25.70	-71 : 12 : 19.0	07 : 45 : 02.80	-71 : 19 : 43.2	-076.6	-21.5	3e
0753+53	VV 47	PK 264+31.1	07 : 53 : 57.60	+53 : 33 : 06.0	07 : 57 : 50.28	+53 : 25 : 00.5	+164.8	+31.2	2h
0755-58	V341 Car	HD 65750	SAO 235638	07 : 55 : 54.55	-58 : 59 : 26.9	07 : 56 : 50.88	-59 : 07 : 34.3	-087.8	-15.2	2a
0757-40	07576-4055	07 : 57 : 40.80	-40 : 55 : 00.0	07 : 59 : 24.07	-41 : 03 : 15.6	-103.5	-05.9	3e
0758-19	07582-1933	07 : 58 : 12.80	-19 : 33 : 56.0	08 : 00 : 25.85	-19 : 42 : 14.6	-121.6	+05.4	3e
0804-15	08045-1524	08 : 04 : 33.20	-15 : 24 : 41.0	08 : 06 : 51.13	-15 : 33 : 23.6	-124.4	+08.9	3e
0807-36	08074-3615	08 : 07 : 28.10	-36 : 15 : 35.0	08 : 09 : 20.20	-36 : 24 : 27.6	-106.5	-01.8	3e
0808-32	RAFGL 1235	Case 1081	1235	08 : 08 : 51.00	-32 : 43 : 06.0	08 : 10 : 48.40	-32 : 52 : 03.9	-109.3	+00.4	3e
0817-21	RAFGL 5250	5250	08 : 17 : 06.90	-21 : 34 : 47.0	08 : 19 : 18.77	-21 : 44 : 15.5	-117.5	+08.1	3e
0852+17	X Cnc	Case 1338	HD 76221	+20206	1298	08 : 52 : 34.04	+17 : 25 : 22.1	08 : 55 : 22.89	+17 : 13 : 52.3	+210.2	+34.9	2a
0903-39	09032-3953	09 : 03 : 12.40	-39 : 53 : 10.0	09 : 05 : 07.23	-40 : 05 : 11.5	-096.9	+04.7	3e
0907+31	RS Cnc	HD 78712	SAO 61306	+30209	1326	09 : 07 : 37.80	+31 : 10 : 05.0	09 : 10 : 38.83	+30 : 57 : 48.6	+194.5	+42.1	2g,2a
0911-24	RAFGL 5254	5254	09 : 11 : 40.90	-24 : 38 : 54.0	09 : 13 : 54.09	-24 : 51 : 21.1	-107.2	+16.2	2k
0923-23	LP Hya	NSV 04485	...	-20188	5257	09 : 23 : 35.70	-23 : 47 : 37.0	09 : 25 : 50.86	-24 : 00 : 37.9	-106.0	+18.8	3e
0937+12	Frosty Leo	09371+1212	09 : 37 : 11.95	+12 : 12 : 29.7	09 : 39 : 53.96	+11 : 58 : 52.4	-138.1	+42.7	1n
0942+34	R LMi	HD 84346	SAO 61669	+30215	1376	09 : 42 : 34.78	+34 : 44 : 33.9	09 : 45 : 34.29	+34 : 30 : 42.8	+190.6	+49.8	1n,1f
0942-60	09425-6040	09 : 42 : 35.20	-60 : 40 : 34.0	09 : 44 : 01.80	-60 : 54 : 23.2	-078.0	-05.9	3e
0942-21	IW Hya	-20197	5259	09 : 42 : 56.45	-21 : 47 : 53.6	09 : 45 : 15.15	-22 : 01 : 44.7	-104.2	+23.4	1n,1e
0944+11	R Leo	HD 84748	SAO 98769	+10215	1380	09 : 44 : 52.24	+11 : 39 : 40.4	09 : 47 : 33.49	+11 : 25 : 44.1	-136.3	+44.2	1n,1l,1f
0945+13	CW Leo	PK 221+45.1	Peanut Neb.	+10216	1381	09 : 45 : 14.89	+13 : 30 : 40.8	09 : 47 : 57.36	+13 : 16 : 43.6	-138.6	+45.1	1j
0948-22	Y Hya	Case 1566	HD 85405	-20199	...	09 : 48 : 45.00	-22 : 46 : 56.9	09 : 51 : 03.55	-23 : 01 : 02.0	-102.4	+23.6	2a
0952-75	RAFGL 4098	4098	09 : 52 : 10.40	-75 : 08 : 15.0	09 : 52 : 29.90	-75 : 22 : 25.7	-067.7	-16.4	3e
0953-41	X Vel	Case 1583	HD 86111	09 : 53 : 23.13	-41 : 20 : 59.2	09 : 55 : 26.09	-41 : 35 : 14.7	-088.9	+10.1	2a

Table 1 (continued)

n ^o (1)	name1 (2)	name2 (3)	name3 (4)	IRC (5)	RAFGL (6)	α ₁₉₅₀ (7)	δ ₁₉₅₀ (8)	α ₂₀₀₀ (9)	δ ₂₀₀₀ (10)	l _{II} (11)	b _{II} (12)	pos.ref. (13)
1004-40	NGC 3132	PK 272+12.1	HD 87892	10 : 04 : 55.10	-40 : 11 : 29.0	10 : 07 : 01.77	-40 : 26 : 09.7	-087.9	+12.4	2h
1013+30	CIT 6	Case 1641	RW LMi	+30219	1403	10 : 13 : 10.94	+30 : 49 : 16.7	10 : 16 : 02.27	+30 : 34 : 18.6	+197.7	+56.0	1m
1014-14	IRC-10236	IY Hya	...	-10236	1406	10 : 14 : 34.40	-14 : 24 : 31.0	10 : 17 : 00.52	-14 : 39 : 31.4	-103.7	+33.9	2m
1017-59	Case 1662	Hen 401	10 : 17 : 48.60	-59 : 58 : 23.0	10 : 19 : 32.61	-60 : 13 : 28.9	-074.9	-02.7	3e
1019-57	Roberts 22	OH 284.18-79	Hen 404	...	4104	10 : 19 : 45.10	-57 : 50 : 28.0	10 : 21 : 33.97	-58 : 05 : 37.6	-075.8	-00.8	3d
1032-46	10323-4611	10 : 32 : 22.90	-46 : 11 : 57.0	10 : 34 : 30.82	-46 : 27 : 28.6	-080.3	+10.2	3e
1032-39	U Ant	Case 1706	HD 91793	10 : 32 : 59.30	-39 : 18 : 12.0	10 : 35 : 12.91	-39 : 33 : 44.7	-083.8	+16.1	2g,2a
1035-13	U Hya	Case 1714	HD 92055	-10242	1427	10 : 35 : 04.97	-13 : 07 : 26.2	10 : 37 : 33.08	-13 : 23 : 02.4	-100.0	+38.1	2a
1041+67	VY UMa	Case 1736	HD 92839	+70100	1433	10 : 41 : 37.14	+67 : 40 : 27.3	10 : 45 : 03.93	+67 : 24 : 40.6	+139.6	+45.4	2a
1049-20	V Hya	Case 1766	SAO 179278	-20218	1439	10 : 49 : 11.30	-20 : 59 : 04.9	10 : 51 : 37.31	-21 : 15 : 01.3	-091.0	+33.6	2a
1058-18	R Crt	HD 95384	SAO 156389	-20222	1450	10 : 58 : 05.91	-18 : 03 : 22.4	11 : 00 : 33.89	-18 : 19 : 29.7	-090.7	+37.2	1n
1129-44	11296-4431	11 : 29 : 36.00	-44 : 31 : 50.0	11 : 32 : 01.34	-44 : 48 : 24.1	-071.6	+15.8	3e
1130-10	11308-1020	11 : 30 : 52.40	-10 : 20 : 26.0	11 : 33 : 24.63	-10 : 37 : 00.9	-086.3	+47.8	3e
1131-72	Case 1882	11 : 31 : 50.10	-72 : 56 : 41.0	11 : 33 : 57.91	-73 : 13 : 16.3	-062.7	-11.2	3e
1138-55	HD 101584	SAO 239288	...	-30163E	...	11 : 38 : 33.60	-55 : 17 : 46.0	11 : 40 : 58.78	-55 : 34 : 24.4	-067.0	+05.9	2g,2a
1146-35	HD 102608	SAO 202831	NSV 5345	-30163E	4136	11 : 46 : 08.15	-35 : 42 : 31.6	11 : 48 : 39.22	-35 : 59 : 12.3	-071.1	+25.2	2a
1227+04	BK Vir	HD 108849	SAO 119433	+00220	1554	12 : 27 : 48.00	+04 : 41 : 33.0	12 : 30 : 21.05	+04 : 24 : 58.8	-070.5	+66.7	2g,2a
1237-49	12379-4959	12 : 37 : 54.60	-49 : 59 : 45.0	12 : 40 : 41.98	-50 : 16 : 12.6	-058.8	+12.6	3e
1238+56	Y UMa	HD 110259	SAO 28471	+60220	1570	12 : 38 : 04.40	+56 : 07 : 14.7	12 : 40 : 21.27	+55 : 50 : 47.1	+126.2	+61.2	2e,2a
1238-45	12384-4536	12 : 38 : 29.90	-45 : 36 : 58.0	12 : 41 : 15.50	-45 : 53 : 25.1	-058.9	+16.9	3e
1239-43	Case 2025	NSV 05868	12 : 39 : 24.80	-43 : 38 : 40.0	12 : 42 : 09.86	-43 : 55 : 06.4	-058.8	+18.9	3e
1241-54	Boomerang Neb.	12 : 41 : 54.20	-54 : 14 : 47.0	12 : 44 : 45.45	-54 : 31 : 11.4	-058.0	+08.3	3e
1242+45	Y CVn	Case 2030	HD 110914	+50219	1576	12 : 42 : 47.08	+45 : 42 : 47.9	12 : 45 : 07.81	+45 : 26 : 24.0	+126.4	+71.6	2a
1244+04	RU Vir	Case 2032	HD 111166	+00224	1579	12 : 44 : 45.70	+04 : 25 : 04.0	12 : 47 : 18.43	+04 : 08 : 41.9	-059.7	+67.0	2m
1254-68	12540-6845	12 : 54 : 00.40	-68 : 45 : 40.0	12 : 57 : 15.74	-69 : 01 : 52.9	-056.5	-06.2	3e
1254+66	RY Dra	Case 2047	HD 112559	+70116	1588	12 : 54 : 28.10	+66 : 15 : 52.0	12 : 56 : 25.65	+65 : 59 : 38.9	+122.1	+51.1	2a
1300+05	RT Vir	HD 113285	SAO 119734	+10262	1594	13 : 00 : 05.87	+05 : 27 : 15.0	13 : 02 : 37.95	+05 : 11 : 08.5	-049.6	+67.9	1n
1311-02	SW Vir	HD 114961	SAO 139236	+00230	1606	13 : 11 : 29.70	-02 : 32 : 31.0	13 : 14 : 04.40	-02 : 48 : 23.1	-045.9	+59.6	2g,2a
1326-23	R Hya	HD 117287	SAO 181695	-20254	1627	13 : 26 : 58.37	-23 : 01 : 24.3	13 : 29 : 42.84	-23 : 16 : 53.0	-045.8	+38.7	1n,1f
1330-06	S Vir	HD 117833	SAO 139403	-10290	1633	13 : 30 : 23.18	-06 : 56 : 18.1	13 : 33 : 00.13	-07 : 11 : 41.2	-039.2	+54.2	1n
1346-28	W Hya	HD 120285	SAO 181981	-30207	1650	13 : 46 : 12.08	-28 : 07 : 08.8	13 : 49 : 02.05	-28 : 22 : 02.6	-042.0	+32.8	1n,1l,1f
1348-67	13482-6716	13 : 48 : 15.40	-67 : 16 : 08.0	13 : 52 : 03.31	-67 : 30 : 56.7	-051.3	-05.3	3e
1408-07	RAFGL 1686	1686	14 : 08 : 39.50	-07 : 30 : 42.0	14 : 11 : 18.03	-07 : 44 : 47.3	-025.2	+50.1	2d

Table 1 (continued)

n°	name1	name2	name3	IRC	RAFGL	α_{1950}	δ_{1950}	α_{2000}	δ_{2000}	l_{II}	b_{II}	pos.ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
1421+25	RX Boo	HD 126327	SAO 83331	+30257	1706	14 : 21 : 56.78	+25 : 55 : 47.3	14 : 24 : 11.61	+25 : 42 : 14.1	+034.3	+69.2	1n
1433-64	CPD-64 2939	He 3-1013	14 : 33 : 07.40	-64 : 35 : 01.0	14 : 37 : 09.64	-64 : 48 : 02.3	-046.1	-04.2	3e
1437+32	RV Boo	HD 129004	SAO 64256	+30261	1719	14 : 37 : 09.28	+32 : 45 : 15.4	14 : 39 : 15.75	+32 : 32 : 22.6	+052.5	+66.1	2e
1442-45	14429-4539	14 : 42 : 54.90	-45 : 39 : 33.0	14 : 46 : 13.78	-45 : 52 : 07.8	-037.0	+12.5	3e
1448-54	CPD-53 5736	14 : 48 : 52.30	-54 : 05 : 25.0	14 : 52 : 28.80	-54 : 17 : 41.9	-039.9	+04.5	2j
1459-44	14591-4438	14 : 59 : 12.00	-44 : 38 : 26.0	15 : 02 : 32.72	-44 : 50 : 12.0	-034.0	+12.1	3e
1508-48	RAFGL 4211	4211	15 : 08 : 13.00	-48 : 08 : 44.0	15 : 11 : 41.89	-48 : 20 : 01.3	-034.4	+08.3	3e
1509-69	X TrA	Case 2219	HD 134453	15 : 09 : 29.00	-69 : 53 : 34.0	15 : 14 : 18.99	-70 : 04 : 45.0	-045.4	-10.5	2g,2a
1514-49	Case 2232	15 : 14 : 48.60	-49 : 40 : 09.0	15 : 18 : 22.05	-49 : 51 : 04.6	-034.2	+06.4	3e
1519+31	S CrB	HD 136753	SAO 64652	+30272	4990S	15 : 19 : 21.60	+31 : 32 : 45.8	15 : 21 : 23.97	+31 : 22 : 02.8	+049.5	+57.2	1n
1519-51	15194-5115	15 : 19 : 26.90	-51 : 15 : 19.0	15 : 23 : 04.91	-51 : 25 : 59.0	-034.5	+04.7	3e
1522-36	RAFGL 1771	NSV 7064	1771	15 : 22 : 35.90	-36 : 03 : 26.0	15 : 25 : 47.58	-36 : 13 : 56.1	-025.3	+17.0	2d
1525+19	WX Ser	CIT 7	...	+20281	1773	15 : 25 : 31.98	+19 : 44 : 13.0	15 : 27 : 46.99	+19 : 33 : 51.3	+029.5	+53.5	1e
1533-64	15332-6430	15 : 33 : 18.00	-64 : 30 : 39.0	15 : 37 : 45.36	-64 : 40 : 29.8	-040.4	-07.3	3e
1547+39	V CrB	Case 2293	HD 141826	+40273	5311	15 : 47 : 44.08	+39 : 43 : 22.7	15 : 49 : 31.29	+39 : 34 : 19.1	+063.3	+51.2	2a
1548+15	R Ser	HD 141850	SAO 101771	+20285	1801	15 : 48 : 23.24	+15 : 17 : 02.7	15 : 50 : 41.66	+15 : 08 : 02.5	+026.2	+46.8	2a
1549+48	ST Her	HD 142143	SAO 45758	+50246	5313	15 : 49 : 16.74	+48 : 37 : 59.5	15 : 50 : 46.63	+48 : 29 : 01.1	+077.0	+49.4	2e,2a
1601+47	X Her	HD 144205	SAO 45863	+50248	5317	16 : 01 : 08.69	+47 : 22 : 36.2	16 : 02 : 39.39	+47 : 14 : 22.3	+074.5	+47.8	2e,2a
1602-30	OH 345.0+15.7	1822	16 : 02 : 59.60	-30 : 41 : 33.0	16 : 06 : 08.15	-30 : 49 : 36.7	-015.0	+15.7	2d
1609-36	NGC 6072	PK 342+10.1	He 2-148	16 : 09 : 41.60	-36 : 06 : 01.0	16 : 12 : 58.78	-36 : 13 : 38.6	-017.8	+10.9	2h
1610-42	OH 338.1+6.4	16 : 10 : 34.90	-42 : 05 : 29.0	16 : 14 : 02.56	-42 : 13 : 02.8	-021.9	+06.4	3e
1613-51	Mz 3	PK 331-1.1	He 20154	16 : 13 : 23.30	-51 : 51 : 44.0	16 : 17 : 13.57	-51 : 59 : 06.1	-028.3	-01.0	2o
1623+19	U Her	HD 148206	SAO 102160	+20298	1858	16 : 23 : 34.69	+19 : 00 : 17.5	16 : 25 : 47.43	+18 : 53 : 32.6	+035.3	+40.4	1f,1i,1n
1626+41	g(30) Her	HD 148783	SAO 46108	+40283	1864	16 : 26 : 59.88	+41 : 59 : 26.3	16 : 28 : 38.37	+41 : 52 : 54.0	+066.2	+43.7	2e,2a
1631-56	16314-5611	16 : 31 : 28.90	-56 : 11 : 44.0	16 : 35 : 35.58	-56 : 17 : 53.2	-029.5	-05.9	3e
1641+54	S Dra	HD 151187	BD+55 1870	+50255	1886	16 : 41 : 51.91	+54 : 59 : 48.8	16 : 42 : 55.79	+54 : 54 : 15.9	+083.3	+40.2	2e
1659-46	16594-4656	16 : 59 : 26.80	-46 : 56 : 16.0	17 : 03 : 09.78	-47 : 00 : 29.9	-019.6	-03.3	2o
1702-10	M2-9	PK 10+18.2	Butterfly Neb.	...	5334	17 : 02 : 52.63	-10 : 04 : 31.0	17 : 05 : 37.92	-10 : 08 : 32.4	+010.9	+18.1	2n
1704-56	CPD-56 8032	PK 332-9.1	He 3-1333	17 : 04 : 47.50	-56 : 50 : 57.6	17 : 09 : 00.91	-56 : 54 : 47.7	-027.1	-09.9	1o
1704-24	RAFGL 1922	1922	17 : 04 : 54.60	-24 : 40 : 39.0	17 : 07 : 58.24	-24 : 44 : 31.1	-001.2	+09.3	2d
1707-65	17079-6554	17 : 07 : 59.40	-65 : 54 : 33.0	17 : 12 : 59.29	-65 : 58 : 07.8	-034.5	-15.4	3e
1707-32	V463 Sco	17 : 07 : 59.30	-32 : 43 : 29.0	17 : 11 : 14.98	-32 : 47 : 07.6	-007.3	+04.0	3e
1708+64	TV Dra	HD 155637	SAO 17364	+60249	1930	17 : 08 : 06.35	+64 : 22 : 52.4	17 : 08 : 24.46	+64 : 19 : 08.0	+094.3	+35.3	2e

Table 1 (continued)

n°	name1	name2	name3	IRC	RAFGL	α_{1950}	δ_{1950}	α_{2000}	δ_{2000}	l_{II}	b_{II}	pos.ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
1710-10	IRC-10359	NSV 08322	BD-10 4457	-10359	1934	17 : 10 : 16.30	-10 : 31 : 13.0	17 : 13 : 02.19	-10 : 34 : 42.9	+011.5	+16.3	3e
1710-37	NGC 6302	PK 349+01.1	HD 155520	17 : 10 : 21.30	-37 : 02 : 43.0	17 : 13 : 44.41	-37 : 06 : 11.2	-010.5	+01.1	1h,1a
1711+08	V2108 Oph	+10322	1940	17 : 11 : 55.60	+08 : 59 : 23.0	17 : 14 : 19.01	+08 : 55 : 59.4	+029.9	+25.6	3e
1712-48	17125-4814	17 : 12 : 33.50	-48 : 14 : 04.0	17 : 16 : 20.64	-48 : 17 : 21.9	-019.3	-05.8	3e
1715-32	RAFGL 6815S	6815S	17 : 15 : 04.50	-32 : 24 : 12.0	17 : 18 : 19.92	-32 : 27 : 20.2	-006.2	+03.0	2o
1721-39	17217-3916	17 : 21 : 45.80	-39 : 16 : 42.0	17 : 25 : 13.52	-39 : 19 : 21.0	-011.0	-02.1	3e
1726-19	TW Oph	Case 2449	HD 158377	-20364	1971	17 : 26 : 46.50	-19 : 26 : 04.0	17 : 29 : 43.60	-19 : 28 : 22.4	+006.1	+08.1	2m
1729+17	IRC+20326	NSV 9118	...	+20326	1977	17 : 29 : 42.50	+17 : 47 : 27.0	17 : 31 : 54.98	+17 : 45 : 19.7	+040.8	+25.3	3e
1731-49	CD-49 11554	He 3-1428	17 : 31 : 11.20	-49 : 24 : 25.0	17 : 35 : 02.41	-49 : 26 : 22.3	-018.6	-09.0	2o
1731-62	17319-6234	OH 329.8-15.8	17 : 31 : 55.20	-62 : 34 : 04.0	17 : 36 : 36.93	-62 : 35 : 56.3	-030.1	-15.9	3e
1733+15	MW Her	CIT 9	...	+20328	1988	17 : 33 : 24.80	+15 : 37 : 02.0	17 : 35 : 39.98	+15 : 35 : 10.9	+039.0	+23.6	2k
1737-30	17371-3021	17 : 37 : 06.80	-30 : 21 : 26.0	17 : 40 : 19.51	-30 : 22 : 58.9	-001.8	+00.2	3e
1738-57	V Pav	Case 2470	HD 160453	17 : 38 : 59.83	-57 : 42 : 05.2	17 : 43 : 18.94	-57 : 43 : 27.5	-025.3	-14.3	2a
1741-31	RAFGL 5379	5379	17 : 41 : 07.40	-31 : 54 : 24.0	17 : 44 : 22.62	-31 : 55 : 39.4	-002.7	-01.3	3e
1743+50	V814 Her	HD 161796	SAO 30548	...	5384	17 : 43 : 41.30	+50 : 03 : 47.0	17 : 44 : 55.43	+50 : 02 : 38.4	+077.1	+30.9	2g,2a
1743-15	OH 11.4+6.6	17 : 43 : 40.60	-15 : 45 : 51.0	17 : 46 : 33.16	-15 : 46 : 56.1	+011.4	+06.6	3e
1743-28	OH 0.3-0.2	17 : 43 : 56.60	-28 : 43 : 39.0	17 : 47 : 06.89	-28 : 44 : 42.2	+000.3	-00.2	1p
1744-24	RAFGL 5385	5385	17 : 44 : 04.60	-24 : 11 : 57.0	17 : 47 : 08.31	-24 : 12 : 59.9	+004.2	+02.2	2o
1744-29	17443-2949	17 : 44 : 23.30	-29 : 49 : 55.0	17 : 47 : 35.28	-29 : 50 : 56.2	-000.6	-00.8	3e
1744-40	17446-4048	17 : 44 : 40.90	-40 : 48 : 37.0	17 : 48 : 12.24	-40 : 49 : 36.3	-009.9	-06.6	3e
1744-78	17446-7809	17 : 44 : 41.90	-78 : 09 : 52.0	17 : 52 : 34.28	-78 : 10 : 41.7	-044.6	-23.6	3e
1746-19	NGC 6445	PK 8+3.1	HD 161944	17 : 46 : 17.20	-19 : 59 : 41.0	17 : 49 : 15.21	-20 : 00 : 34.5	+008.1	+03.9	2h
1749-25	17495-2534	17 : 49 : 33.90	-25 : 34 : 01.0	17 : 52 : 39.57	-25 : 34 : 39.9	+003.7	+00.4	3e
1751-25	RAFGL 2023	2023	17 : 51 : 13.60	-25 : 49 : 04.0	17 : 54 : 19.64	-25 : 49 : 35.6	+003.7	-00.1	2d
1753-33	AI Sco	HD 320921	CPD-33 4709	17 : 53 : 00.10	-33 : 48 : 20.0	17 : 56 : 18.56	-33 : 48 : 43.4	-003.0	-04.4	3e
1753-30	RAFGL 5416	5416	17 : 53 : 20.00	-30 : 30 : 25.0	17 : 56 : 33.09	-30 : 30 : 47.1	-000.1	-02.8	3e
1753+26	V441(89) Her	HD 163506	SAO 85545	...	2028	17 : 53 : 24.00	+26 : 03 : 23.0	17 : 55 : 25.07	+26 : 02 : 58.6	+051.4	+23.2	2g,2a
1755+58	T Dra	Case 2512	UY Dra	+60255	2040	17 : 55 : 37.40	+58 : 13 : 24.0	17 : 56 : 23.29	+58 : 13 : 06.5	+086.7	+29.9	2m
1758-17	RAFGL 2047	2047	17 : 58 : 11.00	-17 : 44 : 22.2	18 : 01 : 06.10	-17 : 44 : 23.8	+011.5	+02.6	2d
1758-22	17583-2201	17 : 58 : 21.60	-22 : 01 : 05.0	18 : 01 : 22.35	-22 : 01 : 05.6	+007.8	+00.5	3e
1804-09	FX Ser	-10396	2067	18 : 04 : 04.80	-09 : 41 : 42.0	18 : 06 : 49.93	-09 : 41 : 18.1	+019.2	+05.3	2m
1805-22	VX Sgr	OH 8.3-1.0	HD 165674	-20431	2071	18 : 05 : 02.99	-22 : 13 : 55.0	18 : 08 : 04.01	-22 : 13 : 26.3	+008.3	-01.0	1n,1l,1f
1808-33	NGC 6563	PK 358-7.1	HD 166449	18 : 08 : 44.60	-33 : 52 : 46.0	18 : 12 : 03.13	-33 : 52 : 00.5	-001.5	-07.3	2h

Table 1 (continued)

n° (1)	name1 (2)	name2 (3)	name3 (4)	IRC (5)	RAFGL (6)	α_{1950} (7)	δ_{1950} (8)	α_{2000} (9)	δ_{2000} (10)	l _{II} (11)	b _{II} (12)	pos.ref. (13)
1811-05	M4-9	PK 24+5.1	18 : 11 : 37.40	-05 : 00 : 17.0	18 : 14 : 16.96	-04 : 59 : 20.4	+024.2	+05.9	3e
1816-12	18167-1209	OH 18.5+1.4	18 : 16 : 47.37	-12 : 09 : 27.8	18 : 19 : 35.43	-12 : 08 : 08.3	+018.5	+01.4	1g,1p
1819-27	RAFGL 2135	2135	18 : 19 : 26.70	-27 : 08 : 02.0	18 : 22 : 34.50	-27 : 06 : 30.2	+005.6	-06.2	2d
1821-16	RAFGL 2143	2143	18 : 21 : 38.70	-16 : 17 : 45.0	18 : 24 : 31.84	-16 : 16 : 04.2	+015.4	-01.6	2d
1823-06	RAFGL 2154	2154	18 : 23 : 57.90	-06 : 55 : 55.0	18 : 26 : 39.68	-06 : 54 : 04.5	+024.0	+02.3	2d
1824+23	RAFGL 2155	2155	18 : 24 : 00.80	+23 : 27 : 01.0	18 : 26 : 05.69	+23 : 28 : 50.3	+051.6	+15.8	3c,3b
1824-08	18248-0839	18 : 24 : 49.70	-08 : 39 : 19.0	18 : 27 : 33.51	-08 : 37 : 24.7	+022.5	+01.3	3e
1826-12	18269-1257	18 : 26 : 57.90	-12 : 57 : 02.0	18 : 29 : 46.85	-12 : 54 : 58.2	+019.0	-01.2	3e
1827-14	OH 17.7-2.0	5497	18 : 27 : 39.77	-14 : 31 : 03.9	18 : 30 : 30.64	-14 : 28 : 57.0	+017.7	-02.0	1e
1827-47	18276-4717	18 : 27 : 37.70	-47 : 17 : 48.0	18 : 31 : 23.18	-47 : 15 : 39.3	-012.3	-16.4	3e
1828+21	AC Her	HD 170756	SAO 86134	18 : 28 : 08.90	+21 : 49 : 52.0	18 : 30 : 16.05	+21 : 51 : 59.4	+050.5	+14.2	2g,2a
1830+36	T Lyr	Case 2608	SAO 67087	+40321	2187	18 : 30 : 36.18	+36 : 57 : 38.9	18 : 32 : 20.06	+36 : 59 : 56.1	+065.3	+19.5	2a
1830-05	RAFGL 5502	5502	18 : 30 : 50.80	-05 : 03 : 27.0	18 : 33 : 30.36	-05 : 01 : 06.7	+026.4	+01.7	3e
1833+05	RAFGL 2199	2199	18 : 33 : 19.20	+05 : 33 : 16.0	18 : 35 : 46.48	+05 : 35 : 46.5	+036.1	+06.0	2d,2o
1834-05	OH 26.5+0.6	V437 Sct	2205	18 : 34 : 52.47	-05 : 26 : 37.1	18 : 37 : 32.46	-05 : 23 : 59.4	+026.5	+00.6	1e
1834+10	V1111 Oph	+10365	2206	18 : 34 : 57.70	+10 : 23 : 05.0	18 : 37 : 19.31	+10 : 25 : 42.4	+040.7	+07.8	1f
1839+17	IRC+20370	V821 Her	NSV 11225	+20370	2232	18 : 39 : 41.60	+17 : 38 : 11.0	18 : 41 : 54.39	+17 : 41 : 08.5	+047.8	+10.0	2m
1839-02	IRC+00365	Case 2642	NSV 11233	+00365	2233	18 : 39 : 48.30	-02 : 20 : 24.0	18 : 42 : 24.68	-02 : 17 : 25.2	+029.9	+01.0	2m
1840+28	FI Lyr	BD+28 3059	...	+30340	2236	18 : 40 : 07.41	+28 : 54 : 30.1	18 : 42 : 04.79	+28 : 57 : 28.9	+058.3	+14.6	simbad
1841+13	IRC+10374	NSV 11263	...	+10374	2241	18 : 41 : 18.90	+13 : 54 : 18.0	18 : 43 : 36.33	+13 : 57 : 22.6	+044.6	+08.0	2k
1842+03	18424+0346	18 : 42 : 29.20	+03 : 46 : 25.0	18 : 44 : 58.57	+03 : 49 : 35.1	+035.6	+03.2	3e
1844-05	R Sct	HD 173819	SAO 142620	-10461	5296S	18 : 44 : 48.70	-05 : 45 : 35.0	18 : 47 : 29.00	-05 : 42 : 14.6	+027.4	-01.7	2g,2a
1846-02	OH 30.1-0.7	V1362 Aql	5535	18 : 46 : 04.91	-02 : 53 : 54.1	18 : 48 : 41.91	-02 : 50 : 28.3	+030.1	-00.7	1g,1p
1846-48	OH 348.2-19.7	18 : 46 : 42.90	-48 : 02 : 42.0	18 : 50 : 29.21	-47 : 59 : 11.0	-011.8	-19.7	3e
1847+09	RAFGL 2259	2259	18 : 47 : 31.60	+09 : 26 : 39.0	18 : 49 : 54.43	+09 : 30 : 10.4	+041.2	+04.7	2d
1847-07	S Sct	Case 2666	HD 174325	-10467	2260	18 : 47 : 37.09	-07 : 57 : 59.3	18 : 50 : 19.92	-07 : 54 : 26.8	+025.8	-03.4	2a
1849-00	OH 32.8-0.3	V1365 Aql	5540	18 : 49 : 48.16	-00 : 17 : 55.5	18 : 52 : 22.19	-00 : 14 : 13.9	+032.8	-00.3	1e
1851+32	Ring Neb.	PK 63+13.1	NGC 6720	18 : 51 : 43.70	+32 : 57 : 56.2	18 : 53 : 35.18	+33 : 01 : 44.5	+063.2	+14.0	AA22
1855+04	IRC+00402	+00402	2288	18 : 55 : 55.60	+04 : 35 : 49.0	18 : 58 : 24.08	+04 : 39 : 56.4	+037.9	+00.6	2m
1856-29	IRC-30398	V3953 Sgr	...	-30398	2289	18 : 56 : 03.10	-29 : 54 : 31.0	18 : 59 : 14.00	-29 : 50 : 21.6	+006.6	-14.7	3e
1856+06	OH 39.7+1.5	V1366 Aql	2290	18 : 56 : 03.88	+06 : 38 : 49.8	18 : 58 : 30.02	+06 : 42 : 57.7	+039.7	+01.5	1e
1859-39	RS CrA	5552	18 : 59 : 34.50	-39 : 47 : 22.0	19 : 03 : 01.83	-39 : 42 : 57.1	-002.7	-19.0	3e
1900-22	SU Sgr	HD 177017	SAO 187624	-20534	2309	19 : 00 : 43.06	-22 : 47 : 10.5	19 : 03 : 43.78	-22 : 42 : 41.7	+013.7	-12.7	1a

Table 1 (continued)

n° (1)	name1 (2)	name2 (3)	name3 (4)	IRC (5)	RAFGL (6)	α_{1950} (7)	δ_{1950} (8)	α_{2000} (9)	δ_{2000} (10)	l _{II} (11)	b _{II} (12)	pos.ref. (13)
1900-38	RAFGL 5553	5553	19 : 00 : 45.90	-38 : 26 : 38.0	19 : 04 : 10.64	-38 : 22 : 08.2	-001.3	-18.8	3e
1900+07	IRC+10401	Case 2694	NSV 11689	+10401	2310	19 : 00 : 53.00	+07 : 26 : 19.0	19 : 03 : 18.28	+07 : 30 : 47.2	+041.0	+00.8	2m
1901-05	V Aql	Case 2695	HD 177336	-10486	2314	19 : 01 : 43.95	-05 : 45 : 38.2	19 : 04 : 24.12	-05 : 41 : 05.9	+029.3	-05.5	2a
1902+08	RAFGL 2316	2316	19 : 02 : 58.20	+08 : 08 : 28.0	19 : 05 : 22.69	+08 : 13 : 05.0	+041.8	+00.7	2d
1903+08	R Aql	OH 42.0+0.5	HD 177940	+10406	2324	19 : 03 : 57.69	+08 : 09 : 07.9	19 : 06 : 22.18	+08 : 13 : 49.1	+042.0	+00.5	1i,1n,1e
1905-22	V3880 Sgr	-20540	2330	19 : 05 : 54.70	-22 : 19 : 10.0	19 : 08 : 54.62	-22 : 14 : 19.4	+014.7	-13.6	3e
1906+05	19068+0544	19 : 06 : 48.10	+05 : 44 : 13.0	19 : 09 : 15.36	+05 : 49 : 06.2	+040.1	-01.3	3e
1907+09	RAFGL 2333	2333	19 : 07 : 34.00	+09 : 21 : 56.0	19 : 09 : 57.15	+09 : 26 : 52.2	+043.4	+00.2	3e
1909-32	V342 Sgr	-30404	5556	19 : 09 : 20.90	-32 : 56 : 06.0	19 : 12 : 35.78	-32 : 51 : 00.6	+004.8	-18.4	3e
1911+00	RAFGL 2343	SAO 124414	2343	19 : 11 : 24.90	+00 : 02 : 19.0	19 : 13 : 58.53	+00 : 07 : 31.6	+035.6	-05.0	2o
1912-07	W Aql	SAO 143184	...	-10497	2349	19 : 12 : 41.60	-07 : 08 : 08.0	19 : 15 : 23.21	-07 : 02 : 49.8	+029.3	-08.5	2g,2a
1915-17	RAFGL 2361	2361	19 : 15 : 46.50	-17 : 06 : 36.0	19 : 18 : 39.58	-17 : 01 : 04.7	+020.5	-13.6	3c
1916+23	RAFGL 2362	2362	19 : 16 : 08.63	+23 : 43 : 57.0	19 : 18 : 14.57	+23 : 49 : 28.2	+057.1	+05.1	1k
1916-16	V1942 Sgr	Case 2721	HD 180953	-20554	2363	19 : 16 : 17.82	-16 : 00 : 03.0	19 : 19 : 09.56	-15 : 54 : 29.6	+021.6	-13.2	2a
1917-08	IRC-10502	NSV 11912	...	-10502	2368	19 : 17 : 35.30	-08 : 07 : 49.0	19 : 20 : 17.96	-08 : 02 : 10.6	+029.0	-10.0	2m
1917-26	RAFGL 2370	2370	19 : 17 : 51.50	-26 : 20 : 22.0	19 : 20 : 56.28	-26 : 14 : 41.7	+012.0	-17.7	2d
1919+09	OH 44.8-2.3	2374	19 : 19 : 13.20	+09 : 22 : 12.0	19 : 21 : 36.52	+09 : 27 : 56.5	+044.8	-02.3	1p
1921+09	Vy 2-2	PK 45-2.1	M1-70	19 : 21 : 59.10	+09 : 47 : 58.0	19 : 24 : 21.98	+09 : 53 : 53.8	+045.5	-02.7	3e
1923+76	UX Dra	Case 2738	HD 183556	+80036	2384	19 : 23 : 22.41	+76 : 27 : 41.7	19 : 21 : 35.43	+76 : 33 : 34.7	+108.3	+24.6	2a
1924+11	IRC+10420	V1302 Aql	...	+10420	2390	19 : 24 : 26.74	+11 : 15 : 10.9	19 : 26 : 48.03	+11 : 21 : 16.7	+047.1	-02.5	1e
1924-17	IRC-20563	-20563	2391	19 : 24 : 47.50	-17 : 22 : 07.0	19 : 27 : 40.60	-17 : 15 : 58.7	+021.2	-15.6	3e
1928+19	OH 55.0+0.7	2403	19 : 28 : 18.00	+19 : 44 : 07.0	19 : 30 : 29.49	+19 : 50 : 28.1	+054.9	+00.7	3e
1931-16	AQ Sgr	Case 2744	HD 184283	-20568	2416	19 : 31 : 27.10	-16 : 29 : 02.2	19 : 34 : 18.93	-16 : 22 : 27.0	+022.7	-16.7	2a
1932+27	V1129 Cyg	NSV 12165	...	+30374	2417	19 : 32 : 08.80	+27 : 57 : 30.0	19 : 34 : 09.87	+28 : 04 : 06.3	+062.6	+04.0	2m
1932+30	BD+30 3639	PK 64+5.1	Campbell's star	...	4251	19 : 32 : 47.50	+30 : 24 : 20.6	19 : 34 : 45.17	+30 : 30 : 59.3	+064.8	+05.0	1a
1934+29	M1-92	Min Footprint	19 : 34 : 19.25	+29 : 26 : 07.5	19 : 36 : 18.41	+29 : 32 : 52.4	+064.1	+04.3	2n
1934+12	19346+1209	19 : 34 : 39.10	+12 : 09 : 52.0	19 : 36 : 59.60	+12 : 16 : 38.9	+049.1	-04.3	3e
1935+50	R Cyg	HD 185456	SAO 31822	+50301	2422	19 : 35 : 28.69	+50 : 05 : 11.7	19 : 36 : 49.32	+50 : 11 : 60.0	+082.7	+13.8	2e,2a
1939+32	TT Cyg	Case 2773	HD 186047	+30382	2432	19 : 39 : 01.90	+32 : 30 : 02.2	19 : 40 : 56.96	+32 : 37 : 05.7	+067.3	+04.9	2a
1945+29	19454+2920	19 : 45 : 24.20	+29 : 20 : 43.0	19 : 47 : 24.25	+29 : 28 : 11.8	+065.2	+02.1	3e
1947-07	GY Aql	-10524	2461	19 : 47 : 24.61	-07 : 44 : 30.8	19 : 50 : 06.35	-07 : 36 : 52.8	+032.7	-16.5	1n
1947+31	HD 331319	19475+3119	19 : 47 : 32.00	+31 : 19 : 38.0	19 : 49 : 29.44	+31 : 27 : 15.0	+067.2	+02.7	3e
1947+24	19477+2401	19 : 47 : 47.30	+24 : 01 : 13.0	19 : 49 : 54.46	+24 : 08 : 51.3	+060.9	-01.1	3e

Table 1 (continued)

n° (1)	name1 (2)	name2 (3)	name3 (4)	IRC (5)	RAFGL (6)	α_{1950} (7)	δ_{1950} (8)	α_{2000} (9)	δ_{2000} (10)	l_{II} (11)	b_{II} (12)	pos.ref. (13)
1948+25	19480+2504	19:48:02.00	+25:04:16.0	19:50:07.86	+25:11:55.2	+061.8	-00.6	3e
1948+32	χ Cyg	HD 187796	SAO 68943	+30395	2465	19:48:38.53	+32:47:09.9	19:50:33.95	+32:54:51.2	+068.5	+03.3	1n,1l
1950-17	HD 187885	SAO 163075	19:50:00.75	-17:09:38.5	19:52:52.64	-17:01:50.1	+024.0	-21.0	2a,2o
1954+30	RAFGL 2477	2477	19:54:49.20	+30:35:54.0	19:56:48.26	+30:43:59.2	+067.3	+01.0	3c
1955-02	RR Aql	HD 188915	...	+00458	2479	19:55:00.31	-02:01:17.5	19:57:36.03	-01:53:10.4	+038.9	-15.6	1i,1n,1e,1f
1959+40	RAFGL 2494	2494	19:59:24.80	+40:47:18.0	20:01:08.51	+40:55:40.2	+076.5	+05.6	3c
2000+32	20000+3239	20:00:02.80	+32:39:07.0	20:01:59.44	+32:47:32.0	+069.7	+01.2	3e
2002+39	20028+3910	20:02:48.00	+39:10:03.0	20:04:34.91	+39:18:38.0	+075.5	+04.2	3e
2003-27	V1943 Sgr	HD 190643	SAO 188923	-30425	2508	20:03:51.92	-27:22:09.2	20:06:55.09	-27:13:27.8	+014.8	-27.7	2a
2004-42	V2234 Sgr	5578	20:04:15.70	-42:41:05.0	20:07:41.84	-42:32:21.4	-002.3	-31.5	3e
2007+31	RAFGL 2513	2513	20:07:15.00	+31:16:52.0	20:09:14.22	+31:25:44.0	+069.4	-00.9	3c
2007-60	X Pav	HD 191171	SAO 254747	20:07:37.70	-60:05:24.0	20:11:49.17	-59:56:26.5	-022.9	-33.2	2g
2007-06	V1300 Aql	-10529	2514	20:07:47.40	-06:25:11.0	20:10:27.41	-06:16:15.7	+036.4	-20.4	3e
2012-44	RZ Sgr	HD 192194	CPD-44 9765	20:12:00.30	-44:33:48.0	20:15:28.79	-44:24:35.8	-004.3	-33.2	3e
2013-71	NSV 12961	20:13:35.60	-71:52:53.0	20:18:57.70	-71:43:31.5	-036.9	-32.5	3e
2014-21	RT Cap	Case 2882	HD 192737	-20585	2542	20:14:11.00	-21:28:23.0	20:17:06.45	-21:19:03.8	+021.9	-27.9	2m
2023-13	OH 30.7-27.1	20:23:25.90	-13:57:50.0	20:26:12.95	-13:47:58.0	+030.7	-27.1	3e
2024+75	UU Dra	HD 195351	SAO 9757	+80040	2581	20:24:53.81	+75:05:21.6	20:24:03.66	+75:15:12.4	+108.5	+20.6	2e
2024-28	T Mic	HD 194676	SAO 189308	-30430	5587	20:24:52.53	-28:25:39.2	20:27:55.19	-28:15:41.6	+015.2	-32.4	2a
2026+21	OH 63.3-10.2	20:26:43.80	+21:05:32.0	20:28:56.84	+21:15:34.6	+063.3	-10.2	3e
2039+47	V Cyg	Case 2923	SAO 49940	+50338	2632	20:39:41.42	+47:57:43.2	20:41:18.30	+48:08:29.1	+086.5	+03.8	1n
2043+38	20435+3825	20:43:30.40	+38:25:24.0	20:45:24.06	+38:36:23.0	+079.5	-02.7	3e
2044-01	FP Aqr	NSV 13284	...	+00490	2646	20:44:01.90	-01:05:13.0	20:46:36.50	-00:54:11.1	+046.1	-25.8	3e
2044+39	NML Cyg	OH 80.8-1.9	V1489 Cyg	+40448	2650	20:44:33.84	+39:55:57.1	20:46:25.46	+40:06:59.6	+080.8	-01.9	1e
2048-72	20484-7202	20:48:29.40	-72:02:48.0	20:53:33.69	-71:51:27.6	-037.9	-35.0	3e
2053+30	UX Cyg	HD 199252	...	+30464	2677	20:53:00.14	+30:13:22.0	20:55:05.53	+30:24:52.1	+074.3	-09.4	1n
2053+55	20532+5554	20:53:15.80	+55:54:06.0	20:54:37.66	+56:05:35.7	+094.1	+07.1	3e
2054-65	20541-6549	20:54:07.90	-65:49:45.0	20:58:28.10	-65:38:07.8	-030.8	-37.5	3e
2056+27	RAFGL 2686	2686	20:56:59.80	+27:14:59.0	20:59:08.88	+27:26:41.7	+072.6	-12.0	3c
2100+36	RAFGL 2688	Egg Neb.	PK 80-6.1	...	2688	21:00:19.90	+36:29:45.0	21:02:18.75	+36:41:37.8	+080.2	-06.5	2b
2100+48	21003+4801	21:00:21.80	+48:01:03.0	21:02:03.12	+48:12:55.4	+088.8	+01.1	3e
2103-00	RV Aqr	Case 2968	...	+00499	2702	21:03:17.70	-00:24:43.0	21:05:51.68	-00:12:40.3	+049.6	-29.6	2m
2103+51	V1549 Cyg	Case 2976	...	+50357	2704	21:03:32.60	+51:36:18.0	21:05:07.63	+51:48:20.0	+091.8	+03.2	2m

Table 1 (continued)

n° (1)	name1 (2)	name2 (3)	name3 (4)	IRC (5)	RAFGL (6)	α_{1950} (7)	δ_{1950} (8)	α_{2000} (9)	δ_{2000} (10)	l_{II} (11)	b_{II} (12)	pos.ref. (13)
2104-16	RS Cap	HD 200994	SAO 164150	-20596	2708	21:04:28.00	-16:37:26.4	21:07:15.38	-16:25:19.8	+032.4	-37.3	2a
2105+42	NGC 7027	PK 84-3.1	HD 201272	21:05:09.50	+42:02:04.0	21:07:01.63	+42:14:11.3	+084.9	-03.5	AP1,1a
2106-38	RAFGL 5592	5592	21:06:57.10	-38:43:18.0	21:10:07.14	-38:31:03.4	+004.3	-42.9	3e
2108+68	T Cep	HD 202012	SAO 19229	+70168	2721	21:08:52.54	+68:17:11.2	21:09:31.89	+68:29:27.8	+104.8	+13.8	1n
2114+51	21147+5110	21:14:45.80	+51:10:05.0	21:16:24.75	+51:22:40.2	+092.7	+01.6	3e
2116-45	T Ind	Case 3013	HD 202874	...	5593	21:16:52.10	-45:14:03.0	21:20:09.30	-45:01:19.4	-004.7	-44.6	2g,2a
2119-69	Y Pav	Case 3018	HD 203133	21:19:47.00	-69:56:55.0	21:24:16.48	-69:44:01.5	-036.8	-38.2	2g,2a
2122+51	21223+5114	21:22:21.70	+51:14:05.0	21:24:02.63	+51:27:01.7	+093.6	+00.8	3e
2125+36	IRC+40483	V1906 Cyg	NSV 13721	+40483	5615	21:25:25.00	+36:28:53.0	21:27:27.92	+36:41:58.6	+083.7	-10.2	AP2
2128+50	21282+5050	21:28:15.10	+50:50:47.0	21:29:58.42	+51:03:59.8	+094.0	-00.1	3e
2128+10	UU Peg	+10498	2775	21:28:38.30	+10:55:58.0	21:31:04.08	+11:09:12.8	+064.3	-28.2	2k
2130+44	IC 5117	PK 89-5.1	HD 205211	21:30:36.77	+44:22:28.9	21:32:30.90	+44:35:48.2	+089.9	-05.1	1q
2131+56	21318+5631	21:31:50.10	+56:31:13.0	21:33:22.98	+56:44:35.0	+098.2	+03.7	3e
2132+38	V1426 Cyg	Case 3041	CIT 13	+40485	2781	21:32:05.90	+38:50:54.0	21:34:07.32	+39:04:17.4	+086.3	-09.4	2m
2135+78	S Cep	Case 3055	HD 206362	+80048	2785	21:35:52.65	+78:23:58.7	21:35:12.60	+78:37:28.4	+113.8	+19.4	2a
2137+45	21373+4540	21:37:18.50	+45:40:51.0	21:39:12.40	+45:54:27.6	+091.6	-05.0	3e
2138+54	RU Cyg	HD 206483	SAO 33654	+50390	2790	21:38:58.64	+54:05:49.1	21:40:39.14	+54:19:29.6	+097.4	+01.2	2e,2a
2139+35	V460 Cyg	Case 3060	HD 206570	+40489	2793	21:39:54.35	+35:16:53.2	21:42:01.01	+35:30:36.6	+085.0	-13.1	2a
2141+37	RV Cyg	Case 3063	HD 206750	+40491	2798	21:41:12.01	+37:47:16.9	21:43:16.31	+38:01:03.5	+086.9	-11.4	2a
2141+58	μ Cep	HD 206936	SAO 33693	+60325	2802	21:41:58.51	+58:33:01.0	21:43:30.37	+58:46:48.8	+100.6	+04.3	2e,2a
2143-02	EP Aqr	HD 207076	SAO 145652	+00509	2806	21:43:56.40	-02:26:40.0	21:46:31.63	-02:12:46.1	+054.2	-39.3	2g,2a
2144+73	PQ Cep	Case 3070	...	+70177	2805	21:44:01.20	+73:24:11.0	21:44:28.84	+73:38:02.5	+110.6	+15.4	2m
2144+49	21449+4950	21:44:56.20	+49:50:08.0	21:46:46.01	+50:04:03.4	+095.3	-02.6	3e
2145+64	RT Cep	+60328	2808	21:45:36.00	+64:22:10.0	21:46:52.58	+64:36:06.3	+104.7	+08.5	3e
2148+53	21489+5301	21:48:59.20	+53:01:23.0	21:50:45.00	+53:15:28.0	+097.8	-00.6	3e
2155+62	21554+6204	21:55:29.60	+62:04:24.0	21:56:58.18	+62:18:43.6	+104.1	+06.0	3e
2201+28	TW Peg	HD 209598	SAO 90201	+30481	2837	22:01:43.33	+28:06:20.2	22:03:59.51	+28:20:54.4	+083.8	-21.5	1n
2203+35	SV Peg	HD 209872	SAO 72019	+40501	2845	22:03:31.00	+35:06:17.7	22:05:41.96	+35:20:55.6	+088.7	-16.3	2e,2a
2209+56	CU Cep	+60345	2865	22:09:45.12	+56:47:28.0	22:11:31.74	+57:02:18.3	+102.5	+00.7	2e
2214+57	M2-51	PK 103+0.1	22:14:16.60	+57:13:42.0	22:16:04.27	+57:28:41.2	+103.2	+00.7	3e
2217+59	OH 104.9+2.4	2885	22:17:42.70	+59:36:17.0	22:19:27.40	+59:51:22.7	+104.9	+02.4	1p
2219-07	DZ Aqr	HD 212062	SAO 146043	-10580	2889	22:19:04.31	-07:51:38.3	22:21:41.86	-07:36:29.2	+054.7	-49.5	2a
2219-46	π Gru	SAO 231105	161 Gru	...	4289	22:19:41.10	-46:12:01.0	22:22:43.81	-45:56:50.4	-009.7	-55.2	2g

Table 1 (continued)

n ^o	name1	name2	name3	IRC	RAFGL	α_{1950}	δ_{1950}	α_{2000}	δ_{2000}	l_{II}	b_{II}	pos.ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
2222+43	22223+4327	22 : 22 : 22.90	+43 : 27 : 49.0	22 : 24 : 30.61	+43 : 43 : 03.6	+096.8	-11.6	3e
2224+60	RAFGL 2901	2901	22 : 24 : 08.10	+60 : 05 : 25.0	22 : 25 : 54.81	+60 : 20 : 42.4	+105.9	+02.4	3a
2226-21	NGC 7293	PK 36-57.1	Helix Neb.	22 : 26 : 54.80	-21 : 05 : 41.0	22 : 29 : 38.50	-20 : 50 : 17.9	+036.2	-57.1	2h
2227+54	HD 235858	SAO 34504	22 : 27 : 13.40	+54 : 35 : 43.7	22 : 29 : 10.29	+54 : 51 : 06.6	+103.3	-02.5	2a,2o
2230+59	22303+5950	22 : 30 : 22.70	+59 : 50 : 36.0	22 : 32 : 12.79	+60 : 06 : 04.1	+106.4	+01.8	3e
2251+66	RAFGL 2985	2985	22 : 51 : 51.90	+66 : 00 : 49.0	22 : 53 : 41.94	+66 : 16 : 48.5	+111.5	+06.1	2f
2252-29	V PsA	HD 216692	SAO 191491	-30456	2989	22 : 52 : 34.90	-29 : 52 : 42.0	22 : 55 : 19.48	-29 : 36 : 41.1	+020.5	-64.4	2g,2a
2255+58	RAFGL 2999	V627 Cas	2999	22 : 55 : 39.50	+58 : 33 : 28.0	22 : 57 : 43.26	+58 : 49 : 32.3	+108.7	-00.9	3a
2257+66	22574+6609	22 : 57 : 25.10	+66 : 09 : 42.0	22 : 59 : 18.39	+66 : 25 : 48.2	+112.0	+06.0	3e
2258+64	RAFGL 3011	3011	22 : 58 : 29.70	+64 : 02 : 38.0	23 : 00 : 27.38	+64 : 18 : 45.5	+111.3	+04.0	3a
2316+16	RAFGL 3068	3068	23 : 16 : 42.40	+16 : 55 : 10.0	23 : 19 : 12.39	+17 : 11 : 35.4	+093.5	-40.4	3c
2321-45	RAFGL 4296	NSV 14540	4296	23 : 21 : 22.30	-45 : 21 : 29.0	23 : 24 : 06.92	-45 : 04 : 60.0	-018.7	-65.0	3e
2325+10	RAFGL 3099	3099	23 : 25 : 45.60	+10 : 38 : 05.0	23 : 28 : 17.50	+10 : 54 : 36.9	+092.2	-46.9	2d
2326+68	23268+6854	23 : 26 : 49.70	+68 : 54 : 24.0	23 : 28 : 59.07	+69 : 10 : 56.4	+115.7	+07.5	3e
2327+53	23279+5336	23 : 27 : 56.50	+53 : 36 : 34.0	23 : 30 : 17.98	+53 : 53 : 07.2	+111.0	-07.1	3e
2330+61	23304+6147	23 : 30 : 26.70	+61 : 47 : 15.0	23 : 32 : 44.94	+62 : 03 : 49.6	+113.9	+00.6	3e
2332+43	IRC+40540	LP And	NSV 14623	+40540	3116	23 : 32 : 01.30	+43 : 16 : 27.0	23 : 34 : 27.66	+43 : 33 : 02.4	+108.5	-17.1	2m
2332+65	23321+6545	23 : 32 : 06.30	+65 : 45 : 15.0	23 : 34 : 22.63	+66 : 01 : 50.4	+115.2	+04.3	3e
2343+03	TX Psc	Case 3202	HD 223075	+00532	3147	23 : 43 : 50.10	+03 : 12 : 33.7	23 : 46 : 23.57	+03 : 29 : 13.8	+093.3	-55.6	2a
2349+61	IRC+60427	NSV 14731	...	+60427	3165	23 : 49 : 36.00	+61 : 31 : 31.0	23 : 52 : 04.77	+61 : 48 : 12.5	+116.0	-00.3	2k
2355+51	R Cas	HD 224490	SAO 35938	+50484	3188	23 : 55 : 52.07	+51 : 06 : 37.3	23 : 58 : 24.76	+51 : 23 : 19.5	+114.6	-10.6	1n,1l

Position references in col.13 : (1a) Terzian et al., 1974; (1b) Baud, 1981; (1c) Kwok and Feldman, 1981; (1d) Morris et al., 1982; (1e) Bowers et al., 1983; (1f) Soulie and Baudry, 1983; (1g) Baud et al., 1985; (1h) Rodriguez et al., 1985; (1i) Bowers et al., 1989; (1j) Sahai et al., 1989; (1k) Lewis et al., 1990; (1l) Wright et al., 1990; (1m) Carlstrom et al., 1990; (1n) Baudry et al., 1990; (2a) SAO catalogue, 1966 ($\leq 1''$, but not corrected for proper motions); (2b) Ney et al., 1975 ($\pm 1''$); (2c) Lebofsky and Kleinmann, 1976 ($\pm 1''$); (2d) Allen et al., 1977 ($\pm 2''$); (2e) Plaut, 1977 (± 1 to $3''$); (2f) Lebofsky et al., 1978 ($\pm 1''$); (2g) CSI 79 (± 1 to $3''$); (2h) Acker et al., 1982 (see references therein); (2i) Allen et al., 1982 ($\pm 3''$); (2j) Mac Connell, 1981 ($\pm 2''$); (2k) Kleinmann and Joyce, 1984 (± 2 to $3''$); (2l) Stephenson, 1986 (± 1 to $2''$); (2m) Claussen et al., 1987 ($\pm 3''$); (2n) Bowers and Knapp, 1989 (± 1 to $2''$); (2o) van der Veen et al., 1989 (± 1 to $5''$); (3a) Gehrz and Hackwell, 1976 ($\pm 5''$); (3b) Low et al., 1976 (± 5 to $10''$); (3c) Joyce et al., 1977 ($\pm 5''$); (3d) Allen et al., 1980 ($\pm 10''$); (3e) IRAS-PSC catalogue, 1983 (± 10 to $20''$);

Table 2

n ^o	name1	S ₁₂	S ₂₅	S ₆₀	S ₁₀₀	4 π 1kpc ² F _{IRAS}	4 π 1kpc ² F _{total}	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L _⊙)	(L _⊙)	(9)	(kpc)	type		type	type
0004+42	KU And	4.76 10 ²	3.24 10 ²	5.80 10 ¹	2.09 10 ¹	4.2 10 ³	1.5 10 ⁴	1	0.82	26	IIIa	O	M10(M)
0017+44	VX And	5.28 10 ¹	1.54 10 ¹	4.03 10 ⁰	2.03 10 ⁰	4.1 10 ²	1.0 10 ⁴	2	1.00	24,4n	VII	C	C4,5J(SRa)
0019-40	00193-4033	3.12 10 ²	1.52 10 ²	1.74 10 ¹	3.46 10 ⁰	2.6 10 ³	7.7 10 ⁴	2	0.36	28	IIIa	O	M9
0020+55	T Cas	4.28 10 ²	1.79 10 ²	2.44 10 ¹	9.72 10 ⁰	3.5 10 ³	1.2 10 ⁵	1	0.29	15	II	O	M7.5e(M)
0021+62	00210+6221	4.85 10 ¹	5.19 10 ¹	1.25 10 ¹	...	4.9 10 ²	9.8 10 ²	3	3.20	12	IIIa	C?	?
0021+38	R And	3.27 10 ²	1.68 10 ²	2.42 10 ¹	1.04 10 ¹	2.7 10 ³	6.8 10 ⁴	2	0.38	2n	IIIa	S	S4,6e(M)
0024-06	UY Cet	1.16 10 ²	5.90 10 ¹	1.15 10 ¹	4.49 10 ⁰	9.7 10 ²	14,2n	VII	O	M7
0024+69	RAFGL 67	3.06 10 ²	1.50 10 ²	2.96 10 ¹	6.90 10 ⁰	2.6 10 ³	9.1 10 ³	2	1.05	43	VII	C	?
0103+12	IRC+10011	1.16 10 ³	9.68 10 ²	2.15 10 ²	7.21 10 ¹	1.1 10 ⁴	3.4 10 ⁴	1	0.54	4no	IIIa	O	M7(M)
0108+30	AW Psc	1.65 10 ²	1.22 10 ²	1.89 10 ¹	6.25 10 ⁰	1.5 10 ³	4.7 10 ³	1	1.46	29	IIIa	O	M9(M)
0110+62	IRC+60041	1.40 10 ²	4.03 10 ¹	8.85 10 ⁰	...	1.1 10 ³	2.9 10 ⁴	2	0.59	44	VII	C	C6,3:e
0113+25	Z Psc	3.34 10 ¹	1.12 10 ¹	3.29 10 ⁰	1.72 10 ⁰	2.7 10 ²	2.6 10 ³	2	1.94	22,4n	VII	C	C7,2(SRb)
0114+66	RAFGL 190	1.40 10 ²	2.06 10 ²	6.47 10 ¹	1.59 10 ¹	1.6 10 ³	1.9 10 ³	1	2.29	21	IIIb	C	?
0115+72	S Cas	3.42 10 ²	1.95 10 ²	2.68 10 ¹	1.14 10 ¹	2.9 10 ³	1.1 10 ⁴	1	0.95	22	IIIa	S	Se(M)
0124-32	R Scl	1.62 10 ²	8.21 10 ¹	5.48 10 ¹	2.32 10 ¹	1.4 10 ³	7.2 10 ⁴	1	0.37	4n	VIb	C	C6,4(SRa)
0130+62	OH 127.8+0.0	2.89 10 ²	4.56 10 ²	1.94 10 ²	5.02 10 ¹	3.4 10 ³	4.7 10 ³	1	1.46	37	IIIb	O	?
0155+45	BD+44398	4.99 10 ²	2.92 10 ²	4.22 10 ¹	1.58 10 ¹	4.3 10 ³	1.2 10 ⁵	1	0.29	22	IIIa	O	M8
0214+44	W And	1.67 10 ²	7.21 10 ¹	1.34 10 ¹	5.61 10 ⁰	1.4 10 ³	4.4 10 ⁴	1	0.48	22	II	S	S8,2e(M)
0215+28	02152+2822	1.21 10 ²	1.12 10 ²	2.96 10 ¹	6.86 10 ⁰	1.2 10 ³	2.3 10 ³	3	2.07	43	IIIa	C	?
0216-03	Mira	4.88 10 ³	2.26 10 ³	3.01 10 ²	8.84 10 ¹	4.0 10 ⁴	8.1 10 ⁵	1	0.11	2n	II	O	M5.5e(M)bin.
0227-26	R For	2.54 10 ²	7.53 10 ¹	1.60 10 ¹	5.06 10 ⁰	2.0 10 ³	2.2 10 ⁴	1	0.67	43	VII	C	C4,3e(M)
0229+57	RAFGL 341	1.73 10 ²	1.60 10 ²	4.22 10 ¹	9.86 10 ⁰	1.7 10 ³	2.0 10 ³	1	2.24	42	IIIa	C	C
0231+64	V656 Cas	4.81 10 ²	3.14 10 ²	4.58 10 ¹	1.34 10 ¹	4.2 10 ³	1.1 10 ⁴	1	0.95	2n	IIIa	O	M8(M)
0235-27	UU For	4.19 10 ²	2.55 10 ²	3.44 10 ¹	9.50 10 ⁰	3.6 10 ³	1.0 10 ⁴	1	1.00	29	IIIa	O	M9
0252-50	R Hor	7.28 10 ²	3.11 10 ²	5.36 10 ¹	2.19 10 ¹	5.9 10 ³	2.7 10 ⁵	2	0.19	24	II	O	M7IIIe(M)
0307-87	03074-8732	8.96 10 ¹	8.65 10 ¹	1.63 10 ¹	4.59 10 ⁰	8.7 10 ²	3.4 10 ³	2	1.72	27	IIIa	O	?
0311-57	TW Hor	9.40 10 ¹	3.65 10 ¹	7.25 10 ⁰	2.68 10 ⁰	7.6 10 ²	4.0 10 ³	2	1.58	43	VII	C	C5II
0318+70	RAFGL 482	1.46 10 ²	9.12 10 ¹	2.33 10 ¹	6.29 10 ⁰	1.3 10 ³	3.4 10 ³	1	1.71	42	VII	C	C
0320+65	OH 138.0+7.3	9.58 10 ¹	1.34 10 ²	3.75 10 ¹	9.90 10 ⁰	1.1 10 ³	2.2 10 ³	1	2.13	34	IIIb	O	?
0322+47	IRC+50096	5.35 10 ²	1.99 10 ²	4.00 10 ¹	1.19 10 ¹	4.3 10 ³	2.6 10 ⁴	1	0.62	44	VII	C	C(M)
0328-15	03287-1535	5.25 10 ¹	5.08 10 ¹	1.28 10 ¹	3.85 10 ⁰	5.1 10 ²	2.0 10 ³	2	2.25	29	IIIa	O	M6
0329+60	OH 141.7+3.5	3.73 10 ¹	6.95 10 ¹	1.74 10 ¹	5.50 10 ⁰	4.6 10 ²	8.7 10 ²	1	3.39	33	IIIb	O	?
0331+60	03313+6058	3.09 10 ¹	4.34 10 ¹	1.51 10 ¹	6.40 10 ⁰	3.5 10 ²	6.9 10 ²	3	3.80	22	IIIb	C	?

Table 2 (continued)

n°	name1	S_{12}	S_{25}	S_{60}	S_{100}	$4\pi 1\text{kpc}^2 F_{\text{IRAS}}$	$4\pi 1\text{kpc}^2 F_{\text{total}}$	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L_\odot)	(L_\odot)	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
0337+62	U Cam	1.21 10 ²	4.09 10 ¹	1.69 10 ¹	7.31 10 ⁰	9.71 10 ²	2.41 10 ⁴	1	0.65	45	VIa	C	C5,4(SRb)
0344+44	RAFGL 5102	1.30 10 ²	9.39 10 ¹	2.19 10 ¹	6.03 10 ⁰	1.21 10 ³	2.41 10 ³	3	2.06	42	IIIa	C	?
0348+39	V414 Per	1.41 10 ²	3.89 10 ¹	7.79 10 ⁰	2.08 10 ⁰	1.11 10 ³	4.01 10 ⁴	2	0.50	42	I	C	K0
0350+11	IK Tau	4.63 10 ³	2.38 10 ³	3.32 10 ²	1.03 10 ²	3.91 10 ⁴	1.51 10 ⁵	1	0.26	26	IIIa	O	M8e(M)
0402-15	V Eri	3.26 10 ²	1.84 10 ²	2.36 10 ¹	7.16 10 ⁰	2.81 10 ³	4.71 10 ⁴	1	0.46	22	IIIa	O	M6II(SRc)
0429+34	04296+3429	1.27 10 ¹	4.59 10 ¹	1.54 10 ¹	...	2.31 10 ²	kvh	V	C	?
0430+62	IRC+60144	2.52 10 ²	9.20 10 ¹	1.74 10 ¹	6.60 10 ⁰	2.01 10 ³	1.11 10 ⁴	1	0.95	45	II	C	?
0439+36	RAFGL 618	4.71 10 ²	1.11 10 ³	1.04 10 ³	3.40 10 ²	7.41 10 ³	7.81 10 ³	1	1.13	62	IV	C	[PN]B0
0446+68	ST Cam	9.49 10 ¹	2.65 10 ¹	6.39 10 ⁰	4.88 10 ⁰	7.41 10 ²	2.51 10 ⁴	2	0.64	42	VII	C	C5,3(SRb)
0453+44	04530+4427	1.00 10 ²	7.80 10 ¹	1.93 10 ¹	6.13 10 ⁰	9.21 10 ²	1.81 10 ³	3	2.33	42	IIIa	C	?
0456+56	TX Cam	1.64 10 ³	6.35 10 ²	1.34 10 ²	3.86 10 ¹	1.31 10 ⁴	9.41 10 ⁴	1	0.33	27	VII	O	M8.5(M)
0457-14	R Lep	3.80 10 ²	1.16 10 ²	2.62 10 ¹	9.14 10 ⁰	3.01 10 ³	4.41 10 ⁴	1	0.48	45	VII	C	C7,4e(M)
0502+01	W Ori	1.84 10 ²	5.17 10 ¹	1.43 10 ¹	6.27 10 ⁰	1.41 10 ³	4.71 10 ⁴	1	0.46	44	VII	C	C5,4(SRb)
0505-84	NSV 01835	2.82 10 ²	1.45 10 ²	2.05 10 ¹	7.36 10 ⁰	2.41 10 ³	5.91 10 ⁴	2	0.41	27	IIIa	O	?
0507+52	IRC+50137	2.27 10 ²	2.74 10 ²	7.24 10 ¹	2.30 10 ¹	2.41 10 ³	1.11 10 ⁴	1	0.95	24	IIIb	O	M10(M)
0509-11	RX Lep	2.80 10 ²	1.24 10 ²	1.90 10 ¹	6.54 10 ⁰	2.31 10 ³	9.31 10 ⁴	2	0.33	22	II	O	gM6(Lb)
0509-48	S Pic	1.97 10 ²	9.03 10 ¹	1.48 10 ¹	5.74 10 ⁰	1.61 10 ³	5.91 10 ⁴	2	0.41	25	II	O	M7e
0509-64	U Dor	1.20 10 ²	7.34 10 ¹	1.60 10 ¹	6.73 10 ⁰	1.01 10 ³	26	VII	O	M8IIIe
0510+20	05104+2055	9.00 10 ¹	3.23 10 ¹	7.67 10 ⁰	5.44 10 ⁰	7.21 10 ²	5.11 10 ³	2	1.39	42	VII	C	?
0513+53	R Aur	4.59 10 ²	1.83 10 ²	2.26 10 ¹	1.07 10 ¹	3.71 10 ³	8.41 10 ⁴	1	0.35	15	II	O	M6.5e(M)
0513+47	05136+4712	5.31 10 ¹	2.43 10 ¹	4.91 10 ⁰	...	4.41 10 ²	1.71 10 ³	2	2.45	43	VII	C	?
0515+63	IRC+60154	3.28 10 ²	1.72 10 ²	2.56 10 ¹	8.43 10 ⁰	2.81 10 ³	7.21 10 ³	1	1.18	29	IIIa	O	M9
0523+34	S Aur	1.62 10 ²	4.13 10 ¹	9.57 10 ⁰	1.16 10 ¹	1.21 10 ³	1.11 10 ⁴	1	0.95	45	VIa	C	C(e?)(SRa)
0525-12	IC 418	3.83 10 ¹	1.99 10 ²	1.04 10 ²	3.12 10 ¹	9.11 10 ²	91,pah	V	C	[PN]O7f
0540+32	RAFGL 809	1.96 10 ²	1.27 10 ²	3.42 10 ¹	1.05 10 ¹	1.71 10 ³	4.71 10 ³	1	1.46	42	VII	C	C
0541+69	BX Cam	8.01 10 ²	4.08 10 ²	5.22 10 ¹	1.57 10 ¹	6.71 10 ³	2.61 10 ⁴	1	0.62	29	IIIa	O	M9.5
0541-46	W Pic	5.63 10 ¹	1.68 10 ¹	5.09 10 ⁰	3.80 10 ⁰	4.41 10 ²	9.11 10 ³	2	1.05	41	VII	C	N0var(Lb)
0541-32	05418-3224	6.26 10 ¹	2.53 10 ¹	3.99 10 ⁰	1.42 10 ⁰	5.11 10 ²	2.41 10 ³	2	2.04	43	II	C	?
0542+20	Y Tau	1.44 10 ²	5.08 10 ¹	1.32 10 ¹	4.17 10 ⁰	1.11 10 ³	3.11 10 ⁴	1	0.57	45	VII	C	C6,4(SRa)
0552+07	Betelgeuse	4.68 10 ³	1.74 10 ³	2.99 10 ²	9.59 10 ¹	3.71 10 ⁴	2.81 10 ⁶	1	0.19	02	II	O	[SG]M2:1a-1ab(SRc)
0555+74	V Cam	2.03 10 ²	1.06 10 ²	1.74 10 ¹	5.58 10 ⁰	1.71 10 ³	4.11 10 ⁴	2	0.49	24	IIIa	O	M4III(M)
0555+38	V373 Aur	1.18 10 ²	7.01 10 ¹	9.47 10 ⁰	3.10 10 ⁰	1.01 10 ³	4.71 10 ³	1	1.46	27	IIIa	O	M9-10
0601+07	RAFGL 865	3.20 10 ²	2.26 10 ²	5.59 10 ¹	1.54 10 ¹	2.91 10 ³	3.11 10 ³	1	1.80	22,4n	IIIa	C	?

Table 2 (continued)

n°	name1	S_{12}	S_{25}	S_{60}	S_{100}	$4\pi 1\text{kpc}^2 F_{\text{IRAS}}$	$4\pi 1\text{kpc}^2 F_{\text{total}}$	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L_\odot)	(L_\odot)	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
0607+26	TU Gem	7.03 10 ¹	2.06 10 ¹	5.38 10 ⁰	3.38 10 ⁰	5.51 10 ²	1.31 10 ⁴	2	0.87	4n	VII	C	C6,4(SRb)
0608+21	TV Gem	9.61 10 ¹	4.12 10 ¹	6.06 10 ⁰	...	7.81 10 ²	3.51 10 ⁴	2	0.53	28	II	O	M0-1 Iab(SRc)
0608+19	06088+1909	6.02 10 ¹	2.58 10 ¹	7.15 10 ⁰	...	4.91 10 ²	2.11 10 ³	2	2.20	43	VII	C	?
0617-10	Red Rectangle	4.22 10 ²	4.56 10 ²	1.73 10 ²	6.62 10 ¹	4.31 10 ³	80,pah	IIIa	C	[PN]B0-A9
0619+46	06192+4657	4.05 10 ¹	2.94 10 ¹	6.34 10 ⁰	1.83 10 ⁰	3.71 10 ²	7.31 10 ²	3	3.70	42	IIIa	C	?
0619-03	V654 Mon	8.61 10 ¹	6.13 10 ¹	1.42 10 ¹	3.80 10 ⁰	7.81 10 ²	3.11 10 ³	1	1.80	27	IIIa	O	?
0622+14	BL Ori	4.45 10 ¹	1.40 10 ¹	3.98 10 ⁰	2.92 10 ⁰	3.51 10 ²	5.11 10 ³	2	1.40	16	VII	C	C6,3(Lb)
0622-09	V636 Mon	1.25 10 ²	3.99 10 ¹	9.42 10 ⁰	5.55 10 ⁰	9.81 10 ²	1.31 10 ⁴	2	0.88	43	VII	C	C
0623-09	RAFGL 935	8.23 10 ¹	3.52 10 ¹	6.47 10 ⁰	...	6.71 10 ²	1.21 10 ³	1	2.89	44	II	C	N
0629+43	RAFGL 954	1.07 10 ²	5.07 10 ¹	8.65 10 ⁰	1.99 10 ⁰	8.81 10 ²	2.91 10 ³	1	1.86	43	II	C	C
0629+40	IRC+40156	1.03 10 ²	9.44 10 ¹	2.07 10 ¹	5.76 10 ⁰	9.91 10 ²	3.71 10 ³	1	1.64	27	IIIa	O	M8
0630+60	AP Lyn	2.96 10 ²	2.13 10 ²	4.57 10 ¹	1.54 10 ¹	2.71 10 ³	2.11 10 ⁴	1	0.69	28	IIIa	O	M7(M)
0633+38	UU Aur	2.32 10 ²	7.11 10 ¹	1.86 10 ¹	1.01 10 ¹	1.81 10 ³	6.61 10 ³	1	1.23	43	VII	C	C7,4(SRb)
0634+03	RAFGL 971	2.66 10 ²	1.28 10 ²	2.67 10 ¹	9.19 10 ⁰	2.21 10 ³	6.21 10 ³	1	1.27	43	VII	C	C
0634+24	M1-7	...	0.81 10 ⁰	4.98 10 ⁰	4.85 10 ⁰	?	[PN]
0639-22	IRC-20101	2.36 10 ¹	1.05 10 ¹	6.17 10 ⁰	2.38 10 ⁰	2.01 10 ²	7.61 10 ²	2	3.62	23,1n	VIa	C	C
0645-08	HR 2508	2.87 10 ¹	8.21 10 ⁰	1.51 10 ⁰	...	2.21 10 ²	3.91 10 ⁴	2	0.51	17	I	O	M1Iab
0650+08	GX Mon	6.01 10 ²	3.60 10 ²	1.06 10 ²	4.04 10 ¹	5.21 10 ³	4.71 10 ⁴	1	0.46	28	VII	O	M9(M)
0650+03	M1-8	?	[PN]
0652+06	CL Mon	1.13 10 ²	3.00 10 ¹	7.48 10 ⁰	2.29 10 ⁰	8.71 10 ²	4.41 10 ⁴	2	0.48	44	VIa	C	C6,3e(M)
0656+03	06564+0342	4.43 10 ¹	2.23 10 ¹	5.56 10 ⁰	...	3.71 10 ²	1.31 10 ³	2	2.78	44	VII	C	?
0658+15	06582+1507	3.87 10 ¹	5.55 10 ¹	1.73 10 ¹	4.50 10 ⁰	4.41 10 ²	8.71 10 ²	3	3.39	22	IIIb	C	?
0702-79	07027-7934	2.27 10 ¹	8.20 10 ¹	4.20 10 ¹	1.36 10 ¹	4.21 10 ²	73,pah	IV	?	[PN]
0704+22	R Gem	2.16 10 ¹	7.52 10 ⁰	2.34 10 ⁰	1.42 10 ⁰	1.71 10 ²	1.41 10 ³	2	2.67	16	VII	S	S3,9e(M)
0704-07	RY Mon	5.88 10 ¹	1.69 10 ¹	4.96 10 ⁰	...	4.61 10 ²	1.21 10 ⁴	2	0.90	45	VII	C	C5,5(SRa)
0705-11	W CMa	3.90 10 ¹	1.64 10 ¹	3.53 10 ⁰	...	3.21 10 ²	1.41 10 ³	2	2.69	42	VII	C	C6,3(Lb)
0706-72	R Vol	2.03 10 ²	7.49 10 ¹	1.40 10 ¹	4.86 10 ⁰	1.61 10 ³	1.01 10 ⁴	2	0.99	45	II	C	Ce(M)
0706-00	NGC 2346	0.47 10 ⁰	0.88 10 ⁰	7.97 10 ⁰	1.34 10 ¹	1.51 10 ¹	VIII	?	[PN]A5V
0709-20	RAFGL 1085	2.27 10 ²	1.02 10 ²	1.89 10 ¹	...	1.91 10 ³	4.41 10 ³	1	1.51	43	II	C	N
0713+10	HD 56126	2.45 10 ¹	1.17 10 ²	5.01 10 ¹	1.87 10 ¹	5.41 10 ²	kvh	V	C	G5
0715-34	RAFGL 1099	2.05 10 ²	1.08 10 ²	1.42 10 ¹	4.31 10 ⁰	1.71 10 ³	3.91 10 ⁴	2	0.50	29	IIIa	O	M
0716+69	RU Cam	C	R0p;C0,2p
0720-32	07203-3212	3.97 10 ¹	2.07 10 ¹	4.37 10 ⁰	2.41 10 ⁰	3.41 10 ²	1.11 10 ³	2	2.96	4n	VII	C	?

Table 2 (continued)

n°	name1	S_{12}	S_{25}	S_{60}	S_{100}	$4\pi 1\text{kpc}^2 F_{\text{iras}}$	$4\pi 1\text{kpc}^2 F_{\text{total}}$	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L_{\odot})	(L_{\odot})	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
0720-25	VY CMa	$9.92 \cdot 10^3$	$6.65 \cdot 10^3$	$1.45 \cdot 10^3$	$3.31 \cdot 10^2$	$8.81 \cdot 10^4$	$2.31 \cdot 10^5$	1	0.66	24	VII	O	[SG]M5e Ia(Lc)
0721-12	07217-1246	$1.04 \cdot 10^2$	$4.12 \cdot 10^1$	$8.75 \cdot 10^0$	$2.43 \cdot 10^0$	$8.41 \cdot 10^2$	$4.21 \cdot 10^3$	2	1.54	42	VII	C	C
0724+46	Y Lyn	$1.22 \cdot 10^2$	$6.42 \cdot 10^1$	$1.15 \cdot 10^1$	$4.54 \cdot 10^0$	$1.01 \cdot 10^3$	$5.61 \cdot 10^4$	1	0.42	23	IIIa	O	M5S(SRc)
0727-19	IRC-20131	$9.09 \cdot 10^1$	$2.93 \cdot 10^1$	$5.39 \cdot 10^0$...	$7.11 \cdot 10^2$	$9.11 \cdot 10^3$	2	1.05	44	I	C	C
0728+24	Case 779	$3.28 \cdot 10^0$	$0.83 \cdot 10^0$	C	R9;C6,2
0734-09	M1-16	$0.32 \cdot 10^0$	$2.33 \cdot 10^0$	$9.45 \cdot 10^0$	$7.59 \cdot 10^0$	$2.01 \cdot 10^1$	VIII	?	[PN]
0737-40	07373-4021	$1.83 \cdot 10^2$	$6.76 \cdot 10^1$	$1.18 \cdot 10^1$	$5.13 \cdot 10^0$	$1.51 \cdot 10^3$	$9.21 \cdot 10^3$	2	1.04	45	II	C	C
0738-11	M1-17	$0.33 \cdot 10^0$	$1.88 \cdot 10^0$	$4.66 \cdot 10^0$	$3.58 \cdot 10^0$	$1.31 \cdot 10^1$	VIII	?	[PN]
0739-18	NGC 2440	$3.59 \cdot 10^0$	$2.80 \cdot 10^1$	$4.35 \cdot 10^1$	$2.63 \cdot 10^1$	$1.51 \cdot 10^2$	V	?	[PN]
0739-14	OH 231.8+4.2	$1.90 \cdot 10^1$	$2.26 \cdot 10^2$	$5.48 \cdot 10^2$	$2.94 \cdot 10^2$	$1.41 \cdot 10^3$	79	V	O	M6I-9III
0745-71	07454-7112	$6.13 \cdot 10^2$	$3.08 \cdot 10^2$	$6.57 \cdot 10^1$	$2.17 \cdot 10^1$	$5.11 \cdot 10^3$	$1.81 \cdot 10^4$	2	0.75	43	VII	C	?
0753+53	VV 47	$2.20 \cdot 10^0$?	[PN]
0755-58	V341 Car	$1.02 \cdot 10^2$	$4.39 \cdot 10^1$	$5.42 \cdot 10^1$	$1.03 \cdot 10^2$	$8.91 \cdot 10^2$	$3.71 \cdot 10^4$	2	0.52	22,1n	Vla	O	M1II-III+...
0757-40	07576-4055	$6.76 \cdot 10^1$	$3.91 \cdot 10^1$	$8.73 \cdot 10^0$...	$5.81 \cdot 10^2$	$1.91 \cdot 10^3$	2	2.30	43	VII	C	?
0758-19	07582-1933	$8.20 \cdot 10^1$	$4.47 \cdot 10^1$	$8.63 \cdot 10^0$	$2.04 \cdot 10^0$	$7.01 \cdot 10^2$	$2.31 \cdot 10^3$	2	2.08	44	VII	C	?
0804-15	08045-1524	$4.78 \cdot 10^1$	$1.97 \cdot 10^1$	$3.63 \cdot 10^0$	$1.59 \cdot 10^0$	$3.91 \cdot 10^2$	$1.81 \cdot 10^3$	2	2.39	44	II	C	?
0807-36	08074-3615	$1.56 \cdot 10^2$	$1.25 \cdot 10^2$	$3.35 \cdot 10^1$	$7.66 \cdot 10^0$	$1.41 \cdot 10^3$	$2.91 \cdot 10^3$	3	1.86	22,4n	IIIa	C	?
0808-32	RAFGL 1235	$3.47 \cdot 10^2$	$1.55 \cdot 10^2$	$3.15 \cdot 10^1$	$9.40 \cdot 10^0$	$2.91 \cdot 10^3$	$5.61 \cdot 10^3$	1	1.34	4n	VII	C	C
0817-21	RAFGL 5250	$1.20 \cdot 10^2$	$1.29 \cdot 10^2$	$3.89 \cdot 10^1$	$1.07 \cdot 10^1$	$1.21 \cdot 10^3$	$2.41 \cdot 10^3$	3	2.03	22	IIIa	C	?
0852+17	X Cnc	$9.00 \cdot 10^1$	$2.55 \cdot 10^1$	$7.01 \cdot 10^0$	$3.29 \cdot 10^0$	$7.01 \cdot 10^2$	$2.11 \cdot 10^4$	2	0.69	42	VII	C	C5,4(SRb)
0903-39	09032-3953	$2.04 \cdot 10^1$	$1.26 \cdot 10^2$	$9.23 \cdot 10^1$	$2.86 \cdot 10^1$	$5.81 \cdot 10^2$	50	V	?	?
0907+31	RS Cnc	$4.80 \cdot 10^2$	$2.09 \cdot 10^2$	$3.26 \cdot 10^1$	$1.01 \cdot 10^1$	$3.91 \cdot 10^3$	$1.51 \cdot 10^5$	1	0.26	22	II	O	M6IIIaS(SRc)
0911-24	RAFGL 5254	$7.37 \cdot 10^2$	$3.99 \cdot 10^2$	$8.34 \cdot 10^1$	$2.24 \cdot 10^1$	$6.31 \cdot 10^3$	$5.61 \cdot 10^4$	1	0.42	42	VII	C	C
0923-23	LP Hya	$1.23 \cdot 10^2$	$8.86 \cdot 10^1$	$1.97 \cdot 10^1$	$5.79 \cdot 10^0$	$1.11 \cdot 10^3$	$9.51 \cdot 10^3$	2	1.03	28	IIIa	O	M9
0937+12	Frosty Leo	...	$4.59 \cdot 10^0$	$7.07 \cdot 10^1$	$2.82 \cdot 10^1$	O	M4
0942+34	R LMi	$4.26 \cdot 10^2$	$1.76 \cdot 10^2$	$2.60 \cdot 10^1$	$7.90 \cdot 10^0$	$3.51 \cdot 10^3$	$9.41 \cdot 10^4$	1	0.33	24	II	O	M7e(M)
0942-60	09425-6040	$2.68 \cdot 10^1$	$5.55 \cdot 10^1$	$2.12 \cdot 10^1$	$5.05 \cdot 10^0$	$3.61 \cdot 10^2$	50	IIIb	?	?
0942-21	IW Hya	$6.05 \cdot 10^2$	$4.96 \cdot 10^2$	$7.15 \cdot 10^1$	$2.01 \cdot 10^1$	$5.61 \cdot 10^3$	$1.31 \cdot 10^4$	1	0.88	28	IIIa	O	M9
0944+11	R Leo	$2.16 \cdot 10^3$	$6.54 \cdot 10^2$	$1.15 \cdot 10^2$	$3.93 \cdot 10^1$	$1.71 \cdot 10^4$	$5.01 \cdot 10^5$	1	0.14	1n	I	O	M7e(M)
0945+13	CW Leo	...	$2.31 \cdot 10^4$	$5.65 \cdot 10^3$	$9.22 \cdot 10^2$...	$6.61 \cdot 10^5$	1	...	43	...	C	Ce(M)
0948-22	Y Hya	C	C5,4(SRb)
0952-75	RAFGL 4098	$3.45 \cdot 10^2$	$1.83 \cdot 10^2$	$3.55 \cdot 10^1$	$1.10 \cdot 10^1$	$2.91 \cdot 10^3$	$9.81 \cdot 10^3$	2	1.01	43	VII	C	?
0953-41	X Vel	$8.86 \cdot 10^1$	$2.49 \cdot 10^1$	$6.01 \cdot 10^0$	$2.87 \cdot 10^0$	$6.91 \cdot 10^2$	$2.21 \cdot 10^4$	2	0.67	44	VII	C	C,N0(SR)

Table 2 (continued)

n°	name1	S_{12}	S_{25}	S_{60}	S_{100}	$4\pi 1\text{kpc}^2 F_{\text{iras}}$	$4\pi 1\text{kpc}^2 F_{\text{total}}$	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L_{\odot})	(L_{\odot})	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
1004-40	NGC 3132	$0.87 \cdot 10^0$	$4.46 \cdot 10^0$	$3.90 \cdot 10^1$	$4.32 \cdot 10^1$	$6.61 \cdot 10^1$	VIII	?	[PN]A8V
1013+30	CIT 6	$3.32 \cdot 10^3$	$1.22 \cdot 10^3$	$2.74 \cdot 10^2$	$8.61 \cdot 10^1$	$2.71 \cdot 10^4$	$6.91 \cdot 10^4$	1	0.38	04,4n	VII	C	Ce(SRa)
1014-14	IRC-10236	C	late C
1017-59	Case 1662	$4.12 \cdot 10^0$	$3.83 \cdot 10^1$	$7.61 \cdot 10^1$	$4.15 \cdot 10^1$	$2.21 \cdot 10^2$	5n	V	?	?
1019-57	Roberts 22	$2.00 \cdot 10^2$	$1.09 \cdot 10^3$	$5.88 \cdot 10^2$...	$5.01 \cdot 10^3$	71,pah	V	?	A2Iab
1032-46	10323-4611	$5.37 \cdot 10^2$	$3.64 \cdot 10^2$	$6.96 \cdot 10^1$	$2.14 \cdot 10^1$	$4.81 \cdot 10^3$	24	VII	O	?
1032-39	U Ant	$1.68 \cdot 10^2$	$4.48 \cdot 10^1$	$2.71 \cdot 10^1$	$2.11 \cdot 10^1$	$1.31 \cdot 10^3$	$6.21 \cdot 10^4$	2	0.40	21,4n	Vla	C	C,N(SR)
1035-13	U Hya	$2.06 \cdot 10^2$	$7.24 \cdot 10^1$	$1.72 \cdot 10^1$	$1.45 \cdot 10^1$	$1.61 \cdot 10^3$	$8.11 \cdot 10^4$	1	0.35	4n	VII	C	C6,4(SRb)
1041+67	VY UMa	$5.19 \cdot 10^1$	$1.40 \cdot 10^1$	$4.79 \cdot 10^0$	$4.93 \cdot 10^0$	$4.01 \cdot 10^2$	$1.81 \cdot 10^4$	2	0.75	42	Vla	C	C6,3(Lb)
1049-20	V Hya	$1.11 \cdot 10^3$	$4.60 \cdot 10^2$	$9.89 \cdot 10^1$	$2.99 \cdot 10^1$	$9.01 \cdot 10^3$	$9.11 \cdot 10^4$	1	0.33	4n	VII	C	C6,5(SRa)
1058-18	R Crt	$6.38 \cdot 10^2$	$3.08 \cdot 10^2$	$4.97 \cdot 10^1$	$1.97 \cdot 10^1$	$5.31 \cdot 10^3$	$1.61 \cdot 10^5$	1	0.25	22	IIIa	O	M7(SRb)
1129-44	11296-4431	$4.25 \cdot 10^1$	$4.63 \cdot 10^1$	$8.94 \cdot 10^0$	$2.77 \cdot 10^0$	$4.31 \cdot 10^2$	$1.31 \cdot 10^3$	2	2.79	24	IIIa	O	?
1130-10	11308-1020	$5.74 \cdot 10^1$	$2.19 \cdot 10^1$	$4.91 \cdot 10^0$	$1.39 \cdot 10^0$	$4.61 \cdot 10^2$	$2.61 \cdot 10^3$	2	1.97	44	VII	C	?
1131-72	Case 1882	$3.39 \cdot 10^2$	$1.14 \cdot 10^2$	$2.36 \cdot 10^1$	$1.06 \cdot 10^1$	$2.71 \cdot 10^3$	$2.61 \cdot 10^4$	2	0.62	44	VII	C	?
1138-55	HD 101584	$9.26 \cdot 10^1$	$1.38 \cdot 10^2$	$1.93 \cdot 10^2$	$1.04 \cdot 10^2$	$1.21 \cdot 10^3$?	VIII	?	F0epIa
1146-35	HD 102608	$3.20 \cdot 10^2$	$1.95 \cdot 10^2$	$3.05 \cdot 10^1$	$1.07 \cdot 10^1$	$2.81 \cdot 10^3$	$1.11 \cdot 10^5$	1	0.30	22	IIIa	O	M7III
1227+04	BK Vir	$2.49 \cdot 10^2$	$1.02 \cdot 10^2$	$1.90 \cdot 10^1$	$7.65 \cdot 10^0$	$2.01 \cdot 10^3$	$1.11 \cdot 10^5$	2	0.31	15	II	O	M7III(Lb)
1237-49	12379-4959	$8.49 \cdot 10^1$	$6.30 \cdot 10^1$	$1.21 \cdot 10^1$	$5.96 \cdot 10^0$	$7.71 \cdot 10^2$	$6.01 \cdot 10^3$	2	1.29	29	IIIa	O	?
1238+56	Y UMa	$1.93 \cdot 10^2$	$9.12 \cdot 10^1$	$1.60 \cdot 10^1$	$7.53 \cdot 10^0$	$1.61 \cdot 10^3$	$5.21 \cdot 10^4$	2	0.44	15	II	O	M7II-III:(SRb)
1238-45	12384-4536	$1.71 \cdot 10^2$	$1.53 \cdot 10^2$	$2.65 \cdot 10^1$	$6.82 \cdot 10^0$	$1.61 \cdot 10^3$	$7.61 \cdot 10^3$	2	1.15	24	IIIa	O	?
1239-43	Case 2025	$1.59 \cdot 10^2$	$7.07 \cdot 10^1$	$1.43 \cdot 10^1$	$4.87 \cdot 10^0$	$1.31 \cdot 10^3$	$5.11 \cdot 10^3$	2	1.39	43	VII	C	Ce
1241-54	Boomerang Neb.	$4.17 \cdot 10^0$	$5.50 \cdot 10^0$	$1.36 \cdot 10^1$	$1.63 \cdot 10^1$	$6.01 \cdot 10^1$	Vlb	?	[PN]G0III
1242+45	Y CVn	$2.76 \cdot 10^2$	$7.03 \cdot 10^1$	$1.73 \cdot 10^1$	$7.82 \cdot 10^0$	$2.11 \cdot 10^3$	$8.71 \cdot 10^4$	1	0.34	42	Vla	C	C5,5J(SRb)
1244+04	RU Vir	$2.30 \cdot 10^2$	$6.92 \cdot 10^1$	$1.37 \cdot 10^1$	$3.87 \cdot 10^0$	$1.81 \cdot 10^3$	$1.41 \cdot 10^4$	1	0.85	44	I	C	C8,1e(M)
1254-68	12540-6845	$2.64 \cdot 10^2$	$1.34 \cdot 10^2$	$3.27 \cdot 10^1$	$9.57 \cdot 10^0$	$2.21 \cdot 10^3$	$7.71 \cdot 10^3$	2	1.14	42	VII	C	?
1254+66	RY Dra	$1.08 \cdot 10^2$	$3.10 \cdot 10^1$	$8.09 \cdot 10^0$	$4.23 \cdot 10^0$	$8.41 \cdot 10^2$	$2.31 \cdot 10^4$	2	0.65	41	VII	C	C4,5J(SRb)
1300+05	RT Vir	$4.62 \cdot 10^2$	$2.26 \cdot 10^2$	$3.93 \cdot 10^1$	$1.49 \cdot 10^1$	$3.81 \cdot 10^3$	$1.31 \cdot 10^5$	1	0.28	21	IIIa	O	M8III(SRb)
1311-02	SW Vir	$6.81 \cdot 10^2$	$3.40 \cdot 10^2$	$4.95 \cdot 10^1$	$1.52 \cdot 10^1$	$5.71 \cdot 10^3$	$2.21 \cdot 10^5$	1	0.21	2n	IIIa	O	M7III(SRb)
1326-23	R Hya	$1.59 \cdot 10^3$	$5.86 \cdot 10^2$	$9.01 \cdot 10^1$	$3.03 \cdot 10^1$	$1.31 \cdot 10^4$	$6.21 \cdot 10^5$	1	0.13	15	II	O	M6.5e(M)
1330-06	S Vir	$1.35 \cdot 10^2$	$5.48 \cdot 10^1$	$8.25 \cdot 10^0$	$2.30 \cdot 10^0$	$1.11 \cdot 10^3$	$5.91 \cdot 10^4$	2	0.41	16	II	O	M7IIIe
1346-28	W Hya	$4.20 \cdot 10^3$	$1.19 \cdot 10^3$	$1.95 \cdot 10^2$	$7.23 \cdot 10^1$	$3.31 \cdot 10^4$	$7.51 \cdot 10^5$	1	0.12	02	I	O	M8e(SRa)
1348-67	13482-6716	$1.10 \cdot 10^2$	$4.74 \cdot 10^1$	$1.11 \cdot 10^1$	$3.41 \cdot 10^0$	$9.01 \cdot 10^2$	$3.71 \cdot 10^3$	2	1.64	44	VII	C	?
1408-07	RAFGL 1686	$1.39 \cdot 10^2$	$1.02 \cdot 10$										

Table 2 (continued)

n°	name1	S_{12}	S_{25}	S_{60}	S_{100}	$4\pi\text{kpc}^2 F_{\text{IRAS}}$	$4\pi\text{kpc}^2 F_{\text{total}}$	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L_{\odot})	(L_{\odot})	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
1421+25	RX Boo	8.4710 ²	4.1910 ²	6.9210 ¹	2.5810 ¹	7.110 ³	2.610 ⁵	1	0.20	2n	IIIa	O	M7.5-8(SRb)
1433-64	CPD-64 2939	4.0410 ⁰	1.0910 ²	7.0710 ¹	2.0610 ¹	4.010 ²	5n	V	?	Be
1437+32	RV Boo	1.2510 ²	7.0210 ¹	1.0910 ¹	3.5210 ⁰	1.110 ³	2.010 ⁴	2	0.71	22	IIIa	O	M6III:e
1442-45	14429-4539	1.4610 ¹	3.3310 ¹	1.3610 ¹	2.9110 ⁰	2.110 ²	2.910 ²	2	5.83	3n,7n	IIIb	O	?
1448-54	CPD-53 5736	6.5910 ⁰	6.3710 ¹	3.0510 ¹	1.3610 ¹	2.510 ²	5n	V	?	?e
1459-44	14591-4438	3.0410 ²	2.0710 ²	2.9710 ¹	8.7710 ⁰	2.710 ³	2.710 ⁴	2	0.60	26	IIIa	O	?
1508-48	RAFGL 4211	7.9310 ²	4.2410 ²	9.6310 ¹	2.7810 ¹	6.710 ³	2.310 ⁴	2	0.67	42	VII	C	?
1509-69	X TrA	2.0110 ²	5.7110 ¹	1.4810 ¹	8.6010 ⁰	1.610 ³	4.610 ⁴	2	0.47	42	VII	C	C,N0(Lb)
1514-49	Case 2232	1.8910 ²	6.7710 ¹	1.4610 ¹	7.5110 ⁰	1.510 ³	1.110 ⁴	2	0.96	42	VII	C	?
1519+31	S CrB	2.0110 ²	1.2610 ²	1.9310 ¹	7.1510 ⁰	1.710 ³	2.310 ⁴	2	0.66	24	IIIa	O	M6.5e(M)
1519-51	15194-5115	1.3210 ³	5.6510 ²	1.4510 ²	5.1010 ¹	1.110 ⁴	4.510 ⁴	2	0.47	04,4n	VII	C	?
1522-36	RAFGL 17Z1	1.6610 ²	1.1210 ²	1.6610 ¹	6.5010 ⁰	1.510 ³	1.510 ⁴	2	0.81	28	IIIa	O	M8.5
1525+19	WX Ser	2.3510 ²	1.5010 ²	1.8410 ¹	5.2910 ⁰	2.010 ³	7.210 ³	1	1.18	29	IIIa	O	M8e(M)
1533-64	15332-6430	6.7110 ¹	5.0010 ¹	1.1010 ¹	3.9710 ⁰	6.110 ²	4.710 ³	2	1.46	26	IIIa	O	?
1547+39	V CrB	1.0410 ²	3.2210 ¹	6.2810 ⁰	2.0510 ⁰	8.110 ²	1.510 ⁴	1	0.82	4n	I	C	C6,2e(M)
1548+15	R Ser	1.9110 ²	7.1110 ¹	1.1410 ¹	3.5910 ⁰	1.510 ³	1.110 ⁵	2	0.30	24	II	O	M6.5e(M)
1549+48	ST Her	1.9910 ²	9.7110 ¹	1.6710 ¹	5.9710 ⁰	1.710 ³	3.310 ³	3	1.74	41	IIIa	C	M6IIIaS(SRb)
1601+47	X Her	4.8510 ²	2.4110 ²	3.9410 ¹	1.8310 ¹	4.010 ³	1.210 ⁵	1	0.29	24	IIIa	O	gM6(SRb)
1602-30	OH 345.0+15.7	1.4210 ²	2.6710 ²	8.3110 ¹	2.4010 ¹	1.810 ³	2.810 ³	2	1.89	32	IIIb	O	M
1609-36	NGC 6072	0.3810 ⁰	2.8710 ⁰	2.4910 ¹	3.1210 ¹	4.110 ¹	VIII	?	[PN]
1610-42	OH 338.1+6.4	6.1010 ²	8.0710 ²	3.4710 ²	1.1710 ²	6.810 ³	1.410 ⁴	1	0.85	35	VIb	O	M
1613-51	Mz 3	8.8810 ¹	3.4310 ²	2.7710 ²	1.1310 ²	1.910 ³	92	V	?	[PN]B0
1623+19	U Her	5.0010 ²	1.8010 ²	2.7210 ¹	9.7010 ⁰	4.010 ³	3.210 ⁵	2	0.18	23	II	O	M7IIIe
1626+41	g(30) Her	4.3810 ²	1.4910 ²	2.3610 ¹	6.6010 ⁰	3.510 ³	2.610 ⁵	1	0.20	16	II	O	M6-III(SRb)
1631-56	16314-5611	2.2410 ¹	3.1410 ¹	6.5910 ⁰	...	2.510 ²	42,?	IIIb	?	?
1641+54	S Dra	1.3110 ²	7.3110 ¹	1.2210 ¹	4.5010 ⁰	1.110 ³	2.110 ⁴	2	0.69	24	IIIa	O	M6III
1659-46	16594-4656	4.4910 ¹	2.9810 ²	1.3110 ²	3.4410 ¹	1.310 ³	74	V	O	?e
1702-10	M2-9	5.0510 ¹	1.1010 ²	1.2410 ²	7.5810 ¹	7.910 ²	pah	IV	C?	[PN]Be
1704-56	CPD-56 8032	1.4410 ²	2.5710 ²	1.9910 ²	9.1710 ¹	1.910 ³	80,pah	IV	C	[PN]WC10
1704-24	RAFGL 1922	7.9310 ²	4.9810 ²	1.1810 ²	3.1810 ¹	7.010 ³	1.310 ⁴	1	0.88	42	VII	C	C
1707-65	17079-6554	1.6410 ²	6.2810 ¹	1.2810 ¹	4.0610 ⁰	1.310 ³	7.310 ³	2	1.17	43	VII	C	?
1707-32	V463 Sco	1.8710 ²	8.1710 ¹	1.8410 ¹	...	1.510 ³	6.210 ³	2	1.27	42	VII	C	C
1708+64	TV Dra	6.0410 ¹	2.6010 ¹	4.7410 ⁰	2.2510 ⁰	4.910 ²	2.210 ⁴	2	0.68	15	II	O?	M

Table 2 (continued)

n°	name1	S_{12}	S_{25}	S_{60}	S_{100}	$4\pi\text{kpc}^2 F_{\text{IRAS}}$	$4\pi\text{kpc}^2 F_{\text{total}}$	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L_{\odot})	(L_{\odot})	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
1710-10	IRC-10359	1.7110 ²	1.1610 ²	2.0110 ¹	7.5110 ⁰	1.510 ³	1.610 ⁴	2	0.80	27	IIIa	O	M7
1710-37	NGC 6302	3.2110 ¹	3.3610 ²	8.5010 ²	5.3710 ²	2.110 ³	96,pah	V	?	[PN]Ne?
1711+08	V2108 Oph	4.6010 ²	3.1710 ²	4.1010 ¹	9.3010 ⁰	4.110 ³	4.010 ⁴	2	0.50	28	IIIa	O	M9
1712-48	17125-4814	5.1610 ¹	5.7910 ¹	1.6110 ¹	...	5.310 ²	1.510 ³	2	2.60	42,4no	IIIa	O	?
1715-32	RAFGL 6815S	5.7910 ¹	3.2210 ²	2.6810 ²	8.2410 ¹	1.610 ³	74	V	O	M
1721-39	17217-3916	9.6910 ¹	7.0110 ¹	2.7810 ¹	...	8.910 ²	1.810 ³	3	2.37	42	IIIa	C	?
1726-19	TW Oph	9.6410 ¹	2.5810 ¹	6.8310 ⁰	...	7.510 ²	3.510 ⁴	2	0.54	43	VIa	C	C5,5(SRb)
1729+17	IRC+20326	5.5910 ²	4.0810 ²	7.3710 ¹	2.2810 ¹	5.010 ³	1.610 ⁴	1	0.79	14	IIIa	O?	M2(SR)
1731-49	CD-49 11554	1.8310 ¹	1.5110 ²	5.8710 ¹	1.7810 ¹	5.910 ²	5n	V	?	Be
1731-62	17319-6234	2.5210 ²	2.9610 ²	7.3710 ¹	2.2510 ¹	2.610 ³	6.810 ³	2	1.22	31	IIIa	O	?
1733+15	MW Her	1.5410 ²	1.0110 ²	1.9010 ¹	6.1710 ⁰	1.410 ³	1.210 ⁴	1	0.91	29	IIIa	O	M8-9(M)
1737-30	17371-3021	1.1510 ²	9.5610 ¹	2.3410 ¹	...	1.110 ³	6.010 ³	2	1.29	42	IIIa	O?	?
1738-57	V Pav	1.1510 ²	4.0310 ¹	1.0410 ¹	5.1810 ⁰	9.210 ²	7.310 ³	2	1.17	45	VII	C	C6
1741-31	RAFGL 5379	1.2610 ³	2.7210 ³	1.3710 ³	4.0610 ²	1.810 ⁴	3.010 ⁴	1	0.58	3n	IIIb	O	?
1743+50	V814 Her	6.1210 ⁰	1.8410 ²	1.5210 ²	4.8710 ¹	7.110 ²	05	V	O	F3Ib
1743-15	OH 11.4+6.6	3.5410 ¹	3.5410 ¹	8.6710 ⁰	...	3.510 ²	2.710 ³	1	1.92	23	IIIa	O	?
1743-28	OH 0.3-0.2	O	?
1744-24	RAFGL 5385	4.2810 ¹	1.9110 ²	1.0710 ²	...	9.310 ²	50	V	?	?
1744-29	17443-2949	1.5810 ¹	3.9410 ¹	3.4510 ¹	...	2.610 ²	3.310 ²	2	5.53	39	IV	O	?
1744-40	17446-4048	2.5010 ²	1.2710 ²	2.2410 ¹	8.5310 ⁰	2.110 ³	4.210 ³	3	1.54	4n	IIIa	C	?
1744-78	17446-7809	4.2210 ²	1.9110 ²	4.0010 ¹	1.2310 ¹	3.510 ³	1.310 ⁴	2	0.86	43	VII	C	Ce
1746-19	NGC 6445	1.5010 ⁰	1.5010 ¹	4.4410 ¹	4.3210 ¹	1.010 ²	V	?	[PN]Ne
1749-25	17495-2534	2.8910 ¹	6.0610 ¹	1.8110 ¹	...	3.810 ²	5.710 ²	2	4.17	39	IIIb	O	?
1751-25	RAFGL 2023	1.7110 ²	1.3010 ²	4n	...	C	?
1753-33	AI Sco	1.7610 ¹	1.1410 ¹	2.9510 ⁰	...	1.610 ²	1n	VII	?	G4
1753-30	RAFGL 5416	1.9710 ²	2.2910 ²	7.0610 ¹	3.4510 ¹	2.010 ³	4.710 ³	1	1.46	21	IIIa	C	?
1753+26	V441(89) Her	9.7510 ¹	5.4510 ¹	1.3410 ¹	6.0410 ⁰	8.410 ²	23	VII	O	F2Ibe(SRd)
1755+58	T Dra	1.9710 ²	6.6110 ¹	1.5810 ¹	5.6510 ⁰	1.610 ³	1.210 ⁴	1	0.91	45	VII	C	C6,2e(M)
1758-17	RAFGL 2047	5.9110 ¹	2.6810 ¹	6.2210 ⁰	...	4.910 ²	1.910 ³	2	2.31	44	VII	C	?
1758-22	17583-2201	5.1510 ¹	7.9710 ¹	2.9910 ¹	...	6.010 ²	1.210 ³	3	2.88	int	IIIb	C?	?
1804-09	FX Ser	2.1310 ²	8.5110 ¹	2.0610 ¹	...	1.710 ³	8.410 ³	2	1.09	44	VII	C	C(Lb)
1805-22	VX Sgr	2.7410 ³	1.3910 ³	2.6310 ²	8.2310 ¹	2.310 ⁴	6.010 ⁵	2	0.41	26	IIIa	O	[SG]M4eIa
1808-33	NGC 6563	...	1.2610 ⁰	1.3610 ¹	2.0510 ¹	?	[PN]Ne

Table 2 (continued)

n°	name1	S ₁₂	S ₂₅	S ₆₀	S ₁₀₀	4π1kpc ² F _{iras}	4π1kpc ² F _{total}	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L _⊙)	(L _⊙)	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
1811-05	M4-9	...	0.77 10 ⁰	7.83 10 ⁰	1.13 10 ¹	?	[PN]
1816-12	18167-1209	...	1.39 10 ¹	2.13 10 ¹	O	?
1819-27	RAFGL 2135	6.85 10 ²	2.65 10 ²	7.01 10 ¹	2.15 10 ¹	5.5 10 ³	9.7 10 ³	1	1.02	43	VII	C	?
1821-16	RAFGL 2143	1.35 10 ²	1.75 10 ²	5.01 10 ¹	...	1.5 10 ³	3.2 10 ³	2	1.77	3n?	IIIb	O?	?
1823-06	RAFGL 2154	2.21 10 ²	1.27 10 ²	3.05 10 ¹	...	1.9 10 ³	4.1 10 ³	1	1.56	43	VII	C	C
1824+23	RAFGL 2155	7.31 10 ²	4.49 10 ²	8.88 10 ¹	2.46 10 ¹	6.4 10 ³	1.0 10 ⁴	1	1.00	42	VII	C	C
1824-08	18248-0839	1.53 10 ²	1.21 10 ²	2.67 10 ¹	...	1.4 10 ³	2.8 10 ³	3	1.88	43	IIIa	C	?
1826-12	18269-1257	7.17 10 ¹	5.41 10 ¹	1.43 10 ¹	...	6.6 10 ²	1.3 10 ³	3	2.76	43	IIIa	C	?
1827-14	OH 17.7-2.0	2.26 10 ¹	1.32 10 ²	1.20 10 ²	3.86 10 ¹	6.5 10 ²	05	V	O	?
1827-47	18276-4717	2.50 10 ²	8.50 10 ¹	1.71 10 ¹	5.13 10 ⁰	2.0 10 ³	1.8 10 ⁴	2	0.74	44	VII	C	?
1828+21	AC Her	4.14 10 ¹	6.53 10 ¹	2.14 10 ¹	8.04 10 ⁰	4.8 10 ²	8.5 10 ²	2	3.43	25	IIIb	O	F41bpvar(RVa)
1830+36	T Lyr	9.24 10 ¹	3.11 10 ¹	5.86 10 ⁰	2.66 10 ⁰	7.3 10 ²	7.1 10 ³	2	1.18	04,4n	II	C	C6,5J(Lb)
1830-05	RAFGL 5502	2.83 10 ¹	1.62 10 ²	6.77 10 ²	...	1.5 10 ³	VIII	?	?
1833+05	RAFGL 2199	2.99 10 ²	3.17 10 ²	7.65 10 ¹	2.15 10 ¹	3.0 10 ³	1.0 10 ⁴	1	1.00	42,4no	IIIa	O	?
1834-05	OH 26.5+0.6	3.60 10 ²	6.34 10 ²	4.63 10 ²	...	4.7 10 ³	1.1 10 ⁴	1	0.95	3n	IV	O	M
1834+10	V1111 Oph	7.20 10 ²	3.19 10 ²	6.59 10 ¹	2.27 10 ¹	5.9 10 ³	3.1 10 ⁴	1	0.57	26	VII	O	M4III(M)
1839+17	IRC+20370	5.34 10 ²	2.39 10 ²	6.01 10 ¹	2.05 10 ¹	4.4 10 ³	2.8 10 ⁴	1	0.60	43	VII	C	Ce
1839-02	IRC+00365	5.60 10 ²	2.45 10 ²	5.21 10 ¹	...	4.6 10 ³	1.2 10 ⁴	1	0.91	42	VII	C	C
1840+28	FI Lyr	9.34 10 ¹	5.48 10 ¹	7.23 10 ⁰	1.57 10 ⁰	8.0 10 ²	1.3 10 ⁴	2	0.88	41,2n	IIIa	O	M1
1841+13	IRC+10374	2.25 10 ²	1.52 10 ²	2.16 10 ¹	6.94 10 ⁰	2.0 10 ³	1.3 10 ⁴	1	0.88	29	IIIa	O	M8III
1842+03	18424+0346	5.22 10 ¹	2.54 10 ¹	6.53 10 ⁰	...	4.4 10 ²	1.6 10 ³	2	2.54	44	VII	C	?
1844-05	R Sct	2.08 10 ¹	9.26 10 ⁰	8.20 10 ⁰	...	1.8 10 ²	19	Vla	?	K01ab-Ibp(RVa)
1846-02	OH 30.1-0.7	1.11 10 ²	2.80 10 ²	2.37 10 ²	...	1.8 10 ³	2.0 10 ³	1	2.24	3n	IV	O	?
1846-48	OH 348.2-19.7	2.85 10 ²	3.43 10 ²	7.20 10 ¹	2.28 10 ¹	3.0 10 ³	7.4 10 ³	2	1.16	22	IIIb	O	?
1847+09	RAFGL 2259	2.23 10 ²	1.25 10 ²	2.58 10 ¹	7.67 10 ⁰	1.9 10 ³	4.4 10 ³	1	1.51	42	VII	C	C
1847-07	S Sct	6.53 10 ¹	1.73 10 ¹	9.28 10 ⁰	1.41 10 ¹	5.1 10 ²	2.6 10 ⁴	2	0.62	1n	Vla	C	C6,4(RVa)
1849-00	OH 32.8-0.3	2.29 10 ¹	6.58 10 ¹	1.4 10 ³	1	...	3n	...	O	?
1851+32	Ring Neb.	0.82 10 ⁰	1.01 10 ¹	5.23 10 ¹	5.46 10 ¹	9.6 10 ¹	V	?	[PN]
1855+04	IRC+00402	8.82 10 ¹	4.62 10 ¹	2.04 10 ¹	...	7.6 10 ²	Vlb	?	M2redd.
1856-29	IRC-30398	6.41 10 ²	3.31 10 ²	6.37 10 ¹	1.99 10 ¹	5.4 10 ³	27	VII	O	M9
1856+06	OH 39.7+1.5	2.74 10 ²	3.32 10 ²	1.01 10 ²	...	2.9 10 ³	7.5 10 ³	1	1.15	34	IIIb	O	?
1859-39	RS CrA	1.70 10 ³	8.13 10 ²	1.19 10 ²	3.63 10 ¹	1.4 10 ⁴	1.3 10 ⁵	1	0.28	26	II	O	M
1900-22	SU Sgr	1.22 10 ²	5.50 10 ¹	1.67 10 ¹	9.66 10 ⁰	1.0 10 ³	16,2n	VII	O	M7III

Table 2 (continued)

n°	name1	S ₁₂	S ₂₅	S ₆₀	S ₁₀₀	4π1kpc ² F _{iras}	4π1kpc ² F _{total}	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L _⊙)	(L _⊙)	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
1900-38	RAFGL 5553	1.53 10 ²	1.01 10 ²	2.66 10 ¹	9.08 10 ⁰	1.4 10 ³	24	VII	O	?
1900+07	IRC+10401	4.54 10 ²	1.82 10 ²	3.73 10 ¹	...	3.7 10 ³	2.2 10 ⁴	1	0.67	43	VII	C	C
1901-05	V Aql	1.50 10 ²	3.80 10 ¹	1.14 10 ¹	5.78 10 ⁰	1.2 10 ³	8.2 10 ⁴	2	0.35	42	Vla	C	C5,4(SRb)
1902+08	RAFGL 2316	8.06 10 ¹	6.22 10 ¹	1.79 10 ¹	...	7.4 10 ²	1.5 10 ³	3	2.59	42	IIIa	C	?
1903+08	R Aql	4.02 10 ²	2.45 10 ²	1.2 10 ⁵	1	...	23	...	O	M6.5e(M)
1905-22	V3880 Sgr	2.90 10 ²	2.12 10 ²	3.40 10 ¹	1.08 10 ¹	2.6 10 ³	1.2 10 ⁴	1	0.91	28	IIIa	O	M8:
1906+05	19068+0544	4.73 10 ¹	2.21 10 ¹	7.42 10 ⁰	...	4.0 10 ²	1.5 10 ³	2	2.62	45	VII	C	?
1907+09	RAFGL 2333	1.33 10 ²	1.64 10 ²	5.49 10 ¹	...	1.4 10 ³	2.8 10 ³	3	1.88	12	IIIb	C?	?
1909-32	V342 Sgr	3.19 10 ²	2.10 10 ²	3.31 10 ¹	1.04 10 ¹	2.8 10 ³	3.2 10 ⁴	2	0.56	28	IIIa	O	M9
1911+00	RAFGL 2343	3.13 10 ¹	6.48 10 ²	5.16 10 ²	1.68 10 ²	2.5 10 ³	V	O	K-M
1912-07	W Aql	1.58 10 ³	6.70 10 ²	1.12 10 ²	3.60 10 ¹	1.3 10 ⁴	5.0 10 ⁴	1	0.45	22	II	S	S3,9e(M)
1915-17	RAFGL 2361	1.36 10 ²	8.89 10 ¹	1.48 10 ¹	4.26 10 ⁰	1.2 10 ³	1.4 10 ⁴	2	0.85	28	IIIa	O	?
1916+23	RAFGL 2362	1.12 10 ²	1.37 10 ²	3.10 10 ¹	8.08 10 ⁰	1.2 10 ³	2.4 10 ³	1	2.04	31	IIIb	O	M
1916-16	V1942 Sgr	3.00 10 ¹	7.83 10 ⁰	3.71 10 ⁰	6.28 10 ⁰	2.3 10 ²	1.3 10 ⁴	2	0.88	18	Vla	C	C6,4(Lb)
1917-08	IRC-10502	3.84 10 ²	1.93 10 ²	4.79 10 ¹	1.56 10 ¹	3.2 10 ³	1.8 10 ⁴	1	0.75	43	VII	C	Ce
1917-26	RAFGL 2370	7.89 10 ¹	9.69 10 ¹	2.43 10 ¹	8.04 10 ⁰	8.3 10 ²	2.0 10 ³	2	2.24	26	IIIb	O	M9
1919+09	OH 44.8-2.3	1.27 10 ²	1.55 10 ²	4.14 10 ¹	9.78 10 ⁰	1.3 10 ³	5.9 10 ³	1	1.30	31	IIIb	O	?
1921+09	Vy 2-2	1.54 10 ¹	9.42 10 ¹	4.26 10 ¹	1.03 10 ¹	4.1 10 ²	69	V	O	[PN]Be
1923+76	UX Dra	6.64 10 ¹	1.94 10 ¹	4.74 10 ⁰	3.82 10 ⁰	5.2 10 ²	1.2 10 ⁴	2	0.90	23,1n	VII	C	C7,3(SRb)
1924+11	IRC+10420	1.35 10 ³	2.31 10 ³	7.18 10 ²	1.86 10 ²	1.6 10 ⁴	2.7 10 ⁴	2	1.93	28	IIIb	O	[SG]F8Ia:
1924-17	IRC-20563	8.97 10 ¹	5.12 10 ¹	9.29 10 ⁰	5.04 10 ⁰	7.7 10 ²	1.4 10 ⁴	2	0.86	23	IIIa	O	M8
1928+19	OH 55.0+0.7	8.85 10 ¹	1.79 10 ²	8.82 10 ¹	...	1.2 10 ³	1.7 10 ³	2	2.39	39	IIIb	O	?
1931-16	AQ Sgr	5.66 10 ¹	1.87 10 ¹	5.69 10 ⁰	5.88 10 ⁰	4.5 10 ²	4.8 10 ³	2	1.44	43	VII	C	C7,4(SRb)
1932+27	V1129 Cyg	3.25 10 ²	1.70 10 ²	3.90 10 ¹	1.35 10 ¹	2.7 10 ³	1.6 10 ⁴	1	0.79	43	VII	C	C(M)
1932+30	BD+30 3639	8.94 10 ¹	2.35 10 ²	1.62 10 ²	7.01 10 ¹	1.4 10 ³	81,pah	IV	C	[PN]WC9
1934+29	M1-92	1.75 10 ¹	5.98 10 ¹	1.18 10 ²	6.80 10 ¹	4.2 10 ²	7n?	VIII	?	[PN]
1934+12	19346+1209	2.88 10 ¹	1.69 10 ¹	4.35 10 ⁰	...	2.5 10 ²	8.0 10 ²	2	3.53	43	VII	C	?
1935+50	R Cyg	1.05 10 ²	5.22 10 ¹	1.19 10 ¹	5.60 10 ⁰	8.8 10 ²	2.4 10 ⁴	1	0.65	22	VII	S	S3,9e(M)
1939+32	TT Cyg	1.58 10 ¹	4.17 10 ⁰	3.45 10 ⁰	4.41 10 ⁰	1.2 10 ²	6.3 10 ³	2	1.26	17	Vla	C	C5,4(SRb)
1945+29	19454+2920	1.73 10 ¹	8.96 10 ¹	5.44 10 ¹	1.47 10 ¹	4.2 10 ²	05	V	C	?
1947-07	GY Aql	4.61 10 ²	2.72 10 ²	4.73 10 ¹	1.72 10 ¹	4.0 10 ³	3.4 10 ⁴	1	0.54	28	IIIa	O	M6e(SR)
1947+31	HD 331319	0.54 10 ⁰	3.80 10 ¹	5.58 10 ¹	1.48 10 ¹	1.7 10 ²	?	V	?	F3Ib
1947+24	19477+2401	1.12 10 ¹	5.49 10 ¹	2.71 10 ¹	...	2.6 10 ²	5n,kvh?	V	C?	?

Table 2 (continued)

n ^o	name1	S ₁₂	S ₂₅	S ₆₀	S ₁₀₀	4π1kpc ² F _{iras}	4π1kpc ² F _{total}	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L _⊙)	(L _⊙)	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
		(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)		(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
1948+25	19480+2504	2.08 10 ¹	6.79 10 ¹	4.32 10 ¹	...	3.8 10 ²	01,int	IV	C	?
1948+32	χ Cyg	1.69 10 ³	4.59 10 ²	8.07 10 ¹	1.77 10 ¹	1.3 10 ⁴	4.4 10 ⁵	1	0.15	2n	I	S	S7,2e(M)
1950-17	HD 187885	2.78 10 ¹	1.65 10 ²	7.34 10 ¹	1.82 10 ¹	7.2 10 ²	05	V	?	F2-3lab+A
1954+30	RAFGL 2477	7.51 10 ¹	1.09 10 ²	4.67 10 ¹	1.42 10 ¹	8.6 10 ²	1.7 10 ³	3	2.41	21	IIIb	C	?
1955-02	RR Aql	3.32 10 ²	1.51 10 ²	2.75 10 ¹	1.01 10 ¹	2.7 10 ³	5.6 10 ⁴	1	0.42	27	II	O	M7e(M)
1959+40	RAFGL 2494	3.38 10 ²	2.60 10 ²	5.99 10 ¹	1.74 10 ¹	3.1 10 ³	7.5 10 ³	1	1.15	42	IIIa	C	C
2000+32	20000+3239	1.50 10 ¹	7.10 10 ¹	3.00 10 ¹	...	3.3 10 ²	5n,kvh?	V	C	?
2002+39	20028+3910	4.18 10 ¹	2.11 10 ²	1.43 10 ²	4.65 10 ¹	1.0 10 ³	50	V	?	?
2003-27	V1943 Sgr	3.95 10 ²	1.52 10 ²	2.84 10 ¹	1.36 10 ¹	3.2 10 ³	2.0 10 ⁵	2	0.22	15	II	O	M8(Lb)
2004-42	V2234 Sgr	2.21 10 ²	1.58 10 ²	2.81 10 ¹	8.98 10 ⁰	2.0 10 ³	1.7 10 ⁴	2	0.76	28	IIIa	O	?
2007+31	RAFGL 2513	1.73 10 ²	9.56 10 ¹	2.44 10 ¹	2.08 10 ¹	1.5 10 ³	4.9 10 ³	2	1.43	43	VII	C	?
2007-60	X Pav	5.57 10 ²	2.73 10 ²	5.12 10 ¹	1.95 10 ¹	4.6 10 ³	1.3 10 ⁵	2	0.27	22	IIIa	O	Me(SRa)
2007-06	V1300 Aql	1.26 10 ³	1.06 10 ³	2.16 10 ²	6.37 10 ¹	1.2 10 ⁴	2.3 10 ⁴	1	0.66	23	IIIa	O	M:(M)
2012-44	RZ Sgr	3.82 10 ¹	2.50 10 ¹	1.01 10 ¹	1.60 10 ¹	3.4 10 ²	16	VIb	S	Se
2013-71	NSV 12961	1.19 10 ²	9.28 10 ¹	1.61 10 ¹	4.94 10 ⁰	1.1 10 ³	7.4 10 ³	2	1.16	29	IIIa	O	M
2014-21	RT Cap	7.29 10 ¹	2.07 10 ¹	4.41 10 ⁰	3.61 10 ⁰	5.7 10 ²	1.7 10 ⁴	2	0.77	4n	VII	C	C6,4(SRb)
2023-13	OH 30.7-27.1	4.67 10 ¹	4.48 10 ¹	1.11 10 ¹	3.23 10 ⁰	4.6 10 ²	3.7 10 ³	1	1.64	27	IIIa	O	?
2024+75	UU Dra	1.32 10 ²	8.98 10 ¹	1.32 10 ¹	4.81 10 ⁰	1.2 10 ³	1.2 10 ⁴	2	0.92	23	IIIa	O	M8III:e
2024-28	T Mic	4.94 10 ²	1.92 10 ²	3.26 10 ¹	1.27 10 ¹	4.0 10 ³	2.5 10 ⁵	2	0.20	15	II	O	M7III
2026+21	OH 63.3-10.2	6.10 10 ¹	6.12 10 ¹	1.78 10 ¹	7.82 10 ⁰	6.1 10 ²	4.7 10 ³	1	1.46	24	IIIa	O	?
2039+47	V Cyg	6.65 10 ²	2.34 10 ²	4.91 10 ¹	1.73 10 ¹	5.3 10 ³	5.0 10 ⁴	1	0.45	44	VII	C	C5,3e(M)
2043+38	20435+3825	1.49 10 ²	7.53 10 ¹	1.64 10 ¹	...	1.3 10 ³	4.3 10 ³	2	1.52	42	VII	C	?
2044-01	FP Aqr	2.11 10 ²	1.17 10 ²	1.73 10 ¹	5.57 10 ⁰	1.8 10 ³	3.5 10 ⁴	2	0.54	27	IIIa	O	M9
2044+39	NML Cyg	O	[SG]M6III
2048-72	20484-7202	1.79 10 ²	1.10 10 ²	1.41 10 ¹	4.30 10 ⁰	1.5 10 ³	2.2 10 ⁴	2	0.68	29	IIIa	O	?
2053+30	UX Cyg	1.72 10 ²	1.01 10 ²	4.39 10 ¹	2.00 10 ¹	1.5 10 ³	29	VIb	O	M5e:(M)
2053+55	20532+5554	5.85 10 ¹	4.43 10 ¹	1.05 10 ¹	...	5.4 10 ²	1.1 10 ³	3	3.06	42	IIIa	C	?
2054-65	20541-6549	1.80 10 ²	8.90 10 ¹	1.50 10 ¹	4.80 10 ⁰	1.5 10 ³	4.2 10 ⁴	2	0.49	29	IIIa	O	?
2056+27	RAFGL 2686	2.80 10 ²	1.49 10 ²	3.17 10 ¹	9.30 10 ⁰	2.4 10 ³	9.1 10 ³	1	1.05	42	VII	C	C
2100+36	RAFGL 2688	5n	...	C	F5Iae
2100+48	21003+4801	9.41 10 ¹	6.49 10 ¹	1.41 10 ¹	8.86 10 ⁰	8.4 10 ²	1.7 10 ³	3	2.44	44	IIIa	C	?
2103-00	RV Aqr	3.08 10 ²	1.16 10 ²	2.24 10 ¹	8.55 10 ⁰	2.5 10 ³	2.4 10 ⁴	1	0.65	45	VII	C	C6,3e(M)
2103+51	V1549 Cyg	2.54 10 ²	1.09 10 ²	2.20 10 ¹	...	2.1 10 ³	8.6 10 ³	2	1.08	44	VII	C	Ce(Lb)

Table 2 (continued)

n ^o	name1	S ₁₂	S ₂₅	S ₆₀	S ₁₀₀	4π1kpc ² F _{iras}	4π1kpc ² F _{total}	ref.	d	LRS	region	chem.	spectral
(1)	(2)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)	(L _⊙)	(L _⊙)	(9)	(kpc)	type	(12)	type	type
		(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)		(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
2104-16	RS Cap	2.29 10 ²	1.13 10 ²	1.75 10 ¹	6.47 10 ⁰	1.9 10 ³	5.4 10 ⁴	2	0.43	27	IIIa	O	M6/M7III
2105+42	NGC 7027	pah	...	C	[PN]
2106-38	RAFGL 5592	1.71 10 ²	1.16 10 ²	1.62 10 ¹	4.33 10 ⁰	1.5 10 ³	1.6 10 ⁴	2	0.80	29	IIIa	O	?
2108+68	T Cep	7.53 10 ²	2.67 10 ²	4.16 10 ¹	1.53 10 ¹	6.0 10 ³	5.1 10 ⁵	2	0.14	15	II	O	M6.5e(M)
2114+51	21147+5110	6.56 10 ¹	4.80 10 ¹	1.20 10 ¹	...	6.0 10 ²	1.2 10 ³	3	2.90	42	IIIa	C	?
2116-45	T Ind	4.72 10 ¹	1.32 10 ¹	4.68 10 ⁰	3.05 10 ⁰	3.7 10 ²	1.2 10 ⁴	2	0.91	17	VII	C	C5II(SRb)
2119-69	Y Pav	7.24 10 ¹	2.68 10 ¹	6.95 10 ⁰	5.04 10 ⁰	5.8 10 ²	3.6 10 ³	2	1.66	22,1n	VII	C	C5II(SRb)
2122+51	21223+5114	7.00 10 ¹	4.88 10 ¹	1.93 10 ¹	1.03 10 ¹	6.4 10 ²	42	IIIa	?	?
2125+36	IRC+40483	O	M9
2128+50	21282+5050	5.10 10 ¹	7.44 10 ¹	3.34 10 ¹	1.50 10 ¹	5.9 10 ²	80,pah	IIIb	C	[PN]O7
2128+10	UU Peg	1.61 10 ²	1.07 10 ²	1.83 10 ¹	7.59 10 ⁰	1.4 10 ³	1.6 10 ⁴	2	0.80	26	IIIa	O	M7e(M)
2130+44	IC 5117	1.13 10 ¹	4.71 10 ¹	2.44 10 ¹	8.76 10 ⁰	2.3 10 ²	pah	V	C	[PN]
2131+56	21318+5631	2.57 10 ²	3.12 10 ²	9.00 10 ¹	2.54 10 ¹	2.7 10 ³	6.6 10 ³	1	1.23	21	IIIb	C	?
2132+38	V1426 Cyg	2.57 10 ²	9.42 10 ¹	2.05 10 ¹	9.61 10 ⁰	2.1 10 ³	1.9 10 ⁴	1	0.73	44	VII	C	C7,2e(M)
2135+78	S Cep	3.83 10 ²	1.33 10 ²	2.91 10 ¹	1.27 10 ¹	3.0 10 ³	4.7 10 ⁴	1	0.46	4n	VII	C	C7,3e(M)
2137+45	21373+4540	1.15 10 ²	6.48 10 ¹	1.43 10 ¹	4.77 10 ⁰	9.8 10 ²	3.2 10 ³	2	1.76	43	VII	C	?
2138+54	RU Cyg	1.90 10 ²	1.05 10 ²	1.82 10 ¹	...	1.6 10 ³	3.2 10 ⁴	2	0.56	24	IIIa	O	M6(SRa)
2139+35	V460 Cyg	7.60 10 ¹	2.13 10 ¹	9.19 10 ⁰	4.95 10 ⁰	5.9 10 ²	2.0 10 ⁴	2	0.71	42	VIa	C	C6,3(Lb)
2141+37	RV Cyg	1.03 10 ²	3.15 10 ¹	1.15 10 ¹	1.02 10 ¹	8.1 10 ²	1.4 10 ⁴	2	0.85	4n	VII	C	C6,4(SRb)
2141+58	μ Cep	1.30 10 ³	6.08 10 ²	1.27 10 ²	4.99 10 ¹	1.1 10 ⁴	28	VII	O	[SG]M2Ia(SRc)
2143-02	EP Aqr	6.37 10 ²	3.21 10 ²	4.71 10 ¹	1.64 10 ¹	5.3 10 ³	1.6 10 ⁵	1	0.25	23	IIIa	O	M7-III(SRb)
2144+73	PQ Cep	1.38 10 ²	4.17 10 ¹	9.47 10 ⁰	4.67 10 ⁰	1.1 10 ³	2.0 10 ⁴	1	0.71	44	VII	C	C6-,3e
2144+49	21449+4950	6.71 10 ¹	4.38 10 ¹	8.55 10 ⁰	...	5.9 10 ²	1.8 10 ³	2	2.33	42	VII	C	?
2145+64	RT Cep	1.75 10 ²	1.08 10 ²	1.65 10 ¹	7.15 10 ⁰	1.5 10 ³	2.1 10 ⁴	2	0.69	28	IIIa	O	M6(M)
2148+53	21489+5301	1.11 10 ²	9.34 10 ¹	2.68 10 ¹	7.99 10 ⁰	1.0 10 ³	2.1 10 ³	3	2.18	42	IIIa	C	?
2155+62	21554+6204	6.29 10 ¹	1.38 10 ²	5.21 10 ¹	1.56 10 ¹	8.6 10 ²	1.6 10 ³	1	2.50	38	IIIb	O	M
2201+28	TW Peg	2.62 10 ²	1.52 10 ²	2.16 10 ¹	7.89 10 ⁰	2.2 10 ³	3.0 10 ⁴	1	0.58	26	IIIa	O	gM6-7(SRb)
2203+35	SV Peg	2.65 10 ²	1.46 10 ²	2.36 10 ¹	9.94 10 ⁰	2.2 10 ³	2.1 10 ⁴	1	0.69	21	IIIa	O	M7(SRa)
2209+56	CU Cep	2.03 10 ²	1.36 10 ²	1.67 10 ¹	...	1.8 10 ³	6.6 10 ³	1	1.23	29	IIIa	O	M4(SRb)
2214+57	M2-51	...	0.35 10 ⁰	3.99 10 ⁰	9.38 10 ⁰	?	[PN]
2217+59	OH 104.9+2.4	1.23 10 ²	2.29 10 ²	9.07 10 ¹	3.50 10 ¹	1.6 10 ³	5.9 10 ³	1	1.30	38	IIIb	O	?
2219-07	DZ Aqr	8.13 10 ¹	4.43 10 ¹	6.72 10 ⁰	3.10 10 ⁰	6.9 10 ²	1.4 10 ⁴	2	0.84	25	IIIa	O	M
2219-46	π1 Gru	9.09 10 ²	4.37 10 ²	7.73 10 ¹	2.33 10 ¹	7.5 10 ³	2.3 10 ⁵	2	0.21	42	IIIa	S	S

Table 2 (continued)

n°	name1	S ₁₂ (Jy)	S ₂₅ (Jy)	S ₆₀ (Jy)	S ₁₀₀ (Jy)	4πl ₁ pc ² F _{IRAS} (L _⊙)	4πl ₁ pc ² F _{total} (L _⊙)	ref.	d (kpc)	LRS type	region (12)	chem. type	spectral type
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
2222+43	2222+4327	2.12 10 ⁰	3.71 10 ¹	2.24 10 ¹	9.54 10 ⁰	1.4 10 ²	?	V	C	?
2224+60	RAFGL 2901	1.82 10 ²	1.06 10 ²	2.55 10 ¹	7.31 10 ⁰	1.6 10 ³	6.6 10 ³	1	1.23	41	VII	C	C
2226-21	NGC 7293	?	[PN]
2227+54	HD 235858	7.39 10 ¹	3.02 10 ²	9.66 10 ¹	4.10 10 ¹	1.4 10 ³	72, kvh	V	C	K
2230+59	22303+5950	5.45 10 ¹	6.84 10 ¹	2.04 10 ¹	...	5.8 10 ²	1.2 10 ³	3	2.93	41	IIIb	C	?
2251+66	RAFGL 2985	8.02 10 ¹	3.35 10 ¹	8.24 10 ⁰	...	6.5 10 ²	2.9 10 ³	2	1.87	44	VII	C	C
2252-29	V Psa	2.47 10 ²	1.10 10 ²	1.82 10 ¹	6.01 10 ⁰	2.0 10 ³	7.9 10 ⁴	2	0.36	22	II	O	Mb(SRb)
2255+58	RAFGL 2999	1.89 10 ²	1.70 10 ²	2.48 10 ¹	...	1.8 10 ³	3.7 10 ³	1	1.64	29	IIIa	O	M
2257+66	22574+6609	9.00 10 ⁰	2.95 10 ¹	2.06 10 ¹	7.19 10 ⁰	1.6 10 ²	IV	?	?
2258+64	RAFGL 3011	9.11 10 ¹	4.35 10 ¹	1.04 10 ¹	...	7.6 10 ²	3.1 10 ³	1	1.80	43	VII	C	C
2316+16	RAFGL 3068	7.07 10 ²	7.76 10 ²	2.49 10 ²	7.37 10 ¹	7.2 10 ³	1.1 10 ⁴	1	0.95	02	IIIa	C	?
2321-45	RAFGL 4296	1.28 10 ²	9.57 10 ¹	1.68 10 ¹	6.68 10 ⁰	1.2 10 ³	8.9 10 ³	2	1.06	28	IIIa	O	?
2325+10	RAFGL 3099	1.90 10 ²	1.42 10 ²	3.03 10 ¹	7.62 10 ⁰	1.7 10 ³	5.9 10 ³	1	1.30	4n	IIIa	C	?
2326+68	23268+6854	2.67 10 ¹	3.64 10 ¹	4.25 10 ¹	1.80 10 ¹	3.3 10 ²	13	Vlb	C?	?
2327+53	23279+5336	6.71 10 ¹	3.24 10 ¹	6.68 10 ⁰	...	5.6 10 ²	2.0 10 ³	2	2.23	43	VII	C	?
2330+61	23304+6147	1.14 10 ¹	5.91 10 ¹	2.66 10 ¹	...	2.7 10 ²	kvh	V	C	?
2332+43	IRC+40540	9.59 10 ²	4.69 10 ²	1.12 10 ²	3.55 10 ¹	8.0 10 ³	2.4 10 ⁴	1	0.65	42	VII	C	C8,3,4
2332+65	23321+6545	1.37 10 ¹	8.56 10 ¹	6.40 10 ¹	1.93 10 ¹	4.0 10 ²	05	V	C	?
2343+03	TX Psc	1.63 10 ²	3.98 10 ¹	1.19 10 ¹	6.91 10 ⁰	1.2 10 ³	7.2 10 ⁴	1	0.37	In	Vla	C	C7,2(Lb)
2349+61	IRC+60427	3.69 10 ²	2.55 10 ²	4.53 10 ¹	1.17 10 ¹	3.3 10 ³	3.2 10 ⁴	2	0.56	27	IIIa	O	M9
2355+51	R Cas	1.34 10 ³	5.55 10 ²	1.03 10 ²	3.88 10 ¹	1.1 10 ⁴	2.5 10 ⁵	1	0.20	24	II	O	M7e(M)

Table 3

n°	name1	line	telescope	V _{lsr}	V _e	T _(K)	I _{K kms⁻¹}	sc.	rms	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
0004+42	KU And	CO (1-0)	BTL	- 20	24.2	0.09	2.90	2	0.040	AP2(!)
	IRC+40004	CO (1-0)	FCRAO	- 21	20.0	...	8.68	2	...	AP19
	RAFGL 14	CO (1-0)	OSO	- 20	21.0	0.37	13.70	2	0.103	Pr1
0017+44	VX And	CO (2-1)	IRAM	2.50	2	...	AA30
0019-40	00193-4033	CO (1-0)	SEST	-101	17.3	0.06	1.90	2	0.025	Pr1(!)
0020+55	T Cas	CO (1-0)	BTL	- 7	10.5	0.02	0.29	2	0.009	AP8(?)
	IRC+60009	CO (1-0)	FCRAO	- 6	6.0	...	1.11	2	...	AP19
	RAFGL 57	CO (2-1)	NRAO	- 7	5.2	0.26	...	2	...	AP3
0021+62	00210+6221	CO (1-0)	FCRAO	- 38	...	0.04	...	1	...	MN1
0021+38	R And	CO (1-0)	BTL	- 16	8.7	0.13	1.40	2	0.050	AP2(!)
	IRC+40009	CO (1-0)	IRAM	- 16	...	1.10	17.20	2	0.100	AA2
	RAFGL 59	CO (1-0)	FCRAO	- 16	11.0	...	3.71	2	...	AP19
	HD 1967	CO (1-0)	OSO	- 15	12.7	0.77	11.70	2	0.107	Pr1
0024-06	UY Cet	CO (1-0)	SEST	+ 4	8.1	0.05	0.90	2	0.018	Pr1(!)
0024+69	RAFGL 67	CO (1-0)	OSO	- 29	17.8	0.77	17.30	2	0.129	Pr1
	...	HCN(1-0)	NRAO	- 25	16.6	0.06	...	2	...	AP7
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 25	8.50	1	0.070	AA7
0103+12	IRC+10011	CO (1-0)	BTL	+ 9	23.0	0.18	5.60	2	0.090	AP2(!!)
	WX Psc	CO (1-0)	OSO	+ 8	21.6	0.92	...	2	...	AA17
	RAFGL 157	CO (1-0)	FCRAO	+ 10	21.0	...	18.13	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	OSO	+ 8	21.6	0.92	28.20	2	0.129	Pr1
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 10	18.3	2.70	92.10	2	0.024	PC1(m)
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 10	18.7	3.30	98.00	2	0.032	PC1(m)
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 9	23.0	0.27	2.60	2	0.030	AA19
0108+30	AW Psc	CO (1-0)	FCRAO	- 27	13.0	0.15	...	2	...	AP4
	IRC+30021	CO (1-0)	FCRAO	- 26	10.0	...	1.77	2	...	AP19
	RAFGL 168	CO (1-0)	OSO	- 25	15.0	0.23	5.70	2	0.123	Pr1(!!)
0110+62	IRC+60041	CO (2-1)	NRAO	- 25	23.3	0.10	...	2	...	AA16
	Case 59	HCN(1-0)	IRAM	- 25	13.50	1	0.090	AA7
0113+25	Z Psc	CO (1-0)	OSO	+ 13	3.5	0.18	0.96	2	...	AA5
	IRC+30025	CO (1-0)	OSO	0.96	2	...	AA30
	RAFGL 188	CO (2-1)	NRAO	+ 13	5.0	0.17	...	2	0.027	AP18
0114+66	RAFGL 190	CO (2-1)	NRAO	- 40	19.7	0.54	...	2	...	AP3
	...	CO (2-1)	IRAM	- 39	16.9	3.06	70.40	2	0.105	Pr2
	...	CO (2-1)	IRAM	- 39	18.0	2.79	67.20	2	0.080	Pr2
	...	HCN(1-0)	NRAO	- 36	14.9	0.07	...	2	...	AP7
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 39	9.00	1	0.080	AA7
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.45	8.80	2	0.031	Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.51	12.20	2	0.042	Pr2
0115+72	S Cas	CO (1-0)	IRAM	- 37	26.4	0.73	...	1	0.060	AA15
	IRC+70024	CO (1-0)	IRAM	0.85	...	1	0.180	AA21
	RAFGL 194	CO (1-0)	IRAM	- 31	22.0	0.44	...	2	0.360	AA27(!!)
	HD 7769	CO (1-0)	FCRAO	- 29	18.0	...	3.43	2	...	AP19
	SAO 4374	CO (1-0)	OSO	- 26	19.0	0.23	6.00	2	0.110	Pr1(!)
	...	CO (2-1)	NRAO	- 32	15.3	0.33	...	2	...	AP3
	...	CO (2-1)	IRAM	0.80	...	1	0.150	AA21

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
0124-32	R Scl	CO (1-0)	BTL	- 18	24.7	0.32	10.80	2	0.130	AP2(!)
	IRC-30015	CO (1-0)	NRAO	- 18	17.5	0.70	...	2	...	AP7
	RAFGL 215	CO (1-0)	SEST	- 19	17.6	1.20	30.40	2	...	AA8
	Case 68	CO (1-0)	SEST	- 18	18.5	...	22.00	2	...	AA28
	HD 8879	CO (1-0)	IRAM	- 19	15.5	1.60	55.00	2	...	AA42
	...	CO (2-1)	SEST	- 18	18.5	...	54.00	2	...	AA28
	...	CO (2-1)	IRAM	- 19	15.5	4.30	103.00	2	...	AA42
	...	CO (2-1)	JCMT	- 15	17.9	1.12	29.17	1	...	AA43
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 18	9.80	1	0.090	AA7
	...	HCN(1-0)	SEST	- 16	...	0.06	1.20	2	...	AA30
0130+62	OH 127.8+0.0	CO (1-0)	IRAM	- 54	9.7	0.13	3.60	2	0.050	AA36(!)
	RAFGL 230	CO (2-1)	IRAM	- 54	10.9	0.90	16.30	2	0.110	AA36
0155+45	BD+44398	CO (1-0)	FCRAO	- 3	8.0	...	2.37	2	...	AP19
	IRC+50049	CO (1-0)	OSO	- 2	9.4	0.30	3.70	2	0.087	Pr1
	RAFGL 278	CO (2-1)	NRAO	- 2	7.6	0.96	...	2	...	AP3
0214+44	W And	CO (1-0)	FCRAO	- 35	11.0	0.20	...	2	...	AP4
	IRC+40037	CO (1-0)	OSO	- 35	10.4	0.43	4.50	2	0.087	Pr1
0215+28	02152+2822	CO (1-0)	NRAO	- 2	8.9	0.06	...	2	...	AA16
	...	CO (2-1)	NRAO	- 2	9.5	0.14	...	2	...	AP3
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 2	3.40	1	0.070	AA7
0216-03	Mira	CO (1-0)	BTL	+ 47	6.0	0.38	2.60	2	0.040	AP2
	IRC+00030	CO (1-0)	OSO	+ 48	2.7	1.50	...	2	...	AA17
	RAFGL 318	CO (1-0)	IRAM	+ 47	3.0	7.40	...	2	0.160	AP17(m)
	HD 14386	CO (1-0)	FCRAO	+ 47	9.0	...	8.84	2	...	AP19
	o Cet	CO (1-0)	OVI	2	...	AP20(m)
	...	CO (1-0)	SEST	+ 46	10.0	1.19	9.10	2	0.021	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 46	4.6	6.00	...	2	...	AP3
	...	CO (2-1)	FCRAO	+ 47	8.3	7.20	...	2	...	AP4
	...	CO (2-1)	CALTECH	+ 46	5.0	3.70	23.90	2	0.150	AP14
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 46	4.3	5.60	...	2	...	AA16
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 47	3.0	13.60	...	2	0.140	AP17(m)
	...	CO (2-1)	OVI	2	...	AP20(m)
0227-26	R For	CO (1-0)	SEST	- 3	20.0	0.16	4.80	2	...	AA8
	IRC-30021	CO (1-0)	SEST	- 3	20.3	0.12	3.10	2	0.015	Pr1
	RAFGL 337	CO (2-1)	NRAO	- 3	16.8	0.44	...	2	...	AP3
	Case 103	HCN(1-0)	SEST	+ 1	...	0.05	1.00	2	...	AA30
0229+57	RAFGL 341	CO (2-1)	FCRAO	+ 7	14.2	0.82	...	2	...	AP4
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 7	5.20	1	0.060	AA7
0231+64	V656 Cas	CO (1-0)	FCRAO	+ 13	16.8	0.24	...	2	...	AP4
	IRC+60092	CO (1-0)	FCRAO	+ 15	14.0	...	3.96	2	...	AP19
	RAFGL 349	CO (2-1)	FCRAO	+ 15	12.2	0.63	...	2	...	AP4
0235-27	UU For	CO (1-0)	SEST	- 8	16.2	0.10	2.00	2	0.020	Pr1
	IRC-30023	CO (2-1)	NRAO	- 8	11.6	0.43	...	2	...	AP3
0252-50	R Hor	CO (1-0)	SEST	+ 38	5.0	0.23	...	1	...	AA29
	...	CO (1-0)	SEST	+ 36	5.4	0.32	3.30	2	0.021	Pr1
	...	CO (2-1)	CALTECH	+ 38	6.6	0.80	5.40	2	0.210	AP14

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
0307-87	03074-8732	CO (1-0)	SEST	+ 12	10.5	0.06	...	1	...	AA29
	...	CO (1-0)	SEST	+ 7	10.3	0.10	1.20	2	0.012	Pr1
0311-57	TW Hor	CO (1-0)	SEST	+ 1	5.3	0.12	0.95	2	...	AA8
	Case 136	CO (1-0)	SEST	+ 1	5.3	0.12	1.00	2	0.017	Pr1
0318+70	RAFGL 482	CO (1-0)	BTL	- 12	16.0	0.11	2.40	2	0.040	AP2(!)
	...	CO (1-0)	OSO	- 16	8.3	0.83	9.00	2	0.091	Pr1
	...	HCN(1-0)	NRAO	- 10	10.8	0.06	...	2	...	AP7
0320+65	OH 138.0+7.3	CO (1-0)	IRAM	- 37	9.2	0.10	1.30	2	0.040	AA36(!)
	...	CO (2-1)	IRAM	- 38	10.9	0.28	5.30	2	0.100	AA36(!)
0322+47	IRC+50096	CO (1-0)	BTL	- 17	16.8	0.21	4.70	2	0.070	AP2
	Case 142	CO (1-0)	OSO	- 16	14.5	1.00	...	2	...	AA17
	RAFGL 489	CO (1-0)	FCRAO	- 16	16.0	...	14.88	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	OSO	- 16	14.5	1.00	25.00	2	0.123	Pr1
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 17	20.00	1	0.070	AA7
	...	HCN(1-0)	OSO	- 14	14.5	0.40	...	2	...	AA17
0328-15	03287-1535	CO (1-0)	SEST	- 5	8.2	0.20	1.60	2	0.019	Pr1
0329+60	OH 141.7+3.5	CO (2-1)	IRAM	- 58	10.7	0.14	2.40	2	0.040	AA36
0331+60	03313+6058	CO (2-1)	IRAM	- 39	13.9	0.62	13.20	2	0.146	Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.16	3.50	2	0.045	Pr2
0337+62	U Cam	CO (1-0)	FCRAO	+ 8	22.0	0.16	...	2	...	AP4
	IRC+60124	CO (1-0)	OSO	+ 10	18.8	0.22	5.00	2	...	AA5
	RAFGL 505	CO (1-0)	IRAM	+ 7	25.2	...	23.10	1	...	AA11
	Case 154	CO (1-0)	OSO	7.30	2	...	AA30
	HD 22611	CO (1-0)	FCRAO	+ 7	9.0	...	2.64	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	OSO	+ 10	18.8	0.23	5.00	2	0.029	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 7	29.5	0.66	...	2	0.057	AP18
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 8	16.70	1	0.070	AA7
	...	HCN(1-0)	OSO	+ 9	...	0.18	6.00	2	...	AA30
0344+44	RAFGL 5102	CO (1-0)	OSO	- 25	16.0	0.37	11.30	2	0.083	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	- 20	13.3	0.24	...	2	...	AP3
0348+39	V414 Per	CO (2-1)	JCMT	- 23	32.4	0.17	5.40	1	...	AA43
0350+11	IK Tau	CO (1-0)	BTL	+ 35	22.0	0.20	6.00	2	0.040	AP2
	IRC+10050	CO (1-0)	OSO	+ 35	19.4	1.40	44.50	2	...	AA13
	RAFGL 529	CO (1-0)	OSO	+ 34	19.0	0.84	...	2	...	AA17
	NML Tau	CO (1-0)	IRAM	+ 35	17.3	2.60	63.10	2	0.100	AA23
	...	CO (1-0)	FCRAO	+ 36	22.0	...	22.98	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	OSO	+ 35	19.4	1.40	44.50	2	0.265	Pr1
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 34	17.9	2.30	101.00	2	0.026	PC1(m)
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 34	20.0	4.10	138.00	2	0.029	PC1(m)
	...	HCN(1-0)	FCRAO	+ 32	...	0.05	...	1	...	NT1
	...	HCN(1-0)	OSO	+ 36	20.1	0.11	3.50	2	...	AA13
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 34	17.0	0.40	3.30	2	0.040	AA19
0402-15	V Eri	CO (2-1)	NRAO	- 12	13.0	0.16	...	2	...	AP3
0429+34	04296+3429	CO (2-1)	FCRAO	- 62	15.6	0.40	...	2	...	AA26
	...	CO (2-1)	IRAM	- 66	12.0	0.45	8.30	2	0.128	Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.10	1.50	2	0.024	Pr2

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)	
0430+62	IRC+60144	CO (1-0)	BTL	- 44	20.4	0.12	3.20	2	0.050	AP2(!)	
	RAFGL 595	CO (1-0)	NRAO	- 46	14.5	0.34	...	2	...	AP7	
	...	CO (1-0)	FCRAO	- 48	24.0	...	7.86	2	...	AP19	
	...	CO (1-0)	OSO	- 45	15.0	0.80	18.70	2	0.097	Pr1	
	...	HCN(1-0)	NRAO	- 45	19.9	0.07	...	2	...	AP7	
...	HCN(1-0)	IRAM	- 45	17.50	1	0.070	AA7		
0439+36	RAFGL 618	CO (1-0)	BTL	- 21	21.5	0.43	12.30	2	0.120	AP2	
	V353 Aur	CO (1-0)	IRAM	- 21	...	4.40	114.00	2	0.080	AA9(m)	
	PK 166-6.1	CO (1-0)	IRAM	- 21	...	4.40	114.00	2	0.050	AA12	
	...	CO (1-0)	OSO	- 23	19.6	2.40	...	2	...	AA17	
	...	CO (1-0)	OSO	- 23	19.6	2.40	61.40	2	0.124	Pr1	
	...	CO (2-1)	IRAM	- 22	...	9.30	250.00	2	0.160	AA9(m)	
	...	CO (2-1)	IRAM	- 21	...	9.30	250.00	2	0.150	AA12(m)	
	...	CO (2-1)	NRAO	- 22	18.0	2.20	53.90	2	0.150	AP16	
	...	CO (2-1)	NRAO	- 22	18.6	3.50	...	2	0.260	AP18	
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 21	...	0.90	20.10	2	0.020	AA12	
	...	HCN(1-0)	OSO	- 21	16.5	0.40	...	2	...	AA17	
0446+68	ST Cam	CO (1-0)	OSO	- 16	10.0	0.13	2.10	2	...	AA5	
	IRC+70055	CO (1-0)	OSO	- 15	10.0	0.13	2.10	2	0.019	Pr1	
	RAFGL 633	CO (2-1)	NRAO	- 14	13.6	0.25	...	2	0.032	AP18	
	Case 240	CO (2-1)	JCMT	- 10	8.2	...	1.44	1	...	AA43	
	HD 30243	HCN(1-0)	OSO	- 13	...	0.14	2.50	2	...	AA30	
0453+44	04530+4427	CO (1-0)	FCRAO	+ 14	19.6	0.14	...	2	...	AP4	
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 9	20.8	0.56	...	2	...	AA4	
	...	CO (2-1)	JCMT	+ 17	20.3	0.33	9.10	1	...	AA43	
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 18	19.1	0.18	...	2	...	AA4	
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 14	4.40	1	0.060	AA7	
0456+56	TX Cam	CO (1-0)	BTL	+ 13	12.5	0.12	2.00	2	0.040	AP2	
	IRC+60150	CO (1-0)	IRAM	+ 24	...	0.19	4.00	2	0.060	AA2	
	RAFGL 664	CO (1-0)	OSO	+ 9	17.6	0.81	19.60	2	...	AA13	
	...	CO (1-0)	FCRAO	+ 10	20.0	...	6.53	2	...	AP19	
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 12	21.3	1.50	41.00	2	...	AA41	
	...	CO (1-0)	OSO	+ 9	17.6	0.81	19.60	2	0.066	Pr1	
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 11	16.9	1.04	...	2	0.130	AP6	
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 10	21.7	3.80	108.00	2	...	AA41	
	...	HCN(1-0)	OSO	+ 10	23.1	0.16	4.80	2	...	AA13	
	0457-14	R Lep	CO (1-0)	BTL	+ 16	20.0	0.09	2.50	2	0.050	AP2(?)
		IRC-10080	CO (1-0)	SEST	+ 12	18.6	0.23	6.00	2	...	AA8
RAFGL 667		CO (1-0)	IRAM	+ 12	17.7	...	26.30	1	...	AA11	
Case 276		CO (1-0)	IRAM	+ 10	18.3	0.55	...	1	0.070	AA15	
HD 31996		CO (1-0)	IRAM	+ 11	17.6	0.66	...	2	0.060	AA27	
...		CO (1-0)	SEST	+ 23	21.4	0.24	6.90	2	0.020	Pr1	
...		CO (2-1)	NRAO	+ 15	9.8	0.57	...	2	...	AP3	
...		CO (2-1)	JCMT	+ 16	19.0	0.58	17.03	1	...	AA43	
...		HCN(1-0)	IRAM	+ 16	16.90	1	0.050	AA7	
...		HCN(1-0)	SEST	+ 17	...	0.08	2.20	2	...	AA30	

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
0502+01	W Ori	CO (1-0)	OSO	+ 5	11.8	0.21	3.70	2	...	AA5
	IRC+00066	CO (1-0)	IRAM	- 1	10.9	...	5.20	1	...	AA11
	RAFGL 683	CO (1-0)	OSO	+ 5	11.8	0.21	3.70	2	0.046	Pr1
	Case 284	CO (2-1)	NRAO	- 1	10.2	0.22	...	2	...	AP3
	HD 32736	HCN(1-0)	IRAM	- 1	11.50	1	0.080	AA7
...	...	HCN(1-0)	OSO	+ 0	...	0.23	4.60	2	...	AA30
0505-84	NSV 01835	CO (1-0)	SEST	+ 12	19.5	0.07	...	1	...	AA29
	...	CO (1-0)	SEST	- 4	14.5	0.06	1.30	2	0.021	Pr1(!)
0507+52	IRC+50137	CO (1-0)	BTL	+ 7	14.7	0.08	1.60	2	0.050	AP2(!)
	NV Aur	CO (1-0)	FCRAO	+ 3	18.0	...	9.74	2	...	AP19
	RAFGL 700	CO (1-0)	OSO	+ 3	18.0	0.57	19.70	2	0.093	Pr1
0509-11	RX Lep	CO (1-0)	IRAM	- 5	18.3	0.18	...	1	0.080	AA15(!)
	0509-48	S Pic	CO (1-0)	SEST	+ 0	11.8	0.08	0.80	2	0.019
0509-64	U Dor	CO (1-0)	SEST	+ 33	6.9	0.16	1.60	2	0.044	Pr1
0510+20	05104+2055	CO (1-0)	IRAM	+ 13	25.2	0.28	...	2	...	AA4
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 15	21.0	0.18	...	2	...	AA4
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 13	6.90	1	0.070	AA7
0513+53	R Aur	CO (1-0)	BTL	+ 0	10.9	0.06	0.90	2	0.030	AP2(!)
	IRC+50141	CO (1-0)	FCRAO	- 1	8.0	...	2.30	2	...	AP19
	RAFGL 715	CO (1-0)	OSO	- 3	11.1	0.23	2.60	2	0.082	Pr1(!)
0513+47	05136+4712	CO (1-0)	IRAM	- 44	14.7	0.41	...	2	...	AA4
0515+63	IRC+60154	CO (1-0)	FCRAO	+ 51	7.0	...	0.69	2	...	AP19
	BW Cam	CO (1-0)	OSO	+ 55	18.8	0.21	5.30	2	0.090	Pr1(!)
0523+34	RAFGL 724	CO (2-1)	NRAO	+ 49	19.9	0.30	...	2	...	AP3
	S Aur	CO (1-0)	FCRAO	- 21	16.5	0.08	...	2	...	AP4
...	IRC+30114	HCN(1-0)	IRAM	- 21	9.30	1	0.070	AA7
0525-12	IC 418	CO (1-0)	SEST	+ 36	10.1	0.06	1.10	2	0.022	Pr1(!)
0540+32	RAFGL 809	CO (1-0)	BTL	- 32	30.0	0.05	1.83	2	0.019	AP8(!)
	V370 Aur	CO (2-1)	NRAO	- 31	26.0	0.65	...	2	...	AP3
...	...	HCN(1-0)	NRAO	- 30	22.7	0.13	...	2	...	AP7
...	...	HCN(1-0)	IRAM	- 31	26.60	1	0.090	AA7
0541+69	BX Cam	CO (1-0)	BTL	+ 1	21.1	0.08	2.20	2	0.040	AP2(!)
	IRC+70066	CO (1-0)	OSO	+ 0	22.2	0.54	15.40	2	...	AA13
	RAFGL 811	CO (1-0)	FCRAO	- 2	22.0	...	6.36	2	...	AP19
	NSV 2601	CO (1-0)	OSO	+ 0	22.2	0.54	15.40	2	0.083	Pr1
...	...	HCN(1-0)	OSO	- 1	18.6	0.05	1.30	2	...	AA13
0541-46	W Pic	CO (1-0)	SEST	+ 25	7.0	0.04	0.40	2	...	AA8
0541-32	05418-3224	CO (2-1)	JCMT	+ 24	10.0	0.20	2.70	1	...	AA43
0542+20	Y Tau	CO (1-0)	FCRAO	+ 16	10.1	0.17	...	2	...	AP4
	IRC+20121	CO (1-0)	OSO	+ 15	14.9	0.27	6.20	2	...	AA5
	RAFGL 5168	CO (1-0)	SEST	+ 16	10.7	0.22	3.70	2	...	AA8
	Case 393	CO (1-0)	IRAM	+ 15	11.8	...	6.80	1	...	AA11
	HD 38307	CO (1-0)	IRAM	+ 9	8.9	0.31	...	2	0.150	AA27(!)
	...	CO (2-1)	JCMT	+ 18	13.2	0.30	5.48	1	...	AA43
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 16	9.90	1	0.070	AA7
...	...	HCN(1-0)	OSO	+ 8	...	0.28	3.30	2	...	AA30

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T _(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
...		HCN(1-0)	SEST	+ 9	...	0.18	2.40	2	...	AA30
0552+07	Betelgeuse	CO (1-0)	IRAM	0.21	...	1	0.050	AA21
	IRC+10100	CO (1-0)	IRAM	+ 2	12.8	0.20	...	2	0.100	AA27 (!!)
	RAFGL 836	CO (2-1)	NRAO	+ 4	14.3	0.40	10.40	2	...	AP9
	α Ori	CO (2-1)	IRAM	+ 3	13.7	1.00	...	1	0.070	AA18
	SAO 113271	CO (2-1)	IRAM	0.70	...	1	0.030	AA21
0555+74	V Cam	CO (1-0)	OSO	+ 8	15.1	0.20	3.70	2	0.076	Pr1(!)
	IRC+70067	CO (2-1)	NRAO	+ 10	12.2	0.13	...	2	...	AA16
0555+38	V373 Aur	CO (1-0)	BTL	- 32	19.8	0.03	0.77	2	0.011	AP8(!)
0601+07	RAFGL 865	CO (1-0)	BTL	+ 42	15.3	0.16	3.30	2	0.040	AP2
	...	CO (1-0)	OSO	+ 44	16.3	0.77	...	2	...	AA17
	...	CO (1-0)	OSO	+ 42	16.5	1.23	27.00	2	0.087	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 43	15.1	1.21	...	2	0.110	AP18
	...	HCN(1-0)	NRAO	+ 45	15.4	0.08	...	2	...	AP7
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 42	7.40	1	0.060	AA7
0607+26	TU Gem	CO (1-0)	OSO	+ 28	11.4	0.19	3.40	2	...	AA5
	IRC+30143	CO (2-1)	NRAO	+ 27	12.6	0.22	...	2	0.045	AP18
	Case 461	HCN(1-0)	OSO	+ 30	...	0.13	2.60	2	...	AA30
0608+21	TV Gem	CO (1-0)	IRAM	0.25	...	1	0.120	AA21(!)
	IRC+20134	CO (1-0)	IRAM	+ 28	12.0	0.35	...	2	0.130	AA27 (!!)
	RAFGL 893	CO (2-1)	IRAM	0.15	...	1	0.100	AA21 (!!)
0608+19	06088+1909	HCN(1-0)	IRAM	+ 61	21.0	0.13	...	2	...	AA4
0617-10	Red Rectangle	CO (1-0)	BTL	+ 14	1.6	0.13	0.22	2	0.030	AP8
	RAFGL 915	CO (1-0)	IRAM	- 1	...	0.20	1.40	2	0.060	AA9
0619+46	06192+4657	CO (1-0)	OSO	- 23	7.7	0.23	2.30	2	0.080	Pr1(!)
0619-03	V654 Mon	CO (1-0)	SEST	- 7	17.5	0.08	2.70	2	0.018	Pr1
0622+14	BL Ori	CO (2-1)	OSO	2.50	2	...	AA30
0622-09	V636 Mon	CO (2-1)	NRAO	+ 13	25.8	0.52	...	2	...	AA16
	IRC-10122	CO (2-1)	JCMT	+ 13	24.6	0.39	12.35	1	...	AA43
	RAFGL 933	HCN(1-0)	IRAM	+ 13	12.90	1	0.070	AA7
0623-09	RAFGL 935	CO (1-0)	FCRAO	+ 25	12.9	0.10	...	2	...	AP4
	...	CO (1-0)	SEST	+ 25	14.4	0.08	1.40	2	0.023	Pr1
0629+43	RAFGL 954	CO (1-0)	FCRAO	- 39	21.4	0.06	...	2	...	AP4
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 39	4.60	1	0.060	AA7
0629+40	IRC+40156	CO (1-0)	FCRAO	- 15	15.0	...	3.12	2	...	AP19
	RAFGL 955	CO (1-0)	OSO	- 18	17.6	0.27	6.30	2	0.059	Pr1
0630+60	AP Lyn	CO (1-0)	BTL	- 22	16.9	0.08	1.90	2	0.030	AP2(!)
	IRC+60169	CO (1-0)	OSO	- 23	15.7	0.49	13.00	2	...	AA13
	RAFGL 956	CO (1-0)	FCRAO	- 23	15.0	...	5.80	2	...	AP19
	NSV 3020	CO (1-0)	OSO	- 23	19.7	0.36	10.00	2	0.089	Pr1
	...	HCN(1-0)	OSO	- 22	17.0	0.05	1.20	2	...	AA13
0633+38	UU Aur	CO (1-0)	BTL	+ 7	13.4	0.06	1.10	2	0.029	AP8 (!!)
	IRC+40158	CO (1-0)	OSO	+ 6	11.4	0.47	8.00	2	...	AA5
	RAFGL 966	CO (1-0)	IRAM	+ 7	11.2	...	15.90	1	...	AA11
	Case 537	CO (1-0)	FCRAO	+ 8	11.0	...	3.37	2	...	AP19
	HD 46687	CO (1-0)	OSO	+ 10	19.3	0.33	8.30	2	0.116	Pr1(!)

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T _(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
...		CO (2-1)	NRAO	+ 4	11.5	0.66	...	2	...	AP3
...		CO (2-1)	FCRAO	+ 8	12.4	0.26	...	2	...	AP4
...		HCN(1-0)	IRAM	+ 8	21.60	1	0.060	AA7
...		HCN(1-0)	OSO	+ 7	...	0.23	6.00	2	...	AA30
0634+03	RAFGL 971	CO (2-1)	NRAO	+ 1	9.0	0.74	...	2	...	AP3
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 1	3.10	1	0.080	AA7
0634+24	M1-7	CO (2-1)	NRAO	- 11	25.0	0.46	17.10	2	0.068	AP16
0639-22	IRC-20101	CO (1-0)	IRAM	+ 48	20.0	0.35	11.90	2	...	AA3
	GM CMa	CO (1-0)	IRAM	+ 49	19.0	0.50	16.00	2	...	AA42
	RAFGL 4521S	CO (2-1)	IRAM	+ 47	13.7	1.40	29.00	2	...	AA42
0645-08	HR 2508	CO (1-0)	IRAM	- 17	17.0	0.10	...	1	0.090	AA15(?)
0650+08	GX Mon	CO (1-0)	OSO	- 7	20.0	0.91	30.50	2	...	AA13
	IRC+10143	CO (1-0)	FCRAO	- 9	20.0	...	13.93	2	...	AP19
	RAFGL 1028	CO (2-1)	NRAO	- 9	18.7	1.20	...	2	...	AP3
	OH 205.6+4.1	CO (2-1)	NRAO	- 9	19.3	1.30	...	2	...	AA16
	...	HCN(1-0)	OSO	...	24.2	0.07	2.30	2	...	AA13
0650+03	M1-8	CO (2-1)	NRAO	+ 54	23.0	0.08	2.80	2	0.043	AP16(?)
0652+06	CL Mon	CO (1-0)	SEST	+ 29	27.4	0.08	3.20	2	...	AA8
	IRC+10144	CO (1-0)	NRAO	+ 27	23.9	0.08	...	2	...	AA16
	RAFGL 1038	CO (2-1)	NRAO	+ 27	27.0	0.16	...	2	...	AA16
0656+03	06564+0342	CO (2-1)	JCMT	+ 31	9.9	0.30	4.20	1	...	AA43
0658+15	06582+1507	CO (1-0)	OSO	+ 19	17.8	0.23	6.00	2	0.107	Pr1(!)
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 22	12.7	0.46	8.70	2	0.089	Pr2
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 22	13.7	0.48	8.80	2	0.049	Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.15	2.10	2	0.034	Pr2
0702-79	07027-7934	CO (1-0)	SEST	- 27	10.0	0.04	0.57	2	0.008	AA24
	...	CO (1-0)	SEST	- 22	14.5	0.03	...	2	...	AA38
	...	CO (1-0)	SEST	- 27	14.5	0.07	1.30	2	0.016	Pr1
0704+22	R Gem	CO (1-0)	IRAM	- 59	6.0	0.65	...	2	0.100	AA27
0704-07	RY Mon	CO (2-1)	NRAO	- 11	14.0	0.16	...	2	0.032	AP18
0705-11	W CMa	CO (1-0)	SEST	+ 0	11.7	0.07	1.30	2	...	AA8
0706-72	R Vol	CO (1-0)	SEST	- 12	19.3	0.16	5.10	2	...	AA8
	RAFGL 4070	CO (1-0)	SEST	- 3	21.2	0.06	1.60	2	0.020	Pr1
	Case 689	HCN(1-0)	SEST	- 5	...	0.07	1.90	2	...	AA30
0706-00	NGC 2346	CO (1-0)	BTL	+ 12	19.0	0.06	1.91	2	0.020	AP8
	RAFGL 5334	CO (1-0)	IRAM	+ 2	...	0.45	4.20	2	0.025	AA9
	PK 215+03.1	CO (1-0)	IRAM	+ 26	...	0.31	3.80	2	0.025	AA9
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 3	7.2	0.85	6.50	1	0.050	AA20(n)
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 20	40.0	0.14	6.00	1	0.050	AA20(n)
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 13	25.0	0.60	...	2	...	MN2
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 2	7.0	1.90	14.20	1	0.050	AA20(m)(n)
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 28	40.0	0.14	5.90	1	0.050	AA20(m)(n)
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 9	28.0	0.90	18.60	2	...	AP16
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 2	12.0	0.08	1.00	1	0.080	AA20
0709-20	RAFGL 1085	CO (2-1)	NRAO	+ 8	23.8	0.20	...	2	...	AP3
0713+10	HD 56126	CO (1-0)	FCRAO	+ 71	10.0	0.36	...	2	...	AP4

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T _(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
	SAO 96709	CO (1-0)	OSO	+ 70	12.0	0.70	10.30	2	0.133	Pr1
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 73	10.2	3.21	43.90	2	0.097	Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.31	4.30	2	0.040	Pr2
0715-34	RAFGL 1099	CO (1-0)	SEST	- 16	18.1	0.07	1.20	2	0.023	Pr1
0716+69	RU Cam	CO (2-1)	NRAO	- 30	28.9	0.04	...	2	0.028	AP18(!!)
0720-32	07203-3212	CO (1-0)	SEST	+ 43	13.0	0.08	1.60	2	0.017	Pr1
0720-25	VY CMa	CO (1-0)	SEST	+ 24	30.8	0.06	2.40	2	0.019	Pr1
	IRC-30087	CO (2-1)	NRAO	+ 19	35.9	0.48	...	2	...	AP3
	RAFGL 1111	HCN(1-0)	IRAM	+ 16	32.0	0.33	5.80	2	0.040	AA19
0721-12	07217-1246	CO (1-0)	IRAM	+ 21	24.9	0.13	...	2	...	AA4
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 27	32.5	0.28	...	2	...	AA4
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 21	11.70	1	0.070	AA7
0724+46	Y Lyn	CO (1-0)	OSO	- 1	8.6	0.20	2.20	2	0.083	Pr1(!)
	IRC+50180	CO (2-1)	NRAO	+ 1	5.4	0.41	...	2	0.130	AP6
0727-19	IRC-20131	CO (2-1)	NRAO	+ 21	25.5	0.20	...	2	...	AA16
0728+24	Case 779	CO (2-1)	NRAO	+ 1	6.9	0.05	...	2	0.031	AP18(!!)
0734-09	M1-16	CO (2-1)	NRAO	+ 50	25.0	0.88	26.40	2	0.083	AP16
0737-40	07373-4021	CO (1-0)	SEST	+ 12	24.4	0.14	5.10	2	0.037	Pr1
0738-11	M1-17	CO (1-0)	IRAM	+ 28	39.0	0.80	25.10	2	...	AA45
	PK 228+5.1	CO (2-1)	IRAM	+ 28	39.0	1.80	66.20	2	...	AA45
0739-18	NGC 2440	CO (2-1)	NRAO	+ 44	28.0	0.10	3.60	2	0.032	AP16
0739-14	OH 231.8+4.2	CO (1-0)	BTL	+ 25	68.5	0.04	3.50	2	0.020	AP2(!!)
	RAFGL 5237	CO (1-0)	BTL	+ 35	72.0	0.02	2.94	2	0.010	AP8(?) _(n)
	QX Pup	CO (1-0)	BTL	+ 34	23.0	0.02	2.17	2	...	AP8(?) _(n)
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 30	...	1.30	92.50	2	...	AP11
	...	HCN(1-0)	FCRAO	+ 34	...	0.05	...	1	...	NT1
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 30	...	0.65	30.00	2	...	AP11
0745-71	07454-7112	CO (1-0)	SEST	- 39	13.6	1.17	23.30	2	0.049	Pr1
0753+53	VV 47	CO (2-1)	NRAO	- 55	14.0	0.22	1.50	2	0.036	AP16 _(n)
	PK 164+31.1	CO (2-1)	NRAO	0.36	3.20	2	0.078	AP16 _(n)
0755-58	V341 Car	CO (1-0)	SEST	+ 1	35.4	0.60	10.40	2	0.026	Pr1
0757-40	07576-4055	CO (1-0)	SEST	+ 4	7.0	0.11	1.40	2	0.021	Pr1
0758-19	07582-1933	CO (1-0)	IRAM	+ 6	14.6	0.28	...	2	...	AA4
	...	CO (1-0)	SEST	+ 9	14.5	0.10	2.00	2	0.016	Pr1
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 13	22.9	0.10	...	2	...	AA4
0804-15	08045-1524	CO (1-0)	IRAM	- 22	13.7	0.12	...	2	...	AA4
0807-36	08074-3615	CO (1-0)	NRAO	+ 12	17.3	0.20	...	2	...	AP7
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 12	9.20	1	0.100	AA7
0808-32	RAFGL 1235	CO (2-1)	NRAO	- 21	20.7	0.72	...	2	...	AP3
	Case 1081	HCN(1-0)	IRAM	- 21	11.10	1	0.090	AA7
0817-21	RAFGL 5250	CO (1-0)	NRAO	- 9	15.8	0.15	...	2	...	AP7
	...	CO (1-0)	SEST	- 9	16.3	0.33	7.00	2	0.022	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	- 6	16.1	0.40	...	2	...	AP3
	...	HCN(1-0)	NRAO	- 3	15.4	0.05	...	2	...	AP7
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 6	5.80	1	0.080	AA7
0852+17	X Cnc	CO (1-0)	OSO	- 15	12.0	0.15	2.00	2	...	AA5

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T _(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
	IRC+20206	CO (1-0)	NRAO	- 15	8.8	0.10	...	2	...	AA16
	RAFGL 1298	CO (2-1)	NRAO	- 15	8.2	0.28	...	2	0.035	AP18
	Case 1338	HCN(1-0)	OSO	- 11	...	0.08	1.10	2	...	AA30
0903-39	09032-3953	CO (1-0)	SEST	+ 35	18.0	0.04	0.63	2	0.008	AA24
0907+31	RS Cnc	CO (1-0)	BTL	+ 7	5.3	0.12	1.00	2	0.030	AP2
	IRC+30209	CO (1-0)	FCRAO	+ 7	8.0	...	4.10	2	...	AP19
	RAFGL 1326	CO (1-0)	OSO	+ 7	7.0	0.77	7.30	2	0.068	Pr1
0911-24	RAFGL 5254	CO (1-0)	NRAO	+ 0	13.4	0.66	...	2	...	AP7
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 0	12.8	2.00	...	2	...	AP3
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 0	18.80	1	0.090	AA7
0923-23	LP Hya	CO (1-0)	SEST	+ 13	18.0	0.13	3.40	2	0.044	Pr1
0937+12	Frosty Leo	CO (1-0)	IRAM	- 10	25.0	0.19	9.90	2	0.020	AA3,AA42
	09371+1212	CO (2-1)	NRAO	- 6	36.6	0.18	...	2	0.031	AP18
0942+34	R LMi	CO (1-0)	IRAM	+ 3	...	0.18	1.90	2	0.040	AA2
	IRC+30215	CO (1-0)	IRAM	+ 0	6.4	0.27	2.50	2	0.040	AA23
	RAFGL 1376	CO (1-0)	FCRAO	+ 2	8.0	...	0.78	2	...	AP19
	HD 84346	CO (1-0)	OSO	+ 1	6.5	0.18	2.20	2	0.057	Pr1
0942-60	09425-6040	CO (1-0)	SEST	+ 15	9.9	0.10	1.40	2	0.013	Pr1
0942-21	IW Hya	CO (2-1)	NRAO	+ 41	14.0	0.61	...	2	...	AP3
0944+11	R Leo	CO (1-0)	BTL	- 3	4.0	0.05	0.30	2	0.030	AP2(!!)
	IRC+10215	CO (1-0)	IRAM	- 1	...	0.20	1.60	2	0.060	AA2
	RAFGL 1380	CO (1-0)	IRAM	+ 3	12.8	0.59	...	2	0.060	AA15
	HD 84748	CO (1-0)	IRAM	+ 0	5.1	0.45	4.00	2	0.040	AA23
	SAO 98769	CO (1-0)	IRAM	+ 3	12.8	0.59	...	2	0.060	AA27
	...	CO (1-0)	FCRAO	- 1	8.0	...	1.26	2	...	AP19
0945+13	CW Leo	CO (1-0)	BTL	- 26	15.2	5.10	123.10	2	0.050	AP2
	IRC+10216	CO (1-0)	FCRAO	- 27	15.0	10.70	...	2	...	AP4
	RAFGL 1381	CO (1-0)	NRAO	- 26	14.1	6.66	...	2	...	AP5
	PK 221+45.1	CO (1-0)	IRAM	- 26	...	12.00	292.70	2	0.200	AA2
	Peanut Neb.	CO (1-0)	NRAO	- 26	15.9	9.10	...	2	...	AP7
	...	CO (1-0)	SEST	- 27	16.0	10.40	251.40	2	...	AA8
	...	CO (1-0)	IRAM	- 25	...	20.00	484.00	2	0.200	AA9
	...	CO (1-0)	OSO	...	12.6	10.00	...	2	0.100	AP13
	...	CO (1-0)	NRAO	...	12.1	9.60	...	2	0.100	AP13
	...	CO (1-0)	NRAO	- 26	15.6	8.30	...	2	...	AA16
	...	CO (1-0)	IRAM	- 26	...	16.20	421.50	2	0.200	AA23
	...	CO (1-0)	SEST	264.00	2	...	AA30
	...	CO (1-0)	OSO	310.00	2	...	AA30
	...	CO (1-0)	FCRAO	- 27	15.2	10.10	...	2	...	AA32
	...	CO (1-0)	FCRAO	- 26	17.0	...	231.25	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	OSO	- 26	15.7	11.17	275.70	2	0.107	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	- 26	14.7	20.70	...	2	...	AP3
	...	CO (2-1)	FCRAO	- 25	14.6	12.30	...	2	...	AP4
	...	CO (2-1)	NRAO	- 26	14.1	22.07	...	2	...	AP5
	...	CO (2-1)	NRAO	- 26	14.8	21.20	...	2	0.340	AP6
	...	CO (2-1)	NRAO	...	11.7	21.50	...	2	0.800	AP13

Table 3 (continued)

n ^o (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T _(K) (7)	I _{Kkm s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
...	...	CO (2-1)	NRAO	- 26	15.3	20.10	...	2	...	AA16
...	...	CO (2-1)	NRAO	- 26	15.1	20.90	...	2	...	AA16
...	...	CO (2-1)	NRAO	- 26	15.2	28.00	...	2	0.190	AP18
...	...	HCN(1-0)	NRAO	- 21	...	0.76	...	2	...	AA1
...	...	HCN(1-0)	NRAO	- 22	16.0	5.00	...	2	...	AP7
...	...	HCN(1-0)	IRAM	13.43	268.30	1	0.640	AA6
...	...	HCN(1-0)	OSO	- 23	...	10.90	246.00	2	...	AA30
...	...	HCN(1-0)	SEST	- 23	...	7.70	169.00	2	...	AA30
...	...	HCN(1-0)	FCRAO	- 21	18.2	8.90	...	2	...	AA32
0948-22	Y Hya	CO (1-0)	SEST	- 7	10.2	0.12	1.60	2	...	AA8
...	IRC-20199	CO (2-1)	NRAO	- 7	8.5	0.32	...	2	0.034	AP18
...	Case 1566	HCN(1-0)	SEST	- 6	...	0.06	0.80	2	...	AA30
0952-75	RAFGL 4098	CO (1-0)	SEST	- 4	12.8	0.59	10.60	2	0.048	Pr1
0953-41	X Vel	CO (1-0)	SEST	- 17	8.6	0.09	1.30	2	...	AA8
...	Case 1583	CO (1-0)	SEST	- 17	8.6	0.09	1.30	2	0.091	Pr1(!)
1004-40	NGC 3132	CO (2-1)	SEST	- 25	75.0	2	...	AA34(m)
1013+30	CIT 6	CO (1-0)	BTL	- 2	16.9	0.74	19.90	2	0.020	AP2
...	IRC+30219	CO (1-0)	FCRAO	- 1	16.5	2.50	...	2	...	AP4
...	RAFGL 1403	CO (1-0)	NRAO	- 2	16.3	1.90	...	2	...	AP7
...	Case 1641	CO (1-0)	IRAM	- 1	...	5.00	143.00	2	0.600	AA9
...	RW LMi	CO (1-0)	NRAO	- 2	17.5	1.60	...	2	...	AA16
...	...	CO (1-0)	OSO	- 2	17.5	2.40	...	2	...	AA17
...	...	CO (1-0)	FCRAO	- 2	18.0	...	21.85	2	...	AP19
...	...	CO (1-0)	OSO	- 2	17.5	2.40	77.50	2	0.109	Pr1
...	...	CO (1-0)	IRAM	- 1	15.8	5.70	181.00	2	0.022	PC1(m)
...	...	CO (2-1)	NRAO	- 2	17.4	3.50	...	2	...	AP3
...	...	CO (2-1)	FCRAO	- 3	17.8	4.60	...	2	...	AP4
...	...	CO (2-1)	NRAO	- 1	17.4	4.00	...	2	...	AA16
...	...	CO (2-1)	NRAO	- 1	17.3	4.00	...	2	...	AA16
...	...	CO (2-1)	IRAM	- 1	16.0	7.10	194.00	2	0.044	PC1(m)
...	...	HCN(1-0)	NRAO	+ 2	17.1	0.40	...	2	...	AP7
...	...	HCN(1-0)	IRAM	- 2	77.40	1	...	AA7
...	...	HCN(1-0)	OSO	+ 3	18.1	1.10	...	2	...	AA17
1014-14	IRC-10236	CO (1-0)	BTL	+ 3	10.9	0.21	3.00	2	0.040	AP2
...	IY Hya	HCN(1-0)	IRAM	+ 3	3.80	1	0.070	AA7
1017-59	Case 1662	CO (1-0)	SEST	- 36	16.0	0.07	0.66	2	0.016	AA24
...	Hen 401	CO (1-0)	SEST	- 27	...	0.04	1.20	2	0.009	AA37
...	...	CO (2-1)	SEST	- 29	...	0.19	5.20	2	0.030	AA37
1019-57	Roberts 22	CO (2-1)	SEST	+ 0	...	0.15	9.00	2	0.040	AA37
1032-46	10323-4611	CO (1-0)	SEST	+ 30	20.4	0.31	9.70	2	0.042	Pr1
1032-39	U Ant	CO (1-0)	SEST	+ 24	21.2	0.51	11.20	2	...	AA8
...	Case 1706	CO (1-0)	SEST	+ 25	22.3	...	11.00	2	...	AA28
...	HD 91793	CO (1-0)	SEST	+ 24	21.2	0.51	11.10	2	0.030	Pr1
...	...	CO (2-1)	SEST	+ 25	22.3	...	14.00	2	...	AA28
1035-13	U Hya	CO (1-0)	SEST	- 32	7.9	0.38	4.70	2	...	AA8
...	IRC-10242	CO (1-0)	SEST	- 32	7.9	0.39	4.70	2	0.044	Pr1

Table 3 (continued)

n ^o (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T _(K) (7)	I _{Kkm s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
...	RAFGL 1427	CO (2-1)	NRAO	- 30	10.7	0.88	...	2	...	AP3
...	Case 1714	HCN(1-0)	SEST	- 30	...	0.15	1.30	2	...	AA30
1041+67	VY UMa	CO (1-0)	OSO	- 3	8.4	0.12	1.40	2	...	AA5
...	IRC+70100	CO (2-1)	NRAO	+ 0	7.5	0.15	...	2	0.028	AP18
1049-20	V Hya	CO (1-0)	BTL	- 14	20.9	0.22	5.40	2	0.120	AP2(!)
...	IRC-20218	CO (1-0)	NRAO	- 16	14.2	0.56	...	2	...	AP7
...	RAFGL 1439	CO (1-0)	IRAM	- 17	1	...	AP12(m)
...	Case 1766	CO (1-0)	SEST	- 16	15.8	1.40	24.50	2	...	AA8
...	SAO 179278	CO (1-0)	IRAM	- 17	13.7	...	50.70	1	...	AA11
...	...	CO (1-0)	NRAO	- 17	26.4	0.60	...	2	...	AA16
...	...	CO (1-0)	SEST	- 16	15.8	1.40	24.60	2	0.050	Pr1
...	...	CO (2-1)	NRAO	- 17	24.0	1.40	...	2	...	AA16
...	...	HCN(1-0)	SEST	- 18	...	0.08	1.70	2	...	AA30
1058-18	R Crt	CO (1-0)	SEST	+ 11	10.3	0.26	10.30	2	0.019	Pr1
...	IRC-20222	CO (2-1)	NRAO	+ 11	11.0	0.60	...	2	...	AP3
1129-44	11296-4431	CO (1-0)	SEST	- 1	17.2	0.04	1.30	2	0.018	Pr1(!)
1130-10	11308-1020	CO (1-0)	IRAM	+ 20	11.0	0.30	...	2	...	AA4
...	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 23	15.3	0.07	...	2	...	AA4
1131-72	Case 1882	CO (1-0)	SEST	- 2	22.9	0.17	7.00	2	0.015	Pr1
1138-55	HD 101584	CO (1-0)	SEST	+ 45	145.0	0.06	14.70	2	0.012	AA24
...	IRC-30163E	CO (1-0)	SEST	+ 36	150.0	0.05	...	1	0.006	AA33
1146-35	HD 102608	CO (2-1)	NRAO	- 2	8.0	0.38	...	2	...	AP3
1227+04	BK Vir	CO (1-0)	FCRAO	+ 18	5.0	...	0.79	2	...	AP19
...	IRC+00220	CO (2-1)	NRAO	+ 16	4.7	0.50	...	2	...	AA16
1237-49	12379-4959	CO (1-0)	SEST	+ 11	14.5	0.04	1.10	2	0.014	Pr1
1238+56	Y UMa	CO (1-0)	FCRAO	+ 20	3.0	...	0.54	2	...	AP19
...	IRC+60220	CO (1-0)	OSO	+ 17	8.8	0.33	2.90	2	0.065	Pr1
...	RAFGL 1570	CO (2-1)	NRAO	+ 19	4.7	0.50	...	2	...	AA16
1238-45	12384-4536	CO (1-0)	SEST	- 39	8.1	0.14	2.00	2	0.048	Pr1
1239-43	Case 2025	CO (1-0)	SEST	- 32	16.1	0.17	5.10	2	0.021	Pr1
1241-54	Boomerang Neb.	CO (1-0)	SEST	- 5	...	0.05	2.00	2	0.007	AA37
...	...	CO (2-1)	SEST	- 3	...	0.15	5.00	2	0.020	AA37
1242+45	Y CVn	CO (1-0)	BTL	+ 22	7.9	0.06	0.70	2	0.030	AP2(?)
...	IRC+50219	CO (1-0)	OSO	+ 20	9.0	0.34	4.40	2	...	AA5
...	RAFGL 1576	CO (1-0)	IRAM	+ 22	7.0	...	8.30	1	...	AA11
...	Case 2030	CO (1-0)	IRAM	0.75	...	1	0.060	AA21
...	HD 110914	CO (1-0)	IRAM	+ 20	9.4	0.65	...	2	0.200	AA27
...	...	CO (1-0)	FCRAO	+ 22	9.0	...	2.09	2	...	AP19
...	...	CO (1-0)	OSO	+ 22	9.7	0.43	6.30	2	0.061	Pr1
...	...	CO (2-1)	NRAO	+ 24	6.3	0.37	...	2	...	AP3
...	...	CO (2-1)	NRAO	+ 21	7.3	0.35	...	2	0.080	AP6
...	...	CO (2-1)	IRAM	0.85	...	1	0.050	AA21
...	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 24	25.30	1	0.060	AA7
...	...	HCN(1-0)	OSO	+ 22	...	0.62	9.70	2	...	AA30
1244+04	RU Vir	CO (1-0)	BTL	+ 0	17.0	0.07	1.40	2	0.040	AP2(!)
...	IRC+00224	CO (1-0)	OSO	- 1	19.9	0.30	8.30	2	0.126	Pr1(!)

Table 3 (continued)

n°	name1	line	telescope	V _{lsr}	V _e	T _(K)	I _{K km s⁻¹}	sc.	rms	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
	RAFGL 1579	HCN(1-0)	IRAM	+ 0	4.40	1	0.060	AA7
1254-68	12540-6845	CO (1-0)	SEST	- 35	28.8	0.24	9.90	2	0.048	Pr1
1254+66	RY Dra	CO (1-0)	OSO	- 6	10.0	0.16	2.50	2	...	AA5
	IRC+70116	CO (1-0)	IRAM	- 4	13.0	...	9.10	1	...	AA11
	RAFGL 1588	CO (2-1)	NRAO	- 5	10.4	0.36	...	2	0.067	AP18
	Case 2047	HCN(1-0)	OSO	- 2	...	0.20	3.40	2	...	AA30
1300+05	RT Vir	CO (1-0)	BTL	+ 15	11.3	0.08	1.30	2	0.060	AP2(?)
	IRC+10262	CO (1-0)	IRAM	+ 18	...	0.66	10.20	2	0.080	AA2
	RAFGL 1594	CO (1-0)	NRAO	+ 17	8.4	0.15	...	2	...	AP7
	HD 113285	CO (1-0)	IRAM	+ 18	7.3	1.00	13.80	2	0.100	AA23
	SAO 119734	CO (1-0)	FCRAO	+ 19	10.0	...	2.09	2	...	AP19
1311-02	SW Vir	CO (1-0)	FCRAO	- 10	10.0	...	4.41	2	...	AP19
	IRC+00230	CO (1-0)	SEST	- 11	8.5	0.36	5.60	2	0.021	Pr1
	RAFGL 1606	CO (2-1)	NRAO	- 11	8.6	0.89	...	2	...	AP3
	HD 114961	CO (2-1)	NRAO	- 11	8.3	0.75	...	2	0.160	AP6
1326-23	R Hya	CO (1-0)	IRAM	- 10	9.2	0.16	...	1	0.060	AA15(?)
	IRC-20254	CO (2-1)	NRAO	- 10	7.2	0.54	...	2	...	AP3
	RAFGL 1627	CO (2-1)	NRAO	- 10	7.5	0.58	...	2	0.120	AP6
1330-06	S Vir	CO (1-0)	IRAM	- 30	9.2	0.11	...	1	0.070	AA15(?)
1346-28	W Hya	CO (1-0)	IRAM	+ 44	...	0.17	1.20	2	0.060	AA2(!)
	IRC-30207	CO (1-0)	IRAM	+ 39	6.0	0.30	1.50	2	0.100	AA23
	RAFGL 1650	CO (2-1)	NRAO	+ 41	8.8	0.55	...	2	...	AP3
	HD 120285	CO (2-1)	NRAO	+ 41	9.7	0.60	...	2	0.090	AP6
1348-67	13482-6716	CO (1-0)	SEST	- 40	16.5	0.16	3.90	2	0.049	Pr1
1408-07	RAFGL 1686	CO (1-0)	SEST	- 27	14.4	0.06	1.40	2	0.015	Pr1
1421+25	RX Boo	CO (1-0)	BTL	+ 2	11.5	0.09	1.40	2	0.020	AP2
	IRC+30257	CO (1-0)	IRAM	+ 1	...	1.08	15.80	2	0.070	AA2
	RAFGL 1706	CO (1-0)	IRAM	+ 1	8.6	0.70	9.40	2	0.100	AA23
	HD 126327	CO (1-0)	FCRAO	+ 2	10.0	...	4.29	2	...	AP19
	SAO 83331	CO (1-0)	OSO	+ 1	10.8	0.70	10.00	2	0.078	Pr1
1433-64	CPD-64 2939	CO (1-0)	SEST	- 38	15.0	0.11	2.20	2	0.012	AA24
1437+32	RV Boo	CO (1-0)	OSO	+ 6	8.1	0.20	2.00	2	0.067	Pr1
1442-45	14429-4539	CO (1-0)	SEST	- 7	18.2	0.06	1.10	2	0.011	Pr1
1448-54	CPD-53 5736	CO (1-0)	SEST	- 6	16.0	0.17	3.60	2	0.013	AA24
1459-44	14591-4438	CO (1-0)	SEST	+ 35	15.2	0.16	3.10	2	0.046	Pr1
1508-48	RAFGL 4211	CO (1-0)	SEST	- 3	20.4	1.34	42.40	2	0.051	Pr1
	...	CO (2-1)	CALTECH	- 4	20.5	1.90	51.60	2	0.190	AP14
1509-69	X TrA	CO (1-0)	SEST	- 3	9.2	0.20	2.80	2	...	AA8
	Case 2219	CO (1-0)	SEST	- 2	8.5	0.14	2.10	2	0.017	Pr1
1514-49	Case 2232	CO (1-0)	SEST	- 43	26.9	0.14	6.90	2	0.018	Pr1
1519+31	S CrB	CO (1-0)	IRAM	+ 1	...	0.55	4.70	2	0.060	AA2
	IRC+30272	CO (1-0)	IRAM	+ 1	5.5	0.49	4.70	2	0.030	AA23
	RAFGL 4990S	CO (1-0)	FCRAO	+ 2	7.0	...	0.99	2	...	AP19
1519-51	15194-5115	CO (2-1)	CALTECH	- 15	23.3	1.90	58.50	2	0.230	AP14
1522-36	RAFGL 1771	CO (1-0)	SEST	- 60	15.0	0.09	2.00	2	0.019	Pr1
1525+19	WX Ser	CO (1-0)	BTL	+ 1	11.5	0.02	0.37	2	0.021	AP8(?)

Table 3 (continued)

n°	name1	line	telescope	V _{lsr}	V _e	T _(K)	I _{K km s⁻¹}	sc.	rms	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
	IRC+20281	CO (1-0)	FCRAO	+ 4	6.0	...	0.87	2	...	AP19
1533-64	15332-6430	CO (1-0)	SEST	- 28	17.5	0.07	1.70	2	0.013	Pr1
1547+39	V CrB	CO (1-0)	FCRAO	-100	6.5	0.11	...	2	...	AP4
	IRC+40273	CO (1-0)	OSO	- 97	9.1	0.10	2.00	2	0.049	Pr1(!!)
1548+15	R Ser	CO (2-1)	NRAO	+ 32	5.5	0.24	...	2	0.038	AP18
1549+48	ST Her	CO (1-0)	FCRAO	- 12	6.0	...	0.65	2	...	AP19
	IRC+50246	HCN(1-0)	IRAM	+ 0	2.60	1	0.090	AA7
1601+47	X Her	CO (1-0)	FCRAO	- 71	9.0	...	0.73	2	...	AP19
	IRC+50248	CO (1-0)	OSO	- 72	11.7	0.46	4.70	2	0.071	Pr1
	RAFGL 5317	CO (2-1)	NRAO	- 73	8.8	0.75	...	2	...	AP3
	HD 144205	CO (2-1)	NRAO	- 73	8.5	0.69	...	2	0.150	AP6
1602-30	OH 345.0+15.7	CO (1-0)	SEST	+ 7	17.1	0.13	3.10	2	0.023	Pr1
	RAFGL 1822	CO (2-1)	CALTECH	- 5	14.2	0.50	9.40	2	0.130	AP14
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 0	19.0	0.24	...	2	...	AA16
1609-36	NGC 6072	CO (2-1)	NRAO	+ 15	24.0	1.80	28.90	2	0.120	AP16
	PK 342+10.1	CO (2-1)	NRAO	2	...	AJ1(m)
1610-42	OH 338.1+6.4	CO (1-0)	NRAO	- 82	14.0	0.42	...	2	...	AP7
	...	CO (1-0)	SEST	- 75	17.7	0.81	19.10	2	0.020	Pr1
1613-51	Mz 3	CO (2-1)	SEST	- 17	...	0.06	0.70	2	0.015	AA37
1623+19	U Her	CO (1-0)	IRAM	- 21	13.1	0.10	...	1	0.060	AA15(?)
1626+41	g(30) Her	CO (1-0)	FCRAO	+ 18	9.0	...	1.31	2	...	AP19
	IRC+40283	CO (1-0)	OSO	+ 18	7.5	0.23	2.30	2	0.076	Pr1
	RAFGL 1864	CO (2-1)	NRAO	+ 22	7.5	0.22	...	2	...	AP3
	HD 148783	CO (2-1)	NRAO	+ 16	10.0	0.20	...	2	0.110	AP6(!!)
1631-56	16314-5611	CO (1-0)	SEST	- 25	23.6	0.04	1.40	2	0.014	Pr1
1641+54	S Dra	CO (1-0)	OSO	+ 15	8.3	0.09	1.60	2	0.046	Pr1(!!)
1659-46	16594-4656	CO (1-0)	SEST	- 26	16.0	0.42	6.70	2	0.014	AA24
1702-10	M2-9	CO (1-0)	IRAM	+ 80	...	0.12	1.60	2	0.025	AA9
	RAFGL 5334	CO (2-1)	NRAO	+ 79	13.0	0.12	2.00	2	0.070	AP16(?)
	PK 10+18.2	CO (2-1)	IRAM	+ 80	7.0	0.25	...	2	0.030	AA25(m)
1704-56	CPD-56 8032	CO (1-0)	SEST	- 52	23.0	0.21	3.50	2	0.022	AA24
	PK 332-9.1	CO (1-0)	SEST	- 60	25.0	0.09	...	1	...	AA29
	He 3-1333	CO (1-0)	SEST	- 64	22.6	0.21	10.60	2	0.017	Pr1
	...	CO (2-1)	CALTECH	- 56	17.0	0.30	5.80	2	0.170	AP14(?)
1704-24	RAFGL 1922	CO (1-0)	BTL	- 5	20.7	0.25	7.18	2	0.079	AP8
	...	CO (2-1)	FCRAO	- 3	16.6	1.10	...	2	...	AP4
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 3	12.80	1	0.080	AA7
1707-65	17079-6554	CO (1-0)	SEST	- 47	13.5	0.23	4.00	2	0.049	Pr1
1707-32	V463 Sco	CO (2-1)	NRAO	+ 21	25.6	0.21	...	2	...	AA16
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 21	6.10	1	0.080	AA7
1708+64	TV Dra	CO (2-1)	IRAM	+ 22	6.0	0.15	1.00	2	0.044	Pr2
1710-10	IRC-10359	CO (1-0)	SEST	- 31	11.7	0.13	2.00	2	0.018	Pr1
1710-37	NGC 6302	CO (1-0)	NRAO	- 46	16.4	0.28	...	2	...	AP7
	PK 349+01.1	CO (2-1)	NRAO	- 40	22.5	1.10	...	2	...	AA16
	HD 155520	CO (2-1)	NRAO	- 40	25.0	0.56	19.90	2	0.087	AP16
1711+08	V2108 Oph	CO (2-1)	IRAM	+ 16	14.0	0.19	4.90	2	0.064	Pr2

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K kms⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
1712-48	17125-4814	CO (1-0)	SEST	- 1	11.8	0.06	1.10	2	0.016	Pr1
1715-32	RAFGL 6815S	CO (1-0)	NRAO	+ 26	25.1	0.11	...	2	...	AP7
1721-39	17217-3916	CO (1-0)	IRAM	- 6	8.8	0.20	...	2	...	AA4
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 0	16.2	0.13	...	2	...	AA4
1726-19	TW Oph	CO (1-0)	SEST	+ 28	9.1	0.11	1.40	2	...	AA8
	IRC-20364	CO (1-0)	SEST	+ 28	9.1	0.11	1.40	2	0.022	Pr1
1729+17	IRC+20326	CO (1-0)	BTL	- 5	17.5	0.23	5.40	2	0.110	AP2(!)
	NSV 9118	CO (1-0)	OSO	- 4	15.6	1.00	...	2	...	AA17
	RAFGL 1977	CO (1-0)	FCRAO	- 4	17.0	...	13.70	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	OSO	- 4	15.2	1.00	20.80	2	0.161	Pr1
1731-49	CD-49 11554	CO (1-0)	SEST	+ 36	11.0	0.09	1.50	2	0.013	AA24
	He 3-1428	CO (1-0)	SEST	+ 35	14.1	0.14	2.70	2	0.049	Pr1(!)
1731-62	17319-6234	CO (1-0)	SEST	- 9	17.5	0.21	4.90	2	0.052	Pr1
1733+15	MW Her	CO (1-0)	FCRAO	- 47	23.3	0.16	...	2	...	AP4
	IRC+20328	CO (1-0)	FCRAO	- 52	13.0	...	2.19	2	...	AP19
1737-30	17371-3021	CO (1-0)	IRAM	+ 8	10.3	0.60	...	2	...	AA4
1738-57	V Pav	CO (1-0)	SEST	+ 19	16.0	0.14	3.70	2	0.037	Pr1
1741-31	RAFGL 5379	CO (2-1)	NRAO	- 21	20.5	0.47	...	2	...	AP7
	...	CO (2-1)	IRAM	- 22	21.5	2.80	81.70	2	0.055	Pr2
1743+50	V814 Her	CO (1-0)	IRAM	- 36	11.5	0.47	9.80	2	...	AA3
	RAFGL 5384	CO (1-0)	IRAM	- 35	14.9	0.80	16.00	2	0.030	AA42
	HD 161796	CO (2-1)	NRAO	- 37	7.7	0.37	...	2	...	AA16
	...	CO (2-1)	IRAM	- 35	13.2	1.80	33.00	2	0.150	AA42
1743-15	OH 11.4+6.6	CO (1-0)	IRAM	+ 15	15.5	0.13	3.80	2	0.050	AA36(!)
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 15	17.6	0.23	5.60	2	0.130	AA36(!)
1743-28	OH 0.3-0.2	CO (1-0)	IRAM	-340	13.0	0.13	2.00	2	...	AA39
	...	CO (2-1)	IRAM	-340	13.0	0.20	3.00	2	...	AA39
1744-24	RAFGL 5385	CO (1-0)	IRAM	+128	9.0	0.60	5.00	2	...	AA42
1744-29	17443-2949	CO (2-1)	IRAM	- 2	18.0	0.30	6.90	2	0.071	Pr2
1744-40	17446-4048	CO (1-0)	SEST	- 47	13.5	0.21	5.90	2	0.050	Pr1
1744-78	17446-7809	CO (1-0)	SEST	- 1	15.9	0.38	8.50	2	0.057	Pr1
1746-19	NGC 6445	CO (2-1)	NRAO	+ 20	33.0	0.25	11.10	2	0.068	AP16
1749-25	17495-2534	CO (2-1)	IRAM	- 26	16.0	0.30	8.20	2	0.120	Pr2(!)
1751-25	RAFGL 2023	HCN(1-0)	NRAO	+ 7	10.0	0.06	...	2	...	AP7
1753-33	AI Sco	CO (2-1)	IRAM	- 37	...	0.30	1.80	2	0.100	AA40(!)
1753-30	RAFGL 5416	CO (1-0)	NRAO	- 18	31.8	0.24	...	2	...	AP7
1753+26	V441(89) Her	CO (1-0)	IRAM	- 9	4.4	0.27	2.30	2	...	AA3
	RAFGL 2028	CO (1-0)	IRAM	- 8	4.6	0.40	4.10	2	...	AA42
	HD 163506	CO (2-1)	IRAM	- 8	...	1.00	4.60	2	0.070	AA40
	...	CO (2-1)	IRAM	- 8	3.2	0.60	4.10	2	...	AA42
1755+58	T Dra	CO (1-0)	BTL	- 12	14.0	0.07	1.30	2	0.040	AP2(!)
	IRC+60255	CO (1-0)	FCRAO	- 15	13.0	...	4.46	2	...	AP19
	RAFGL 2040	CO (1-0)	OSO	- 17	12.4	0.20	3.30	2	0.101	Pr1(!)
	Case 2512	HCN(1-0)	IRAM	- 12	1.90	1	0.050	AA7
1758-17	RAFGL 2047	CO (1-0)	IRAM	+ 23	16.1	0.15	...	2	...	AA4
	...	CO (1-0)	NRAO	+ 37	23.5	0.05	...	1	0.023	AP10(!!)

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K kms⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
...	...	CO (2-1)	NRAO	+ 27	19.5	0.06	...	1	0.024	AP10(!)
...	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 37	...	0.10	...	2	...	AA4
1758-22	17583-2201	CO (2-1)	IRAM	+ 52	12.4	0.70	16.10	2	0.230	Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.06	1.10	2	0.018	Pr2
1804-09	FX Ser	CO (1-0)	FCRAO	+ 34	22.0	...	7.13	2	...	AP19
	IRC-10396	CO (1-0)	SEST	+ 30	28.4	0.19	7.70	2	0.031	Pr1
	RAFGL 2067	CO (2-1)	NRAO	+ 30	27.0	0.33	...	2	...	AA16
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 30	11.50	1	0.050	AA7
1805-22	VX Sgr	CO (2-1)	CALTECH	+ 6	30.0	0.35	11.20	2	0.070	AP14
	IRC-20431	HCN(1-0)	IRAM	+ 8	26.0	0.09	1.00	2	0.030	AA19
1808-33	NGC 6563	CO (2-1)	NRAO	- 27	32.0	0.41	18.80	2	0.130	AP16
1811-05	M4-9	CO (2-1)	NRAO	- 15	17.0	0.47	13.20	2	0.072	AP16
1816-12	18167-1209	CO (1-0)	IRAM	+176	12.0	0.12	2.20	2	...	AA39
	OH 18.5+1.4	CO (2-1)	IRAM	+178	12.0	0.16	3.20	2	...	AA39
1819-27	RAFGL 2135	CO (1-0)	BTL	+ 48	23.0	0.17	5.35	2	0.066	AP8(!)
1821-16	RAFGL 2143	CO (2-1)	IRAM	- 27	16.7	0.90	19.40	2	0.053	Pr2
1823-06	RAFGL 2154	CO (1-0)	FCRAO	+ 3	27.0	0.25	...	2	...	AP4
1824+23	RAFGL 2155	CO (1-0)	BTL	+ 60	15.1	0.18	3.60	2	0.060	AP2
	...	CO (1-0)	OSO	+ 60	17.0	1.12	23.20	2	0.117	Pr1
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 60	13.10	1	0.060	AA7
1824-08	18248-0839	CO (1-0)	IRAM	+ 31	16.1	0.18	...	2	...	AA4
1826-12	18269-1257	CO (1-0)	IRAM	+ 66	23.5	0.20	...	2	...	AA4
1827-14	OH 17.7-2.0	CO (2-1)	IRAM	+ 62	12.2	1.00	19.20	2	0.170	AA36
1827-47	18276-4717	CO (1-0)	SEST	+ 12	22.2	0.30	7.60	2	0.055	Pr1
1828+21	AC Her	CO (2-1)	IRAM	- 10	2.5	0.20	0.70	2	...	AA14
1830+36	T Lyr	CO (1-0)	IRAM	+ 8	12.2	...	1.70	1	...	AA11
	IRC+40321	CO (2-1)	IRAM	5.60	2	...	AA30
	RAFGL 2187	CO (2-1)	NRAO	+ 14	26.0	0.06	...	2	0.029	AP18(!!)
	Case 2608	HCN(1-0)	OSO	0.04	0.70	2	...	AA30
1830-05	RAFGL 5502	HCN(1-0)	IRAM	+ 42	32.90	1	0.150	AA7
1833+05	RAFGL 2199	CO (1-0)	BTL	+ 36	8.0	0.16	1.90	2	0.060	AP2(!)
	...	CO (1-0)	OSO	+ 30	20.0	0.67	16.70	2	0.260	Pr1(!)
1834-05	OH 26.5+0.6	CO (2-1)	IRAM	+ 29	10.6	1.41	26.10	2	0.120	AA36
1834+10	V1111 Oph	CO (1-0)	BTL	- 31	16.7	0.13	3.00	2	0.050	AP2(!)
	IRC+10365	CO (1-0)	OSO	- 30	17.0	1.16	29.40	2	...	AA13
	RAFGL 2206	CO (1-0)	FCRAO	- 30	19.0	...	10.59	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	OSO	- 30	17.0	1.16	29.40	2	0.129	Pr1
	...	HCN(1-0)	OSO	- 29	18.5	0.09	2.00	2	...	AA13
1839+17	IRC+20370	CO (1-0)	BTL	+ 0	15.6	0.32	6.90	2	0.070	AP2
	V821 Her	CO (1-0)	FCRAO	- 1	14.0	1.10	...	2	...	AP4
	RAFGL 2232	CO (1-0)	NRAO	+ 0	15.6	0.77	...	2	...	AP7
	...	CO (1-0)	OSO	- 1	14.9	0.74	...	2	...	AA17
	...	CO (1-0)	FCRAO	- 1	15.0	...	12.38	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	OSO	- 1	15.0	0.74	14.40	2	0.173	Pr1
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 0	13.2	3.60	83.40	2	0.024	PC1(m)
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 2	11.9	1.80	...	2	0.540	AP6

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _K km s ⁻¹ (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
...	...	CO (2-1)	NRAO	+ 0	13.7	1.29	...	2	0.210	AP18
...	...	CO (2-1)	IRAM	+ 0	13.4	4.60	93.90	2	0.025	PC1(m)
1839-02	IRC+00365	CO (1-0)	FCRAO	+ 3	34.5	0.29	...	2	...	AP4
	Case 2642	CO (1-0)	FCRAO	+ 3	36.0	...	16.82	2	...	AP19
	RAFGL 2233	HCN(1-0)	IRAM	+ 3	90.30	1	0.090	AA7
...	...	HCN(1-0)	FCRAO	+ 11	34.1	0.27	...	2	...	AA32
1840+28	FI Lyr	CO (1-0)	OSO	- 30	12.3	0.17	2.70	2	0.072	Pr1(!)
1841+13	IRC+10374	CO (1-0)	FCRAO	- 14	18.5	0.11	...	2	...	AP4
	NSV 11263	CO (1-0)	FCRAO	- 19	7.0	...	1.67	2	...	AP19
1842+03	18424+0346	CO (2-1)	NRAO	+ 8	20.0	0.08	...	1	0.032	AP10(!)
1844-05	R Sct	CO (1-0)	IRAM	+ 56	5.0	0.70	5.60	2	0.050	AA14,AA35
	IRC-10461	CO (1-0)	IRAM	+ 56	4.8	0.50	...	2	0.180	AA27(!)
	RAFGL 5296S	CO (2-1)	IRAM	+ 60	5.0	1.30	8.70	2	...	AA14(m)
	HD 173819	CO (2-1)	IRAM	+ 56	...	1.60	11.00	2	0.160	AA35(m)
1846-02	OH 30.1-0.7	CO (1-0)	IRAM	+ 99	18.1	0.20	5.80	2	0.060	AA36
	RAFGL 5535	CO (2-1)	IRAM	+102	15.9	1.14	29.10	2	0.140	AA36
1846-48	OH 348.2-19.7	CO (1-0)	SEST	- 46	13.6	0.37	7.10	2	0.052	Pr1
	...	CO (2-1)	CALTECH	- 50	11.0	0.50	6.80	2	0.120	AP14
1847+09	RAFGL 2259	CO (1-0)	FCRAO	+ 22	21.8	0.17	...	2	...	AP4
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 22	6.10	1	0.060	AA7
1847-07	S Sct	CO (1-0)	SEST	+ 15	19.9	0.74	6.50	2	...	AA8
	IRC-10467	CO (1-0)	IRAM	+ 16	6.4	...	1.00	1	...	AA11
	RAFGL 2260	CO (1-0)	SEST	+ 15	20.1	...	5.60	2	...	AA28
	Case 2666	CO (2-1)	CALTECH	+ 15	21.0	0.11	3.90	2	0.060	AP14(?)
	HD 174325	CO (2-1)	SEST	+ 15	20.1	...	4.40	2	...	AA28
1849-00	OH 32.8-0.3	CO (2-1)	IRAM	+ 63	14.0	0.50	14.00	2	0.100	AA36
1851+32	Ring Neb.	CO (1-0)	NRAO	2	0.090	AJ1(m)
	PK 63+13.1	CO (2-1)	NRAO	+ 1	24.0	0.23	...	2	...	MN2
	NGC 6720	CO (2-1)	IRAM	- 2	27.0	0.29	...	2	...	AA22(m)
	...	CO (2-1)	NRAO	- 2	22.0	0.27	5.10	2	0.048	AP16
	...	CO (2-1)	NRAO	2	0.140	AJ1(m)
1855+04	IRC+00402	CO (1-0)	FCRAO	+ 84	4.0	...	2.24	2	...	AP19
1856-29	IRC-30398	CO (1-0)	NRAO	- 7	13.2	0.30	...	2	...	AP7
	V3953 Sgr	CO (1-0)	SEST	+ 3	19.6	0.37	10.40	2	0.019	Pr1
1856+06	OH 39.7+1.5	CO (1-0)	IRAM	+ 0	...	0.20	...	2	0.110	AA36
	RAFGL 2290	CO (2-1)	IRAM	+ 21	15.1	0.57	11.60	2	0.120	AA36
1859-39	RS CrA	CO (1-0)	NRAO	+ 17	20.7	0.26	...	2	...	AP7
1900-22	SU Sgr	CO (1-0)	SEST	+ 39	15.9	0.19	3.10	2	0.052	Pr1
1900-38	RAFGL 5553	CO (1-0)	SEST	- 51	22.5	0.17	6.40	2	0.022	Pr1
1900+07	IRC+10401	CO (1-0)	FCRAO	+ 7	17.4	0.27	...	2	...	AP4
	Case 2694	CO (1-0)	FCRAO	+ 7	19.0	...	6.22	2	...	AP19
	RAFGL 2310	HCN(1-0)	NRAO	+ 22	28.0	0.27	...	2	...	AP7
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 7	62.40	1	0.100	AA7
1901-05	V Aql	CO (1-0)	OSO	+ 54	8.2	0.26	3.50	2	...	AA5
	IRC-10486	CO (1-0)	SEST	+ 54	8.0	0.25	2.50	2	...	AA8
	RAFGL 2314	CO (1-0)	IRAM	0.56	...	1	0.050	AA21

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _K km s ⁻¹ (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
	Case 2695	CO (1-0)	IRAM	+ 53	8.3	0.25	...	2	0.100	AA27(!)
	HD 177336	CO (1-0)	SEST	+ 64	11.3	0.12	2.30	2	0.023	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 52	10.3	0.23	...	2	...	AA16
	...	CO (2-1)	IRAM	0.71	...	1	0.040	AA21
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 52	6.20	1	0.090	AA7
	...	HCN(1-0)	OSO	0.07	1.00	2	...	AA30
1902+08	RAFGL 2316	CO (2-1)	IRAM	+ 2	17.0	1.00	23.30	2	0.100	Pr2
1903+08	R Aql	CO (1-0)	IRAM	+ 49	7.2	0.50	...	2	0.100	AA27
	IRC+10406	CO (2-1)	NRAO	+ 47	10.1	1.04	...	2	0.130	AP6
1905-22	V3880 Sgr	CO (1-0)	NRAO	+ 24	22.2	0.09	...	2	...	AP7
1906+05	19068+0544	CO (1-0)	IRAM	+ 65	20.5	0.48	...	2	...	AA4
1907+09	RAFGL 2333	HCN(1-0)	NRAO	+ 48	19.0	0.08	...	2	...	AP7
1909-32	V342 Sgr	CO (1-0)	SEST	+ 38	14.2	0.16	3.30	2	0.055	Pr1
	IRC-30404	CO (2-1)	CALTECH	+ 40	15.0	0.30	7.30	2	0.100	AP14
1911+00	RAFGL 2343	CO (1-0)	NRAO	+105	33.9	0.21	...	2	...	AP7
	SAO 124414	CO (1-0)	IRAM	+ 99	33.0	1.07	25.20	2	0.120	AA3,AA42
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 94	33.7	0.38	...	2	...	AA16
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 99	33.7	2.52	126.80	2	0.110	Pr2
1912-07	W Aql	CO (1-0)	BTL	- 25	19.9	0.36	9.60	2	0.060	AP2
	IRC-10497	CO (1-0)	OSO	- 27	15.5	1.13	...	2	...	AA17
	RAFGL 2349	CO (1-0)	IRAM	- 25	19.3	2.31	...	2	0.090	AA27
	SAO 143184	CO (1-0)	FCRAO	- 25	20.0	...	26.20	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	SEST	- 24	18.1	0.96	28.40	2	0.050	Pr1
	...	CO (2-1)	CALTECH	- 25	21.0	0.80	22.50	2	0.130	AP14
	...	HCN(1-0)	OSO	- 23	15.5	0.26	...	2	...	AA17
1915-17	RAFGL 2361	CO (1-0)	SEST	- 27	16.3	0.06	1.40	2	0.018	Pr1
1916+23	RAFGL 2362	CO (1-0)	NRAO	+ 24	20.0	0.12	...	2	...	AP7
1916-16	V1942 Sgr	CO (1-0)	SEST	- 36	10.0	0.05	0.70	2	...	AA8
1917-08	IRC-10502	CO (1-0)	BTL	+ 23	30.5	0.05	2.46	2	0.025	AP8(!)
	NSV 11912	CO (1-0)	FCRAO	+ 20	28.0	...	7.35	2	...	AP19
	RAFGL 2368	CO (1-0)	SEST	+ 28	35.6	0.16	6.90	2	0.021	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 21	22.5	0.45	...	2	...	AP3
1917-26	RAFGL 2370	CO (1-0)	SEST	+ 4	18.0	0.11	2.90	2	0.017	Pr1
1919+09	OH 44.8-2.3	CO (1-0)	IRAM	- 72	14.7	0.49	13.90	2	0.070	AA36
	RAFGL 2374	CO (2-1)	IRAM	- 72	16.1	1.40	28.50	2	0.110	AA36
1921+09	Vy 2-2	CO (1-0)	BTL	- 44	12.0	0.02	0.30	2	0.020	AP2(?)
1923+76	UX Dra	CO (1-0)	OSO	+ 14	6.9	0.37	3.00	2	...	AA5
	IRC+80036	CO (2-1)	NRAO	+ 15	5.0	0.25	...	2	0.036	AP18
1924+11	IRC+10420	CO (1-0)	BTL	+ 81	51.7	0.03	2.40	2	0.030	AP2(?)
	V1302 Aql	CO (1-0)	IRAM	+ 73	...	0.70	41.00	2	0.140	AA9
	RAFGL 2390	HCN(1-0)	IRAM	+ 78	33.0	0.45	7.30	2	0.030	AA19
1924-17	IRC-20563	CO (1-0)	SEST	- 37	11.7	0.07	1.20	2	0.016	Pr1
1928+19	OH 55.0+0.7	CO (1-0)	IRAM	+ 26	9.7	0.28	5.80	2	0.040	AA42
1931-16	AQ Sgr	CO (1-0)	SEST	+ 25	13.6	0.10	1.70	2	...	AA8
	IRC-20568	CO (2-1)	CALTECH	+ 17	6.0	0.25	2.40	2	0.070	AP14(?)
1932+27	V1129 Cyg	CO (1-0)	FCRAO	- 12	27.0	...	13.15	2	...	AP19

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
	IRC+30374	CO (2-1)	NRAO	- 12	24.4	0.77	...	2	...	AP3
	RAFGL 2417	HCN(1-0)	IRAM	- 12	32.20	1	0.100	AA7
1932+30	BD+30 3639	CO (1-0)	IRAM	- 11	52.0	...	5.20	2	...	AA45
	RAFGL 4251	CO (2-1)	IRAM	- 11	52.0	...	4.70	2	...	AA45
1934+29	M1-92	CO (1-0)	BTL	- 1	25.5	0.02	0.80	2	0.008	AP8
1934+12	19346+1209	CO (1-0)	NRAO	+ 73	14.5	0.05	...	1	0.017	AP10(!)
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 71	12.0	0.06	...	1	0.028	AP10(!)
1935+50	R Cyg	CO (1-0)	FCRAO	- 18	9.6	0.19	...	2	...	AP4
	IRC+50301	CO (1-0)	BTL	- 19	11.3	0.03	0.49	2	0.009	AP8
1939+32	TT Cyg	CO (1-0)	SEST	- 27	13.3	...	5.30	2	...	AA28
	IRC+30382	CO (1-0)	OSO	- 27	13.3	...	4.30	2	...	AA28
	RAFGL 2432	CO (1-0)	OSO	6.00	2	...	AA30
	Case 2773	CO (2-1)	SEST	- 27	13.3	...	5.50	2	...	AA28
1945+29	19454+2920	CO (1-0)	IRAM	+ 20	14.0	0.38	9.90	2	0.110	AA3,AA42
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 21	14.5	0.73	14.30	2	0.040	AA42,Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.13	3.40	2	0.019	Pr2
1947-07	GY Aql	CO (1-0)	FCRAO	+ 33	13.0	...	5.62	2	...	AP19
	IRC-10524	CO (1-0)	SEST	+ 29	16.2	0.40	8.40	2	0.018	Pr1
	RAFGL 2461	CO (2-1)	NRAO	+ 34	11.5	1.08	...	2	0.170	AP6
1947+31	HD 331319	CO (1-0)	IRAM	+ 12	17.0	0.20	6.50	2	0.040	AA3,AA42
	19475+3119	CO (2-1)	IRAM	+ 18	14.5	0.72	14.90	2	0.062	AA42,Pr2
1947+24	19477+2401	CO (2-1)	IRAM	+ 19	15.0	0.70	15.00	2	...	AA42
1948+25	19480+2504	CO (1-0)	FCRAO	+ 27	...	0.05	...	1	...	MN1
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 42	...	0.15	4.00	2	0.050	AA42(?)
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 42	15.4	0.61	12.80	2	0.054	AA42,Pr2
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 41	12.3	0.47	9.80	2	0.094	Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.10	1.40	2	0.029	Pr2
1948+32	χ Cyg	CO (1-0)	BTL	+ 10	10.2	0.29	4.00	2	0.060	AP2
	IRC+30395	CO (1-0)	IRAM	+ 11	...	1.70	19.30	2	0.200	AA2
	RAFGL 2465	CO (1-0)	OSO	+ 10	9.8	1.50	...	2	...	AA17
	HD 187796	CO (1-0)	IRAM	+ 10	8.0	2.50	32.50	2	0.080	AA23
	SAO 68943	CO (1-0)	IRAM	+ 10	10.2	2.20	...	2	0.100	AA27
	...	CO (1-0)	FCRAO	+ 10	10.0	...	10.55	2	...	AP19
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 10	8.0	2.30	...	2	...	AP3
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 10	8.5	2.33	...	2	0.240	AP18
	...	HCN(1-0)	OSO	+ 12	9.8	0.45	...	2	...	AA17
1950-17	HD 187885	CO (1-0)	IRAM	+ 25	11.0	0.54	9.80	2	0.100	AA3,AA42
	SAO 163075	CO (1-0)	SEST	+ 22	14.4	0.14	3.30	2	0.017	Pr1
	...	CO (2-1)	CALTECH	+ 25	8.0	0.30	3.80	2	0.070	AP14(?)
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 24	12.8	1.36	23.10	2	0.051	Pr2
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 25	12.0	1.23	27.70	2	0.045	Pr2
1954+30	RAFGL 2477	CO (1-0)	IRAM	+ 3	56.0	0.30	23.90	2	0.160	AA42(?)
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 11	22.4	0.55	...	2	...	AA16
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 5	22.7	1.70	51.90	2	0.045	AA42,Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.23	5.70	2	0.024	Pr2
1955-02	RR Aql	CO (1-0)	IRAM	+ 28	...	0.50	4.20	2	0.100	AA2

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
	IRC+00458	CO (1-0)	IRAM	+ 28	6.3	0.55	6.50	2	0.060	AA23
	RAFGL 2479	CO (1-0)	FCRAO	+ 27	8.0	...	2.36	2	...	AP19
	HD 188915	CO (1-0)	SEST	+ 24	11.7	0.21	3.10	2	0.021	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 28	7.4	0.48	...	2	...	AP3
1959+40	RAFGL 2494	CO (1-0)	BTL	+ 28	22.5	0.07	2.11	2	0.022	AP8
	...	CO (1-0)	OSO	+ 30	22.1	0.57	19.30	2	0.093	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 30	20.0	1.00	...	2	...	AP3
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 30	5.10	1	0.090	AA7
2000+32	20000+3239	CO (1-0)	IRAM	+ 5	9.0	0.07	1.40	2	0.050	AA42(?)
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 14	12.3	0.70	9.40	2	0.064	AA42,Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.06	1.80	2	0.018	Pr2
2002+39	20028+3910	CO (2-1)	NRAO	+ 4	10.5	0.16	...	2	...	AP3
	...	CO (2-1)	IRAM	+ 6	16.0	0.75	14.90	2	0.040	AA42,Pr2
2003-27	V1943 Sgr	CO (1-0)	SEST	- 15	6.2	0.13	1.10	2	0.049	Pr1(!)
	IRC-30425	CO (2-1)	CALTECH	- 15	8.0	0.20	1.90	2	0.070	AP14(?)
2004-42	V2234 Sgr	CO (1-0)	SEST	- 38	14.4	0.14	3.40	2	0.015	Pr1
2007+31	RAFGL 2513	HCN(1-0)	NRAO	+ 19	22.0	0.04	...	2	...	AP7
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 19	9.30	1	0.060	AA7
2007-60	X Pav	CO (1-0)	SEST	+ 24	10.5	0.12	...	1	...	AA29
	HD 191171	CO (1-0)	SEST	- 18	11.7	0.17	3.70	2	0.043	Pr1
2007-06	V1300 Aql	CO (1-0)	BTL	- 15	15.8	0.30	6.70	2	0.100	AP2
	IRC-10529	CO (1-0)	OSO	- 18	16.0	1.15	28.00	2	...	AA13
	RAFGL 2514	CO (1-0)	FCRAO	- 17	16.0	...	8.92	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	SEST	- 8	16.9	0.60	14.30	2	0.024	Pr1
	...	HCN(1-0)	OSO	- 20	23.5	0.03	1.00	2	...	AA13
2012-44	RZ Sgr	CO (1-0)	SEST	- 29	12.5	0.41	7.40	2	0.050	Pr1
2013-71	NSV 12961	CO (1-0)	SEST	- 3	12.5	0.08	...	1	...	AA29
	...	CO (1-0)	SEST	- 3	17.3	0.03	1.00	2	0.013	Pr1(!)
2014-21	RT Cap	CO (1-0)	SEST	- 20	9.1	0.05	0.64	2	...	AA8
	IRC-20585	CO (1-0)	SEST	- 20	9.1	0.05	0.60	2	0.048	Pr1(!)
2023-13	OH 30.7-27.1	CO (1-0)	IRAM	- 30	11.3	0.31	5.60	2	0.060	AA36
	...	CO (1-0)	SEST	- 21	10.7	0.08	1.40	2	0.026	Pr1
	...	CO (2-1)	IRAM	- 33	6.2	0.24	3.00	2	0.110	AA36(!)
2024+75	UU Dra	CO (1-0)	OSO	- 25	10.0	0.23	3.00	2	0.067	Pr1
2024-28	T Mic	CO (1-0)	SEST	+ 23	8.1	0.11	1.40	2	0.021	Pr1
2026+21	OH 63.3-10.2	CO (1-0)	IRAM	- 72	18.4	0.46	13.20	2	0.060	AA36
	...	CO (2-1)	IRAM	- 72	16.1	0.76	19.60	2	0.140	AA36
2039+47	V Cyg	CO (1-0)	BTL	+ 13	13.1	0.37	6.50	2	0.060	AP2
	IRC+50338	CO (1-0)	FCRAO	+ 13	11.7	1.20	...	2	...	AP4
	RAFGL 2632	CO (1-0)	IRAM	+ 15	...	1.17	21.60	2	0.080	AA2
	Case 2923	CO (1-0)	IRAM	+ 14	14.0	...	63.90	1	...	AA11
	SAO 49940	CO (1-0)	OSO	+ 11	14.5	1.40	...	2	...	AA17
	...	CO (1-0)	FCRAO	+ 14	15.0	...	15.75	2	...	AP19
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 15	11.8	1.90	...	2	...	AP3
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 14	11.7	1.80	...	2	...	AA16
	...	CO (2-1)	NRAO	+ 14	11.9	2.60	...	2	...	AA16

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K_{km s}-1} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
...	...	CO (2-1)	NRAO	+ 14	13.8	2.52	...	2	0.190	AP18
...	...	HCN(1-0)	OSO	+ 18	14.1	0.55	...	2	...	AA17
2043+38	20435+3825	CO (1-0)	IRAM	+ 0	20.6	0.12	...	2	...	AA4
...	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 11	21.0	0.18	...	2	...	AA4
...	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 0	5.20	1	0.070	AA7
2044-01	FP Aqr	CO (1-0)	SEST	+ 9	10.8	0.10	2.30	2	0.044	Pr1(!)
...	IRC+00490	CO (1-0)	FCRAO	+ 9	13.0	...	3.41	2	...	AP19
...	RAFGL 2646	CO (2-1)	NRAO	+ 10	15.4	0.33	...	2	...	AA16
2044+39	NML Cyg	HCN(1-0)	IRAM	- 1	26.0	0.26	3.90	2	0.030	AA19
2048-72	20484-7202	CO (1-0)	SEST	- 41	14.4	0.07	1.30	2	0.018	Pr1
2053+30	UX Cyg	CO (1-0)	FCRAO	- 4	6.0	...	0.51	2	...	AP19
2053+55	20532+5554	CO (1-0)	IRAM	+ 2	11.4	0.42	...	2	...	AA4
...	...	CO (2-1)	NRAO	- 1	13.5	0.13	...	1	0.031	AP10
...	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 4	13.4	0.16	...	2	...	AA4
...	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 2	4.10	1	0.060	AA7
2054-65	20541-6549	CO (1-0)	SEST	+ 0	16.0	0.06	...	1	...	AA29
...	...	CO (1-0)	SEST	- 4	19.0	0.04	1.40	2	0.013	Pr1
2056+27	RAFGL 2686	CO (2-1)	NRAO	+ 1	23.5	0.37	...	2	...	AP3
...	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 1	18.80	1	0.110	AA7
2100+36	RAFGL 2688	CO (1-0)	BTL	- 36	19.7	1.27	33.70	2	0.130	AP2
...	Egg Neb.	CO (1-0)	IRAM	- 35	...	10.00	266.00	2	0.200	AA9
...	PK 80-6.1	CO (1-0)	IRAM	- 35	...	10.10	266.00	2	0.200	AA12
...	...	CO (1-0)	OSO	- 35	19.3	3.50	...	2	...	AA17
...	...	CO (1-0)	IRAM	- 35	...	8.00	...	2	...	AA31
...	...	CO (2-1)	IRAM	- 35	...	15.00	...	2	...	AA31(m)
...	...	HCN(1-0)	IRAM	- 35	...	6.50	175.00	2	0.100	AA12
...	...	HCN(1-0)	OSO	- 31	17.3	2.50	...	2	...	AA17
2100+48	21003+4801	CO (2-1)	NRAO	- 5	14.8	0.17	...	2	...	AA16
2103-00	RV Aqr	CO (1-0)	BTL	+ 2	16.4	0.09	2.00	2	0.060	AP2(!)
...	IRC+00499	CO (1-0)	SEST	+ 1	16.1	0.32	7.90	2	...	AA8
...	RAFGL 2702	CO (1-0)	FCRAO	+ 1	19.0	...	1.93	2	...	AP19
...	Case 2968	CO (1-0)	SEST	+ 1	16.1	0.31	7.90	2	0.022	Pr1
...	...	HCN(1-0)	SEST	+ 0	...	0.12	1.80	2	...	AA30
2103+51	V1549 Cyg	CO (2-1)	NRAO	+ 7	11.4	0.40	...	2	...	AA16
...	IRC+50357	HCN(1-0)	IRAM	+ 7	4.20	1	0.060	AA7
2104-16	RS Cap	CO (1-0)	SEST	- 5	9.1	0.06	0.80	2	0.018	Pr1
2105+42	NGC 7027	CO (1-0)	OVI2	+ 26	16.5	2.30	59.70	1	...	AP1(m)
...	PK 84-3.1	CO (1-0)	BTL	+ 25	17.9	0.98	23.10	2	0.130	AP2
...	HD 201272	CO (1-0)	BTL	+ 25	17.7	1.35	30.50	2	0.131	AP8
...	...	CO (1-0)	IRAM	+ 26	...	8.00	215.00	2	0.350	AA9
...	...	CO (1-0)	OSO	+ 26	16.9	5.00	...	2	...	AA17
...	...	CO (1-0)	NRO	+ 26	...	6.00	...	2	...	AA44(m)
...	...	CO (2-1)	OVI1	+ 26	22.5	6.50	147.80	1	...	AP1
...	...	CO (2-1)	NRAO	+ 26	16.3	9.50	...	2	1.100	AP6
...	...	CO (2-1)	NRAO	+ 26	23.0	11.20	277.90	2	0.260	AP16
...	...	CO (2-1)	NRAO	+ 27	17.9	10.62	...	2	0.320	AP18

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K_{km s}-1} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
...	...	HCN(1-0)	OSO	+ 24	24.0	0.19	...	2	...	AA17
2106-38	RAFGL 5592	CO (1-0)	SEST	- 24	11.6	0.11	1.90	2	0.036	Pr1
2108+68	T Cep	CO (1-0)	IRAM	+ 1	17.0	0.20	...	2	0.060	AA15(?)
...	IRC+70168	CO (1-0)	FCRAO	- 5	7.0	...	1.37	2	...	AP19
...	RAFGL 2721	CO (2-1)	NRAO	- 3	5.0	0.43	...	2	...	AA16
2114+51	21147+5110	CO (2-1)	NRAO	- 49	11.5	0.25	...	1	0.123	AP10(!)
2116-45	T Ind	CO (1-0)	SEST	+ 16	5.5	0.06	0.46	2	...	AA8
2119-69	Y Pav	CO (1-0)	SEST	- 5	9.4	0.14	1.70	2	...	AA8
...	Case 3018	CO (1-0)	SEST	+ 5	14.0	0.12	2.30	2	0.024	Pr1
2122+51	21223+5114	CO (1-0)	IRAM	- 16	20.6	0.70	...	2	...	AA4
...	...	CO (1-0)	NRAO	- 12	13.0	0.16	...	1	0.022	AP10
...	...	CO (2-1)	NRAO	- 7	15.0	0.17	...	1	0.072	AP10(!)
...	...	HCN(1-0)	IRAM	- 8	19.1	0.19	...	2	...	AA4
...	...	HCN(1-0)	IRAM	- 16	5.60	1	0.060	AA7
2125+36	IRC+40483	CO (1-0)	BTL	+ 42	18.0	0.04	0.90	2	0.030	AP2(?)
2128+50	21282+5050	CO (1-0)	IRAM	+ 18	16.5	6.40	135.00	2	0.070	AA10
...	...	CO (1-0)	NMA	+ 17	2	...	AP15(m)
...	...	CO (1-0)	IRAM	+ 18	16.5	6.40	135.00	2	0.050	AA42
...	...	CO (2-1)	IRAM	+ 19	15.8	15.10	279.00	2	0.044	AA10(m)
...	...	CO (2-1)	NRAO	+ 18	16.0	2.10	40.90	2	0.110	AP16
...	...	CO (2-1)	IRAM	+ 19	15.8	15.10	279.00	2	0.240	AA42
2128+10	UU Peg	CO (1-0)	NRAO	+ 30	13.5	0.08	...	2	...	AA16
...	IRC+10498	CO (1-0)	FCRAO	+ 31	13.0	...	2.49	2	...	AP19
2130+44	IC 5117	CO (2-1)	NRAO	- 10	16.0	0.22	4.60	2	0.057	AP16
2131+56	21318+5631	CO (1-0)	FCRAO	+ 3	15.6	0.52	...	2	...	AP4
...	...	CO (1-0)	OSO	+ 0	18.2	0.95	23.10	2	...	AA13
...	...	HCN(1-0)	OSO	+ 7	21.2	0.18	5.00	2	...	AA13
2132+38	V1426 Cyg	CO (1-0)	BTL	- 5	14.9	0.11	2.60	2	0.050	AP2(!)
...	IRC+40485	CO (1-0)	FCRAO	- 5	14.0	...	6.68	2	...	AP19
...	RAFGL 2781	CO (1-0)	OSO	- 5	13.0	0.60	13.00	2	0.103	Pr1
...	Case 3041	HCN(1-0)	IRAM	- 4	5.80	1	0.080	AA7
2135+78	S Cep	CO (1-0)	IRAM	- 15	...	0.67	24.46	2	0.040	AA2
...	IRC+80048	CO (1-0)	IRAM	- 15	22.6	1.04	36.10	2	0.040	AA23
...	RAFGL 2785	CO (1-0)	FCRAO	- 16	22.0	...	8.53	2	...	AP19
...	Case 3055	CO (1-0)	OSO	- 16	31.3	0.50	20.00	2	0.125	Pr1
...	HD 206362	CO (2-1)	NRAO	- 15	22.4	0.51	...	2	...	AP3
...	...	HCN(1-0)	IRAM	- 5	35.20	1	0.080	AA7
2137+45	21373+4540	CO (1-0)	IRAM	- 21	14.7	0.47	...	2	...	AA4
2138+54	RU Cyg	CO (2-1)	NRAO	+ 7	14.2	0.25	...	2	...	AA16
2139+35	V460 Cyg	CO (1-0)	OSO	+ 27	11.4	0.26	4.70	2	...	AA5
...	IRC+40489	CO (1-0)	OSO	+ 27	11.4	0.26	4.70	2	0.035	Pr1
...	RAFGL 2793	CO (2-1)	NRAO	+ 27	10.0	0.32	...	2	0.041	AP18
2141+37	RV Cyg	CO (1-0)	OSO	+ 17	14.7	0.22	4.80	2	...	AA5
...	IRC+40491	CO (1-0)	OSO	+ 17	14.7	0.23	4.80	2	0.027	Pr1
...	RAFGL 2798	CO (2-1)	NRAO	+ 17	16.4	0.19	...	2	0.043	AP18
...	Case 3063	HCN(1-0)	OSO	+ 15	...	0.11	1.70	2	...	AA30

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
2141+58	μ Cep	CO (2-1)	IRAM	+ 35	10.0	0.20	...	1	0.020	AA18
2143-02	EP Aqr	CO (1-0)	FCRAO	- 34	11.0	...	4.20	2	...	AP19
	IRC+00509	CO (1-0)	SEST	- 35	11.3	0.30	5.00	2	0.052	Pr1
	RAFGL 2806	CO (2-1)	NRAO	- 34	8.6	1.20	...	2	...	AP3
2144+73	PQ Cep	CO (1-0)	FCRAO	+ 3	21.7	0.15	...	2	...	AP4
2144+49	21449+4950	CO (1-0)	IRAM	- 30	14.6	0.25	...	2	...	AA4
	...	CO (2-1)	NRAO	- 32	20.0	0.07	...	1	0.025	AP10(!)
2145+64	RT Cep	CO (1-0)	FCRAO	- 40	17.0	...	3.05	2	...	AP19
2148+53	21489+5301	CO (1-0)	IRAM	- 28	20.6	0.42	...	2	...	AA4
	...	CO (2-1)	NRAO	- 28	22.3	0.42	...	2	...	AP3
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 27	19.1	0.20	...	2	...	AA4
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 28	6.90	1	0.070	AA7
2155+62	21554+6204	CO (1-0)	OSO	- 18	18.2	0.32	7.70	2	0.093	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	- 17	12.6	0.24	...	2	...	AP3
	...	CO (2-1)	IRAM	- 17	16.4	0.75	17.50	2	0.042	Pr2
2201+28	TW Peg	CO (2-1)	NRAO	- 13	9.5	0.24	...	2	...	AP3
2203+35	SV Peg	CO (1-0)	NRAO	+ 6	11.0	0.11	...	2	...	AP7
	IRC+40501	CO (1-0)	FCRAO	+ 5	9.0	...	1.62	2	...	AP19
2209+56	CU Cep	CO (1-0)	NRAO	- 42	7.4	0.09	...	2	...	AP7
2214+57	M2-51	CO (2-1)	NRAO	+ 0	15.0	0.27	4.90	2	0.110	AP16(?)
2217+59	OH 104.9+2.4	CO (1-0)	IRAM	- 26	14.8	0.08	2.20	2	0.040	AA36(!)
	RAFGL 2885	CO (2-1)	IRAM	- 27	16.9	0.49	13.40	2	0.110	AA36
2219-07	DZ Aqr	CO (1-0)	SEST	+ 15	8.2	0.07	0.70	2	0.021	Pr1
2219-46	π1 Gru	CO (1-0)	SEST	- 13	19.4	0.33	6.90	2	0.050	Pr1
	RAFGL 4289	CO (2-1)	CALTECH	- 11	14.9	2.10	42.20	2	0.080	AP14
2222+43	22223+4327	CO (1-0)	IRAM	- 25	15.0	0.25	2.00	2	0.030	AA42
	...	CO (2-1)	IRAM	- 30	14.0	0.64	12.30	2	0.032	Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.06	1.80	2	0.016	Pr2
2224+60	RAFGL 2901	CO (1-0)	FCRAO	- 6	34.2	0.20	...	2	...	AP4
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 6	32.30	1	0.090	AA7
	...	HCN(1-0)	FCRAO	+ 2	32.6	0.06	...	2	...	AA32
2226-21	NGC 7293	CO (2-1)	NRAO	- 24	24.0	1.40	7.00	2	...	AP16
	PK 36-57.1	CO (2-1)	NRAO	2	...	AJ1(m)
2227+54	HD 235858	CO (1-0)	NRAO	- 31	11.6	0.68	...	2	...	AP4
	SAO 34504	CO (1-0)	OSO	- 28	10.5	1.26	17.50	2	...	AA13
	...	CO (2-1)	FCRAO	- 28	9.6	3.10	...	2	...	AA26
	...	CO (2-1)	IRAM	- 29	9.5	6.03	76.30	2	0.120	Pr2
	...	CO (2-1)	IRAM	- 28	11.8	6.27	80.50	2	0.055	Pr2
	...	HCN(1-0)	OSO	- 24	13.3	0.26	4.50	2	...	AA13
	...	HCN(1-0)	IRAM	1.00	16.30	2	0.100	Pr2
	...	HCN(1-0)	IRAM	1.16	16.60	2	0.054	Pr2
2230+59	22303+5950	CO (1-0)	IRAM	- 65	18.3	0.37	...	2	...	AA4
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 52	24.9	0.10	...	2	...	AA4
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 65	3.80	1	0.070	AA7
2251+66	RAFGL 2985	CO (2-1)	NRAO	- 22	19.2	0.10	...	2	...	AA16
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 22	4.70	1	0.070	AA7

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T(K) (7)	I _{K km s⁻¹} (8)	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
2252-29	V PsA	CO (2-1)	CALTECH	- 15	21.0	0.17	3.70	2	0.090	AP14(?)
2255+58	RAFGL 2999	CO (1-0)	NRAO	- 58	17.6	0.23	...	2	...	AP7
2257+66	22574+6609	CO (1-0)	IRAM	- 62	24.0	0.30	10.00	2	0.025	AA42
	...	CO (2-1)	IRAM	- 64	15.0	0.50	11.00	2	0.080	AA42
2258+64	RAFGL 3011	CO (1-0)	FCRAO	- 5	21.4	0.28	...	2	...	AP4
2316+16	RAFGL 3068	CO (1-0)	BTL	- 31	14.5	0.36	6.90	2	0.060	AP2
	...	CO (1-0)	FCRAO	- 31	12.2	1.60	...	2	...	AP4
	...	CO (1-0)	OSO	- 31	15.0	1.60	...	2	...	AA17
	...	CO (1-0)	OSO	- 31	15.1	1.60	31.00	2	0.123	Pr1
	...	CO (1-0)	IRAM	- 31	13.4	4.80	102.00	2	0.032	PC1(m)
	...	CO (2-1)	IRAM	- 30	14.3	6.10	113.00	2	0.043	PC1(m)
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 31	24.80	1	0.060	AA7
	...	HCN(1-0)	OSO	- 29	15.0	0.55	...	2	...	AA17
2321-45	RAFGL 4296	CO (1-0)	SEST	- 1	11.5	0.11	...	1	...	AA29
	NSV 14540	CO (1-0)	SEST	- 5	18.9	0.11	2.40	2	0.039	Pr1(!)
2325+10	RAFGL 3099	CO (1-0)	BTL	+ 47	10.1	0.16	2.10	2	0.040	AP2
	...	HCN(1-0)	IRAM	+ 47	8.10	1	0.060	AA7
2326+68	23268+6854	HCN(1-0)	IRAM	- 30	27.0	0.15	3.30	2	0.030	Pr2
2327+53	23279+5336	CO (1-0)	IRAM	- 32	8.8	0.25	...	2	...	AA4
2330+61	23304+6147	CO (1-0)	IRAM	- 17	8.0	0.60	10.00	2	0.030	AA42
	...	CO (2-1)	FCRAO	- 16	15.5	0.70	...	2	...	AA26
	...	CO (2-1)	IRAM	- 16	11.5	1.60	25.00	2	0.120	AA42
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.24	5.60	2	0.034	Pr2
2332+43	IRC+40540	CO (1-0)	BTL	- 15	14.7	0.47	9.20	2	0.050	AP2
	LP And	CO (1-0)	FCRAO	- 17	13.8	1.70	...	2	...	AP4
	RAFGL 3116	CO (1-0)	OSO	- 17	14.3	1.40	...	2	...	AA17
	...	CO (1-0)	FCRAO	- 17	16.0	...	25.05	2	...	AP19
	...	CO (1-0)	OSO	- 17	14.4	1.40	35.70	2	0.093	Pr1
	...	CO (2-1)	NRAO	- 18	14.8	2.00	...	2	...	AA16
	...	CO (2-1)	NRAO	- 17	14.8	1.76	...	2	0.220	AP18
	...	HCN(1-0)	IRAM	- 17	23.80	1	0.090	AA7
	...	HCN(1-0)	OSO	- 14	14.4	0.40	...	2	...	AA17
2332+65	23321+6545	CO (1-0)	IRAM	- 55	14.0	0.71	14.40	2	...	AA3
	...	CO (1-0)	IRAM	- 56	15.2	0.60	14.00	2	0.060	AA42
	...	CO (2-1)	CALTECH	- 59	15.0	0.27	7.50	2	0.110	AP14(?)
	...	CO (2-1)	IRAM	- 55	17.0	1.20	28.00	2	0.120	AA42
	...	HCN(1-0)	IRAM	0.16	3.80	2	0.025	Pr2
2343+03	TX Psc	CO (1-0)	OSO	+ 11	12.5	0.25	...	2	...	AA1
	IRC+00532	CO (1-0)	NRAO	+ 10	10.6	0.16	...	2	...	AP7
	RAFGL 3147	CO (1-0)	OSO	+ 13	11.8	0.29	4.70	2	...	AA5
	Case 3202	CO (1-0)	SEST	+ 13	12.1	0.23	3.50	2	...	AA8
	HD 223075	CO (1-0)	IRAM	0.73	...	1	0.030	AA21(m)
	...	CO (1-0)	IRAM	+ 13	9.0	0.27	...	2	0.100	AA27(!)
	...	CO (1-0)	OSO	+ 13	11.8	0.29	4.70	2	0.044	Pr1
	...	CO (2-1)	IRAM	0.75	...	1	0.030	AA21(m)
	...	CO (2-1)	JCMT	+ 17	7.3	0.33	3.75	1	...	AA43

Table 3 (continued)

n° (1)	name1 (2)	line (3)	telescope (4)	V _{lsr} (5)	V _e (6)	T _(K) (7)	I _{K_{km s⁻¹} (8)}	sc. (9)	rms (10)	ref. (11)
2349+61	IRC+60427	CO (1-0)	FCRAO	- 15	19.0	...	3.35	2	...	AP19
	NSV 14731	CO (2-1)	CALTECH	- 15	19.0	0.25	6.30	2	0.070	AP14
	RAFGL 3165	CO (2-1)	NRAO	- 10	14.3	0.17	...	2	...	AA16
2355+51	R Cas	CO (1-0)	BTL	+ 26	12.3	0.12	1.90	2	0.040	AP2
	IRC+50484	CO (1-0)	OSO	+ 24	14.3	0.81	14.40	2	...	AA13
	RAFGL 3188	CO (1-0)	IRAM	+ 25	9.5	1.40	21.50	2	0.080	AA23
	HD 224490	CO (1-0)	IRAM	+ 24	10.4	0.95	...	2	0.190	AA27
	SAO 35938	CO (1-0)	FCRAO	+ 25	11.0	...	5.21	2	...	AP19
...	...	CO (1-0)	OSO	+ 25	14.3	0.81	14.40	2	0.049	Pr1
...	...	HCN(1-0)	OSO	+ 26	16.4	0.06	1.30	2	...	AA13

Table 4

year	code	Vol.	page	authors
1985	AP1*	292	464	C.R.Masson, K.W.Cheung, G.L.Berge, M.J.Claussen, G.M.Heiligman, R.B.Leighton, K.Y.Lo, A.T.Moffet, T.G.Phillips, A.I.Sargent, S.L.Scott, D.P.Woody.
	AP2	292	640	G.R.Knapp, M.Morris.
	NT1	317	336	S.Deguchi, P.F.Goldsmith.
1986	AP3	304	394	B.Zuckerman, H.M.Dyck.
	AP4	304	401	B.Zuckerman, H.M.Dyck, M.J.Claussen.
	AP5	304	418	P.J.Huggins, A.P.Healy.
	MN1	220	125	R.Arquilla, D.A.Leahy, S.Kwok.
	AA1	161	305	K.Eriksson, B.Gustafsson, F.Querci, M.Querci, J.H.Baumert, M.Carlsson, H.Olofsson.
	MN2	220	33p	P.J.Huggins, A.P.Healy.
	AA2	162	157	V.Bujarrabal, P.Planesas, J.Gómez-González, J.Martín-Pintado, A. del Romero.
	AP6	311	335	P.G.Wannier, R.Sahai.
	AP7	311	345	B.Zuckerman, H.M.Dyck.
	AP8	311	731	G.R.Knapp
1987	AP9	313	400	P.J.Huggins.
	AA3	173	L11	L.Likkell, A.Omont, M.Morris, T.Forveille.
	AA4	180	117	Nguyen-Q-Rieu, N.Epchtein, Truong-Bach, M.Cohen.
	AA5	183	L13	H.Olofsson, K.Eriksson, B.Gustafsson.
	AP10	320	825	D.A.Leahy, S.Kwok, R.A.Arquilla.
	AP11	321	888	M.Morris, S.Guilloteau, R.Lucas, A.Omont.
1988	AA6	190	167	C.Kahane, J.Gómez-González, J.Cernicharo, M.Guélin.
	AA7	194	230	R.Lucas, S.Guilloteau, A.Omont.
	AP12*	328	L25	C.Kahane, C.Maizels, M.Jura.
	AA8	196	L1	H.Olofsson, K.Eriksson, B.Gustafsson.
	AA9*	196	L5	R.Bachiller, J.Gómez-González, V.Bujarrabal, J.Martín-Pintado.
	AA10*	198	L1	L.Likkell, T.Forveille, A.Omont, M.Morris.
	AA11	201	80	M.Jura, C.Kahane, A.Omont.
	AP13	332	1009	P.J.Huggins, H.Olofsson, L.E.B.Johansson.
	AA12*	204	242	V.Bujarrabal, J.Gómez-González, R.Bachiller, J.Martín-Pintado.
	AA13	205	L15	M.Lindqvist, L.Å.Nyman, H.Olofsson, A.Winnberg.
	AA14*	206	L17	V.Bujarrabal, R.Bachiller, J.Alcolea, J.Martín-Pintado.
1989	AA15	208	77	A.Heske.
	AP14	336	822	G.R.Knapp, B.M.Sutin, T.G.Phillips, B.N.Ellison, J.B.Keene, R.B.Leighton, C.R.Masson, W.Steiger, B.Veidt, K.Young.
	AA16	209	119	B.Zuckerman, H.M.Dyck.
	AA17	210	78	R.J.Sopka, H.Olofsson, L.E.B.Johansson, Nguyen-Q-Rieu, B.Zuckerman.
	AA18	210	198	J.F.Le Borgne, N.Mauron.
	AA19	210	225	E.Necessian, S.Guilloteau, A.Omont, J.J.Benayoun.
	AA20*	210	366	R.Bachiller, P.Planesas, J.Martín-Pintado, V.Bujarrabal, M.Tafalla.
	AA21*	218	L5	A.Heske, P.te Lintel Hekkert, P.R.Maloney.
	AA22*	218	252	R.Bachiller, V.Bujarrabal, J.Martín-Pintado, J.Gómez-González.
	AA23	219	256	V.Bujarrabal, J.Gómez-González, P.Planesas.

Table 4 (continued)

year	code	Vol.	page	authors
1989	AP15*	345	L55	K.M.Shibata, S.Tamura, S.Deguchi, N.Hirano, O.Kameya, T.Tamura.
	AP16	346	201	P.J.Huggins, A.P.Healy.
1990	AA24	227	L29	C.Loup, T.Forveille, L.Å.Nyman, A.Omont.
	AA25*	227	188	R.Bachiller, J.Martín-Pintado, V.Bujarrabal.
	AA26	228	503	A.W.Woodsworth, S.Kwok, S.J.Chan.
	AP17*	351	263	P.Planesas, R.Bachiller, J.Martín-Pintado, V.Bujarrabal.
	AA27	229	494	A.Heske.
	AA28	230	L13	H.Olofsson, U.Carlstrom, K.Eriksson, B.Gustafsson, L.A.Willson.
	AA29	230	339	S.Deguchi, Y.Nakada, R.Sahai.
	AA30	230	405	H.Olofsson, K.Eriksson, B.Gustafsson.
	AA31*	230	431	Truong-Bach, D.Morris, Nguyen-Q-Rieu, S.Deguchi.
	AA32	231	73	M.J.Claussen, L.M.Ziurys.
	AA33	233	153	N.R.Trams, W.E.C.J.van der Veen, C.Waelkens, L.B.F.M.Waters, H.J.G.L.M.Lamers.
	AP18	358	251	P.G.Wannier, R.Sahai, B-G Andersson, H.R.Johnson.
	AA34*	234	L1	R.Sahai, A.Wootten, R.E.S.Clegg.
	AA35*	234	355	V.Bujarrabal, J.Alcolea, R.Bachiller.
	AJ1*	100	511	A.P.Healy, P.J.Huggins.
	AP19	361	673	M.Margulis, D.J.van Blerkom, R.L.Snell, S.G.Kleinmann.
	AA36	239	173	A.Heske, T.Forveille, A.Omont, W.E.C.J.van der Veen, H.J.Habing.
	AP20*	364	L9	P.Planesas, J.D.P.Kenney, R.Bachiller.
1991	AA37	242	247	V.Bujarrabal, R.Bachiller.
	AA38	243	L9	A.A.Zijlstra, M.J.Gaylard, P.te Lintel Hekkert, J.Menzies, L.Å.Nyman, H.E.Schwartz.
	AA39	245	195	A.Winnberg, M.Lindqvist, H.Olofsson, C.Henkel.
	AA40	245	499	J.Alcolea, V.Bujarrabal.
	AA41	245	611	H.Olofsson, M.Lindqvist, L.Å.Nyman, A.Winnberg, Nguyen-Q-Rieu.
	AA42	246	153	L.Likkel, T.Forveille, A.Omont, M.Morris.
	AA43	246	447	A.W.Woodsworth, S.Kwok, S.J.Chan, R.Murowinski.
	AA44*	247	148	J.P.Phillips, A.Mampaso, P.G.Williams, N.Ukita.
	AA45	247	525	R.Bachiller, P.J.Huggins, P.Cox, T.Forveille.
prep.	Pr1	AA		L.Å.Nyman, R.S.Booth, U.Carlstrom, H.J.Habing, A.Heske, A.Omont, R.Sahai, R.Stark, W.E.C.J.van der Veen, A.Winnberg.
	Pr2	AA		A.Omont, C.Loup, T.Forveille, P.te Lintel-Hekkert, J.L.Caswell, H.Habing, P.Sivagnanam.
PC	PC1*			C.Loup (thesis).

Notes : AP : *Astrophysical Journal*
AA : *Astronomy and Astrophysics*
MN : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
AJ : *Astronomical Journal*
NT : *Nature*
Pr : Preprints
PC : Private Communications, or thesis.
(* : mapping)

Table 5a : C-rich sources

Estimations (present work)							Modelling			
n°	name1	region	ref.	d	\dot{M}	r_{CO}	d	\dot{M}	r_{CO}	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(kpc)	($M_{\odot} \cdot yr^{-1}$)	($10^{17} cm$)	(kpc)	($M_{\odot} \cdot yr^{-1}$)	($10^{17} cm$)	(11)
0024+69	RAFGL 67	VII	Pr1	1.0	$1.2 \cdot 10^{-5}$	1.7
0110+62	IRC+60041	VII	AA16†	0.59	$3.7 \cdot 10^{-6}$	0.89
0113+25	Z Psc	VII	AA5	1.9	$1.7 \cdot 10^{-6}$	0.59
0114+66	RAFGL 190	IIIb	AP3 †	2.3	$4.7 \cdot 10^{-5}$	3.8
0215+28	02152+2822	IIIa	AA16	2.1	$4.8 \cdot 10^{-6}$	1.0
0227-26	R For	VII	Pr1	0.67	$4.0 \cdot 10^{-6}$	0.92
0229+57	RAFGL 341	IIIa	AP4 †	2.2	$3.0 \cdot 10^{-5}$	2.9
0311-57	TW Hor	VII	Pr1	1.6	$2.3 \cdot 10^{-6}$	0.69
0318+70	RAFGL 482	VII	Pr1	1.7	$9.0 \cdot 10^{-6}$	1.5	1.6	$1.5 \cdot 10^{-5}$	14.	AP2
0322+47	IRC+50096	VII	Pr1	0.62	$5.9 \cdot 10^{-6}$	1.2	0.68	$5.5 \cdot 10^{-6}$	8.1	AP2
...	0.68	$2.4 \cdot 10^{-6}$	3.0	AA17
0331+60	03313+6058	IIIb	Pr2 †	3.8	$1.8 \cdot 10^{-5}$	2.2
0337+62	U Cam	VIa	Pr1	0.65	$3.6 \cdot 10^{-6}$	0.88
0344+44	RAFGL 5102	IIIa	Pr1	2.1	$1.5 \cdot 10^{-5}$	2.0
0348+39	V414 Per	I	AA43†	0.50	$6.2 \cdot 10^{-6}$	1.2
0430+62	IRC+60144	II	Pr1	0.95	$8.9 \cdot 10^{-6}$	1.4	1.0	$2.0 \cdot 10^{-5}$	8.6	AP2
0446+68	ST Cam	VII	Pr1	0.64	$1.3 \cdot 10^{-6}$	0.51
0453+44	04530+4427	IIIa	AA4	2.3	$1.9 \cdot 10^{-5}$	2.3
0457-14	R Lep	VII	Pr1	0.48	$4.2 \cdot 10^{-6}$	0.95
0502+01	W Ori	VII	Pr1	0.46	$1.4 \cdot 10^{-6}$	0.54
0510+20	05104+2055	VII	AA4	1.4	$8.6 \cdot 10^{-6}$	1.4
0513+47	05136+4712	VII	AA4	2.4	$1.1 \cdot 10^{-5}$	1.6
0523+34	S Aur	VIa	AP4	0.95	$4.0 \cdot 10^{-6}$	0.93
0540+32	RAFGL 809	VII	AP8(!)	1.5	$2.3 \cdot 10^{-5}$	2.5	1.8	$1.7 \cdot 10^{-5}$...	AP8
0541-46	W Pic	VII	AA8	1.0	$1.1 \cdot 10^{-6}$	0.47
0541-32	05418-3224	II	AA43†	2.0	$8.9 \cdot 10^{-6}$	1.5
0542+20	Y Tau	VII	AA27(!)	0.6	$1.0 \cdot 10^{-6}$	0.46
0601+07	RAFGL 865	IIIa	Pr1	1.8	$2.9 \cdot 10^{-5}$	2.9	1.6	$2.0 \cdot 10^{-5}$	16.	AP2
...	1.6	$1.2 \cdot 10^{-5}$	3.0	AA17
0607+26	TU Gem	VII	AA5	0.87	$2.6 \cdot 10^{-6}$	0.74
0619+46	06192+4657	IIIa	Pr1(!)	3.7	$9.6 \cdot 10^{-6}$	1.5
0622-09	V636 Mon	VII	AA16†	0.88	$1.7 \cdot 10^{-5}$	2.1
0623-09	RAFGL 935	II	Pr1	2.9	$1.1 \cdot 10^{-5}$	1.7
0629+43	RAFGL 954	II	AP4	1.9	$9.8 \cdot 10^{-6}$	1.5
0633+38	UU Aur	VII	Pr1(!)	1.2	$9.6 \cdot 10^{-6}$	1.5	0.32	$2.9 \cdot 10^{-7}$...	AP8
0634+03	RAFGL 971	VII	AP3 †	1.3	$9.4 \cdot 10^{-6}$	1.5
0639-22	IRC-20101	VIa	AA42	3.6	$2.9 \cdot 10^{-5}$	2.8
0652+06	CL Mon	VIa	AA8	0.48	$3.0 \cdot 10^{-6}$	0.80
0656+03	06564+0342	VII	AA43†	2.8	$1.6 \cdot 10^{-5}$	2.1
0658+15	06582+1507	IIIb	Pr1(!)	3.4	$2.4 \cdot 10^{-5}$	2.6
0704-07	RY Mon	VII	AP18†	0.90	$4.3 \cdot 10^{-6}$	0.97
0705-11	W CMa	VII	AA8	2.7	$7.5 \cdot 10^{-6}$	1.3
0706-72	R Vol	II	Pr1	0.99	$4.3 \cdot 10^{-6}$	0.97
0709-20	RAFGL 1085	II	AP3 †	1.5	$1.7 \cdot 10^{-5}$	2.1
0720-32	07203-3212	VII	Pr1	3.0	$1.0 \cdot 10^{-5}$	1.6

Table 5a (continued) : C-rich sources

Estimations (present work)							Modelling			
n ^o	name1	region	ref.	d	\dot{M}	r _{CO}	d	\dot{M}	r _{CO}	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(11)
0721-12	07217-1246	VII	AA4	1.5	6.110 ⁻⁶	1.2
0727-19	IRC-20131	I	AA16†	1.0	1.210 ⁻⁵	1.7
0737-40	07373-4021	II	Pr1	1.0	8.810 ⁻⁶	1.4
0745-71	07454-7112	VII	Pr1	0.75	1.010 ⁻⁵	1.6
0757-40	07576-4055	VII	Pr1	2.3	4.510 ⁻⁶	0.99
0758-19	07582-1933	VII	AA4	2.1	7.210 ⁻⁶	1.3
0804-15	08045-1524	II	AA4	2.4	4.810 ⁻⁶	1.0
0807-36	08074-3615	IIIa	AP7	1.9	1.910 ⁻⁵	2.2
0808-32	RAFGL 1235	VII	AP3 †	1.3	2.810 ⁻⁵	2.8
0817-21	RAFGL 5250	IIIa	Pr1	2.0	2.010 ⁻⁵	2.3
0852+17	X Cnc	VII	AA5	0.69	1.910 ⁻⁶	0.62
0911-24	RAFGL 5254	VII	AP7	0.42	4.910 ⁻⁶	1.0
0952-75	RAFGL 4098	VII	Pr1	1.0	9.210 ⁻⁶	1.5
0953-41	X Vel	VII	Pr1(!!)	0.67	1.310 ⁻⁶	0.52
1013+30	CIT 6	VII	AA16	0.38	9.910 ⁻⁶	1.5	0.19	2.610 ⁻⁶	5.5	AP2
...	0.39	4.810 ⁻⁶	1.5	AA17
1032-39	U Ant	VIa	Pr1	0.40	5.210 ⁻⁶	1.1
1035-13	U Hya	VII	Pr1	0.35	1.310 ⁻⁶	0.52
1041+67	VY UMa	VIa	AA5	0.75	1.210 ⁻⁶	0.50
1049-20	V Hya	VII	Pr1	0.33	5.310 ⁻⁶	1.1	0.40	3.510 ⁻⁶	5.8	AP2
1130-10	11308-1020	VII	AA4	2.0	5.110 ⁻⁶	1.1
1131-72	Case 1882	VII	Pr1	0.62	5.010 ⁻⁶	1.0
1239-43	Case 2025	VII	Pr1	1.4	8.510 ⁻⁶	1.4
1242+45	Y CVn	VIa	AA27	0.34	9.410 ⁻⁷	0.44	0.35	2.810 ⁻⁷	1.7	AP6
...	0.35	1.410 ⁻⁶	0.10	AP6
1244+04	RU Vir	I	Pr1(!)	0.85	6.110 ⁻⁶	1.2
1254-68	12540-6845	VII	Pr1	1.1	1.710 ⁻⁵	2.1
1254+66	RY Dra	VII	AA5	0.65	1.510 ⁻⁶	0.55
1348-67	13482-6716	VII	Pr1	1.6	1.010 ⁻⁵	1.6
1508-48	RAFGL 4211	VII	Pr1	0.67	1.610 ⁻⁵	2.0
1509-69	X TrA	VII	Pr1	0.47	1.110 ⁻⁶	0.47
1514-49	Case 2232	VII	Pr1	0.96	9.010 ⁻⁶	1.5
1519-51	15194-5115	VII	AP14†	0.47	1.910 ⁻⁵	2.2
1547+39	V CrB	I	Pr1(!!)	0.82	1.310 ⁻⁶	0.52
1704-24	RAFGL 1922	VII	AP8	0.88	2.110 ⁻⁵	2.4	1.1	2.910 ⁻⁵	...	AP8
1707-65	17079-6554	VII	Pr1	1.2	6.710 ⁻⁶	1.2
1707-32	V463 Sco	VII	AA16†	1.3	1.510 ⁻⁵	2.0
1721-39	17217-3916	IIIa	AA4	2.4	3.910 ⁻⁶	0.91
1726-19	TW Oph	VIa	Pr1	0.54	1.210 ⁻⁶	0.50
1738-57	V Pav	VII	Pr1	1.2	6.210 ⁻⁶	1.2
1744-40	17446-4048	IIIa	Pr1	1.5	8.810 ⁻⁶	1.4
1744-78	17446-7809	VII	Pr1	0.86	7.710 ⁻⁶	1.3
1753-30	RAFGL 5416	IIIa	AP7	1.5	3.610 ⁻⁵	3.2
1755+58	T Dra	VII	Pr1(!!)	0.91	3.110 ⁻⁶	0.81	0.52	1.110 ⁻⁶	3.8	AP2
1758-17	RAFGL 2047	VII	AA4	2.3	6.410 ⁻⁶	1.2

Table 5a (continued) : C-rich sources

Estimations (present work)							Modelling			
n ^o	name1	region	ref.	d	\dot{M}	r _{CO}	d	\dot{M}	r _{CO}	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(11)
1758-22	17583-2201	IIIb	Pr2 †	2.9	1.210 ⁻⁵	1.7
1804-09	FX Ser	VII	Pr1	1.1	1.310 ⁻⁵	1.8
1819-27	RAFGL 2135	VII	AP8(!)	1.0	2.310 ⁻⁵	2.5	0.81	9.310 ⁻⁶	...	AP8
1823-06	RAFGL 2154	VII	AP4	1.6	2.610 ⁻⁵	2.7
1824+23	RAFGL 2155	VII	Pr1	1.0	1.310 ⁻⁵	1.8	1.3	1.510 ⁻⁵	14.	AP2
1824-08	18248-0839	IIIa	AA4	1.9	5.610 ⁻⁶	1.1
1826-12	18269-1257	IIIa	AA4	2.8	1.510 ⁻⁵	1.9
1827-47	18276-4717	VII	Pr1	0.74	8.210 ⁻⁶	1.4
1830+36	T Lyr	II	AP18†	1.2	6.910 ⁻⁶	1.3
1839+17	IRC+20370	VII	Pr1	0.60	4.910 ⁻⁶	1.0	0.79	9.110 ⁻⁶	11.	AP2
...	0.79	2.410 ⁻⁶	2.0	AA17
1839-02	IRC+00365	VII	AP4	0.91	1.910 ⁻⁵	2.3
1842+03	18424+0346	VII	AP10†	2.5	2.710 ⁻⁵	2.7
1847+09	RAFGL 2259	VII	AP4	1.5	1.510 ⁻⁵	1.9
1847-07	S Sct	VIa	AA8	0.62	1.010 ⁻⁵	1.6
1900+07	IRC+10401	VII	AP4	0.67	5.710 ⁻⁶	1.1
1901-05	V Aql	VIa	AA27(!)	0.35	4.910 ⁻⁷	0.32
1902+08	RAFGL 2316	IIIa	Pr2 †	2.6	1.910 ⁻⁵	2.2
1906+05	19068+0544	VII	AA4	2.6	2.010 ⁻⁵	2.3
1916-16	V1942 Sgr	VIa	AA8	0.88	1.510 ⁻⁶	0.55
1917-08	IRC-10502	VII	Pr1	0.75	1.010 ⁻⁵	1.5	0.80	5.710 ⁻⁶	...	AP8
1923+76	UX Dra	VII	AA5	0.90	2.310 ⁻⁶	0.68
1931-16	AQ Sgr	VII	AA8	1.4	5.310 ⁻⁶	1.1
1932+27	V1129 Cyg	VII	AP3 †	0.79	1.810 ⁻⁵	2.2
1934+12	19346+1209	VII	AP10(!)	3.5	2.110 ⁻⁵	2.4
1954+30	RAFGL 2477	IIIb	AA42(?)	2.4	5.510 ⁻⁵	4.1
1959+40	RAFGL 2494	IIIa	Pr1	1.1	1.410 ⁻⁵	1.9	1.7	2.410 ⁻⁵	...	AP8
2014-21	RT Cap	VII	Pr1(!!)	0.77	1.210 ⁻⁶	0.49
2039+47	V Cyg	VII	AA17	0.45	4.910 ⁻⁶	1.0	0.51	3.010 ⁻⁶	6.8	AP2
...	0.51	3.610 ⁻⁶	1.0	AA17
...	0.50	1.10 ⁻⁶	0.80	AA23
2043+38	20435+3825	VII	AA4	1.5	4.610 ⁻⁶	1.0
2053+55	20532+5554	IIIa	AA4	3.1	1.110 ⁻⁵	1.6
2056+27	RAFGL 2686	VII	AP3 †	1.0	1.610 ⁻⁵	2.0
2100+48	21003+4801	IIIa	AA16†	2.4	1.510 ⁻⁵	2.0
2103-00	RV Aqr	VII	Pr1	0.65	4.910 ⁻⁶	1.0	0.90	3.810 ⁻⁶	6.8	AP2
2103+51	V1549 Cyg	VII	AA16†	1.1	7.110 ⁻⁶	1.3
2114+51	21147+5110	IIIa	AP10†	2.9	3.310 ⁻⁵	3.1
2116-45	T Ind	VII	AA8	0.91	8.910 ⁻⁷	0.42
2119-69	Y Pav	VII	Pr1	1.7	7.210 ⁻⁶	1.3
2131+56	21318+5631	IIIb	AA13	1.2	1.710 ⁻⁵	2.1
2132+38	V1426 Cyg	VII	Pr1	0.73	4.610 ⁻⁶	1.0	0.78	2.310 ⁻⁶	5.6	AP2
2135+78	S Cep	VII	Pr1	0.46	6.810 ⁻⁶	1.2	0.40	2.10 ⁻⁶	1.0	AA23
2137+45	21373+4540	VII	AA4	1.8	8.110 ⁻⁶	1.4
2139+35	V460 Cyg	VIa	Pr1	0.71	2.510 ⁻⁶	0.72

Table 5a (continued) : C-rich sources

Estimations (present work)							Modelling			
n ^o ₋	name1	region	ref.	d	\dot{M}	r _{CO}	d	\dot{M}	r _{CO}	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(11)
2141+37	RV Cyg	VII	Pr1	0.85	3.7 10 ⁻⁶	0.90
2144+73	PQ Cep	VII	AP4	0.71	5.5 10 ⁻⁶	1.1
2144+49	21449+4950	VII	AA4	2.3	7.7 10 ⁻⁶	1.3
2148+53	21489+5301	IIIa	AA4	2.2	1.5 10 ⁻⁵	1.9
2224+60	RAFGL 2901	VII	AP4	1.2	2.2 10 ⁻⁵	2.5
2230+59	22303+5950	IIIb	AA4	2.9	1.7 10 ⁻⁵	2.1
2251+66	RAFGL 2985	VII	AA16†	1.9	1.1 10 ⁻⁵	1.6
2258+64	RAFGL 3011	VII	AP4	1.8	2.5 10 ⁻⁵	2.6
2316+16	RAFGL 3068	IIIa	Pr1	0.95	1.4 10 ⁻⁵	1.8	0.57	6.4 10 ⁻⁶	9.4	AP2
...	1.0	1.2 10 ⁻⁵	2.0	AA17
2325+10	RAFGL 3099	IIIa	AP2	1.3	1.1 10 ⁻⁵	1.6	0.50	1.3 10 ⁻⁶	5.1	AP2
2327+53	23279+5336	VII	AA4	2.2	4.1 10 ⁻⁶	0.94
2332+43	IRC+40540	VII	Pr1	0.65	7.4 10 ⁻⁶	1.3	0.96	2.1 10 ⁻⁵	17.	AP2
...	0.96	8.0 10 ⁻⁶	2.0	AA17
2343+03	TX Psc	VIa	AA27(!)	0.37	6.0 10 ⁻⁷	0.35

Table 5b : S stars

Estimations (present work)							Modelling			
n ^o ₋	name1	region	ref.	d	\dot{M}	r _{CO}	d	\dot{M}	r _{CO}	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(11)
0021+38	R And	IIIa	Pr1	0.38	3.0 10 ⁻⁶	0.79	0.31	3.2 10 ⁻⁷	2.3	AP2
0115+72	S Cas	IIIa	Pr1(!)	0.95	6.5 10 ⁻⁶	1.2
0214+44	W And	II	Pr1	0.48	2.2 10 ⁻⁶	0.67
0704+22	R Gem	VII	AA27	2.7	6.4 10 ⁻⁶	1.2
1912-07	W Aql	II	AA17	0.45	5.4 10 ⁻⁶	1.1	0.47	8.6 10 ⁻⁶	8.7	AP2
...	0.47	1.0 10 ⁻⁶	2.0	AA17
1935+50	R Cyg	VII	AP4	0.65	2.7 10 ⁻⁶	0.74	0.42	1.6 10 ⁻⁷	...	AP8
1948+32	χ Cyg	I	AP2	0.15	1.6 10 ⁻⁶	0.56	0.39	1.5 10 ⁻⁶	4.7	AP2
...	0.39	4.0 10 ⁻⁶	0.40	AA17
...	0.15	5. 10 ⁻⁷	0.60	AA23
2219-46	π1 Gru	IIIa	Pr1	0.21	2.1 10 ⁻⁶	0.65

Table 5c : O-rich sources

Estimations (present work)							Modelling			
n ^o ₋	name1	region	ref.	d	\dot{M}	r _{CO}	d	\dot{M}	r _{CO}	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(11)
0004+42	KU And	IIIa	Pr1	0.82	1.1 10 ⁻⁵	1.7	1.1	2.4 10 ⁻⁵	8.5	AP2
0019-40	00193-4033	IIIa	Pr1(!)	0.36	1.8 10 ⁻⁶	0.61
0020+55	T Cas	II	AP8(?)	0.29	1.0 10 ⁻⁶	0.46	0.16	6.4 10 ⁻⁶	...	AP8
0103+12	IRC+10011	IIIa	AP2(!)	0.54	1.8 10 ⁻⁵	2.2	0.51	1.2 10 ⁻⁵	6.3	AP2
...	0.51	2.4 10 ⁻⁵	0.50	AA17
0108+30	AW Psc	IIIa	Pr1(!)	1.5	1.1 10 ⁻⁵	1.7
0130+62	OH 127.8+0.0	IIIb	AA36(!)	1.5	3.2 10 ⁻⁶	0.82
0155+45	BD+44398	IIIa	Pr1	0.29	1.3 10 ⁻⁶	0.51
0216-03	Mira	II	AA17	0.11	2.5 10 ⁻⁷	0.24	0.08	5.7 10 ⁻⁷	0.15	AP2
...	0.08	1.0 10 ⁻⁶	0.03	AA17
...	0.08	1. 10 ⁻⁷	0.4	AP17
0231+64	V656 Cas	IIIa	AP4	0.95	1.2 10 ⁻⁵	1.8
0235-27	UU For	IIIa	Pr1	1.0	6.9 10 ⁻⁶	1.3
0252-50	R Hor	II	Pr1	0.19	6.2 10 ⁻⁷	0.36
0307-87	03074-8732	IIIa	Pr1	1.7	7.7 10 ⁻⁶	1.3
0320+65	OH 138.0+7.3	IIIb	AA36(!)	2.1	3.9 10 ⁻⁶	0.92
0328-15	03287-1535	IIIa	Pr1	2.2	1.2 10 ⁻⁵	1.7
0329+60	OH 141.7+3.5	IIIb	AA36†	3.4	7.6 10 ⁻⁶	1.3
0350+11	IK Tau	IIIa	AP2	0.26	7.5 10 ⁻⁶	1.3	0.27	4.5 10 ⁻⁶	3.9	AP2
...	0.27	4.0 10 ⁻⁶	0.30	AA17
...	0.35	1. 10 ⁻⁵	2.0	AA23
0402-15	V Eri	IIIa	AP3 †	0.46	3.0 10 ⁻⁶	0.80
0456+56	TX Cam	VII	AP2	0.33	3.8 10 ⁻⁶	0.91	0.36	9.3 10 ⁻⁷	2.4	AP2
...	0.36	3.0 10 ⁻⁶	3.6	AP6
...	0.36	4.7 10 ⁻⁵	0.1	AP6
0505-84	NSV 01835	IIIa	Pr1(!)	0.41	1.7 10 ⁻⁶	0.60
0507+52	IRC+50137	IIIb	Pr1	0.95	1.5 10 ⁻⁵	1.9	0.82	5.7 10 ⁻⁶	5.4	AP2
0509-11	RX Lep	II	AA15(!)	0.33	1.6 10 ⁻⁶	0.57
0509-48	S Pic	II	Pr1	0.41	1.6 10 ⁻⁶	0.57
0513+53	R Aur	II	Pr1(!)	0.35	1.6 10 ⁻⁶	0.57	0.37	4.6 10 ⁻⁷	1.8	AP2
0515+63	IRC+60154	IIIa	Pr1(!)	1.2	1.1 10 ⁻⁵	1.6
0541+69	BX Cam	IIIa	AP2(!)	0.62	1.2 10 ⁻⁵	1.7	0.80	1.0 10 ⁻⁵	6.0	AP2
0555+74	V Cam	IIIa	Pr1(!)	0.49	3.1 10 ⁻⁶	0.81
0555+38	V373 Aur	IIIa	AP8(!)	1.5	1.7 10 ⁻⁵	2.1	2.2	1.6 10 ⁻⁵	...	AP8
0608+21	TV Gem	II	AA27(!)	0.53	2.3 10 ⁻⁶	0.69
0619-03	V654 Mon	IIIa	Pr1	1.8	1.3 10 ⁻⁵	1.8
0629+40	IRC+40156	IIIa	Pr1	1.64	1.8 10 ⁻⁵	2.2
0630+60	AP Lyn	IIIa	Pr1	0.69	8.5 10 ⁻⁶	1.4	0.75	5.5 10 ⁻⁶	4.9	AP2
0645-08	HR 2508	I	AA15(?)	0.51	1.7 10 ⁻⁶	0.59
0650+08	GX Mon	VII	AA13	0.46	9.3 10 ⁻⁶	1.5
0715-34	RAFGL 1099	IIIa	Pr1	0.50	3.0 10 ⁻⁶	0.79
0724+46	Y Lyn	IIIa	Pr1(!)	0.42	1.4 10 ⁻⁶	0.54	0.56	3.8 10 ⁻⁷	2.2	AP6
...	0.46	1.6 10 ⁻⁶	0.16	AP6
0755-58	V341 Car	VIa	Pr1	0.52	2.4 10 ⁻⁵	2.6
0907+31	RS Cnc	II	Pr1	0.26	1.4 10 ⁻⁶	0.53	0.41	2.5 10 ⁻⁷	1.9	AP2

Table 5c (continued) : O-rich sources

Estimations (present work)							Modelling			
n°	name1	region	ref.	d	\dot{M}	r _{CO}	d	\dot{M}	r _{CO}	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(11)
0923-23	LP Hya	IIIa	Pr1	1.0	9.410 ⁻⁶	1.5
0942+34	R LMi	II	AA23	0.33	5.610 ⁻⁷	0.34	0.35	5.10 ⁻⁷	0.25	AA23
0942-21	IW Hya	IIIa	AP3 †	0.88	1.510 ⁻⁵	2.0
0944+11	R Leo	I	AP2(!!)	0.14	2.510 ⁻⁷	0.24	0.30	8.010 ⁻⁸	1.2	AP2
...	0.24	6.10 ⁻⁷	0.2	AA23
1058-18	R Crt	IIIa	Pr1	0.25	1.610 ⁻⁶	0.56
1129-44	11296-4431	IIIa	Pr1(!!)	2.8	1.510 ⁻⁵	1.9
1146-35	HD 102608	IIIa	AP3 †	0.30	1.810 ⁻⁶	0.61
1227+04	BK Vir	II	AA16†	0.31	1.210 ⁻⁶	0.49
1237-49	12379-4959	IIIa	Pr1	1.3	4.810 ⁻⁶	1.0
1238+56	Y UMa	II	Pr1	0.44	2.010 ⁻⁶	0.64
1238-45	12384-4536	IIIa	Pr1	1.1	4.410 ⁻⁶	0.98
1300+05	RT Vir	IIIa	AP7	0.28	1.310 ⁻⁶	0.51	0.97	1.310 ⁻⁶	2.9	AP2
...	1.0	6.10 ⁻⁶	1.0	AA23
1311-02	SW Vir	IIIa	Pr1	0.21	1.210 ⁻⁶	0.50	0.37	6.610 ⁻⁷	2.4	AP6
...	0.37	2.710 ⁻⁶	0.15	AP6
1326-23	R Hya	II	AA15(?)	0.13	2.210 ⁻⁷	0.23	0.13	6.110 ⁻⁶	0.79	AP6
...	0.13	6.610 ⁻⁶	0.02	AP6
1330-06	S Vir	II	AA15(?)	0.41	7.110 ⁻⁷	0.38
1346-28	W Hya	I	AA23	0.12	1.610 ⁻⁷	0.20	0.10	5.110 ⁻⁸	0.63	AP6
...	0.10	6.810 ⁻⁶	0.02	AP6
...	0.25	6.10 ⁻⁷	0.30	AA23
1408-07	RAFGL 1686	IIIa	Pr1	1.5	7.110 ⁻⁶	1.3
1421+25	RX Boo	IIIa	AP2	0.20	1.710 ⁻⁶	0.59	0.22	3.310 ⁻⁷	1.5	AP2
...	0.45	2.10 ⁻⁶	0.7	AA23
1437+32	RV Boo	IIIa	Pr1	0.71	2.410 ⁻⁶	0.70
1442-45	14429-4539	IIIb	Pr1	5.8	6.110 ⁻⁵	4.4
1459-44	14591-4438	IIIa	Pr1	0.60	4.710 ⁻⁶	1.0
1519+31	S CrB	IIIa	AA23	0.66	1.510 ⁻⁶	0.55	0.42	6.10 ⁻⁷	0.30	AA23
1522-36	RAFGL 1771	IIIa	Pr1	0.81	4.710 ⁻⁶	1.0
1525+19	WX Ser	IIIa	AP8(?)	1.2	5.410 ⁻⁶	1.1	0.72	5.310 ⁻⁷	...	AP8
1533-64	15332-6430	IIIa	Pr1	1.5	9.610 ⁻⁶	1.5
1548+15	R Ser	II	AP18†	0.30	9.210 ⁻⁷	0.43
1601+47	X Her	IIIa	Pr1	0.29	2.110 ⁻⁶	0.65	0.45	8.910 ⁻⁷	2.9	AP6
...	0.45	2.010 ⁻⁵	0.08	AP6
1602-30	OH 345.0+15.7	IIIb	Pr1	1.9	1.910 ⁻⁵	2.2
1623+19	U Her	II	AA15(?)	0.18	3.810 ⁻⁷	0.29
1626+41	g(30) Her	II	Pr1	0.20	5.510 ⁻⁷	0.34	0.33	1.910 ⁻⁷	1.2	AP6
...	0.33	2.110 ⁻⁷	0.62	AP6
1641+54	S Dra	IIIa	Pr1(!!)	0.69	1.510 ⁻⁶	0.55
1708+64	TV Dra	II	Pr2 †	0.68	6.910 ⁻⁷	0.37
1710-10	IRC-10359	IIIa	Pr1	0.80	4.310 ⁻⁶	0.97
1711+08	V2108 Oph	IIIa	Pr2 †	0.50	1.510 ⁻⁶	0.54
1712-48	17125-4814	IIIa	Pr1	2.6	1.110 ⁻⁵	1.6

Table 5c (continued) : O-rich sources

Estimations (present work)							Modelling			
n°	name1	region	ref.	d	\dot{M}	r _{CO}	d	\dot{M}	r _{CO}	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(kpc)	(M _⊙ .yr ⁻¹)	(10 ¹⁷ cm)	(11)
1729+17	IRC+20326	IIIa	Pr1	0.79	1.410 ⁻⁵	1.8	1.2	2.010 ⁻⁵	15.	AP2
...	1.2	1.610 ⁻⁵	3.0	AA17
1731-62	17319-6234	IIIa	Pr1	1.2	1.510 ⁻⁵	1.9
1733+15	MW Her	IIIa	AP4	0.91	1.410 ⁻⁵	1.9
1737-30	17371-3021	IIIa	AA4	1.3	7.010 ⁻⁶	1.3
1741-31	RAFGL 5379	IIIb	AP7 †	0.58	1.210 ⁻⁵	1.7
1743-15	OH 11.4+6.6	IIIa	AA36(!)	1.9	7.310 ⁻⁶	1.3
1744-29	17443-2949	IV	Pr2 †	5.5	4.710 ⁻⁵	3.8
1749-25	17495-2534	IIIb	Pr2(†)	4.2	2.610 ⁻⁵	2.7
1821-16	RAFGL 2143	IIIb	Pr2 †	1.8	1.810 ⁻⁵	2.2
1828+21	AC Her	IIIb	AA14†	3.4	1.910 ⁻⁶	0.62
1833+05	RAFGL 2199	IIIa	Pr1(!)	1.0	2.010 ⁻⁵	2.3	2.0	2.510 ⁻⁵	17.	AP2
1834-05	OH 26.5+0.6	IV	AA36†	0.95	6.610 ⁻⁶	1.2
1834+10	V1111 Oph	VII	AP2(!)	0.57	1.110 ⁻⁵	1.6	0.50	5.510 ⁻⁶	5.0	AP2
1840+28	FI Lyr	IIIa	Pr1(!)	0.88	4.310 ⁻⁶	0.96
1841+13	IRC+10374	IIIa	AP4	0.88	8.010 ⁻⁶	1.4
1846-02	OH 30.1-0.7	IV	AA36	2.2	1.410 ⁻⁵	1.8
1846-48	OH 348.2-19.7	IIIb	Pr1	1.2	1.510 ⁻⁵	1.9
1856+08	OH 39.7+1.5	IIIb	AA36†	1.1	7.310 ⁻⁶	1.3
1859-39	RS CrA	II	AP7	0.28	4.710 ⁻⁶	1.0
1905-22	V3880 Sgr	IIIa	AP7	0.91	1.110 ⁻⁵	1.6
1909-32	V342 Sgr	IIIa	Pr1	0.56	4.110 ⁻⁶	0.94
1915-17	RAFGL 2361	IIIa	Pr1	0.85	4.410 ⁻⁶	0.97
1916+23	RAFGL 2362	IIIb	AP7	2.0	3.310 ⁻⁵	3.1
1917-26	RAFGL 2370	IIIb	Pr1	2.2	2.210 ⁻⁵	2.5
1919+09	OH 44.8-2.3	IIIb	AA36	1.3	9.510 ⁻⁶	1.5
1924-17	IRC-20563	IIIa	Pr1	0.86	3.310 ⁻⁶	0.84
1928+19	OH 55.0+0.7	IIIb	AA42	2.4	8.610 ⁻⁶	1.4
1947-07	GY Aql	IIIa	Pr1	0.54	7.610 ⁻⁶	1.3	0.90	6.710 ⁻⁶	7.3	AP6
...	0.90	3.610 ⁻⁵	0.30	AP6
1955-02	RR Aql	II	AA23	0.42	1.110 ⁻⁶	0.48	0.67	1.10 ⁻⁶	0.70	AA23
2003-27	V1943 Sgr	II	Pr1(!)	0.22	5.110 ⁻⁷	0.33
2004-42	V2234 Sgr	IIIa	Pr1	0.76	5.310 ⁻⁶	1.1
2007-60	X Pav	IIIa	Pr1	0.27	1.510 ⁻⁶	0.56
2007-06	V1300 Aql	IIIa	Pr1	0.66	1.310 ⁻⁵	1.8	0.62	1.310 ⁻⁵	7.9	AP2
2013-71	NSV 12961	IIIa	Pr1(!!)	1.2	4.410 ⁻⁶	0.98
2023-13	OH 30.7-27.1	IIIa	AA36	1.6	7.010 ⁻⁶	1.3
2024+75	UU Dra	IIIa	Pr1	0.92	4.210 ⁻⁶	0.95
2024-28	T Mic	II	Pr1	0.20	5.610 ⁻⁷	0.34
2026+21	OH 63.3-10.2	IIIa	AA36	1.5	1.410 ⁻⁵	1.9
2044-01	FP Aqr	IIIa	Pr1(!)	0.54	2.210 ⁻⁶	0.68
2048-72	20484-7202	IIIa	Pr1	0.68	3.210 ⁻⁶	0.83
2054-65	20541-6549	IIIa	Pr1	0.49	2.210 ⁻⁶	0.68
2104-16	RS Cap	IIIa	Pr1	0.43	1.110 ⁻⁶	0.47
2106-38	RAFGL 5592	IIIa	Pr1	0.80	3.910 ⁻⁶	0.92

Table 5c (continued) : O-rich sources

Estimations (present work)							Modelling			
n°	name1	region	ref.	d	\dot{M}	r_{CO}	d	\dot{M}	r_{CO}	ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(kpc)	($M_{\odot} \cdot yr^{-1}$)	($10^{17} cm$)	(kpc)	($M_{\odot} \cdot yr^{-1}$)	($10^{17} cm$)	(11)
2108+68	T Cep	II	AA15(?)	0.14	$5.5 \cdot 10^{-7}$	0.34
2128+10	UU Peg	IIIa	AA16	0.80	$5.0 \cdot 10^{-6}$	1.0
...	0.27	$9 \cdot 10^{-7}$	0.90	AA23
2138+54	RU Cyg	IIIa	AA16†	0.56	$5.3 \cdot 10^{-6}$	1.1
2143-02	EP Aqr	IIIa	Pr1	0.25	$1.8 \cdot 10^{-6}$	0.61
2155+62	21554+6204	IIIb	Pr1	2.5	$3.8 \cdot 10^{-5}$	3.3
2201+28	TW Peg	IIIa	AP3 †	0.58	$3.4 \cdot 10^{-6}$	0.86
2203+35	SV Peg	IIIa	AP7	0.69	$4.0 \cdot 10^{-6}$	0.93
2209+56	CU Cep	IIIa	AP7	1.2	$4.4 \cdot 10^{-6}$	0.97
2217+59	OH 104.9+2.4	IIIb	AA36(!)	1.3	$3.4 \cdot 10^{-6}$	0.85
2219-07	DZ Aqr	IIIa	Pr1	0.84	$2.2 \cdot 10^{-6}$	0.67
2252-29	V PsA	II	AP14†	0.36	$4.7 \cdot 10^{-6}$	1.0
2255+58	RAFGL 2999	IIIa	AP7	1.6	$3.2 \cdot 10^{-5}$	3.0
2321-45	RAFGL 4296	IIIa	Pr1(!)	1.1	$9.4 \cdot 10^{-6}$	1.5
2349+61	IRC+60427	IIIa	AA16†	0.56	$4.3 \cdot 10^{-6}$	0.97
2355+51	R Cas	II	AP2	0.20	$2.2 \cdot 10^{-6}$	0.68	0.22	$4.5 \cdot 10^{-7}$	1.6	AP2
...	0.27	$9 \cdot 10^{-7}$	0.90	AA23

CHAPITRE 4

CARTOGRAPHIES DE L'ÉMISSION CO(1-0) ET CO(2-1)

D'ÉTOILES AGB TYPES

I. INTRODUCTION

Depuis les débuts de la radioastronomie millimétrique en 1970 à l'observatoire de Kitt Peak (Arizona), l'émission de la molécule CO dans les enveloppes circumstellaires d'étoiles évoluées a été abondamment observée et est à présent détectée dans plusieurs centaines de sources (chapitre précédent). La majorité de ces observations a été réalisée dans les six dernières années. Deux types de travaux ont été effectués, d'une part des surveys systématiques ayant pour but d'améliorer notre connaissance statistique des propriétés des enveloppes circumstellaires (voir par exemple Knapp et Morris, 1985 ; Nyman et al., 1991), d'autre part des études pointues de sources particulières. Ces dernières études ont pour but, soit de mettre en évidence des objets ayant des propriétés inhabituelles, soit de modéliser en détail la source pour en déduire les paramètres physiques de l'enveloppe.

Les modélisations requièrent en principe des données de bonne qualité et dans plusieurs transitions afin de contraindre la température d'excitation de la molécule. Des cartographies fournissent encore de meilleures contraintes, et permettent de se faire une idée de la distribution spatiale de la molécule dans l'enveloppe. En particulier, les molécules sont fortement dissociées par l'ultra-violet du champ de rayonnement du milieu interstellaire et l'étendue observée peut être comparée aux modèles de photodissociation.

Le nombre de sources dont l'émission millimétrique de CO a été cartographiée est encore très restreint. Ceci provient principalement du fait que les sources sont généralement petites et vues comme des objets ponctuels par la plupart des antennes millimétriques. L'avènement de l'antenne de 30 m de Pico Veleta (Espagne) permet cependant de cartographier les sources les moins éloignées. Dans un proche avenir, l'interférométrie millimétrique devrait permettre d'obtenir des cartes détaillées pour un grand nombre de sources. A présent, et compte tenu de ce travail, il n'y a pas plus de dix enveloppes circumstellaires d'étoiles AGB ayant été cartographiées, en particulier Mira (PLanesas et al., 1990), et IRC+10216 (Huggins et al., 1988). Par contre, de nombreuses cartes de nébuleuses planétaires sont maintenant disponibles car ces objets sont plus étendus (Masson et al., 1985 ; Bachiller et al., 1989a, 1989b, 1990 ; Sahai et al., 1990 ; Healy et Huggins, 1990 ; Forveille et al., 1991).

Nous présentons ici des cartographies de l'émission de CO dans les transitions $J=1-0$ et $J=2-1$ de cinq enveloppes circumstellaires d'étoiles AGB. Ces cinq sources peuvent être considérées comme des prototypes représentant les étoiles AGB, pour différentes compositions chimiques et différents taux de perte de masse. IK Tau et IRC+10011 sont toutes deux riches en oxygène et caractérisées par la présence de poussières composées de silicates (figure 1). Dans IK Tau, la bande d'émission des silicates à $10 \mu m$ est fortement en émission, alors qu'elle est à la transition entre émission et absorption dans IRC+10011 (cf. *IRAS, Atlas of Low Resolution spectra*, 1986, et Cohen et Volk, 1989), indiquant que le taux de perte de

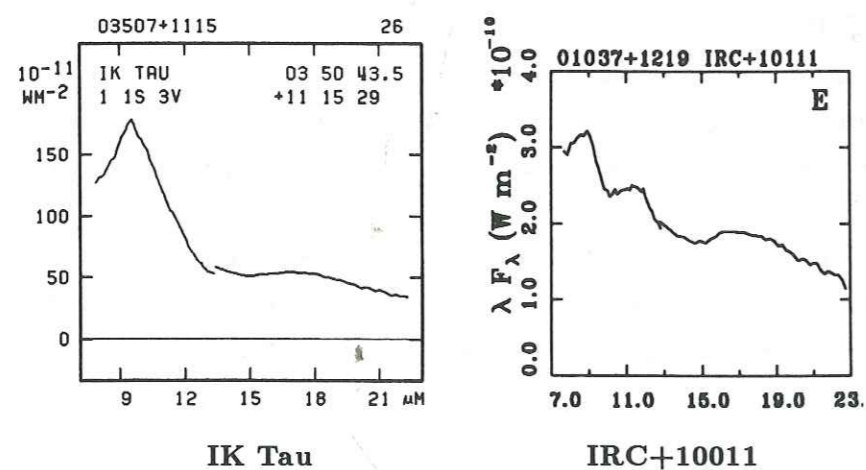
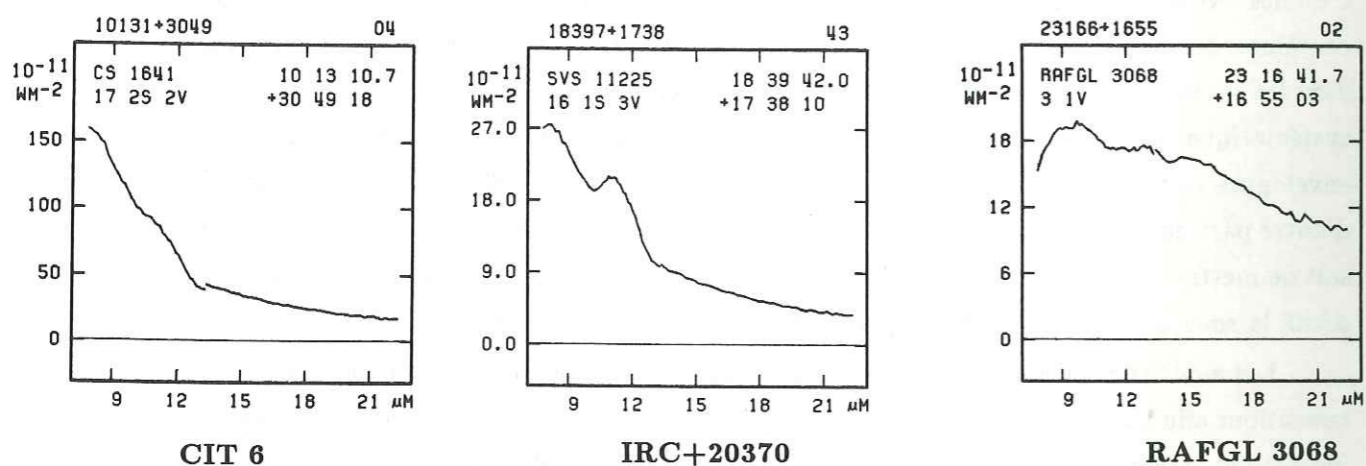


Figure 1 : spectres LRS des cinq sources.

masse de IRC+10011 devrait être environ 3 fois plus élevée que celui de IK Tau (Bedijn, 1987). IRC+20370, CIT 6, et RAFGL 3068 sont trois sources riches en carbone bien connues. Dans le spectre infrarouge des deux premières on retrouve la signature caractéristique du carbure de silicium à $11.3 \mu\text{m}$, alors que cette signature semble absente dans le spectre LRS de RAFGL 3068 (figure 1). Au moins pour l'émission infrarouge, RAFGL 3068 est la plus optiquement épaisse des trois sources, et il est possible que la bande de SiC soit en partie auto-absorbée (voir aussi chapitres 1 et 6).

Dans ce chapitre, nous présentons simplement nos observations et en tirons les remarques qui s'imposent sur la symétrie sphérique des sources et l'étendue de CO. Nous comparons cette étendue au modèle de photodissociation de CO de Mamon et al. (1988) et à de précédents travaux de modélisation. Par contre, il n'est pas dans l'objet de ce chapitre de présenter une modélisation de l'émission de CO dans ces cinq sources. Cette analyse sera réalisée ultérieurement.

II. OBSERVATIONS

Les observations ont été réalisées en juillet 1988 avec l'antenne de 30 m de l'IRAM basée à Pico Veleta (Espagne). Les transitions CO(1-0) et CO(2-1) ont été observées simultanément, en utilisant deux récepteurs de type SiS. Les températures de système étaient de typiquement 750 et 1700 K à 115 GHz et 230 GHz respectivement. Le backend était constitué par un filtre de 512 canaux et divisé en deux parties pour la simultanéité des observations. La résolution spectrale était de 1 MHz, conduisant à une résolution de 2.6 et 1.3 km/s à 115 et 230 GHz. La largeur du lobe de l'antenne est de respectivement $23''$ et $12''$ à ces deux fréquences, pour des rendements du lobe principal de 0.6 et 0.45.

Les cartographies ont été réalisées en intégrant sur des positions sur le ciel séparées de $5''$, ce qui correspond à peu près à un demi-lobe à 230 GHz. Nous avons utilisé une procédure de "raster" le long de lignes parallèles : 3 positions étaient observées pour chaque position de référence avec un temps d'intégration de 30s. Le temps d'intégration total sur le point central est compris entre 35 et 45 mn selon la source, pour quelques minutes sur les autres positions. Le pointage de l'antenne a été régulièrement vérifié toutes les demi-heures ou toutes les heures. Comme l'émission CO des cinq sources est très intense, le pointage était réalisé directement sur la source observée plutôt qu'en utilisant des sources de références selon la procédure suivante : une croix était faite autour du point central, puis le décalage par rapport à la position centrale était estimé en faisant passer une gaussienne sur les aires intégrées mesurées ; l'opération était répétée au moins une fois, puis éventuellement jusqu'à obtenir une précision sur le pointage de 2 à $3''$.

Les paramètres observationnels des positions centrales sont présentés dans la table 1, et les spectres correspondants dans la figure 2. Les cartes sont présentées dans la figure 3. Les cinq sources sont clairement résolues par l'antenne de 30 m de l'IRAM, c'est à dire

Table 1: Paramètres observés à la position centrale

source (1)	transition (2)	V_{lsr} $km.s^{-1}$ (3)	V_e $km.s^{-1}$ (4)	T_{mb} K (5)	I $K.km.s^{-1}$ (6)	rms mK (7)
CIT 6	CO(1-0)	- 1.4	15.8	5.7	181.	22
	CO(2-1)	- 0.8	16.	7.1	194.	44
IRC+20370	CO(1-0)	- 0.3	13.2	3.6	83.4	24
	CO(2-1)	- 0.4	13.4	4.6	93.9	25
RAFGL 3068	CO(1-0)	-30.7	13.4	4.8	102.	32
	CO(2-1)	-30.5	14.3	6.1	113.	43
IK Tau	CO(1-0)	+34.2	17.9	2.3	101.	26
	CO(2-1)	+34.5	20.	4.1	138.	29
IRC+10011	CO(1-0)	+10.2	18.3	2.7	92.1	24
	CO(2-1)	+ 9.7	18.7	3.3	98.0	32

Ces paramètres ont été déduits en ajustant des profils théoriques paraboliques (concaves ou convexes selon l'opacité) sur les profils observés (voir par exemple Knapp et Morris, 1985) après soustraction d'une ligne de base. Le temps total d'intégration sur la position (0,0) varie entre 35 et 45 mn selon la source. (3) vitesse de la source. (4) vitesse d'expansion de l'enveloppe définie comme la demi-largeur à la base de la raie (intensité zéro). (5) température de brillance au centre de la raie. (6) aire intégrée sous la raie. (7) Niveau du bruit en dehors de la raie.

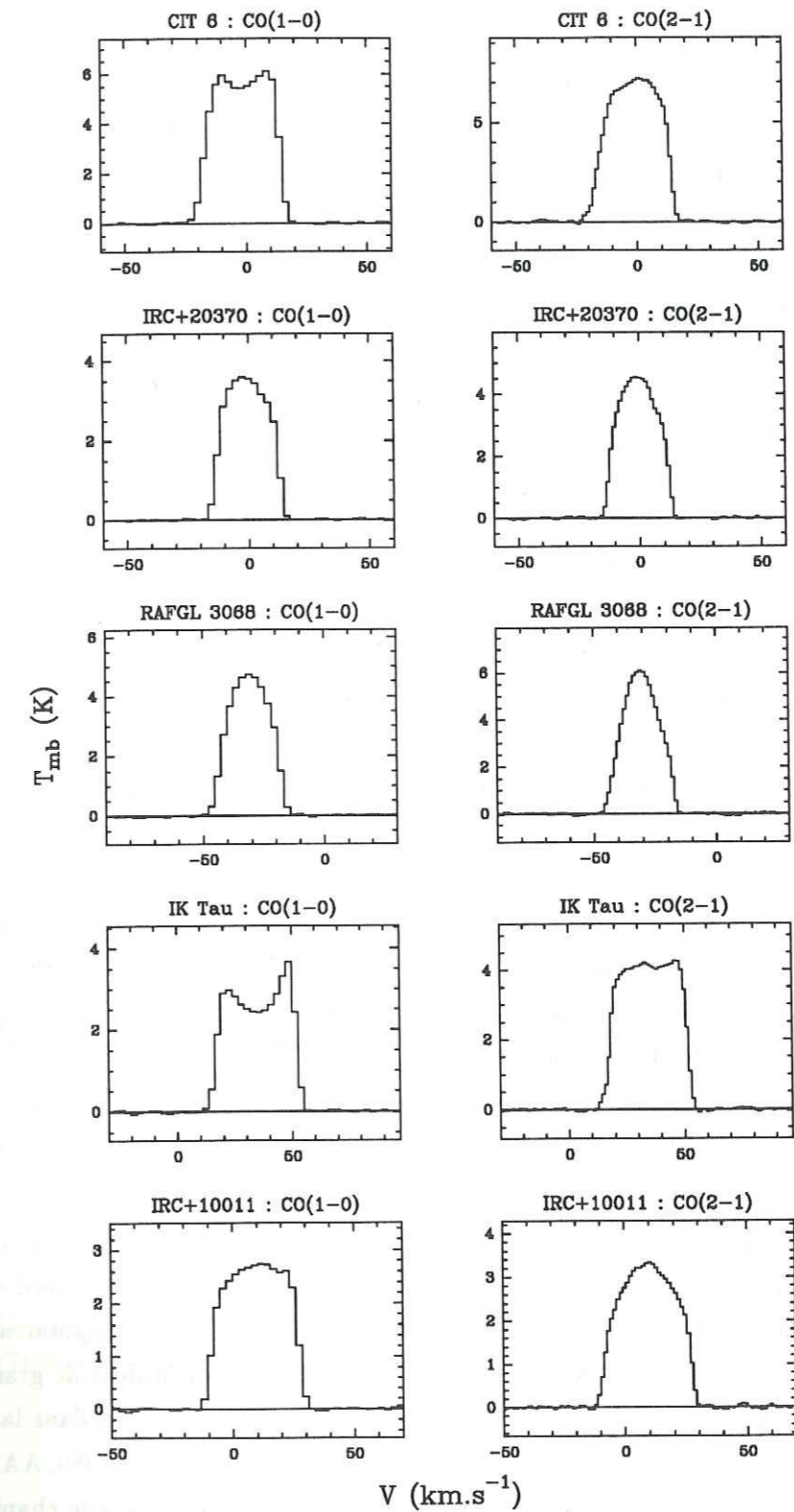


Figure 2 : spectres observés à la position centrale.

que l'émission CO(2-1) est plus étendue que 12". D'après les spectres de la figure 2, les cinq sources sont optiquement épaisses dans la transition CO(2-1) (profils paraboliques), ainsi que IRC+20370, RAFGL 3068, et IRC+10011 dans la transition CO(1-0). CIT 6 et IK Tau ont un profil d'émission dans la transition CO(1-0) typique d'une enveloppe résolue ("à deux cornes"), ne permettant pas a priori de conclure sur l'opacité de la transition. Néanmoins, ces deux profils sont asymétriques. Le pic bleu est moins intense, ce qui indique de l'auto-absorption dans l'enveloppe. D'une façon générale, tous les profils de la figure 2 sont légèrement asymétriques. L'examen des cartes de la figure 3 montre qu'il n'y a pas d'écart significatif à la symétrie sphérique.

III. ÉTENDUE DE L'ÉMISSION DE CO

En plus des cartes, la figure 4 présente le profil d'émission de CO en fonction de la distance au point central. Ces profils ont été calculés en prenant une moyenne circulaire sur les aires intégrées à égale distance de la position (0,0). La détermination de ces profils nécessite une interpolation. La stabilité de l'algorithme est mal assurée lorsque les positions observées ne sont pas symétriques par rapport au point central (en élévation et en déclinaison). C'est pourquoi les profils ne sont pas présentés pour IRC+20370 et pour la transition CO(2-1) dans CIT 6.

D'après les figures 3 et 4, l'étendue de CO est de typiquement 30" pour CIT 6, et de 20" pour les quatre autres sources, avec une incertitude de $\pm 6''$ due à la largeur du lobe de l'antenne à 230 GHz. Dans la table 2, nous avons compilé les distances des sources, leur taux de perte de masse \dot{M}_g et rayons de photodissociation r_m estimés par différents auteurs sur la base de modélisations, nos propres estimations de ces deux paramètres d'après le chapitre 3, le rayon angulaire observé, et le rayon correspondant pour la distance indiquée. Compte tenu de l'incertitude sur le rayon angulaire observé, la valeur de R_{CO} observée est incertaine par environ 30%.

Nous avons insisté dans le chapitre précédent (section IV) sur l'importance de la valeur de r_m utilisé dans les modélisations pour déduire le taux de perte de masse. Les premières modélisations ont été réalisées par Knapp et Morris (1985, AP2). Ils ne disposaient pas encore cependant de modèles de photodissociation de CO détaillés et utilisaient de grandes valeurs de r_m par rapport aux estimations actuelles. Nous pouvons voir en effet dans la table 2 que les travaux ultérieurs de Sopka et al. (1989, AA17), et Bujarrabal et al. (1989, AA23) utilisent systématiquement des valeurs plus faibles. Nous rappelons ici que, dans le chapitre 3, \dot{M} et r_m ont été calculés conjointement (de façon cohérente), en utilisant les récents résultats de Mamon et al. (1988) sur les calculs de photodissociation de CO, ce qui conduit également à des valeurs de r_m plus faibles (le lecteur pourra se reporter à la section IV du chapitre 3 pour davantage de précisions). D'après la table 2, et compte tenu de l'incertitude sur les valeurs observées due à la largeur du lobe de l'antenne, il y a un bon accord entre les valeurs

Table 2: étendue de CO

source (1)	d kpc (2)	\dot{M}_g $10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (3)	r_m 10^{17} cm (4)	ref. (5)	$\Phi/2$ " (6)	r_{obs} 10^{17} cm (7)
CIT 6	0.38	9.9	1.5	Chap.3	30 - 35	1.7 - 2.0
	0.19	2.6	5.5	AP2		
	0.39	4.8	1.5	AA17		
IRC+20370	0.60	4.9	1.0	Chap.3	15 - 20	1.3 - 1.8
	0.79	9.1	11.	AP2		
	0.79	2.4	2.0	AA17		
RAFGL 3068	0.95	14.	1.8	Chap.3	20 - 25	2.9 - 3.6
	0.57	6.4	9.4	AP2		
	1.0	12.	2.0	AA17		
IK Tau	0.26	7.5	1.3	Chap.3	~ 20	~ 0.8
	0.27	4.5	3.9	AP2		
	0.27	4.0	0.3	AA17		
	0.35	10.	2.0	AA23		
IRC+10011	0.54	18.	2.2	Chap.3	~ 20	~ 1.6
	0.51	12.	6.3	AP2		
	0.51	24.	0.5	AA17		

Comparaison des différentes estimations de l'étendue de CO. (2) distance. (3) et (4) taux de perte de masse en gaz et rayon maximal de CO utilisé pour calculer \dot{M}_g . (5) références: le chapitre 3 donne une estimation basée sur Knapp et Morris (1985) et Mamon et al. (1988), alors que les autres références sont des modélisations, AP2: Knapp et Morris (1985), AA17: Sopka et al. (1989), AA23: Bujarrabal et al. (1989). (6) rayon angulaire de la source observé dans la transition CO(2-1). (7) rayon correspondant pour la distance estimée au chapitre 3.

observées et celles reposant sur le travail de Mamon et al. (1988).

Utilisant de plus faibles valeurs de r_m , Sopka et al. (AA17), Bujarrabal et al. (AA23), et nous-mêmes, devraient déduire des taux de perte de masse plus élevés, ou à peu près égaux dans les cas optiquement épais (voir équation 4 du chapitre 3), que ceux de Knapp et Morris (AP2). D'après la table 2, ceci est vérifié pour les estimations du chapitre 3 (après corrections des différences entre les distances) pour lesquelles ont été sélectionnées des observations utilisant un télescope suffisamment petit pour ne pas résoudre l'enveloppe (donc pas les observations présentées ici). Par contre, Sopka et al. trouvent des taux de perte de masse plus faibles que ceux de Knapp et Morris pour CIT 6, IRC+20370, et RAFGL 3068. Ils ont utilisé l'antenne de 20 m de l'OSO dont la largeur de lobe est de $16''$ à 230 GHz. Les cinq sources devraient donc être résolues par ce télescope, en particulier CIT 6 et RAFGL 3068. En conséquence les intensités des raies observées sont plus faibles et les profils sont modifiés de telle façon que la source apparaît moins optiquement épaisse qu'elle n'est en réalité. Pour IRC+20370, il faut ajouter que l'observation de Sopka et al. est très bruitée. Aussi bien pour Sopka et al. (1989) que pour Bujarrabal et al. (1989) qui utilisaient l'antenne de l'IRAM, les valeurs des taux de perte de masse doivent plutôt être considérées comme des limites inférieures. Pour IRC+10011, Sopka et al. obtiennent malgré tout un taux de perte de masse très élevé, mais la valeur de r_m est particulièrement petite, probablement trop pour une source aussi optiquement épaisse.

Un grand projet est maintenant en cours pour cartographier systématiquement les enveloppes circumstellaires d'étoiles AGB avec l'antenne de 30 m de l'IRAM et l'interféromètre du plateau de Burre. Des analyses détaillées devraient alors permettre de préciser les conditions d'excitation et de photodissociation des molécules dans l'enveloppe. Pour l'instant, les résultats de Mamon et al. semblent être en bon accord à la fois avec les observations, mais aussi avec les récentes modélisations de Bujarrabal et al. (1989).

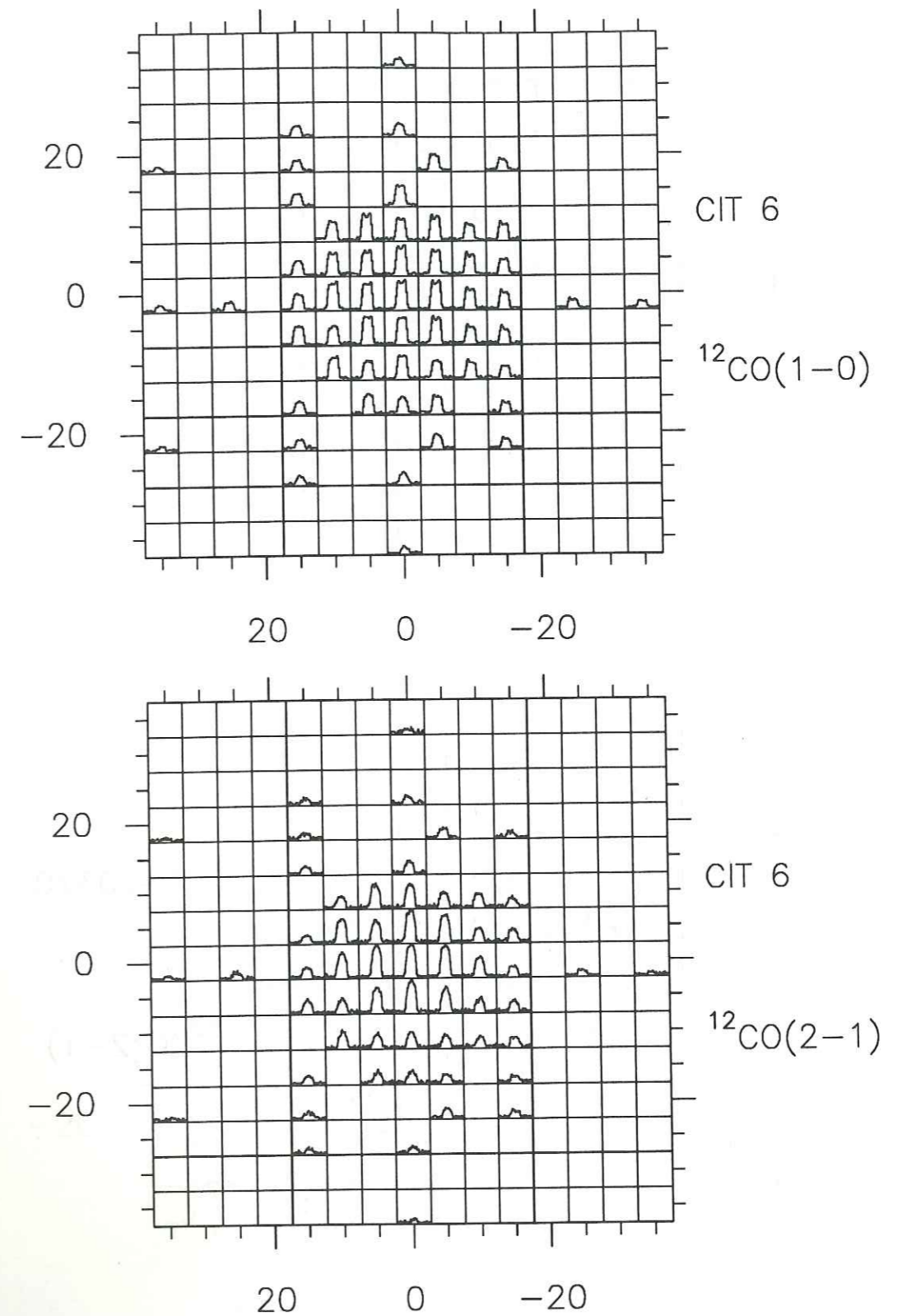


Figure 3 : spectres observés en fonction de l'écart à la position centrale en $''$. (horizontalement : ascension droite, verticalement : déclinaison).

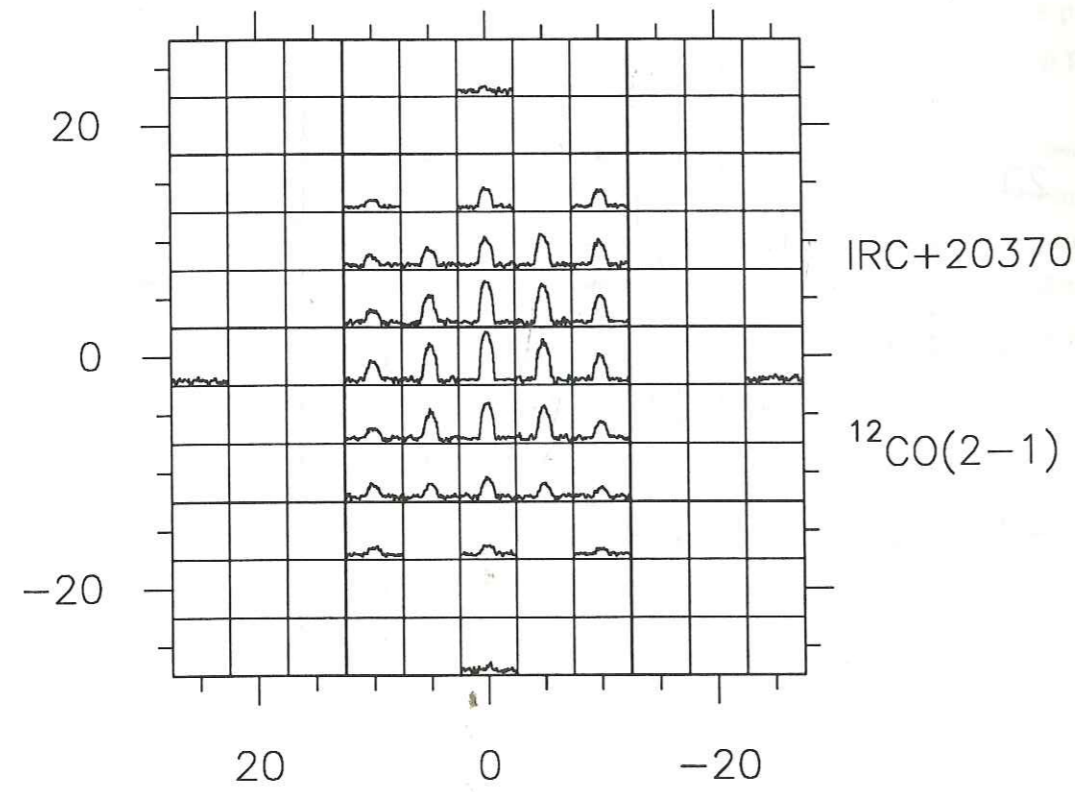
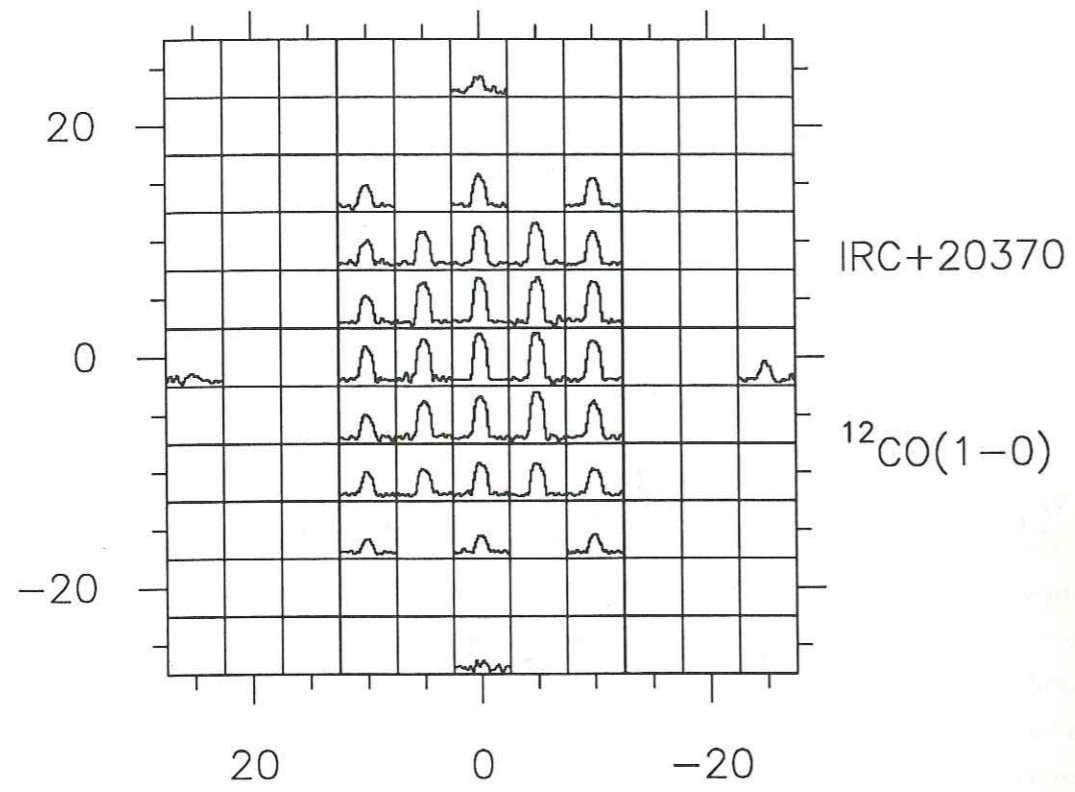


Figure 3 (suite)

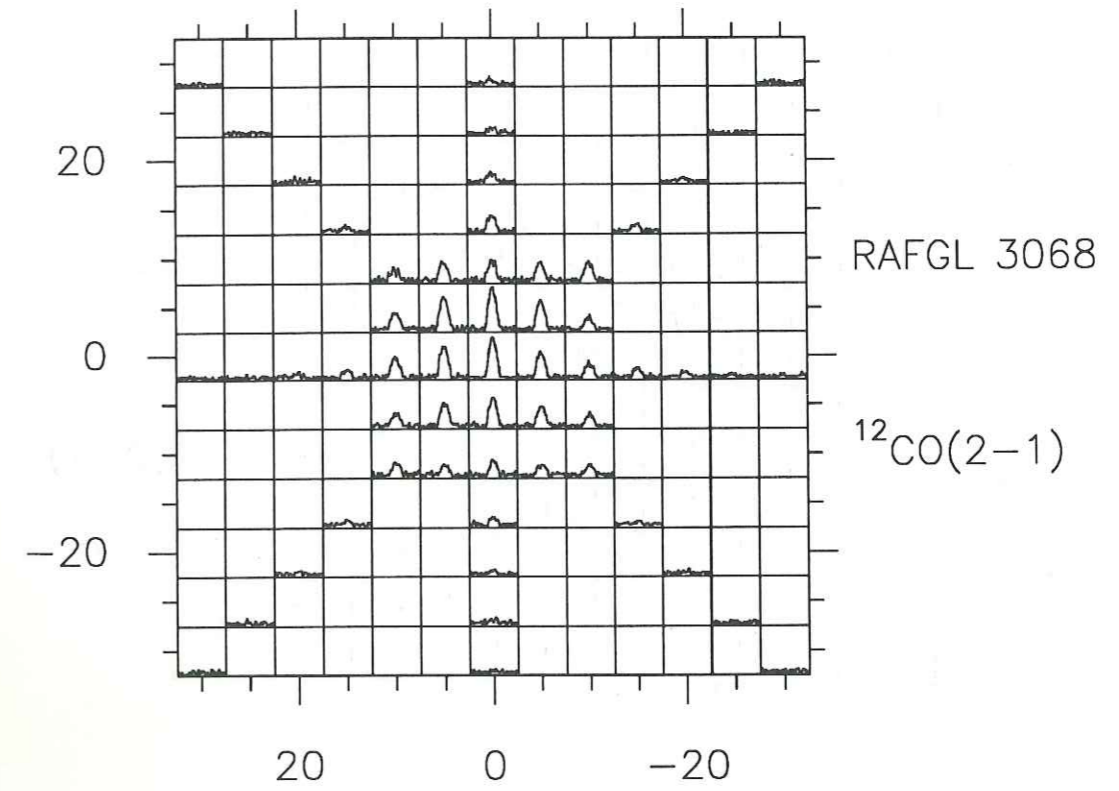
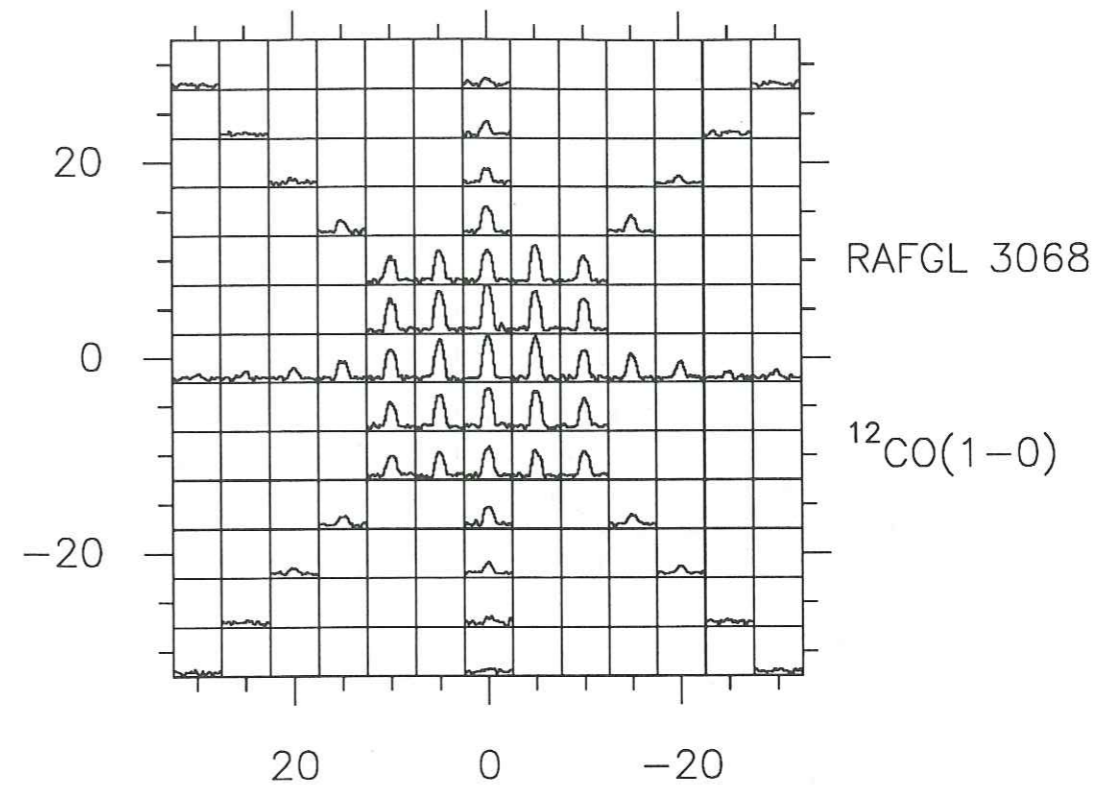


Figure 3 (suite)

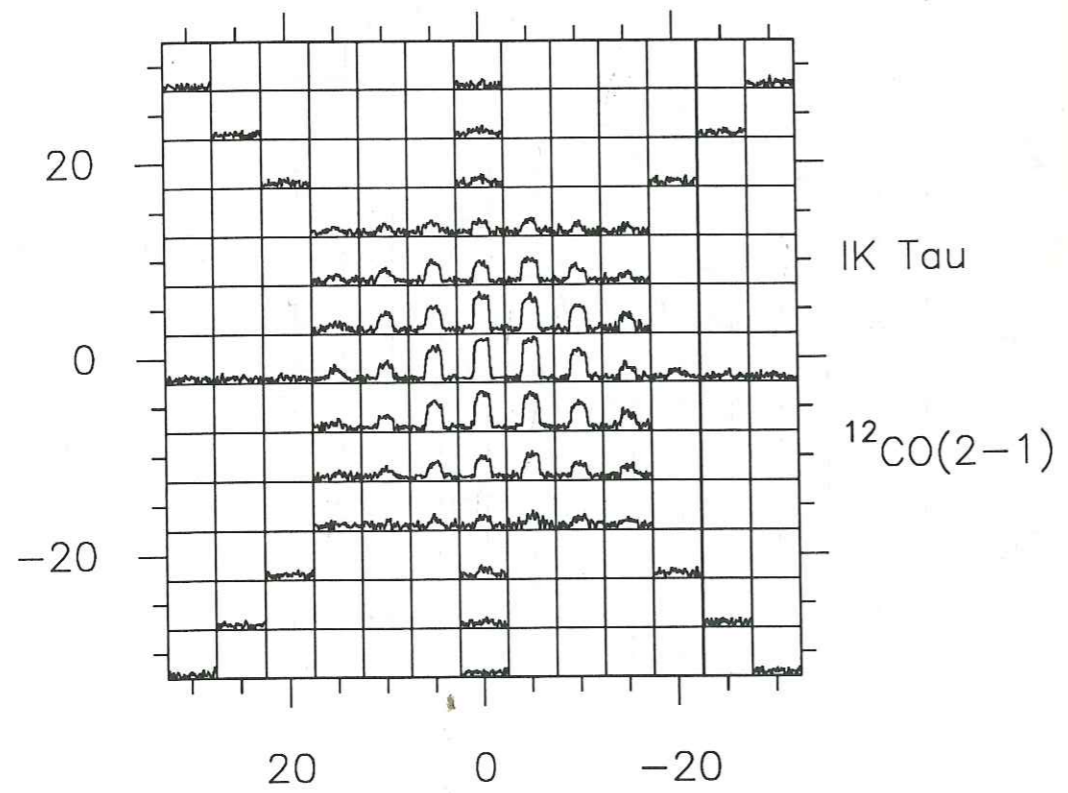
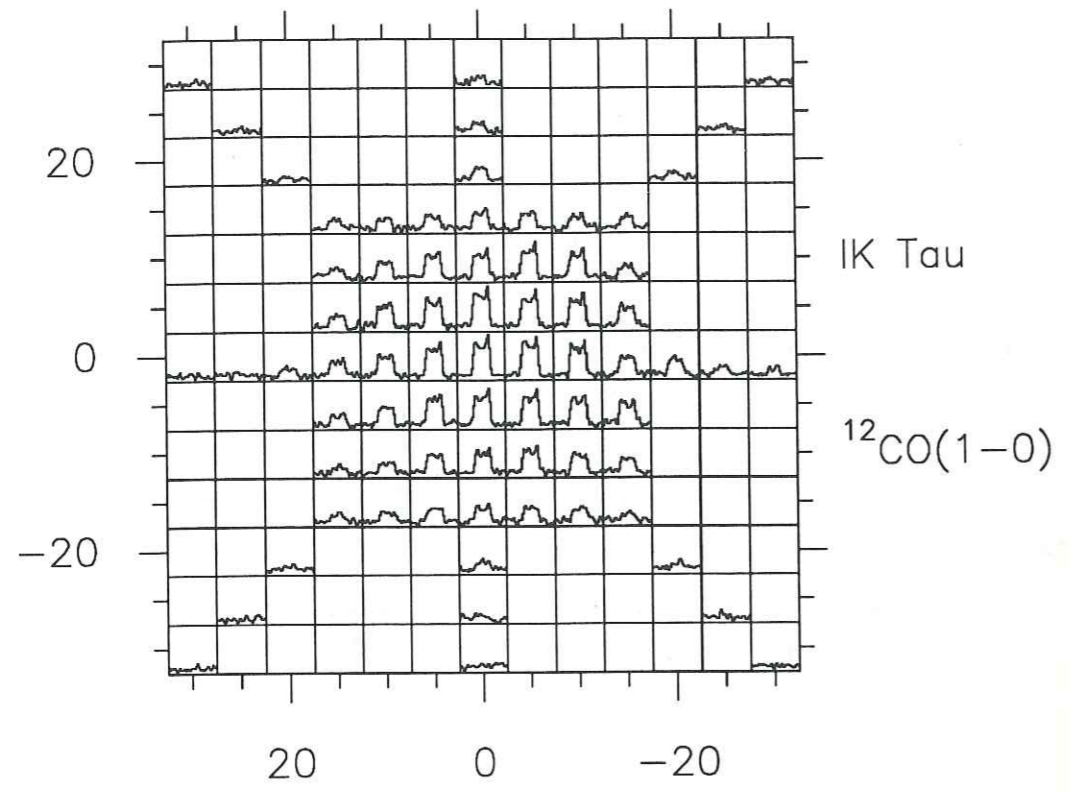


Figure 3 (suite)

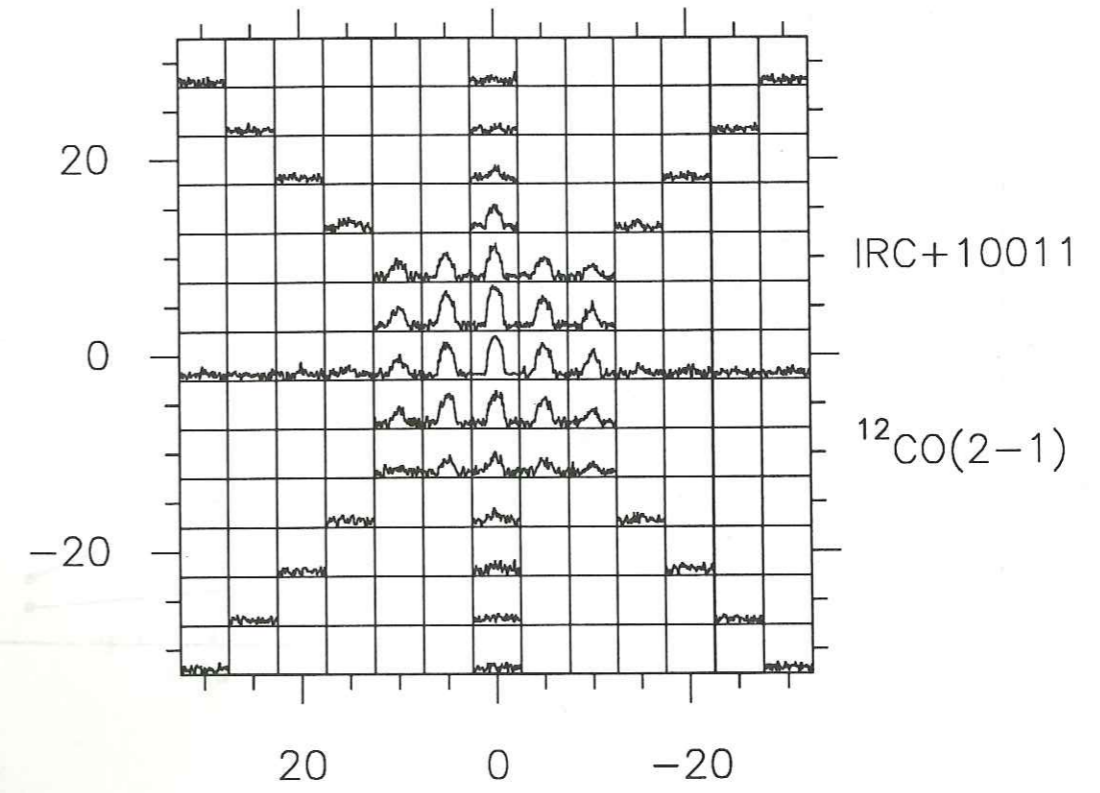
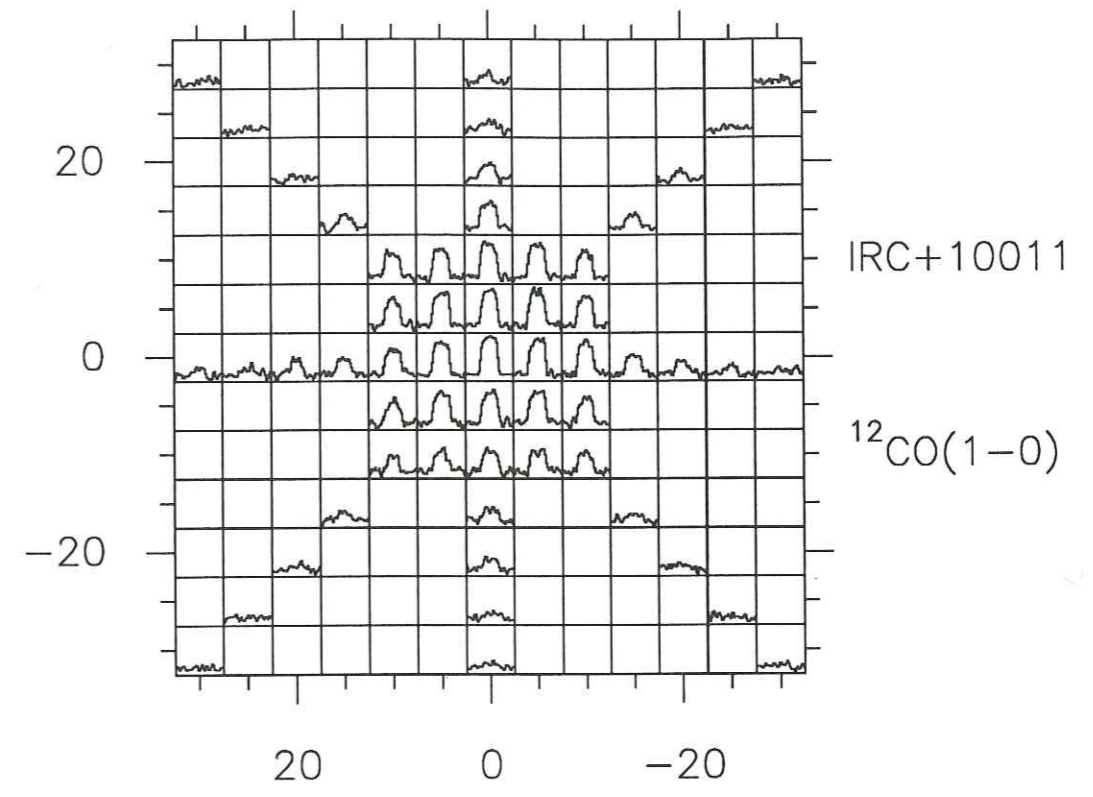


Figure 3 (suite)

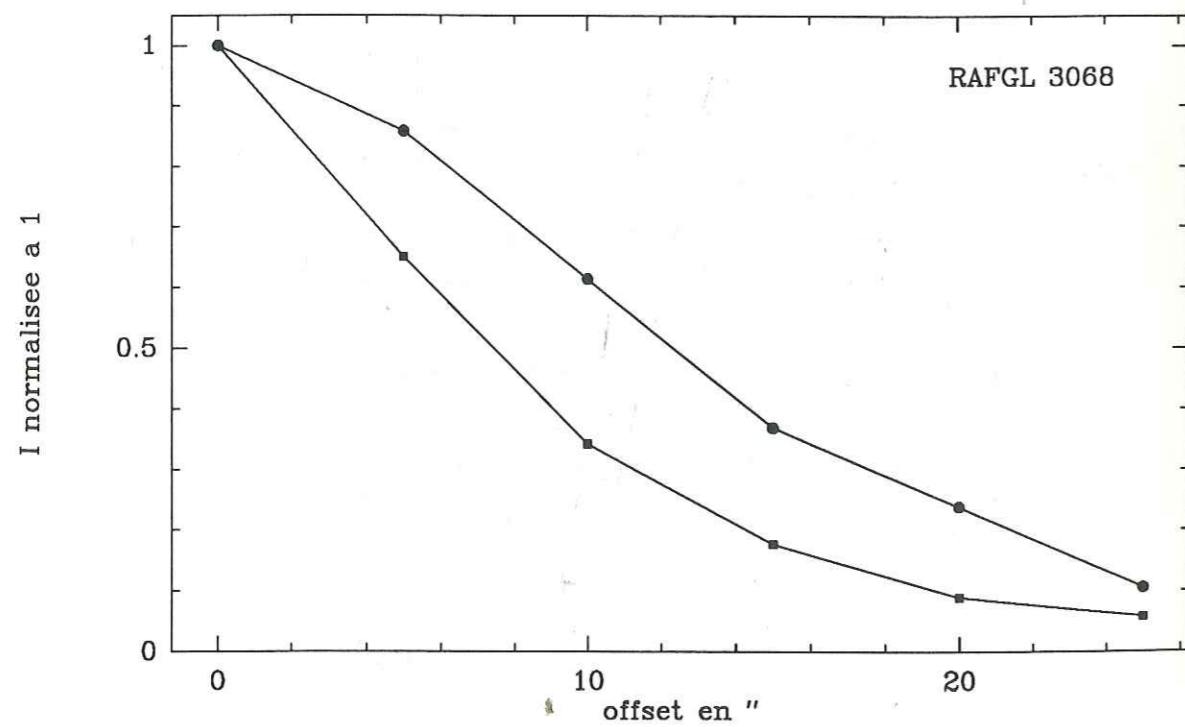
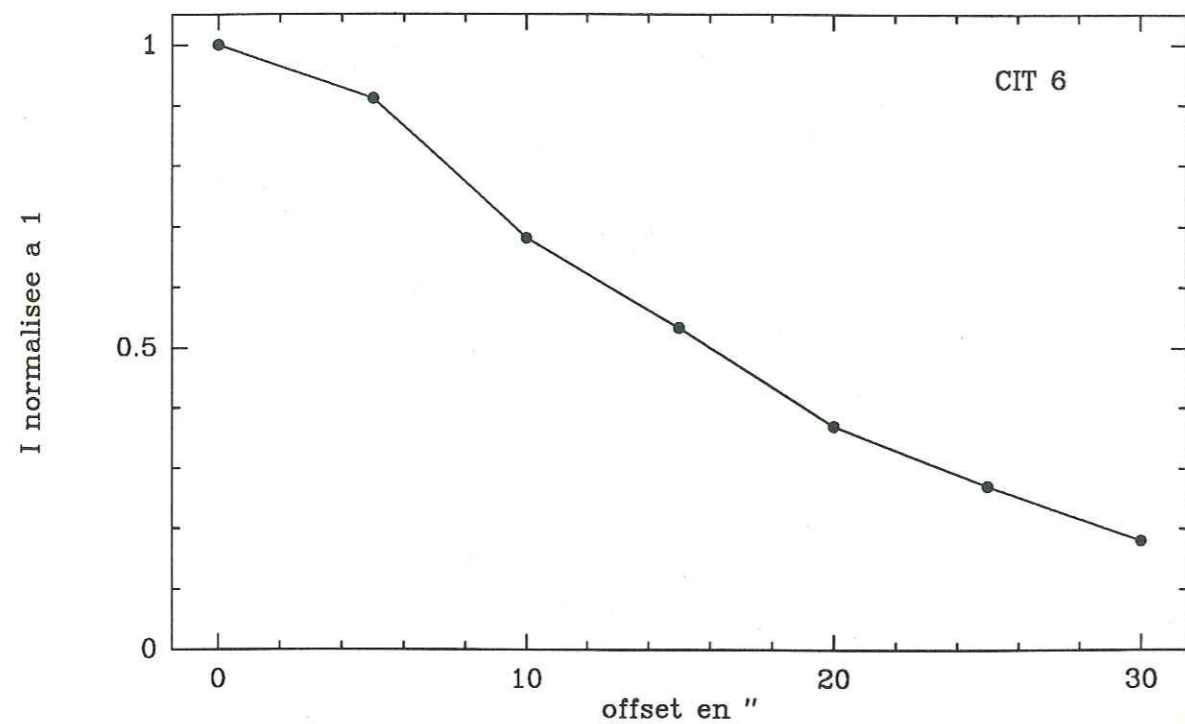


Figure 4 : profils d'émission radiale interpolés sur une moyenne circulaire. Les points correspondent à la transition CO(1-0), les carrés à la transition CO(2-1).

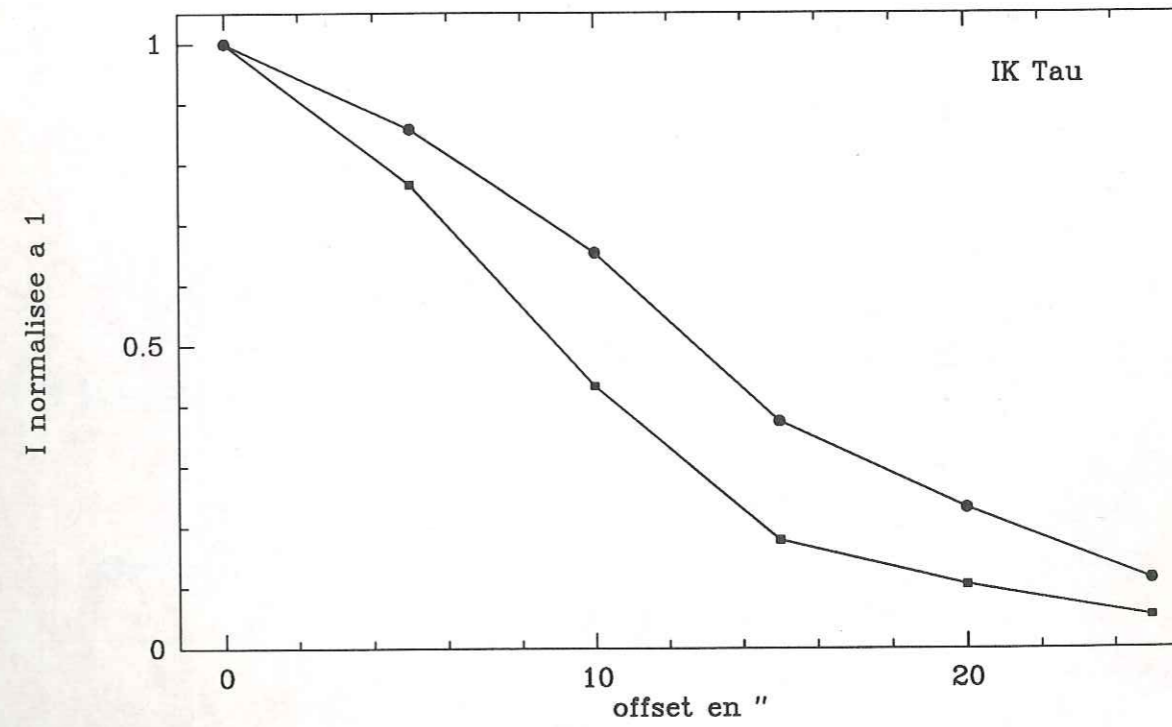
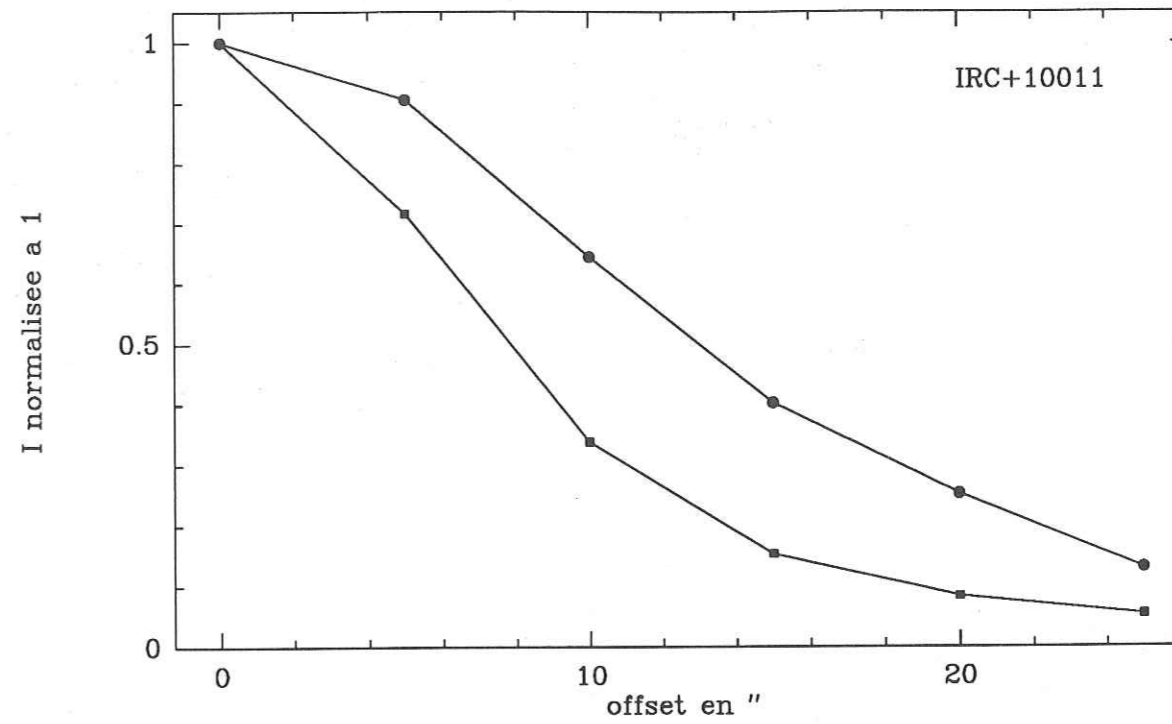


Figure 4 (suite)

SECONDE PARTIE

TRANSFERT RADIATIF ET ÉMISSION DES POUSSIÈRES

CHAPITRE 5

UN PROGRAMME POUR CALCULER L'ÉMISSION DES POUSSIÈRES

DANS UNE ENVELOPPE CIRCUMSTELLAIRE SPHÉRIQUE

I. INTRODUCTION

I.1. Motivations

Les chapitres précédents ont montré que les données obtenues par le satellite IRAS sont particulièrement utiles pour étudier les étoiles de la branche asymptotique des géantes rouges (AGB), ainsi que leurs descendants potentiels, pré-nébuleuses planétaires (PPN) et nébuleuses planétaires (PN). L'émission infrarouge vue par IRAS, aussi bien dans le domaine spectral des spectres LRS (*IRAS, Atlas of Low Resolution Spectra, 7.8–22.5 μm*), que dans les bandes photométriques centrées à 12, 25, 60, et 100 μm est essentiellement rayonnée par les poussières contenues dans l'enveloppe circumstellaire, bien que, dans certains cas, l'émission photosphérique de l'étoile froide ($\sim 2000 - 3000$ K) puisse dominer à 12 μm (voir même à 25 μm). Les poussières sont chauffées par le rayonnement de l'étoile, portées à une certaine température d'équilibre, et l'on peut en première approximation considérer qu'elles émettent en retour un simple rayonnement de corps noir à cette température. Ceci permet de se faire une idée assez grossière des conditions physiques régnant dans l'enveloppe en comparant les rapports des densités de flux IRAS d'une source donnée aux rapports évalués pour des corps noirs à différentes températures.

Pour donner un exemple, nous présentons la trace suivie par ces corps noirs dans le diagramme de couleur IRAS (fig.1) : la région I contient essentiellement des étoiles avec une enveloppe très peu massive et correspond à $T \sim 2000$ K (à peu près la température de la photosphère), les étoiles AGB des régions II–VII à $T \sim 800$ K, celles de la région IIIa à $T \sim 400$ K, et les sources "froides" (PN et PPN) de la région V à $T \sim 200 - 100$ K. Nous avons aussi reporté dans la figure 1 les points correspondants aux étoiles à enveloppes détectées dans les transitions rotationnelles de CO ou/et HCN jusqu'à présent (cf. chapitre 3). Nous pouvons constater essentiellement que les points sont bien plus dispersés que la simple droite suivie par les corps noirs (même en tenant compte des incertitudes de calibration des flux IRAS, ± 0.13 dans les deux couleurs, *The Explanatory Supplement, 1985*), en particulier en fonction du type chimique de l'objet. Le modèle corps noir donne une première vue globale de l'interprétation physique des mesures IRAS, c'est à dire une température "moyenne" des grains dans l'enveloppe. Il reste cependant extrêmement approximatif et ne permet pas de dégager des effets plus fins liés à l'émissivité des poussières et au transfert radiatif dans l'enveloppe. En particulier, il semble bien établi maintenant que, pour les étoiles AGB (en train de perdre de la masse), le déplacement vers la droite dans le diagramme de couleur correspond en fait à une augmentation de la masse totale de poussières. La correspondance avec des températures de corps noirs de plus en plus basses reflète seulement l'augmentation de l'opacité.

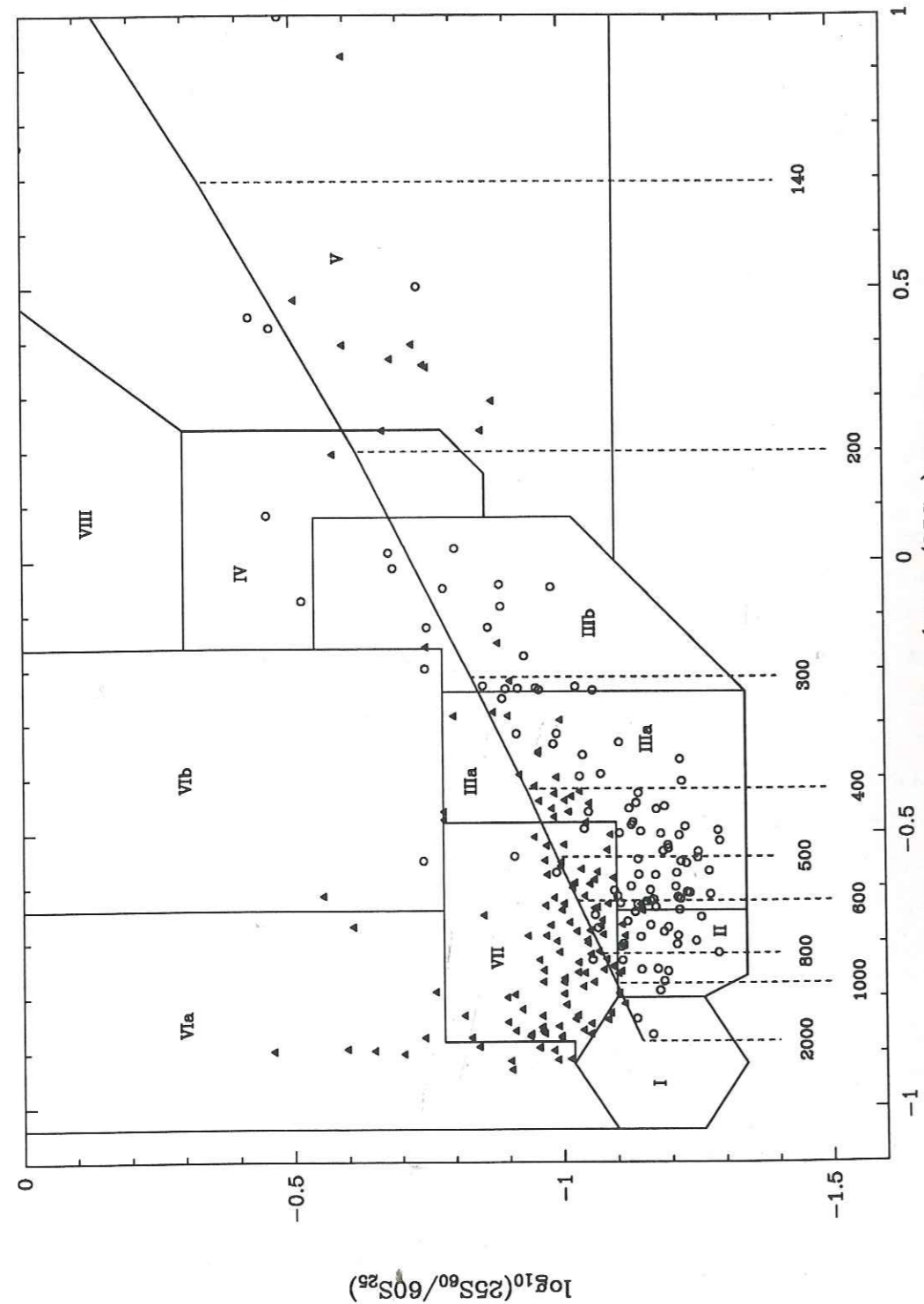


Figure 1 : trace suivie par des corps noirs dans le diagramme de couleur IRAS. Les traits pointillés verticaux indiquent les différentes températures des corps noirs. Nous avons de plus dessiné les frontières des régions définies par van der Veen et Habing (1988 ; traits pleins). Toutes les étoiles AGB détectées dans les transitions millimétriques de CO ou/et HCN (et par IRAS) ont été reportées, sans corrections de couleur. Par contre, nous avons appliqué des corrections de couleur "inverses" aux corps noirs de façon à ce que leur trace soit directement comparable aux données du PSC (cf. paragraphe IV.6). Les triangles pleins représentent les sources riches en carbone, et les cercles vides celles riches en oxygène.

L'une des premières choses à prendre en compte pour analyser l'émission des poussières est liée à leur distribution de température. En dehors de tout effet d'opacité, les grains les plus près de l'étoile doivent être beaucoup plus chaud que ceux situés à l'extérieur, simplement à cause de la dilution géométrique. Par rapport à un corps noir d'une seule température, ceci aura pour effet d'élargir la distribution spectrale résultante. En deuxième lieu, il est nécessaire de tenir compte de la loi d'émissivité des poussières qui a pour effet de déformer le spectre de corps noir émis par chaque grain. Ensuite, nous pouvons rajouter l'opacité au rayonnement de l'étoile due à l'absorption des grains pour calculer leur distribution de température plus correctement. Enfin, lorsque la densité de poussières est suffisamment élevée, les grains n'absorbent pas seulement le rayonnement de l'étoile, mais aussi celui émit par les autres grains alentours ("auto-absorption").

Il se pose donc deux problèmes de nature différente. L'un consiste à pouvoir résoudre l'équation de transfert radiatif dans l'enveloppe, l'autre à déterminer la loi d'émissivité des poussières, autrement dit leur composition chimique. Il est depuis longtemps connu, et systématiquement confirmé par les observations LRS d'IRAS, que celle-ci est liée, dans les étoiles AGB, au rapport [carbone/oxygène] mesuré dans la photosphère. Les étoiles riches en oxygène forment plutôt des silicates, alors que les étoiles riches en carbone forment des grains basés sur la chimie du carbone, plutôt du carbone amorphe que du graphite pur (voir par exemple Rowan-Robinson et Harris, 1983b), et du SiC. Hormis le fait que toutes ces poussières ont une certaine loi d'émissivité "lisse", les silicates et SiC présentent de plus des bandes de résonance à 10 et 18 μm , et 11.3 μm respectivement. Un autre problème entre en jeu qui est de pouvoir déterminer la loi de densité dans l'enveloppe, autrement dit l'histoire de la perte de masse. L'émission globale des poussières est liée à ces trois aspects : loi d'émissivité, loi de densité, et opacité, qui sont eux-mêmes interdépendants.

Analytiquement, le problème global n'est soluble que dans un nombre de cas très limité. Il faut pour cela supposer que l'enveloppe est optiquement mince à toutes les longueurs d'onde, que la loi d'émissivité est lisse (typiquement en $\lambda^{-\beta}$), et que la loi de densité est en loi de puissance. La pierre d'achoppement principale est le premier point, seules les étoiles les plus à gauche du diagramme de couleur peuvent être ainsi modélisées. Au-delà, une résolution numérique est nécessaire. Dans un premier temps, on peut faire un programme simple qui consiste à négliger l'auto-absorption entre grains, tout en tenant compte de l'opacité sur le rayonnement de l'étoile, ce qui constitue toujours une approximation optiquement mince, mais seulement dans le domaine infrarouge. Dans la foulée, on peut rajouter facilement une entrée numérique pour les émissivités des poussières ce qui permet d'envisager toute composition chimique. En fait, cette approximation est elle-aussi assez vite limitée. Elle permet d'étudier sans difficulté les objets allant de la gauche du diagramme jusqu'à environ le milieu de la région VII (frontière entre les région II-IIIa pour les oxygénées). Il est de plus connu que beaucoup d'étoiles OH/IR présentent la résonance des silicates en absorption, et non en émission, à cause de l'auto-absorption. Le phénomène est moins spectaculaire dans

les étoiles riches en carbone car la bande de SiC est beaucoup moins intense que celles des silicates. Néanmoins, dans les enveloppes massives, l'auto-absorption n'est plus négligeable au niveau même du continuum; au pire, seuls les grains les plus proches de l'étoile sont chauffés par celle-ci et en absorbent la presque totalité, alors que les grains plus éloignés sont chauffés par les grains intérieurs (section V et chapitre 6).

Notre but premier était d'étudier les sources riches en carbone proches de la fin de la branche asymptotique des géantes rouges, et leur évolution subséquente vers le stade de nébuleuse planétaire. Ces objets semblent être aussi les plus opaques puisque, pour certains, l'étoile est invisible avec les instruments actuels, c'est à dire que son rayonnement est presque entièrement (typiquement au moins à 90%) absorbé par les poussières. Il fallait donc traiter plus correctement le transfert radiatif.

I.2. Vue globale du modèle

Nous avons mentionné précédemment que l'émission des poussières est gouvernée par trois paramètres interdépendants : la loi d'émissivité, la loi de densité, et l'opacité. On pourrait aussi rajouter la géométrie. En pratique, il n'est pas possible de déterminer ces trois fonctions en même temps à partir du spectre émis par la source. La procédure consiste plutôt à se fixer des lois d'émissivité et de densité "raisonnables", et à vérifier si effectivement on peut reproduire le spectre observé. Le modèle comprend donc deux approximations importantes : (i) l'enveloppe est sphérique, limitée par un rayon intérieur R_i et un rayon extérieur R_e ; (ii) on considère que le taux de perte de masse et la vitesse d'expansion sont constants, ce qui fournit une loi de densité en $1/r^2$.

Rien n'est supposé a priori sur la loi d'émissivité qui est donnée numériquement et non algébriquement. Il n'est pas dans le propos de ce chapitre de discuter la loi d'émissivité (cf. chapitre 6); ici nous la considérons seulement comme une entrée. Par contre, dans la discussion précédente, nous avons fait une hypothèse non formulée consistant à dire que les poussières sont composées de gros grains (taille $\sim 0.1 \mu m$) à l'équilibre thermodynamique local (ETL). Des travaux récents (Desert et al., 1986) ont montré que ceci n'est plus vrai lorsque les grains sont petits. Les applications de ce programme devront donc être limitées à des grains de taille supérieure à environ $10^{-2} \mu m$.

Une fois établis les paramètres précédents, la résolution du transfert radiatif est surtout un problème technique. Des méthodes de résolution de l'équation de transfert, n'utilisant pas d'approximations, ont été mises au point par Leung (1975), et reprises ensuite par Rowan-Robinson (1980). Elles sont cependant assez lourdes à mettre en œuvre, en particulier au niveau du temps de calcul. Nous avons utilisé ici une autre méthode (voir par exemple Scoville et Kwan, 1976), qui a l'avantage de consommer moins de temps de calcul, mais a par contre certaines limitations dans les cas très optiquement épais. De plus, elle tient compte uniquement de l'absorption des grains, mais ne traite pas le rayonnement diffusé.

Nous la présentons dans le paragraphe suivant, avec les équations principales du problème. L'organisation générale du programme est présentée dans le paragraphe III, et une description détaillée est donnée dans le paragraphe suivant. Les limites d'utilisation du code, ainsi que le comportement de certaines fonctions, sont montrées dans le paragraphe V, sur deux exemples types optiquement épais.

I.3. Petit historique

On ne travaille jamais seul, c'est pourquoi j'abandonne quelques instants le "nous" usuel, pour dire que, justement, il n'est pas seulement usuel. Ceci est vrai pour la plupart des chapitres, mais lorsqu'il s'agit d'une publication, le nom des co-auteurs est mentionné. Ici, je tiens à préciser avec qui j'ai travaillé.

J'ai commencé à m'initier au problème de l'émission des poussières lors de mon stage de D.E.A., en 1987, avec Alain Castet du groupe d'astrophysique de Grenoble. Il s'agissait alors d'un programme s'appliquant plutôt aux objets jeunes. (Mon travail se bornait à comprendre, et à traduire du Pascal en Fortran). Une enveloppe sphérique u était considérée, découpée en trois zones pouvant avoir chacune une loi de densité différente. L'originalité essentielle du programme était de traiter l'excitation des petits grains hors ETL, avec un traitement "multi-photons". Par contre, il ne comprenait pas le chauffage infrarouge. A l'inverse, le programme décrit ici est plus simple car il n'y a qu'une seule loi de densité, et des gros grains à l'ETL, mais plus complexe puisque le chauffage IR est inclus. De cette époque, j'ai gardé une bonne connaissance du chauffage des grains, de la géométrie du problème, en particulier pour la pénétration du champ de rayonnement du milieu intersellaire (dont la géométrie est assez voisine de celle du chauffage IR), et plus concrètement j'ai conservé la routine donnant les valeurs de l'ISRF, celle calculant les valeurs de la fonction de Planck, et des routines d'intégration et d'interpolation par splines cubiques. Je n'ai rien conservé d'autre car le problème que j'avais à traiter était différent, et je voulais que le programme ait une structure homogène.

Celui-ci a été réalisé en collaboration avec Jean-Philippe Bernard. J'avais de mon côté à faire un programme adapté aux étoiles AGB, et lui un autre adapté aux nuages moléculaires contenant des étoiles jeunes enfouies. Notre problème commun, essentiel, était la mise en place du chauffage IR. Si chacun a écrit son programme dans ce domaine, nous avons résolu les problèmes ensemble. Nous en avons rencontré deux : comment écrire mathématiquement le terme de chauffage IR pour éviter les problèmes de divergence (cf. paragraphe II.1), puis comment échantillonner la grille de rayons de façon à assurer la convergence numérique (cf. paragraphe IV.5). Ce programme est donc le fruit d'un travail à deux.

II. LES EQUATIONS DU PROBLEME ET METHODE DE RESOLUTION

II.1. Température des grains : équation d'équilibre

Dans ce paragraphe, pour alléger les écritures, nous considérons que la poussière est constituée uniquement de gros grains sphériques, d'une seule taille (de rayon a), à l'équilibre thermodynamique local (ETL). Une description détaillée comprenant une distribution de taille de grains est donnée dans le paragraphe IV ; formellement, les équations sont les mêmes que celles écrites ici. Nous notons $I_*(\lambda)$ le rayonnement émis par l'étoile à sa surface, en R_* , c'est à dire l'intensité spécifique intégrée sur les angles solides. Typiquement, si l'étoile émet un rayonnement isotrope de corps noir, $I_*(\lambda) = \pi B_\lambda(T_*)$, où $B_\lambda(T)$ est la fonction de Planck. D'une manière générale nous noterons " I_{truc} " le rayonnement monochromatique émis par l'un des composants de la source, avec la même définition que précédemment, où le terme "source" englobe toujours l'étoile et la poussière.

Nous considérons une enveloppe sphérique, limitée par un rayon intérieur, R_i , et un rayon extérieur, R_e . L'étoile est située au centre, et il existe donc une zone vide de poussières entre l'étoile et R_i . Soit un grain de poussière situé au rayon r dans l'enveloppe (fig.2). Il absorbe une certaine fraction de la puissance émise par l'étoile :

$$W_*^+(r) = \int_0^\infty d\lambda \sigma_\lambda \left[\left(\frac{R_*}{r} \right)^2 I_*(\lambda) e^{-\tau(\lambda,r)} \right] \quad (II.1)$$

où $\sigma_\lambda = \pi a^2 Q_\lambda$ est la section efficace d'absorption du grain, Q_λ son émissivité, $(R_*/r)^2$ le facteur de dilution géométrique (i.e. le rapport des surfaces), et $\tau(\lambda, r)$ est l'opacité due à la présence d'autres grains entre R_i et r .

Comme nous l'avons déjà signalé, ce grain est aussi chauffé par tous les autres grains de l'enveloppe. Nous appelons ce terme chauffage infrarouge (ou chauffage IR, ou "self-heating"). Ce terme est un peu plus compliqué à écrire que le terme de chauffage de l'étoile puisque l'on est placé en géométrie sphérique décentrée. Il y a (au moins ...) deux façons de l'écrire. La géométrie du problème est présentée dans la figure 2. Dans la logique de Scoville et Kwan (1976), on se place en un rayon r' , et l'on intègre d'abord sur tous les angles décrivant ce rayon, puis sur tous les rayons r' de R_i à R_e . Cette manière de procéder introduit malheureusement une divergence lorsque la distance entre le grain chauffé et le grain chauffant tend vers 0. Pour pallier à ce problème difficilement soluble numériquement, nous avons adopté une autre formulation, qui, bien que moins élégante algébriquement, supprime cette divergence. Nous redéfinissons des coordonnées sphériques (l, ψ) centrées sur le grain chauffé en r . Pour chaque direction $u = \cos \psi$ fixée, nous calculons la contribution de tous les grains situés entre le grain chauffé et le rayon extérieur de l'enveloppe, c'est à dire $0 \leq l(u) \leq l_e(u)$. Ensuite, nous intégrons sur toutes les directions u . Le terme de chauffage IR s'écrit alors (suivant la même logique que pour l'étoile) :

$$W_d^+(r) = \int_0^\infty d\lambda \sigma_\lambda \int_{-1}^{+1} du \int_0^{l_e(u)} \left[\left(\frac{a}{l(u)} \right)^2 I_d(\lambda, r') n(r') e^{-\tau(\lambda, l(u))} \right] l(u)^2 dl \quad (II.2)$$

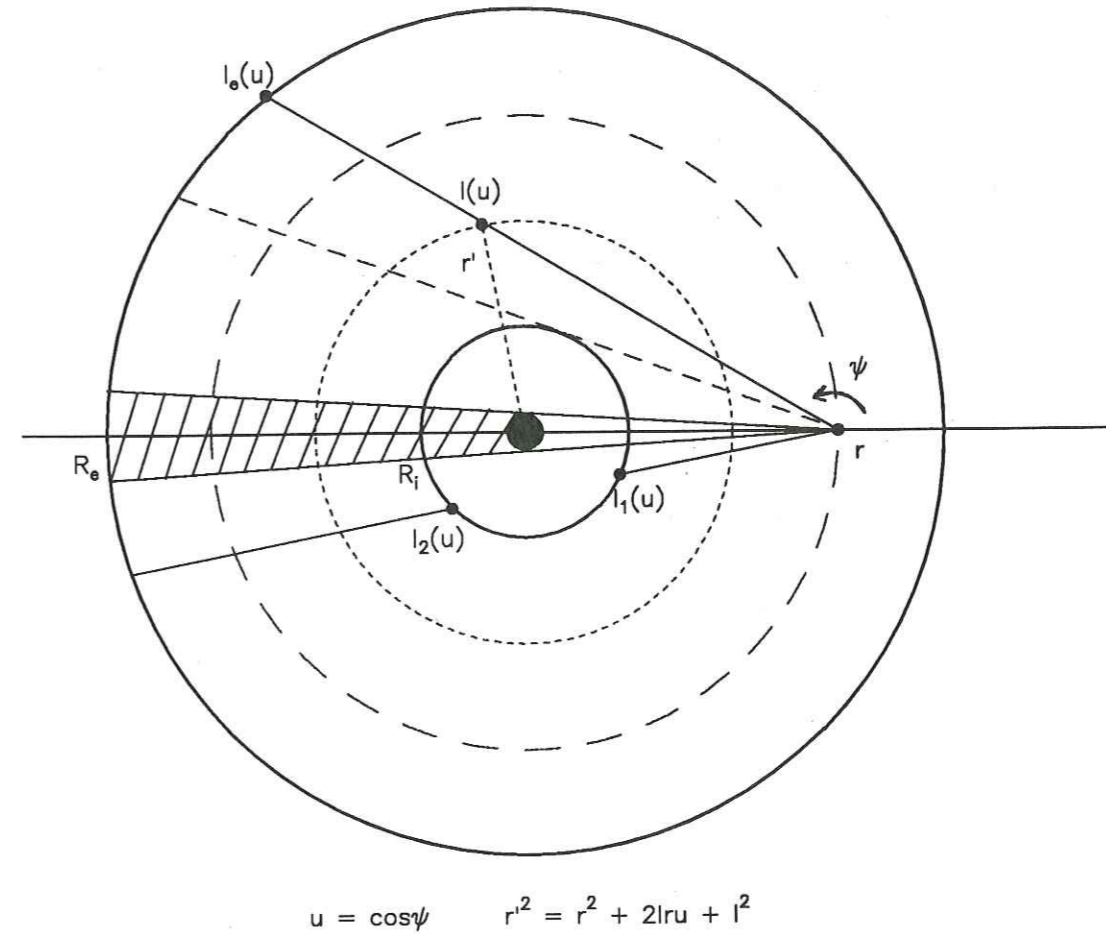


Figure 2 : géométrie pour le calcul du chauffage infra-rouge. Le gros point noir représente l'étoile ; les poussières sont contenues entre les rayons R_i et R_e . Nous considérons un grain situé en r (cercle en grands pointillés), chauffé par tous les autres grains de l'enveloppe situés en r' (cercle en petits pointillés). Nous redéfinissons des coordonnées sphériques (l, ψ) centrées sur le grain chauffé en r . L'intégration est réalisée en se plaçant d'abord en une direction $u = \cos \psi$ et en intégrant sur toutes les valeurs de l , de 0 à $l_e(u)$, puis en intégrant sur toutes les directions u . Nous devons considérer trois cas selon que la direction u traverse ou non la zone vide de matière entre R_i et R_e . Si $u_i \leq u \leq 1$, où u_i est la direction tangente en R_i (trait pointillé), on traverse toujours une zone contenant des poussières et l'intégration est continue de 0 à $l_e(u)$. Si $u_* < u < u_i$, où u_* est la direction tangente au rayon de l'étoile, on traverse la zone vide de matière et l'intégration se fait en deux parties, de 0 à $l_1(u)$, et de $l_2(u)$ à $l_e(u)$. Enfin, si $-1 \leq u \leq u_*$, le grain chauffé ne voit pas ses congénères situés derrière l'étoile (cône d'ombre en hachuré), et l'intégration se fait seulement de 0 à $l_1(u)$.

où,

- $I_d(\lambda, r')$ = $Q_\lambda \pi B_\lambda(T_d(r'))$ est le rayonnement émis par les grains situés en r' ($r'^2 = r^2 + l^2 + 2rl \cos \psi$), $T_d(r')$ étant leur température,
- $n(r')$ est la densité numérique de grains en r' ,
- $\tau(\lambda, l(u))$ est l'opacité due aux grains sur le trajet $l(u)$.

Chauffé à la fois par l'étoile et ses congénères, le grain situé en r est porté à la température $T_d(r)$, et se refroidit en émettant dans l'infrarouge un rayonnement isotrope de corps noir modulé par son émissivité :

$$W_d^-(r) = \int_0^\infty d\lambda 4\pi a^2 Q_\lambda \pi B_\lambda(T_d(r)) \quad (II.3)$$

Finalement, l'équation d'équilibre s'écrit formellement :

$$W_\star^+(r) + W_d^+(r) = W_d^-(r) \quad (II.4)$$

Eventuellement, il est possible de rajouter un terme de chauffage du au champ de rayonnement interstellaire, venant donc de l'extérieur, au lieu de l'intérieur pour l'étoile (voir paragraphe IV).

Notre problème est de déterminer la distribution de température des grains dans l'enveloppe. Nous voyons que celle-ci intervient à la fois dans le terme W_d^+ et dans le terme W_d^- . Cette équation n'est pas soluble directement et l'on procède donc par itérations successives. A l'itération 0, le terme de chauffage IR est purement et simplement négligé, et l'on résoud juste :

$$W_\star^+(r) = W_d^-(r)$$

soit encore, où l'on note $T_d^{[0]}(r)$ la température des grains déterminée à l'ordre 0 :

$$\left(\frac{R_\star}{r}\right)^2 \int_0^\infty d\lambda Q_\lambda I_\star(\lambda) e^{-\tau(\lambda, r)} = 4 \int_0^\infty d\lambda Q_\lambda \pi B_\lambda(T_d^{[0]}(r)) \quad (II.5)$$

Puisque nous avons "oublié" un terme de chauffage, et puisque le deuxième membre de l'équation (II.5) est une fonction croissante de la température (du moins pour des lois d'émissivités réalistes telles que celle du graphite, des silicates, ou du carbone amorphe), les températures déterminées à l'ordre 0 sont plus basses que les températures d'équilibre. Muni d'une première estimation des températures, nous passons à l'itération 1. Nous résolvons cette fois l'équation d'équilibre (II.4) au complet, mais en utilisant $T_d^{[0]}(r)$ dans le terme $W_d^+(r)$ pour déterminer $T_d^{[1]}(r)$ dans le terme $W_d^-(r)$. Typiquement, à l'itération $i > 0$, nous résolvons l'équation :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{R_\star}{r}\right)^2 \int_0^\infty d\lambda Q_\lambda I_\star(\lambda) e^{-\tau(\lambda, r)} \\ & + \int_0^\infty d\lambda Q_\lambda \int_{-1}^{+1} du \int_0^{l_\epsilon(u)} dl a^2 Q_\lambda \pi B_\lambda(T_d^{[i-1]}(r')) n(r') e^{-\tau(\lambda, l(u))} \\ & = 4 \int_0^\infty d\lambda Q_\lambda \pi B_\lambda(T_d^{[i]}(r)) \end{aligned} \quad (II.6)$$

Ce processus est poursuivi jusqu'à convergence, c'est à dire jusqu'à ce que $T_d^{[i-1]} \simeq T_d^{[i]}$ en tout point r . En admettant que le processus converge effectivement, il est assez facile de se rendre compte que la convergence se fait par valeur inférieure et qu'il n'y a pas d'oscillations autour de la valeur d'équilibre. En effet, nous avons déjà mentionné que $T_d^{[0]}$ était forcément une sous-estimation puisque nous avons négligé une source de chauffage. A l'itération 1, nous utilisons $T_d^{[0]}$ pour calculer W_d^+ . Puisque $T_d^{[0]}$ est sous-estimée, $W_d^{+ [1]}$ sera aussi sous-estimé, et par conséquent $T_d^{[1]}$, et ainsi de suite à chaque itération. Par contre, nous n'avons pas essayé de démontrer analytiquement que le processus converge effectivement et dans quelles limites; nous nous contentons de la démonstration numérique.

II.2. Température des grains : approximations courantes

Il est toujours satisfaisant de pouvoir écrire une solution analytique. Néanmoins, ceci n'est pas possible pour l'équation d'équilibre au complet. Si l'enveloppe est optiquement mince dans le proche infrarouge, le terme de chauffage IR est négligeable, $W_d^+(r) \ll W_\star^+(r) \forall r$, et nous avons seulement à résoudre l'équation (II.5).

La résolution de cette équation nécessite naturellement la connaissance de la fonction Q_λ . Dans le programme, rien n'est supposé a priori sur cette fonction; elle n'est pas connue algébriquement, mais tabulée. Une hypothèse rencontrée souvent dans la littérature consiste à poser $Q_\lambda \propto \lambda^{-\beta}$ (ou $Q_\nu \propto \nu^\beta$), $\beta > 0$, sur toutes les longueurs d'onde. Ceci peut être appliqué par exemple à des grains de carbone amorphe, mais pas à des silicates qui présentent des résonances à ~ 10 et $18 \mu m$. De plus, il est presque toujours considéré (sauf dans le travail de Bedijn, 1987) que l'étoile émet un rayonnement de corps noir à la température T_\star .

Moyennnant ces trois premières hypothèses, nous avons déjà considérablement simplifié l'équation (II.5). Néanmoins, puisque la fonction Q_λ intervient aussi dans le terme $e^{-\tau(\lambda, r)}$, elle n'est toujours pas directement soluble. L'étape suivante consiste alors à supposer que l'enveloppe est complètement optiquement mince à toutes les longueurs d'onde, c'est à dire $e^{-\tau} \simeq 1$. Nous pouvons ainsi déterminer la distribution de température des poussières :

$$T_d(r) = T_\star \left(\frac{R_\star}{2r}\right)^{2/(4+\beta)} \quad (II.7)$$

où R_\star est le rayon de l'étoile, et sous les hypothèses :

- $e^{-\tau} \simeq 1, \forall \lambda$
- $Q_\lambda \propto \lambda^{-\beta}, \forall \lambda$
- $I_\star(\lambda) = \pi B_\lambda(T_\star)$

Par contre, du à l'approximation $e^{-\tau} = 1$, ceci ne suppose rien sur la loi de densité dans l'enveloppe. Si l'on rajoute une hypothèse sur $n(r)$, telle que $n(r) \propto r^\alpha$, on peut raffiner éventuellement par des développements limités sur $e^{-\tau}$.

L'approximation précédente peut être appliquée à un plus large domaine d'hypothèses. Dans les cas où l'enveloppe est optiquement épaisse au rayonnement de l'étoile, les couches externes sont chauffées par l'émission des poussières des couches internes, au lieu de l'étoile dans les cas optiquement minces; pour des opacités intermédiaires, elles peuvent être chauffées par les deux contributions à part plus ou moins égales. Quoiqu'il en soit, dans le cas des étoiles AGB, il existe toujours un certain rayon r_0 à partir duquel l'enveloppe est optiquement mince au rayonnement venant des couches internes ($r < r_0$) qui constitue l'essentiel de leur chauffage. Ceci est vrai car la loi de densité est en $1/r^\alpha$ (et $\alpha = 2$ typiquement). Nous pouvons donc réécrire l'équation (II.5) en négligeant le terme d'opacité, et en remplaçant $I_*(\lambda)$ par le rayonnement provenant du rayon r_0 , $I(\lambda, r_0)$, qui comprend à la fois le rayonnement de l'étoile et celui des poussières internes chaudes. Dans ce cas, la distribution de température des grains des couches externes s'écrit :

$$T(r > r_0) = T(r_0) \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2/(4+\beta)}$$

$$\text{où } T(r_0) = \frac{hc}{k} \left[\frac{1}{8\pi hc^2 f(x)} \int_0^\infty d\lambda \frac{I(\lambda, r_0)}{\lambda^\beta} \right]^{1/(4+\beta)} \quad (II.8)$$

$$\text{et } f(x) = \int_0^\infty \frac{x^{3+\beta} dx}{e^x - 1}$$

Sopka et al. (1985, appendice B) ont proposé une méthode pour estimer $T(r_0)$ à partir d'une constatation simple : puisque l'enveloppe est optiquement mince au-delà de r_0 , $I(\lambda, r_0)$ est aussi la densité de flux que nous observons (à la distance près). Il suffit donc de remplacer $I(\lambda, r_0)$ par le flux observé, $S(\lambda)$, pour pouvoir calculer $T(r_0)$. La seule difficulté réside alors dans le fait qu'il faut borner l'intégrale sur $S(\lambda)$, c'est à dire pouvoir estimer à quelles longueurs d'onde est émis l'essentiel du rayonnement sortant de la région $r < r_0$. Sopka et al. prennent le parti d'intégrer de 0 à l'infini, considérant que l'énergie émise à grande longueur d'onde par les couches externes de l'enveloppe est négligeable devant l'énergie venant de la région interne. Ceci est probablement vrai pour les étoiles AGB si grande longueur d'onde signifie $\lambda \geq 50 \mu m$, soit $r_0 \sim 10^{17}$ cm, dans les cas les plus optiquement épais, et si $\lambda \geq 25 \mu m$, soit $r_0 \sim$ quelques 10^{16} cm dans la plupart des cas. D'un autre côté, Jura (1986) adopte une méthode plus radicale; il remplace l'intégrale par le flux total émis par la source (intégré sur λ) multiplié par $\lambda_e^{-\beta}$, où λ_e est une certaine longueur d'onde effective de chauffage. Quoiqu'il en soit, qu'il s'agisse de borner l'intégrale ou de déterminer λ_e , la difficulté vient du fait que ces valeurs (et celle de r_0) sont extrêmement dépendantes des conditions d'opacité dans l'enveloppe. La meilleure façon d'utiliser cette méthode est donc de se placer systématiquement à grande longueur d'onde, comme l'a fait Jura pour établir sa relation entre le taux de perte de masse en poussières et le flux IRAS à $60 \mu m$.

II.3. Spectre émis par la source : équation générale

Une fois que nous avons obtenu la distribution de température des grains, nous pouvons

calculer quel est le spectre, $S(\lambda)$, émit par la source (étoile et poussières) et vu par un observateur terrestre. Pour simplifier ici, nous considérons que la source n'est pas résolue par l'instrument, et que celui-ci a une fonction de réponse spatiale parfaitement carrée. La géométrie du problème est présentée dans la figure 3. Soit un grain situé en r sur la ligne de visée p , sa contribution à l'émission des poussières de l'enveloppe le long de cette ligne de visée s'écrit :

$$a^2 Q_\lambda \times \pi B_\lambda(T_d(r)) \times e^{-\tau(\lambda, p, \theta)}$$

où $\tau(\lambda, p, \theta)$ est l'opacité due aux grains se trouvant sur la même ligne de visée devant le grain considéré (du point de vue de l'observateur). En intégrant sur tous les angles θ qui décrivent p , l'émission totale des poussières sur cette ligne de visée est :

$$I_d(\lambda, p) = a^2 Q_\lambda \int_{\theta_e}^{\pi-\theta_e} \frac{p d\theta}{\sin^2 \theta} \pi B_\lambda(T_d(r)) n(r) e^{-\tau(\lambda, p, \theta)} \quad (II.9)$$

où $r = p/\sin \theta$.

Finalement, la densité de flux émise par les poussières et vue au niveau de la Terre s'obtient en intégrant sur toutes les lignes de visée :

$$S_d(\lambda) = \frac{1}{d^2} \int_0^{R_e} 2\pi p dp I_d(\lambda, p) \quad (II.10)$$

où d est la distance de l'étoile.

Pour obtenir l'émission totale de la source, nous devons rajouter la contribution de l'étoile :

$$S_*(\lambda) = \frac{1}{d^2} \int_0^{R_*} 2\pi p dp I_*(\lambda) e^{-\tau(\lambda, p)} \quad (II.11)$$

On pourrait la plupart du temps considérer que l'étoile est ponctuelle par rapport à la taille de l'enveloppe.

II.4. Spectre émis par la source : approximations

Dans tous les cas, nous supposons ici que la loi de densité est en $1/r^2$, et que $Q_\lambda = Q_0(\lambda_0/\lambda)^\beta$. Si l'enveloppe est optiquement mince à la longueur d'onde λ , il n'est plus nécessaire de faire une intégrale double, et la densité de flux émise par les poussières à cette longueur d'onde et vue au niveau de la Terre s'écrit simplement :

$$S_d(\lambda) = \frac{4\pi N_i R_i^2}{d^2} a^2 Q_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^\beta \int_{R_i}^{R_e} B_\lambda(T_d(r)) dr \quad (II.12)$$

où N_i est la densité numérique de grains en R_i .

a) Approximation Rayleigh-Jeans

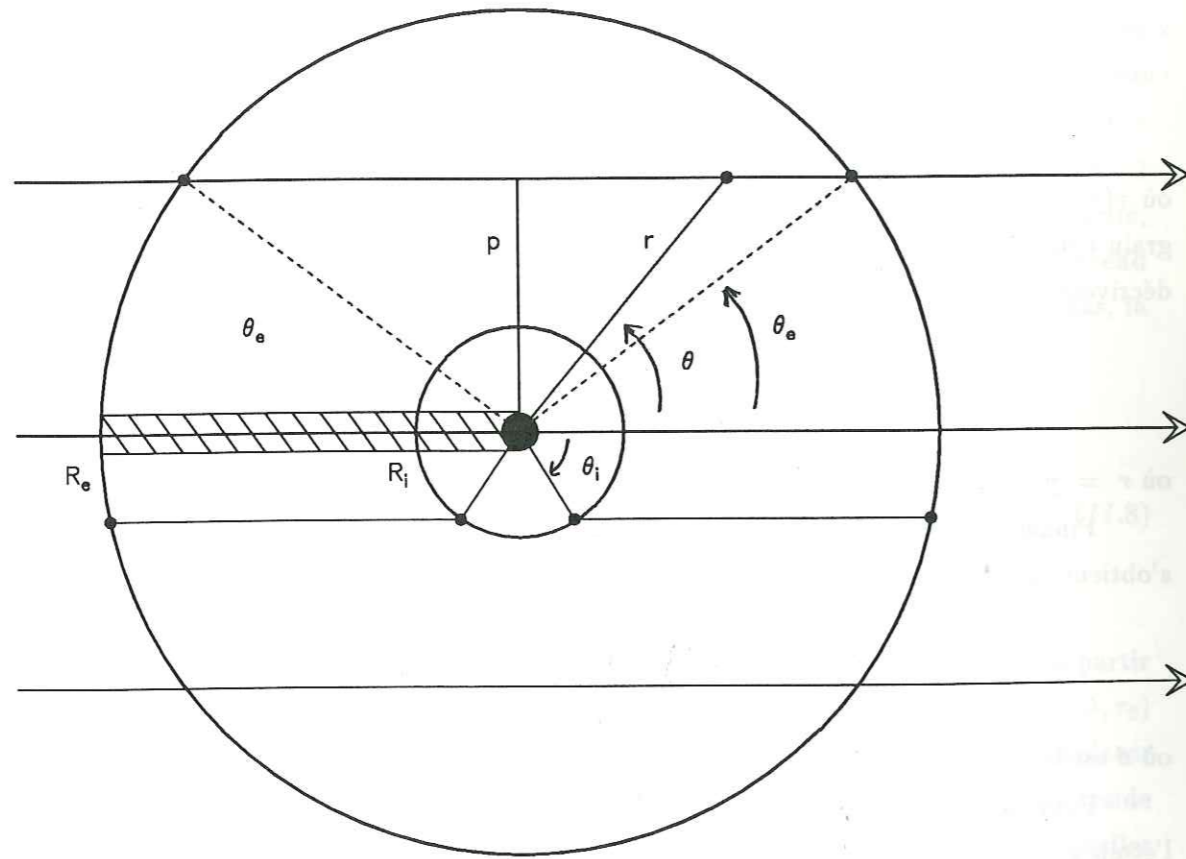


Figure 3 : géométrie pour le calcul de l'émission de la source par lignes de visée p . Chaque ligne de visée est décrite par l'angle θ et l'émission est intégrée entre θ_e et $(\pi - \theta_e)$. Comme pour le chauffage IR, nous devons distinguer trois cas selon que la ligne de visée traverse la zone vide ou se heurte à l'étoile : $R_i \leq p \leq R_e$, $R_* < p < R_i$, et $0 \leq p \leq R_*$.

Si nous nous plaçons dans l'approximation Rayleigh-Jeans, nous obtenons (voir aussi Sopka et al., 1985) :

$$S_d(\lambda) \propto \lambda^{-\beta-4} \quad , \quad \text{ou encore} \quad , \quad S_d(\nu) \propto \nu^{\beta+2}$$

Cette relation doit néanmoins être considérée avec une certaine prudence car elle n'est applicable qu'aux grandes longueurs d'onde. Typiquement, nous pouvons admettre que l'approximation Rayleigh-Jeans est correcte lorsque : $(hc/\lambda kT) \leq 0.5$ (soit $e^x = 1.65$). En nous fixant des valeurs typiques de températures de poussières comprises entre 1500 et 50 K, nous obtenons les conditions sur λ :

$$\begin{aligned} \text{si } T_d = 1500 \text{ K} , \lambda &\geq 19 \mu\text{m} \\ \text{si } T_d = 1000 \text{ K} , \lambda &\geq 29 \mu\text{m} \\ \text{si } T_d = 500 \text{ K} , \lambda &\geq 58 \mu\text{m} \\ \text{si } T_d = 100 \text{ K} , \lambda &\geq 288 \mu\text{m} \\ \text{si } T_d = 50 \text{ K} , \lambda &\geq 576 \mu\text{m} \end{aligned}$$

Par conséquent, puisque la distribution de température des grains s'étend généralement de ~ 1000 à ~ 20 K, l'approximation Rayleigh-Jeans n'est strictement applicable qu'à partir du domaine millimétrique. Le problème est un peu plus complexe. Il s'agit plutôt de savoir quels grains, et à quelle température, contribuent le plus à l'émission à une longueur d'onde donnée. Autrement dit, est-ce que l'émission à λ donnée est faite par la partie Rayleigh-Jeans de l'émission de grains relativement chauds, ou par le maximum du corps noir émis par des grains plus froids. La réponse à cette question n'est pas absolument évidente. Concernant les flux IRAS à 60 et 100 μm , si le rayon extérieur de l'enveloppe est suffisamment grand ("infini"), l'émission est en effet réalisée essentiellement par les grains froids des couches externes, et l'approximation Rayleigh-Jeans n'est pas applicable. Si R_e est petit, impliquant par exemple que la température des grains y est de l'ordre de 100-200 K, l'essentiel de l'émission est plutôt réalisée par des grains plus chauds et on peut appliquer Rayleigh-Jeans au moins à 100 μm (cf, chapitre 7 et 8 pour l'influence du rayon extérieur sur les flux à 60 et 100 μm). Tout ceci dépend aussi de la loi d'émissivité à grande longueur d'onde et de l'opacité. Ainsi, on peut dans certains cas étendre cette approximation à des longueurs d'onde assez petites, mais en pratique, il est difficile de le savoir à l'avance.

b) Approximation "de la loi de puissance"

L'équation (II.12) a été établie en supposant que l'enveloppe est totalement optiquement mince à la longueur d'onde λ . Si de plus l'émission à cette longueur d'onde est essentiellement réalisée par les grains se trouvant dans les couches externes, soit $r \geq r_0$ d'après les conventions du paragraphe II.2, leur distribution de température répond à l'équation (II.8), et l'on obtient (mais en commençant l'intégration en r_0 au lieu de R_i puisque l'équation

(II.8) n'est pas applicable en $r < r_0$:

$$S_d(\lambda) \propto \lambda^{(-3-\beta/2)} \int_{x_0(\lambda)}^{x_e(\lambda)} \frac{x^{(1+\beta/2)} dx}{e^x - 1} \quad (II.14)$$

$$\text{ou, } S_d(\nu) \propto \nu^{(1+\beta/2)} \int_{x_0(\nu)}^{x_e(\nu)} \frac{x^{(1+\beta/2)} dx}{e^x - 1} \quad (II.15)$$

où les bornes de l'intégrale sont définies par :

$$x_0(\nu) = \frac{h\nu}{kT_0}$$

$$x_e(\nu) = \frac{h\nu}{kT_0} \left(\frac{R_e}{r_0} \right)^{2/(4+\beta)}$$

Si l'enveloppe est totalement optiquement mince à toutes les longueurs d'onde, la distribution de température des grains répond en fait à l'équation (II.7) et les bornes sont :

$$x_0(\nu) \equiv x_i(\nu) = \frac{h\nu}{kT_*} \left(\frac{2R_i}{R_*} \right)^{2/(4+\beta)}$$

$$x_e(\nu) = \frac{h\nu}{kT_*} \left(\frac{2R_e}{R_*} \right)^{2/(4+\beta)}$$

L'approximation (II.15) peut aussi être trouvée dans l'appendice C de Sopka et al. (1985), bien qu'ils aient supposé $x_0(\lambda) = 0$. Jura (1986) l'a également utilisée, mais avec une approximation supplémentaire. Son but était d'estimer la valeur de l'index β de la loi d'émissivité pour les sources riches en carbone, à partir des flux IRAS à 12, 25, 60, et 100 μm . Il a supposé que la valeur de l'intégrale est indépendante de λ dans ce domaine de longueur d'onde, et a donc simplement posé :

$$S_d(\nu) \propto \nu^{(1+\beta/2)} \quad (II.16)$$

Nous avons fait quelques estimations numériques de la valeur de cette intégrale pour tester la validité de cette approximation en utilisant des valeurs de paramètres typiques des étoiles AGB. L'essentiel était de tester l'influence des bornes de l'intégrale. Nous ne voulions pas nous fixer arbitrairement des valeurs de T_0 et r_0 qui ne seraient pas forcément réalistes, et nous avons donc utilisé les expressions des bornes dans le cas complètement optiquement mince. La température de l'étoile est prise à 2000 K. Nous avons testé deux valeurs de R_e : $R_e = 25\,000 R_*$, soit $R_e \sim 4 \cdot 10^{18}$ cm, pratiquement infini, et $R_e = 2\,500 R_*$, soit $R_e \sim 4 \cdot 10^{17}$ cm. Nous avons aussi testé deux valeurs de R_i : $R_i = 5R_*$ qui est en effet une valeur du rayon intérieur typique des étoiles AGB (cf. paragraphe V), et $R_i = 50R_*$ qui est une façon de se placer dans le cas où l'on intègre seulement à partir de r_0 . Enfin, nous avons testé quatre valeurs de β : 0.9, 1.0, 1.1, et 1.5. Les résultats sont présentés dans la figure 4 où l'on a tracé la valeur de l'intégrale $X(\lambda)$, en fonction de λ . Cette approximation semble donc correcte uniquement lorsque le rayon extérieur est très grand et si l'on utilise le rapport de flux IRAS (S_{60}/S_{100}). Mais elle ne l'est pas dans les autres cas et pour les autres rapports.

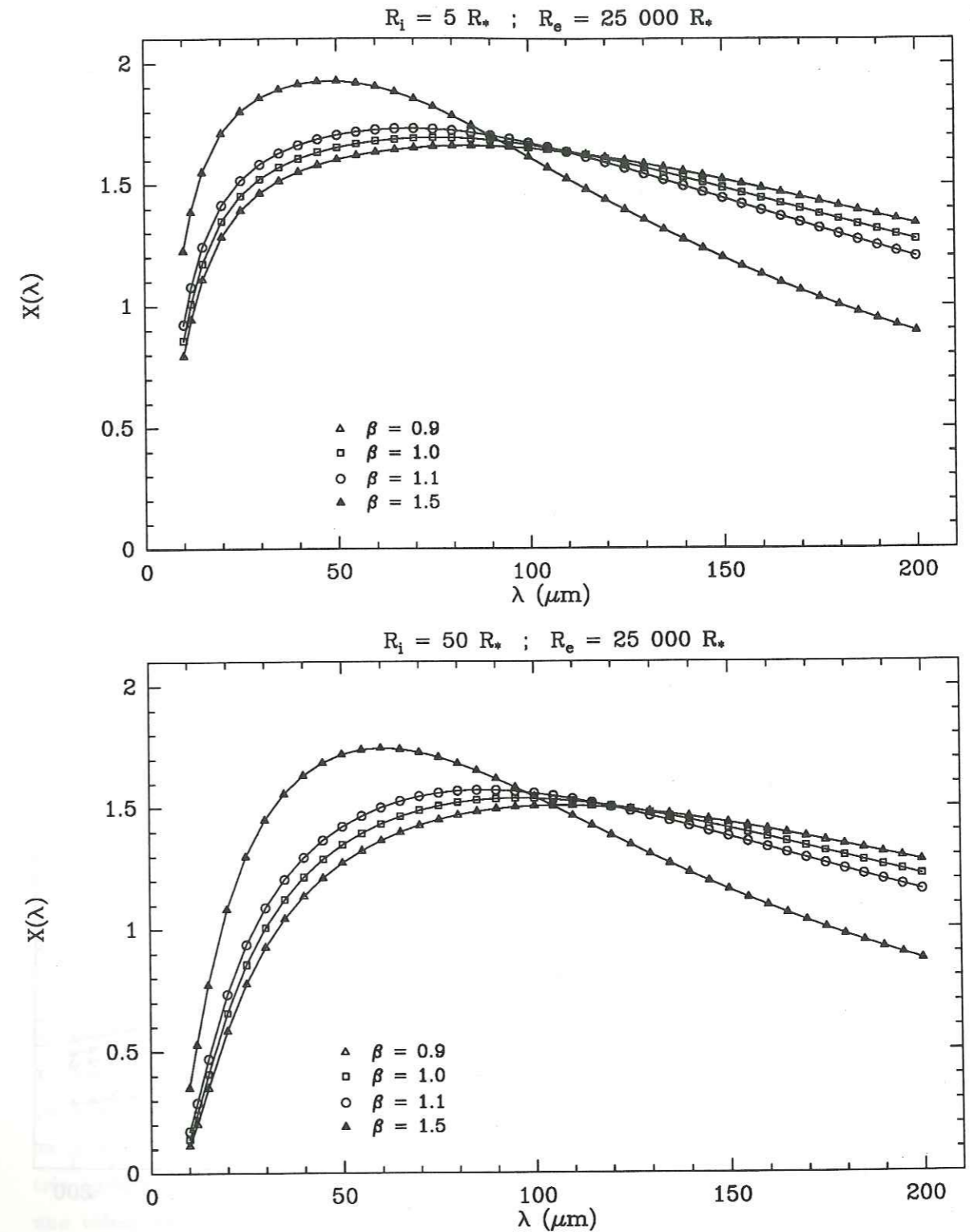


Figure 4 : test de la validité de l'approximation "de la loi de puissance" (paragraphe II.4.b). La valeur de l'intégrale $X(\lambda) = \int_{x_i(\lambda)}^{x_e(\lambda)} \frac{e^{(1+\beta/2)}}{e^x - 1} dx$ a été calculée dans plusieurs cas réalistes de façon à tester sa dépendance en fonction de la longueur d'onde. Dans tous les cas on a $T_* = 2000$ K. Les valeurs de R_i/R_* et R_e/R_* qui déterminent les valeurs des bornes de $X(\lambda)$ sont indiquées au-dessus de chaque figure. Quatre valeurs de l'index de la loi d'émissivité β ont été utilisées comme indiqué. Il en ressort essentiellement que l'on ne peut pas assimiler les bornes $x_i(\lambda)$ et $x_e(\lambda)$ à 0 et l'infini dans le domaine de longueurs d'onde de la photométrie IRAS (12, 25, 60, et 100 μm).

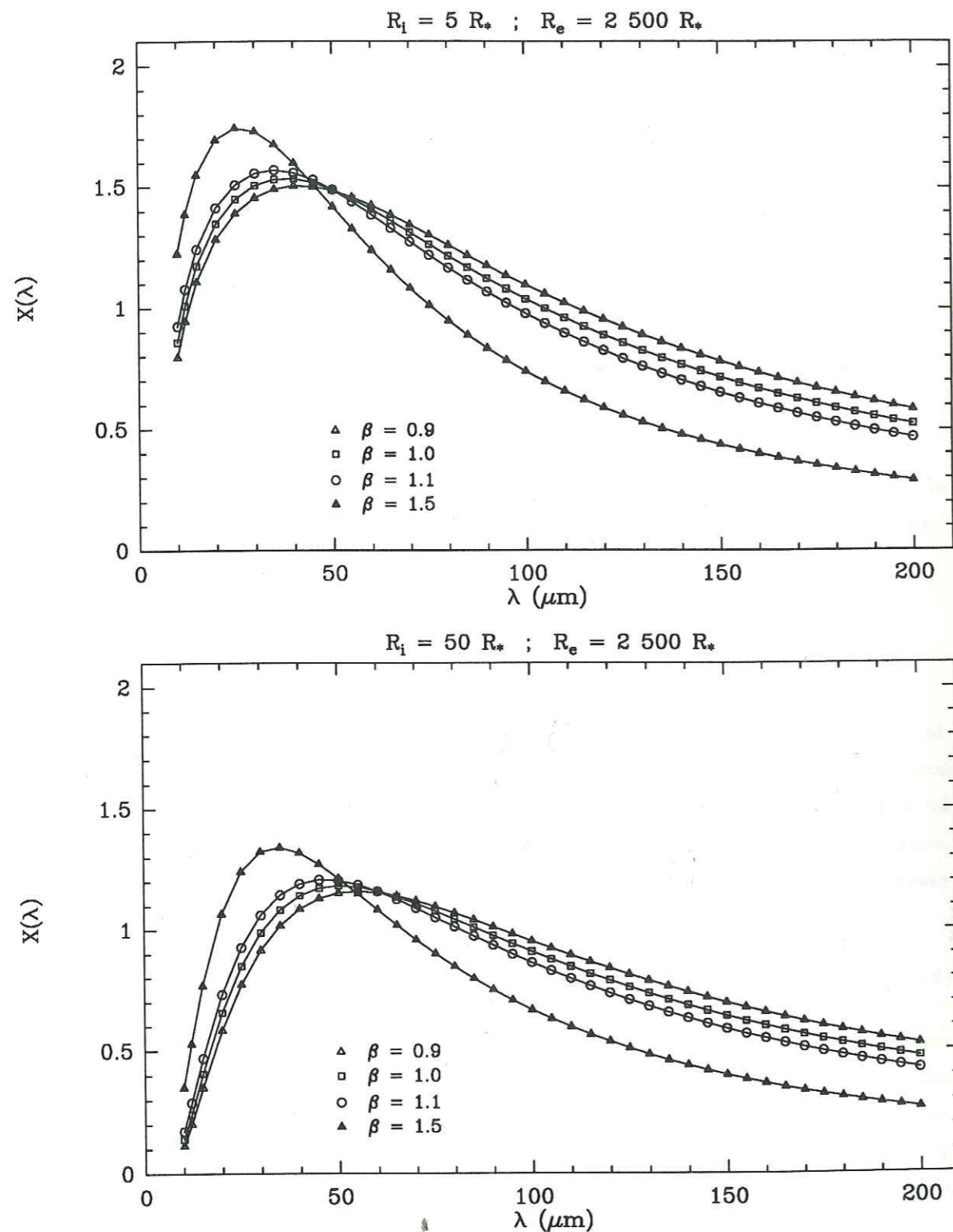


Figure 4 (suite)

L'influence de $X(\lambda)$ n'est en effet pas négligeable sur la détermination de la valeur de β . Pour donner un exemple, si le rapport des flux IRAS à 12 et 25 μm vaut 3.1 (valeur moyenne obtenue par Jura), on trouve $\beta = 1.1$ en supposant que $X(12 \mu) = X(25 \mu)$. Inversement, avec $\beta = 1.1$, $r_0 = 5 R_*$, et $R_e = 25000 R_*$, nos estimations fournissent $(S_{12}/S_{25}) = 2.3$. Avec un tel rapport, et à nouveau en négligeant les valeurs de $X(\lambda)$, on aurait pu en déduire que $\beta = 0.3$. En fait, les résultats sont particulièrement incohérents avec les rapports de flux à 12 et 25 μm car, comme Jura le dit lui-même, la contribution de l'étoile au flux à 12 μm n'est en général pas négligeable (sauf dans les sources les plus optiquement épaisses), or nous n'envisageons ici que l'émission des poussières.

III. ORGANISATION GÉNÉRALE DU PROGRAMME

Comme nous l'avons vu, l'essentiel du programme consiste à résoudre l'équation d'équilibre pour calculer la distribution de température des grains. Ceci est fait par itérations successives, jusqu'à convergence de $T_d(r)$. En fait, le test de convergence n'est pas réalisé sur les températures, mais sur l'énergie totale émise par la source, étoile et poussières. Le premier test consiste à vérifier la conservation de l'énergie à l'itération 0 : si l'énergie (la puissance pour être exact) totale émise par la source, $E_{tot}^{[0]}$, est inférieure à la luminosité de l'étoile, nous avons perdu de l'énergie en cours de route du fait de l'omission du terme de chauffage IR. Dans ce cas, le processus itératif est enclenché. Ensuite, à chaque itération i , la convergence est testée en examinant la différence relative entre l'énergie totale calculée à l'itération précédente et celle de la présente itération, sachant que l'on a toujours, comme mentionné dans le paragraphe II, $E_{tot}^{[i]} \geq E_{tot}^{[i-1]}$.

On pourrait se dire qu'il suffit simplement de tester la conservation de l'énergie à chaque itération, et d'arrêter le processus lorsque $E_{tot}^{[i]} \simeq L_*$ à une certaine précision près. En fait, ce n'est pas parce que, à un moment donné, nous trouvons $E_{tot}^{[i]} = L_*$, que le programme converge. Par contre, si E_{tot} converge effectivement, les températures convergent également et la conservation de l'énergie est assurée. Cette constatation pose les limites de la méthode employée ici pour résoudre le transfert. En effet, dans les cas très optiquement épais, il peut tout à fait se produire que, à l'itération 0, nous trouvons une valeur de $E_{tot}^{[0]}$ de à peine $\sim 10\%$ de la luminosité de l'étoile, signifiant que presque toute son énergie est absorbée par les poussières. Dans ce cas, la solution initiale est trop approximative et le programme n'est pas capable de calculer la distribution de température; l'énergie totale diverge (généralement violemment) au lieu de converger. C'est pourquoi nous testons effectivement la convergence et non seulement la conservation de l'énergie. Bien que limité dans les cas très optiquement épais, ce programme s'est avéré suffisant pour la plupart des applications où nous l'avons employé. Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, son avantage est de consommer moins de temps de calcul que les méthodes de résolution du transfert décrites par Leung (1975) ou Rowan-Robinson (1980). Les limites et

les performances du programme sont décrites plus en détail dans le paragraphe V.

La résolution de l'équation d'équilibre sous-entend aussi d'avoir d'abord fixé les paramètres libres du modèle tels que la loi d'émissivité, le rayonnement émis par l'étoile, les rayons intérieur et extérieur de l'enveloppe, le taux de perte de masse envisagé, etc . . . , et d'avoir fait quelques calculs préliminaires. Le programme est géré par un corps de programme qui contient uniquement des appels de routines (et quelques formats) ayant chacune une tâche bien déterminée. Nous présentons maintenant les différentes étapes dans l'ordre où elles sont effectuées.

1. Mise en place des variables

a) Appel à une routine chargée uniquement de lire des fichiers de données :

- émissivités des grains en fonction de λ et de la composition chimique demandée, ainsi que les paramètres de la distribution de taille.

- valeurs de l'intégrale W_d^- , calculée préalablement et une fois pour toutes pour chaque taille de grain, chaque espèce (i.e. composition chimique) de grains, et pour 255 températures de 1 à 2000 K.

- paramètres physiques de l'enveloppe tels que le taux de perte de masse en poussières désiré, \dot{M}_d , la vitesse d'expansion, V_e , la valeur du rayon extérieur, et la température des grains au rayon intérieur, T_{max} , (R_i est calculé ensuite).

- les paramètres de l'étoile, c'est à dire sa luminosité et sa distance, plus sa température effective si elle émet un rayonnement de corps noir, un tableau de valeurs de $I_*(\lambda)$ et la valeur de R_* autrement.

b) Calcul du rayon de l'étoile (si c'est un corp noir), du rayon intérieur, et de la densité des poussières en R_i , ainsi que le calcul du rayonnement sortant de la région ionisée si il y a lieu.

c) Calcul de la géométrie, c'est à dire détermination de l'échantillonnage des rayons, des angles, et des opacités correspondantes, qui serviront ensuite au calcul de W_*^+ , W_d^+ , et $S(\lambda)$.

2. Itération 0

- Calcul du chauffage de l'étoile, $W_*^+(r)$ et détermination des températures à l'ordre 0; pour cela, la valeur de $T_d^{[0]}(r)$ est interpolée dans le tableau des W_d^- lu en entrée.

- Calcul de $S_*(\lambda)$, $S_d^{[0]}(\lambda)$, et de l'énergie totale émise par la source, $E_{tot}^{[0]}$.

- Test de conservation de l'énergie : si $E_{tot}^{[0]} \leq L_*$ à une certaine précision près (typiquement 1/10000) il est nécessaire de calculer le terme de chauffage IR, autrement le calcul est terminé.

3. Itérations et test de convergence

- Calcul de l'intégrale triple $W_d^{+ [i]}(r)$ en tout point r en utilisant $T_d^{[i-1]}(r)$.

- Calcul des températures à l'ordre i : on fait simplement la somme de $W_*^+(r)$ et $W_d^{+ [i]}(r)$, puis $T_d^{[i]}(r)$ est interpolée dans le tableau des W_d^- .

- Calcul de $S_d^{[i]}(\lambda)$ et $E_{tot}^{[i]}$.

- Test de convergence : si $[E_{tot}^{[i]} - E_{tot}^{[i-1]}] \geq \epsilon E_{tot}^{[i-1]}$, où ϵ est la précision demandée sur la convergence (typiquement 0.01%), on considère que la convergence n'est pas atteinte et une autre itération est enclenchée, sinon le calcul est terminé.

4. Ecriture des résultats

Le corps de programme écrit un certain nombre de fichiers contenant différentes informations. Les données écrites sont purement théoriques, c'est à dire sans aucune convolution par un instrument quelconque. Par contre, pratiquement toutes les étapes de calculs sont conservées, en particulier les valeurs de $\mathcal{I}(\lambda, p)$ (cf. eqs. II.9 et II.11), ce qui permet de calculer le flux observé par n'importe quel instrument (dans la mesure où ses caractéristiques sont connues), que la source soit résolue ou non. Le programme annexe permettant de calculer la photométrie IRAS est décrit au paragraphe IV.6.

IV. DESCRIPTION DÉTAILLÉE

Nous donnons ici une description plus complète du modèle et du programme. Nous présentons d'abord les caractéristiques des grains à l'ETL telles que leur distribution de taille. Le paragraphe 2 est consacré au calcul du rayon intérieur, et les paragraphes 3 et 4 donnent les expressions détaillées des termes des équations du paragraphe II en présence d'une distribution de taille de grains, ainsi que les expressions des opacités dans les différents cas de figure. Toutes les expressions sont données en supposant une loi de densité en $1/r^2$. Le paragraphe 5 présente le système d'échantillonnage de la grille de rayons permettant d'assurer la convergence numérique. Enfin, nous décrivons dans le paragraphe 6 un petit programme annexe permettant de calculer la photométrie du satellite IRAS.

IV.1. Caractéristiques des poussières

a) Distribution de taille des gros grains

Pour faire les tests du programme, nous avons utilisé les lois d'émissivité déduites par Draine et Lee (1984) pour du graphite pur et des silicates "astronomiques". Celles-ci sont présentées dans la figure 5 pour quatre tailles de grains comprises entre 0.01 et 0.3 μm . Des grains de carbone amorphe sont plus adaptés pour les étoiles AGB riches en carbone que nous considérerons dans la suite que du graphite pur (cf. chapitre 6) ; leur émissivité à grande longueur d'onde est plutôt en loi de puissance, alors que le graphite de Draine et Lee (1984) présente un plateau entre ~ 20 et 60 μm , puis une loi de puissance en λ^{-2} . Le but ici était simplement de tester le programme en présence de différentes lois, de préférence moins lisses que des lois de puissance (en particulier avec des bandes de résonance) pour s'assurer de la stabilité numérique. Pour les tailles mentionnées précédemment, nous considérons que les grains sont à l'ETL.

Lorsqu'il y a une seule taille et une seule composition chimique de grains, leur densité numérique au rayon intérieur de l'enveloppe en fonction des paramètres d'entrée \dot{M}_d et V_e est :

$$N_i = \frac{\dot{M}_d}{V_e} \frac{3}{16\pi^2 a^3 \rho R_i^2} \quad (IV.1)$$

où a est le rayon des grains, et ρ leur densité massique égale à 2.7 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ pour le graphite et 3 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ pour les silicates.

Nous considérons maintenant une distribution de taille de grains en loi de puissance de a . La densité numérique s'écrit formellement :

$$dn(a, r) \propto \frac{a^\eta}{r^2} da \quad (IV.2)$$

En principe, la distribution de taille est continue. Néanmoins, Draine et Lee ne donnent les lois d'émissivité que pour six tailles discrètes. A grande longueur d'onde, le rapport (Q_λ/a) est indépendant de a , ce qui permettrait d'interpoler les valeurs de Q_λ pour toute taille. Par contre, ce rapport est très dépendant de a à courte longueur d'onde. Comme on le voit dans la figure 5, une interpolation des valeurs de Q_λ serait assez risquée, et nous avons finalement préféré prendre une distribution en "marche d'escalier". Pour un grain de taille a_k , nous posons :

$$n_k(a_k, r) = cste \left(\frac{R_i}{r}\right)^2 a_k^\eta \delta a_k \quad (IV.3)$$

où $\delta a_k = (a_{k+1} - a_{k-1})/2$. Indépendamment de la distribution de taille, il est prévu de pouvoir mélanger plusieurs espèces de grains. Si Y est l'abondance en masse d'une espèce donnée par rapport à la masse totale de poussières, et si Y_k est l'abondance correspondante pour chaque intervalle de taille, la densité numérique d'une taille de grains en R_i est :

$$N_{ik} = \frac{\dot{M}_d}{V_e} \frac{3Y_k}{16\pi^2 R_i^2 a_k^3 \rho} \quad (IV.4)$$

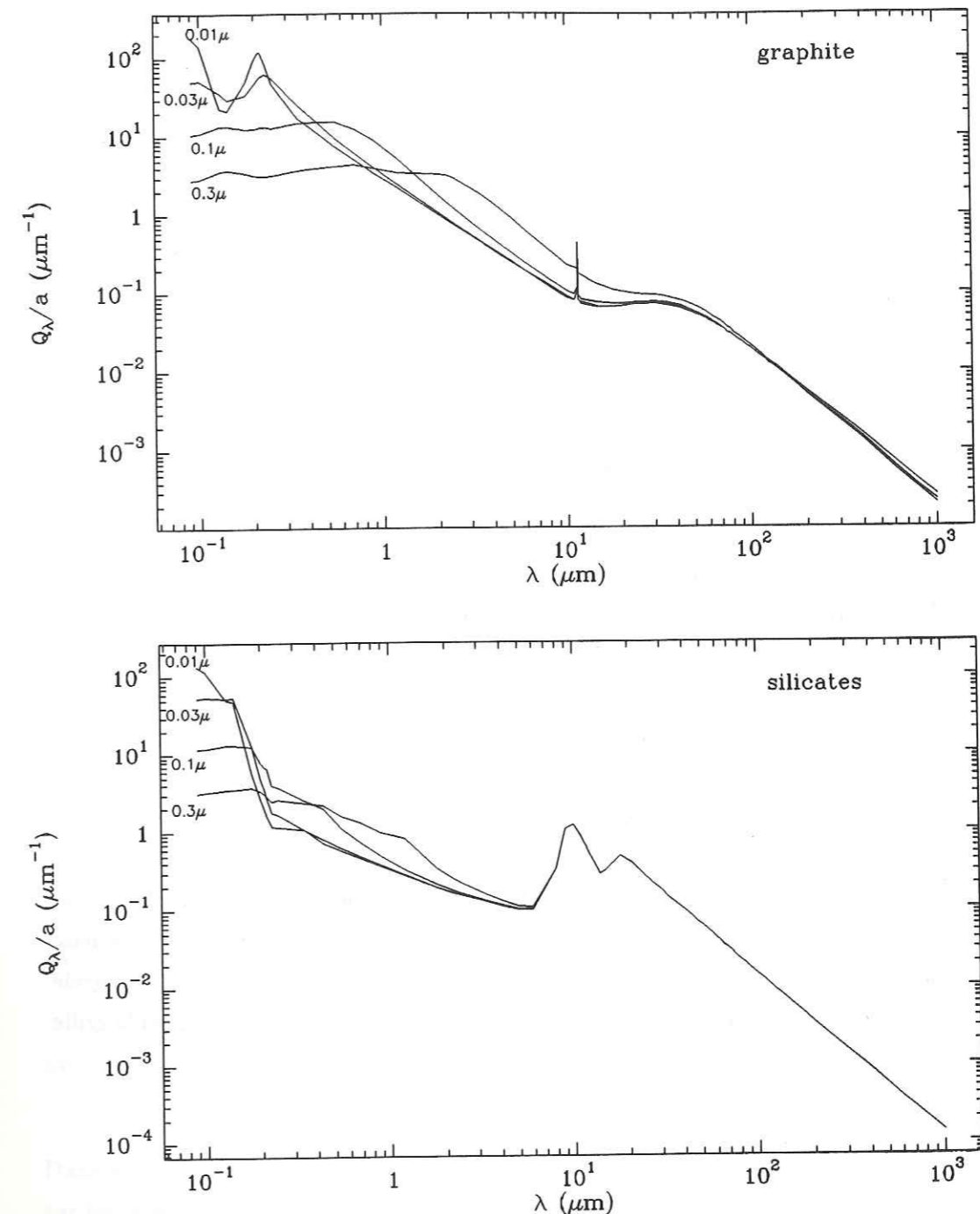


Figure 5 : Loi d'émissivité du graphite pur et des silicates déduites par Draine et Lee (1984), pour quatre tailles (rayons) de grains : $a = 0.01, 0.03, 0.1, \text{ et } 0.3 \mu\text{m}$. Nous avons reporté la valeur de (Q_λ/a) , où Q_λ est l'émissivité des grains, c'est à dire le rapport de la section efficace réelle et de la section efficace géométrique.

$$\text{où } Y_k = \frac{a_k^{(3+\eta)} \delta a_k}{\sum_i a_i^{(3+\eta)} \delta a_i} \quad (IV.5)$$

et bien sûr $Y = \sum Y_k$.

La taille minimale et maximale des grains, ainsi que l'exposant de la distribution de taille sont des paramètres libres donnés en entrée dans le programme. On peut aussi bien ne mettre qu'une seule taille. En principe, si $\eta = -3$, la masse totale de grains d'une taille donnée est indépendante de a ; ceci n'est pas tout à fait vrai ici à cause de la discrétisation. En général, nous prenons $\eta = -3.5$ qui est la valeur déterminée par Mathis, Rumpl et Nordsieck (1977) pour les poussières du milieu interstellaire.

b) Echantillonnage des longueurs d'onde

La grille de longueurs d'onde est essentiellement adaptée aux lois d'émissivité des poussières. Elle comprend 131 points, de 0.05 à 2000 μm . L'échantillonnage est particulièrement resserré aux courtes longueurs d'onde où Q_λ est parfois très irrégulier (voir fig. 5). D'autre part, tous les points nécessaires sont mis de façon à représenter correctement les bandes des silicates. Les intégrales sur les longueurs d'onde sont faites par des algorithmes de splines, excepté dans les portions où se trouvent les bandes de résonances où l'intégration est prudemment faite avec la méthode des trapèzes (uniquement pour l'espèce de grains présentant ces bandes).

A l'heure actuelle, seuls le graphite (ou le carbone amorphe) et les silicates sont réellement prévus par le programme. Rajouter une autre espèce ayant une loi d'émissivité lisse ne présente en principe pas d'autre problème que de tabuler les valeurs de Q_λ et de l'intégrale W_d^- . Par contre, si l'espèce présente des bandes de résonance, il faut rééchantillonner la grille de longueur d'onde en conséquence.

IV.2. Calcul du rayon intérieur

Lorsque nous voulons calculer l'émission des poussières pour des étoiles AGB, nous considérons que la zone située entre le rayon de l'étoile et le rayon intérieur est vide. La possibilité de tabuler les valeurs de $I_*(\lambda)$, au lieu de prendre juste une loi de corps noir, permet de tenir compte éventuellement des raies d'absorption photosphériques vues dans ces étoiles. Ceci nécessiterait néanmoins de connaître l'émission au niveau de la photosphère, avant absorption par les poussières.

Le fait que nous ayons à calculer R_i résulte d'un choix des paramètres d'entrée. Nous pouvions soit fixer arbitrairement R_i , soit nous donner la température des grains en ce rayon, T_{max} , qui est aussi la température la plus élevée atteinte par les grains dans l'enveloppe. Nous préférons la dernière solution car T_{max} est un paramètre plus facile à estimer au départ; si la perte de masse de l'étoile est en cours, T_{max} doit être approximativement la température

de condensation des grains; si la perte de masse est stoppée, elle est plus basse. Lorsque plusieurs espèces et plusieurs tailles de grains sont présentes, nous faisons l'approximation de prendre le même rayon intérieur pour toutes les tailles et toutes les espèces. R_i est alors calculé pour le grain qui atteint la température la plus élevée. D'autre part, R_i est déterminé en négligeant le chauffage par le champ de rayonnement interstellaire (qui effectivement ne pénètre pas profondément dans l'enveloppe et est une composante mineure par rapport à l'étoile), mais aussi le chauffage IR. D'après l'équation (II.5) nous obtenons, pour le grain sélectionné de taille a :

$$R_i^2 = \frac{R_*^2 \int_0^\infty d\lambda Q_\lambda I_*(\lambda)}{4 \int_0^\infty Q_\lambda \pi B_\lambda(T_{max})} \quad (IV.6)$$

Une fois le rayon intérieur calculé, il reste fixé au cours des itérations. Nous trouvons donc toujours, au bout du calcul, une température en R_i supérieure à celle demandée. Ceci n'est pas parfaitement cohérent, mais essayer d'assurer la convergence en conservant strictement la valeur de T_{max} est délicat. En pratique, l'augmentation de température va de quelques K dans les cas optiquement minces à 100–150 K dans les cas optiquement épais.

IV.3. Termes de chauffage

a) Chauffage par l'étoile

En présence d'une distribution discrète de tailles de grains, la puissance venant de l'étoile absorbée par une poussière située en r et ayant une section efficace d'absorption $\sigma(\lambda)$ est:

$$W_*^+ = \left(\frac{R_*}{r}\right)^2 \int_0^\infty d\lambda \sigma(\lambda) I_*(\lambda) e^{-\sum_k \tau_k(\lambda, r)} \quad (IV.7)$$

avec:

$$\tau_k(\lambda, r) = \pi R_i^2 \left(\frac{1}{R_i} - \frac{1}{r}\right) N_{ik} a_k^2 Q_k(\lambda) \quad (IV.8)$$

Dans le cas où plusieurs espèces de gros grains sont mélangées, il faut de plus sommer l'opacité sur les espèces.

b) Chauffage par le champ de rayonnement du milieu interstellaire

Nous utilisons le champ de rayonnement déterminé par Mezger, Mathis, et Panagia (1982), basé sur l'étude du rayonnement infrarouge et submillimétrique des poussières du milieu interstellaire. Pour l'étude des étoiles de la branche asymptotique des géantes rouges, cette source de chauffage est tout à fait mineure. Lorsque l'enveloppe est optiquement mince, le chauffage de l'étoile est dominant partout. Lorsque l'enveloppe est optiquement épaisse, le chauffage de l'étoile est dominant dans les couches internes, puis le chauffage IR prend le relais. Dans le dernier cas, le champ de rayonnement interstellaire permet de maintenir la température des grains de l'extérieur de l'enveloppe à $\sim 15 - 30$ K (selon la composition

chimique des grains), au lieu de ~ 10 K. Dans cette thèse, nous avons essentiellement étudié l'émission des poussières vue par IRAS ; il n'était donc pas nécessaire de rajouter cette source de chauffage. Par contre, si l'on veut étudier le rayonnement continuum à plus grandes longueurs d'onde, dans le millimétrique entre autres, son influence peut ne pas être négligeable. Du point de vue du programme, l'énergie apportée par l'ISRF n'est pas comptabilisée dans le bilan d'énergie ; ceci n'introduit pas d'erreur supérieure à l'incertitude numérique (typiquement 1%). La géométrie du problème est tout à fait similaire à celle du chauffage IR lorsque $r = R_e$, et nous reportons donc le lecteur au paragraphe suivant.

c) Chauffage infrarouge

Pour un grain de taille a_k situé en r , le terme de chauffage IR s'écrit :

$$W_{dk}^+(r) = \pi a_k^2 \int_0^\infty d\lambda Q_k(\lambda) \int_{-1}^{+1} du \int_0^{l_e(u)} dl \left[\sum_l a_l^2 Q_l(\lambda) B_\lambda(T_{dl}(r')) n_l(r') \right] e^{-\sum_l \tau_l(\lambda, u, l)} \quad (IV.9)$$

Comme on peut le voir dans la figure 2, les relations géométriques de base sont (en posant $u = \cos \psi$) :

$$r'^2 = l^2 + 2lr u + r^2 \quad (IV.10)$$

$$l_e = \sqrt{R_e^2 - r^2(1 - u^2)} - ru \quad (IV.11)$$

Les bornes des intégrales géométriques dans l'équation précédente sont formelles ; il faut en fait distinguer plusieurs cas. Lorsque la direction u traverse l'étoile, aucun rayonnement venant des grains situés derrière l'étoile n'atteint le grain considéré. Ce cône d'ombre est dessiné en hachuré sur la fig.2. Bien que la taille de l'étoile soit très petite devant celle de l'enveloppe, le cône d'ombre n'est pas négligeable pour les grains situés dans les couches internes. Par exemple, dans le cas typique d'une étoile AGB où la température maximale des grains est de l'ordre de 1000 K, on a $R_i \sim 5R_*$. D'autre part, lorsque la direction u traverse la zone vide de matière entre R_* et R_i , l'intégrale sur l doit être divisée en deux morceaux. Nous définissons $u_*(r)$ et $u_i(r)$ comme les directions tangentes en R_* et R_i . L'intégrale sur u est alors divisée en trois parties suivant la valeur de u . Nous donnons maintenant les expressions explicites des bornes des intégrales et des opacités dans ces trois cas.

$$\underline{1^{er} \text{ cas}} : u_i \leq u \leq 1 \text{ et } r > R_i :$$

La direction u traverse toujours une zone contenant des poussières lorsque $r < R_e$ et l'on intègre continûment de 0 à $l_e(u)$. Si $r = R_e$, l'intégrale sur u commence en 0 au lieu de 1. L'opacité est donnée par (toujours pour une loi de densité en $1/r^2$) :

$$\tau_l(\lambda, u, l) = \frac{\pi a_l^2 Q_l(\lambda) N_{il} R_i}{r \sqrt{1 - u^2}} \left[\arctan\left(\frac{l + ru}{r \sqrt{1 - u^2}}\right) - \arctan\left(\frac{u}{\sqrt{1 - u^2}}\right) \right] \quad (IV.12)$$

$$\underline{2^{ème} \text{ cas}} : u_* \leq u < u_i, \forall r :$$

La direction u passe dans la zone vide et traverse deux fois R_i ; les longueurs l correspondantes sont notées $l_1(u)$ et $l_2(u)$ où $l_1 < l_2$ (fig.2), et valent :

$$l_1(u) = -\sqrt{R_i^2 - r^2(1 - u^2)} - ru \quad (IV.13)$$

$$l_2(u) = +\sqrt{R_i^2 - r^2(1 - u^2)} - ru \quad (IV.14)$$

et $l_1(u) = 0$ si $r = R_i$. L'intégrale sur l devient formellement :

$$\int_0^{l_e(u)} \equiv \int_0^{l_1(u)} + \int_{l_2(u)}^{l_e(u)}$$

Si $l \leq l_2$, l'opacité s'écrit comme dans le cas précédent en remplaçant l par l_1 si $l_1 \leq l \leq l_2$; sinon on obtient :

$$\tau_l(\lambda, u, l) = \tau_l^{1^{er} \text{ cas}}(\lambda, u, l_1) + \frac{\pi a_l^2 Q_l(\lambda) N_{il} R_i}{r \sqrt{1 - u^2}} \left[2 \arctan\left(\frac{l_1 + ru}{r \sqrt{1 - u^2}}\right) \right] \quad (IV.15)$$

$$\underline{3^{ème} \text{ cas}} : -1 \leq u < u_*, \forall r :$$

Le grain ne "voit" pas les poussières situées derrière l'étoile, et nous sommes finalement rendus au premier cas en remplaçant $l_e(u)$ par $l_1(u)$. De plus ce terme est nul si $r = R_i$.

IV.4 Calcul de l'émission sortante par ligne de visée

Comme précédemment, nous réécrivons d'abord les équations données dans le paragraphe II en les généralisant à une distribution de tailles de grains. L'équation II.9 devient (voir aussi fig.3) :

$$\mathcal{I}_d(\lambda, p) = R_i^2 \int_{\theta_e}^{\pi - \theta_e} \frac{d\theta}{p} \left[\sum_k a_k^2 Q_k(\lambda) N_{ik} \pi B_\lambda(T_{dk}(r)) \right] e^{-\sum_k \tau_k(\lambda, p, \theta)} \quad (IV.16)$$

De la même façon que pour le chauffage infrarouge, nous devons envisager trois cas selon que la ligne de visée p traverse la zone vide ou se heurte à l'étoile.

$$\underline{1^{er} \text{ cas}} : R_i \leq p \leq R_e :$$

L'intégration est continue de θ_e à $(\pi - \theta_e)$; l'opacité due à un grain de taille a_k est :

$$\tau_k(\lambda, p, \theta) = \pi a_k^2 Q_k(\lambda) N_{ik} R_i^2 \frac{\theta - \theta_e}{p} \quad (IV.17)$$

$$\underline{2^{ème} \text{ cas}} : R_* \leq p < R_i :$$

On intègre en deux morceaux pour éliminer la zone vide :

$$\int_{\theta_e}^{\pi-\theta_e} \equiv \int_{\theta_e}^{\theta_i} + \int_{\pi-\theta_i}^{\pi-\theta_e}$$

où θ_i est défini par $\sin \theta_i = p/R_i$. Si $\theta < \theta_i$, l'opacité s'écrit comme dans le premier cas, ainsi que si $\theta_i \leq \theta \leq (\pi - \theta_i)$ mais en remplaçant θ par θ_i ; sinon on obtient :

$$\tau_k(\lambda, p, \theta) = \pi a_k^2 Q_k(\lambda) N_{ik} R_i^2 \frac{\theta + 2\theta_i - \pi - \theta_e}{p} \quad (IV.18)$$

3^{ème} cas : $p < R_*$:

Seuls les grains situés devant l'étoile (du point de vue de l'observateur) contribuent à l'émission sur la ligne de visée. Ceci est équivalent au premier cas en remplaçant la borne $(\pi - \theta_e)$ par θ_i .

Le rayonnement provenant de l'étoile est limité aux lignes de visées comprises entre 0 et R_* et s'écrit formellement :

$$\mathcal{I}_*(\lambda, p) = I_*(\lambda) e^{\sum_k \tau_k(\lambda, p)} \quad (IV.19)$$

où l'opacité due à un grain est :

$$\tau_\lambda = \sigma_\lambda N_i R_i^2 \frac{\theta_i - \theta_e}{p} \quad (IV.20)$$

La fonction totale $\mathcal{I}(\lambda, p) = \mathcal{I}_d(\lambda, p) + \mathcal{I}_*(\lambda, p)$ est tout à fait particulière. En général, elle est pratiquement constante de $p = 0$ à R_* , signifiant que l'on pourrait presque considérer que l'étoile est ponctuelle. Pour $p > R_*$, la contribution de l'étoile disparaît tandis que l'on retrouve l'émission des poussières situées à l'arrière de l'enveloppe. La fonction présente alors une discontinuité en R_* . Ensuite, en fonction de la longueur d'onde considérée, elle est très piquée sur une certaine valeur de p , presque toujours en $p = R_i$. La présence d'un "feature" dans la loi d'émissivité modifie le comportement de cette fonction. Nous donnons quelques exemples de $\mathcal{I}(\lambda, p)$, pour du graphite pur et des silicates dans le paragraphe V.

IV.5 Échantillonnage des rayons et des angles

L'échantillonnage de la grille de rayons est tout à fait cruciale pour obtenir la convergence numérique de la distribution de température. De plus, il semble que nous devions aussi échantillonner une grille de valeurs de l et u pour le calcul des intégrales du chauffage IR, et une grille de valeurs de θ et de lignes de visées pour le calcul du flux sortant. Concernant les lignes de visée, nous pouvons prendre en principe les valeurs des rayons "physiques" entre R_i et R_e . Il faut de plus rajouter des rayons "fictifs" entre 0 et R_i . Ceci posé, nous avons essayé de définir le reste de la géométrie uniquement avec cette grille de rayons (ou de

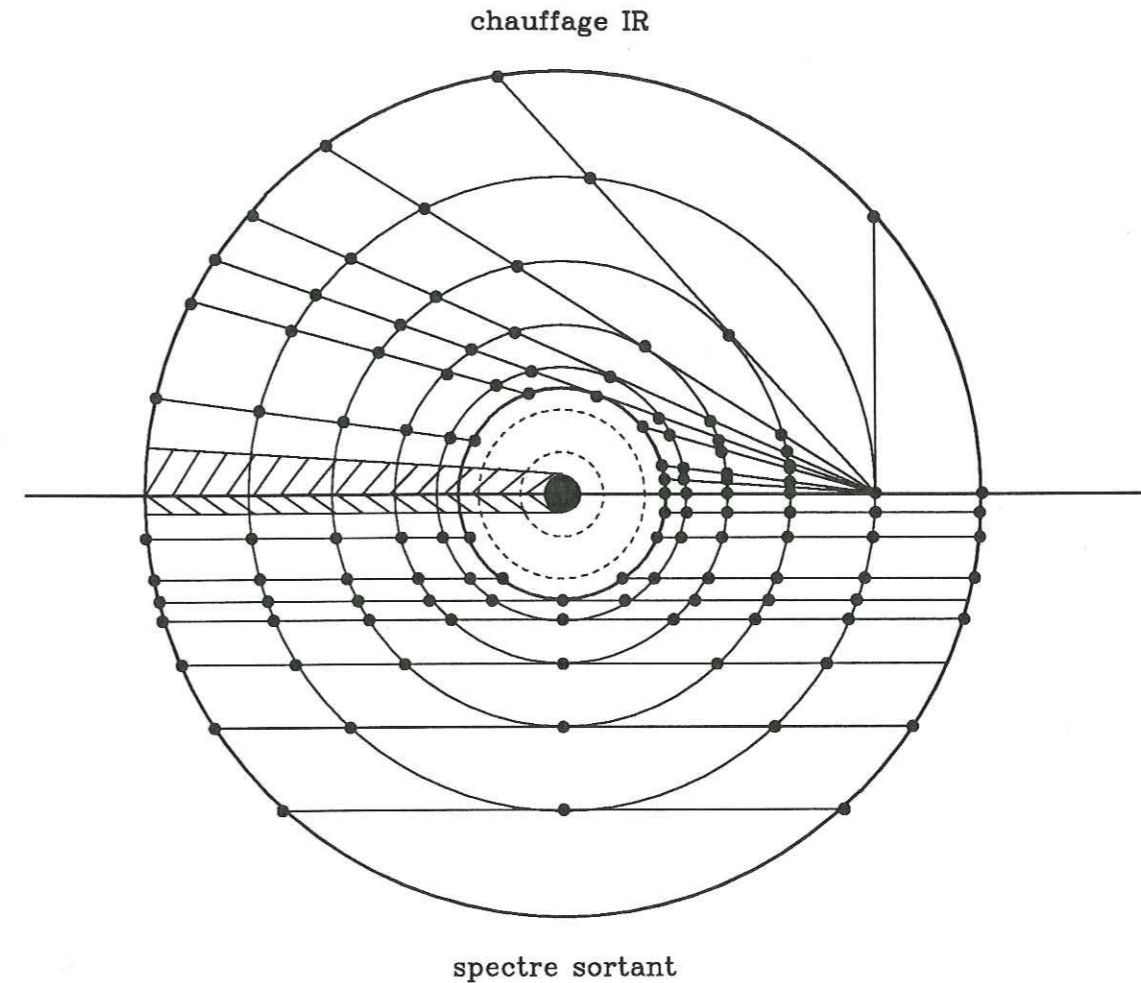


Figure 6 : principe d'échantillonnage de la grille de rayons. Les cercles en traits pleins sont des rayons physiques situés entre R_i et R_e . Les cercles en pointillés sont les rayons "fictifs" situés entre R_* et R_i . La moitié supérieure de la figure représente les échantillonnages pour le calcul du chauffage IR, alors que la moitié inférieure est consacrée au calcul de l'émission sortante par ligne de visée.

lignes de visées selon le point de vue). La figure 6 montre schématiquement le principe des échantillonnages.

Pour le calcul du flux sortant, pour une ligne de visée p donnée, les angles θ sont définis naturellement par l'intersection entre p et chaque rayon traversé. Pour le calcul du chauffage IR, nous devons échantillonner les directions u et les distance l . A u fixée, chaque valeur de l est définie immédiatement par l'intersection avec chaque rayon croisé. Pour définir les valeurs de u , nous trouvons aussi une façon simple de procéder qui consiste à définir chaque direction u comme la tangente à chacun des rayons.

Du point de vue numérique, il faut donc échantillonner une grille de rayons qui soit adaptée à tous les cas de figures précédemment décrits. Nous regardons d'abord les rayons compris entre R_i et R_e . Puisqu'il y a plusieurs ordres de grandeur entre ces deux valeurs, et que la densité est beaucoup plus élevée à l'intérieur de l'enveloppe qu'à l'extérieur, l'échantillonnage doit être nécessairement logarithmique. Il s'avère que ceci n'est pas tout à fait suffisant ; il faut encore resserrer l'échantillonnage sur R_i en ajoutant "un frein", f_1 . Les valeurs de r dans la zone contenant de la matière sont alors décrites par :

$$r(jrp) = R_i \left(\frac{R_e}{R_i} \right)^{\left(\frac{jrp-1}{nrp-1} \right)^{f_1}} \quad (IV.21)$$

où nrp est le nombre total de rayon de R_i à R_e , et jrp varie de 1 à nrp . Ceci semble adapté aux échantillonnages de θ , et de l et u tant que u ne traverse pas la zone vide : dans tous les cas, l'échantillonnage est de plus en plus resserré dans les zones de plus forte densité, c'est à dire là où les fonctions sont susceptibles de varier le plus abruptement, et inversement. De plus, plus le trajet considéré est long (suivant p ou suivant u) et traverse des régions de forte densité, plus le nombre de points d'échantillonnage est élevé (et inversement).

Considérons maintenant les rayons entre R_* et R_i . Nous prenons un échantillonnage du même type que précédemment ; il s'avère que la valeur du frein, f_2 , doit être telle que les points soient à nouveau resserrés sur R_i . Ceci est essentiellement dû au comportement de la fonction $\mathcal{I}_d(\lambda, p)$ qui est souvent très piquée sur cette valeur. Les rayons sont déterminés par :

$$r(jpp) = R_* \left(\frac{R_i}{R_*} \right)^{\left(\frac{jpp-1}{npp-1} \right)^{f_2}} \quad (IV.22)$$

où npp est le nombre de rayons entre R_* et R_i , jpp variant de 1 à npp . Enfin, nous avons rajouté trois rayons simplement équidistants entre $p = 0$ et $p = R_*$.

Il nous reste encore à trouver un échantillonnage pour les directions u positives. Toujours dans l'idée de resserrer les points lorsque l'on traverse des zones de plus fortes densités, celui-ci doit être plus dense près de $u = 0$ que de $u = 1$. Dans ce cas, il n'y a pas d'échantillonnage "naturel" et nous avons reporté des angles déjà calculés pour les directions u négatives en les décalant de $\pi/2$: le premier angle correspond à la direction tangente à u_i lorsque $r = R_i$, c'est à dire $u_i = 0$, qui nous ramène bien à $u = 1$ après décalage de $\pi/2$; ensuite, nous reportons chaque valeur de u_i décalée de $\pi/2$ calculée pour chaque rayon

successif $r > R_i$; pour $r = R_e$, u_i est égal à $-1 + \epsilon$ ($\epsilon \ll 1$), ce qui nous amène bien à une valeur de u proche de 0 par valeur positive.

Après avoir testé le comportement des différentes fonctions à intégrer dans le programme, pour différentes opacités et lois d'émissivité, nous trouvons que les valeurs suivantes donnent des résultats satisfaisants (cf. paragraphe V) :

$$\begin{aligned} nrp &= 51 & f_1 &= 3.5 \\ npp &= 41 & f_2 &= 0.008 \end{aligned}$$

Nous pourrions éventuellement améliorer la précision numérique en augmentant le nombre de points, mais au détriment du temps de calcul. Les codes de transfert basés sur les méthodes de Leung utilisent généralement plus de 100 points entre R_i et R_e . Dans notre cas, à partir d'un nombre de points raisonnable, la convergence n'est pas tant assurée par le nombre de points que par un bon échantillonnage, c'est à dire par la valeur des freins, d'autant que nous utilisons des méthodes d'intégration par splines.

Toute la géométrie décrite précédemment, ainsi que les opacités correspondantes, sont calculées initialement dans le programme, juste après le calcul de R_i , et stockées dans des tableaux pour les itérations. Le lecteur remarquera qu'il n'est pas nécessaire de calculer la géométrie du chauffage IR si le programme ne fait pas d'itérations, mais en pratique, il y a toujours au moins une itération effectuée.

IV.6 Calcul de la photométrie IRAS

Le programme écrit uniquement des résultats théoriques. Les convolutions instrumentales doivent être faites ensuite, par des programmes annexes. L'avantage de ce procédé est qu'il possible de modéliser l'émission de l'enveloppe vue à travers n'importe quel instrument, avec un programme par instrument. Ceci sera particulièrement utile pour des observations à haute résolution faites avec des caméras telles que CIRCUS. Une tentative a déjà été réalisée en collaboration avec Pierre Ghez pour l'interféromètre à retournement de front d'onde (expérience APIS) de Jean-Marie Mariotti, Jean-Louis Monin, et Christian Perrier, et semble donner de bons résultats sur NML Cyg. Ceci en est encore cependant au stade expérimental.

Dans l'immédiat, nous présentons surtout le petit programme qui permet de calculer les densités de flux IRAS comme si elles étaient effectivement mesurées par le satellite. La photométrie réalisée par IRAS utilisait des filtres large bande. Ainsi, bien que le PSC fournissent des pseudo-densités de flux en Jy, il a en fait mesuré un flux intégré sur chacune des quatre bandes. Le flux mesuré par IRAS dans une bande centrée sur la longueur d'onde effective λ_0 ($= 12, 25, 60, \text{ et } 100 \mu\text{m}$) s'écrit :

$$F_0^{\text{mesuré}} = \int_0^\infty S(\lambda) R(\lambda) d\lambda \quad (IV.23)$$

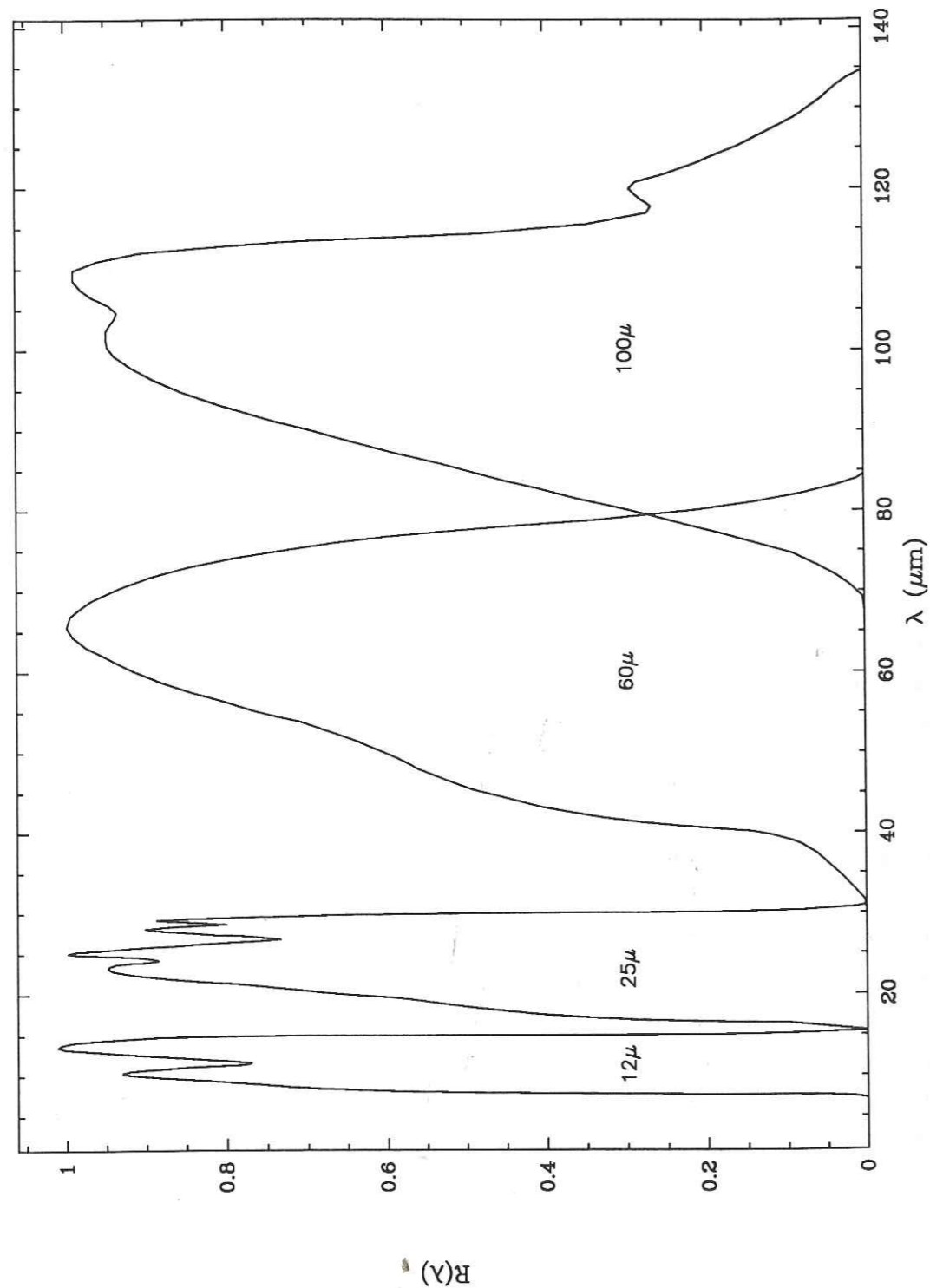


Figure 7 : Valeurs des transmissions des filtres IRAS normalisées à 1 dans les quatre bandes centrées à 12, 25, 60, et 100 μm .

où $S(\lambda)$ est la densité de flux réelle émise par la source et vue au niveau de la Terre, et $R(\lambda)$ est la fonction de réponse spectrale des filtres normalisée à 1. Les transmissions $R(\lambda)$ pour les quatre bandes sont présentées dans la figure 7. En première opération, nous convoluons la densité de flux théorique $S(\lambda)$ par $R(\lambda)$ dans les quatre bandes et en déduisons le flux qu'aurait mesuré IRAS.

Ensuite, le PSC fournit en fait des densités de flux aux longueurs d'onde effectives λ_0 , calculées comme si le spectre émis par la source variait en λ^{-1} (ou ν^{-1}). Si cela était le cas, le flux mesuré (que nous appelons "supposé") par IRAS serait :

$$F_0^{\text{supposé}} = \lambda_0 S^{\text{supposé}}(\lambda_0) I_0$$

$$\text{où } I_0 = \int_0^{\infty} \frac{R(\lambda)}{\lambda} d\lambda$$

En égalisant $F_0^{\text{mesuré}}$ et $F_0^{\text{supposé}}$, on obtient la pseudo-densité de flux rapportée dans le PSC :

$$S^{\text{supposé}}(\lambda_0) = \frac{F_0^{\text{mesuré}}}{\lambda_0 I_0} \quad (\text{IV.24})$$

De plus, nous faisons la conversion nécessaire pour convertir les S_λ utilisés ici en S_ν en Jy, comme donné dans le PSC. Nous pouvons alors comparer directement les modélisations aux observations.

Hormis la précédente description, *The Explanatory Supplement* définit ce que l'on appelle des corrections de couleur, K_0 :

$$K_0 = \frac{S^{\text{supposé}}(\lambda_0)}{S^{\text{réel}}(\lambda_0)} \quad (\text{IV.25})$$

et en donnant les valeurs pour des séries de corps noirs à différentes températures et pour des lois de puissance. On trouve parfois dans certains articles des valeurs de densités de flux IRAS d'objets réels "color-corrected". Cela signifie que les auteurs essaient de donner une valeur de $S(\lambda_0)$ réelle à partir de la valeur rapportée dans le PSC, généralement en appliquant la correction de couleur calculée pour un certain corps noir, le plus adapté à la source considérée. Pour notre part, nous ferons toujours l'opération inverse, nous n'appliquons pas de corrections de couleur *ad hoc* aux objets réels, et appliquons donc des corrections inverses aux modélisations, comme décrit par les équations (IV.24) et (IV.25).

V. ÉTUDE DE DEUX CAS TYPES ET LIMITES DU PROGRAMME

Nous présentons ici des modélisations types, réalisées pour deux cas optiquement épais, l'un avec des poussières composées de graphite, l'autre avec des silicates. Nous avons utilisé les émissivités de Draine et Lee (1984), mais en éliminant la raie du graphite. Le but de ces modélisations formelles est double. En premier lieu, nous voulions faire percevoir au lecteur de quelle façon la convergence des températures et de l'énergie s'opère dans le programme,

et préciser ses limites de fonctionnement. En second lieu, nous voulions aussi présenter le comportement du chauffage IR par rapport à celui de l'étoile en fonction de la longueur d'onde et du rayon dans l'enveloppe, et celui de la fonction $\mathcal{I}(\lambda, p)$. Nous terminerons ce paragraphe, et le chapitre, en présentant les spectres globaux obtenus dans les deux cas, et la position résultante dans le diagramme de couleur IRAS, qui, au même titre que le spectre, constituera un outil puissant pour contraindre les modèles dans les chapitres suivants.

Pour avoir un intérêt astrophysique, il fallait tout de même que ces deux cas d'école soient réalistes, et nous avons donc choisi de prendre des valeurs de paramètres typiques des étoiles AGB. Nous considérons que l'émission de l'étoile est un rayonnement de corps noir à la température $T_* = 2000$ K, pour une luminosité $L_* = 10^4 L_\odot$. Le rayon extérieur a été choisi assez grand, $R_e = 10^{18}$ cm, soit un temps d'évolution de environ $2 \cdot 10^4$ ans sur la branche asymptotique des géantes rouges. Pour simplifier, nous avons mis une seule taille de grains, $a = 0.03 \mu\text{m}$, et la température demandée au rayon intérieur, T_{max} , est de 1000 K. Enfin, les taux de perte de masse en poussières ont été choisis assez élevés, soit $\dot{M}_d = 10^{-7} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ pour le cas du graphite et $\dot{M}_d = 8 \cdot 10^{-8} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ pour les silicates.

V.1 Convergence des températures et de l'énergie

A l'itération 0, lorsque le chauffage IR est négligé, les températures des grains au rayon intérieur valent effectivement 1000 K, donnant des valeurs de R_i de $2.1 \cdot 10^{14}$ et $1.3 \cdot 10^{14}$ cm pour le graphite et les silicates respectivement (dans la suite nous donnerons toujours les valeurs des paramètres dans cet ordre). L'énergie sortante de la source (étoile et poussières), $E_{tot}^{[0]}$, vaut 30% et 50% de la luminosité initiale de l'étoile, alors que le rayonnement de celle-ci est absorbé par les poussières à 91% et 66% respectivement.

Ensuite, à chaque itération, les valeurs des températures des grains augmentent en tous points r , ainsi que la valeur de $E_{tot}^{[i]}$. A la fin du calcul, la valeur de T_{max} vaut respectivement 1130 et 1170 K pour le graphite et les silicates. La convergence des températures est présentée dans la figure 8, sachant qu'il a fallu 22 itérations pour le graphite, et 13 pour les silicates (en demandant une précision sur la convergence de 0.01%). Comme attendu, nous constatons que la convergence des températures est atteinte par valeur inférieure (la courbe la plus basse correspond à l'itération 0). De plus, la montée vers les températures d'équilibre se fait très rapidement aux premières itérations, puis de plus en plus lentement suivant un comportement asymptotique.

Ce comportement se voit plus clairement sur la figure 9 (diagramme du haut) où l'on a reporté l'évolution de $E_{tot}^{[i]}$ en fonction des itérations. La précision obtenue sur la conservation de l'énergie est de 1.9% pour le graphite, et 0.8% pour les silicates. Le lecteur attentif aura remarqué que la figure 9 a aussi un autre diagramme en bas ... qui présente cette fois un exemple de divergence du programme. Pour obtenir cela, il a fallu multiplier par trois le taux de perte de masse en poussières choisi pour le graphite, soit $3 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$. Le

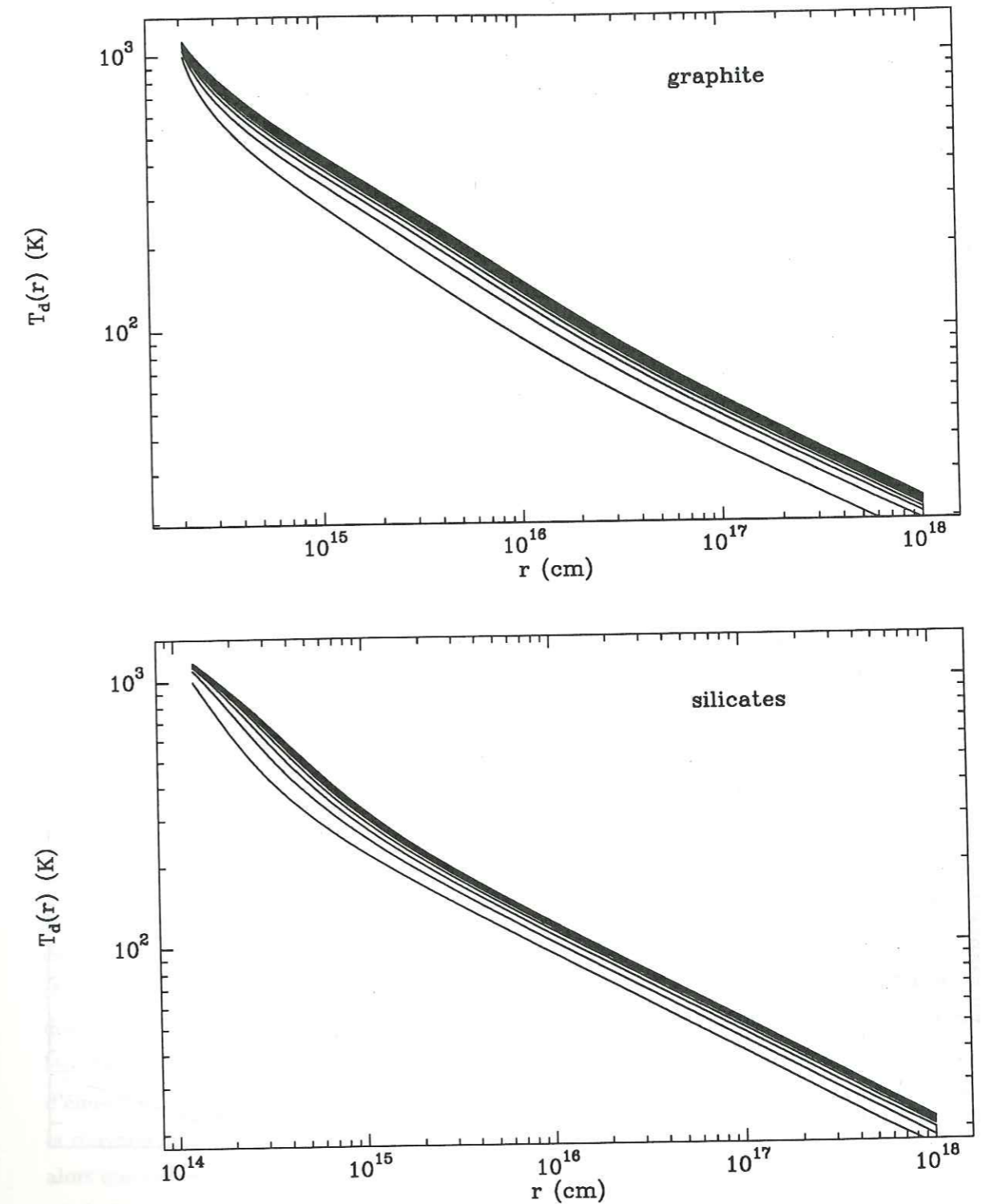


Figure 8 : distribution de température des grains dans l'enveloppe pour les deux cas types, graphite et silicates, étudiés dans le paragraphe V. La courbe la plus basse dans chaque figure correspond à l'itération 0, la plus haute aux températures d'équilibre déterminées à la dernière itération. La convergence est atteinte par valeur inférieure.

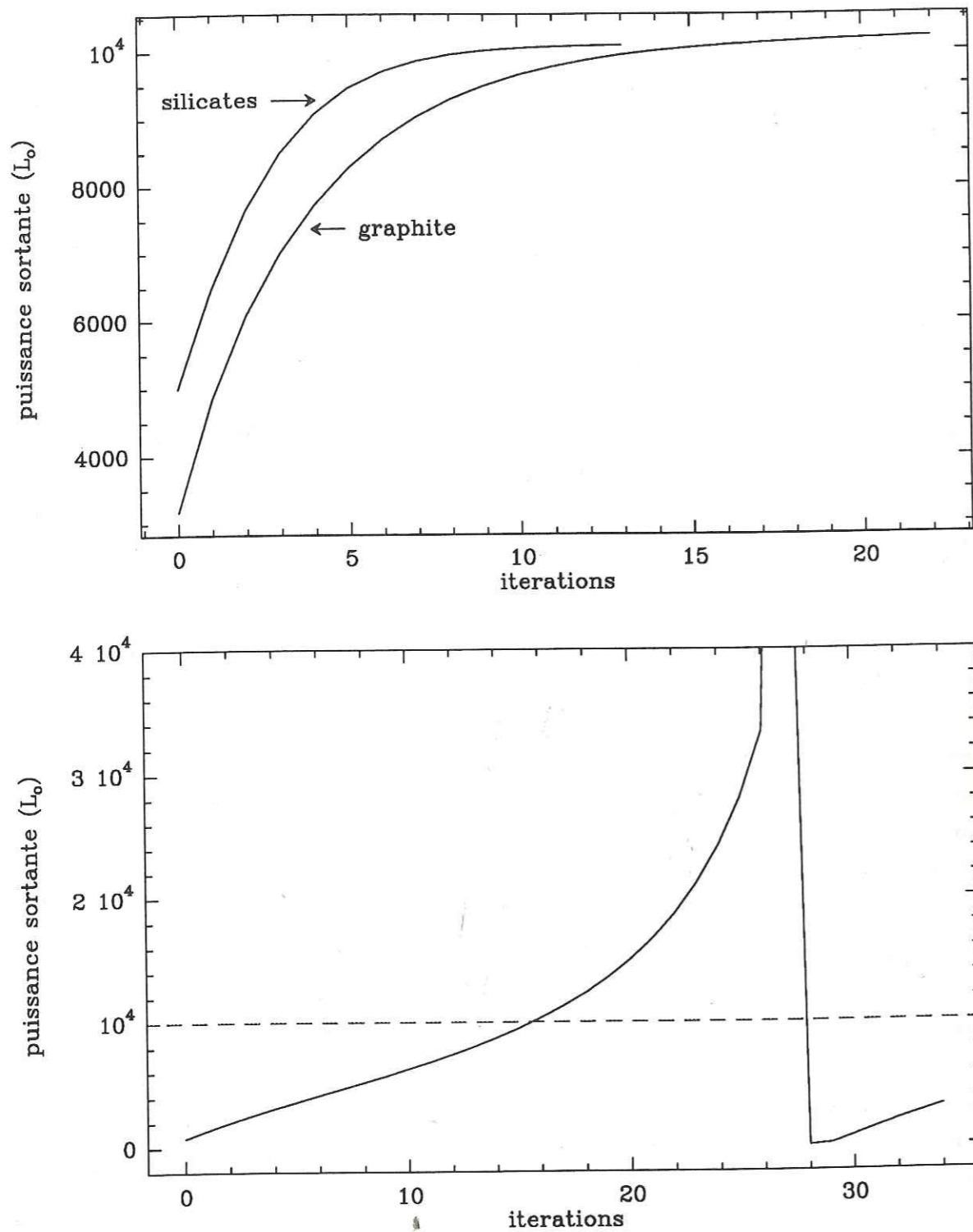


Figure 9 : le diagramme du haut montre l'évolution de $E_{tot}^{[i]}$ en fonction des itérations pour les deux cas étudiés lorsque le programme converge. $E_{tot}^{[i]}$ augmente d'abord très rapidement aux premières itérations, puis converge asymptotiquement. La luminosité initiale de l'étoile vaut $10^4 L_{\odot}$. La conservation de l'énergie est assurée à 1.9% pour le graphite, et 0.8% pour les silicates. Le diagramme du bas montre au contraire un exemple de divergence. On a repris le cas du graphite, mais en multipliant le taux de perte de masse en poussières par trois. Le trait pointillé indique la luminosité de l'étoile.

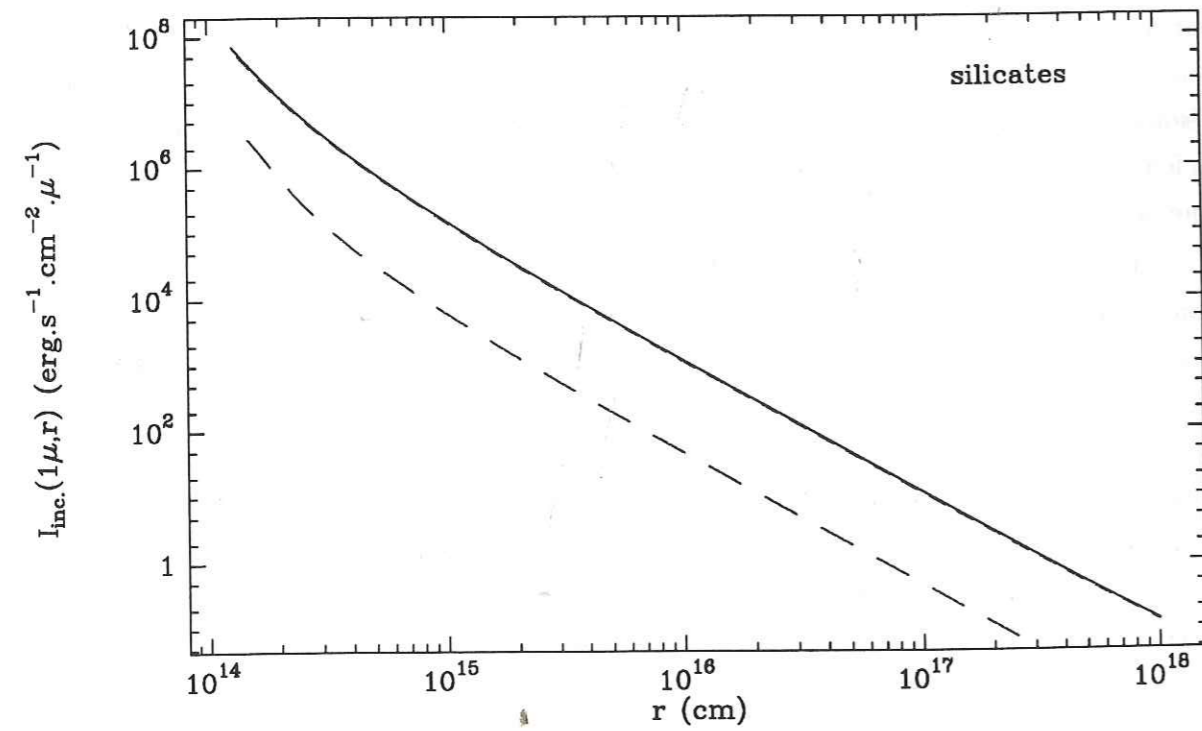
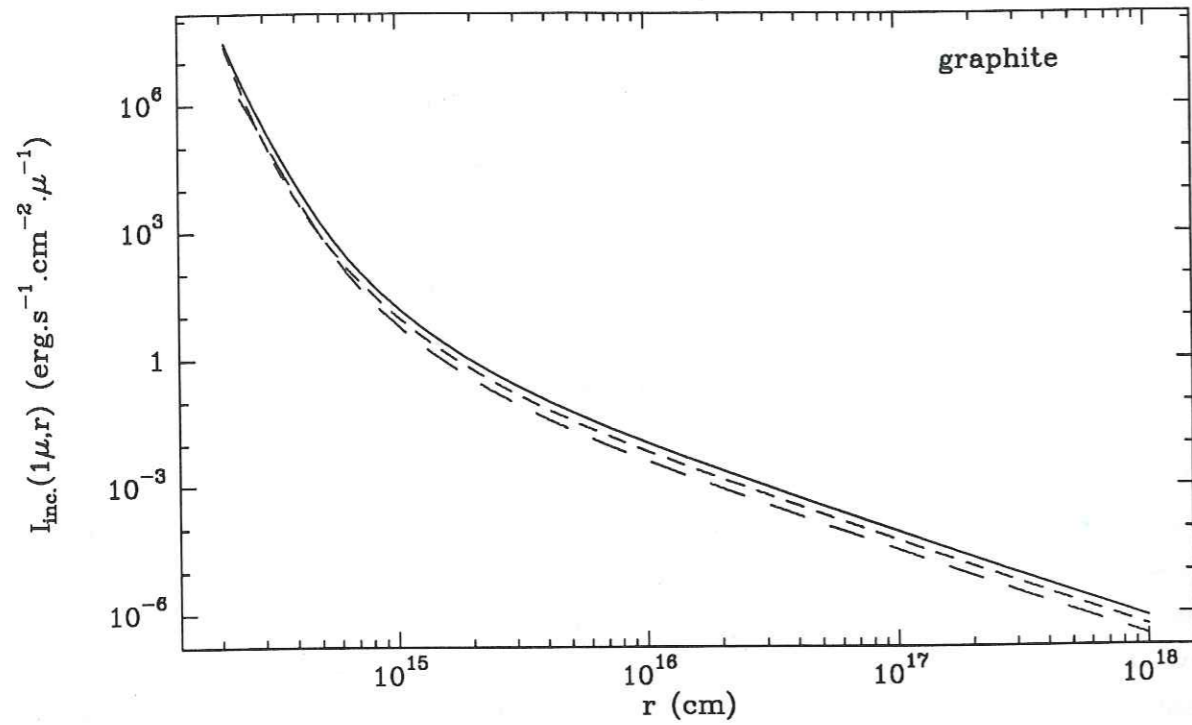
comportement de $E_{tot}^{[i]}$ est exactement inversé par rapport à celui obtenu avec $10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$ quand le programme converge : $E_{tot}^{[i]}$ augmente d'abord lentement, puis diverge violemment. Le fait qu'elle retombe à zéro à un moment donné est dû uniquement au comportement de la machine lorsque l'on atteint son infini numérique. Entre les cas où le programme converge et celui où il diverge, il existe une faible plage intermédiaire où la convergence a encore lieu, mais la conservation de l'énergie n'est plus assurée qu'à $\sim 10\%$, auquel cas nous ne considérons pas que le calcul soit correct.

Par acquis de conscience, nous avons fait tourner à nouveau le programme dans le cas du graphite pour $\dot{M}_d = 10^{-7}$ et $3 \cdot 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$, mais en remplaçant toutes les intégrations par splines par des intégrations linéaires (par trapèzes). Ces dernières sont moins précises que les méthodes de splines, mais ne sont pas sujettes aux instabilités numériques. Pour $\dot{M}_d = 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$, le programme converge, mais en assurant la conservation de l'énergie à seulement 4%. Pour $\dot{M}_d = 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$, le programme diverge strictement de la même façon que précédemment. De plus, après vérification, il semble que la plupart des courbes à intégrer soient échantillonnées correctement (mais on ne peut le confirmer pour toutes car il y a plusieurs dizaines de milliers de courbes à regarder par itération). Ainsi, il n'est pas impossible que la divergence que nous rencontrons ici ne soit pas d'origine numérique, mais plus fondamentalement liée à la méthode employée pour résoudre le transfert ; elle devrait alors se produire au moment de l'inversion de concavité de la fonction $E_{tot}^{[i]}$. Néanmoins, nous ne considérons pas que les remarques précédentes en sont une démonstration, et la question mériterait d'être étudiée plus en détail.

Pour les applications futures, si l'on reprend les valeurs de nos deux exemples qui convergent, il semble donc que le programme soit limité au-delà de densités numériques de grains au rayon intérieur de $\sim 4 \cdot 10^{-2} cm^{-3}$ (si $a = 0.03 \mu m$), ou encore des opacités à $1 \mu m$ de ~ 15 et 3 respectivement pour le graphite et les silicates, ce qui donne des opacités de 0.4 et 7 à $10 \mu m$ (où se trouve la bande de résonance des silicates). En fait, nous ne pouvons pas donner de limites précises, cela dépend beaucoup des valeurs de T_* , de T_{max} , et surtout des lois d'émissivités utilisées. Par exemple, le chapitre suivant utilise des grains ayant une loi d'émissivité à grande longueur d'onde en $\lambda^{-1.4}$. Avec cette loi d'émissivité, nous avons obtenu la convergence avec 19 itérations, avec une précision sur la conservation de l'énergie de 1.1%, alors que l'énergie de l'étoile est absorbée à 99.5%, $E_{tot}^{[0]} = 12\%(L_*)$, $\tau(1 \mu m) = 71$. De façon générale, ce programme ne permettrait pas d'étudier les étoiles OH/IR les plus massives où la bande des silicates est fortement auto-absorbée ; par contre il permet d'étudier à peu près sans limitations les étoiles AGB riches en carbone.

V.2. Courbes de chauffage

Les courbes de chauffage en fonction du rayon sont présentées dans les figures 10, pour 4 valeurs de λ : 1, 5, 10, et $20 \mu m$. Par courbe de chauffage, nous entendons le rayonnement

$\lambda = 1\mu\text{m}$ 

Figures 10 : rayonnement ambiant dans l'enveloppe en fonction du rayon et pour quatre longueurs d'onde : $1\mu\text{m}$ (10a), $5\mu\text{m}$ (10b), $10\mu\text{m}$ (10c), et $20\mu\text{m}$ (10d). Le chauffage dû à l'étoile est indiqué en petits pointillés, le chauffage IR en grands pointillés, et le trait plein est la somme des deux.

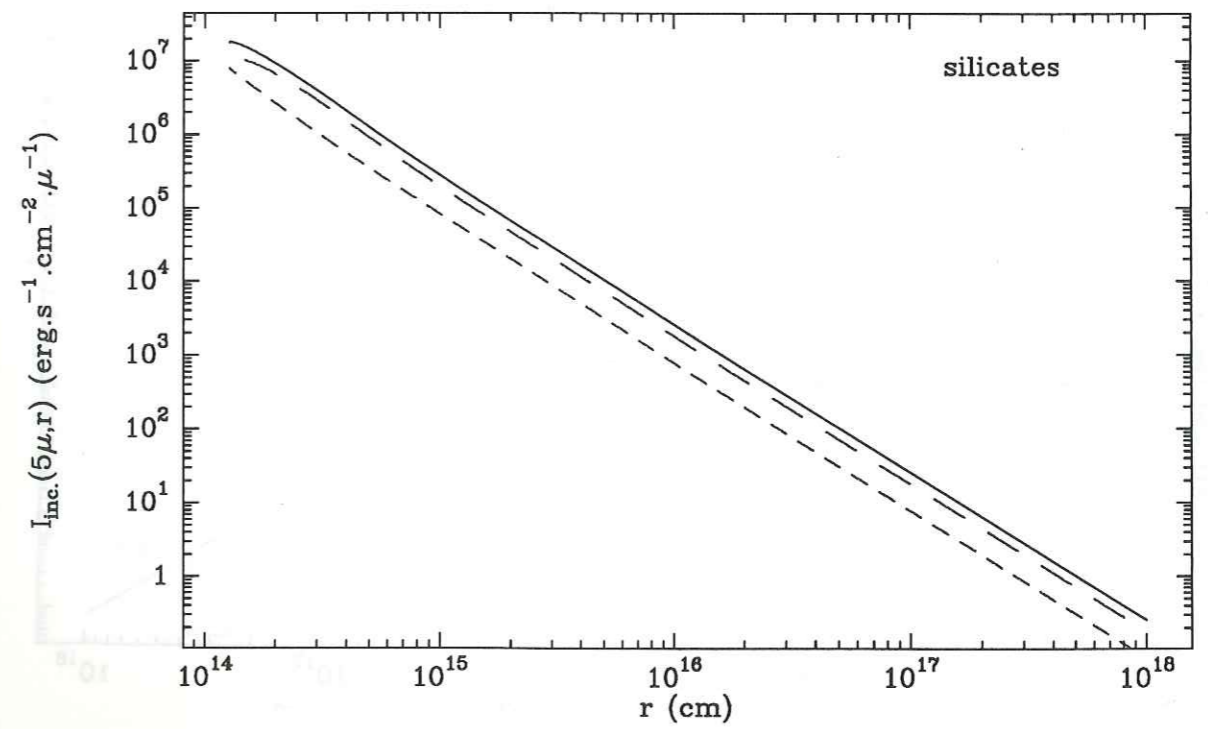
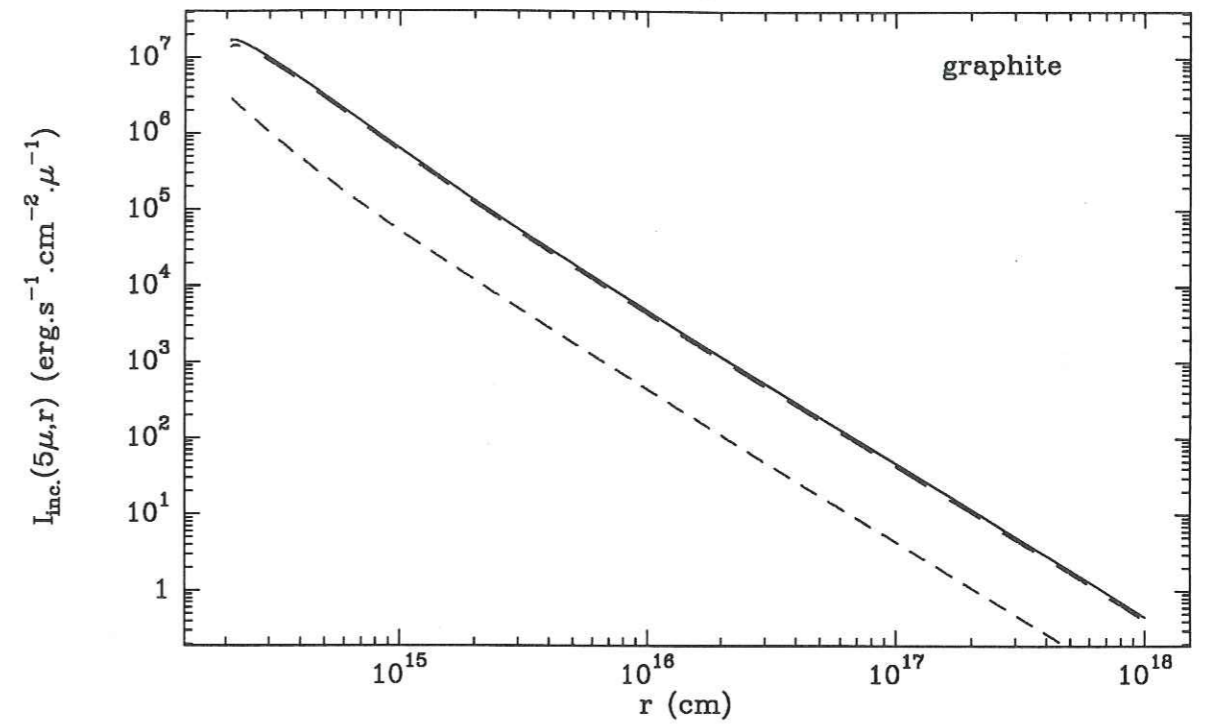
 $\lambda = 5\mu\text{m}$ 

Figure 10b

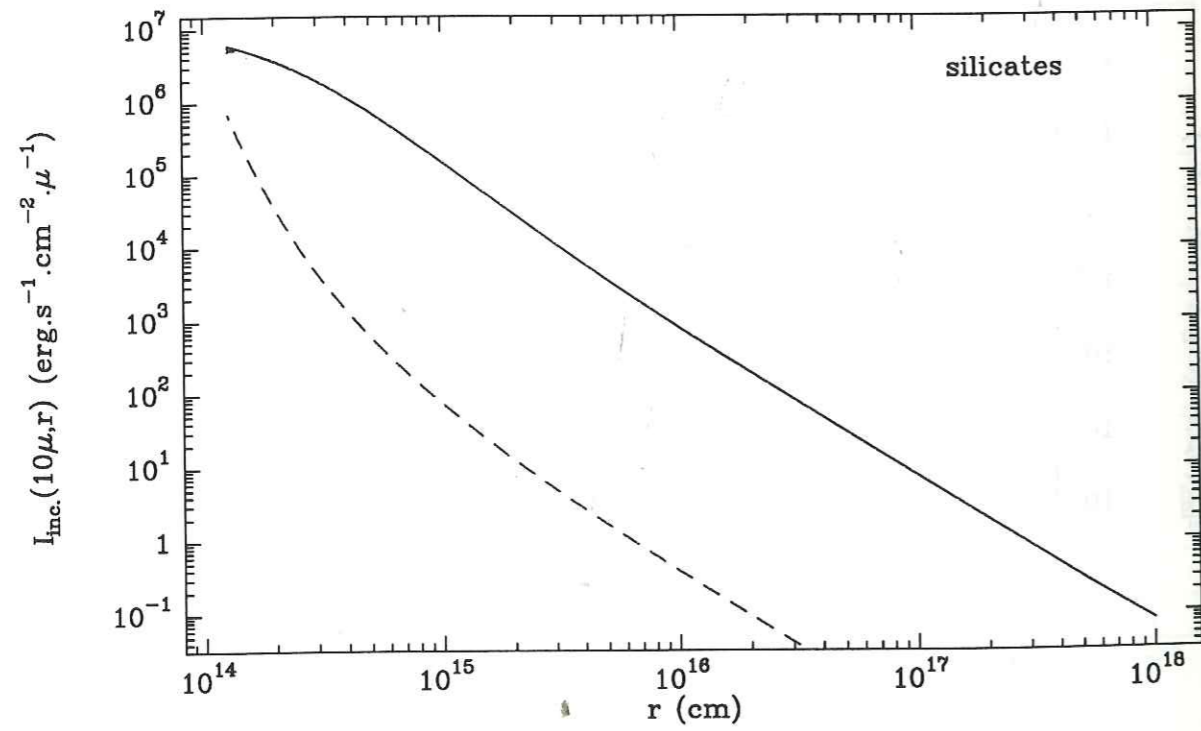
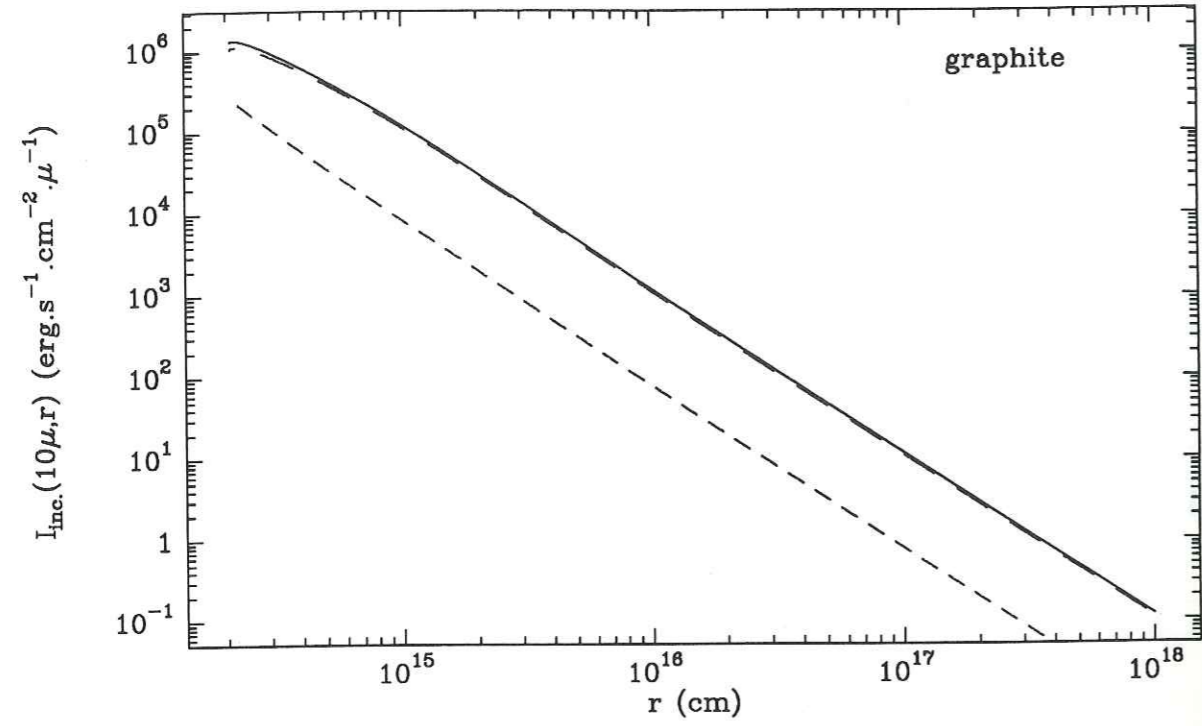
$\lambda = 10\mu\text{m}$ 

Figure 10c

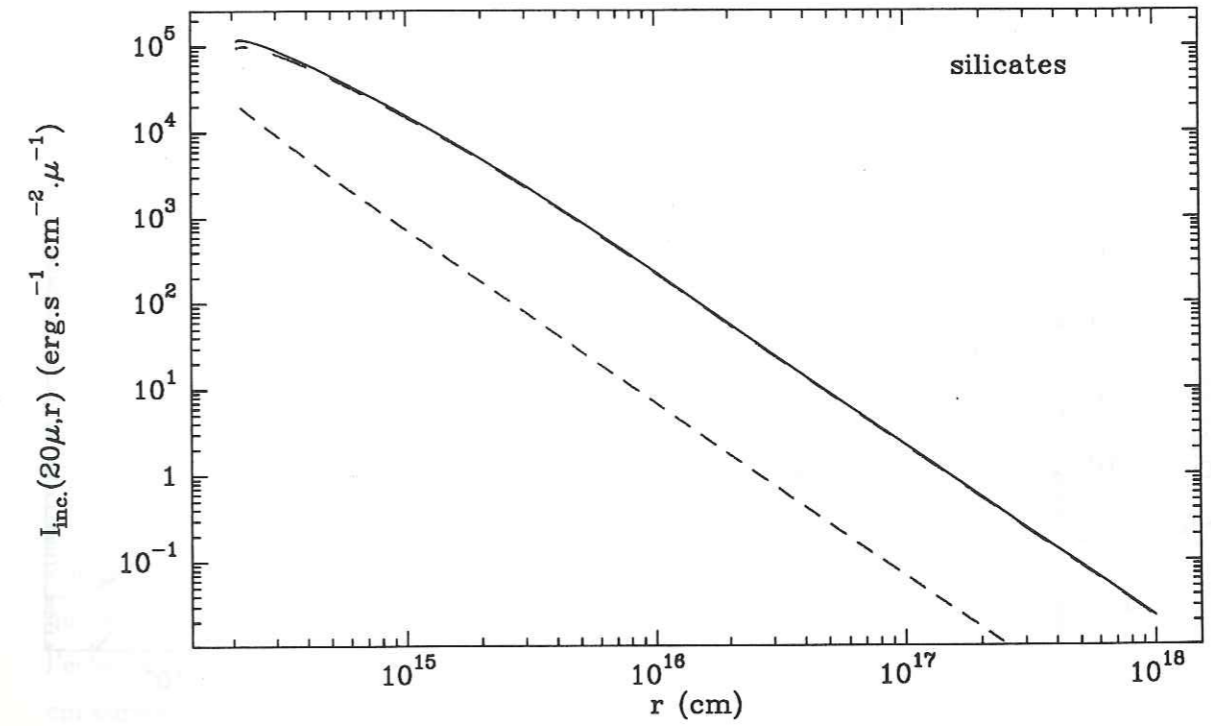
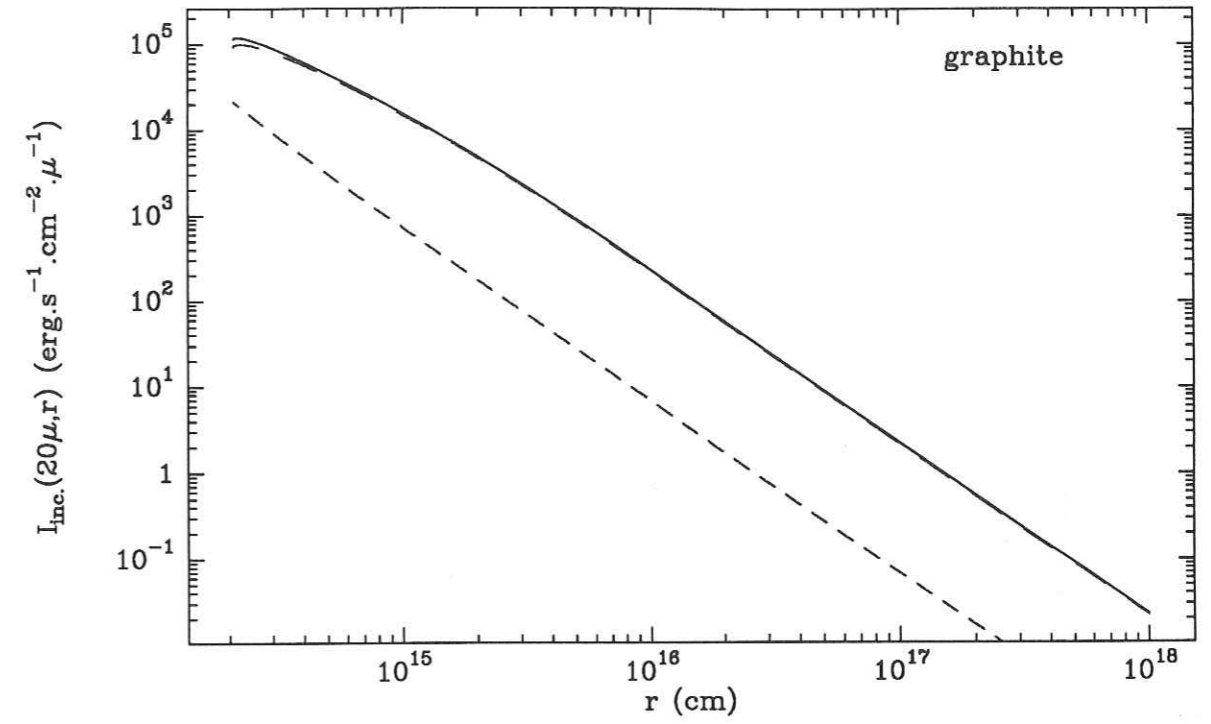
 $\lambda = 20\mu\text{m}$ 

Figure 10d

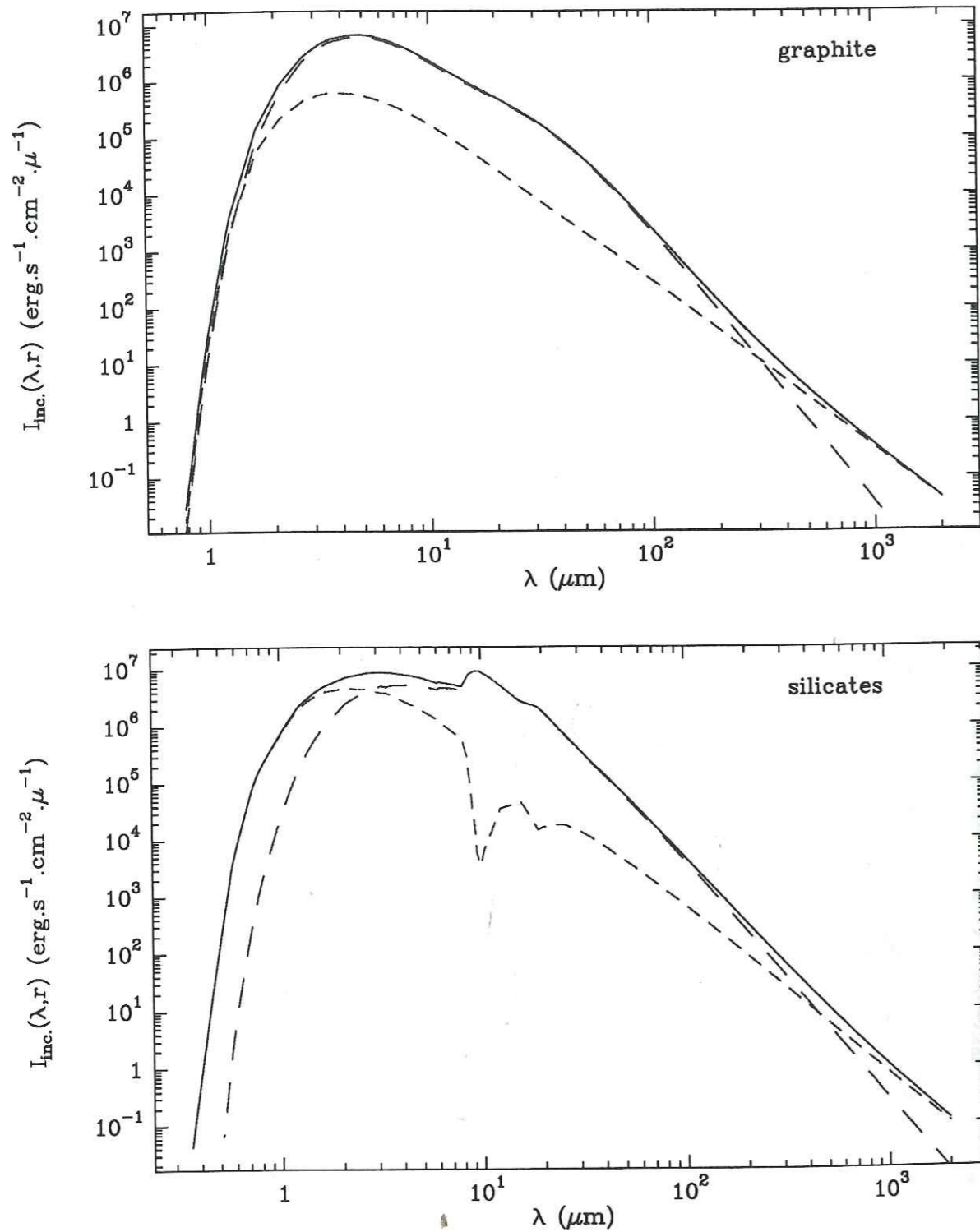


Figure 11 : comme dans la figure 10, mais en montrant le rayonnement ambiant en fonction de la longueur d'onde en un rayon valant environ 3.5 fois le rayon intérieur. On remarquera que la bande des silicates à $10\mu\text{m}$ est vue en émission, alors qu'elle est en absorption dans le spectre final, ce qui montre que l'auto-absorption a lieu à des rayons plus grands que celui-ci, là où l'essentiel du chauffage des grains est fait par le chauffage IR et non plus par l'étoile.

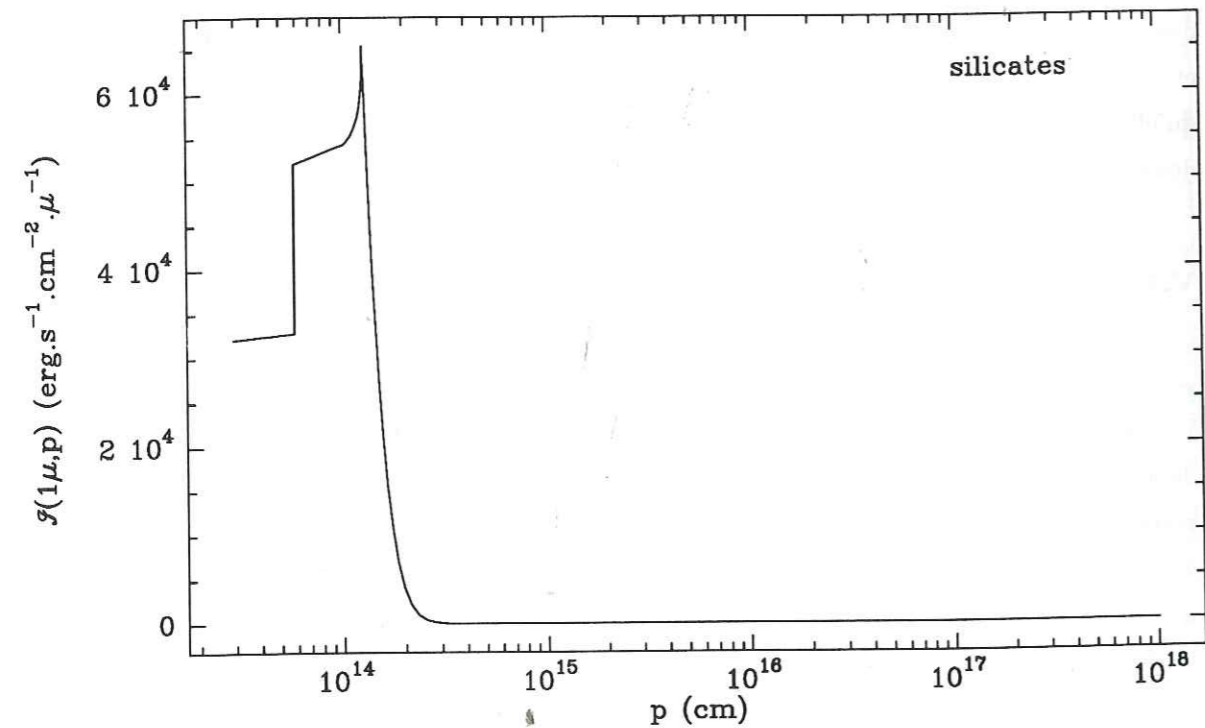
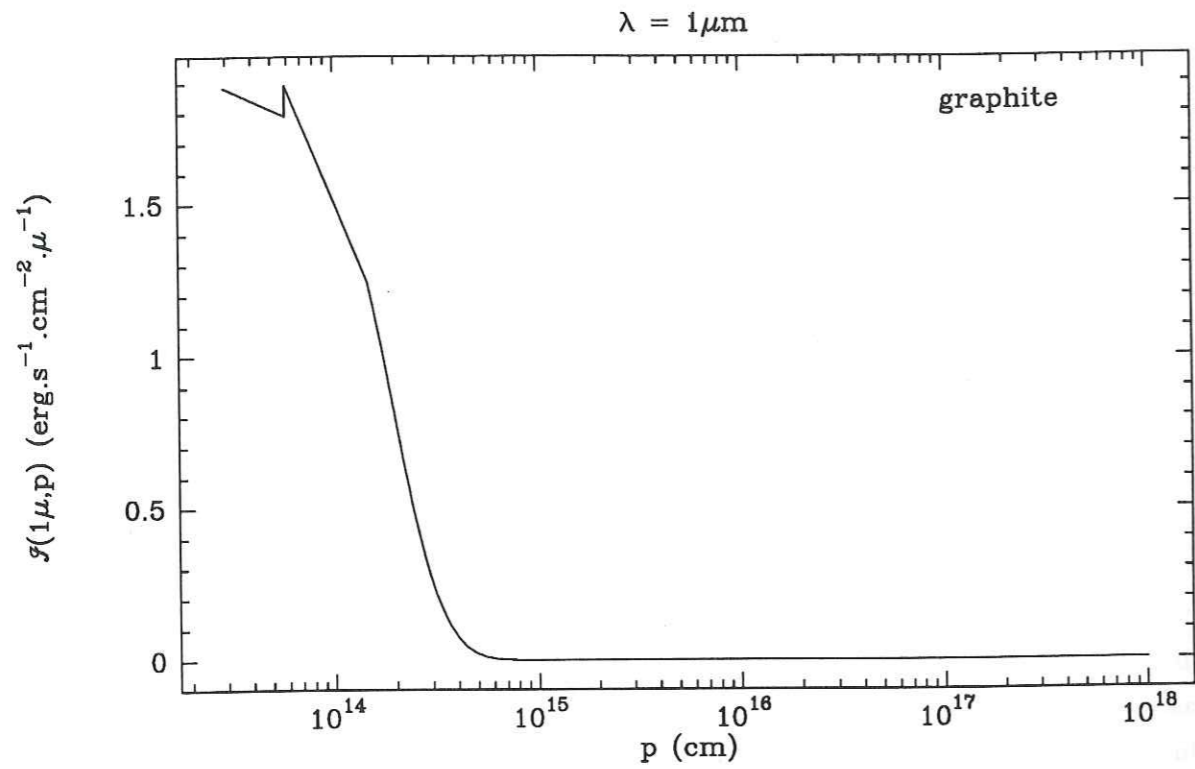
régnant en un rayon r , intégré sur les angles solides. Le trait en petit pointillés représente la contribution de l'étoile, le trait en grand pointillés celle du chauffage IR, et le trait plein la somme des deux. Pour $\lambda = 1\mu\text{m}$, les contributions sont à peu près équivalentes dans le cas du graphite, alors que l'étoile domine nettement pour les silicates, dû à la différence entre les valeurs de \dot{M}_d . Ensuite, à $5\mu\text{m}$, le chauffage IR est dominant pour le graphite, alors que les deux contributions sont du même ordre pour les silicates. A plus grande longueur d'onde, le chauffage IR domine, mais devient de moins en moins efficace puisque les émissivités décroissent, sauf à $10\mu\text{m}$ dans la bande de résonance des silicates.

Dans la figure 11, nous présentons aussi des courbes de chauffage, mais vues sous un autre angle. Elles sont tracées en fonction de la longueur d'onde, pour un rayon qui vaut environ 3.5 fois le rayon intérieur. On peut constater que, si le chauffage IR domine partout excepté à courte longueur d'onde pour les silicates, l'étoile devient dominante à très grande longueur d'onde. Ceci vient du fait que les poussières proches du rayon considéré sont encore assez chaudes ($\sim 500\text{--}600\text{ K}$), mais surtout que les émissivités de Draine et Lee suivent une loi en λ^{-2} à grande longueur d'onde. Nous ne rencontrerons plus ce phénomène de façon aussi marqué, et pour des enveloppes aussi optiquement épaisses, dans les études ultérieures des étoiles AGB car nous utiliserons des valeurs de l'index β plus élevées, comprises entre 1 et 1.5. Concernant les silicates, la bande de résonance à $10\mu\text{m}$ est vue en émission, alors qu'elle est vue en absorption dans le spectre final, signifiant que l'auto-absorption se fait à des rayons plus grands que celui considéré ici.

V.3. Profils d'émission par ligne de visée

Ce que nous appelons profils d'émission sont en fait les valeurs de la fonction $\mathcal{I}(\lambda, p)$. Elle est tracée en fonction de p , et pour les mêmes longueurs d'onde que les courbes de chauffage, dans les figures 12. Rappelons que les valeurs des rayons intérieurs sont respectivement 2.1 et $1.3 \cdot 10^{14}\text{ cm}$ pour le graphite et les silicates. Avant toute chose, nous voudrions attirer l'attention sur le fait que ces courbes ne sont pas ce que l'on observe. Ce que nous observons est donné par cette fonction multipliée par p , puis intégrée sur p (or l'échelle est ici logarithmique). Dans tous les cas, le décrochement observé vers $p \simeq 6 \cdot 10^{13}\text{ cm}$ correspond au rayon de l'étoile, lorsque celle-ci cache à l'observateur la partie arrière de l'enveloppe.

En dehors de tout effet d'opacité, la fonction $\mathcal{I}(\lambda, p)$ doit être piquée sur R_i pour des raisons géométriques. En effet, la ligne de visée tangente à R_i correspond à la plus grande distance traversée dans l'enveloppe; puis, lorsque p augmente, cette distance s'amenuise jusqu'à devenir nulle en R_e . La forme exacte de cette fonction selon la longueur d'onde dépend ensuite de la distribution de température des grains. Les grains les plus chauds, qui émettent à plus courte longueur d'onde, sont situés dans les régions les plus internes, proches de R_i . Dès que p augmente un peu, les zones traversées ne contiennent plus de grains assez



Figures 12 : valeurs de la fonction $I(\lambda, p)$ en fonction de p et pour quatre valeurs de λ : $1\mu\text{m}$ (12a), $5\mu\text{m}$ (12b), $10\mu\text{m}$ (12c), et $20\mu\text{m}$ (12d). Le décrochement observé systématiquement en $p = 6 \cdot 10^{13}$ cm correspond au rayon de l'étoile, au moment où celle-ci cache la partie arrière de l'enveloppe à l'observateur. Hormis à $\lambda = 1\mu\text{m}$ pour le graphite et à $\lambda = 10\mu\text{m}$ pour les silicates où les effets d'opacité sont très importants, la fonction $I(\lambda, p)$ pique toujours en $p = R_i$. L'élargissement observé pour $p > R_i$ quand λ augmente est un effet de la distribution de températures des grains, plus ou moins modulé par l'opacité.

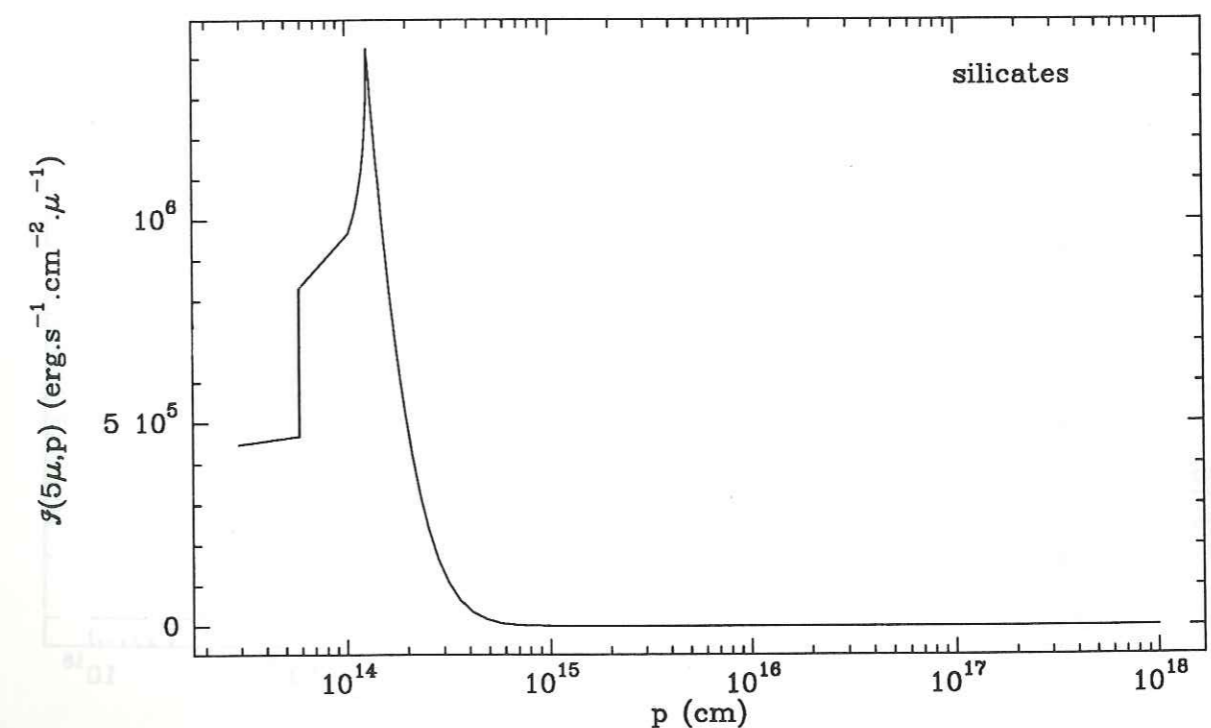
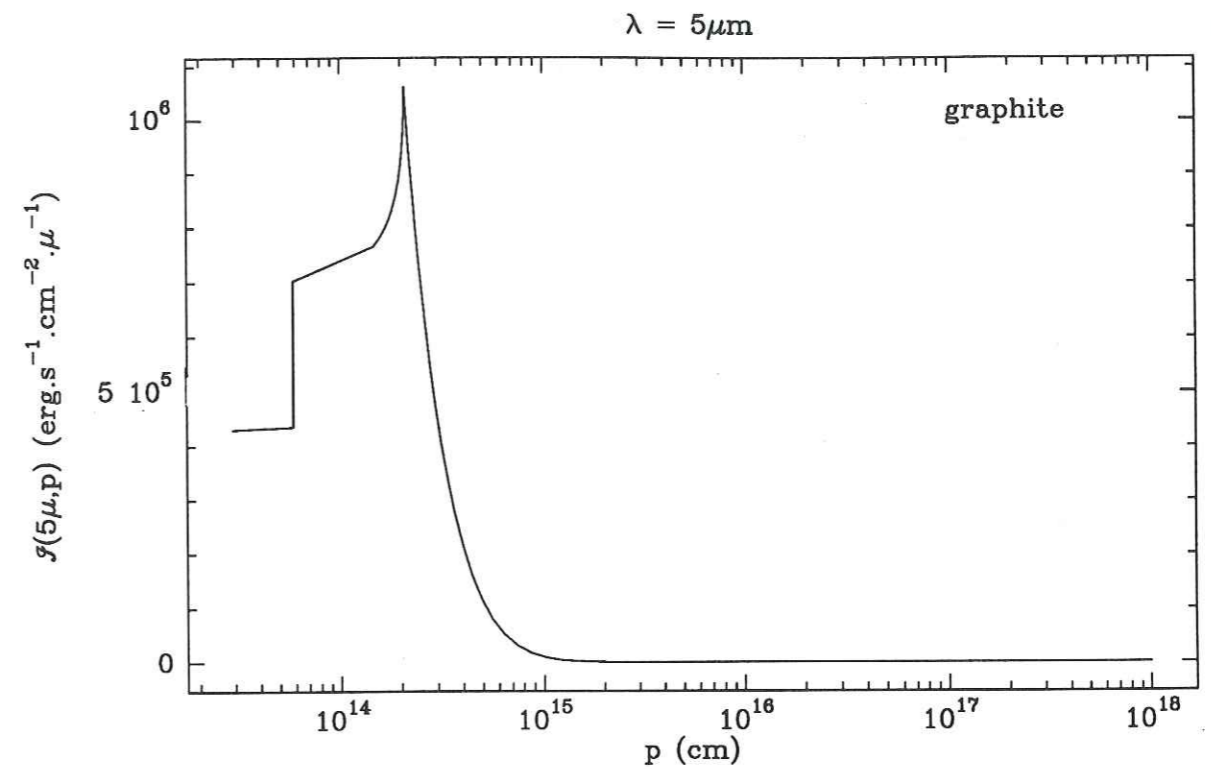


Figure 12b

$\lambda = 10\mu\text{m}$

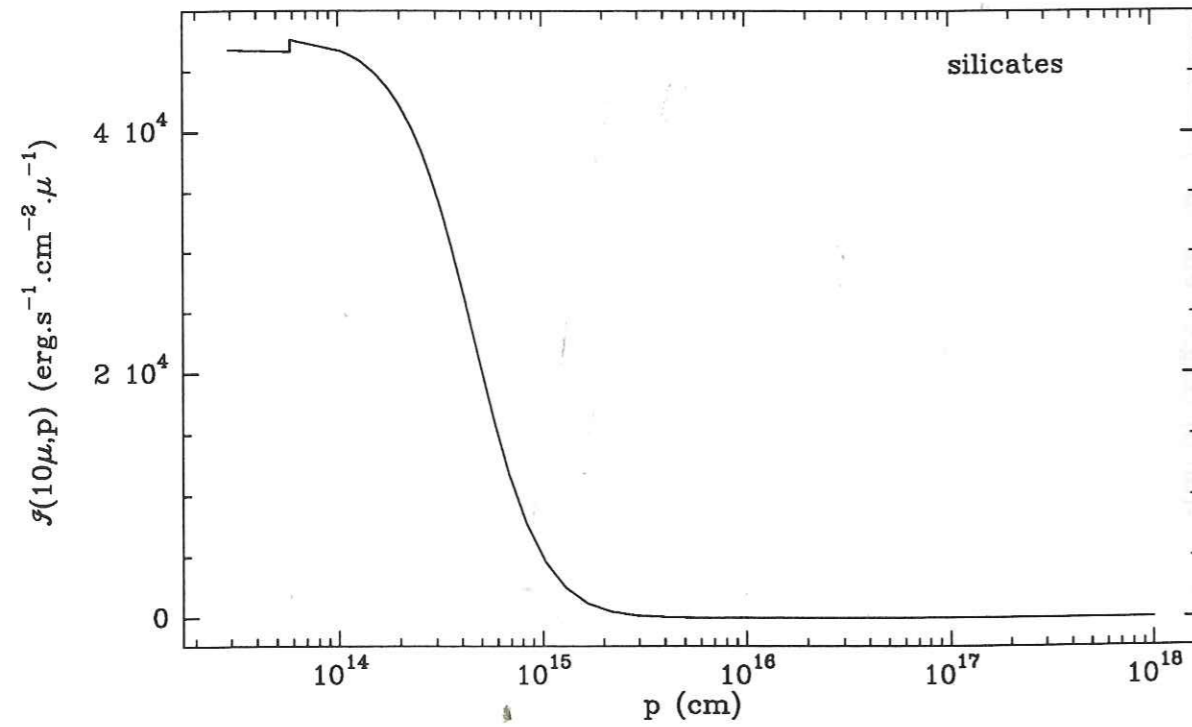
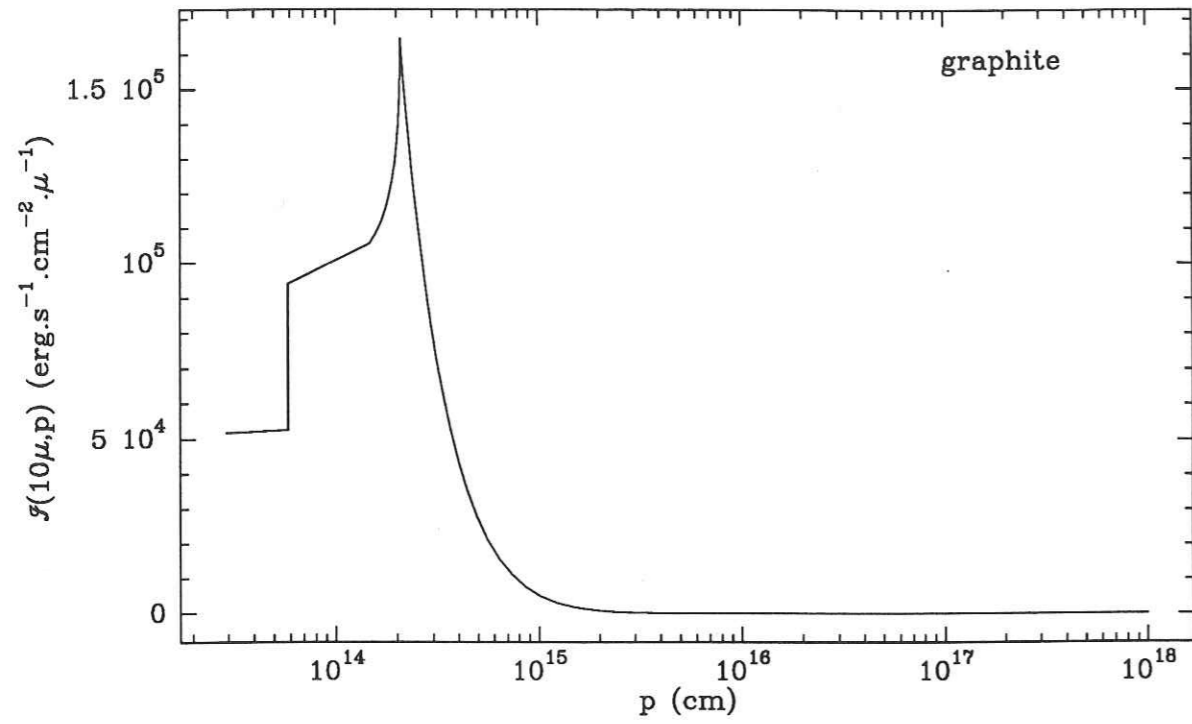


Figure 12c

$\lambda = 20\mu\text{m}$

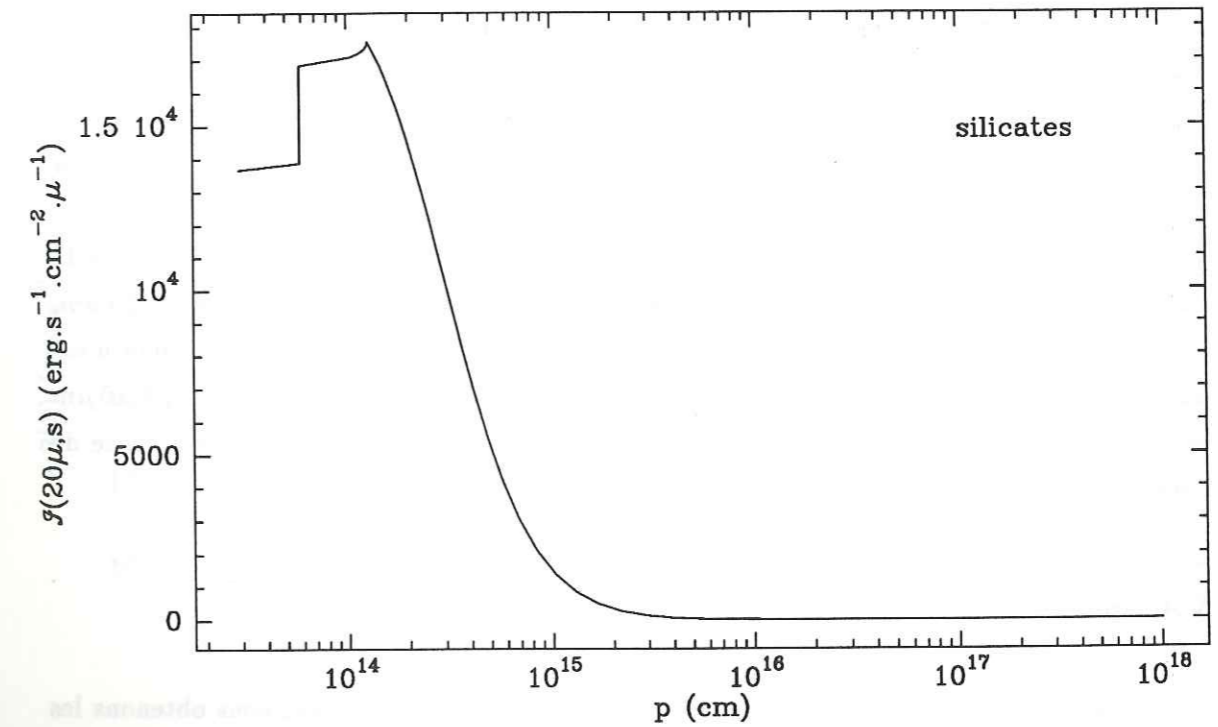
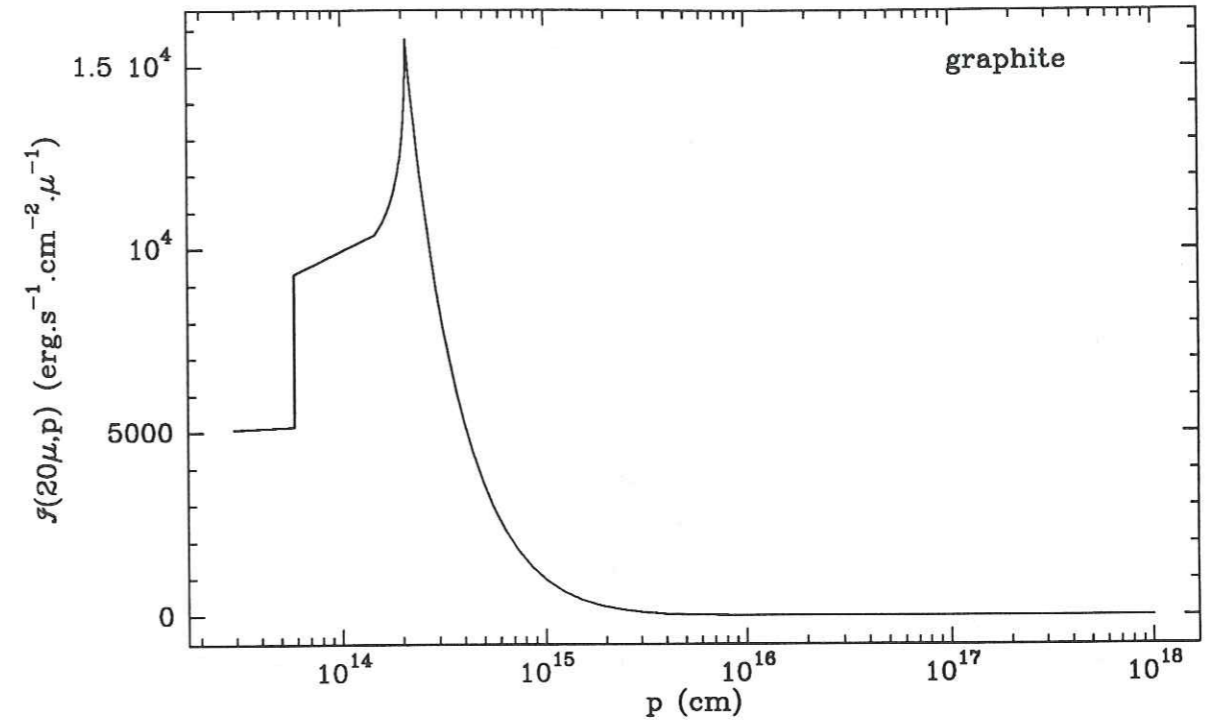


Figure 12d

chauds pour émettre à ces longueur d'onde, et en conséquence la fonction est extrêmement piquée sur R_i comme on peut le constater sur les courbes de $\lambda = 1$ et $5 \mu m$. De plus, dans le cas du graphite et pour $\lambda = 1 \mu m$, la fonction est même maximale en R_* à cause de la très grande opacité (on remarquera que les valeurs absolues obtenues sont d'ailleurs excessivement faibles par rapport à celles des silicates).

A plus grande longueur d'onde, le problème est plus complexe. Supposons que le corps noir ayant son maximum à une longueur d'onde donnée λ_m corresponde à une température de poussières T_m en un rayon r_m . Tous les grains situés dans des couches plus internes ont $T > T_m$, mais émettent aussi à la longueur d'onde λ_m de façon non négligeable puisque la fonction de Planck croît avec la température. Donc, lorsque $p = R_i$, toutes les couches ayant $r \leq r_m$ contribuent à l'émission à λ_m . Ensuite, lorsque p augmente, on élimine la contribution des grains plus chauds. Par conséquent, quelle que soit la longueur d'onde λ_m , $\mathcal{I}(\lambda, p)$ est en principe toujours maximale en $p = R_i$, puis décroît quand p augmente. Par contre, plus λ_m est grande, plus la fonction s'évase comme on le voit par exemple en comparant les courbes à $5 \mu m$ et à $20 \mu m$. Néanmoins, la forme exacte de $\mathcal{I}(\lambda, p)$ dépend de la concurrence entre l'émission des grains les plus chauds et ceux avec T proche de T_m : d'un côté, l'intensité émise à λ_m par les grains les plus chauds, même si λ_m est dans la partie Rayleigh-Jeans de leur corps noir, est supérieure en valeur absolue par grain à celle émise par les poussières ayant une température T_m (où λ_m est au maximum du corps noir) à cause des propriétés de la fonction de Planck ; d'un autre côté, les grains les plus chauds sont contenus dans un tout petit volume ($\sim R_i^3$), les grains ayant une température T_m dans un volume $\sim r_m^3$, et le nombre de grains contenus dans chacun de ces volumes est proportionnel à r puisque la loi de densité est en $1/r^2$. Pour des longueur d'onde intermédiaires telles que 10 ou $20 \mu m$, et dans les cas optiquement épais que nous traitons ici, savoir qui l'emporte sur quoi n'est pas particulièrement intuitif. De plus, dans le cas des silicates, la fonction $\mathcal{I}(\lambda, p)$ à $10 \mu m$ est maximale pour $p \sim R_*$ et totalement différente des autres longueurs d'onde à cause de l'auto-absorption dans la bande de résonance.

V.4. Spectres finaux et conclusion

Finalement, après avoir intégré $2\pi p \mathcal{I}(\lambda, p)$ sur les lignes de visées, nous obtenons les spectres émis par les sources dans chacun des deux cas. Ceux-ci sont présentés dans la figure 13 pour une distance de 1 kpc. On y retrouve les caractéristiques des lois d'émissivité : le plateau entre ~ 20 et $60 \mu m$ du graphite, et les features des silicates à 10 et $18 \mu m$ vus ici en absorption (mais à un faible niveau par rapport à certaines étoiles OH/IR très massives). Le rayonnement de l'étoile est pratiquement négligeable dans le cas du graphite, mais domine encore à $\lambda \leq 3 \mu m$ pour les silicates. On peut aussi comparer ces spectres aux courbes de chauffage de la figure 11 : on constate l'élargissement des spectres à grande longueur d'onde dû à la distribution de température des grains.

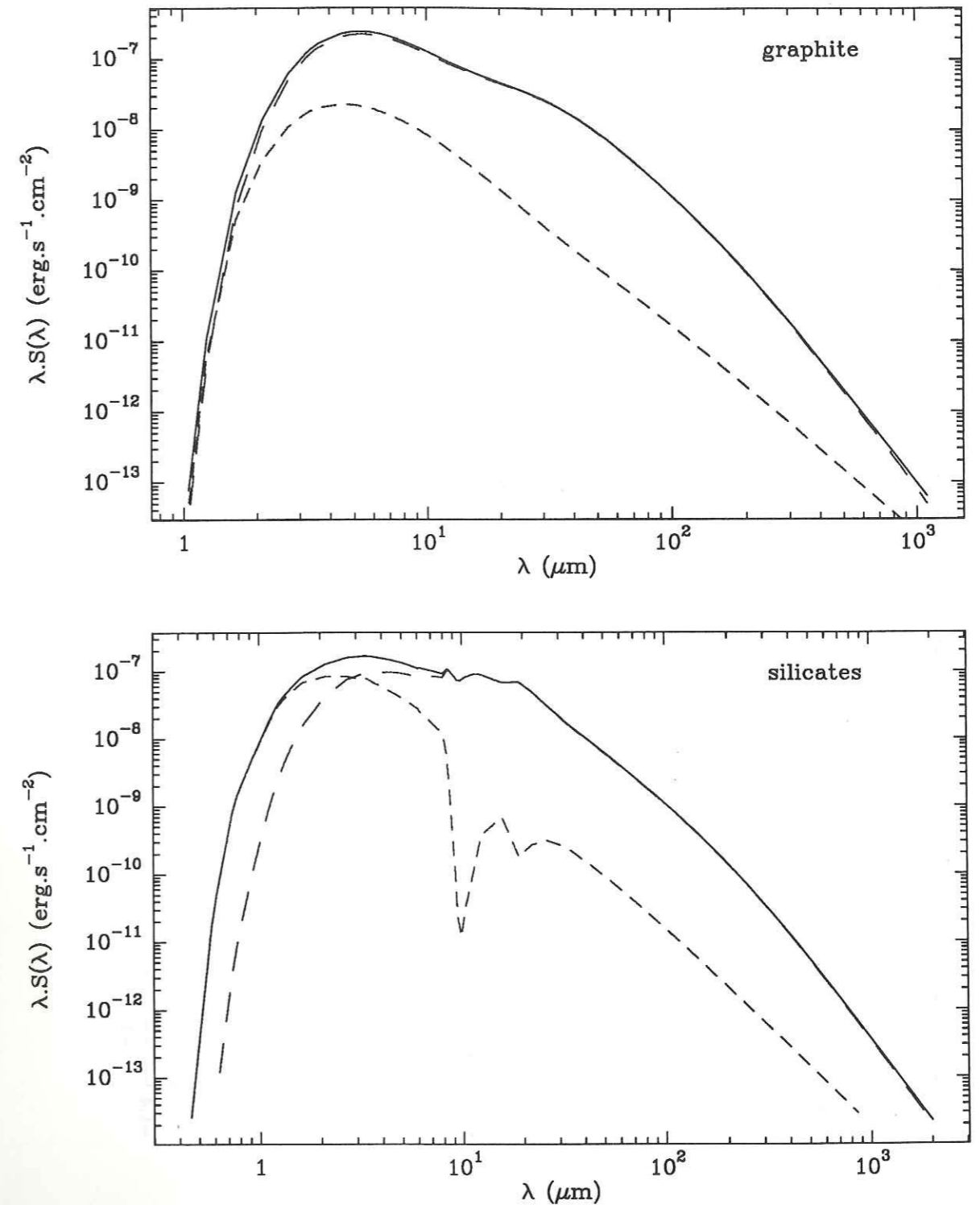


Figure 13 : densités de flux émises par les sources pour les deux cas types du paragraphe V, vues au niveau de la Terre si la distance est de 1 kpc. Comme pour les courbes de chauffage, les petits pointillés indiquent la contribution de l'étoile, les grands pointillés celle des poussières. Pour le graphite, l'étoile ne contribue plus que de 9% à l'énergie sortante, et encore de 44% pour les silicates.

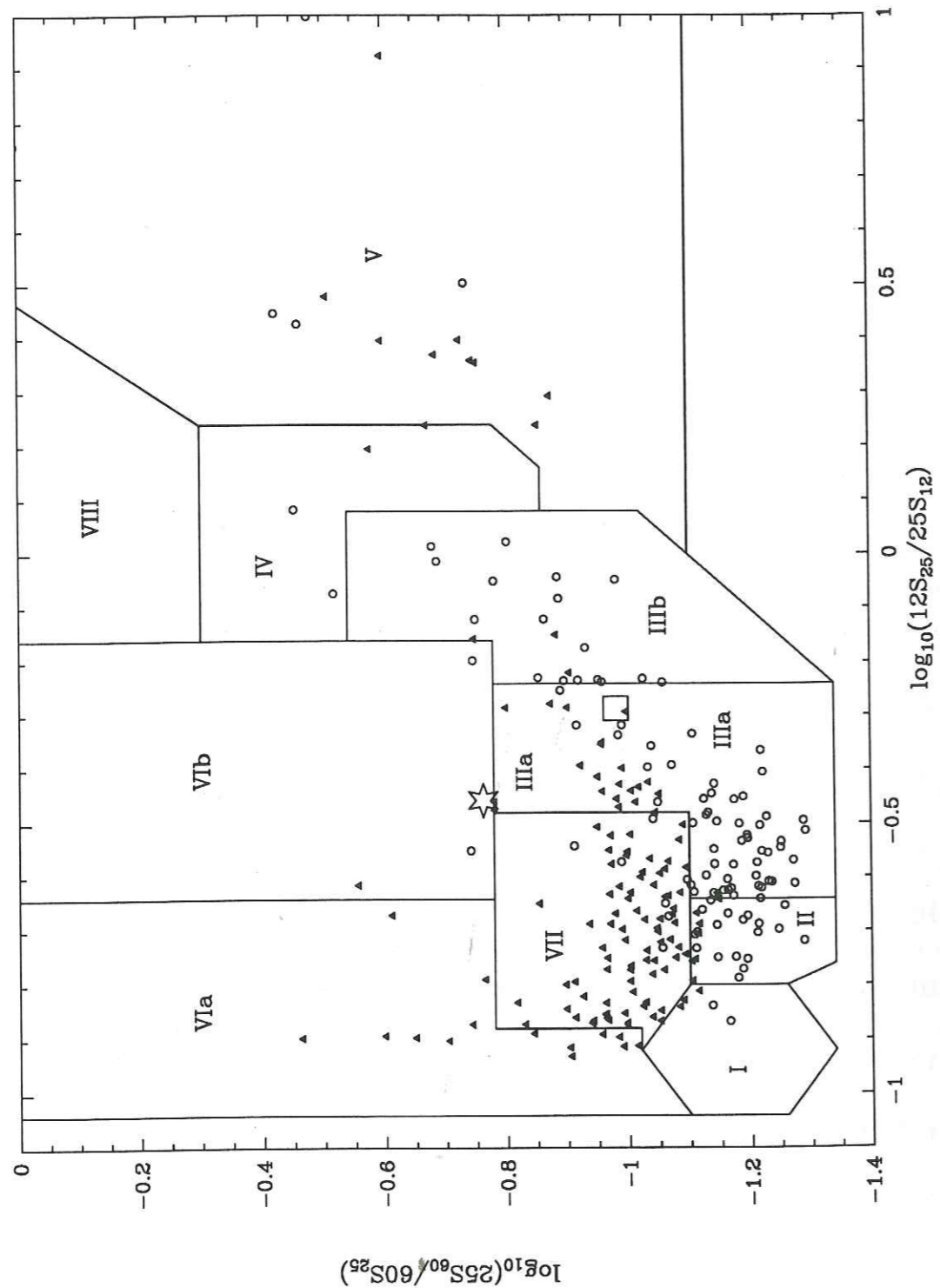


Figure 14 : positions obtenues dans le diagramme de couleur pour les deux modélisations. Comme dans la figure 1, nous avons reporté toutes les sources détectées en CO ou/et HCN. Le point obtenu avec les silicates est indiqué par un grand carré, à comparer avec les sources riches en oxygène (cercles vides); celui obtenu pour le graphite est représenté par une grande étoile, à comparer aux sources riches en carbone (triangles pleins). Les points théoriques ont été reportés après avoir appliqué la procédure décrite au paragraphe IV.6.

Suivant la méthode décrite dans le paragraphe IV.6, nous avons calculé les densités de flux IRAS équivalentes, et nous avons reporté les points obtenus dans le diagramme de couleur, dans la figure 14. Comme pour la figure 1, nous avons aussi reporté les positions de toutes les étoiles AGB (ou PPN et PN) riches en carbone et riches en oxygène détectées en CO ou/et HCN pour servir de repères. Le point obtenu pour les silicates (grand carré) a une localisation assez satisfaisante par rapport aux sources riches en oxygène, et correspond effectivement à l'emplacement où l'on commence à voir apparaître la bande des silicates en absorption (Volk et Kwok, 1987). Par contre, le rapport (S_{60}/S_{25}) est trop élevé pour le graphite (grande étoile), dû à la présence du plateau entre 20 et 60 μm . En fait, dans tous les cas d'opacité et de valeurs de R_e , les émissivités du graphite donnent toujours une valeur trop grande de ce rapport.

Dans les chapitres suivants, nous appliquerons le programme précédemment décrit uniquement pour étudier les étoiles AGB riches en carbone. Nous n'utiliserons donc plus les silicates. Comme nous venons de le constater, les émissivités du graphite pur ne conviennent pas, et nous les modifierons dans le prochain chapitre pour nous rapprocher des lois d'émissivités obtenues pour des grains de carbone amorphe

CHAPITRE 6

ÉTUDE DE L'ÉTOILE INFRAROUGE RICHE EN CARBONE RAFGL 3068

LOI D'ÉMISSIVITÉ DES GRAINS ET VARIABILITÉ

EN RÉSUMÉ

RAFGL 3068 est l'une des sources riches en carbone les plus optiquement épaisses connues. 14 magnitudes séparent l'émission à 2.2 et 10.6 μm , et elle n'a jamais été détectée en deçà de 2.2 μm . Beaucoup d'observations infrarouges ont été faites et couvrent le spectre de 2.2 à 400 μm . Les observations montrent que le rayonnement émis par l'étoile est presque totalement absorbé par la poussière, et que la luminosité stellaire peut varier jusqu'à un facteur 4. Les observations de CO présentées dans le chapitre 4 nous donnent de plus une limite supérieure sur le rayon extérieur de l'enveloppe de poussières, R_e .

Nous présentons une modélisation détaillée de l'émission des poussières. Nous supposons que l'enveloppe est sphérique, limitée par un rayon intérieur, R_i , et par R_e , et que la loi de densité varie comme r^{-2} . La loi d'émissivité des grains suit une loi de puissance au-delà de 10 μm , $Q(\lambda) \propto \lambda^{-\beta}$. R_e est fixé à $4 \cdot 10^{17}$ cm ; la modélisation montre que ceci est plutôt une limite supérieure. La distribution de température des grains est alors complètement déterminée par trois paramètres : la température des grains en R_i , T_{max} , l'opacité totale, $\tau(\lambda)$, et β .

Tenant compte de la variabilité, nous présentons deux spectres théoriques pour deux valeurs de L_* . La variabilité pose une contrainte supplémentaire sur le modèle car, puisque nous supposons que le taux de perte de masse est constant, le produit $\tau(\lambda) \times R_i$ doit être gardé constant quand L_* varie. Dans les deux cas de luminosité, nous trouvons que la structure de l'enveloppe est la même avec : $\tau(1\mu m) = 40.5$, $R_i = 1.16 \cdot 10^{15}$ cm, et $\dot{M}_d = 8 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot yr^{-1}$. L'augmentation de L_* provoque une légère augmentation de T_{max} qui varie de 615 à 690 K.

Nous présentons également une comparaison détaillée de nos résultats avec les travaux précédents. Ceux-ci avaient été réalisés sous les mêmes hypothèses de base, mais sans données au-delà de 20 μm , excepté une mesure à 2σ à 400 μm . D'après notre étude et ces comparaisons, $\tau(1\mu m)$ et T_{max} sont assez bien déterminés par la modélisation (20 – 30%), même pour des lois d'émissivité différentes. La principale incertitude sur la valeur de \dot{M}_d provient de la valeur de $Q(\lambda)$ à courte longueur d'onde (un facteur 2.5), et des incertitudes sur L_* (un facteur 3).

L'un de nos buts principaux était la détermination de β . Sous l'hypothèse d'un taux de perte de masse constant, les données à grande longueur d'onde, en particulier les données IRAS, nous permettent de déduire $\beta = 1.4 \pm 0.3$. Néanmoins, la modélisation ne peut à la fois déterminer de façon unique la loi d'émissivité, la loi de densité, et le rayon extérieur. En particulier, si le taux de perte de masse augmentait avec le temps, R_e serait plus grand alors que β serait plus petit. Sur la base des observations infrarouges et de la modélisation de l'émission des poussières, il est à l'heure actuelle impossible de trancher entre un taux de perte de masse constant et un taux de perte de masse augmentant avec le temps. D'autres études plus détaillées sont nécessaires.

I. INTRODUCTION

Ce chapitre présente la première application du programme numérique de calcul du transfert radiatif décrit dans le chapitre précédent. Il est consacré à l'étude d'une source particulière pour laquelle les données observationnelles sont assez riches. La motivation initiale de ce travail était de déterminer la loi d'émissivité des grains pour les étoiles AGB riches en carbone.

La loi d'émissivité des grains dans les enveloppes circumstellaires riches en carbone a été testée d'abord par Rowan-Robinson et Harris (1983b, RRH dans la suite) sur la base de la modélisation de 44 sources couvrant un large domaine d'opacités. Ils ont testé deux types de poussières : du graphite présentant une loi d'émissivité $Q(\lambda) \propto \lambda^{-2}$ au-delà de $1 \mu m$ (Leung, 1975), et des grains de carbone amorphe avec une loi d'émissivité en λ^{-1} (Huffmann, 1977 ; Koike et al., 1980 ; Borghesi et al., 1985). Ils trouvent que le graphite ne pourrait convenir que si la loi de densité dans l'enveloppe était constante, c'est à dire si le taux de perte de masse diminuait avec le temps. Ceci serait néanmoins tout à fait à contrario des idées actuelles sur la perte de masse des étoiles AGB, et RRH concluent que les grains de poussières des étoiles carbonées sont plutôt constitués par du carbone amorphe. Leur loi d'émissivité correspondante donne des résultats satisfaisants en supposant que le taux de perte de masse est constant dans le temps, c'est à dire que la loi de densité varie en r^{-2} . Néanmoins, à l'époque où ce travail a été fait, très peu de données à grande longueur d'onde étaient disponibles, en particulier il n'y avait pas encore les données IRAS. Dans la plupart des cas, les modèles de RRH sont basés sur des observations à $\lambda \leq 30 \mu m$.

Ultérieurement, Sopka et al. (1985, S85 dans la suite) ont à nouveau testé la loi d'émissivité des grains à grande longueur d'onde, en utilisant un taux de perte de masse constant dans le temps, et en s'appuyant sur des observations photométriques à $400 \mu m$. Ils concluent que l'exposant de la loi d'émissivité pour les sources riches en carbone est de 1.2 plutôt que 1.0 au-delà de $10 \mu m$. Ils ne disposaient pas non plus des données IRAS.

En 1986, Rowan-Robinson et al. ont à nouveau publié une étude sur l'émission infrarouge des poussières dans les étoiles AGB, appuyée cette fois par les observations du satellite IRAS. Par rapport à leurs précédents travaux, de façon à reproduire les rapports de flux IRAS, ils modifient la valeur du rayon extérieur de l'enveloppe qui passe de $R_e = 20R_i$ (où R_i est le rayon intérieur) à $1000R_i$. Par contre ils n'envisagent pas de modifier leur loi d'émissivité.

Le cas présenté dans le chapitre 5 suffit à montrer que les émissivités du graphite pur calculées par Draine et Lee (1984) ne peuvent s'appliquer aux étoiles AGB riches en carbone. Alors que RRH avaient éliminé le graphite à cause d'une loi d'émissivité trop raide en λ^{-2} , nous l'éliminons cette fois en raison du plateau que présente la loi d'émissivité de Draine et Lee entre ~ 20 et $60 \mu m$. Sous les hypothèses raisonnables d'un taux de perte de masse constant dans le temps et d'un rayon extérieur de quelques 10^{17} à quelques 10^{18} cm, elle

fournit des rapports de flux IRAS (S_{60}/S_{25}) systématiquement trop élevés, incompatibles avec les positions des étoiles carbonées dans les diagrammes de couleur IRAS. Que ce soit d'après la loi d'émissivité déduite par Leung (1975), ou par Draine et Lee (1984), le graphite semble donc être éliminé au profit du carbone amorphe.

Du travail de RRH, S85, et Rowan-Robinson et al. (1986), il ressort que l'émission infrarouge à grande longueur d'onde dépend de trois paramètres : la loi d'émissivité, i.e. l'exposant β en posant $Q(\lambda) \propto \lambda^{-\beta}$, la loi de densité, et la valeur du rayon extérieur. En premier lieu, nous avons donc besoin de déterminer β , compte tenu des autres paramètres. De fait, dans le travail présenté ici nous poserons $n(r) \propto r^{-2}$ (voir aussi section IV.2), mais nous essaierons de trouver une contrainte observationnelle sur R_e pour pouvoir déterminer β .

Dans ce but, nous avons choisi d'étudier l'étoile infrarouge riche en carbone RAFGL 3068. Elle est particulièrement optiquement épaisse dans l'infrarouge puisque 14 magnitudes séparent l'émission à $2.2 \mu m$ de l'émission à $10.6 \mu m$ (Ikebofsky et Rieke, 1977), pour "seulement" 8 magnitudes dans IRC+10216 (Gezari et al., 1987). Comme la plupart des étoiles AGB elle est variable, mais il n'y a pas suffisamment d'observations suivies dans le temps pour déterminer si elle est régulière ou irrégulière. Nous avons choisi cette source pour deux raisons : les observations infrarouges sont nombreuses et couvrent un grand intervalle de longueurs d'onde, de $2.2 \mu m$ à $400 \mu m$, et les cartes de l'émission de CO présentées dans le chapitre 4 posent une limite inférieure sur la valeur de R_e . Les observations sont présentées dans la section II. La section III est consacrée à la modélisation et à l'étude de l'influence des paramètres. Nous tiendrons compte de la variabilité et montrerons que celle-ci apporte des contraintes supplémentaires au modèle. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux de RRH et S85 dans la section IV.1, alors que l'influence d'un taux de perte de masse augmentant avec le temps est discutée dans la section IV.2.

II. LES OBSERVATIONS

II.1. Observations millimétriques

L'émission de la molécule CO dans la transition $J=1-0$ a d'abord été observée par Knapp and Morris (1985), Zuckerman et al. (1986). et Sopka et al. (1989). La raie HCN(1-0) a été détectée par Lucas et al. (1988) et Sopka et al. (1989). Le rapport des aires intégrées de CO(1-0) et HCN(1-0) est de environ 4, valeur typique pour les étoiles riches en carbone (Zuckerman et Dyck, 1986b ; chapitre 1). Notons ici que, puisque l'étoile centrale est invisible et que la bande d'émission de SiC est absente du spectre (section suivante), le rapport CO/HCN est la seule indication de la richesse en carbone de cette source. Nous avons présenté dans le chapitre 4 des cartographies de RAFGL 3068 dans les transitions CO(1-0) et CO(2-1). Les principales conclusions nécessaires au présent chapitre sont qu'il ne semble pas y avoir d'écart à la symétrie sphérique, et que l'émission CO(2-1) s'étend jusqu'à environ $20''$.

Dans l'hypothèse admise où le gaz est entraîné par les collisions avec les grains, le rayon extérieur de l'enveloppe de poussières doit être supérieur ou égal au rayon de l'enveloppe de gaz, d'autant plus que CO est photodissocié par les photons ultra-violet provenant du champ de rayonnement du milieu interstellaire. Nous avons donc la contrainte :

$$R_e \geq 3 \cdot 10^{17} \times d(\text{kpc}) \text{ cm}$$

II.2. Observations infrarouges

De nombreuses observations infrarouges de RAFGL 3068 ont été réalisées depuis 1975 par plusieurs auteurs, et par le satellite IRAS. Ces observations recouvrent un large domaine de longueurs d'onde, de 2.2 à 400 μm . Nous en présentons une compilation dans la figure 1.

De 2 à 12 μm , nous disposons des observations de Lebofsky et Rieke (1977, 2 ensembles d'observations), de Cohen (1984), et de Jones et al. (1990, 2 ensembles d'observations). L'émission dans la bande K n'a été détectée qu'une seule fois, par Lebofsky et Rieke (1977). Ils donnent une magnitude de +11.5, ainsi qu'une limite inférieure de +15.4 à 1.6 μm . Pour comparaison, la magnitude à 10.6 μm est -2.75 pour le même ensemble d'observations, 14 magnitudes de plus qu'à 2.2 μm . De 7.8 à 22.5 μm , nous disposons de la spectrophotométrie du satellite IRAS (spectre LRS, *IRAS, Atlas of Low Resolution Spectra*, 1986). Le maximum de l'émission se situe vers environ 10 μm , et la forte absorption à courte longueur d'onde montre que l'émission est dominée par le rayonnement des poussières plutôt que par celui de l'étoile (qui aurait un maximum vers environ 1 μm).

Bien que RAFGL 3068 soit considérée comme riche en carbone, la bande d'émission de SiC à 11.3 μm est absente du spectre LRS présenté dans la Figure 1. Ceci est en fait une caractéristique des sources riches en carbone les plus froides dont RAFGL 3068 peut être considérée comme un prototype (chapitre 1, où "les plus froides" signifie avec les plus grands rapports (S_{25}/S_{12}), S_{12} et S_{25} étant les densités de flux du IRAS-PSC à 12 et 25 μm respectivement). L'absence de la bande de SiC n'implique pas nécessairement l'absence du composant lui-même. D'après Chan et Kwok (1990), RAFGL 3068 pourrait être suffisamment optiquement épaisse dans l'infrarouge pour que la bande de SiC soit auto-absorbée. La bande apparaîtrait alors plate dans le spectre. Pour donner un exemple, RRH déduisent $\tau(10\mu\text{m}) = 3.3$ dans le continuum, ce qui conduirait à une opacité totale de environ 9 dans la bande de SiC à 11.3 μm . Il est intéressant à ce titre de comparer les deux ensembles d'observations de Jones et al. (1990) : dans le premier, la bande de SiC serait plutôt en absorption (carrés vides dans la figure 1), alors qu'elle paraît totalement absente dans le second (carrés pleins). D'autre part, sur la base du spectre LRS (moyenne de trois observations) et des observations de Cohen (1984) et Jones et al. (1990), il pourrait y avoir une bande en émission à environ 8.5 μm . La présence d'une telle bande d'émission a aussi été mentionnée par Willems (1988a) dans quelques étoiles carbonées visuelles, et par Baron et

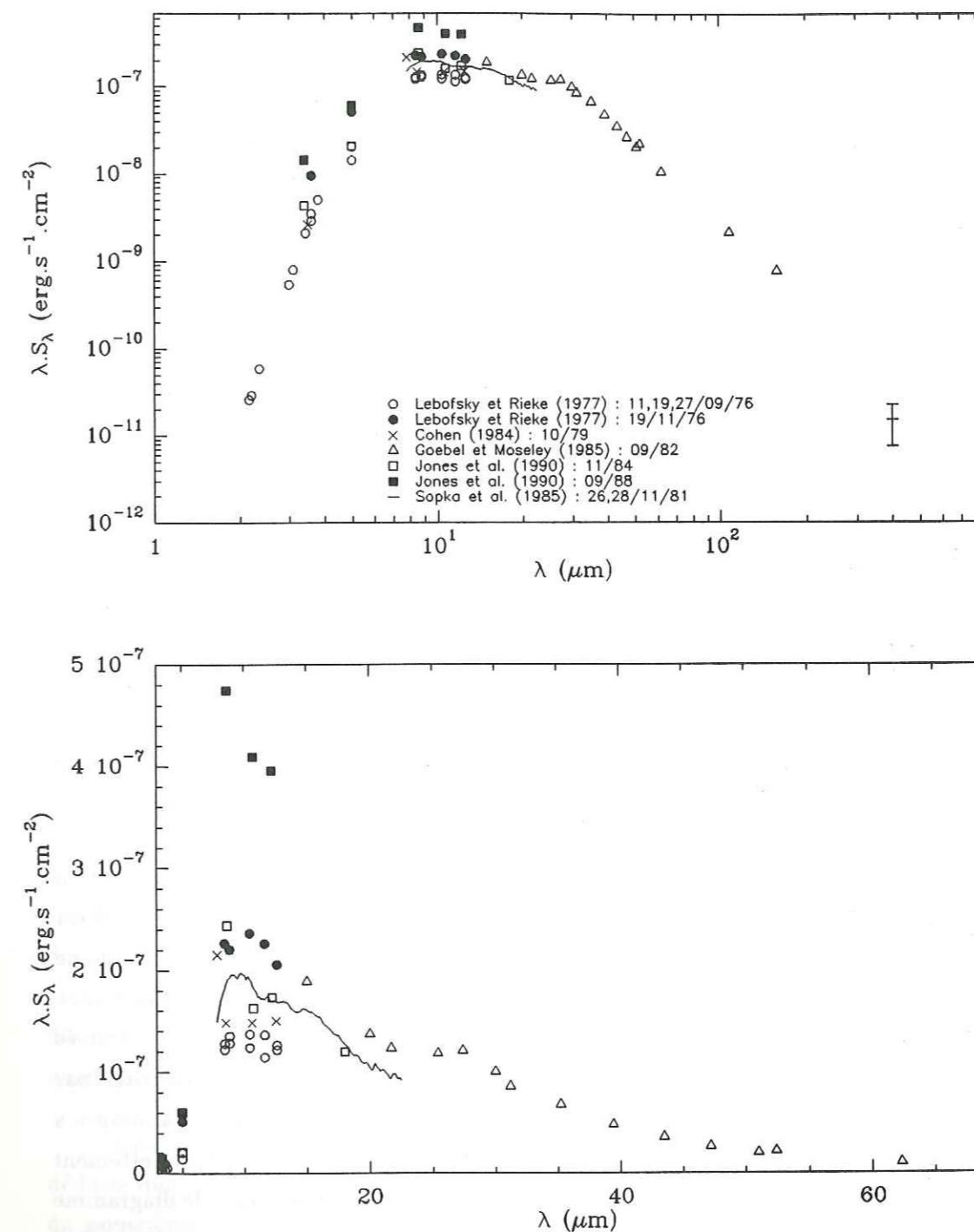


Figure 1 : Observations infrarouges de RAFGL 3068. Le spectre LRS a été normalisé sur la valeur du flux à 12 μm par convolution avec la réponse spectrale du filtre. Les observations photométriques large bande d'IRAS sont présentées dans des diagrammes de couleur (figures 4, 5, et 6).

al. (1987) dans une étude systématique des sources présentant la bande de SiC en émission. Néanmoins, cette bande d'émission est absente des données de Lebofsky et Rieke (1977), de la spectrophotométrie réalisée par Cohen (1984, non reportée sur la figure 1), et dans l'un des trois spectres LRS individuels. Il est donc assez délicat de conclure sur l'existence réelle de cette bande, d'autant plus que la forme du spectre pourrait être compliquée par la présence de bandes d'absorption à 7.5 et 14 μm dues aux molécules HCN et C₂H₂ (Goebel et al., 1980), et par le profil d'auto-absorption de SiC. Il n'est pas non plus impossible que cette (ces) bande(s) soi(en)t variable(s).

Au-delà de 12 μm , nous avons reporté les observations de Goebel et Moseley (1985) qui sont constituées par de la spectrophotométrie entre 15 et 60 μm , et de la photométrie de 55 à 150 μm . D'après ces auteurs, RAFGL 3068, ainsi que l'étoile carbonée infrarouge bien connue IRC+10216, présentent une bande d'émission centrée à environ 30 μm , et s'étendant de 20 à 60 μm . Ils en attribuent l'origine au sulfure de magnésium. A 400 μm , nous disposons de la mesure photométrique (large bande) de S85. Néanmoins, la barre d'erreur est de $\pm 50\%$ (2σ). De plus la bande passante s'étend de 300 à 800 μm , et l'on ne peut donc pas considérer que leur valeur de 2 Jy soit réellement une densité de flux. Dans la suite nous n'utiliserons donc que très peu cette mesure; nous nous bornerons à vérifier que nos spectres théoriques passent effectivement dans les barres d'erreur.

Nous n'avons pas reporté la photométrie du satellite IRAS à 12, 25, 60, et 100 μm sur le spectre de la figure 1 car les bandes passantes sont là aussi très larges (chapitre 5). Nous préférons les présenter dans des diagrammes de couleurs (figure 4) : $\log(25S_{60}/60S_{25})$ en fonction de $\log(12S_{25}/25S_{12})$ (diagramme 12-25-60), et $\log(60S_{100}/100S_{60})$ en fonction de $\log(25S_{60}/60S_{25})$ (diagramme 25-60-100). L'incertitude de calibration des flux IRAS est de typiquement 15% (*The Explanatory Supplement*, 1985), conduisant à une incertitude de ± 0.13 dans les trois couleurs. Dans le cas de RAFGL 3068, les quatre mesures sont de bonne qualité (qualité 3), et, la source étant à haute latitude galactique, elle n'est pas contaminée par les cirrus (les trois indicateurs de cirrus sont à l'intérieur des limites prescrites par *The Explanatory Supplement*, 1985). Ainsi, pour une fois, nous pouvons utiliser la mesure à 100 μm . Dans la figure 4, nous voyons que RAFGL 3068 a un rapport (S_{25}/S_{12}) nettement plus élevé que la majorité des sources riches en carbone. Son emplacement dans le diagramme correspondrait à un corps noir de température 300 K, ce qui traduit en fait sa grande opacité.

II.3. Variabilité

D'après la figure 1, il apparaît clairement en considérant les observations entre 3 et 12 μm que RAFGL 3068 est fortement variable. La variabilité se traduit par une variation globale de l'intensité sans que la distribution spectrale en soit grandement modifiée.

Lebofsky et Rieke (1977) l'ont observée à deux mois d'intervalle. Le premier ensemble d'observations date des 11, 19, et 27 septembre 1976, et le second du 19 novembre 1976

(du moins est-ce la date indiquée dans le texte car la date indiquée dans la table est le 19 octobre 1976; nous supposons dans la suite que c'est novembre). Entre les deux ensembles d'observations, l'intensité de l'émission a globalement augmenté d'un facteur ~ 2 . Cette augmentation est significative puisque l'incertitude de calibration n'excède pas 10%. Une précédente observation à 10.6 μm réalisée en octobre 1975 par Lebofsky et al. (1976) donnait la même valeur que l'observation de septembre 1976. Jones et al. (1990) ont réuni des observations pendant dix années dans le but d'étudier spécifiquement la variabilité des étoiles AGB. Ils ne donnent malheureusement que deux ensembles d'observations sur RAFGL 3068, pris en novembre 1984 et septembre 1988. Les observations de septembre 1976 de Lebofsky et Rieke (1977) fournissent le minimum connu de la source, alors que les observations de septembre 1988 de Jones et al. (1990) fournissent le maximum connu, indiquant que la luminosité bolométrique peut varier jusqu'à un facteur ~ 4 .

Nous ne disposons pas d'observations suivies de la variabilité à grande longueur d'onde. Notons simplement que l'intensité du spectre LRS (et donc du flux IRAS-PSC à 12 μm puisque notre spectre LRS a été normalisé sur ce flux, cf. chapitre 1) est intermédiaire entre les deux jeux de données de Lebofsky et Rieke (1977) et présente une distribution spectrale similaire. Les observations de Goebel et Moseley (1985, prises en septembre 1982) se raccordent bien avec les observations de Lebofsky et Rieke (1977) de novembre 1976. Une comparaison entre ces dernières données et le spectre LRS montre à nouveau que la distribution spectrale varie peu.

Bien que l'effet essentiel de la variabilité soit une variation globale de l'intensité de l'émission, il existe aussi une légère modification de la distribution spectrale à courte longueur d'onde. Pour les données de Lebofsky et Rieke, la variation d'intensité est de 1.85 de 8.4 à 12.6 μm , alors qu'elle est de 2.5 à 5.0 μm , et de 3.3 à 3.6 μm . Compte tenu de leurs barres d'erreur ($\leq \pm 10\%$), ces différences sont significatives. Le spectre est devenu "plus bleu" quand la luminosité a augmenté.

Sous l'hypothèse d'une enveloppe sphérique, les observations nous permettent de déduire que : (i) le rayonnement stellaire est à peu près totalement absorbé par les grains de poussières de l'enveloppe (voir aussi section III.4), donc la luminosité bolométrique infrarouge observée est égale à la luminosité de l'étoile. En supposant grossièrement que $L_* = 10^4 L_\odot$ pour l'ensemble d'observations de novembre 1976 de Lebofsky et Rieke (1977; valeur intermédiaire), la valeur de L_* devrait être de environ 5000 L_\odot au minimum connu (ensemble d'observations de septembre 1976 de Lebofsky et Rieke), et de environ 2 $10^4 L_\odot$ au maximum connu (ensemble d'observations de septembre 1988 de Jones et al., 1990). (ii) La distribution spectrale change peu, mais néanmoins significativement, quand la luminosité varie. Par conséquent la distribution de température des grains doit également changer un peu. Cette dernière phrase doit être interprétée avec quelques précautions, et sera explicitée en détail dans les sections III.3 et III.4.

III. MODÉLISATION DE L'ÉMISSION DES POUSSIÈRES

Après avoir présenté les observations de RAFGL 3068, nous voulons maintenant en déduire les paramètres physiques. Nous présentons successivement les hypothèses utilisées, les trois paramètres libres restant sous ces hypothèses, la méthodologie employée, et enfin la modélisation elle-même avec une étude détaillée de l'influence des trois paramètres libres.

III.1. Hypothèses de base

III.1.1. Structure de l'enveloppe circumstellaire

La résolution du transfert radiatif a été présentée en détail dans le chapitre précédent. Nous rappelons simplement que l'enveloppe est supposée être sphérique, limitée par un rayon intérieur R_i et un rayon extérieur R_e . Le taux de perte de masse et la vitesse d'expansion sont supposés être constants, impliquant une loi de densité en r^{-2} . Pour tous les calculs présentés ici, la conservation de l'énergie est assurée à mieux que 0.25%.

L'influence d'un taux de perte de masse augmentant avec le temps sera examinée dans la section IV.2. La vitesse d'expansion V_e est fixée à 15 km/s, ce qui correspond à la vitesse d'expansion de CO. La vitesse des grains devrait être de quelques km/s supérieure (S85), néanmoins elle n'intervient que dans la valeur exacte du taux de perte de masse en poussières, mais absolument pas dans la modélisation. Les cartographies de l'émission de CO nous imposent $R_e \geq 3 \cdot 10^{17}$ cm (chapitre 4 et section II.1). Dans la suite R_e sera fixé à $4 \cdot 10^{17}$ cm. La modélisation montrera que, sous nos hypothèses, cette valeur est plutôt une limite supérieure. Nous en discutons dans les sections III.3.2 et IV.2.

III.1.2. Loi d'émissivité et distribution de taille des grains

RRH avaient testé des grains de graphite pur ayant une loi d'émissivité en $Q(\lambda) \propto \lambda^{-2}$, et des grains de carbone amorphe avec $Q(\lambda) \propto \lambda^{-1}$ (au-delà de $1 \mu m$). Ils ont éliminé le graphite car donnant systématiquement des densités de flux trop faibles à grande longueur d'onde. Nous avons d'abord testé la loi d'émissivité calculée par Draine et Lee (1984) pour du graphite pur. Contrairement à celle employée par RRH, elle n'est pas seulement une loi de puissance, mais présente un plateau entre environ 20 et $60 \mu m$. Nous l'éliminons aussi car, à l'inverse de RRH, elle donne cette fois des rapports de densités de flux IRAS (S_{60}/S_{25}) systématiquement trop élevés (chapitre 5). De plus, ce plateau est clairement visible sur le spectre émergent (chapitre 5), mais n'a jamais été observé. D'autre part, comme nous le montrerons dans la suite et dans le chapitre 8, la loi d'émissivité en λ^{-1} des grains de carbone amorphe fournit aussi des valeurs de (S_{60}/S_{25}) trop élevées (voir aussi section IV.2). Si ni le graphite, ni le carbone amorphe ne conviennent, nous avons épuisé les possibilités données par les mesures en laboratoire, et la loi d'émissivité des grains devient un paramètre libre

du modèle. Nous supposons donc grossièrement qu'elle varie comme une loi de puissance $Q(\lambda) \propto \lambda^{-\beta}$, où β est vraisemblablement compris entre 1 et 2. Ceci pourrait être interprété comme un mélange de graphite et de carbone amorphe. La loi d'émissivité des grains à courte longueur d'onde n'est pas une loi de puissance, et, si (Q/a) est indépendant du rayon du grain a à $\lambda \leq$ quelques μm , il en dépend à plus courte longueur d'onde. Par conséquent, afin d'avoir des émissivités réalistes à courte longueur d'onde, et comme nous voulons inclure une distribution de taille de grains, nous ne modifions les émissivités de Draine et Lee qu'au-delà de $10 \mu m$, et la gardons telle quelle en deçà. Nous incluons une distribution de taille discrète : $a = 0.01, 0.03, 0.1, \text{ et } 0.3 \mu m$ (chapitre 5 et appendice A).

III.1.3. Propriétés de l'étoile

Nous supposons que le rayonnement émis par l'étoile suit une loi de corps noir à la température T_* , la température effective de l'étoile. La température effective des étoiles carbonées visuelles est généralement comprise entre 2000 et 2500 K. Néanmoins, d'après Schönberner (1983), T_* augmente de long de la séquence AGB pour atteindre environ 3000 K au début de la phase de supervent, et 5000 K à la fin de la séquence AGB. Comme RAFGL 3068 est particulièrement optiquement épaisse, son taux de perte de masse doit être élevé, et nous pensons que $T_* = 3000$ K est approprié. Une variation de T_* de 2000 à 3000 K n'a de toute façon que peu d'influence sur le spectre émergent (cf. section IV.1.2 et IV.1.3).

La variabilité observée fournit une contrainte sur l'ampleur des variations de L_* , mais pas sur sa valeur absolue car il n'y a pas de mesures directes de la distance de RAFGL 3068. Pour les étoiles AGB, il est le plus généralement admis que la valeur typique de L_* est de $\sim 10^4 L_\odot$, et, de cette façon, la plupart des gens déduisent une distance de 1 kpc pour RAFGL 3068 (RRH; S85; Sopka et al., 1989; Jura et Kleinmann, 1989; van der Veen et Rutgers, 1989; cependant Knapp et Morris, 1985, ainsi que Skinner et Whitmore, 1988, utilisaient $d = 0.6$ kpc). Nous supposons donc que la luminosité moyenne de RAFGL 3068 est de $10^4 L_\odot$, et, en pratique, nous poserons $L_* = 5000 L_\odot$ au minimum connu (observations de septembre 1976 de Lebofsky et Rieke, 1977; figure 1). Cette valeur moyenne correspondrait à une étoile de masse initiale $1.5 M_\odot$ sur la séquence principale, au début de la phase de super-vent (Schönberner, 1983). Il semble en effet à l'heure actuelle que la masse des étoiles carbonées soit comprise entre environ 1 et $3 M_\odot$ (Jura et Kleinmann, 1989; Bryan et al., 1990).

III.2. Paramètres libres et méthodologie

Sous les hypothèses précédentes, la distribution de température des grains $T_d(r)$ est complètement déterminée par trois paramètres : la valeur de β , l'opacité totale en poussières (opacité intégrée de R_i à R_e le long d'une ligne de visée centrée sur l'étoile), et la valeur du rayon intérieur de l'enveloppe, R_i . Le taux de perte de masse en poussières n'est pas un

paramètre libre puisqu'il s'écrit, pour une seule taille de grains :

$$\dot{M}_d = \frac{16\pi\rho}{3} \frac{\tau(\lambda)}{Q(\lambda)/a} V_e \frac{R_i}{1 - R_i/R_e} \quad (1)$$

où a est le rayon des grains, ρ leur densité massique, et V_e la vitesse d'expansion. L'expression du taux de perte de masse en présence d'une distribution de taille de grains est donnée dans l'appendice A. La formule est identique, mais (Q/a) est remplacé par une "moyenne" sur la distribution de taille. Le taux de perte de masse total devrait être environ 50 à 200 fois plus grand que le taux de perte de masse en poussières (Knapp, 1985 ; S85).

Au lieu d'utiliser le paramètre R_i qui n'est guère intuitif, nous préférons utiliser le paramètre T_{max} , qui est la température maximale des grains. Cette température est toujours atteinte en R_i : $T_{max} = T_d(R_i)$. Si l'on néglige le chauffage infrarouge (itération 0, cf. chapitre 5), T_{max} est donnée par :

$$\left(\frac{R_*}{R_i}\right)^2 \int_0^\infty d\lambda Q_\lambda B_\lambda(T_*) = 4 \int_0^\infty d\lambda Q_\lambda B_\lambda(T_{max}) \quad (2)$$

où $B_\lambda(T)$ est la fonction de Planck, et R_* est le rayon de l'étoile tel que $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma_B T_*^4$. A T_* et L_* fixés, il est donc équivalent de considérer R_i ou T_{max} . La distribution de taille des grains apporte quelques complications sur la définition de T_{max} . En pratique, R_i est calculé à l'itération 0 pour le grain le plus chaud et fixé à cette valeur pour toutes les autres tailles. Par conséquent, une seule taille répond exactement à $T_d(R_i) = T_{max}$, alors que les autres tailles ont $T_d(R_i) < T_{max}$. La taille pour laquelle T_{max} est déduite dépend de T_* , dû aux variations de (Q/a) à courte longueur d'onde en fonction de a . Dans le cas étudié ici, $T_* = 3000$ K, et la taille du grain le plus chaud est toujours $a = 0.1 \mu m$. Lorsque l'on tient compte du chauffage infrarouge, la température des grains augmente partout dans l'enveloppe par rapport à l'itération 0, et donc la vraie valeur de T_{max} est finalement supérieure à celle calculée avec l'équation (2) (voir aussi chapitre 5, Rowan-Robinson et Harris, 1982, et RRH). Dans la suite, nous donnerons toujours la valeur de T_{max} obtenue après les itérations, qui est la valeur réelle.

Pour déduire les paramètres β , $\tau(\lambda)$, et T_{max} , nous avons procédé en deux étapes :

(i) Nous avons d'abord utilisé $L_* = L_1 = 5000 L_\odot$ afin de reproduire l'ensemble d'observations de septembre 1976 de Lebofsky et Rieke (1977 ; minimum connu). Une analyse de l'influence de T_{max} et de $\tau(\lambda)$ à β fixé nous permet de déterminer une plage de valeurs possibles de T_{max} et $\tau(\lambda)$. Ensuite nous examinons l'influence de β à T_{max} et $\tau(\lambda)$ fixés, et déduisons finalement les trois paramètres pour le meilleur fit obtenu (sections III.3.1 et III.3.2).

(ii) A l'étape suivante, nous essayons de reproduire l'ensemble d'observations de novembre 1976 de Lebofsky et Rieke (1977, intensité intermédiaire). En conservant la même distance que celle déduite dans le premier cas, nous obtenons $L_* = L_2 = 9300 L_\odot$. Nous n'essayons pas de reproduire les observations de septembre 1988 de Jones et al. (1990 ;

maximum connu) car les observations à grande longueur d'onde sont mieux connectées avec les observations de Lebofsky et Rieke (1977). La variabilité apporte une contrainte importante au modèle car il n'y a plus maintenant que deux paramètres libres au lieu de 3 (section III.3.3).

Nous présentons le résultat final dans la section III.4.

III.3. Influence des paramètres

III.3.1. Premier cas : $L_* = L_1 = 5000 L_\odot$. Influence de T_{max} et de $\tau(\lambda)$

Des tests préliminaires nous ont montré que $\beta = 1$ (valeur utilisée par RRH) donne systématiquement des rapports de flux (S_{60}/S_{25}) trop élevés (voir aussi la section suivante et le chapitre 8). Nous utilisons donc d'emblée une valeur plus élevée, $\beta = 1.35$, fixée dans cette section, et essayons de déterminer T_{max} et $\tau(\lambda)$. Nous trouvons en fait une plage de valeurs possibles de T_{max} . Dans la figure 2, nous présentons quatre spectres théoriques correspondant à (figures 2a, 2b, 2c, et 2d respectivement) :

$$\begin{aligned} T_{max} = 720 \text{ K} & \quad \dot{M}_d = 5.6 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1} \\ T_{max} = 665 \text{ K} & \quad \dot{M}_d = 7.0 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1} \\ T_{max} = 615 \text{ K} & \quad \dot{M}_d = 8.1 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1} \\ T_{max} = 560 \text{ K} & \quad \dot{M}_d = 8.9 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1} \end{aligned}$$

Dans les trois premiers cas, l'opacité totale est strictement la même : $\tau(1\mu m) = 40.5$, et les trois fits obtenus sont satisfaisants (figures 2a, 2b, 2c). Lorsque T_{max} diminue, R_i augmente (eq.2), et donc, à opacité fixée, \dot{M}_d augmente (eq.1). Dans le quatrième cas, $\tau(1\mu m)$ est un peu plus faible d'un facteur 1.14. Cette faible variation suffit à obtenir un fit incorrect à courte longueur d'onde (fig.2d) : les densités de flux en deçà de $\sim 4 \mu m$ sont trop élevées. Par conséquent, pour une loi d'émissivité donnée, la modélisation permet de déduire l'opacité à courte longueur d'onde (à grande longueur d'onde intervient aussi l'influence de β) précisément, à mieux que 10% près, ce qui est à l'intérieur des incertitudes sur les mesures. Par contre T_{max} est moins bien déterminée.

Considérons d'abord l'influence d'une variation de $\tau(1\mu m)$ à T_{max} fixée. Dans le cas de RAFGL 3068, la presque totalité du rayonnement stellaire est absorbé dans les couches internes de l'enveloppe. Les grains plus extérieurs sont alors essentiellement chauffés par le rayonnement venant des grains situés dans les couches internes. Cependant, le rayonnement venant de ces grains chauds ($\sim 700 - 500$ K) se situe à plus grande longueur d'onde que le rayonnement de l'étoile (3000 K), et est donc moins efficace. En conséquence, la distribution de température des grains chute rapidement dans les couches internes, puis décroît plus lentement dans les couches extérieures où l'enveloppe est optiquement mince. Ceci est illustré dans la figure 3 où nous présentons deux distributions de températures calculées pour deux valeurs de $\tau(1\mu m)$: 40.5 (fig.2c) et 19, et la même valeur de T_{max} , 615 K. La chute de

température est plus abrupte pour l'opacité la plus élevée, et les grains sont alors partout plus froids dans l'enveloppe, sauf en R_i . En conséquence, le spectre émergent est plus "rouge", c'est à dire que la pente du spectre à courte longueur d'onde est plus raide, et que le spectre est globalement déplacé vers les grandes longueurs d'onde. Dans un cas optiquement épais, la distribution de température, et donc la distribution spectrale, est très sensible à une variation de l'opacité. A l'inverse, dans un cas complètement optiquement mince (à toutes les longueurs d'ondes), la distribution spectrale serait totalement insensible à une variation de l'opacité.

Nous nous plaçons maintenant à opacité fixée. Dans la figure 3, nous présentons les distributions de température correspondant aux spectres des figures 2a, 2b, et 2c, pour les trois valeurs de T_{max} 720, 665, et 615 K. Les rayons intérieurs correspondants augmentent quand T_{max} diminue. Au-delà de environ $r = 2 \cdot 10^{15}$ cm, les trois distributions de température sont presque identiques, et commencent à suivre une droite en échelle logarithmique, indiquant que l'enveloppe devient optiquement mince. Si l'enveloppe était totalement optiquement mince, les distributions de température seraient strictement identiques, hormis la coupure en R_i (chapitre 5). L'enveloppe devient rapidement optiquement mince pour deux raisons. La première semble évidente et due au facteur de dilution géométrique. Mais, pour que l'opacité intégrée de R_e à r soit égale à 1 à $1 \mu m$, il faudrait que r soit quasiment égal à R_e lui-même. C'est à dire que, malgré la dilution géométrique, l'enveloppe est partout optiquement épaisse au rayonnement stellaire. Cependant, nous avons déjà mentionné que seuls les grains les plus internes sont en partie chauffés par l'étoile, alors que les grains plus externes sont chauffés uniquement par les précédents. Par conséquent, la longueur d'onde typique du rayonnement incident est déplacée de $\sim 1 \mu m$ à $\sim 5 \mu m$. A $5 \mu m$, l'opacité totale n'est plus que de environ 5, et le rayon pour lequel l'opacité intégrée de R_e à r deviendrait égale à 1 est de $6 \cdot 10^{15}$ cm. Comme les variations de T_{max} envisagées sont assez faibles, les trois distributions de température diffèrent essentiellement en R_i , mais aussi un peu dans les couches externes car le chauffage infrarouge est un peu plus efficace quand T_{max} est un peu plus élevée. Donc globalement, quand T_{max} augmente à opacité fixée, les grains sont en moyenne partout plus chauds dans l'enveloppe, et le spectre émergent est graduellement déplacé vers les courtes longueurs d'onde.

Cet effet est apparent dans les figures 2a, 2b, et 2c, particulièrement en regardant le spectre entre 3 et $12 \mu m$, et à $400 \mu m$. Néanmoins, il est beaucoup plus clair dans les diagrammes de couleur IRAS qui sont beaucoup plus précis qu'un spectre tracé à l'échelle logarithmique. Les quatre modèles de la figure 2 sont présentés dans de tels diagrammes dans la figure 4. Lorsque T_{max} varie de 720 à 560 K, les points se déplacent vers le haut et la droite du diagramme, indiquant le refroidissement progressif de l'enveloppe. Les données IRAS permettraient donc théoriquement de déterminer très précisément T_{max} , mais, en pratique, nous devons tenir compte de l'incertitude de calibration des flux qui est typiquement de 15% (*The Explanatory Supplement*, 1985), soit ± 0.13 dans les trois couleurs. Dans le diagramme 12-25-60 où la position de RAFGL 3068 est bien encadrée par les quatres modèles, ceci se

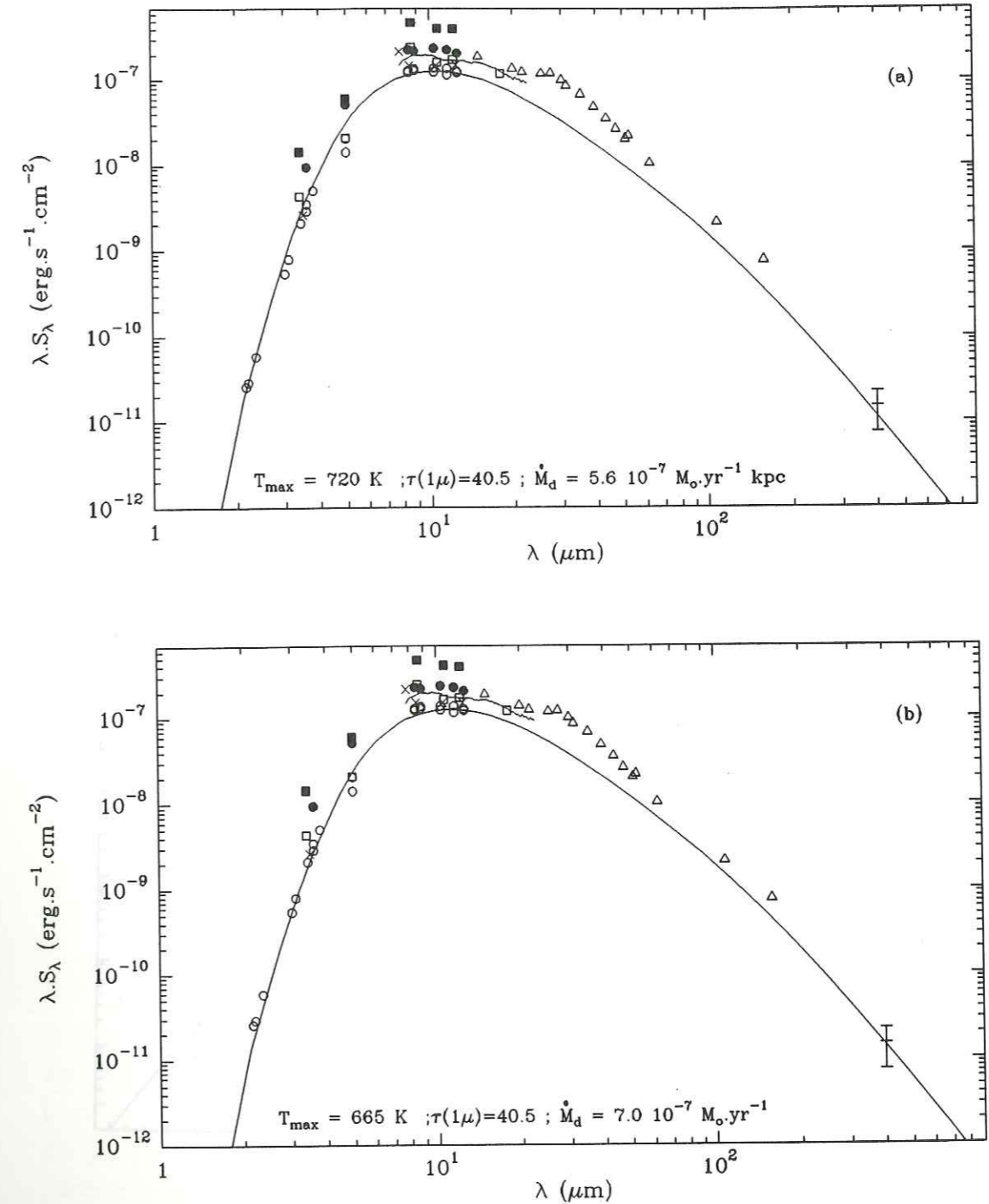


Figure 2 : Influence de T_{max} et $\tau(\lambda)$ sur la distribution spectrale. Les trois premiers spectres correspondent à $\tau(1\mu m) = 40.5$, et le dernier à $\tau(1\mu m) = 35$. Quand T_{max} diminue, la distribution spectrale est graduellement déplacée vers les grandes longueurs d'onde. $d = 0.97 kpc$.

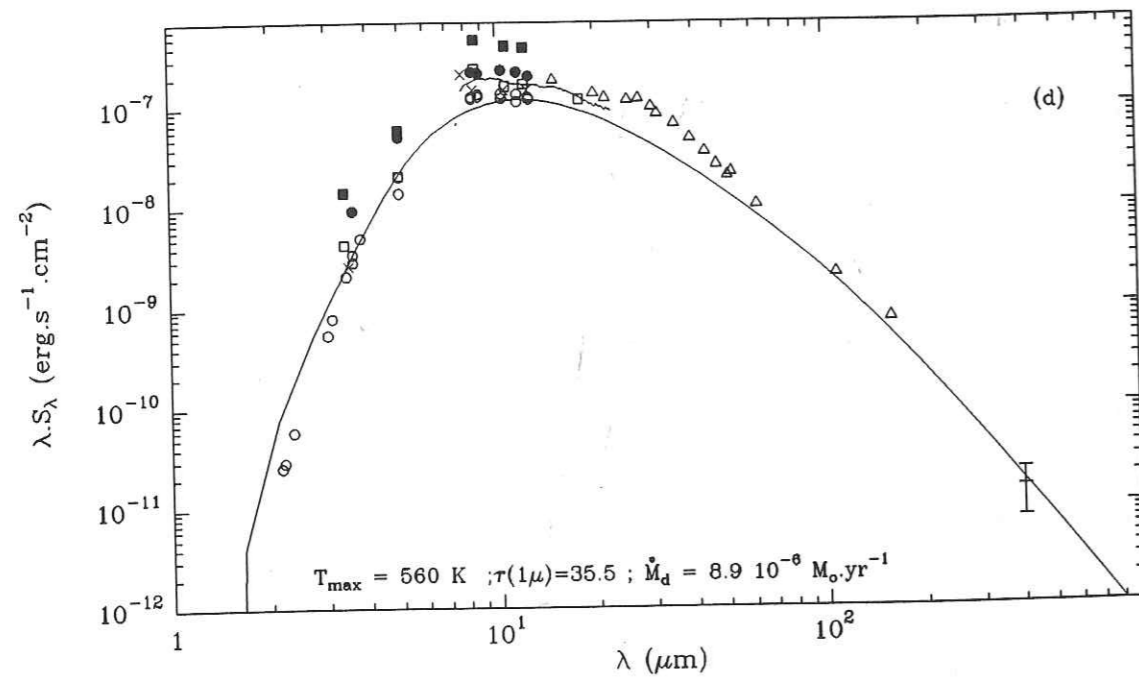
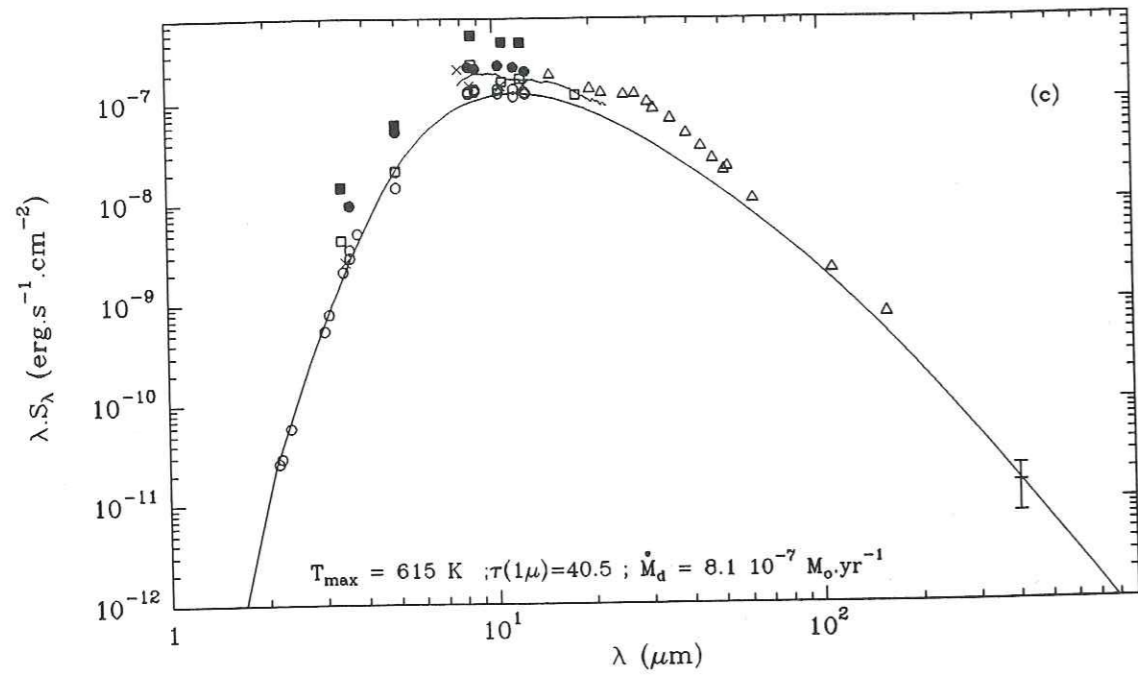


Figure 2 (suite)

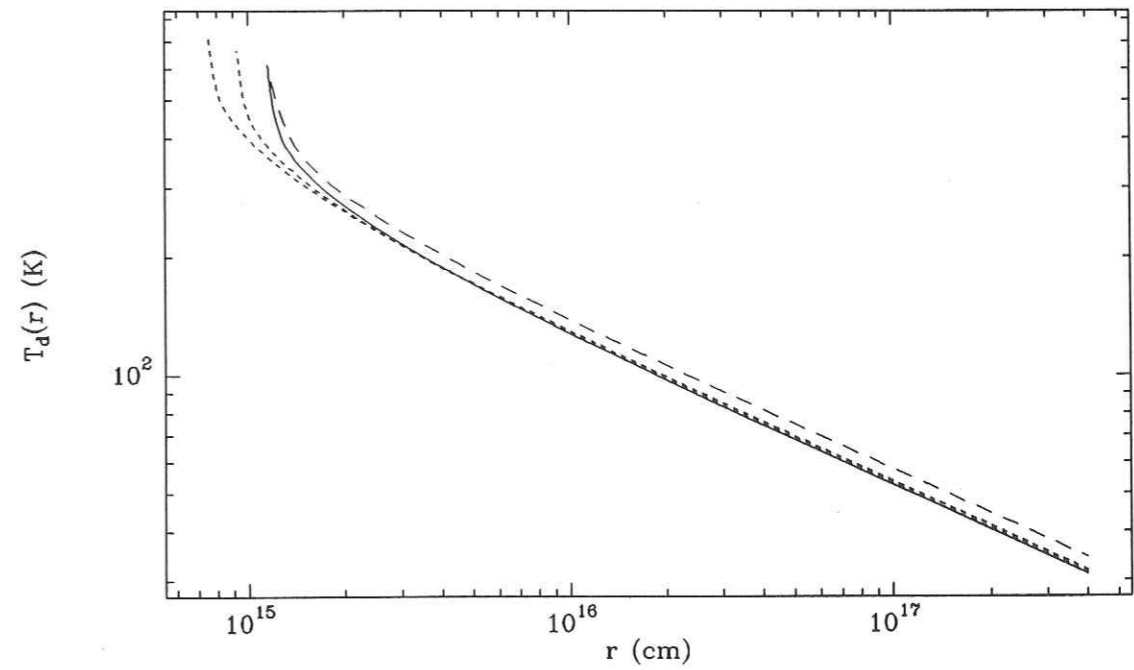


Figure 3 : Influence de T_{\max} et $\tau(\lambda)$ sur la distribution de température. Le trait plein correspond au cas $T_{\max} = 615 \text{ K}$ et $\tau(1\mu) = 40.5$ (fig.2c), les petits pointillés correspondent à la même opacité et $T_{\max} = 720$ et 665 K (fig.2a,2b), et le grand pointillé à un cas moins optiquement épais pour lequel $\tau(1\mu) = 19$ et $T_{\max} = 615 \text{ K}$.

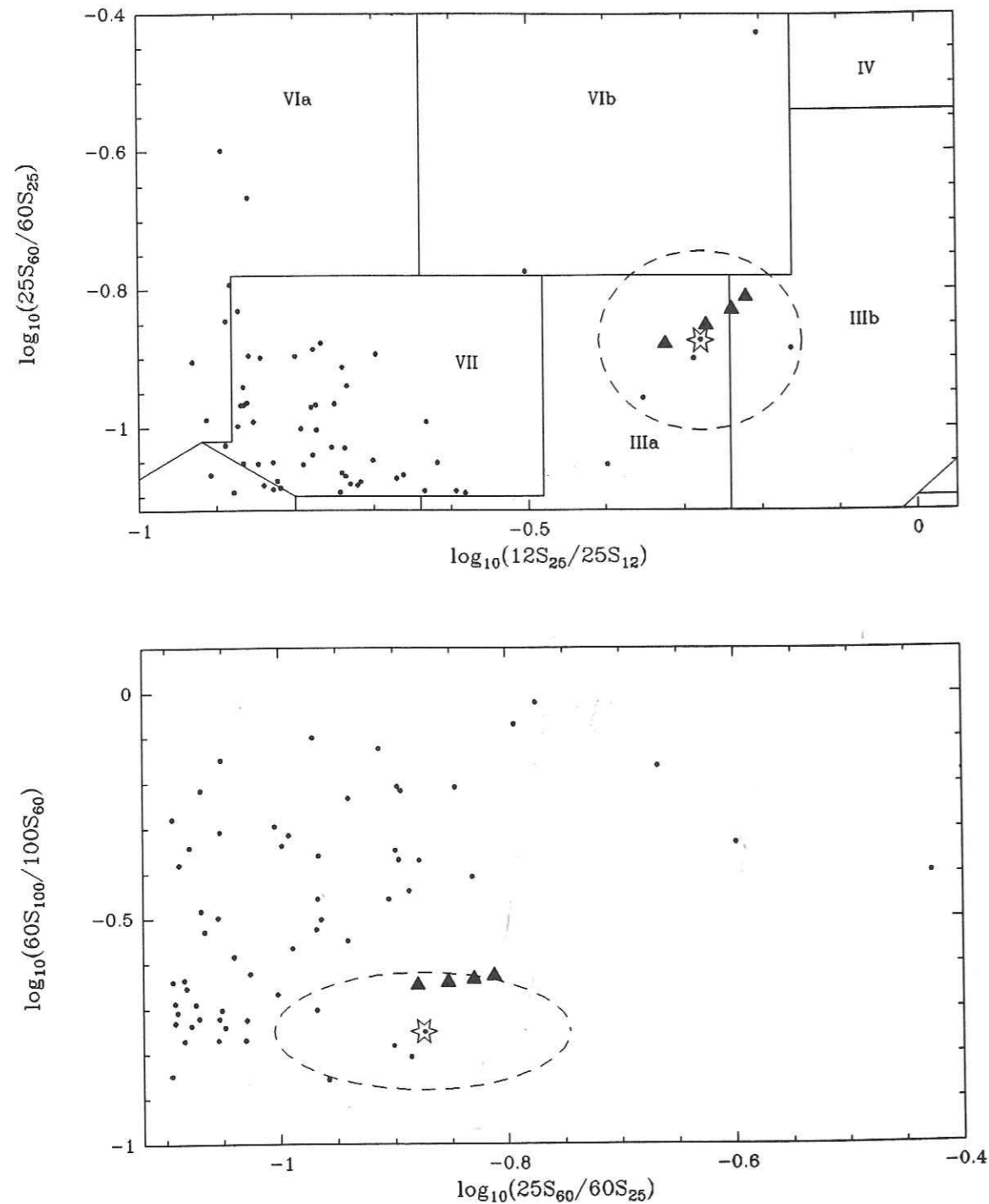


Figure 4 : Influence de T_{max} dans les diagrammes de couleur. Les triangles pleins correspondent aux 4 spectres de la figure 2. Quand T_{max} diminue, les points se déplacent vers le haut et la droite des diagrammes. L'étoile est la position observée de RAFGL 3068. Les points du modèle sont obtenus par convolution avec les filtres IRAS. L'ellipse en pointillés correspond aux incertitudes de calibration des flux IRAS. Les points sont les positions d'étoiles carbonées ayant une bonne qualité de mesure dans les 4 bandes IRAS, et non contaminées par les cirrus (échantillons du chapitre 8 et du chapitre 1).

traduit par une incertitude de +100 K ou -150 K. Sur la base des spectres de la figure 2, le meilleur fit est déterminé par le spectre entre 3 et $8 \mu m$ et correspond à $T_{max} = 615$ K, mais l'incertitude est néanmoins de ± 100 K.

III.3.2. Premier cas : $L_* = L_1 = 5000 L_\odot$. Influence de β

Nous examinons maintenant l'influence de β à $T_{max} = 615$ K et $\tau(1 \mu m) = 40.5$ fixés (cas de la figure 2c). Comme β n'intervient dans la loi d'émissivité qu'aux longueurs d'onde supérieure à $10 \mu m$ et que l'opacité à $10 \mu m$ est de seulement 0.8, une variation de β n'affectera pas le spectre entre 1 et $\sim 8 \mu m$, par contre il le modifiera à grande longueur d'onde, et affectera en particulier les rapports de flux IRAS. Dans la figure 5, nous présentons six modèles obtenus pour $\beta = 2.0, 1.5, 1.45, 1.4, 1.35$, et 1.0. Quand β diminue, la pente du spectre au-delà de $\sim 15 \mu m$ devient moins raide, et les trois rapports de flux IRAS augmentent. Ainsi les points se déplacent vers le haut et vers la droite dans les deux diagrammes. Des traces similaires seraient obtenues pour les autres modèles de la section précédente. Le meilleur accord dans le diagramme 12-25-60 est obtenu pour $\beta = 1.5$; les cas $\beta = 1.0$ et $\beta = 2.0$ sont nettement en dehors de l'ellipse d'incertitude.

La comparaison des figures 4 et 5 montre que nous obtenons toujours un rapport (S_{100}/S_{60}) trop élevé (mais à l'intérieur de l'ellipse d'incertitude). En outre, il n'y a aucun moyen de parvenir à la bonne valeur tout en conservant un bon accord dans le diagramme 12-25-60, ni en augmentant T_{max} , ni en augmentant β (fig.4 et 5). Nous avons aussi essayé d'utiliser une loi d'émissivité plus complexe telle que $Q(\lambda) \propto \lambda^{-\beta_1}$ pour $10 \leq \lambda \leq 40 \mu m$, et $Q(\lambda) \propto \lambda^{-\beta_2}$ pour $\lambda \geq 40 \mu m$, où $\beta_1 < \beta_2$, mais sans résultats satisfaisants. Sous nos hypothèses, la seule façon serait de diminuer la valeur du rayon extérieur. Si R_e variait de $5 \cdot 10^{17}$ à 10^{17} cm, $\log(60S_{100}/100S_{60})$ diminuerait de 0.1, $\log(25S_{60}/60S_{25})$ diminuerait de 0.05, et $\log(12S_{25}/25S_{12})$ serait inchangé. Par conséquent, nous pourrions obtenir un bon accord dans les deux diagrammes de couleur en utilisant $R_e \simeq 10^{17}$ cm, mais nous sommes limités par les observations de CO. La valeur de L_* utilisée ici conduit à $d = 0.97$ kpc. Nous pourrions considérer que ces valeurs sont incorrectes. Pour obtenir $R_{CO} \simeq 10^{17}$ cm, il faudrait une distance de 0.27 kpc. Mais ceci impliquerait une luminosité de à peine $400 L_\odot$, ce qui est déraisonnable pour une étoile AGB. Nous discutons là d'effets de faible intensité puisque toutes les variations mentionnées sont inférieures à l'incertitude de calibration des flux IRAS. Cependant cet effet est systématique, et pourrait poser des contraintes sur le modèle. Nous y reviendrons dans la section IV.2.

D'après les deux sections précédentes, l'opacité totale à courte longueur d'onde est bien déterminée. Le meilleur fit est obtenu pour $T_{max} = 615$ K sur la base de l'allure du spectre entre 3 et $\sim 8 \mu m$ (figure 2), et pour $\beta = 1.5$ sur la base de l'emplacement dans les diagrammes de couleur (figures 4 et 5). Néanmoins, nous devons tenir compte des incertitudes sur la modélisation et sur les mesures, ce qui fournit finalement :

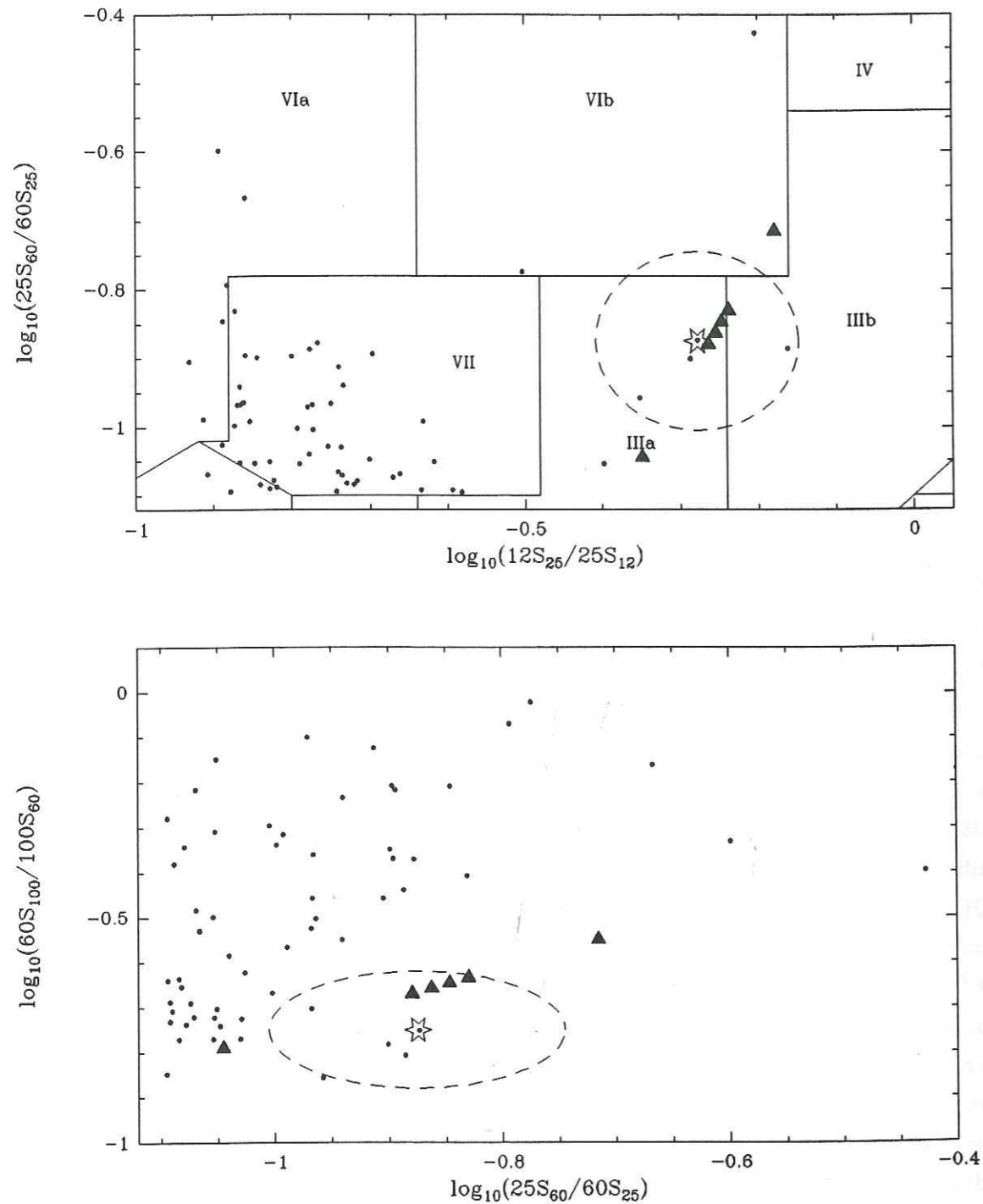


Figure 5 : Influence de β . Les triangles pleins sont calculés pour $T_{max} = 615 K$, $\tau(1\mu m) = 40.5$, et $\beta = 2.0, 1.5, 1.45, 1.35, 1.0$. Les points se déplacent vers le haut et la droite des diagrammes quand β diminue.

$$\tau(1\mu m) = 40.5 \pm 10\%$$

$$T_{max} = 615 \pm 100 K$$

$$\beta = 1.5 \pm 0.3$$

Le taux de perte de masse en poussières correspondant est égal à $8.1 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$.

III.3.3. Deuxième cas : $L_{*} = L_2 = 9300 L_{\odot}$

Dans une seconde étape, nous essayons maintenant de tenir compte de la variabilité de l'étoile et de reproduire l'ensemble de données de novembre 1976 de Lebofsky et Rieke (1977). Cet ensemble d'observations est bien connecté avec les observations à grande longueur d'onde de Goebel et Moseley (1985). La variabilité impose plusieurs contraintes.

(i) Dans le cas précédent, nous avons utilisé $L_{*} = 5000 L_{\odot}$ ce qui correspond à $d = 0.97$ kpc. Nous avons mentionné dans la section II.3 que de 8 à $13 \mu m$ l'intensité observée varie globalement d'un facteur 1.85. Par conséquent, nous gardons ici une distance de 0.97 kpc, et adoptons une luminosité de $9300 L_{\odot}$.

(ii) Lorsque L_{*} augmente pour une température d'étoile donnée, R_{*} augmente, et donc la température des grains en R_i augmente (eq.2). Si cette température dépassait la température de condensation des grains, ceux-ci seraient en partie vaporisés et le rayon intérieur augmenterait. En même temps, l'opacité totale diminuerait, et la masse totale de grains diminuerait (mais très peu). Inversement, si L_{*} diminue, T_{max} diminue et les grains pourraient donc se former plus près de l'étoile. En conséquence, R_i pourrait diminuer, alors que l'opacité et la masse totale de poussières augmenteraient. Puisque nous avons adopté une loi de densité en r^{-2} , et puisque celle-ci doit être continue, la variation de la masse de poussières M_d serait égale à :

$$M_d(L_1) = M_d(L_2) \times \frac{R_e - R_i(L_1)}{R_e - R_i(L_2)} \quad (3)$$

Par contre, le taux de perte de masse reste lui strictement constant. D'après l'équation (1), ceci signifie que le produit $\tau(\lambda) \times R_i$ reste constant quand L_{*} varie (où $R_i \ll R_e$). Il n'y a donc plus que deux paramètres libres au lieu de trois.

Sous les contraintes précédentes, $L_{*} = 9300 L_{\odot}$ et $\dot{M}_d = 8.1 M_{\odot} \cdot yr^{-1}$, nous avons déterminé T_{max} et β en utilisant la même méthode que celle décrite dans les sections III.3.1 et III.3.2, et obtenons :

$$T_{max} = 690 \pm 100 K, \quad \beta = 1.3 \pm 0.3$$

La valeur de β est plus faible car nous obtenons ici une valeur de T_{max} plus élevée. En effet, les figures 4 et 5 montrent qu'une augmentation de T_{max} est contrebalancée en partie par une diminution de β .

III.4. Résultat final

A ce point de la modélisation, il est quelque peu embarrassant de ne pas trouver la même valeur de β dans les deux cas de luminosité. En effet, nous n'avons pas de raison particulière de croire que la composition chimique des grains varie en l'espace de quelques mois. Ceci pourrait se produire dans les couches internes de l'enveloppe à cause des pulsations de l'étoile, mais β reflète plutôt l'émission à grande longueur d'onde.

En fait, nous ne trouvons pas la même valeur de β car les données IRAS n'ont pas été prises simultanément avec les données de Lebofsky et Rieke (1977); l'intensité des données IRAS est intermédiaire entre leurs deux jeux de données. Or, pour une valeur de β fixée, la figure 4 montre que l'emplacement dans le diagramme 12-25-60 se déplace quand T_{max} varie. Comme nous trouvons justement que T_{max} augmente quand L_* augmente, les positions dans ce diagramme déduites pour les observations de Lebofsky et Rieke ne doivent pas être confondues avec la position IRAS, mais situées de part et d'autre. Par conséquent nous adoptons une valeur intermédiaire de β :

$$\beta = 1.4 \pm 0.3$$

La liste complète des paramètres obtenus dans les deux cas de luminosité est donnée dans la table 1. Les positions dans les diagrammes de couleur sont présentées dans la figure 6. Comme nous venons de le mentionner, la position IRAS de RAFGL 3068 est encadrée par les deux modèles dans le diagramme 12-25-60. Dans le diagramme 25-60-100, nous trouvons un rapport (S_{100}/S_{60}) un peu trop élevé, mais dans l'ellipse d'incertitude.

Les deux spectres finaux sont présentés dans la figure 7, à l'échelle logarithmique, mais aussi à l'échelle linéaire pour regarder les bandes d'émission et/ou d'absorption. Dans le cas $L_* = 9300 L_\odot$, la bande d'émission centrée à $\sim 30 \mu m$ découverte par Goebel et Moseley (1985, section II.2) apparaît tout à fait clairement, et s'étend effectivement de $20 \mu m$ à $50 \mu m$. Nous n'avons pas tenu compte de cette bande d'émission dans la modélisation. En supposant qu'elle était présente au moment des observations du satellite IRAS, elle serait responsable de environ 10% de l'émission dans la bande centrée à $25 \mu m$, et de environ 5% de l'émission à $60 \mu m$. Nous aurions donc dû trouver une valeur de $\log(12S_{25}/25S_{12})$ plus petite de 0.05, par contre les variations des deux autres couleurs sont négligeables (0.02). En conséquence nos valeurs de T_{max} devraient être augmentées de environ 50 K, et β devrait être diminué de 0.05 (figures 4 et 5), ce qui est largement dans les barres d'erreur. Pour SiC et la possible bande d'émission à $8.5 \mu m$, nous avons superposé les deux modèles sur le spectre LRS (traits pointillés dans la figure 7, échelle linéaire). En considérant que l'émission entre 15 et $23 \mu m$ est due uniquement au continuum, ce qui est vraisemblable et est parfaitement bien reproduit par les deux modèles, alors la bande de SiC est légèrement auto-absorbée, et la bande d'émission à $8.5 \mu m$ est réelle. Cependant, compte tenu de notre méconnaissance de la loi d'émissivité exacte de SiC, et comme nous ne pouvons pas savoir exactement où passe

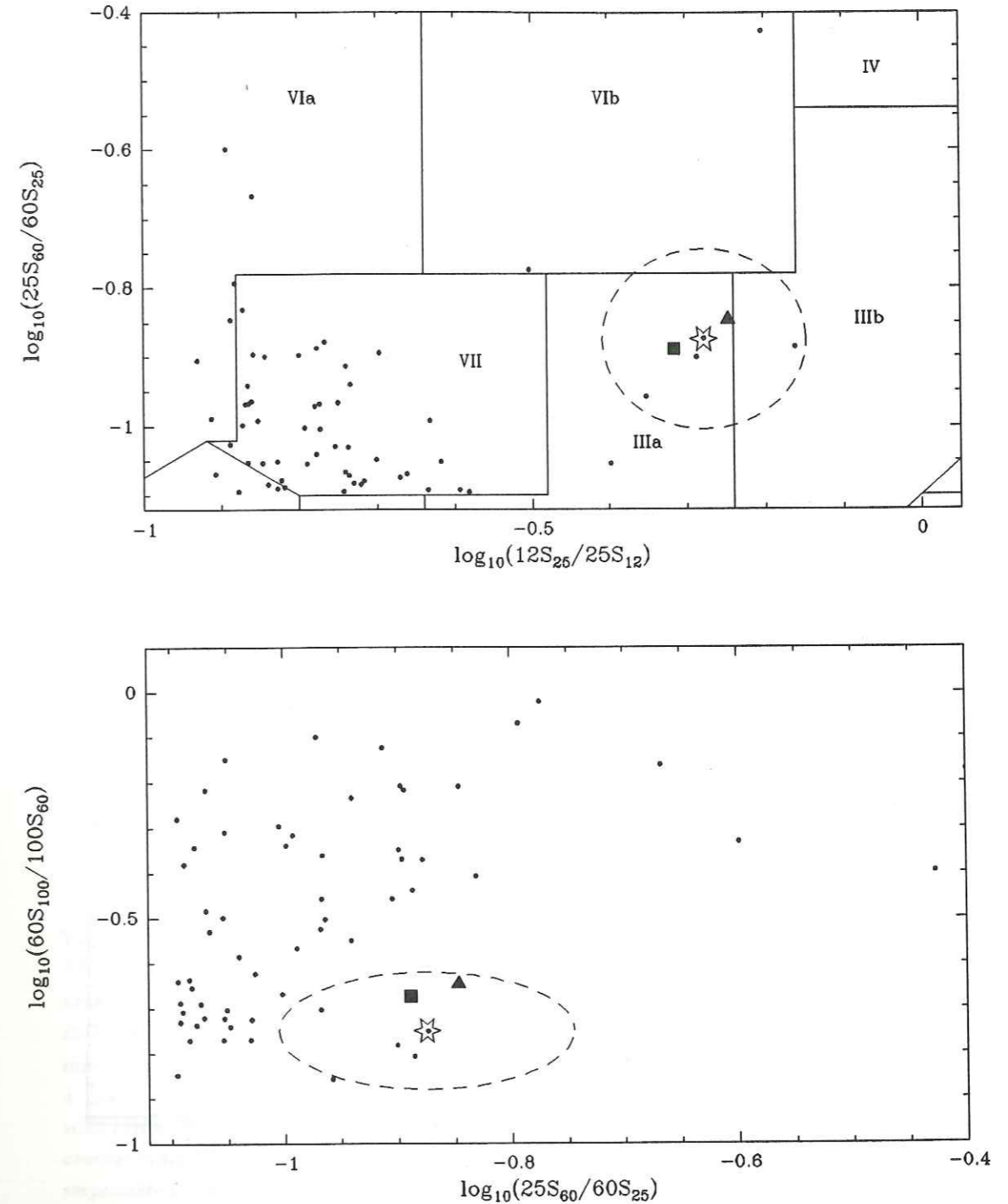


Figure 6 : Positions obtenues dans les diagrammes de couleurs pour les deux modèles finaux. Le triangle plein correspond à $L_* = 5000 L_\odot$, et le carré plein à $L_* = 9300 L_\odot$.

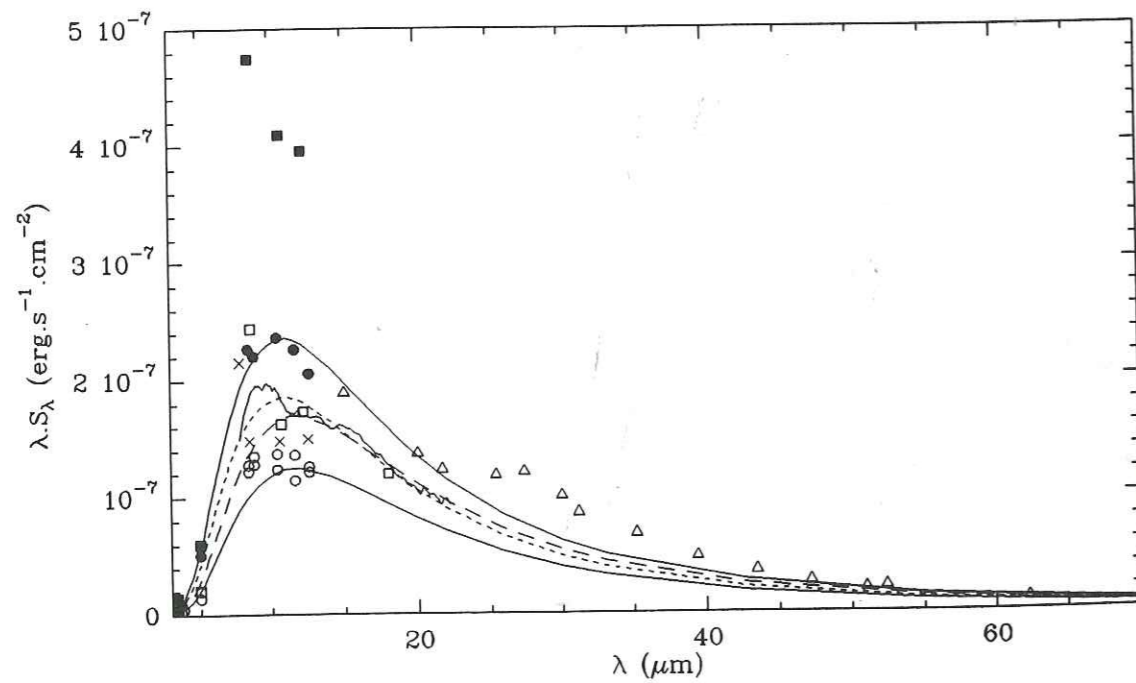
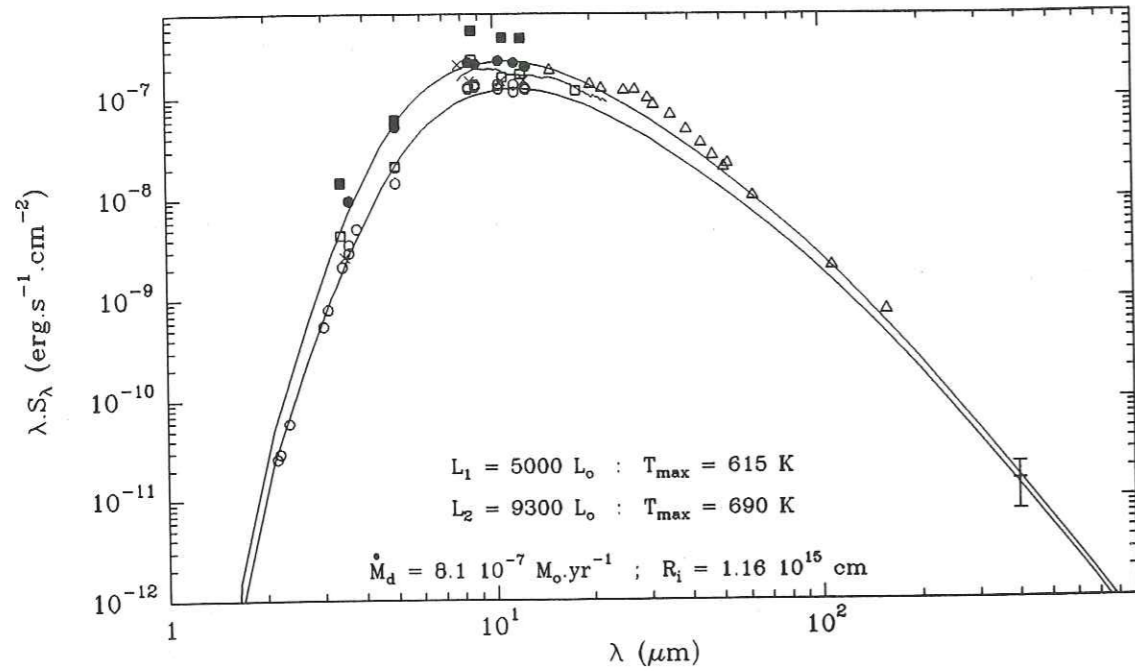


Figure 7 : Spectres finaux obtenus dans les deux cas de luminosité pour $d = 0.97$ kpc. Les traits pointillés dans la figure à l'échelle linéaire sont les mêmes spectres mais superposés sur le spectre LRS pour la discussion sur les bandes d'émission et/ou d'absorption (section III.4).

	RRH	S85	L_1	L_2	δ
T_* (K)	2000	1800	3000	3000	
L_* (L_\odot)	1010 ou 14000 ⁽¹⁾	10000 ou 59000 ⁽¹⁾	5000	9300	
R_* (10^{14} cm)	0.18 ou 0.69 ⁽¹⁾	0.71 ou 1.74 ⁽¹⁾	0.18	0.25	
d (kpc)	0.32 ou 1.19	1.0 ou 2.4 ⁽¹⁾	0.97	0.97	
R_i (10^{14} cm)	2.8 ou 10.5 ⁽¹⁾	3.6 ou 8.7 ⁽¹⁾	11.6	11.6	± 4
R_i/R_*	15.3	5.0	64	46	$\pm 35\%$
R_e (10^{17} cm)	0.056 ou 0.21 ⁽¹⁾	21 ou 52 ⁽¹⁾	4	4	
R_e/R_i	20	6000 ⁽²⁾	350	350	
T_{max} (K)	600 ⁽²⁾	850? ⁽⁴⁾	615	690	± 100
\dot{M}_d ($10^{-7} M_\odot \cdot yr^{-1}$)	0.71 ou 2.6 ⁽¹⁾	3.2 ou 7.8 ⁽¹⁾	8.15	8.15	± 2.8
$\tau_\lambda(1\mu m)$	29	40	40.5	40.5	
$Q_\lambda(1\mu m)$	0.97	0.36	0.46	0.46	
$\tau_\lambda(10\mu m)$	3.3	5.0	0.8	0.8	
$Q_\lambda(10\mu m)$	0.11	0.045	0.009	0.009	
β	1.0	1.2	1.4	1.4	± 0.3

Table 1: Comparaison des paramètres physiques déduits par Rowan-Robinson et Harris (1983b, RRH), Sopka et al. (1985, S85), et ce travail dans les deux cas de luminosité. Les paramètres sont calculés pour $a = 0.1 \mu m$, $\rho = 2 g \cdot cm^{-3}$, et $V_e = 15 km \cdot s^{-1}$. Notre valeur de $Q_\lambda(1\mu m)$ doit être comprise comme une valeur "moyenne" sur la distribution de taille (voir appendice A). Les incertitudes sur la modélisation dans la dernière colonne sont données pour une loi d'émissivité à courte longueur d'onde ($\lambda \leq 10 \mu m$) et des propriétés stellaires fixées. Nos valeurs de T_{max} sont celles obtenues pour les grains de taille $0.1 \mu m$ après itérations (section III.2). (1) Des incompatibilités entre les différentes valeurs des paramètres physiques de RRH et S85 font qu'il est impossible de savoir exactement ce qu'ils ont utilisé les détails sont donnés dans la section IV.1.1. (2) RRH donne une valeur de T_{max} de 500 K à l'itération 0 la vraie valeur de T_{max} obtenue après itérations devrait être environ 600 K d'après leur section 5 (voir aussi chapitre 5). (3) S85 ont calculé l'émission à grande longueur d'onde en convoluant le spectre théorique avec le lobe du télescope (section IV.1.5) par conséquent leur valeur de R_e ne reflète pas le spectre présenté. (4) S85 ne donne pas la valeur de T_{max} d'après nos résultats et ceux de RRH celle-ci devrait être de l'ordre de 850 K après itérations.

le continuum dans ce domaine de longueur d'onde, nous laissons le soin au lecteur de se faire sa propre opinion en examinant la figure 7.

Comme nous l'avons mentionné dans la section II, le rayonnement stellaire est totalement absorbé par les poussières, exactement à 99%. Nous avons également mentionné dans la section précédente que le rayon intérieur et la masse totale de poussières pouvaient varier avec la luminosité. Nous ne trouvons pas que ce soit ici le cas. Dans les deux cas de luminosité envisagés, nous obtenons exactement la même structure d'enveloppe : le même rayon intérieur, $R_i = 1.16 \cdot 10^{15}$ cm, et donc la même opacité totale. Par contre, nous trouvons que, pour les observations de Lebofsky et Rieke (1977), T_{max} augmente quand L_* augmente. Ceci reproduit exactement la légère variation de distribution spectrale observée entre 3 et $8 \mu m$ dont nous avons indiquée l'existence dans la section II.3. Nous donnons ici une table des variations d'intensités observées et de celles produites par les deux modèles en fonction de la longueur d'onde (où l'incertitude sur la densité de flux pour les mesures et les modèles est de 10%) :

λ (μm)	S_2/S_1 observations	S_2/S_1 modèle
3.6	3.3	3.5
5.0	2.5	2.6
8.4	1.9	2.1
8.8	1.7	2.0
10.4	1.9	1.9
11.6	2.0	1.9
12.6	1.7	1.8

IV. DISCUSSION

IV.1. Comparaison avec les précédents travaux de modélisation

RAFGL 3068 a aussi été modélisée par RRH et S85. Aucune observation à $\lambda \geq 20 \mu m$ n'était cependant disponible, en particulier les données IRAS, excepté la mesure à $400 \mu m$ de S85, mais qui est seulement une "détection à 2σ ". Ils résolvaient numériquement le transfert radiatif, et leurs hypothèses de base étaient les mêmes que dans ce travail : la vitesse d'expansion et le taux de perte de masse sont constants, la loi d'émissivité varie comme $\lambda^{-\beta}$ (pour $\lambda \geq 1.4 \mu m$ dans RRH, et $\lambda \geq 10 \mu m$ dans S85), et le rayonnement de l'étoile suit une loi de corps noir. Ils utilisent des grains sphériques d'une seule taille ($0.1 \mu m$ dans RRH). Pour pouvoir comparer les trois modélisations, il était nécessaire de connaître leurs paramètres physiques : R_i , R_e , \dot{M}_d , T_{max} , β , et (T_*, L_*) . Nous avons eu cependant quelques difficultés, vraisemblablement dues à des fautes de frappe.

IV.1.1. Paramètres inférés par RRH et S85

Concernant RRH, tous les paramètres précédents sont donnés, ou peuvent être calculés avec ceux donnés dans leur tables 1 et 2. Ils ne fournissent pas le taux de perte de masse mais la valeur de " τ_{uv} ". D'après leur définition, τ_{uv} correspond à $\lambda = 0.95 \mu m$ (type de grains "(c)"). Pour RAFGL 3068, RRH fournit : $R_i = 2.8 \cdot 10^{14}$ cm, $R_* = 0.18 \cdot 10^{14}$ cm, $(R_e/R_i) = 20$, et $\tau_{uv} = 30$; le taux de perte de masse en poussières est alors donné par l'équation (1) : $\dot{M}_d = 0.71 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot yr^{-1}$ (où $Q_{uv} = 1$, $a = 0.1 \mu m$, et nous utilisons comme pour nos modèles $\rho = 2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et $V_e = 15 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$; voir aussi table 1). Parmi toutes les sources modélisées par RRH, RAFGL 3068 a l'une des opacités les plus élevées, et la plus faible T_{max} , 500 K. Nous étions donc un peu surpris de ne pas trouver un taux de perte de masse très élevé et dix fois plus faible que le nôtre. Par exemple, leurs paramètres déduits pour RAFGL 2494, une étoile carbonée très similaire à RAFGL 3068 mais moins optiquement épaisse, sont : $R_i = 4.1 \cdot 10^{14}$ cm, $R_* = 0.72 \cdot 10^{14}$ cm, $\tau_{uv} = 10$, $T_{max} = 750$ K, et $\dot{M}_d = 0.34 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot yr^{-1}$ (toujours en utilisant $V_e = 15 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour faciliter la comparaison). Ainsi, bien que le rapport des opacités entre les deux sources soit de 3, le rapport des taux de perte de masse est seulement de 2 car ils ont utilisés un rayon intérieur plus petit pour RAFGL 3068 (équation 1). Mais d'après l'équation (2), ils auraient du trouver un rayon intérieur plus grand pour RAFGL 3068 puisque T_{max} est plus faible. Ceci vient de la différence entre les deux valeurs de R_* ($T_* = 2000$ K pour les deux sources). Les luminosités correspondantes sont $L_* \simeq 16000 L_\odot$ pour RAFGL 2494, et $L_* \simeq 1000 L_\odot$ pour RAFGL 3068. Cette dernière valeur n'est pas seulement particulièrement faible pour une étoile AGB, mais de plus totalement incompatible avec leur distance de 1.19 kpc qui conduit inévitablement à $L_* \sim 10^4 L_\odot$. En outre, si RRH avaient vraiment utilisé de si faibles valeurs de L_* et R_i , leur rayon extérieur serait de à peine $5.6 \cdot 10^{15}$ cm, ce qui semble déraisonnable (le temps d'évolution sur la séquence AGB serait de à peine de 120 ans).

RRH ont étudié 44 étoiles carbonées. Pour 21 d'entre elles, ils donnent deux ou plusieurs ensembles de paramètres physiques en fonction de la phase de l'étoile. La variabilité est modélisée à la base en faisant varier R_* (i.e. L_*), comme dans ce travail. Leur plus grande valeur de R_* utilisée est généralement de $0.72 \cdot 10^{14}$ cm ($15500 L_\odot$), et la plus faible est typiquement $0.4 - 0.5 \cdot 10^{14}$ cm, bien que la plus faible valeur de R_* soit de seulement $0.13 \cdot 10^{14}$ cm pour RAFGL 3099. Cependant cette source constitue un cas particulier car sa luminosité varie jusqu'à un facteur 30 (Gehrz et al., 1978). Pour les 30 autres sources, dont RAFGL 3068, RRH ne donnent qu'un ensemble de paramètres, où $R_* = 0.72 \cdot 10^{14}$ cm dans la plupart des cas. Comme nous ne voyons aucune raison pour qu'ils aient utilisé $R_* = 0.18 \cdot 10^{14}$ plutôt que $0.72 \cdot 10^{14}$ cm pour RAFGL 3068, et puisque la luminosité correspondante est incompatible avec leur distance, nous pensons qu'il y a probablement une faute de frappe sur la valeur de R_i . En supposant $L_* = 10^4 L_\odot$, la distance de RAFGL 3068 est de 1 kpc (en prenant une moyenne sur les données observationnelles). Par conséquent, leur distance de 1.19 kpc fournit : $L_* = 14000 L_\odot$, $R_* = 0.69 \cdot 10^{14}$ cm, $R_i = 10.5 \cdot 10^{14}$ cm, et $\dot{M}_d = 2.6 M_\odot \cdot yr^{-1}$ (voir aussi la

table 1). Le rapport gaz/poussières correspondant est alors de 100, au lieu de 400 comme l'avait utilisé Knapp (1985) dans son étude des rapports gaz/poussières dans les étoiles AGB (où $\dot{M}_{gaz} = 2.8 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$ pour $d = 1.19$ kpc d'après Knapp et Morris, 1985).

S85 donnent les valeurs de tous les paramètres physiques, sauf T_{max} . Cependant, la valeur de \dot{M}_d donnée dans leur table 3 est incompatible avec ce qu'ils disent dans le texte. En effet, ils discutent principalement de la modélisation de IRC+10216 pour laquelle ils obtiennent $\tau(10\mu m) = 1.0$. Ils mentionnent ensuite que RAFGL 3068 a été modélisée avec les mêmes valeurs de R_i , (R_e/R_i) , et $Q(\lambda)$ utilisées pour IRC+10216, mais avec une opacité à $10\mu m$ 5 fois plus élevée. Leur table 3 donne : $\dot{M}_d = 1.7 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$ pour IRC+10216, mais seulement $0.89 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$ pour RAFGL 3068. Si nous calculons à nouveau le taux de perte de masse de RAFGL 3068 à partir de celui de IRC+10216 et l'équation (1), en tenant compte des différences entre les vitesses d'expansion, nous obtenons :

$$\dot{M}_d(\text{RAFGL 3068}) = 5 \frac{15}{17} \dot{M}_d(\text{IRC+10216}) = 5 \frac{15}{17} 1.76 \cdot 10^{-7} = 7.8 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot yr^{-1} \quad (4)$$

(Bien que S85 mentionnent avoir utilisé la vitesse d'expansion des poussières, qui est quelques km/s plus élevée que celle du gaz, pour calculer \dot{M}_d , l'application de l'équation (1) montre qu'ils ont utilisé de fait la vitesse d'expansion du gaz, 17 km/s, pour IRC+10216).

Le problème est en fait plus complexe. Dans la légende de leur figure 1, S85 disent avoir utilisés strictement les mêmes valeurs de T_* , R_* , R_i , R_e , et β pour IRC+10216 et RAFGL 3068. Mais, leurs valeurs de T_* et R_* conduisent à $L_* = 59000 L_{\odot}$, alors que leur table 3 donne $L_* = 55000 L_{\odot}$ pour IRC+10216, et $L_* = 10000 L_{\odot}$ pour RAFGL 3068. Si réellement ils ont utilisés les mêmes valeurs de R_* et T_* , ils doivent obtenir la même luminosité. Supposons qu'ils aient en effet utilisé $10^4 L_{\odot}$ pour RAFGL 3068, ce qui est vraisemblable car ils donnent une distance de 1 kpc, alors $R_* = 0.71 \cdot 10^{14}$ cm au lieu de $1.74 \cdot 10^{14}$ cm, $R_i = 3.6 \cdot 10^{14}$ cm au lieu de $8.7 \cdot 10^{14}$ cm, et $\dot{M}_d = 3.2 \cdot 10^{-7}$ au lieu de $7.8 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$. Dans tous les cas, la valeur du taux de perte de masse donnée dans leur table 3 est incompatible avec les autres paramètres, et donc également leur valeur du rapport gaz/poussières, 224, qui devient 63 (pour $10^4 L_{\odot}$) ou 26 (pour $5.9 \cdot 10^4 L_{\odot}$; où $\dot{M}_{gaz} = 2.0 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$ pour $d = 1.0$ kpc d'après Knapp and Morris, 1985).

Mis à part le problème des fautes de frappe dans les publications, la discussion précédente appelle à un commentaire. Les seuls paramètres physiques contraints par de tels travaux de modélisation sont T_{max} et l'opacité totale à courte longueur d'onde. Théoriquement parlant, il existe une infinité de combinaisons de (R_*, R_i) (ou (L_*, R_i)) produisant strictement le même spectre émergent (les autres paramètres étant bien sûr fixés). Seule la connaissance des distances poserait de sévères contraintes sur la luminosité. Par conséquent, puisque le taux de perte de masse en poussières est proportionnel à R_i , et puisque R_i dépend fortement de R_* (T_{max} fixe uniquement leur rapport), les incertitudes sur la distance sont directement transférées sur \dot{M}_d . Typiquement, l'incertitude sur la luminosité est d'un facteur 10, et donc l'incertitude correspondante sur \dot{M}_d est d'un facteur 3.2.

Les paramètres physiques des trois modélisations sont présentés dans la table 1. Deux possibilités sont données pour RRH et S85 car nous ne pouvons savoir ce qu'ils ont exactement utilisé.

IV.1.2. Loi d'émissivité à courte longueur d'onde et implications sur T_{max} et $\tau(1\mu m)$

Entre 1 et $10 \mu m$, RRH utilisent une loi d'émissivité telle que $Q(\lambda) \propto \lambda^{-1}$. S85 utilisent les résultats de Draine (1981), qui correspondent aussi à peu près à une loi de puissance où $\beta = 1$. Dans notre cas, la loi d'émissivité peut aussi être grossièrement assimilée à une loi de puissance entre 1 et $10 \mu m$ mais où β vaudrait environ 1.55.

Comparons d'abord nos valeurs de T_{max} et $\tau(1\mu m)$ avec celles de RRH. Ils fournissent $T_{max} = 500$ K, néanmoins cette valeur est pour l'itération 0. D'après leur section 5, la valeur de T_{max} obtenue après itérations serait de environ 600 K. D'après leur figure 1, ils ont utilisé l'ensemble d'observations de septembre 1976 de Lebofsky et Rieke (1977), qui est le plus complet, et correspond ici au cas $L_* = 5000 L_{\odot}$. Dans la table 1, nous donnons la valeur de T_{max} pour le grain de taille $0.1 \mu m$. En fait, en fonction de la taille du grain, T_{max} est compris entre 550 et 615 K pour $L_* = 5000 L_{\odot}$ (entre 615 et 690 K pour $L_* = 9300 L_{\odot}$). Nous sommes donc en très bon accord avec RRH quand à la valeur de T_{max} . Par contre, leur valeur de $\tau(1\mu m)$ est plus faible d'un facteur 1.4. Ceci est dû au fait que nous utilisons une loi d'émissivité plus raide. Si nous utilisions la même valeur de $\tau(1\mu m)$ que RRH, l'opacité à $\lambda > 1 \mu m$ serait plus faible que la leur, et le modèle serait globalement moins optiquement épais.

Nous comparons maintenant les résultats de RRH avec ceux de S85. S85 ne donnent pas leur valeur de T_{max} . Nous pouvons cependant l'estimer en nous basant sur les résultats de RRH car les deux lois d'émissivité sont très similaires. Pour le rapport (R_i/R_*) utilisé par S85, RRH trouvent $T_{max} = 750$ K à l'itération 0, soit environ 850 K après itérations. Cette valeur est nettement supérieure à celle de RRH, même en tenant compte des incertitudes de la modélisation (nous considérons que les fits de S85 et RRH sont satisfaisants). D'autre part, S85 trouvent une valeur de $\tau(1\mu m)$ plus élevée d'un facteur 1.4. Comme leurs lois d'émissivité entre 1 et $10 \mu m$ sont similaires, nous ne voyons pas à priori d'explication à ces différences. S85, comme RRH et ce travail, ont utilisés les données de Lebofsky et Rieke. Cependant, ils les ont moyennées pour éliminer l'effet de la variabilité. Comme l'émission dans la bande K n'a pu être détectée qu'une seule fois, pour l'ensemble d'observations de septembre 1976 de Lebofsky et Rieke (1977), au minimum connu, la distribution spectrale "observée" utilisée par S85 est plus raide entre 2 et $\sim 7 \mu m$ que la distribution spectrale réelle. Par conséquent, ils ont dû employer une opacité plus élevée (figure 2). Si ils avaient utilisé la même valeur de T_{max} que RRH, ils auraient donc trouvé un spectre trop rouge; cet effet est corrigé par une valeur de T_{max} plus élevée (section III.3.1).

D'après la discussion précédente, et sous réserve de ne pas moyennner les données observationnelles, les incertitudes sur la loi d'émissivité à courte longueur d'onde n'entraînent

pas d'incertitudes supérieures à celles de la modélisation sur la valeur de T_{max} (du moins pour l'intervalle de température stellaire envisagé ici) ; par contre l'incertitude sur $\tau(1\mu m)$ est de environ 30%.

Les trois études négligent la présence de la bande de SiC à $11.3\mu m$. Chan et Kwok (1990) ont déduit une loi d'émissivité générale de SiC, adaptée aux étoiles riches en carbone. Bien qu'ils considèrent que les poussières sont uniquement composées de carbure de silicium, leur loi d'émissivité doit être interprétée comme une moyenne sur un mélange de SiC et de carbone amorphe. Alors que les mesures de laboratoire pour plusieurs formes de carbure de silicium montrent que l'intensité de la bande de SiC est de environ 10, Chan et Kwok (1990) la trouvent égale à 3.3. Dans le cas de RAFGL 3068, l'opacité totale à $11.3\mu m$ dans cette bande serait alors 9 selon RRH, 14 selon S85, et 2.2 pour les présentes modélisations. D'autre part, Chan et Kwok montrent que, pour leur loi d'émissivité, la transition entre l'émission et l'auto-absorption de cette bande est obtenue pour une opacité de environ 5. D'après les observations, la bande de SiC dans RAFGL 3068 apparaît plutôt plate, et par conséquent l'opacité à $11.3\mu m$ devrait être de environ 5. Notre valeur est donc trop petite d'un facteur 2.2 (la bande serait vue en émission), alors que celle de RRH et S85 sont trop élevées d'un facteur 1.9 et 2.9 respectivement (la bande serait vue en absorption). Bien que les incertitudes sur la loi d'émissivité du carbure de silicium ne soient pas négligeables, ceci pourrait indiquer que l'index de la loi d'émissivité entre 1 et $10\mu m$ est intermédiaire entre 1.0 et 1.5.

IV.1.3. Influence de la température de l'étoile

Les valeurs de T_* utilisées par RRH et S85 sont très proches, 2000 et 1800 K respectivement. Par contre notre valeur est plus élevée, 3000 K. Cette différence a une forte influence sur les rapports (R_i/R_*) . En effet, le rayonnement venant d'une étoile de température 3000 K se situe à plus courte longueur d'onde que celui d'une étoile ayant une température de 2000 K, et est donc plus efficace pour chauffer les grains. Par conséquent, pour obtenir la même valeur de T_{max} , le rayon intérieur doit être plus éloigné de l'étoile. Ceci explique les différences des valeurs de (R_i/R_*) entre RRH et les modèles présentés ici (pour une luminosité similaire). Néanmoins, l'augmentation de (R_i/R_*) est en partie compensée par la diminution de R_* lorsque l'étoile est plus chaude. Si RRH avaient utilisé la même luminosité que nous, leur rayon intérieur serait plus petit d'un facteur 1.85. Par conséquent, une variation de T_* de 2000 à 3000 K entraîne une incertitude du même facteur sur le taux de perte de masse en poussières.

IV.1.4. Comparaison des taux de perte de masse

Dans le cas où RRH auraient utilisé $R_* = 0.69 \cdot 10^{14}$ cm, nous trouvons un taux de perte de masse 3 fois plus élevé que le leur. Une partie de cette différence provient de la

valeur de $\tau(1\mu m)$, mais seulement pour un facteur 1.4, qui est en partie contrebalancé par un facteur 0.95 venant de (R_e/R_i) . Le reste provient de la valeur de $Q(1\mu m)/a$: ils utilisent $9.7\mu m^{-1}$, alors que notre valeur moyenne sur la distribution de taille est de $4.6\mu m^{-1}$ (cf. appendice A). Si nous supposons maintenant que RRH avaient utilisé $R_* = 0.18 \cdot 10^{14}$ cm, il faut rajouter le facteur dû aux variations de R_i .

Contrairement à RRH, la différence sur la valeur de \dot{M}_d entre S85 et les présentes modélisations ne peut pas être attribuée à $\tau(1\mu m)$ (40 et 40.5 respectivement), ni à $Q(1\mu m)/a$ (3.6 et $4.6\mu m^{-1}$ respectivement, ce qui accentue plutôt un peu la différence). Nous trouvons une valeur de \dot{M}_d plus élevée (au moins dans le cas vraisemblable où ils auraient utilisé $L_* = 10^4 L_\odot$) car notre valeur de R_i est plus élevée. Comme nous l'avons déjà discuté, ceci vient du fait que leur température des grains au rayon intérieur est plus élevée.

IV.1.5. Loi d'émissivité à grande longueur d'onde

Au-delà de environ $40\mu m$, l'enveloppe est optiquement mince, et la distribution spectrale dépend principalement de trois paramètres : T_{max} , le rayon extérieur, et β . Par les observations de CO et par la modélisation elle-même, la valeur de R_e est bien contrainte dans ce travail (sous nos hypothèses, voir section IV.2), et contrairement aux précédents travaux, la valeur de (R_e/R_i) n'a pas été choisie complètement arbitrairement.

RRH utilisaient $\beta = 1$ et des valeurs de R_e particulièrement petites : $5.6 \cdot 10^{15}$ cm pour $R_* = 0.18 \cdot 10^{14}$ cm, ou $R_e = 2.1 \cdot 10^{16}$ cm pour $R_* = 0.69 \cdot 10^{14}$ cm. Pour d'aussi faibles valeurs de R_i , la distribution de température des poussières est coupée à $T_d(R_e) \simeq 100$ K au lieu de 30 K pour $R_e = 4 \cdot 10^{17}$ cm (fig.3). Il n'y a alors plus assez de grains froids pour fournir une émission substantielle à 60 et $100\mu m$. En conséquence, les rapports de flux IRAS (S_{100}/S_{60}) et (S_{25}/S_{12}) diminuent. En fait, quand R_e est plus petit que environ 10^{17} cm (dépendant aussi de l'opacité), même le rapport (S_{25}/S_{12}) est diminué. Cet effet est en partie contrebalancé par leur faible valeur de β .

Plus tard, pour pouvoir reproduire les positions des sources dans les diagrammes de couleur IRAS, Rowan-Robinson et al. (1986) ont utilisé $R_e/R_i = 1000$ au lieu de 20 dans RRH (cependant, pour quelques sources, RRH utilisaient déjà 1000), et ont gardé $\beta = 1$. Leur étude est malheureusement limitée à $\tau_{uv} \leq 10$, et ils n'ont pas essayé de modéliser à nouveau RAFGL 3068. Nous pouvons cependant extrapoler leur trace théorique dans le diagramme 12-25-60 (leur figure 2) en suivant les traces calculées par Chan et Kwok (1990, leur figure 9 ; voir aussi les figures du chapitre 8). Ceci montre qu'ils obtiendraient un rapport (S_{60}/S_{25}) trop élevé pour $\tau_{uv} > 10$; de même, leur figure 2 montre que leurs valeurs de (S_{100}/S_{60}) sont déjà trop élevées pour $\tau_{uv} = 10$ (cf. chapitre 8).

S85 sont en meilleur accord avec nous puisqu'ils déduisent $\beta = 1.2$, et mentionnent que β pourrait être égal à 1.4 pour IRC+10216. Ils utilisent théoriquement $R_e = 2.1$ ou $5.2 \cdot 10^{18}$ cm, mais leurs spectres sont ensuite convolués avec le lobe du télescope. A $400\mu m$, le lobe du

télescope de UKIRT est de $37''$ (FWHM) et correspond à un rayon de $2.8 \cdot 10^{17}$ cm à 1 kpc. Ceci est un peu plus faible que notre valeur de R_e . La correction correspondante diminuerait les densités de flux à $400 \mu m$ d'un facteur 0.7, à l'intérieur de l'incertitude de la mesure. Il n'y a pas de problème semblable avec les données IRAS car RAFGL 3068 n'est pas résolue, comme la plupart des enveloppes circumstellaires des étoiles AGB.

IV.2. Rayon extérieur, loi d'émissivité et de densité

Dans ce travail, aussi bien que dans ceux de RRH et S85, l'hypothèse la plus grossière est de supposer que le taux de perte de masse est constant dans le temps, et donc de supposer $n(r) \propto r^{-2}$. En effet, les calculs théoriques de l'évolution de la structure stellaire sur la branche asymptotique des géantes rouges montrent que le taux de perte de masse augmente avec le temps (cf. Iben et Renzini, 1983, pour une revue). Néanmoins, l'évolution exacte de \dot{M} est encore fort débattue et différents auteurs n'utilisent pas la même formule du taux de perte de masse (cf. par exemple Iben et Renzini, 1983; Schönberner, 1983; Baud et Habing, 1983; Bedijn, 1987; Volk et Kwok, 1988; Bryan et al., 1990). De plus, les calculs de structure stellaire ne parviennent pas à expliquer des taux de perte de masse élevés ($\sim 10^{-5} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$), et les théoriciens ont alors recours à une hypothèse *ad hoc* dite "phase de super-vent". Le lecteur trouvera là la raison de notre choix simpliste d'une loi de densité en r^{-2} . Avant d'essayer de déterminer la loi de densité réelle sur la base de modélisations de l'émission des poussières (en admettant que cela soit possible), il fallait d'abord poser les limites de l'hypothèse.

L'émission des poussières dans le cas d'un taux de perte de masse augmentant avec le temps a été modélisée par Bedijn (1987) et Volk et Kwok (1988) pour les étoiles riches en oxygène (poussières composées de silicates), et par Chan et Kwok (1990) pour les sources riches en carbone. La loi de densité dans l'enveloppe peut alors être grossièrement représentée par $n(r) \propto r^{-\alpha}$ où $\alpha > 2$; en tous cas la densité décroît plus vite avec le rayon que dans le cas d'un taux de perte de masse constant. Bedijn (1987) et Chan et Kwok (1990) présentent leurs résultats dans le diagramme 12-25-60, et ont aussi calculé une trace dans le cas d'une loi de densité en r^{-2} . D'après leurs figures 3 et 9 (respectivement), la principale influence d'une loi de densité plus raide est de diminuer le rapport (S_{60}/S_{25}), dû au fait qu'il y a moins de matière dans les couches externes de l'enveloppe que dans le cas d'une densité en r^{-2} . Qualitativement, l'influence de α est la même que celle de β . Si, pour les traces théoriques obtenues par Bedijn (1987) nous supprimons pas la pensée les deux derniers points qui correspondent à des taux de perte de masse très élevés ($5 \cdot 10^{-4}$ et $10^{-3} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$) et ne sont pas observés, il n'y a pas de différence significative entre les deux traces. De la même façon, Chan et Kwok ont calculé deux traces dans le diagramme 12-25-60 pour $\alpha = 2.5$ et 2.0, et concluent que les positions des sources sont bien encadrées par les deux modèles. Aussi bien pour Bedijn (1987) que pour Chan et Kwok (1990), les variations des couleurs IRAS dues

à la variation de la loi de densité sont de l'ordre des incertitudes sur la calibration des flux IRAS, sauf pour les deux valeurs les plus élevées de \dot{M} de Bedijn (1987).

Alors que la principale faiblesse de ce travail est de n'avoir pas envisagé l'influence de la loi de densité, la principale faiblesse des travaux de Bedijn (1987), Volk et Kwok (1988), et Chan et Kwok (1990), est de n'avoir pas envisagé l'influence de la loi d'émissivité à grande longueur d'onde, non plus que celle du rayon extérieur. Par exemple, Chan et Kwok déduisent une loi d'émissivité générale (tenant compte de SiC) basée sur un large échantillon statistique. On peut mesurer sur leur figure 2 qu'elle suit une loi de puissance avec $\beta = 1.5$ au-delà de $30 \mu m$, mais cette valeur n'est ni discutée, ni même mentionnée. Un autre point est le rayon extérieur. Ces auteurs modélisent l'évolution de l'émission des poussières le long de la séquence AGB, mais gardent toujours la même valeur de (R_e/R_i), alors que ce rapport devrait augmenter de ~ 10 (théoriquement 1) à quelques centaines ou quelques milliers.

Hormis les raisons théoriques, Bedijn (1987) a un autre argument que la position dans le diagramme 12-25-60 en faveur d'un taux de perte de masse augmentant avec le temps. En utilisant un taux de perte de masse constant, il parvient à bien reproduire l'émission de OH 26.5+0.6 entre ~ 1 et $\sim 25 \mu m$, mais les densités de flux du modèle sont trop grandes au-delà. Il mentionne qu'une loi d'émissivité plus raide améliore l'accord avec les observations, sauf entre 30 et $60 \mu m$. Une autre possibilité serait de diminuer R_e , mais leur rayon extérieur est de seulement $3.7 \cdot 10^{17}$ cm. Finalement, Bedijn obtient un meilleur accord avec une loi de densité plus raide, mais les densités de flux sont encore trop élevées au-delà de $25 \mu m$. Il mentionne aussi que les observations à courte et grande longueur d'onde n'ont pas été prises simultanément, alors que la luminosité de OH 26.5 +0.6 varie jusqu'à un facteur 4. Cependant, jusqu'à $\lambda = 40 \mu m$, il dispose des observations de Forrest et al. (1978) qui sont simultanées. Par conséquent le problème est réel, et ne peut être résolu ni en diminuant R_e , ni en augmentant β et/ou α . Les observations de Forrest et al. (1978) montre que la bande des silicates à $18 \mu m$ est en partie auto-absorbée, faisant apparaître une simili-bande d'émission à $20 \mu m$. La figure 5 de Bedijn montre que le spectre théorique a cette même pseudo bande d'émission, mais plus forte que celle observée, et surtout donnant lieu à un petit plateau jusqu'à environ $30 \mu m$ qui n'est pas observé. Il est donc fort possible qu'une modification de la loi d'émissivité des silicates dans la bande à $18 \mu m$ lui permette d'obtenir un bon accord avec les observations, sans nécessairement modifier la loi d'émissivité à plus grande longueur d'onde ou/et la loi de densité.

Une indication en faveur d'un taux de perte de masse augmentant avec le temps est donnée par la difficulté que nous avons rencontrée pour reproduire le rapport (S_{100}/S_{60}). Nos valeurs sont toujours un peu trop élevées, quelles que soient les valeurs de T_{max} et β (dans la limite où nous conservons un bon accord pour les autres observations). Néanmoins, nos valeurs sont à l'intérieur de l'ellipse d'incertitude et il est donc difficile de conclure. Un bon test serait probablement de refaire le même type de travail, utilisant les observations millimétriques et infrarouges, sur un large échantillon de sources. Si, par exemple, on ne

trouvait pas la même valeur de β pour toutes les sources, nous aurions une sérieuse indication que le taux de perte de masse n'est pas constant.

Le principal but de cette discussion était de montrer que les travaux de modélisation de l'émission des poussières ne peuvent pas déterminer en même temps (d'une manière unique) la loi de densité, la loi d'émissivité, et la valeur du rayon extérieur. En conséquence, les indications d'une augmentation du taux de perte de masse sont encore bien minces. Des études plus approfondies et systématiques seraient nécessaires, et des mesures plus précises ainsi que des cartographies détaillées seraient plus qu'utiles.

V. CONCLUSIONS

Nous avons présenté une modélisation de l'émission des poussières dans l'une des étoiles carbonées infrarouges les plus optiquement épaisses connues, RAFGL 3068. Une analyse détaillée de l'influence de la loi d'émissivité à grande longueur d'onde, de la température des poussières au rayon intérieur de l'enveloppe, et de l'opacité totale des poussières a été faite, ainsi qu'une comparaison précise avec des travaux antérieurs réalisés par Rowan-Robinson et Harris (1983b, RRH) et Sopka et al. (1985, S85), et nous permettent de donner les conclusions suivantes :

(i) Le rayonnement stellaire est absorbé à 99% par les poussières de l'enveloppe circumstellaire de RAFGL 3068. Le spectre émergent est dominé par les effets d'opacité aux longueurs d'onde inférieures à environ $10 \mu m$. L'opacité totale des poussières à courte longueur d'onde est alors déterminée à mieux que 10% près par la modélisation pour une loi d'émissivité donnée. Nous déduisons $\tau(1 \mu m) = 40$. Les incertitudes sur la loi d'émissivité à courte longueur d'onde entraînent une incertitude d'un facteur ~ 1.5 sur $\tau(1 \mu m)$.

(ii) T_{max} n'est pas aussi précisément déterminée par la modélisation que $\tau(1 \mu m)$. Dans le cas étudié ici, l'incertitude est de ± 100 K. Les incertitudes sur la valeur de T_{max} dues à la loi d'émissivité ne sont pas supérieures aux incertitudes de la modélisation.

(iii) Une variation de la température de l'étoile de 2000 à 3000 K entraîne une incertitude d'un facteur 1.5 à 2 sur la valeur du rayon intérieur R_i pour une valeur de T_{max} donnée. Le problème de la luminosité est beaucoup plus dramatique. T_{max} ne dépend en effet que du rapport (R_i/R_*) (T_* fixée), et il existe donc, théoriquement parlant, une infinité de combinaisons de (R_*, R_i) donnant exactement le même spectre émergent. Les incertitudes sur la luminosité sont typiquement d'un facteur 10, ce qui implique une incertitude d'un facteur 3.2 sur la valeur de R_i .

(iv) Le taux de perte de masse en poussières est proportionnel à R_i , à $\tau(\lambda)$, et à $Q(\lambda)/a$ où $Q(\lambda)$ est l'émissivité du grain et a sa taille. Les incertitudes sur $Q(1 \mu m)$ sont d'un facteur environ 2.5. Les incertitudes sur la valeur de R_i viennent principalement de T_* , et surtout de L_* . Si tous les paramètres physiques étaient bien connus, la modélisation pourrait déterminer le taux de perte de masse \dot{M}_d à 35% près. En tenant compte des incertitudes sur

la loi d'émissivité, sur la valeur de $Q(1 \mu m)$, et sur T_* , l'incertitude sur \dot{M}_d est d'un facteur 5, auquel il faut ajouter un facteur 3 dû à la luminosité. D'après RRH, S85, et ce travail, le taux de perte de masse en poussières de RAFGL 3068 est compris entre 2 et $8 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot yr^{-1}$.

(v) A grande longueur d'onde ($\lambda \geq 40 \mu m$) où l'enveloppe est optiquement mince, le spectre émergent est principalement déterminé par deux paramètres (où T_{max} est fixée par l'émission à plus courte longueur d'onde) : l'exposant de la loi d'émissivité β tel que $Q(\lambda) \propto \lambda^{-\beta}$, et la valeur du rayon extérieur R_e . Notre valeur de R_e était contrainte par valeur inférieure par des cartes de l'émission de CO (chapitre 4), et par valeurs supérieures par la modélisation elle-même. Sous l'hypothèse d'une loi de densité en r^{-2} , nous déduisons $\beta = 1.4 \pm 0.3$. La valeur utilisée par RRH pour des grains de carbone amorphe, 1, ainsi que la valeur correspondant à du graphite pur, 2, sont clairement éliminées par la modélisation.

(vi) Les observations montrent que la luminosité de RAFGL 3068 peut varier jusqu'à un facteur 4. Nous donnons deux modèles, pour le minimum connu et pour une valeur intermédiaire entre le minimum et le maximum connus. La variation de L_* est alors d'un facteur 1.9. Dans les deux cas de luminosité, nous trouvons que la structure de l'enveloppe est exactement la même : même rayon intérieur, et donc même opacité totale puisque nous faisons l'hypothèse d'un taux de perte de masse constant. La température des grains au rayon extérieur augmente alors de 615 à 690 K quand L_* augmente par un facteur 1.9. Cette augmentation de T_{max} reproduit exactement la légère variation de distribution spectrale observée à courte longueur d'onde.

(vii) Nos deux modèles fournissent systématiquement des valeurs du rapport de flux IRAS (S_{100}/S_{60}) un peu trop élevées, bien qu'à l'intérieur des incertitudes de calibration. Ceci pourrait signifier que la loi de densité est plus raide que celle que nous avons utilisé, autrement dit que le taux de perte de masse augmente avec le temps, en accord avec les prédictions théoriques. Le principal problème de ce type de modélisation est qu'il est impossible de déterminer en même temps la loi d'émissivité, la loi de densité, et la valeur de R_e d'une manière unique. Une comparaison des modèles calculés par Bedijn (1987), Volk et Kwok (1988), et Chan et Kwok (1990), montre que les variations des flux IRAS impliquées par des variations sur la loi de densité sont du même ordre que les incertitudes de calibration. Par conséquent, sur la base des observations infrarouges et de la modélisation des poussières, il est à l'heure actuelle impossible de déterminer l'histoire du taux de perte de masse. D'autres études détaillées devraient être faites sur un large échantillon de sources et utilisant comme ici les observations millimétriques, et des cartes de l'émission infrarouge sur un large domaine de longueurs d'onde seraient plus qu'utiles. Il n'est cependant pas encore possible techniquement d'obtenir de telles cartes à des longueurs d'onde supérieures à $\sim 20 \mu m$.

Appendice A : distribution de taille des grains

Nous utilisons une distribution de taille de grains suivant une loi de puissance en fonction du rayon du grain, et d'exposant -3.5 (voir aussi chapitre 5). Les émissivités à $\lambda \leq 10 \mu m$ sont celles calculées par Draine et Lee (1984) pour du graphite pur et pour les quatre tailles de grains : $a = 0.01, 0.03, 0.1, 0.3 \mu m$. Les valeurs de $Q(\lambda)/a$ aux longueurs d'onde inférieures à $\sim 1 \mu m$ diffèrent fortement en fonction de la taille du grain. C'est pourquoi nous n'avons pas essayé d'interpoler et utilisons une distribution discrète. Pour une taille de grain a_k , la densité numérique de grains en un rayon r de l'enveloppe est donnée par :

$$n_k(a_k, r) = cste \left(\frac{R_i}{r} \right)^2 a_k^{-3.5} \delta a_k \quad (A.1)$$

où $\delta a_k = (a_{k+1} - a_{k-1})/2$. Par conséquent, le taux de perte de masse en poussières et l'opacité totale s'écrivent :

$$\dot{M}_d = \frac{16}{3} \pi^2 \rho cste R_i^2 V_e \sum_k a_k^{-0.5} \delta a_k \quad (A.2)$$

$$\tau(\lambda) = \pi cste R_i \left(1 - \frac{R_i}{R_e} \right) \sum_k a_k^{-1.5} \delta a_k Q_k(\lambda) \quad (A.3)$$

En définissant une valeur de $Q(\lambda)/a$ moyenne, \dot{M}_d s'écrit comme dans l'équation (1) où $Q(\lambda)/a$ doit être remplacé par

$$\langle Q(\lambda)/a \rangle = \frac{\sum_k a_k^{-1.5} \delta a_k Q_k(\lambda)}{\sum_k a_k^{-0.5} \delta a_k} \quad (A.4)$$

Pour $\lambda = 1.00 \mu m$, nos valeurs de $Q_k(\lambda)$ et δa_k sont :

a	$Q(\lambda) (\mu m)$	$\delta a (\mu m)$
0.01	0.030	0.0135
0.03	0.105	0.045
0.1	0.763	0.135
0.3	1.119	0.450

ce qui fournit finalement $\langle Q(\lambda)/a \rangle = 4.6 \mu m^{-1}$.

CHAPITRE 7

ÉVOLUTION SPECTRALE DES SOURCES RICHES EN CARBONE

ENTRE LA FIN DE LA SÉQUENCE AGB

ET LE STADE DE NÉBULEUSE PLANÉTAIRE

**SPECTRAL EVOLUTION OF CARBON-RICH DUST SHELLS
BETWEEN THE AGB AND PLANETARY NEBULAE STAGES**

C.Loup

Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier F-38041 Grenoble-Cedex,

Key words : dust – infrared radiation – stars : carbon – stars : circumstellar matter – stars : evolution of – stars : late-type – stars : mass loss

ABSTRACT

In order to study the evolution of infrared emission of circumstellar carbon-rich dust shells during the transition phase between the AGB and planetary nebulae stages, we have first selected a sample of sources displaying LRS spectra highly characteristic for young pre-planetary nebulae (PPN) with hardly detached dust shells. While late AGB stars have a "blue" IRAS-LRS continuum (maximum of the emission shortward of $\sim 8 - 10\mu m$), and known PPN such as CRL 2688 a "red" LRS continuum (maximum of the emission longward of $\sim 20\mu m$) due to the cooling of the dust when the envelope moves away from the star, LRS spectra of young PPN have a continuum neither blue nor red, but displaying the maximum of the emission into the LRS range. We designate such spectra as "intermediate". Out of 861 sources with useful LRS spectra selected from the PSC, we found 16 sources with intermediate LRS spectra. We cannot definitively conclude about their carbon-richness due to the lack of observations; none of them however has evidence for silicates features. The shift of the emission maximum is found to be quite continuous from blue to red LRS spectra, and correlated with the increase of the S_{25}/S_{12} ratio of IRAS-PSC flux densities.

The evolution of PPN has then been modeled by using a radiative transfer numerical code. A steady mass loss is assumed at the end of the AGB stage, as well as instantaneous cessation of the mass loss at the start of the PPN phase. The evolution is parametrized by the grain temperature at the inner radius of the shell, T_{max} , which has to decrease when the envelope disperses. The increase in effective stellar temperature is considered, as well as the influence of the mass loss rate and the outer radius.

A good agreement between model and IRAS observations is obtained, as well to match evolution tracks in the IRAS color-color diagram, as to fit the spectral evolution observed in LRS spectra. It is found that intermediate LRS spectra have $300 \leq T_{max} \leq 200$ K, while red LRS spectra have $T_{max} < 200$ K. The period during which the continuum can be classified as intermediate is only $\sim 500 - 700$ yrs. Finally, a duration of $\sim 1000 - 4000$ yrs is inferred for the PPN stage.

I. INTRODUCTION

The asymptotic giant branch (AGB) stars are the evolved counterparts of stars with initial mass smaller than about $8M_{\odot}$ on the main sequence. While on the AGB, they are losing important fractions of their initial mass, and develop strong winds which create a circumstellar shell of molecular gas and dust grains, expanding at a typical velocity of $15 km.s^{-1}$. Along the AGB, a typical star undergoes several thermal pulses (the exact number depends on the initial mass) with helium burning immediately followed by dredge-up periods which make the carbon abundance in the photosphere to increase. There is now a general agreement that the average mass loss rate increases along the AGB sequence. On the other hand, it is not yet clear whether the AGB sequence terminates with a very short ($\sim 1000yr$) "superwind" period having mass loss rates of about $10^{-4} - 10^{-3} M_{\odot}.yr^{-1}$ (Iben and Renzini, 1983; Schönberner, 1981, 1983; Bedijn, 1987), or just by a more modest acceleration of the increase in mass loss rate (Volk and Kwok, 1988; Bryan, Volk, and Kwok, 1990). At the end of the AGB stage, when the hydrogen envelope of the star is almost completely depleted (mass $\leq 10^{-2} M_{\odot}$), the mass loss rate decreases abruptly, the stellar remnant contracts rapidly at constant luminosity, and the effective temperature increases. At the same time, the circumstellar material drifts outward and cools to become a planetary nebula when the temperature of the central star is high enough ($\sim 30000K$) to ionise hydrogen in the inner parts of the fossil circumstellar envelope. Sources in transition between the end of the AGB and planetary nebulae (PN) stages are usually called pre- (or proto-) planetary nebulae (PPN). Ultimately, the stellar remnant becomes a white dwarf and the circumstellar material disperses in the interstellar medium.

AGB stars, both oxygen-rich and carbon-rich, have been extensively studied in recent years, and particularly through the millimeter and infrared emission of their circumstellar envelopes. The development of ground-based millimeter antennas and the observations performed by the Infrared Astronomical Satellite (IRAS), improved considerably our statistical knowledge of those objects, and permitted the inference of general evolution scenarios along the AGB sequence (Olson et al., 1984; Bedijn, 1987; van der Veen and Habing, 1988; Volk and Kwok, 1988; Willems and de Jong, 1988; Chan and Kwok, 1990). At the same time, PPN have been searched for intensively using various methods such as their peculiar infrared properties (as seen by IRAS), millimeter observations of the ^{12}CO and HCN lines, or/and selections of spectral type which have to be intermediate between those of AGB stars and PN (see e.g. Lamers et al., 1986; Kwok et al., 1987; Likkell et al., 1987; Volk and Kwok, 1989; Parthasarathy and Pottasch, 1989; Loup et al., 1990; Likkell et al., 1991). This search is more difficult than the identification of AGB sources because this transition stage is shorter. Furthermore, the central star is often extinguished and reddened by dust, while the ionised region

is not yet or hardly formed (Spergel et al., 1983). Concerning O-rich sources with silicate dust shells, Bedijn (1987), and Volk and Kwok (1989), have successfully modelled the transition between the AGB and PN stages, and were able to reproduce the IRAS properties expected for such objects. Here we wish to study this transition stage for C-rich sources.

A powerful tool to study the evolution of AGB stars is the IRAS color-color diagram based on broad band photometry at 12, 25, and $60\mu m$ quoted in the IRAS Point Source Catalogue (PSC), by using the ratios $[S_{60}/S_{25}]$ and $[S_{25}/S_{12}]$ of the PSC flux densities. We thus tried to summarize the present knowledge about IRAS properties of C-rich objects in Figure 1. To follow the literature, we used the variable $\log_{10}(\lambda_1 S_2 / \lambda_2 S_1)$. The boundaries of the regions defined by van der Veen and Habing (1988; full lines), and Omont et al. (1991, hereafter O91; dashed lines) are drawn. In the diagram, all non-PN C-rich sources with published detections of CO or HCN millimeter transitions (Loup et al., 1991), and all sources identified as C-rich in the O91 sample, are represented by full triangles, while CO detected PN and all PSC sources (with good flux qualities, i.e. 3, at 12, 25, and $60\mu m$) identified in the Strasbourg Planetary Nebulae Catalogue are represented by small crosses. This sample is far from complete for infrared carbon stars in region VII, but large enough for a general view. On the other hand, it is one of the largest samples available at the present time for C-rich sources in colder regions (IIIa, IIIb, IV, and V).

According to Willems and de Jong (1988), and Chan and Kwok (1988), the few objects located in region VIa would have detached and very cold envelopes with silicate grains as a result of the cessation of mass loss when the O-rich star became a carbon star. They would be starting their evolution along the AGB sequence as carbon stars. The presence of a detached envelope is the best way to explain the $60\mu m$ excess displayed by sources in region VIa, but the Willems and de Jong's model is controversial because the chemical composition of the fossil dust shell is still unknown (Zuckerman and Maddalena, 1989; de Jong, 1989). Sources located in the left part of region VII and the bottom of region VIa are generally visual carbon stars, with very thin and young circumstellar shell. Subsequently, when the mass loss begin to increase, the sources move into region VII. Assuming a steady mass loss, Chan and Kwok (1990) showed that the source location, as a function of the S_{25}/S_{12} ratio, in region VII and the left part of region IIIa1, is correlated with the mass loss rate: sources move towards the right for higher values of \dot{M} . This evolution towards regions VII and IIIa1 can also be interpreted by assuming the mass loss rate to be an increasing function of time. C-rich sources in region VII and in the left part of region IIIa1 generally display the SiC feature at $11.4\mu m$. The right part of region IIIa1 and the left part of region IIIb2 contain very optically thick objects such as the extreme infrared carbon star RAFGL 3068 (Lebofsky and Rieke, 1977; Knapp and Morris, 1985; Sopka et al., 1989), and RAFGL 190 (Gehrz and Hackwell, 1976). Most of them have no evidence for SiC in emission which is probably self-absorbed (Chan and Kwok, 1990; O91). They are probably at the end of the AGB stage.

In the right part of the diagram, in region V, are located very cold sources (maximum

of the emission beyond $25\mu m$), with featureless LRS spectra (*IRAS catalogues and Atlases. Atlas of Low Resolution Spectra*, Olmon and Raimond, 1986), or with the unidentified feature at $21\mu m$ (in the lower part of region V and represented by open triangles; Kwok, Volk and Hrivnak, 1989). They have detached envelopes and are already recognized as PPN candidates. Furthermore, we can see that most planetary nebulae are also located in region V. Thus, it seems that young PPN, with hardly detached dust shell, have to be contained in the area between regions IIIb2 and V.

Our aim is twofold: on the one hand to demonstrate that the evolutionary track in the IRAS color-color diagram followed by C-rich sources in transition between the AGB and PN stages goes from region IIIa1 to region V, and on the other hand to identify young PPN in the intermediate regions IIIb2, IIIb1, and IV. The sample of sources, late AGB stars and PPN, is presented in the next section. We show that the spectral shape of the continuum in LRS spectra is highly characteristic for young PPN in regions IIIb2, IIIb1, and IV. In section III, we present the model we used to study the evolution between the AGB and PPN stages. Results are analysed in section IV and comparisons are made with IRAS, PSC and LRS, observations. Section V is devoted to the time scales implied by the values of physical parameters and model assumptions.

II. SEARCH FOR C-RICH PPN IN REGIONS IIIb2, IIIb1, AND IV

It is well known now that most infrared carbon stars have typical IRAS colors, different from those of O-rich AGB stars (Zuckerman and Dyck, 1986b; van der Veen and Habing, 1988). They are generally located in region VII in the color-color diagram, and very few O-rich sources are found in this region. In addition, the SiC feature, typical for C-rich stars, is seen in most of them. Sources displaying the SiC feature are in principle classified as 4n in the LRS Atlas, where $n=1, \dots, 9$ (depending on the SiC strength). Thus, the LRS automatic classification is a powerful tool to select C-rich AGB stars in region VII, although some of them display featureless LRS spectra classified as 1n. The situation is quite different in colder regions (i.e. with larger S_{25}/S_{12} ratios). Indeed, O-rich and C-rich sources are completely mixed in region IIIa1, IIIb, IV, and V, and IRAS colors are no longer typical of the chemical type. Furthermore, a large proportion of C-rich late AGB stars in region IIIa1 and IIIb2 have no evidence (or inconclusive evidence) for SiC emission and are no longer classified as 4n, but still display characteristic LRS spectra mainly classified as 21 or 22 (O91).

II.1. Sample of late AGB stars and PPN in region V

O91 have characterized the chemical type, O-rich or C-rich, of sources selected as AGB stars and PPN in a flux limited sample. The chemical type characterization was based on features (SiC, silicates, or featureless) seen in LRS spectra, observations of the OH maser

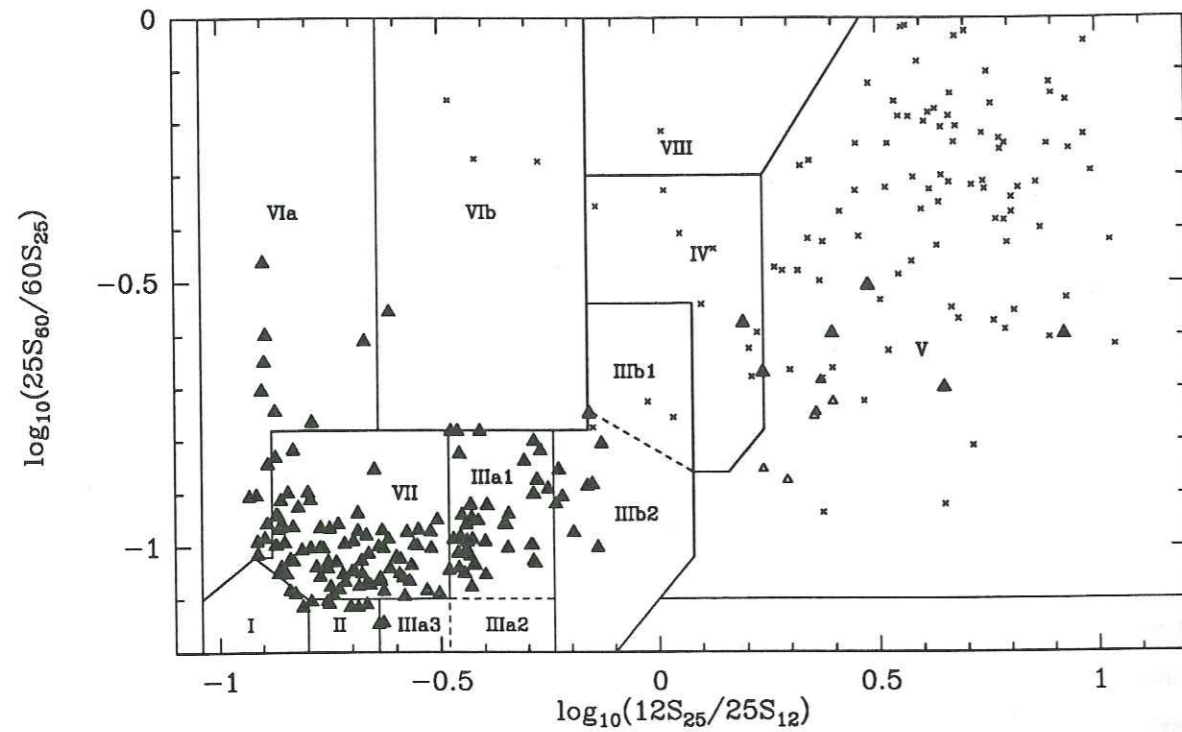


Figure 1 : General view of carbon-rich sources in the IRAS color-color diagram. We indicated the limits of the regions defined by van der Veen and Habing (1988) by full lines, and subdivisions defined in O91 by dashed lines. C-rich sources detected in CO or HCN millimeter lines, and sources characterized as C-rich in the O91 sample are represented by full triangles, except those displaying the unidentified $21\ \mu\text{m}$ feature represented by open circles. C-rich planetary nebulae detected in CO or HCN lines, and all objects with good flux qualities at 12, 25, and $60\ \mu\text{m}$ identified in the Perek and Kohoutek catalogue are represented by crosses. Most PK sources are actually PN, but we ruled out some misclassified objects such T Tau stars.

Figure 2 : Source sample for the study of the transition between the AGB and PN stages. Sources numbered from 1 to 14 and enclosed by open circles have a blue LRS continuum and are not classified as $4n$ in the LRS Atlas (except n-13), while AGB stars represented by full triangles display the SiC feature at $11.3\ \mu\text{m}$ and are classified as $4n$. PPN numbered from 51 to 53 and enclosed by open circles have a red and featureless LRS spectrum, while PPN displaying the unidentified $21\ \mu\text{m}$ feature are represented by open triangles. All previous sources come from the O91 sample, and numbered objects are listed in table 1a. Sources numbered from 101 to 110 and 151 to 156 are stars at the top of the AGB sequence or very young PPN, and display an intermediate LRS continuum. They are listed in table 1b.

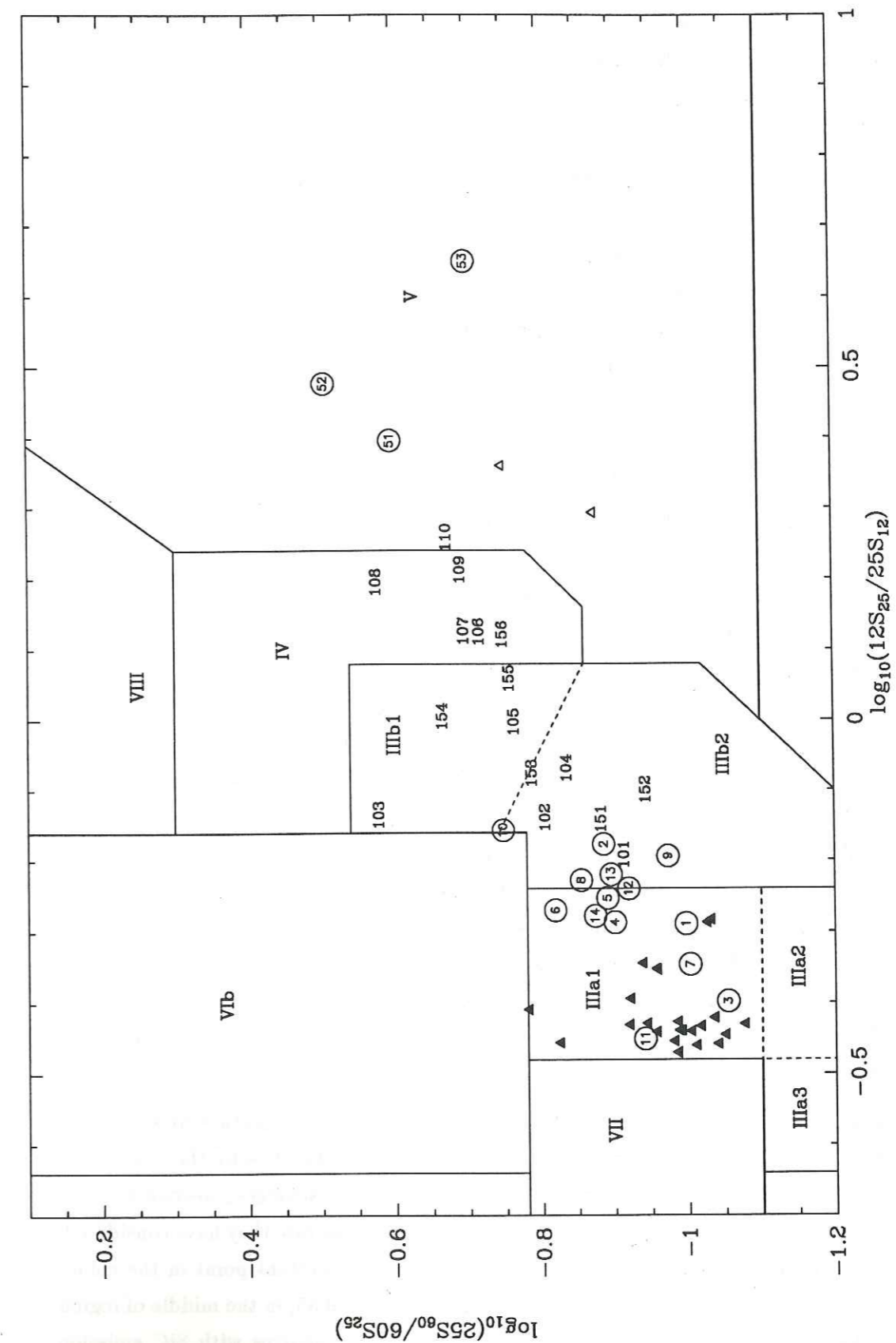


Figure 2

emission, and the intensity ratio of HCN and ^{12}CO lines. LRS spectra were taken from the LRS Atlas, the Volk and Cohen sample (1989), or extracted from the LRS database. Their main selection criteria were declination larger than -32° , and location in regions IIIa2, IIIa1, VIb, IIIb1, IIIb2, and IV (see Figure 1).

Out of 232 sources in their sample, O91 were able to identify, at least tentatively, the chemical type of 219 objects, and 46 of them turned out to be C-rich. Although about one half of these C-rich sources have LRS type 4n, one third are classified as 21, 22, or even 23, or are classified as 1n, typical for featureless spectra. None of them are detected in the OH maser line. However, the non-OH detection is an indication of the carbon richness, but not a proof since only $\sim 70\%$ of the O-rich sources are OH detected. The HCN/CO ratio is a better criterion for C-richness, typically $I[\text{CO}(2-1)]/I[\text{HCN}(1-0)] < 12$, where I is the integrated line area (see also Zuckerman and Dyck, 1986b). In addition, two sources of the O91 sample, located in region V, display the unidentified feature at $21\mu\text{m}$; such sources are known to be C-rich (Kwok, Volk, and Hrivnak, 1989).

Two main classes may be extracted from the O91 C-rich sample. The first class contains 37 objects located in regions IIIa1 and IIIb2. They display a "blue" LRS continuum (maximum of emission shortward of $\sim 8-10\mu\text{m}$, and are probably near the end of the AGB sequence. The second class contains 3 objects located in region V, with featureless and "red" continua (maximum of emission longward of $20\mu\text{m}$), and the two sources displaying the $21\mu\text{m}$ feature. These five sources are considered as PPN. Out of the 37 objects in the first class, 23 display the SiC feature in emission at $\sim 11.3\mu\text{m}$ and are classified as 4n in the LRS Atlas. The 14 others are classified as 21, 22, 1n, or 0n. Their properties are presented in Table 1a where they are ordered by increasing right ascension, and numbered from 1 to 14. The same Table also presents the properties of the 3 PPN with red and featureless LRS spectra, numbered from 51 to 53. The IRAS colors of C-rich objects identified in the O91 sample are shown in Figure 2. A brief examination of Figure 2 shows the location of sources with blue continua (regions IIIa1 and IIIb2) to be well correlated with the SiC feature: objects classified as 4n are rather located in the left part of region IIIa1, while sources without SiC are located in the right part of region IIIa1 and in region IIIb2 (except 07266-0541, n-3, and 20369+5131, n-11).

Such a behaviour is well explained by the modelling of the SiC feature by Chan and Kwok (1990). They have shown that the SiC strength is correlated with the opacity at $11.3\mu\text{m}$: from $\tau(11.3\mu) = 0.01$ to 0.5, the SiC feature becomes stronger; beyond that its intensity decreases due to self-absorption. For the largest mass loss rate they have considered, $\tau(11.3\mu) = 5$, the spectrum is almost flat at $11.3\mu\text{m}$, and the resultant point in the color-color diagram is located at about $C_{21} = \log_{10}(12S_{25}/25S_{12}) \simeq -0.35$, in the middle of region IIIa1. This location corresponds to the limit we found between sources with SiC emission and sources without evidence for SiC emission (Figure 2). Therefore, the latter are probably very optically thick, and the SiC feature would be self-absorbed enough to appear flat in

Table 1a : LRS spectra with blue or red continuum

n°	IRAS name	LRS	ref.	F _{IRAS}	C ₂₁	region	F.Q.	OH	CO	remarks
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	
001	00210 + 6221	12	1	499	-0.29	IIIa1	3331	-	+	
002	06582 + 1507	22	1	437	-0.16	IIIb2	3333	-	+	
003	07266 - 0541	1n	3	410	-0.40	IIIa1	3333	-	.	
004	08171 - 2134	22	1	1224	-0.29	IIIa1	3333	-	+	GL5250
005	17533 - 3030	21	1	2070	-0.25	IIIa1	3333	-	+	GL5416
006	18267 - 0606	13	1	1063	-0.27	IIIa1	3331	-	.	GL2170
007	18464 - 0656	21	1	850	-0.35	IIIa1	3331	-	.	GL2256
008	19075 + 0921	12	1	1457	-0.23	IIIb2	3331	-	.	GL2333
009	19304 + 2529	12	1	406	-0.19	IIIb2	3331	-	.	
010	19548 + 3035	21	1	871	-0.16	IIIb2	3333	-	+	GL2477
011	20369 + 5131	1n	3	552	-0.45	IIIa1	3332	-	.	
012	21318 + 5631	21	1	2724	-0.24	IIIb2	3333	-	+	
013	22303 + 5950	41	1	594	-0.22	IIIb2	3331	-	+	
014	23166 + 1655	02	1	7281	-0.28	IIIa1	3333	-	+	GL3068
051	19454 + 2920	05	1	429	+0.40	V	3333	-	+	
052	23321 + 6545	05	1	407	+0.48	V	3333	-	+	
053	CRL2688	5n	2	...	+0.65	V	...	-	+	GL2688, not in the PSC

Tables 1: Table 1a presents properties of C-rich stars extracted from the Omont et al. (1991, O91) sample and not classified as 4n in the LRS Atlas (except n-13). They are ordered by increasing right ascension. Table 1b presents sources having an intermediate LRS spectra. Objects with rather smooth LRS spectra are numbered from 101 to 111, and objects with more complicated or noisy spectra are numbered from 151 to 156. They are ordered by increasing value of C_{21} . (1): number. (2): IRAS name. AFGL 2688 and "19160+1557" are not in the PSC. (3): Classification of the LRS atlas, or determined in O91 and the present paper. (4): References for the extraction of the LRS spectrum. 1: LRS atlas, 2: Volk and Cohen 1989, 3: Omont et al. 1991, 4: present work. (5): estimation of the total flux radiated in the 7-130 μm range (see Loup et al., 1991). (6): 12-25 IRAS color defined by $C_{21} = \log_{10}(12S_{25}/25S_{12})$, where S_{12} and S_{25} are the IRAS-PSC flux densities at 12 and 25 μm respectively. For AFGL 2688 C_{21} was calculated from photometric measurements by Ney et al. 1975, Price and Walker 1976, Kleinmann et al. 1978, and Sopka et al. 1985, and applying a color-correction derived for a blackbody of 130 K. (7): region in the IRAS color-color diagram as defined by van der Veen and Habing, 1988, and Omont et al., 1991. (8): flux qualities at 12, 25, 60, and 100 μm . "1" indicates the measurement only provides an upper limit. (9): "-": not detected in the OH maser line, ".": not searched in OH (see references in Omont et al., 1991). (10): detections and non detections of the CO(1-0) or/and CO(2-1) lines (see references in Loup et al., 1991).

LRS spectra.

However, the situation is somewhat more complex than this. Figure 3a shows the LRS spectra for sources listed in Table 1a. LRS spectra presented here have been extracted from the IRAS-LRS database following the procedure described in O91. Spectra are recalibrated on the $12\mu\text{m}$ IRAS flux in Figure 3 to allow PSC and LRS data to be consistent. One can make the following comments about sources having a blue continuum :

(i) 07266-0541 (n-3), RAFGL 2256 (n-7), and 20369+5131 (n-11) show no evidence for SiC emission, but have $C_{21} \leq -0.35$. We can see that the slope of their longwavelength LRS continuum is steeper than in other sources. In a general way, the slope of LRS spectra, with or without SiC emission, becomes shallower when C_{21} increases, i.e. when the mass loss rate increases (see section IV). Thus we cannot attribute the lack of SiC to high opacity in these sources. Although Chan and Kwok (1990) assumed that SiC is the only component of the dust, it is more likely that infrared carbon stars contain SiC and amorphous carbon grains together (see e.g. Rowan Robinson and Harris, 1983b ; Sopka et al., 1985 ; Jura, 1986). Amorphous carbon grains would be responsible for most of the dust continuum, and it is not impossible that the proportion of SiC varies from star to star, according to the chemical composition of the star and physical conditions in the inner part of the shell. It is not even excluded that these sources are S stars.

(ii) The LRS spectra of 00210+6221 (n-1), RAFGL 2333 (n-8), and 22303+5950 (n-13) display a feature in emission stretching from ~ 11 to $13\mu\text{m}$, and centered towards $\sim 12\mu\text{m}$. The same feature can be seen in RAFGL 5250 (n-4), RAFGL 2477 (n-10), and 21318+5631 (n-12), though in a less obvious way. According to the Chan and Kwok (1990) and Baron et al. (1987) works, the SiC band observed in carbon-rich sources classified as 4n stretches from 10 to $13\mu\text{m}$, and it is almost always centered at 11.3 or $11.4\mu\text{m}$. The Chan and Kwok (1990) study about carbon stars with SiC dust shows that the strength of the SiC feature begins to decrease when the opacity at $11.3\mu\text{m}$, $\tau(11.3\mu)$, becomes larger than ~ 1 , due to the self-absorption. Their Figure 4 also indicates that the maximum of the SiC band moves towards slightly larger wavelengths when $\tau(11.3\mu)$ becomes larger than ~ 2.5 , and it appears almost flat when $\tau(11.3\mu) = 5$. Therefore, the observed feature in the six sources previously mentioned is probably due to SiC more or less strongly self-absorbed. The LRS type of 22303+5950 is 41 ; we joined this source to the sample because its particular SiC profile, and its cold IRAS colors (it is located in region IIIb2). The model of Chan and Kwok predicts a strict correlation between the value of C_{21} and the strength of the SiC feature following the value of $\tau(11.3\mu)$. This is not perfectly observed in our Figure 2. For an example, RAFGL 3068 has $C_{21} = -0.28$ and no SiC emission, while 22303+5950 has slightly colder IRAS colors with $C_{21} = -0.22$ and displays SiC emission. But, if the absence of SiC emission in RAFGL 3068 is due to the self-absorption, its value C_{21} has to be larger than the one of 22303+5950, according to Chan and Kwok. As mentioned in (i), this could be due to variation of the proportion of SiC.

(iii) There is clear evidence for feature(s) in the $7.8\text{--}10\mu\text{m}$ range in most sources of our sample. Two possible interpretations can be invoked. Firstly, we may consider that the depression seen shortward of $\sim 8\mu\text{m}$ is an absorption band. A similar absorption band is observed toward $7.5\mu\text{m}$ in some visual carbon stars and is ascribed to HCN and C_2H_2 (Goebel et al., 1980). In addition, there is weak (but systematic) evidence for another absorption band at $14\mu\text{m}$ in sources n-1, 4, 8, 10, 12, 13, and 14, and HCN and C_2H_2 also have transitions towards $14\mu\text{m}$. Alternatively, we may consider that there is an emission feature centered at about $8.5\mu\text{m}$.

Let us consider the cases of sources n-1, 8, and 13 in Figure 3a. If the feature seen at $11\text{--}13\mu\text{m}$ is actually due to SiC, we can roughly obtain the underlying continuum by drawing a line between 11 and $13\mu\text{m}$. In this way, there is rather a feature in emission at $8.5\mu\text{m}$ than an absorption band at $7.5\mu\text{m}$. In addition, if we only assume the presence of an absorption band at $7.5\mu\text{m}$, another absorption band has to be present at $\sim 10\mu\text{m}$, and could be only attributed to silicate absorption ; we think, however, that the sample sources are C-rich.

Concerning RAFGL 3068 (n-14), Rowan-Robinson and Harris (1983b) derived the dust continuum opacity to be 3.3 at $10\mu\text{m}$, and the grain temperature at the inner radius of the shell to be ~ 500 K. In addition, it is located in the right part of region IIIa1 (Figure 2) near region IIIb2, and it is invisible below $\sim 2\mu\text{m}$ (Lebofsky and Rieke, 1977). Thus, according to the model of Chan and Kwok (1990), it is a prototype for very optically thick sources, near the end of the AGB stage, and displaying flat SiC emission due to self-absorption. The maximum of its continuum emission across the entire spectrum occurs at $\sim 10\mu\text{m}$ (see Loup 1991, and references therein) Therefore, as seen in Figure 3a, even taking into account the possibility that SiC absorption depress the $11.3\mu\text{m}$ range, it is somewhat difficult to elude the presence of an emission feature at $8.5\mu\text{m}$ in its LRS spectrum.

The presence of a feature at $8.5\mu\text{m}$ was noticed too by Willems (1988a) in some visual carbon stars, and by Baron et al. (1987) in a statistical study of LRS spectra classified as 4n in the LRS Atlas. Accordingly, we suggest that the $8.5\mu\text{m}$ feature is probably real, although unidentified yet. This is not incompatible with the presence of absorption bands at $7.5\mu\text{m}$ and $14\mu\text{m}$ due to HCN and C_2H_2 . However, the presence of these bands has to be confirmed because $7.5\mu\text{m}$ is just outside the LRS range, and bad overlapping between the both LRS bands could build a fake feature near $13\mu\text{m}$. In addition, the $8.5\mu\text{m}$ feature is typical not only of the sources shown in Figure 3a, but it is also seen in at least nine objects of the O91 sample classified as 4n (02152+2822, 02293+5748, 03448+4432, 03448+4432, 04530+4427, 08305-3314, 17371-3021, 17515-2407, 18092-0437, and 21489+5301 ; see O91). However, additional studies, in particular complete spectra in the $2\text{--}20\mu\text{m}$ wavelength range, are necessary in order to draw firm conclusions.

Figure 3a also presents the spectra of the three PPN with red LRS continua. They have really featureless LRS spectra, suggesting either that the radiation field in the detached envelope is not sufficient to heat SiC enough, or that SiC disappears during the PPN stage.

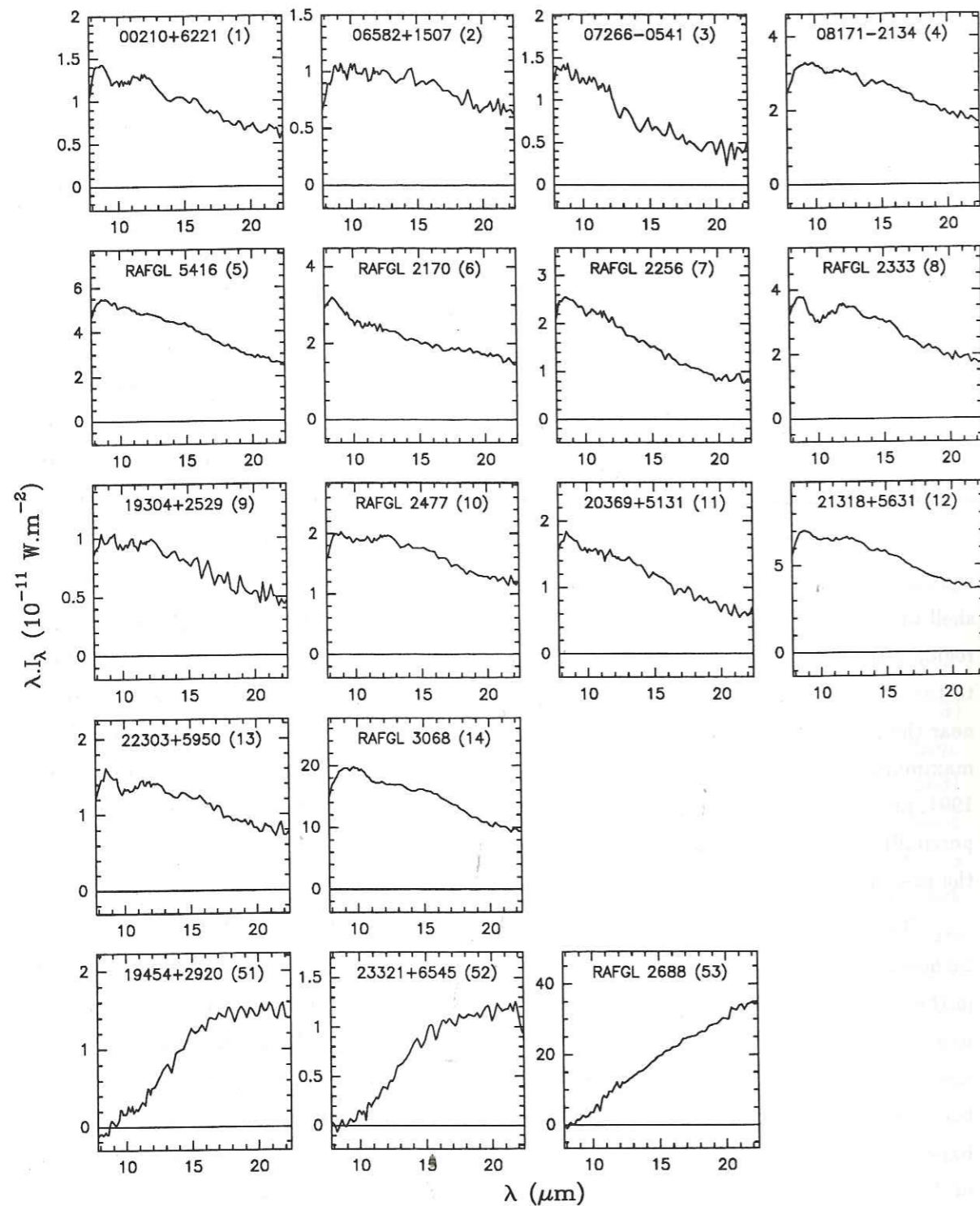


Figure 3a

Figures 3 : LRS spectra of the source sample. Figure 3a shows the spectra of sources with blue or red continuum listed in table 1a, while figures 3b and 3c show intermediate LRS continuum (table 1b). LRS spectra in figure 3b are rather "smooth", while spectra in Figure 3c have more complicated shapes or high noise level. Figure 3d give an example of intermediate LRS spectrum with silicate in absorption.

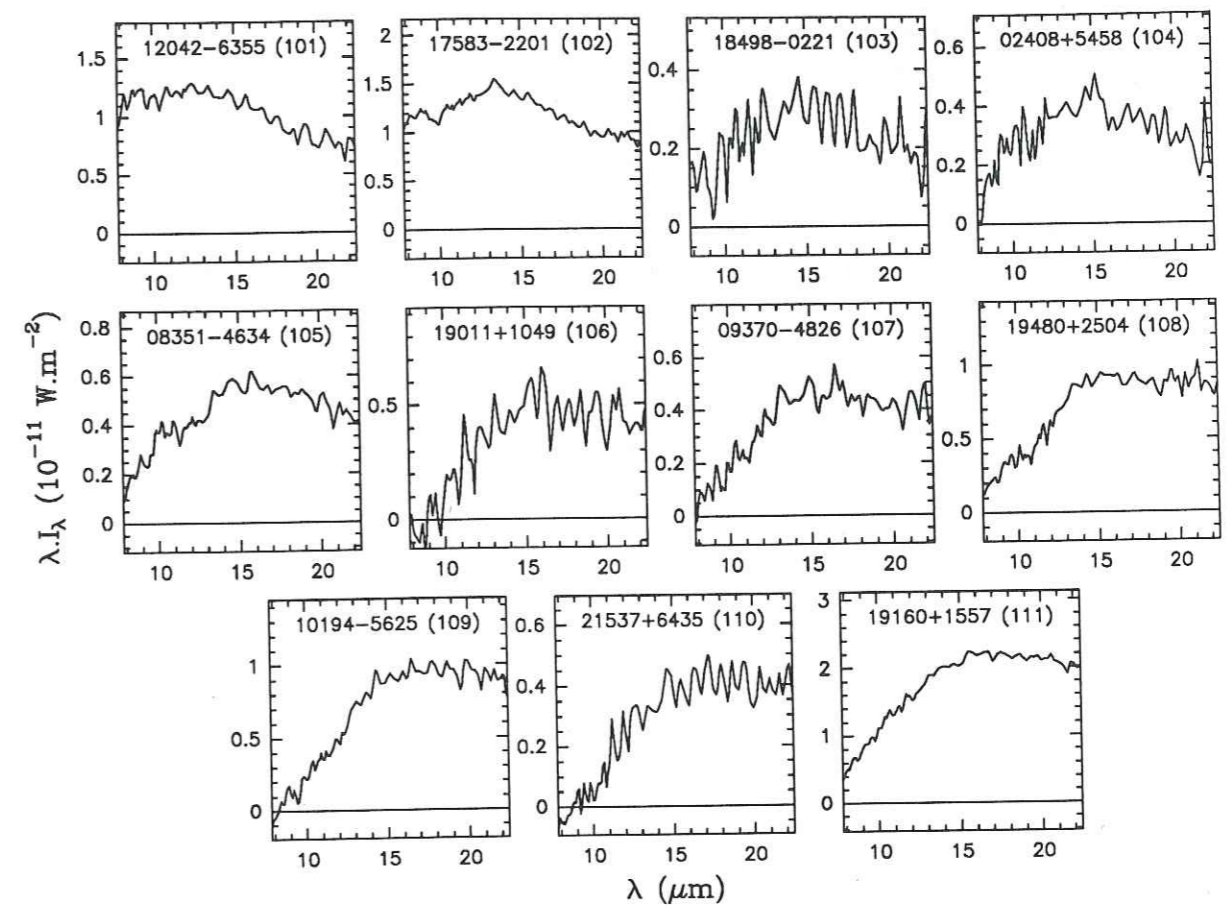


Figure 3b

Table 1b : intermediate LRS spectra

n°	IRAS name	LRS ref.	F _{IRAS}	C ₂₁	region	F.Q.	OH	CO	remarks
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
101	12042 - 6355	11	1	517	-0.19	IIIb2	3331	.	.
102	17583 - 2201	int	2	764	-0.13	IIIb2	3331	-	+
103	18498 - 0221	int	4	107	-0.13	...	3321	.	.
104	02408 + 5458	int	4	145	-0.07	IIIb2	3333	.	.
105	08351 - 4634	int	4	201	-0.00	IIIb1	3332	.	.
106	19011 + 1049	int	4	149	+0.13	IV	3331	.	.
107	09370 - 4826	01	1	171	+0.13	IV	3333	.	.
108	19480 + 2504	01	1	400	+0.20	IV	3331	-	+
109	10194 - 5625	05	1	300	+0.21	IV	3331	.	.
110	21537 + 6435	int	4	133	+0.26	V	3331	-	.
111	19160 + 1557	64	1	not in the PSC
151	01144 + 6658	21	1	1598	-0.15	IIIb2	3333	-	+
152	12074 - 6411	int	4	117	-0.10	IIIb2	3331	.	.
153	10473 - 5831	int	4	300	-0.08	IIIb2	3331	.	HD93942,CPD-582754
154	17055 - 3753	int	4	517	+0.01	IIIb1	3331	.	.
155	11544 - 6408	01	1	180	+0.06	IIIb1	3331	.	.
156	09024 - 5019	09	1	480	+0.12	IV	3331	.	-

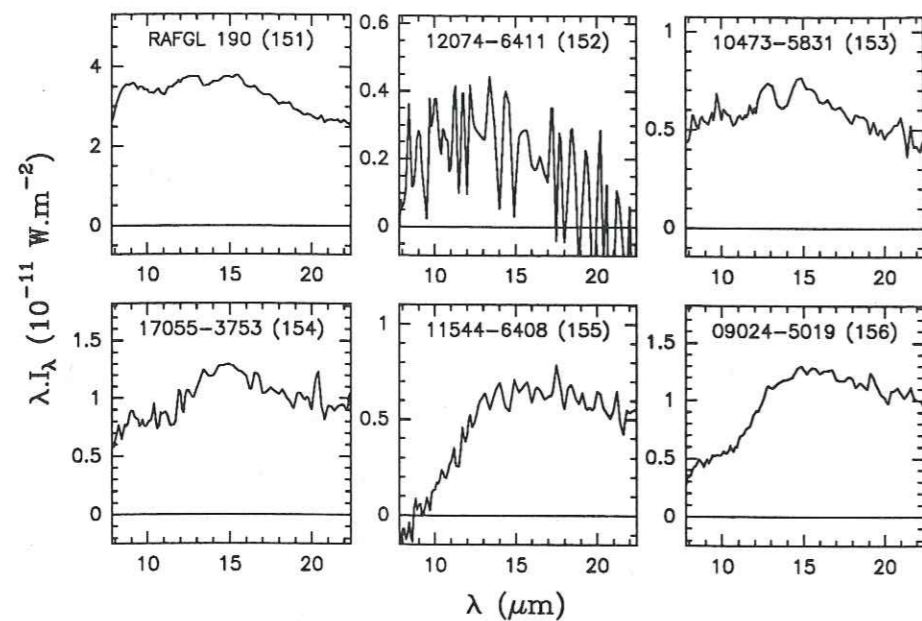


Figure 3c

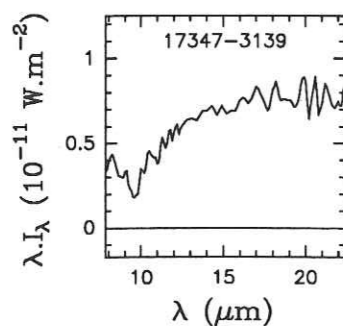


Figure 3d

II.2. Search for young PPN with "intermediate" LRS spectra

Two mean classes emerge from the previously described sample : sources near the end of the AGB stage in regions IIIa1 and IIIb2, with blue continua, and PPN in region V, with red continua. Since we are expecting that PPN are the descendants of late AGB stars, i.e the change in the shape of the LRS spectrum is due to the dust cooling when the circumstellar envelope moves away from the star, it is logical to infer that young PPN, with very recently detached dust shells, should have LRS continua neither blue nor red, but display the maximum of emission in the LRS wavelength range. We designate such LRS spectra as "intermediate". It is not evident à priori that this class of spectra actually exists because the chance of finding intermediate spectra strongly depends on the corresponding evolution time. Nevertheless, three such spectra have already been found in the O91 sample : the well known infrared carbon star RAFGL 190, 17583-2201, and 19480+2504.

It was obviously necessary to increase the number of known sources with intermediate spectra. We therefore extended the selection criteria of the O91 sample in the following way :

- the whole sky is included,
- $4\pi(1kpc)^2 F_{iras} \geq 100L_{\odot}$, instead of 400, where F_{iras} is an estimation of the total flux emitted in the IRAS wavelength range (see eq.2 of O91).

972 PSC sources have thus been selected, the O91 sample being a subset of this extended sample. Many of them with $100 \leq 4\pi(1kpc)^2 F_{iras} \leq 400L_{\odot}$ had no LRS spectrum quoted in the LRS Atlas, nor in the Volk and Cohen (1989) sample which was restricted to $S_{12\mu} \geq 50$ Jy. So we have extracted a great number of LRS spectra from the IRAS-LRS data base. About 10% of the selected PSC sources with $100 \leq 4\pi(1kpc)^2 F_{iras} \leq 400L_{\odot}$ had no, or too noisy, LRS spectra in the data base. Finally, we selected only those LRS spectra without silicate features and displaying the maximum of their emission in the LRS wavelength range.

Following our criteria, we found 16 sources that we consider to have intermediate LRS spectra ; we also added one other from the LRS Atlas (but not in the PSC ; see Table 1 and section II.3.). These objects are listed in Table 1b, and divided into two classes : sources with "smooth" spectra, numbered from 101 to 111, and spectra with more complicated shapes, or noisy, numbered from 151 to 156. Sources are ordered by increasing C_{21} values in Table 1b for each class. LRS spectra of objects 101-111 are shown in Figure 3b, and those of objects 151-156 in Figure 3c. Their locations in the color-color diagram are plotted in Figure 2. It is particularly useful to look at LRS spectra and the color-color diagram at the same time. The evolution of the spectral shape is clearly correlated with C_{21} : the maximum moves gradually from ~ 13 to $\sim 21\mu m$ when C_{21} increases from ~ -0.15 (region IIIb2) to $\sim +0.25$ (region IV-V), due to the cooling of the dust shell. We have thus established a bridge between the late AGB stars in region IIIa1 and the left part of region IIIb2, (with blue continuum), and

known PPN in region V, (with red continuum). It seems now that the evolutionary track followed by C-rich sources in transition between the AGB and PN stages is well established by the IRAS observations, as is the resultant spectral evolution. We will see in section IV that the evolution can be quantitatively described by the decrease of the maximum temperature of grains in the envelope, and actually well correlated with the value of C_{21} .

II.3. Individual sources

While the carbon richness is well established for most sources listed in Table 1a (O91 sample), the previous selection of PPN candidates with intermediate spectra is based only on the spectral shape and the absence of silicate features. This is not sufficient to prove their carbon richness since O-rich PPN do not always display the silicate features. Therefore, we have searched through the literature for all information available about our sample sources, and particularly OH, CO, and HCN observations. Unfortunately, they have weak emission, and we found very few information. We present briefly the results of this search (see also Table 1b) :

- RAFGL 190 (n-151), 17583-2201 (n-102), 19480+2504 (n-108) : they have been detected in the $^{12}\text{CO}(2-1)$ and $\text{HCN}(1-0)$ lines (see O91 and references therein). There is no evidence for the silicate feature or for OH maser emission. RAFGL 190 and 19480+2504 have a CO/HCN ratio typical for C-rich sources, but this one of 1758-2201 is ambiguous. The LRS spectrum of RAFGL 190 is the warmest of all the spectra of Figures 3b and 3c, and it displays similar features as some sources of Figure 3a. The "pseudo-feature" seen in 17583-2201 at $\sim 13\mu\text{m}$ could be due to bad overlapping between the two LRS bands.

- 21537+6435 (n-110) : this source is not detected in the OH maser transition (Likkell, 1989), and it has already been selected, from IRAS colors, as a candidate PPN or possible PN (see e.g. Preite-Martinez, 1988 ; Volk and Kwok, 1989).

- 10194-5625 (n-109) : Volk and Kwok (1989) selected this source as a PPN candidate from IRAS colors. They obtained a fit of its IRAS (LRS and PSC) energy distribution with a blackbody of 198 K.

- 10473-5831 (n-153) : it is the only source in our sample with known visible identifications : HD 93942 and CPD-58 2754. Thus it is probably more optically thin than other sources having the same evolution status (and the same F_{iras}).

- 09024-5019 (n-156) : it is not detected in the $\text{CO}(1-0)$ line (Loup et al., 1990). The shape of the continuum is somewhat uneven.

- 12042-6335 (n-101), 02408+5458 (n-104), 08351-4634 (n-105), 19011+1049 (n-106), 09370-4826 (n-107), 12074-6411 (n-152), 17055-3753 (n-154), 11544-6408 (n-155) : there is no other information than IRAS data. The LRS spectrum of 12074-6411 is very noisy, and the continuum of 17055-3753 is fairly similar to the one of 09024-5625.

- 18498-0221 (n-103) : as previously, only IRAS information is available ; we note that the flux quality at $60\mu\text{m}$ is only 2, and that the source appears strongly contaminated by cirrus. This could explain why its S_{60}/S_{25} ratio is significantly larger than that of other sources (Figure 2).

- "19160+1557" (n-111) : this source was not selected by our selection criteria, but was picked up in the IRAS-LRS Atlas, where it is identified with the PSC object 19159+1556. This identification is, however, quite doubtful, because the intensity of the PSC source is too small compared to the intensity of the LRS source. Indeed, when we tried to calibrate the LRS spectrum with the $12\mu\text{m}$ PSC flux, we found the flux ratio, [PSC/LRS], to be only 0.04. (Usually this ratio is about $1 \pm 30\%$). We did not find any PSC source corresponding with the LRS source. Thus, the pseudo IRAS name that we quote is devised from LRS coordinates, and the source location is not drawn in the color-color diagram in Figure 2. It was already selected as PPN candidate by Volk and Kwok (1988), because its LRS type is classified as 64 in the LRS Atlas (silicate feature in absorption with red continuum). Figure 3b shows, however, this classification is erroneous.

As expected, due to their weakness (the mean value of F_{iras} is only $380 L_{\odot}$), there is very little information about objects with intermediate spectra. Only RAFGL 190 and 19480+2504 are certainly carbon-rich, and the non detection of OH in 17583-2201 and 21537+6435 is a good evidence for their carbon richness. Concerning the other sources, we merely note that the absence of any silicate feature in their LRS spectra is an indication of their carbon richness, but we cannot confirm it. For example, Figure 3d shows an "intermediate" LRS spectra with the silicate feature at $9.7\mu\text{m}$ in absorption. The main characteristic of sources having intermediate LRS spectra is finally the absence of features of strong intensity as are those of silicates. They are most likely carbon-rich objects, or S stars. The model that we present now is devised for carbon-rich sources because the grain emissivity law has been inferred from a study of RAFGL 3068 (Loup, 1991), but it could be extended to objects having $[\text{C}/\text{O}] \sim 1$, or in a general way to objects for which the dust emission is dominated by the continuum.

III. MODEL DESCRIPTION

III.1. General features

Both theoretical and observational studies of stellar evolution show that the mass loss rate increases on average along the asymptotic giant branch. As a first step, the mass loss rate is well described by the empirical Reimers formula, however, it fails to reach mass loss rates larger than $\sim 9 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ (with the Reimers's parameter set to 1) for main sequence initial mass of $5 - 6 M_{\odot}$, and barely $\sim 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ for $1 M_{\odot}$ (Iben and Renzini, 1983). There is some observational evidence for higher mass loss rates though. In particular, extreme OH/IR stars present mass loss rates of about $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ (see e.g. Heske et al., 1991, and references therein), and a few $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ is inferred in the most dusty infrared carbon stars such as RAFGL 3068 (Knapp and Morris, 1985). In order to get around this difficulty, stellar evolution models have been made which invoke a "superwind" phase terminating the AGB sequence. In the Schönberner model (1983), applied to a star of $1 M_{\odot}$ on the main sequence and an AGB luminosity of $4500 L_{\odot}$, the superwind phase starts when the effective temperature of the star is 3000 K, lasts about 1000 yrs with a constant mass loss rate of a few $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, and stops when the mass of the hydrogen envelope is $\leq 10^{-2} M_{\odot}$. The effective temperature is then ~ 5000 K. Next, during a very short period, the mass loss rate decreases abruptly by about 4 orders of magnitude down to the usual Reimers rate, and follows it during subsequent evolution. The effective temperature of the star reaches 30000 K, necessary for the formation of an ionised region, after about 5000 yrs. This model does not distinguish chemical types, though the status of C-rich stars could be somewhat peculiar. Even if there is no superwind phase in the sense described by Schönberner, the various mass loss formulae always imply a more or less significant acceleration of the mass loss rate at the end of the AGB sequence (Bedijn, 1987; Volk and Kwok, 1988; Baud and Habing, 1983; Bryan, Volk, and Kwok, 1990).

Compared to the previous discussion, we have used a very simple model: we assume that the mass loss rate is constant along the AGB sequence, and stops at the end of the AGB stage, at time $t=0$ yr, corresponding to the start of the PPN stage. Essentially, this means that we consider only the last period of mass loss, since the dust infrared emission is dominated by the highest mass loss rate. As assumed by Schönberner, if the mass loss rate is decreased by 4 orders of magnitudes at the start of the PPN stage within \sim a few 10 yrs, our approximation to take $\dot{M} = 0$ during the PPN stage seems quite justified. From PN and PPN studies, There is however an indication that \dot{M} remains small, but appreciable, during the PPN stage (Bedijn, 1987; Le bertre, 1991). Accordingly, $\dot{M} = 0$ should be considered as a first approximation. After the mass loss has stopped, the circumstellar envelope moves away from the star and its dust cools. We then chose to use the maximum temperature of the grains in the envelope, T_{max} , which is also the temperature at the inner radius of the

shell, as the evolution parameter. This variable is quite well adapted for describing IRAS properties of PPN. We also considered several values of the effective temperature of the star, since it increases along the PPN sequence, and several values of the mass loss rate at the end of the AGB stage. The stellar luminosity is set to $5000 L_{\odot}$, appropriate for a $\sim 1 M_{\odot}$ precursor. The usual value for AGB stars is rather $10^4 L_{\odot}$; such a change in the luminosity has very little influence on the results presented here. We now describe the model in more detail.

III.2. Geometry and radiative transfer

The envelope is assumed to be spherical, limited by an inner radius, R_i , and an outer radius, R_o . The mass loss rate is constant, as is the expansion velocity with time and radius, implying the density law declines as $(1/r^2)$. V_e is set to $15 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Radiative transfer is solved using the iterative method described by Scoville and Kwan (1976). At "iteration 0", dust grains are heated only by the direct stellar radiation, and the initial temperature distribution is derived accordingly. If the envelope is not optically thin in the near-IR range, a fraction of the radiation emitted by hot grains is absorbed by other grains, mainly ones located at larger radii. We call this second heating source the IR heating term. The calculation is performed by successive iterations, where the IR heating is calculated each time using the temperature distribution derived at the previous iteration. We consider that convergence is reached when the relative difference between the total energy of the source found at the previous and present iterations is less than 0.01%. For all calculations presented here, the accuracy of the balance of energy is better than 1%. We used a grid of 91 radial points sampled logarithmically. We did not take into account however the scattered radiation, nor heating by the ambient interstellar radiation field.

III.3. Emissivity law of grains

The emissivity law of grains in C-rich AGB stars has been studied in particular by Rowan-Robinson and Harris (1983b, hereafter RRH), Rowan Robinson et al. (1986), Sopka et al. (1985; hereafter S85), Jura (1986), and Chan and Kwok (1990). RRH showed that the emissivity law of pure graphite grains fails to fit the spectra of sources, and they adopted an emissivity law corresponding to amorphous carbon grains. Beyond $\sim 1 - 1.5 \mu\text{m}$, the grain emissivity, Q_{λ} , is represented by a power law (Campbell et al., 1976): $Q_{\lambda} \propto \lambda^{-\beta}$, where β is the emissivity law index, set to 1 in RRH. S85 measured the flux at $400 \mu\text{m}$ in several infrared AGB stars. Using IRAS and other photometric data available, as well as the additional constraint provided by the $400 \mu\text{m}$ flux, they determine $\beta = 1.2$ in IRC+10216 and RAFGL 3068. Chan and Kwok derived an emissivity law taking into account the SiC feature, from a complete sample of infrared carbon stars; they did not mention the value of

β however because their aim was rather to determine the SiC opacity function, but one can measure on their Figure 2 that $\beta \simeq 1.5$.

First, we tested the emissivity law derived by Draine and Lee (1984) for graphite grains. As already mentioned by RRH, we also found necessary to replace it, beyond $10\mu m$, by a power law. We did not include SiC because our basic goal is to study the general evolution of the continuum. Furthermore, as discussed in section II.1, SiC is probably not the only component responsible for features in late AGB stars. We only used "amorphous" carbon grains. The determination of the β index was performed by a careful modelling of RAFGL 3068 (see Loup, 1991, for more details). This source has been chosen for several reasons : (i) photometric and spectrophotometric measurements are available between $2-400\mu m$, as are IRAS-PSC and LRS data ; (ii) we have mapped RAFGL 3068 using the 30m IRAM antenna in the $^{12}CO(1-0)$ and $^{12}CO(2-1)$ lines ; this provided us with an outer radius of $\geq 4.10^{17}cm$ (assuming that dust extends at least as far as CO, as implied by a radiation pressure driven wind) ; (iii) this source is especially optically thick, and typical for an infrared carbon star near the end of the AGB stage. Finally, using all observational data, we derived $\beta \simeq 1.4$, a value larger than the one inferred by RRH and S85. We will see in section IV that it is well adapted for late C-rich AGB stars and PPN, under the assumption of a steady mass loss ; influence of non steady mass loss is discussed in section V. Below $10\mu m$, we kept the emissivities derived by Draine and Lee (1984) for the four grain sizes : $a = 0.01, 0.03, 0.1, 0.3 \mu m$, where a is the grain radius. Between $\sim 2 - 10\mu m$, these ones follow rather a power law with $\beta \simeq 1.55$. The exponent of the size distribution is assumed to be -3.5 , as derived by Mathis, Ruml, and Nordsieck (1977) for interstellar dust. We used a wavelength grid of 131 points from 0.05 to $2000\mu m$; the grid density is highest at shortest wavelengths, adapted for the emissivity laws derived by Draine and Lee which are not smooth below $\sim 1\mu m$.

III.4. Effective temperature

The effective temperature of the central star increases along the PPN stage from about 5000 to 30000 K, so we used five values of T_{eff} : $3000, 5000, 10000, 15000, 20000$ K. $T_{eff} = 3000$ K is used for completeness of the study in late AGB stars ; tracks obtained with this value are similar to those derived by Willems and de Jong (1988), and Chan and Kwok (1988), for the transition between O-rich and C-rich stars (despite the fact they used silicate grains). According to Schönberner (1983), the PPN stage should start with $T_{eff} = 5000$ K.

III.5. Evolution parameter

The evolution of the infrared spectrum during the PPN sequence is often parametrized directly by the evolution time, or by the value of the inner radius of the circumstellar shell,

R_i . It is not easy, however, to interpret the value of R_i in terms of IRAS colors, and the evolution time is dependent on the evolution of the effective temperature. Therefore, we chose a more appropriate parameter, the grain temperature at R_i , i.e., the maximum grain temperature in the envelope. T_{max} is quite well adapted for describing the evolutionary tracks in the IRAS color-color diagram, as well as the spectral evolution seen in LRS spectra. A good fit of RAFGL 3068 was obtained using $T_{max} \simeq 650$ K, corresponding to $R_i = 1.2 \cdot 10^{15}$ cm, while RRH derived $T_{max} \simeq 600$ K (after iterations, see their section 5, and Loup, 1991). We then used $T_{max} = 600$ K at the beginning of the PPN stage. The subsequent values of T_{max} during the evolution are : $500, 400, 300, 250, 200, 150, 120, (100, 90, 80, 70, 60, 50)$. We will be interested essentially by values in the $600-120$ K range.

There are some subtleties in the interpretation of T_{max} , due to the size distribution of grains. Indeed, the inner radius is derived for the hottest grain, but is set to be the same for all the grain sizes. Therefore, only one size actually has $T(R_i) = T_{max}$, while the other sizes have $T(R_i) < T_{max}$. The size for which T_{max} is derived depends on the effective temperature, due to variations of the emissivity law at short wavelengths as a function of sizes : when T_{eff} increases, all grains are more efficiently heated, but the smallest grains far more than the biggest grains. For example, the hottest grains have $a = 0.1\mu m$ when $T_{eff} = 5000$ K, $a = 0.03\mu m$ when $T_{eff} = 10000$ K, and $a = 0.01\mu m$ when $T_{eff} = 20000$ K. Furthermore, while the dispersion in $T(R_i)$ is small for low T_{eff} , $\delta(T(R_i)) \sim 20$ K, it becomes significant for high T_{eff} , $\delta(T(R_i)) \sim 70$ K. There are two consequences to this : first, R_i is slightly larger for high T_{eff} than for low T_{eff} for the same T_{max} ; second, the mean temperature distribution for all grains is colder for high T_{eff} due to an increase in the dispersion of $T(R_i)$, and the resultant global spectrum is slightly colder. Therefore, the value of T_{max} we give has to be considered as approximate and as an upper limit. However, the dispersion due to the size distribution is negligible with respect to the influence of the evolution.

III.6. Initial parameters : dust mass loss rate and outer radius

Throughout this paper, we consider only the dust mass loss rate, \dot{M}_d . The gas mass loss rate can be obtained assuming that the gas-to-dust ratio is $50-200$ (Knapp, 1985 ; Sopka et al., 1985). It is not impossible however that this ratio decreases along the AGB sequence in C-rich stars because the carbon excess continuously increases while oxygen is locked in the CO molecule (Iben and Renzini, 1983). We used three values of the dust mass loss rate : $\dot{M}_d = 10^{-8}, 10^{-7}, 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$. The outer radius, R_o , can have an influence on the calculated S_{60}/S_{25} ratio, so we used : $R_o^0 = 10^{17}, 5 \cdot 10^{17},$ and $5 \cdot 10^{18}$ cm, where R_o^0 is R_o at the beginning of the PPN stage.

To summarize, the parameters used in the model grid are the following :

- $L_* = 5000 L_\odot$
- $T_{eff} = (3000), 5000, 10000, 15000, 20000 K$
- $\dot{M}_d(AGB) = 10^{-8}, 10^{-7}, 10^{-6} M_\odot \cdot yr^{-1}$
- $\dot{M}_d(PPN) = 0$
- $R_o^0 = 10^{17}, 5 \cdot 10^{17}, 5 \cdot 10^{18} cm$
- $V_e = 15 km \cdot s^{-1}$, $d = 1 kpc$

and the evolution is parametrized by :

- $T_{max} = 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 120, \dots K$

Results and comparison with IRAS properties of the source sample listed in Table 1 are given in the next section, while time scales implied by these parameters will be discussed in section V, together with the influence of a non steady mass loss.

IV. GENERAL RESULTS AND COMPARISON WITH IRAS DATA

IV.1. Tracks in the IRAS color-color diagram

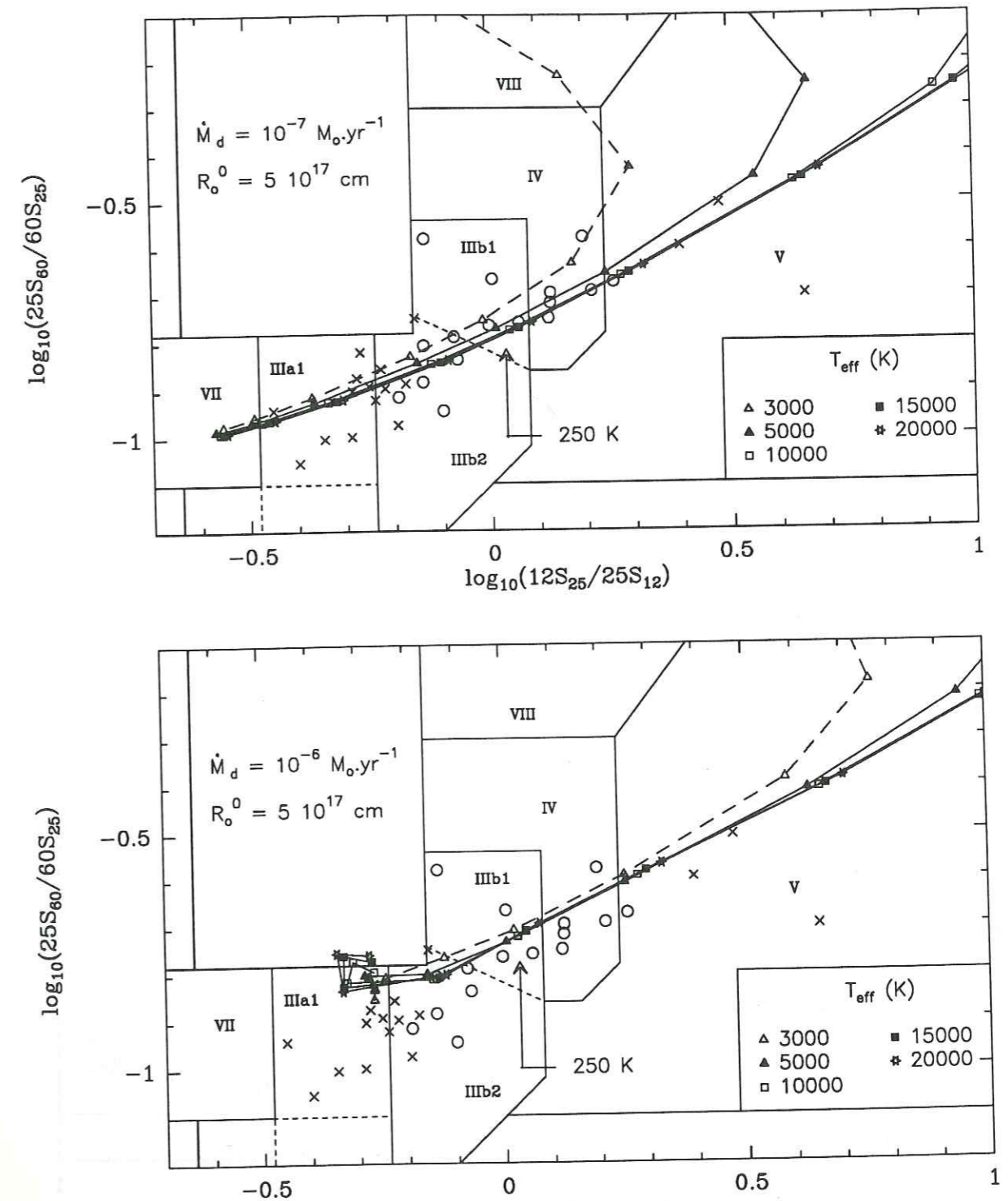
Results of calculations are presented in the color-color diagram in Figures 4a : $R_o^0 = 5 \cdot 10^{17} cm$, 4b : $R_o^0 = 10^{17} cm$, and 4c : $R_o^0 = 5 \cdot 10^{18} cm$, for two mass loss rates : $\dot{M}_d = 10^{-7} M_\odot \cdot yr^{-1}$ (top diagram) and $10^{-6} M_\odot \cdot yr^{-1}$ (bottom diagram).

Actual PSC sources with red or blue continuum (Table 1a) are represented by crosses, and sources with intermediate LRS spectra (Table 1b) by open circles. PSC flux densities of these sources are not color-corrected since the precise shape of their spectra is unknown, and such corrections would be then approximate (generally inferred from blackbody laws). On the other hand, we "de-correct" model spectra : each spectrum is convolved with the relative system spectral response in each IRAS band ; then equivalent PSC flux densities at 12, 25, 60, and $100 \mu m$ are derived using the procedure described in the IRAS Explanatory Supplement (where it is assumed that the flux density goes as λ^{-1}). Thus we are ensured that observations and model are comparable.

Evolutionary tracks at constant T_{eff} derived in our model are drawn in Figure 4. These tracks are not strictly evolution tracks since T_{eff} increases with time. However, when $T_{max} \geq 200 K$, the influence of the effective temperature on IRAS colors is small, and constant T_{eff} tracks can be interpreted as evolutionary paths.

IV.1.1 General evolution

After a brief examination of Figure 4, we can roughly divided the values of T_{max} in two ranges :



Figures 4 : Model evolution tracks in the IRAS color-color diagram. Sources with blue or red LRS continuum are represented by crosses, and intermediate objects by open circles. Each value of T_{max} is quoted by a symbol corresponding to the effective temperature (open triangle for $T_{eff} = 3000K$, full triangles for $5000K$, open squares for $10000K$, full squares for $15000K$, and stars for $20000K$), and tracks are made at constant T_{eff} (dashed line for $T_{eff} = 3000 K$). Values of T_{max} are 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 120, ... K. $T_{max} = 250 K$ is indicated by an arrow as a point mark. Fig.4a corresponds to $R_o^0 = 5 \cdot 10^{17} cm$, fig.4b to $R_o^0 = 10^{17} cm$, and fig.4c to $R_o^0 = 5 \cdot 10^{18} cm$; for each value of R_o^0 , evolutionary tracks are shown for two dust mass loss rates : $\dot{M}_d = 10^{-7} M_\odot \cdot yr^{-1}$ in top diagrams, and $\dot{M}_d = 10^{-6} M_\odot \cdot yr^{-1}$ in bottom diagrams.

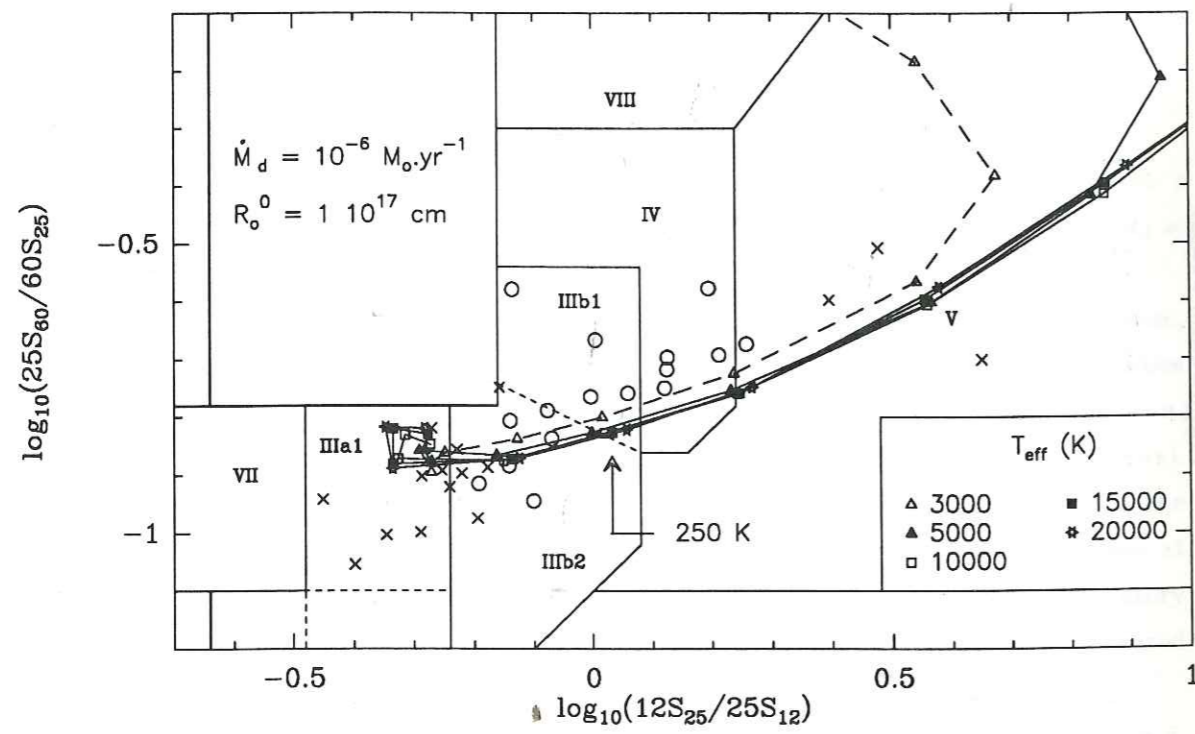
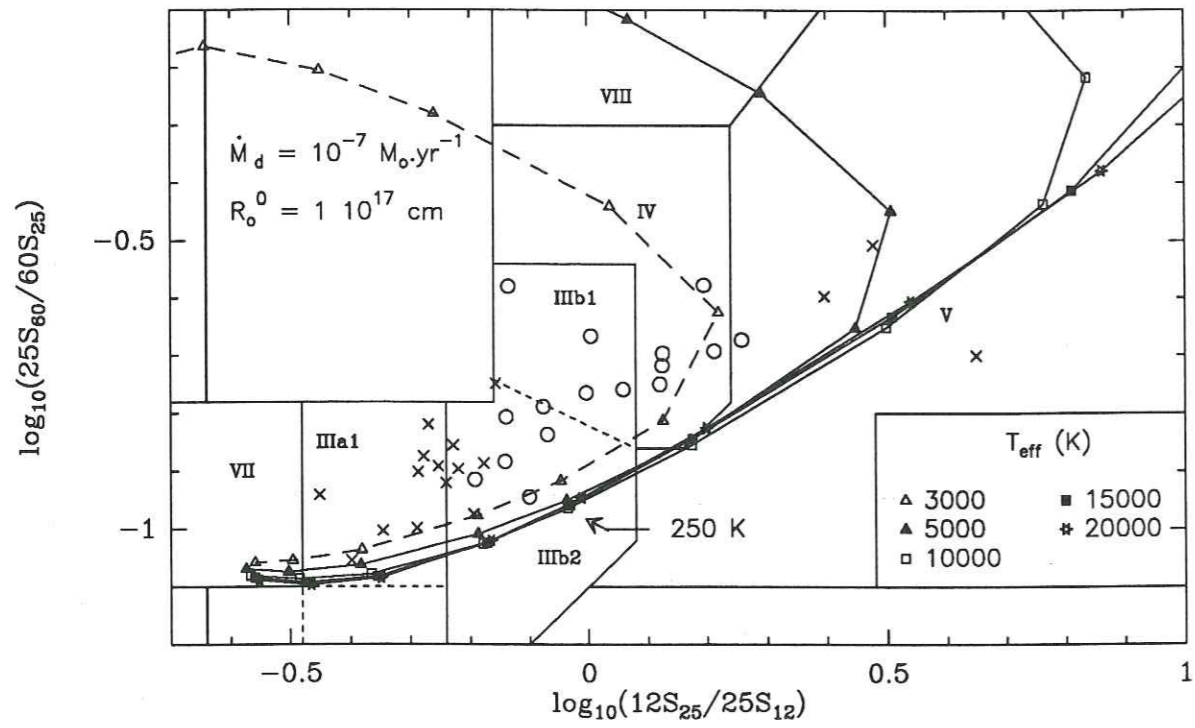


Figure 4b

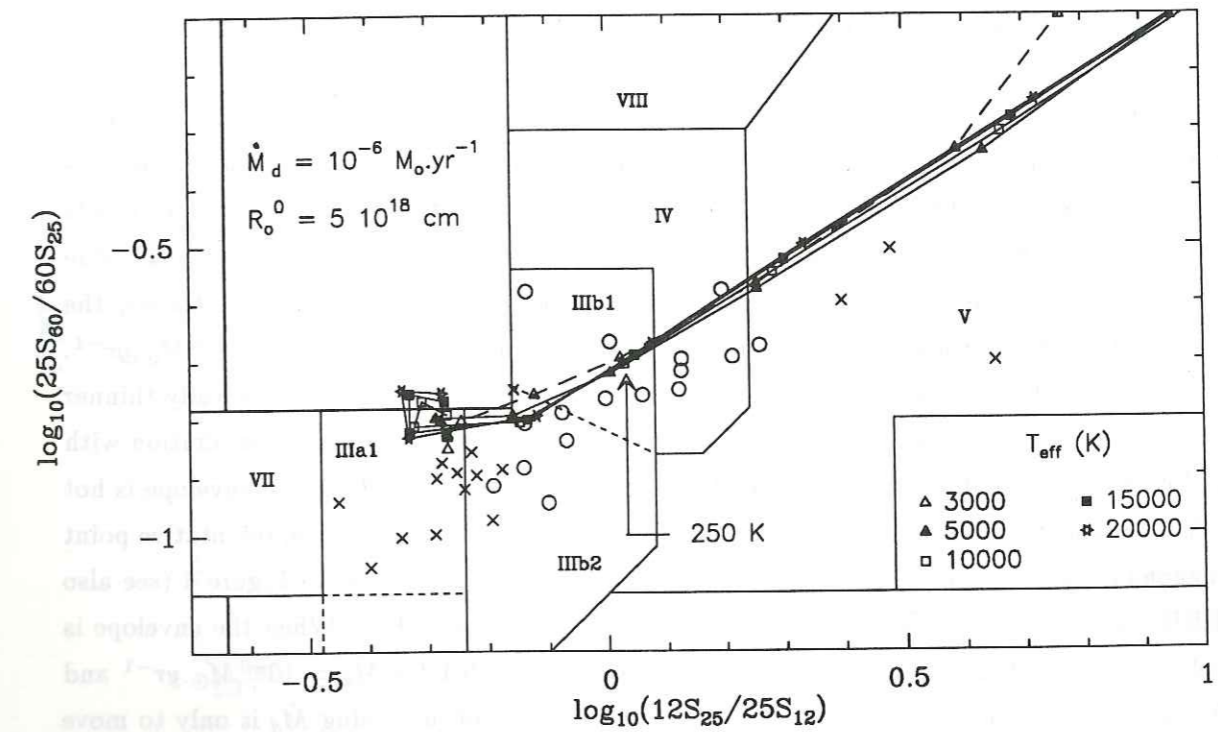
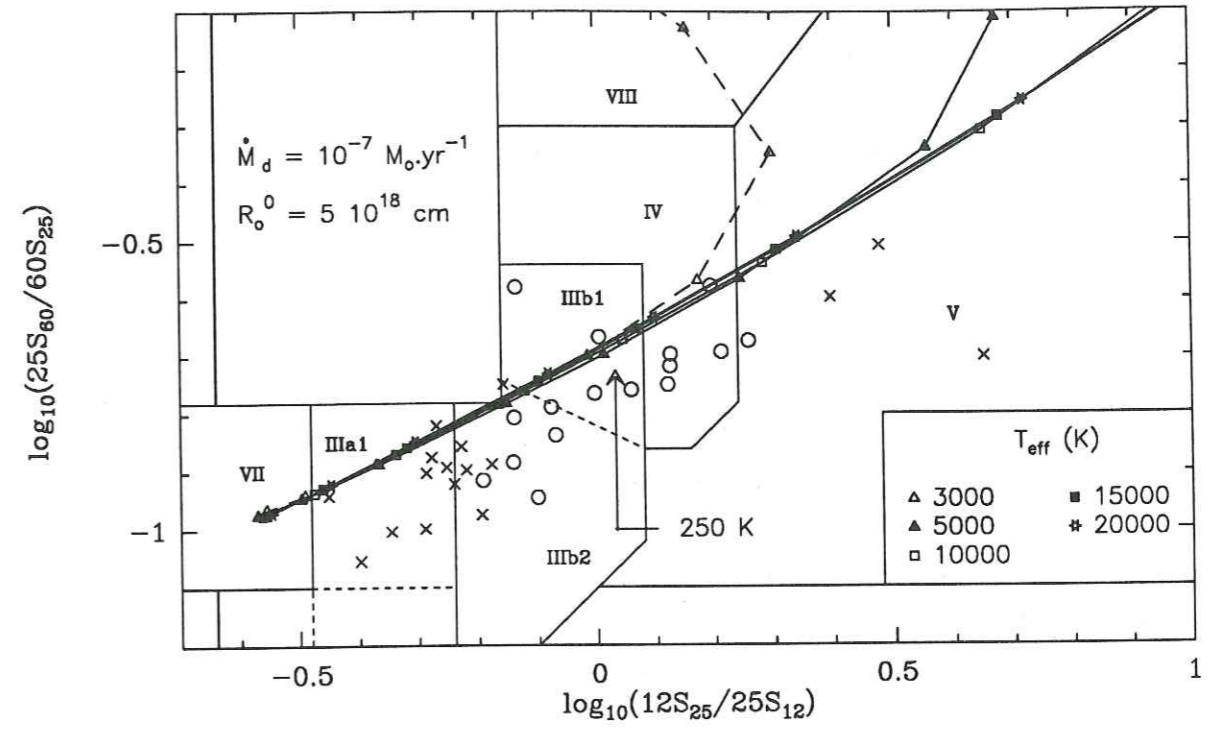


Figure 4c

(a) when $600 \geq T_{max} \geq 400$ K, we can see that the right part of region VII and the entire region IIIa1, where are located most late AGB stars, are covered by tracks for $10^{-7} \leq \dot{M}_d \leq 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$. Then, the color parameter $C_{21} = \log_{10}(12S_{25}/25S_{12})$ is correlated with T_{max} and \dot{M}_d together;

(b) when $T_{max} \leq 300$ K, from region IIIb2, C_{21} becomes almost completely independent of \dot{M}_d , and is strongly correlated with T_{max} if $T_{eff} \geq 5000$ K, which is appropriate for PPN.

Therefore, we can conclude that sources with $C_{21} \geq -0.15$, corresponding to $T_{max} \simeq 300$ K, have unambiguously move into the PPN stage. Figure 2 shows that such values of C_{21} are actually observed in the bluest intermediate spectra of our sample, in region IIIb2. Region IIIb1 is reached for $T_{max} \sim 250$ K, while the limit between regions IV and V is reached for $T_{max} \sim 200$ K. Thus, sources with intermediate LRS spectra should have $300 \geq T_{max} \geq 200$ K, while PPN with red LRS continuum should have $T_{max} < 200$ K. We will see in section IV.2. that the spectral evolution of the corresponding LRS spectra is actually reproduced for these values.

IV.1.2. Influence of the dust mass loss rate

It is useful to refer to the spatial temperature distribution of grains in order to discuss the influence of \dot{M}_d . Such distributions are presented in Figure 5 for grain size $a = 0.1 \mu m$, $T_{eff} = 5000$ K, and two values of T_{max} , 600 and 300 K. The full line corresponds to $\dot{M}_d = 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$, and the dashed line to $\dot{M}_d = 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$. As expected, due to an increase in opacity ($\tau_{10\mu} = 0.7$ for $\dot{M}_d = 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$ and $T_{max} = 600$ K), the temperature distribution is steeper in inner shells of the envelope when $\dot{M}_d = 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$. Consequently, the grains are colder everywhere (except at R_i) than for the optically thinner case where $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$. (In optically thin cases, the temperature distribution with radius is close to a line on a log-log scale, as mentioned by S85). When the envelope is hot ($T_{max} = 600$ K), the resultant effect of an increase of \dot{M}_d is to move the representative point diagonally in the color-color diagram, towards the upper right corner in Figure 4 (see also RRH; Bedijn, 1987; Volk and Kwok, 1988; Chan and Kwok, 1990). When the envelope is cold ($T_{max} \leq 300$ K), it is become optically thin ($\tau_{10\mu} = 0.1$ for $\dot{M}_d = 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$ and $T_{max} = 300$ K), and we can see in Figure 4 that the effect of increasing \dot{M}_d is only to move the point towards the top. Therefore, taking into account the influence of both T_{max} and \dot{M}_d , it seems impossible to distinguish, in region IIIa1, between sources with $T_{max} = 600$ K and $\dot{M}_d = 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$, and sources with $T_{max} = 400$ K and $\dot{M}_d = 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$. We could possibly distinguish them by using the S_{60}/S_{25} ratio, but this ratio is also dependent on the value of R_o . In fact, the variation in R_i from $T_{max} = 600$ K to $T_{max} = 400$ K is very small and corresponds to an evolution time of hardly ~ 100 yrs (see also section V), so the chances of observing, in region IIIa1, sources with very recently detached shell are very small too. Region IIIa1 is likely to contain objects still losing mass, near the end of the AGB

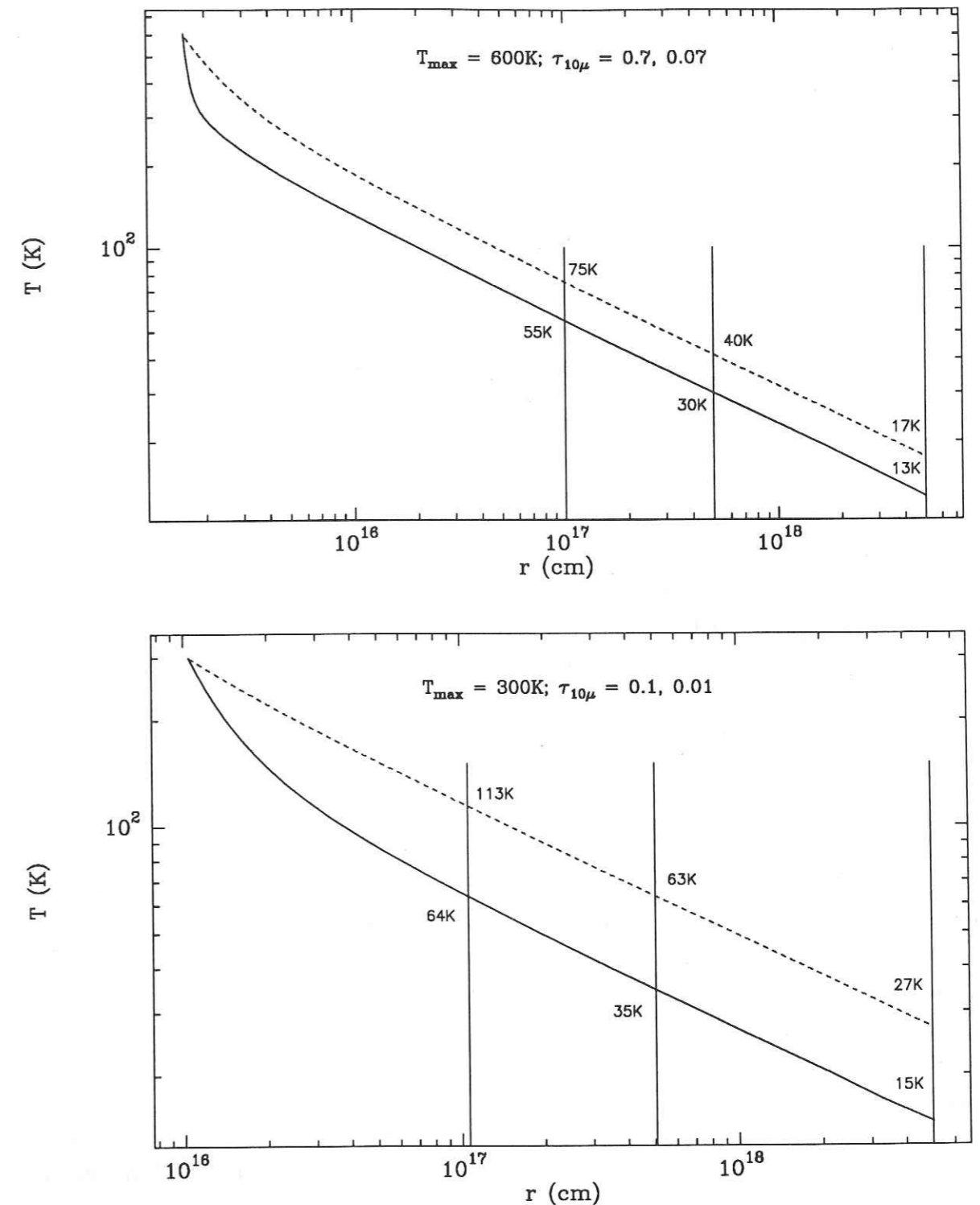


Figure 5 : Temperature distributions of grains for $T_{eff} = 5000$ K and two values of T_{max} , 600 and 300 K. The full line corresponds to $\dot{M}_d = 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$, and the dashed line to $\dot{M}_d = 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$. We also indicated the dust continuum opacity at $10 \mu m$ for each value of \dot{M}_d . The three values of R_o are marked by vertical lines, and we quoted the grain temperature for each value of R_o and \dot{M}_d .

stage, and with $\dot{M}_d > 10^{-7} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$. In this case, C_{21} is correlated with the mass loss rate, while it is correlated with T_{max} in colder regions. The status of the part of region IIIb2 with $C_{21} \leq -0.15$ remains unclear.

IV.1.3. Influence of the outer radius

Figures 4a, 4b, and 4c provide a qualitative description of the influence of R_o . When R_o^0 goes from $5 \cdot 10^{17}$ to 10^{17} cm (Figures 4a and 4b), the S_{60}/S_{25} ratio decreases significantly (like the S_{25}/S_{12} ratio, but to a lesser extent). When R_o^0 goes from $5 \cdot 10^{17}$ to $5 \cdot 10^{18}$ cm (Figures 4a and 4c), S_{60}/S_{25} tends to slightly increase, particularly for low values of T_{max} . In Figure 5, we show grain temperature distributions derived for $R_o^0 = 5 \cdot 10^{18}$ cm. We also have indicated each value of R_o by a vertical line. Since the envelope is always optically thin beyond 10^{17} cm, temperature distributions obtained for $R_o^0 = 10^{17}$ and $5 \cdot 10^{17}$ cm are equivalent to the one at $R_o^0 = 5 \cdot 10^{18}$ cm, cut at $r = 10^{17}$ and $5 \cdot 10^{17}$ cm respectively. Thus, we can see in Figure 5 that for $\dot{M}_d = 10^{-7} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ and $T_{max} = 600\text{K}$, the grain temperature is successively cut at 17, 40, and 75 K when R_o^0 goes from $5 \cdot 10^{18}$ to 10^{17} cm. Therefore, when R_o is small, the deficit of cold grains yields a significant decrease in the flux at $60\mu\text{m}$, and even sometimes at $25\mu\text{m}$. As the outer radius moves farther out, the emission seen in the $60\mu\text{m}$ band increases, as does that in the $100\mu\text{m}$ band. Generally, although depending on the mass loss rate, the $60\mu\text{m}$ band is saturated for $R_o \simeq 7 \cdot 10^{17} - 10^{18}$ cm, and the $100\mu\text{m}$ band for $R_o \simeq 5 \cdot 10^{18}$ cm. Figure 4 shows the mean value of R_o^0 needed to match the locations of the sample sources is about $\sim 5 \cdot 10^{17}$ cm with our emissivity law, but larger range is necessary to encompass every source. However, the uncertainties of IRAS broad band photometry measurements ($\sim 10 - 15\%$) lead to a dispersion of $\sim \pm 0.1 - 0.13$ in the two colors, so the spread of the source distribution may be due to this.

IV.1.4. Influence of the index of the emissivity law

A change of the index β has a direct influence on both the S_{25}/S_{12} and the S_{60}/S_{25} ratios. When β shifts from 1.4 (this paper) to 1.0 (RRH), both ratios are increased (see also Loup, 1991, for more detail). Typically, $\delta[\log_{10}(12S_{25}/25S_{12})] \simeq +0.1$ and $\delta[\log_{10}(25S_{60}/60S_{25})] \simeq +0.15$. Consequently, using $\beta = 1$, the mean value of R_o^0 needed to match sources location would be about 10^{17} cm instead of $5 \cdot 10^{17}$ cm with $\beta = 1.4$.

IV.1.5. Effective temperature

Between $T_{max} = 600$ K and $T_{max} \simeq 250$ K, all the tracks are almost superposed. However, we can see tracks for $T_{eff} = 3000$ K (open triangles), and 5000 K (full triangles), turn to the left. In fact, as mentioned by Willems and de Jong (1988), and Chan and Kwok (1988), the tracks follow a loop in the diagram, and go back to regions VIa and VII (Figure 1) at $T_{max} \simeq 50$ K. The turn arises when the photospheric emission of the star at $12\mu\text{m}$

dominates the emission of cold grains. Consequently, we can see the left turn happen at larger values of C_{21} for higher values of \dot{M}_d . This is true also when T_{eff} increases because the star radiation occurs at shorter wavelengths, and its contribution at $12\mu\text{m}$ decreases. Concerning the transition between the AGB and PN stages, since T_{eff} increases with time and most PN are located in region V, the main influence of T_{eff} is to prevent the turn of evolutionary tracks. Besides this phenomenon, there is a small dispersion in values of C_{21} at set T_{max} due to the size distribution as mentioned in section III.4.

IV.2. LRS spectral evolution

We verified that the location of sample sources is well matched by model tracks, and close correlation seems to be established between T_{max} and C_{21} during the evolution. We showed in section II that C_{21} is correlated with the shape of LRS spectra, due to the dust cooling, and the C_{21} interval for intermediate spectra is : $-0.15 \leq C_{21} \leq +0.25$, apparently corresponding with $300 \geq T_{max} \geq 200$ K. We now wish to verify that model LRS spectra can fit observed spectra for the expected values of T_{max} .

Model spectra are shown in Figure 6a for $600 \geq T_{max} \geq 400$ K, and Figure 6b for $300 \geq T_{max} \geq 150$ K. All these spectra are for $T_{eff} = 5000$ K because T_{eff} has little influence on the LRS shape. Each column corresponds to one particular dust mass loss rate (10^{-6} , 10^{-7} , and $10^{-8} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ respectively), so the spectral evolution is read downward. Model spectra do not take into account the sensitivity limit of detectors. Absolute intensities are derived for a distance of 1 kpc. We also superimposed some LRS spectra of our sample to allow easier comparisons : C_{21} value of the observed spectrum is chosen to be as close as possible to the value of the model spectrum, and a scale factor is applied to observed spectra. Note that our aim was not to fit each particular source, we just present the model grid and general view. A brief examination of Figures 6a and 6b shows the spectral evolution from blue continuum to red continuum is quite well fitted by the model. Furthermore, intermediate continua are actually found for $300 \geq T_{max} \geq 200$ K, in good agreement with observations. We now examine in more details physical parameters and observed spectra in both cases : $T_{max} \geq 400$ K, and $T_{max} \leq 300$ K.

IV.2.1. $T_{max} \geq 400$ K : the region IIIa1

Spectra with blue continuum are obtained for $600 \geq T_{max} \geq 400$ K (Figure 6a). More exactly, for $T_{max} = 600$ K, continuum derived for $\dot{M}_d = 10^{-7}$ and $10^{-8} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ are really blue (maximum before the LRS wavelength range), while continuum derived for $\dot{M}_d = 10^{-6} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ displays a maximum at $\sim 11\mu\text{m}$, due to the steeper temperature distribution (Figure 5). When T_{max} decreases, the maximum moves towards larger wavelengths, except for $\dot{M}_d = 10^{-6} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ because the envelope becomes optically thin at the same time. Consequently, as already noticed in the color-color diagram, the shape of LRS spectrum do

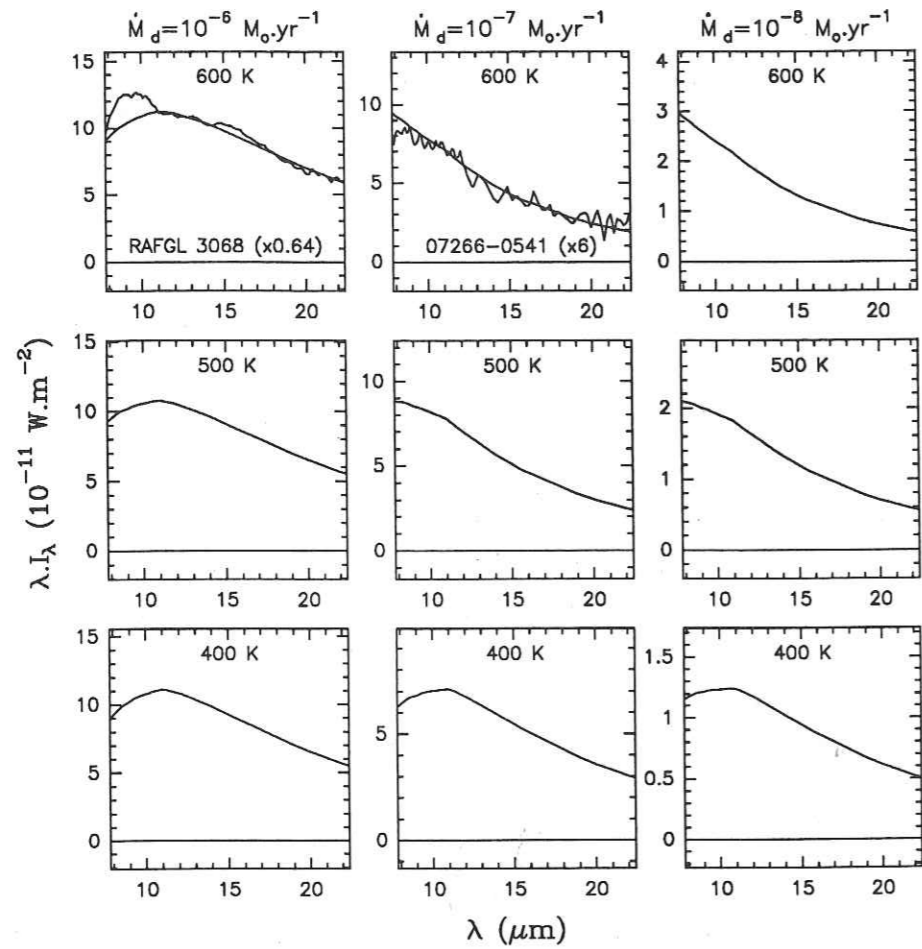


Figure 6a

Figures 6 : Model LRS spectra during the PPN evolution. Figure 6a shows spectra calculated for $T_{max} = 600$ to 400 K, and Figure 6b for $T_{max} = 300$ to 150 K. Each column is devoted to a particular \dot{M}_d : 10^{-6} , 10^{-7} , and $10^{-8} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$ respectively, so the spectral evolution is read downward. Absolute values are derived for $d = 1$ kpc. We also superimposed some LRS spectra of the source sample for comparisons; we applied them a scale factor, indicated in brackets.

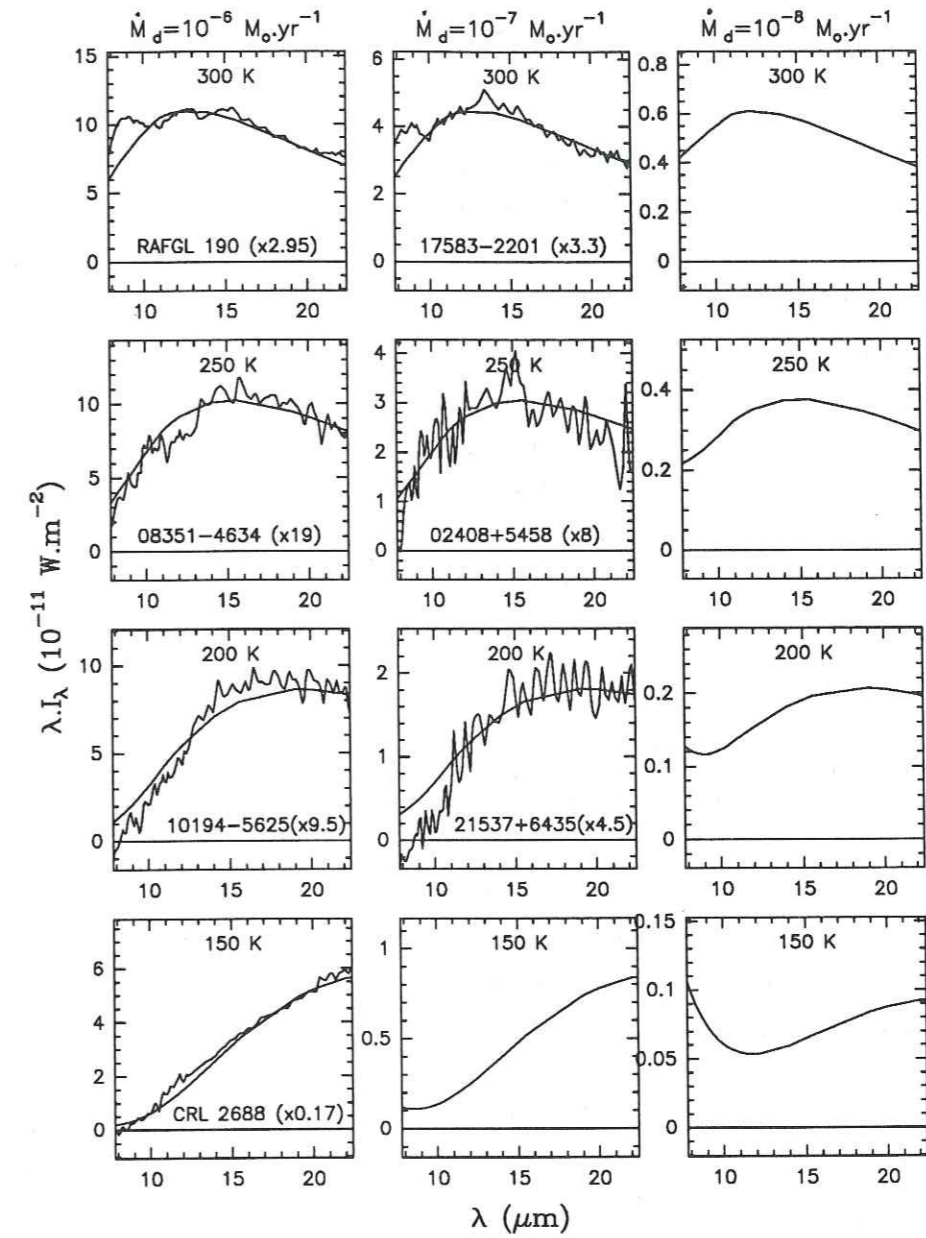


Figure 6b

not strictly allow a determination of T_{max} and \dot{M}_d together.

The LRS spectra of RAFGL 3068 is superposed on the $\dot{M}_d = 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$ and $T_{max} = 600 K$ model (our modelling rather provides $1.1 \cdot 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$ and $T_{max} = 630 K$). The shape of the continuum is well fitted, and the feature at $8.5 \mu m$ is clearly appearing. However, we cannot assert that the difference between RAFGL 3068 and the model is only due to the feature. Some spectra of the sample (in particular 06582+1507) have no clear evidence for such feature, and are flatter than model spectra.

The LRS spectrum of 07266-0541 is superposed on the $\dot{M}_d = 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$ and $T_{max} = 600 K$ model. In fact, we would obtain a better agreement with $T_{max} = 500 K$, for both the LRS shape and the source location (Figures 2 and 4). Indeed, this source is located in region IIIa1, while the start point of the track for $10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$ is in region VII. However, as mentioned in section IV.1.2, it is more likely that all sources in region IIIa1 have $T_{max} \geq 600 K$. Thus, we rather conclude that sources in region IIIa1 have $\dot{M}_d > 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$.

IV.2.2. $T_{max} \leq 300 K$: PPN evolution

Intermediate and red LRS spectra are found for $T_{max} \leq 300 K$. Whatever T_{max} , the shape of spectra is not dependant of \dot{M}_d for high mass loss rates (10^{-6} and $10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$). When $\dot{M}_d = 10^{-8} M_{\odot}.yr^{-1}$, the shape is modified because the stellar photospheric emission is contributing. This phenomenon strongly depends however on the value of T_{eff} , and, in addition, the intensity of resultant spectra is very weak. The chances to find such sources are therefore small. One important conclusion is that the IRAS data are not sufficient to put a constrain on the dust mass loss rate of PPN. Other photometric (or spectral) data are required at shorter wavelengths. For instance, we found $\tau(0.54 \mu) = 10 \times (\dot{M}_d / 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1})$ for $T_{max} = 300 K$, and $\tau(0.54 \mu) = 3.3 \times (\dot{M}_d / 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1})$ for $T_{max} = 200 K$ (without corrections for interstellar extinction).

We classified the LRS spectrum of RAFGL 190 as intermediate. However, this source is at least as optically thick as RAFGL 3068 : $[m(3.6) - m(N)] \simeq 7.4$ in RAFGL 3068 (Lebofsky and Rieke, 1977), and $\simeq 7.9$ in RAFGL 190 (Gehrz and Hackwell, 1976). Thus, RAFGL 190 is more likely still on the AGB sequence than already a PPN, and the required dust mass loss rate to explain its cold colors has to be larger than $10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$. In fact, as mentioned in section IV.1., the status of sources in region IIIb2 with $C_{21} \leq -0.15$ is not clear. We superposed the spectra of RAFGL 190 and 17583-2201 on the $T_{max} = 300 K$ model. This makes the feature at $8.6 \mu m$ to be clearly visible in RAFGL 190, and seems to occur in 17583-2201. We also note that, as for RAFGL 3068, the continuum is flatter than the model at short wavelengths ($\sim 8 - 12 \mu m$).

The spectrum of 02408+5458 does not exactly correspond to the selected model at large wavelengths of the LRS range. Its value of C_{21} is -0.07 , just intermediate between values derived for $T_{max} = 300 (-0.15)$ and $200 K (+0.03)$, and the shape of this spectrum is actually intermediate between those derived for these values of T_{max} . The LRS spectrum of

10194-5625 is somewhat steeper than the model at short wavelengths. This is probably due in part to the sensitivity limit of the detectors since the spectrum intensity is weak. However, similar shape, but more pronounced, is seen in 11544-6408 (Figure 3c). Finally, we conclude the evolutionary sequence by red LRS spectra derived for $T_{max} = 150 K$ (or less), which provide a good fit to the well known carbon-rich PPN AFGL 2688.

Taken as a whole, the model is in good agreement with IRAS observations. We were able to follow the PPN evolution as seen in the color-color diagram and the change of the LRS spectral shape together. However, we have not yet examined the consistency of the time scales implied by our physical parameters, and some points call for discussion.

V. DISCUSSION AND TIME SCALES

V.1. Outer radius

In section IV.1, we showed the mean value of R_o^0 to match the location of sources in the color-color diagram is $\sim 5 \cdot 10^{17} cm$, corresponding to 10^4 yrs of mass loss on the AGB sequence with an expansion velocity of $15 km.s^{-1}$. This evolution time is shorter than those usually envisaged for this entire phase (a few $10^4 - 10^5$ yrs). This could be due to our approximation of a steady mass loss. Indeed, considering the mass loss rate continuously increases along the AGB sequence, the actual dust density at large radii of the envelope is smaller than that inferred with constant mass loss rate. Then, the S_{60}/S_{25} ratio is smaller too, and we have to consider small values of R_o in order to offset this effect. This is quite clear in the Figure 3 of Bedijn (1987; and the Figure 9 of Chan and Kwok, 1990) who compare tracks obtained with steady mass loss and accelerated formula. On the other hand, if we believe to the superwind model, the dust mass loss rate increases abruptly by a factor of about 100. The dust emission is then completely dominated by the superwind, and the value of R_o we found would be only an estimation of the duration of the superwind phase. In fact, the dust emission at large wavelengths is controlled by three parameters : R_o , the mass loss history, and the index of the emissivity law. There are no ways to constrain the three parameters together without initial assumptions. Concerning late AGB stars, it would be reasonable to consider the outer radius is infinite. Then, even with a complete spectrum, the only method would be to test several mass loss formulae to derive β , or several values of β to derive the mass loss formula, and to use all data available in order to shrink the interval of possible solutions. For the present work, the values determined for R_o , β , and \dot{M}_d are consistent with the superwind hypothesis. It is not sure however that all C-rich AGB stars terminate the AGB sequence with mass loss rate as high as those of RAFGL 3068 and RAFGL 190. As mentioned by Volk and Kwok (1988), and Likkell (1990) for OH/IR stars, the final mass loss rate appears to be depending on the initial mass of the star on the main sequence. Concerning C-rich sources in regions IIIa1 and IIIb2, more spectral observations

and studies of the galactic distribution are required.

V.2. "Flatten" spectral shapes

We noticed in section IV.2 that some LRS spectra are somewhat flatter than our model spectra at short wavelengths ($\sim 8 - 12\mu m$), as seen in particular for RAFGL 3068, 06582+1507, RAFGL 190, and 17583-2201 (Figures 3 and 6). All these sources have $T_{max} \geq 300$ K. In order to obtain flatter model spectra at short wavelengths, it is necessary to widen the temperature distribution of grains, i.e. to add hotter grains radiating towards $8-12\mu m$. The most evident method for that seems to decrease the value of the inner radius of the shell. However, when R_i is decreased at constant \dot{M}_d , the dust density at R_i is increased, and, finally, the temperature distribution is steeper in the inner part of the shell (Figure 5). Therefore, we have to add hot grains, but with a weaker density, in order to obtain a flatter temperature distribution. Let us consider a double shell structure : the inner shell has "low" dust density, while the outer shell has "high" dust density. Typically, the high density shell parameters are : $\dot{M}_d = 10^{-6} M_{\odot}.yr^{-1}$, $\tau(9\mu) \simeq 1$ (corresponding to RAFGL 3068). Of course, the radiation emitted by the inner shell is strongly absorbed by the outer shell ; however, with $\tau(9\mu) \simeq 1$, about 40% of the inner shell emission is not absorbed by the outer shell and could be seen in the global spectrum. On the other hand, since $\tau(3\mu) \sim 4$, hardly 2% of the hot region emission is not absorbed. Therefore, the inner region would be seen in the global spectrum only beyond $\sim 5\mu$ (depending on the exact physical parameters for each source). Two conditions are required to allow the inner shell emission to be actually visible in the global spectrum : first, the opacity has to be small enough in the inner shell in order to avoid the self-absorption at $\sim 9\mu m$; second, the absolute intensity of the emission has to be of the same order than that of the outer shell. Though apparently conflicting, the both requirements are not incompatible. Indeed, we can see in Figure 6a that absolute intensities derived between $8-12\mu m$ for the both cases $\dot{M}_d = 10^{-6}$ and $10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$, and for $T_{max} = 600$ K, are almost equal. The emission of the inner shell we consider is not the same that the one of the $\dot{M}_d = 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$ model since the outer radius is here especially small. However, the emission at $\sim 9\mu m$ mainly comes from the inner part of the envelope (typically from radii of a few 10^{14} cm). Therefore, although detailed calculations are required to test the interval of possible values of the density in the inner shell, it seems that the observed spectra can be obtained with a decreasing density law towards short radii.

Such a density law would be attributed to two phenomenons. First, it would be not surprising that the mass loss rate decreases at the end of the AGB stage. This decrease however has to be less abrupt than assumed by Schönberner. Second, the density law is also dependent on the grain condensation mechanism in the inner part of the envelope ; grains are probably not formed instantaneously. It is likely that both phenomenons influence the density law in the inner part of the envelope.

V.3. Evolution time between the AGB and PN stages

One problem is to define the limit between the AGB and PPN stages. We mentioned in section IV.2. that RAFGL 190, though located in region IIIb2 and corresponding to $T_{max} = 300$ K, is probably still on the AGB, or just at the end of the AGB. In addition, the evolution time inferred between $T_{max} = 600$ and 300 K is hardly ~ 250 yrs (assuming the mass loss is completely stopped). Then, we define the start of the PPN stage at $T_{max} \simeq 300$ K. We derive the following evolution times as a function of the value of T_{max} :

300 K	→	0 yrs	→	IIIb2
250 K	→	250 yrs	→	IIIb1
200 K	→	700 yrs	→	IV - V
150 K	→	1900 yrs	→	V ($C_{21} \simeq +0.65$)
120 K	→	3700 yrs	→	V ($C_{21} \simeq +1.0$)

We can see the region V, where are located most planetary nebulae (Figure 1), is reached in about 1000 yrs. In the Schönberner model, applied to a star of $1M_{\odot}$ on the main sequence, the effective temperature of the star reaches 20000 K in ~ 3000 yrs. This is consistent with our result since we found this time corresponds to $T_{max} \simeq 120$ K (Figure 4). It seems however that this evolution time strongly depends on the initial mass of the star in model of stellar evolution. In addition, when the source is become a planetary nebula, free-free radiation contributes to the 12 and $25\mu m$ emission. We may roughly estimate the PPN life time in matching the location of PN in region V from $C_{21} \simeq +0.25$ ($T_{max} \simeq 200$ K) to $C_{21} \simeq +1$ ($T_{max} \simeq 120$ K). In this way, the life time of the PPN stage should range between ~ 700 and 4000 yrs.

VI. CONCLUSIONS

From a sample of almost 1000 sources selected on the basis of their cold IRAS colors (regions IIIa, IIIb, IV, and V, according to van der Veen and Habing definitions), we found 16 objects having LRS spectra highly characteristic for very young PPN. The maximum of their emission occurs in the LRS wavelength range, while AGB stars have blue LRS spectra, and known PPN located in region V have red LRS spectra.

The infrared spectral evolution of sources during the transition between AGB to planetary nebulae was studied using a simple model. Constant mass loss rate is assumed on the AGB sequence, as well as abrupt cessation of mass loss at the beginning of the PPN stage. Radiative transfer was solved numerically.

Despite the simplicity of the model, we obtained a very good agreement between models and IRAS observations, as well for IRAS colors as for LRS spectra evolution. We derived that very young PPN displaying the maximum of emission in the LRS wavelength range have left the AGB sequence since less than 700 years. The dust temperature at the inner radius of the shell, T_{max} , ranges between 300 and 200 K, and very young PPN are located in regions IIIb2 and IV. PPN with red LRS spectra (maximum of emission longward of the LRS wavelength range) are located in region V and have smaller values of T_{max} typically ranging between 150 and 100 K. The total life time of the PPN stage should range between 1000 and 4000 years.

CHAPITRE 8

EXCÈS À 60 et 100 μm DES ENVELOPPES CIRCUMSTELLAIRES

D'ÉTOILES CARBONÉES VISUELLES ET D'ÉTOILES S

I. INTRODUCTION

L'un des plus intéressants problèmes de l'évolution des étoiles AGB soulevé à l'heure actuelle est la transition entre les étoiles à photosphère riche en oxygène et celles riches en carbone, ainsi que le statut des étoiles S. Dans les modèles d'évolution stellaire, l'augmentation de l'abondance du carbone au niveau de la photosphère serait due à des phases de "dredge-up" consécutives, elles-mêmes prenant place après chaque pulse thermique. Récemment, Little-Marenin (1986), et Willems et de Jong (1988), ont mis en évidence l'existence de neuf étoiles carbonées visuelles entourées d'une enveloppe circumstellaire contenant des silicates, signature en principe d'une source riche en oxygène. Little-Marenin l'a interprété comme étant dû à un système binaire dont l'une des étoiles serait oxygénée et l'autre carbonée. Willems et de Jong y ont vu la preuve de l'existence de la transition entre les étoiles oxygénées et carbonées. Dans leur modèle, la composition chimique de la photosphère changerait extrêmement rapidement (en l'espace de quelques années) consécutivement à un pulse thermique. Le pulse thermique aurait de plus pour conséquence de faire pulser l'étoile irrégulièrement, ce qui diminuerait considérablement le taux de perte de masse, voir l'arrêterait. Ensuite, l'enveloppe de silicates s'éloignerait de l'étoile en se refroidissant pendant un temps de l'ordre de 10^4 ans. Parallèlement, Zuckerman et Dyck (1986b), Olofsson et al. (1987), et van der Veen et Habing (1988), avaient déjà remarqué qu'un certain nombre d'étoiles carbonées visuelles telles que U Cam ont un "excès d'émission" à $60 \mu m$, c'est à dire que leur émission vers 12 et $25 \mu m$ est essentiellement photosphérique, alors qu'elles ont une valeur de la densité de flux à $60 \mu m$ anormalement élevée, signifiant la présence de poussières froides. Le modèle de Willems et de Jong donne une explication naturelle de ce phénomène par la présence de l'enveloppe fossile. Néanmoins, si l'existence d'une enveloppe détachée est la meilleure façon de rendre compte de l'excès à $60 \mu m$, sa composition chimique est encore très controversée (Zuckerman et Maddalena, 1987; de Jong, 1987). De fait, hormis ces neuf étoiles très particulières, la composition chimique de l'enveloppe fossile est totalement inconnue, et nul n'a encore trouvé le bon moyen de la mettre en évidence.

Ce chapitre est un travail préparatoire à une analyse en cours sur des observations des molécules HCN et CN dans les étoiles carbonées visuelles ayant un excès d'émission à $60 \mu m$. Ces observations seront peut-être un moyen de déterminer la composition chimique de l'enveloppe fossile, au moins pour un certain nombre d'étoiles. Si l'excès à $60 \mu m$ des étoiles carbonées visuelles est souvent cité de manière qualitative, aucune limite ni définition n'a encore été posée. Pourtant il est nécessaire de pouvoir se faire une idée, au moins grossière, du pourcentage des étoiles carbonées visuelles qui sont entourées d'une enveloppe circumstellaire fossile. Dans le cadre des modèles de Willems et de Jong, ce devrait être toutes. Dans ce but, nous avons d'abord réuni un échantillon de sources riches en carbone et d'étoiles S répondant

à des critères très stricts de bonnes qualités de flux IRAS dans les quatre bandes, et surtout de non contamination par les cirrus pour nous permettre d'utiliser la densité de flux à $100 \mu m$ (paragraphe II). Dans le paragraphe III, nous tentons de donner une définition de l'excès à 60 et $100 \mu m$, du moins nous en donnons une limite supérieure, en nous basant sur diverses modélisations infrarouges des poussières dans les étoiles carbonées en train de perdre de la masse. Il en découle que plus de la moitié des sources de l'échantillon doivent être entourées d'une enveloppe détachée, et que toutes les étoiles S de l'échantillon ont un excès à 60 ou/et $100 \mu m$. Dans le dernier paragraphe, nous présentons des traces d'évolution similaires à celles déduites par Willems et de Jong (1988), et Chan et Kwok (1988), bien qu'obtenues avec la loi d'émissivité déduite au chapitre 6 pour des grains de carbone amorphe. Ceci nous permet d'insister sur le fait que les modélisations infrarouges ne peuvent contraindre la composition chimique de l'enveloppe fossile, et également de présenter les traces d'évolution dans le diagramme de couleur (S_{100}/S_{60}) en fonction de (S_{60}/S_{25}), où S_{12} , S_{25} et S_{60} sont les densités de flux données dans le PSC à 12, 25, et $60 \mu m$ respectivement (*IRAS Point Source Catalogue*, 1988).

II. SÉLECTION DES SOURCES

Notre but était de rechercher toutes les étoiles AGB riches en carbone ayant un "excès" à 60 ou/et $100 \mu m$. Nous avons procédé en deux étapes. La première étape consistait à sélectionner des sources probablement carbonées sur des critères grossiers de densité de flux IRAS et de type LRS, puis à ne garder que celles ayant de bonnes qualités de flux dans les quatre bandes IRAS, et non contaminées par les cirrus de façon à s'assurer que les valeurs des densités de flux à 60 et $100 \mu m$ reflètent bien l'émission de la source et non celle de nuages moléculaires environnants. Dans une seconde étape, nous avons vérifié plus précisément le caractère riche en carbone de chaque source ; parmi les objets sélectionnés se trouvaient aussi un certain nombre d'étoiles S que nous avons gardées dans l'échantillon. Aucune limite sur les valeurs des densités de flux ou sur le flux total IRAS n'a été prise.

première étape

(i) sélection de toutes les sources ayant $C_{32} \equiv \log_{10}(25S_{60}/60S_{25}) \geq -1.1$ et $C_{21} \equiv \log_{10}(12S_{25}/25S_{12}) \leq 0$. Dans le diagramme de couleur C_{32} en fonction de C_{21} (appelé dans la suite diagramme 12-25-60) ces critères correspondent aux régions VII, IIIa1, IIIb2, VIa, et VIb, et une partie des régions I, IV, et VIII, selon les définitions de van der Veen et Habing (1988), et Omont et al. (1991, chapitre 1 ; O91 dans la suite). Les régions connues pour contenir essentiellement des étoiles AGB riches en oxygène, c'est à dire les régions II, IIIa3, et IIIa2 sont éliminées (Zuckerman et Dyck, 1986b ; van der Veen et Habing, 1988 ; O91).

(ii) bonnes qualités de flux IRAS dans les quatre bandes, soit $FQ = 3 \ 3 \ 3 \ 3$.

(iii) indicateurs de cirrus ("cirrus flags") ayant des valeurs signifiant que la source n'est pas contaminée par des cirrus environnants, soit, d'après les définitions et les prescriptions de *The Explanatory Supplement* (1988), $CIRR1 \leq 3$, $CIRR2 \leq 4$, et $CIRR3 \leq 30 \text{ MJy.st}^{-1}$.

(iv) élimination de toutes les sources ayant des spectres LRS publiés dans l'*Atlas of Low Resolution Spectra* (Olson et Raimond, 1986) de type 2n où $n \geq 4$, et 3n, 6n, 7n où $n=1$ à 9. Nous avons conservé dans un premier temps tous les types LRS 21, 22, et 23 car O91 ont montré qu'ils sont souvent caractéristiques des étoiles carbonées dans les régions IIIa1 et IIIb2.

(v) élimination de toutes les étoiles ayant des types spectraux connus supérieurs à M ou C, ou ayant une identification dans le catalogue des nébuleuses planétaires de Strasbourg sauf IRC+10216, ou ayant une identification comme étoiles binaires. Nous ne voulions conserver en effet que les étoiles isolées étant encore probablement sur l'AGB, et dans la mesure du possible éliminer toutes les pré-nébuleuses planétaires et nébuleuses planétaires.

Après ces cinq sélections, il ne restait que 74 sources car les critères sur les qualités de flux et la non contamination par les cirrus sont extrêmement contraignants. Il est généralement nécessaire lorsque l'on sélectionne des étoiles AGB répertoriées dans le catalogue du PSC d'ajouter des critères particuliers pour éliminer les objets jeunes ; ici les critères (ii) et (iii) étaient suffisants pour cela.

Seconde étape

Parmi ces 74 sources, certaines appartiennent à des catalogues les identifiant comme étoiles carbonées visuelles ou comme étoiles S. Pour identifier le type chimique des autres sources, nous ne disposons que de l'information du spectre LRS. En principe, le type LRS 4n indique la présence de la bande de SiC en émission à $11.3 \mu m$, mais certaines étoiles oxygénées sont classées 4n car elles présentent la bande des silicates à $10 \mu m$ seulement en partie auto-absorbée. Inversement, les types LRS 21, 22 (et parfois 23) sont caractéristiques des étoiles carbonées dans les régions IIIa1 et IIIb2 (O91), mais on trouve quelques étoiles oxygénées dans la région VII qui pourraient avoir de tels types LRS. Nous avons donc vérifié tous les spectres LRS de ces sources, soit dans l'atlas LRS, soit en les extrayant de la base de données des spectres LRS. Nous avons alors éliminé 5 sources qui présentaient la bande des silicates en émission à $10 \mu m$, et 7 autres qui n'avaient pas de spectre LRS. Il reste finalement 62 sources. Nous en présentons la liste dans la table 1. Leurs positions dans le diagramme 12-25-60, et dans le diagramme $C_{43} \equiv \log_{10}(60S_{100}/100S_{60})$ en fonction de C_{32} (appelé dans la suite diagramme 25-60-100), sont présentées dans la figure 1. Elles sont réparties en trois catégories :

a) *Étoiles riches en carbone : 43 sources*

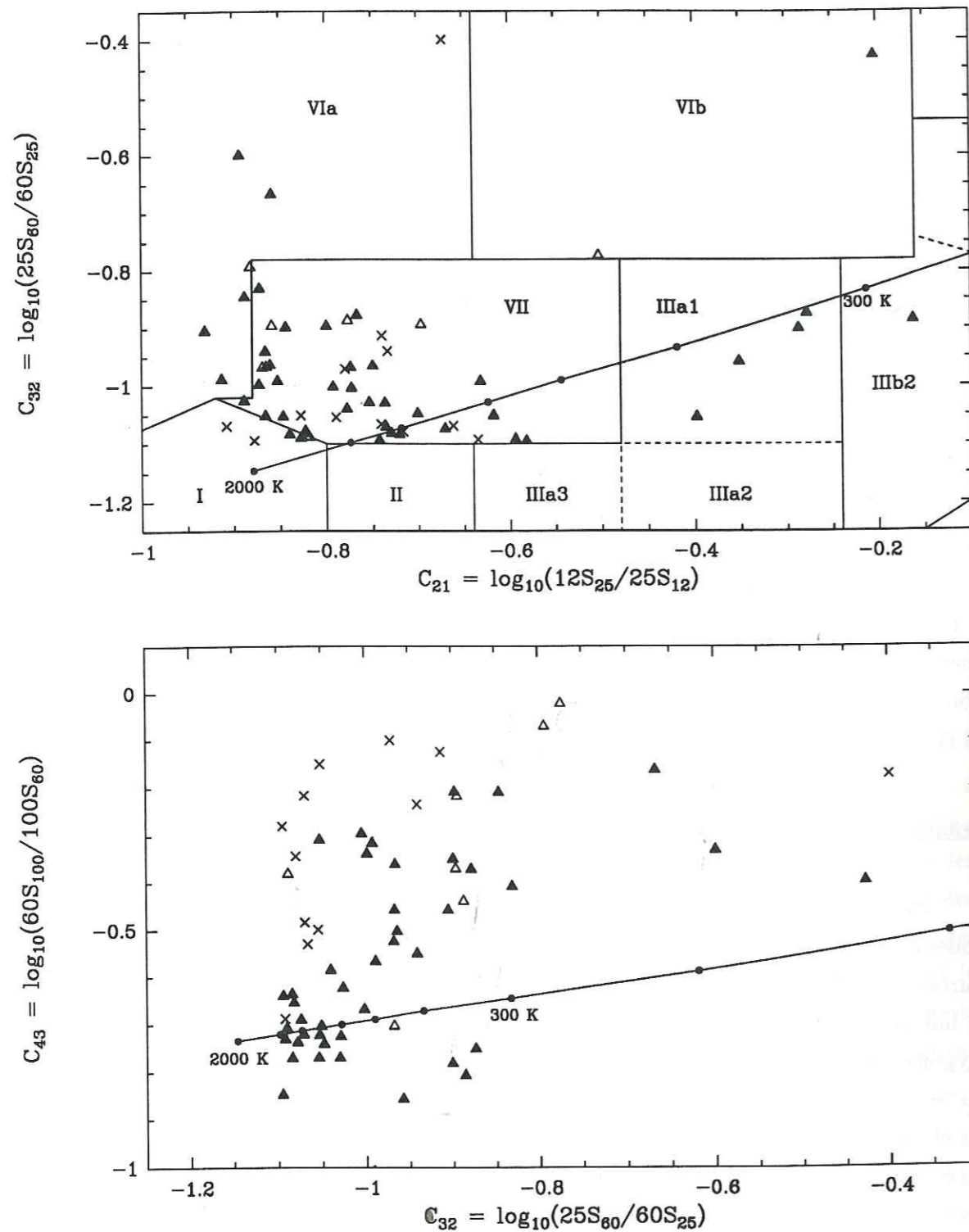


Figure 1 : sources de l'échantillon dans les deux diagrammes de couleur. Les sources carbonées sont représentées par des triangles pleins, les étoiles S par des triangles vides, et les sources ayant un spectre LRS sans caractéristiques par des croix. La droite indique les positions de corps noirs à différentes températures.

Leur richesse en carbone est assurée soit par leur appartenance au *Cool Carbon Stars Catalogue* (Stephenson, 1973, 1976), soit par la présence de la bande de SiC en émission dans leur spectre LRS, soit par leur identification comme sources carbonées dans O91. 32 d'entre elles ont une identification dans le domaine visible, presque toutes ont une identification RAFGL (Price et Murdock, 1983) ou IRC (Neugebauer et Leighton, 1969), sauf 4 qui sont seulement des sources IRAS. Notons encore que 8 font partie du groupe II de l'échantillon de Willems (1988a ; correspondant à une température de couleur dans le domaine du proche infrarouge $T_{NIR} > 2000$ K), et 2 font partie du groupe III (Willems, 1988b ; $T_{NIR} < 2000$ K). Les cinq sources situées dans les régions IIIa1 et IIIb2 appartiennent à l'échantillon de O91.

b) Étoiles S : 7 sources

Elles sont toutes identifiées comme étoiles S dans le *S Stars Catalogue* (Stephenson, 1973, 1976). Leurs spectres LRS ne présentent aucune bande particulière en émission ou en absorption comme l'indique en principe leur type LRS 1n, mais celui de AA Cam n'existe pas dans la base de données des spectres LRS.

c) Objets ayant des spectres LRS sans bandes d'émission ou d'absorption : 12 sources

Toutes ces sources ont un type LRS 1n et leurs spectres sont en effet sans caractéristiques. D'après leurs couleurs IRAS, et l'absence de silicates, ce sont probablement soit des étoiles S, soit des étoiles carbonées. Néanmoins, leurs spectres LRS montrent que l'émission observée par IRAS est essentiellement photosphérique. Par conséquent, il n'est pas exclu que certaines d'entre elles soient riches en oxygène, en particulier les deux sources situées dans la région I.

Notre méthode de sélection pose deux problèmes. En premier lieu nous n'avons sélectionné que le haut de la région I, et pas du tout la région II. Il y a pourtant quelques étoiles carbonées et étoiles S identifiées dans le catalogue du PSC dans ces régions (voir par exemple la figure 3 du chapitre 3), et il nous faudra donc y faire une recherche pour que l'échantillon soit homogène, en particulier pour les étoiles S. Le second problème est un biais introduit par les critères sur les qualités de flux et la non contamination par les cirrus. Ces critères défavorisent fortement les sources situées dans le plan galactique. La latitude galactique moyenne de notre échantillon est de 32° en valeur absolue, alors que la majorité des étoiles carbonées visuelles et des sources de type LRS 4n sont contenues à l'intérieur de 15° , voir 10° pour les LRS 4n, de part et d'autre du plan galactique (Volk et Kwok, 1988).

Sans faire aucun calcul, on peut faire une remarque simple en examinant la figure 1. Nous y avons aussi reporté les points correspondants à des corps noirs de différentes températures. Le point qui nous intéresse particulièrement est le plus à gauche dans les deux diagrammes et correspond à une température de 2000 K, c'est à dire à l'émission de la

Table 1a: étoiles carbonées

nom IRAS	nom	C_{21}	C_{32}	C_{43}	région	LRS	remarques
00248 + 3518	AQ And	-0.86	-0.67*	-0.16*	VIa	43	GL, IRC, CCS, (II)
02152 + 2822	...	-0.35	-0.96	-0.86	IIIa1	43	(O91)
02270 - 2619	R For	-0.85	-1.05	-0.72	VII	43	GL, IRC, CCS
03112 - 5730	case 136	-0.73	-1.08	-0.65	VII	43	SAO, CCS
04459 + 6804	ST Cam	-0.87	-1.00*	-0.34*	VII	42	GL, IRC, SAO, CCS, (II)
05418 - 4628	W Pic	-0.84	-0.90*	-0.35*	VII	41	SAO, CCS
06528 - 4218	case 623	-0.77	-0.88*	-0.37*	VII	42	GL, SAO, CCS
06582 + 1507	...	-0.16	-0.89	-0.81	IIIb2	22	(O91)
07266 - 0541	...	-0.40	-1.05	-0.77	IIIa1	1n	(O91)
07454 - 7112	...	-0.62	-1.05	-0.70	VII	43	...
07582 - 1933	...	-0.58	-1.09	-0.85	VII	44	...
08171 - 2134	RAFGL 5250	-0.29	-0.90	-0.78	IIIa1	22	GL, (O91)
08416 - 2525	case 1277	-0.72	-1.08	-0.64	VII	44	GL, IRC, CCS
08525 + 1725	X Cnc	-0.87	-0.94*	-0.55	VII	42	GL, IRC, SAO, CCS, (II)
08538 + 2002	T Cnc	-0.89	-1.03*	-0.62	VII	23	GL, IRC, SAO, CCS, (II)
09452 + 1330	IRC+10216	(-0.63)	-0.99	-1.01	VII	43	GL, IRC
09521 - 7508	RAFGL 4098	-0.59	-1.09	-0.73	VII	43	GL
10131 + 3049	CIT 6	-0.75	-1.03	-0.72	VII	04	GL, IRC, CCS
10329 - 3918	U Ant	-0.89	-0.60*	-0.33*	VIa	21	SAO, CCS
10350 - 1307	U Hya	-0.77	-1.00	-0.30*	VII	4n	GL, IRC, CCS
10416 + 6740	VY UMa	-0.89	-0.85*	-0.21*	VIa	42	GL, IRC, SAO, CCS, (II)
10491 - 2059	V Hya	-0.70	-1.05	-0.74	VII	4n	GL, IRC, SAO, CCS
11308 - 1020	...	-0.74	-1.03	-0.77	VII	44	...
11331 - 1418	case 1886	-0.20	-0.43*	-0.40	VIb	.	SAO, CCS
12226 + 0102	SS Vir	-0.82	-1.08	-0.74	VII	04	GL, IRC, CCS, (II)
12394 - 4338	case 2025	-0.67	-1.07	-0.69	VII	43	NSV, CCS
12427 + 4542	Y CVn	-0.91	-0.99*	-0.57*	VIa	42	GL, IRC, SAO, CCS, (II)
12447 + 0425	RU Vir	-0.84	-1.08	-0.77	I	44	GL, IRC, CCS, (III)
12544 + 6615	RY Dra	-0.86	-0.96*	-0.50*	VII	41	GL, IRC, SAO, CCS, (II)
15094 - 6953	X Tra	-0.86	-0.97*	-0.46*	VII	42	SAO, CCS
15477 + 3943	V CrB	-0.83	-1.09	-0.71	I	4n	GL, IRC, SAO, CCS
17079 - 6554	...	-0.74	-1.07	-0.72	VII	43	...
17389 - 5742	V Pav	-0.77	-0.97*	-0.52*	VII	45	SAO, CCS
17556 + 5813	T Dra	-0.79	-1.00*	-0.67	VII	45	GL, IRC, CCS, (III)
19233 + 7627	UX Dra	-0.85	-0.99*	-0.32*	VII	23	GL, IRC, SAO, CCS
19314 - 1629	AQ Sgr	-0.80	-0.90*	-0.21*	VII	43	GL, IRC, SAO, CCS
20141 - 2128	RT Cap	-0.87	-1.05*	-0.31*	VII	4n	GL, IRC, CCS
21032 - 0024	RV Aqr	-0.74	-1.09	-0.64	VII	45	GL, IRC, CCS
21168 - 4514	T Ind	-0.87	-0.83*	-0.41*	VII	17	SAO, CCS
21197 - 6956	Y Pav	-0.75	-0.97*	-0.36*	VII	22	SAO, CCS
21358 + 7823	S Cep	-0.78	-1.04	-0.58*	VII	4n	GL, IRC, SAO, CCS
23166 + 1655	RAFGL 3068	-0.28	-0.87	-0.75	IIIa1	02	GL, (O91)
23438 + 0312	TX Psc	-0.93	-0.90*	-0.46*	VIa	1n	GL, IRC, SAO, CCS

Table 1b: étoiles S

nom IRAS	nom	C_{21}	C_{32}	C_{43}	région	LRS	remarques
00192 - 2020	T Cet	-0.87	-0.97*	-0.70	VII	16	GL, IRC, SAO
04352 + 6602	T Cam	-0.86	-0.90*	-0.37*	VII	17	GL, IRC
07043 + 2246	R Gem	-0.78	-0.89*	-0.44*	VII	16	IRC, SAO
07096 + 6853	AA Cam	-0.70	-0.89*	-0.22*	VII	.	GL, IRC, SAO
17553 + 4521	OP Her	-0.82	-1.09	-0.38*	I	17	GL, IRC, SAO
20100 - 6225	SAO 254758	-0.88	-0.79*	-0.07*	VIa	18	SAO
20120 - 4433	RZ Sgr	-0.50	-0.77*	-0.02*	VIb	16	...

Table 1c: LRS sans caractéristiques

nom IRAS	nom	C_{21}	C_{32}	C_{43}	région	LRS	remarques
00254 - 1156	IRC-10010	-0.91	-1.07*	-0.48*	I	17	GL, IRC, SAO
03415 + 8010	SS Cep	-0.63	-1.09	-0.69	VII	17	GL, IRC, SAO
05069 - 3434	RAFGL 699	-0.74	-1.07	-0.53*	VII	16	GL, SAO
08117 + 2453	RX Cnc	-0.79	-1.05	-0.50*	VII	16	GL, IRC, SAO
10112 + 5635	IRC+60202	-0.73	-0.94*	-0.23*	VII	17	GL, IRC
14455 - 3625	SAO 205966	-0.88	-1.09	-0.28*	I	18	GL, SAO
16487 + 1025	IRC+10313	-0.67	-0.40*	-0.17*	VIa	13	IRC
17240 + 7154	IRC+70139	-0.83	-1.05	-0.15*	VII	17	GL, IRC, SAO
18378 - 3731	AM Cra	-0.72	-1.08	-0.34*	VII	15	SAO
19285 + 4853	IRC+50296	-0.66	-1.07	-0.22*	VII	15	GL, IRC
20208 + 0747	IRC+10465	-0.74	-0.91*	-0.12*	VII	17	GL, IRC
22034 - 6857	NSV 14021	-0.78	-0.97*	-0.10*	VII	16	NSV

Tables 1: Sources de l'échantillon. La table 1a contient les objets riches en carbone identifiés par leur appartenance au catalogue des *Cool Carbon Stars*, ou par la présence de SiC dans leur spectre LRS, ou suivant les critères de O91 (Omont et al., 1991, chapitre 1). La table 1b contient des étoiles appartenant au *General Catalogue of S Stars* (Stephenson, 1973, 1976). La table 1c contient des sources ayant un spectre LRS sans caractéristiques et n'appartenant pas aux précédents catalogues. Ce sont probablement des étoiles carbonées ou des étoiles S. Les variables C_{21} , C_{32} , et C_{43} sont définies respectivement par: $C_{21} = \log_{10}(12S_{25}/25S_{12})$, $C_{32} = \log_{10}(25S_{60}/60S_{25})$, et $C_{43} = \log_{10}(60S_{100}/100S_{60})$. Une étoile accolée à C_{32} ou à C_{43} indique un excès à 60 ou 100 μm respectivement d'après les équations (3) et (4). La colonne suivante indique la région du diagramme 12-25-60 où se trouve la source suivant les définitions de van der Veen et Habing (1988), et O91.

La dernière colonne indique l'appartenance à divers catalogues: (GL): *The Revised Air Force Geophysics Laboratory Infrared Sky Survey*, Price et Murdock, 1983 (IRC): *The Two Micron Sky Survey*, Neugebauer et Leighton, 1969 (SAO): *The Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalogue*, 1966 (CCS): *The General Catalogue of Cool Carbon Stars*, Stephenson, 1973, 1976 (NSV): *The New Catalogue of Suspected Variable Stars*, Kukarkin et al., 1981 ou à l'échantillon de O91, ou à l'un des groupes de sources (II ou III) défini par Willems (1988a, 1988b, voir texte).

photosphère d'une étoile ayant la même température effective. Un certain nombre d'étoiles AGB carbonées ont une température effective de 2500 K, ce qui déplace le point un peu plus vers la gauche dans les deux diagrammes (voir aussi figure 3). Les étoiles carbonées visuelles et les étoiles S situées à gauche du diagramme 12-25-60 perdent de la masse à un faible taux puisque l'étoile est visible et que leur valeur de C_{21} correspond approximativement à celle obtenue pour un corps noir à 2000 K. En particulier l'émission à 12 et 25 μm des étoiles du groupe II de Willems (1988a) est essentiellement photosphérique. Toutes leurs couleurs IRAS devraient donc être similaires à celles obtenues pour un corps noir à 2000 ou 2500 K. La figure 1 montre que c'est loin d'être toujours le cas ; les sources de l'échantillon ont souvent des valeurs de C_{32} et C_{43} bien plus élevées. Ces rapports (S_{60}/S_{25}) et (S_{100}/S_{60}) élevés impliquent la présence de poussières froides émettant préférentiellement à 60 et/ou 100 μm . Puisque nous avons sélectionné les sources de façon à ce qu'elles ne soient pas contaminées par les cirrus, la seule explication est d'invoquer la présence d'une enveloppe circumstellaire fossile autour de l'étoile. Cet "excès" d'émission à 60 μm a été remarqué d'abord par Zuckerman et Dyck (1986b), Olofsson et al. (1987), et van der Veen et Habing (1988). Il est interprété comme témoignant d'une ancienne phase de perte de masse de l'étoile, suivi d'un arrêt temporaire. Willems et de Jong (1986) avaient de plus constaté l'existence de neuf étoiles carbonées visuelles entourées d'enveloppes circumstellaires composées de silicates (voir aussi Little-Marenin, 1986), et en ont déduit que cette phase d'interruption de la perte de masse était une conséquence de la transition entre les étoiles riches en carbone et les étoiles riches en oxygène, transition qui serait consécutive à un pulse thermique. Quelle qu'en soit l'interprétation dans le cadre de l'évolution des étoiles AGB, cet excès à 60 et 100 μm existe, il est même flagrant dans l'échantillon présenté ici, mais il convient de le définir un peu mieux que qualitativement.

III. TENTATIVE DE DÉFINITION DE L'EXCÈS À 60 ET 100 μm

III.1. Modélisations de l'émission infrarouge des étoiles AGB carbonées perdant de la masse

L'un des meilleurs moyens à l'heure actuelle de mettre en évidence l'existence d'une enveloppe circumstellaire fossile froide est de comparer les couleurs IRAS de l'échantillon de sources sélectionnées précédemment à des modèles réalisés pour des sources en train de perdre de la masse à un taux plus ou moins important. Le rayon intérieur de l'enveloppe est alors situé près de la photosphère, et il n'y a pas d'enveloppe fossile. Comme nous l'avons déjà signalé dans les précédents chapitres, l'émission à grande longueur d'onde, qui justement nous intéresse particulièrement ici, dépend de la loi d'émissivité des grains, de la loi de densité dans l'enveloppe, et du rayon extérieur.

Nous pouvons nous soustraire au problème de la loi de densité assez rapidement. Si

l'on suppose que le taux de perte de masse est constant, la loi de densité est en $1/r^2$. Cette hypothèse fournit des valeurs des rapports (S_{60}/S_{25}) et (S_{100}/S_{60}) qui sont des limites supérieures par rapport à celles que fournirait une loi de densité plus raide liée à un taux de perte de masse croissant (Bedijn, 1987 ; Chan et Kwok, 1990). Par conséquent, en nous basant sur une loi de densité en $1/r^2$, nous obtiendrons une définition de l'excès à 60 et 100 μm qui sera aussi une limite supérieure ; un taux de perte de masse croissant aura pour conséquence d'aggraver encore l'importance de cet excès.

Ensuite, il nous reste trois paramètres qui influent sur les couleurs IRAS, la valeur du taux de perte de masse, le rayon extérieur, et la loi d'émissivité des grains. Cela ne pose aucun problème de faire varier les deux premiers paramètres, par contre la loi d'émissivité des grains est mal connue. Nous avons donc comparé plusieurs résultats de modélisations utilisant différentes lois d'émissivité. De notre côté, nous avons utilisé la loi d'émissivité s'appliquant aux sources carbonées déduite au chapitre 6, avec la même distribution de taille. Nous avons utilisé cinq valeurs du rayon extérieur : $R_e = 10^{17}$, $3 \cdot 10^{17}$, 10^{18} , $3 \cdot 10^{18}$, et 10^{19} cm, ainsi que trois valeurs de l'opacité à 10 μm , 0.003, 0.03, et 0.3. La température des grains au rayon intérieur, R_i , est $T_{max} = 1000$ K, celle de l'étoile est $T_* = 2000$ K. Les résultats sont présentés dans la figure 2 dans les deux diagrammes de couleur. Chaque trace est faite à rayon extérieur fixé. Dans le diagramme 12-25-60, nous n'avons pas reporté les résultats pour $R_e = 10^{19}$ cm ; ce sont les mêmes que pour $R_e = 3 \cdot 10^{18}$ cm car l'émission à 60 μm est déjà saturée.

Dans la figure 3 nous avons reporté les traces obtenues par Rowan-Robinson et al. (1986 ; RR86 dans la suite), et par Chan et Kwok (1990 ; CK90 dans la suite) pour des sources riches en carbone. Comme nous, ils utilisaient une loi de densité en $1/r^2$; seuls RR86 donnaient leurs résultats dans le diagramme 25-60-100. Ces derniers utilisaient $T_{max} = 1000$ K, $T_* = 2000$ K, et $R_e/R_i = 1000$, alors que nos cinq valeurs de R_e correspondent à $R_e/R_i = 385$, 1154, 3850, 11540, et 38500. Ils utilisaient une loi d'émissivité en λ^{-1} au-delà de $\lambda = 1.4 \mu m$. Le point le plus à gauche de leur trace doit correspondre approximativement à l'émission de la photosphère, ensuite chaque point correspond à une valeur de plus en plus grande de τ_{uv} lorsque l'on se déplace vers la droite. D'après leurs définitions, on a :

$$\tau(10\mu m) = 10^{-1.096} \tau_{uv} \simeq 0.08 \tau_{uv} \quad (1)$$

Ainsi les points dans le diagramme 12-25-60 correspondent à $\tau(10\mu m) = 0.008$, 0.04, 0.08, 0.16, 0.4, et 0.8 (pour $\tau_{uv} = 0.1$, 0.5, 1, 2, 5, et 10), et ceux dans le diagramme 25-60-100 à $\tau(10\mu m) = 0.08$ et 0.8. Du point de vue du rayon extérieur, leur trace peut être comparée à celle que nous obtenons pour $R_e = 3 \cdot 10^{17}$ cm ($R_e/R_i = 1150$). Pour une valeur de $\tau(10\mu m)$ donnée, ils obtiennent des valeurs de C_{21} , C_{32} , et C_{43} supérieures aux nôtres. Ceci met en évidence l'influence de la loi d'émissivité des grains (leur indice vaut 1 alors que nous avons pris 1.4 ; voir aussi équation 1 du chapitre 6).

CK90 ont utilisé $T_{max} = 1500$ K, $T_* = 2500$ K, et $R_e/R_i = 1000$. Leur principale originalité est d'avoir déduit une loi d'émissivité tenant compte de SiC en s'appuyant sur un

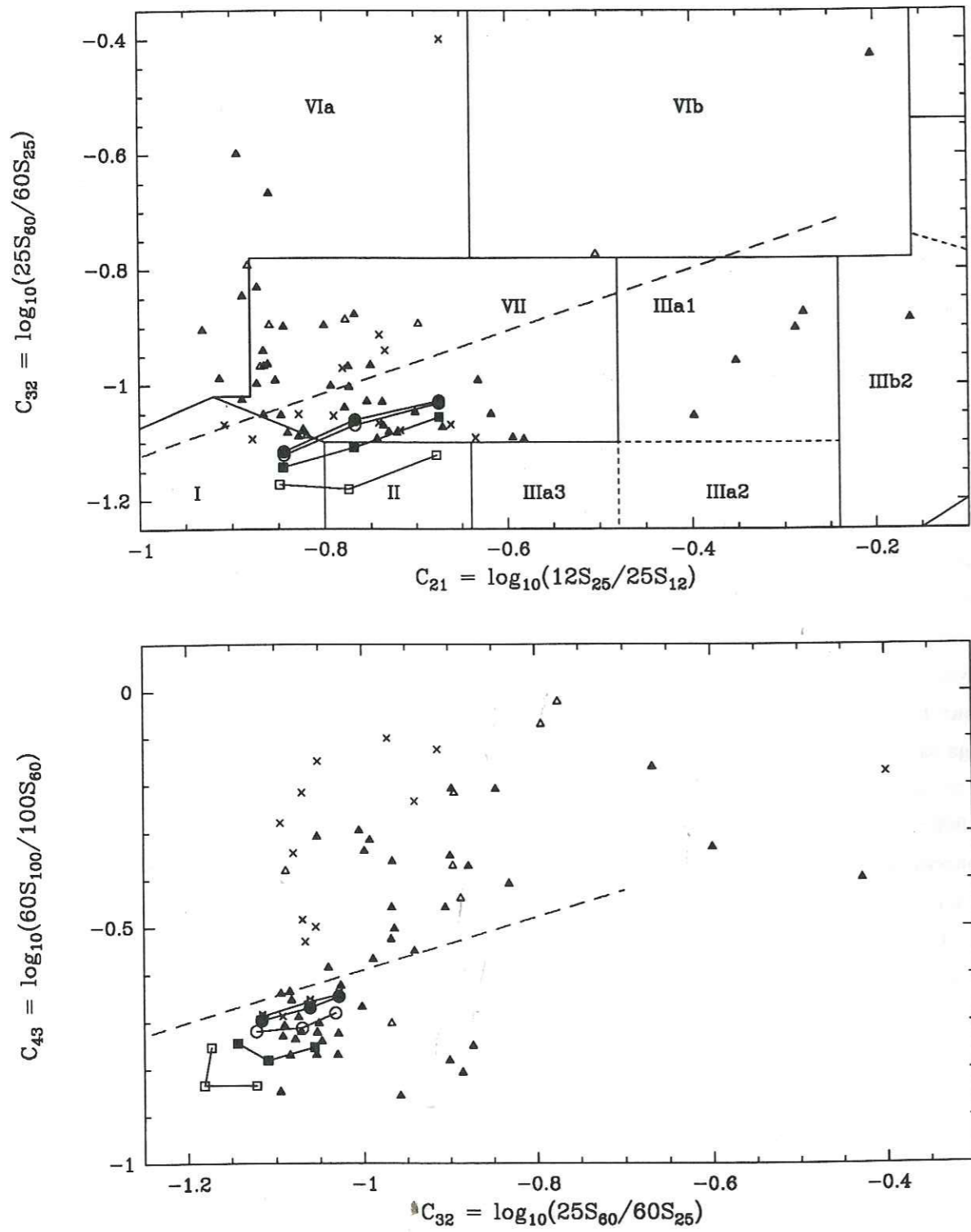


Figure 2 : traces obtenues pour la modélisation d'étoiles carbonées perdant de la masse. De gauche à droite, les points de chaque trace correspondent à des opacités à $10\mu\text{m}$ de 0.003, 0.03, et 0.3. Les carrés vides sont les résultats obtenus avec $R_e = 10^{17}$ cm, les carrés pleins avec $R_e = 3 \cdot 10^{17}$ cm, les cercles vides avec $R_e = 10^{18}$, les cercles pleins avec $R_e = 3 \cdot 10^{18}$ (et les étoiles qui n'apparaissent que (et à peine) dans le diagramme 25-60-100 avec $R_e = 10^{19}$).

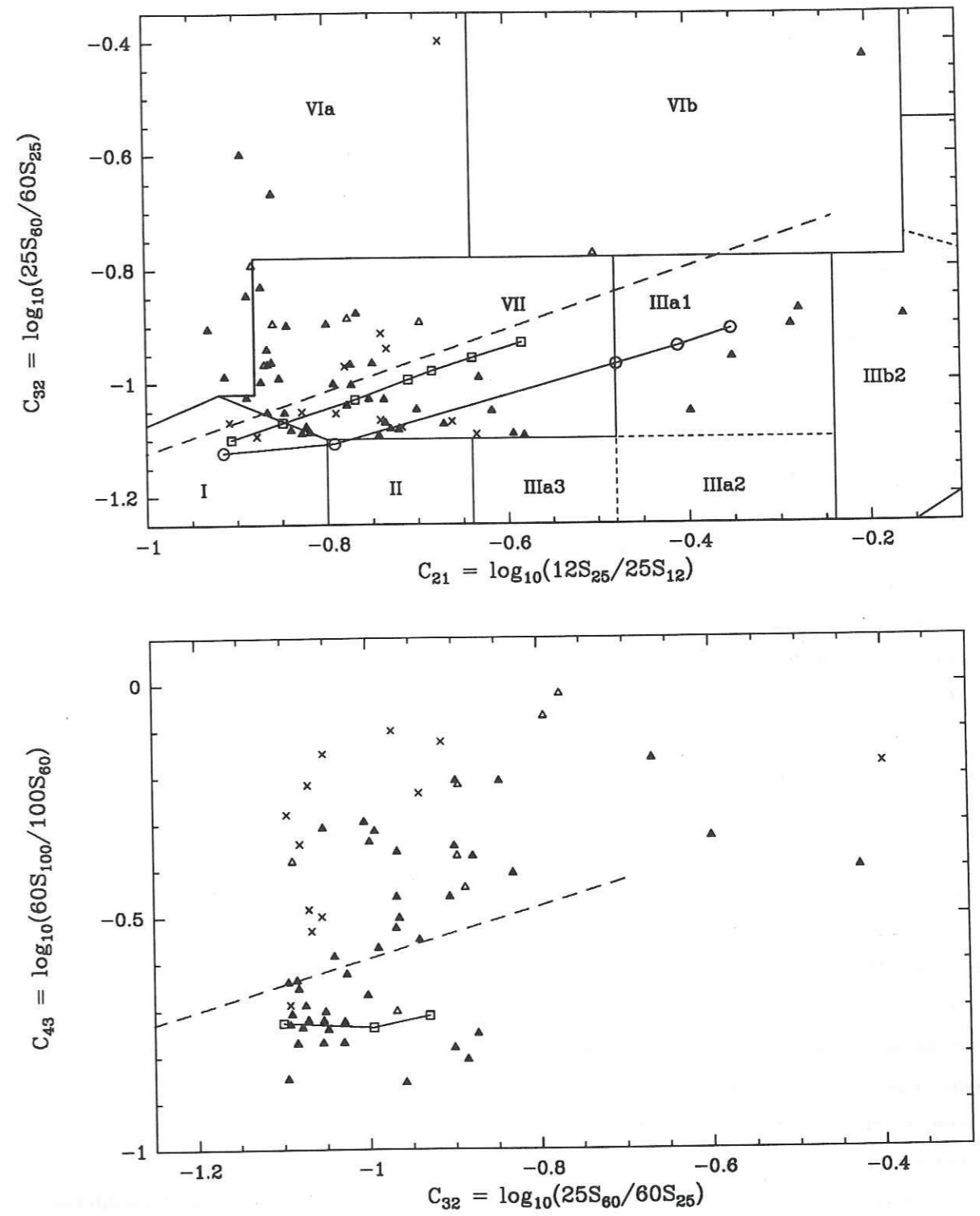


Figure 3 : traces obtenues par Rowan-Robinson et al. (1986, RR86; carrés) avec des grains de carbone amorphe, et par Chan et Kwok (1990, CK90; cercles) pour du carbure de silicium. Le point le plus à gauche de la trace de CK90 correspond à la photosphère de l'étoile à une température de 2500 K.

échantillon complet de sources carbonées de type LRS 4n. Il est très difficile de la comparer à celle de RR86 ou à la nôtre car, même en faisant abstraction de la bande de SiC centrée à $11.3 \mu m$, ce n'est pas une loi de puissance. On peut la décrire grossièrement comme suit : $Q_\lambda \propto \lambda^{-0.9}$ pour $0.1 \leq \lambda \leq 1 \mu m$, $Q_\lambda \propto \lambda^{-1.2}$ pour $1 \leq \lambda \leq 6 \mu m$, $Q_\lambda \propto \lambda^{-1}$ pour $15 \leq \lambda \leq 35 \mu m$, $Q_\lambda \propto \lambda^{-1.5}$ pour $\lambda \geq 35 \mu m$, et la bande de SiC qui a une forme complexe entre 6 et $15 \mu m$. Leur trace dans le diagramme 12-25-60 est indiquée par l'opacité à $11.3 \mu m$, soit $\tau(11.3 \mu) = 0.01, 3, 4, \text{ et } 5$, et le point le plus à gauche correspond à l'émission d'un corps noir à 2500 K. On peut évaluer très grossièrement l'opacité correspondante à $10 \mu m$ au niveau du continuum (i.e. en faisant abstraction de SiC) en traçant une droite entre 6 et $35 \mu m$:

$$\tau(10 \mu m) \sim \tau(11.3 \mu m)/3 \quad (2)$$

ce qui donne des valeurs de $\tau(10 \mu m)$ de l'ordre de 0.003, 1, 1.3, et 1.7. Les trois derniers points de leur trace représentent donc des modèles plus optiquement épais que ceux de RR86 ou les nôtres, d'autant plus qu'ils précisent que la bande de SiC commence à être auto-absorbée pour ces trois valeurs. Les valeurs de C_{21} et C_{32} sont donc plus élevées comme on s'y attend lorsque l'opacité augmente, mais, étant donné leur loi d'émissivité complexe, il est impossible de déterminer quelle est l'influence exacte de la bande de SiC dans le décalage des valeurs de C_{21} et C_{32} par rapport à ce que donnerait une loi d'émissivité en loi de puissance.

III.2. Définition de l'excès à 60 et 100 microns

Quelle que soit la trace considérée dans les deux diagrammes de couleur, c'est à dire quelle que soit la loi d'émissivité utilisée, on peut faire deux constatations globales :

(i) les traces suivies lorsque l'opacité augmente sont grossièrement des droites si $R_e \geq 3 \cdot 10^{17}$ cm.

(ii) un grand nombre des étoiles de l'échantillon ont des valeurs de C_{32} et C_{43} beaucoup plus élevées, à C_{21} donné, que ce que l'on peut obtenir avec des modèles sans enveloppe fossile, ayant une enveloppe circumstellaire dont le rayon intérieur est proche de la photosphère (typiquement à cinq fois le rayon de l'étoile) où les poussières les plus chaudes ont une température de 1000 à 1500 K.

Nous définissons les excès à 60 et $100 \mu m$ en prenant les modèles qui donnent les valeurs de C_{32} et C_{43} les plus grandes possibles, c'est à dire que nous essayons de donner des limites supérieures. Nous choisissons donc le modèle de RR86 qui utilise une loi d'émissivité en λ^{-1} , et de plus nous extrapolons ce modèle à des valeurs de rayons extérieurs très grandes (soit $R_e = 10^{19}$ cm pour lequel les flux à 60 et à $100 \mu m$ sont saturés) d'après nos propres résultats. De cette façon, dans le diagramme 12-25-60, toutes les sources situées au-dessus de la droite définie par (voir figures 2 et 3) :

$$C_{32} \simeq 0.55 C_{21} - 0.58 \quad (3)$$

ont une valeur de C_{32} excessive par rapport à ce que peuvent produire les modèles. C'est ce que nous appellerons par la suite l'excès à $60 \mu m$. Ceci pourrait aussi être interprété comme un manque d'émission à $25 \mu m$ dû à l'absence de poussières chaudes. Nous ne poursuivons pas cette droite au-delà de la région IIIb2 car nous avons montré au chapitre précédent que cette limite correspond approximativement aux plus forts taux de perte de masse trouvés pour les étoiles carbonées perdant de la masse (non PPN). En tenant compte des sources 06582+1507 et RAFGL 190, dont le statut d'évolution n'est pas tout à fait clair (sont-elles à la fin de l'AGB ou déjà des PPN ?), cette droite peut être prolongée jusqu'à $C_{21} \simeq -0.15$. Le même raisonnement a été appliqué dans le diagramme 25-60-100 et donne la droite limite (figures 2 et 3) :

$$C_{42} \simeq 0.56 C_{32} - 0.02 \quad (4)$$

qui définit l'excès à $100 \mu m$. Toutes les sources ayant un excès à 60 ou/et $100 \mu m$ d'après les équations (3) et (4) sont repérées dans la table 1 par une étoile accolée à la valeur de C_{32} ou/et C_{43} .

En procédant de la sorte, nous trouvons que 50% de toutes les étoiles de l'échantillon ont un excès d'émission à $60 \mu m$, et 56% à $100 \mu m$. En détaillant un peu plus, 51% des étoiles carbonées de l'échantillon ont un excès à 60 ou/et $100 \mu m$, toutes les étoiles S, et 11 sources sur 12 pour les objets ayant des spectres LRS sans bandes d'émission ou d'absorption. De plus, tous les objets ayant un excès à 60 ou/et $100 \mu m$, sauf 4 qui sont dans le dernier groupe, ont une contrepartie visible. Ces sources sont aussi celles qui sont situées le plus à gauche dans le diagramme 12-25-60 si l'on fait exception des deux objets de la région VIb qui ont une enveloppe récemment détachée ; leur valeur moyenne de C_{21} est de -0.85 pour les étoiles carbonées, -0.82 pour les étoiles S, et -0.77 pour les 11 autres sources. Les sources carbonées qui ont $C_{21} \geq -0.7$ (excepté celles de la région VIb), c'est à dire les sources de la partie droite de la région VII et des régions IIIa1 et IIIb2, n'ont pas d'excès à 60 ou/et $100 \mu m$.

Les équations (3) et (4) sont des limites supérieures. En fait, la trace de RR86 donne des valeurs de C_{32} trop élevées dans les régions IIIa1 et IIIb2 (si l'on extrapole leur trace en suivant celle de CK90) par rapport à l'emplacement d'une source telle que RAFGL 3068 qui, parmi les étoiles carbonées infrarouge a l'une des valeurs de C_{32} les plus élevées (voir table 1). Si nous redéfinissons les excès à 60 et $100 \mu m$ en nous basant sur notre loi d'émissivité, mais toujours en prenant $R_e = 10^{19}$ cm, les constantes des équations (3) et (4) deviennent respectivement -0.47 et -0.06 . Nous trouvons alors que 68% des sources de l'échantillon ont un excès à $60 \mu m$, et 63% ont un excès à $100 \mu m$, mais toutes les sources avec $C_{21} \geq -0.7$ (toujours en excluant les deux sources de la région VIb), n'ont toujours pas d'excès à 60 ou $100 \mu m$. Finalement, il s'avère que la majorité des sources de l'échantillon doivent être entourées d'une enveloppe fossile. Avant de se risquer à généraliser ces proportions, il nous faudra d'abord rechercher les sources riches en carbone et les étoiles S dans la partie de la région I que nous n'avons pas couverte, et dans la région II. Même ainsi, ce genre de recherche sera toujours biaisé par rapport au plan galactique à cause des critères de sélection sur les

qualités de flux et de non contamination par les cirrus. Concernant les étoiles S, nous avons un problème supplémentaire qui est que la composition chimique des grains est mal connue. On peut raisonnablement supposer que celle-ci est similaire à celle des poussières des étoiles carbonées, ou des étoiles oxygénées, ou intermédiaire entre les deux. Dans ce cas, puisque les silicates donnent des valeurs de C_{32} plus faibles que des grains de carbone amorphe (Bedijn, 1987; Volk et Kwok, 1988), nos définitions de l'excès à 60 et 100 μm constituent toujours des limites supérieures. Il est remarquable de constater que toutes les étoiles S de l'échantillon ont un excès d'émission à 60 ou/et 100 μm , alors que ce fait n'est généralement mentionné que pour les étoiles carbonées visuelles.

IV. SILICATES OU CARBONE AMORPHE ?

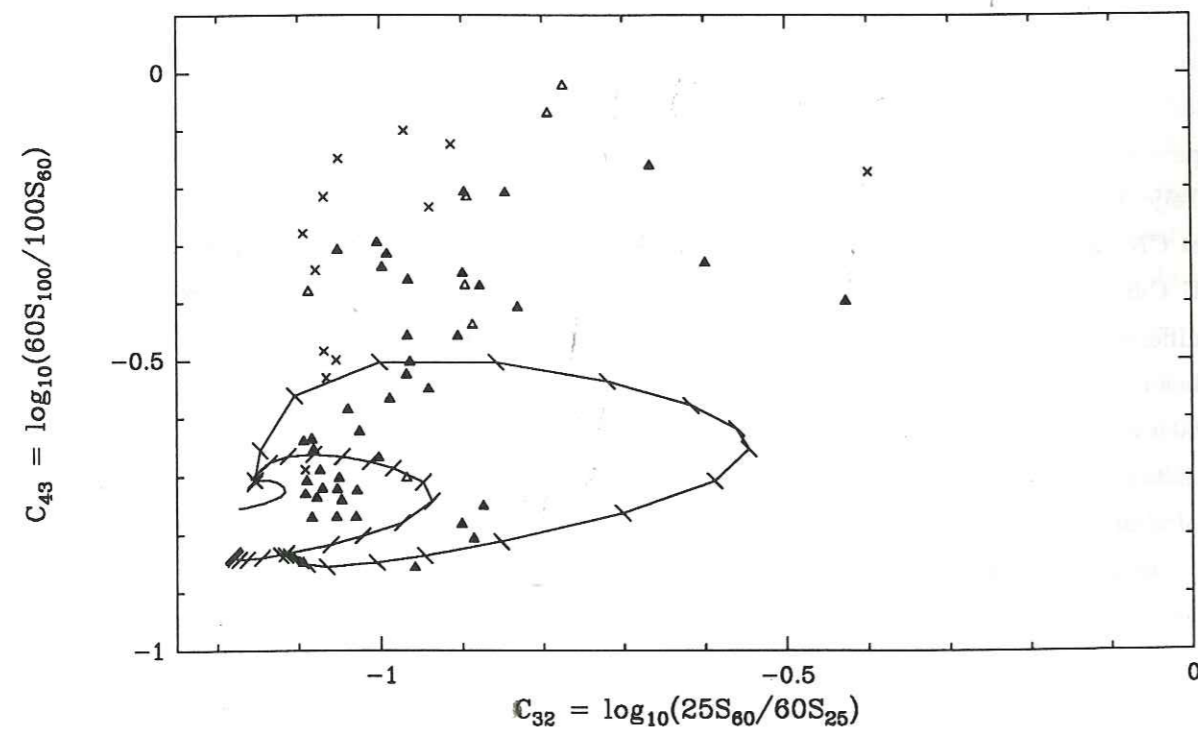
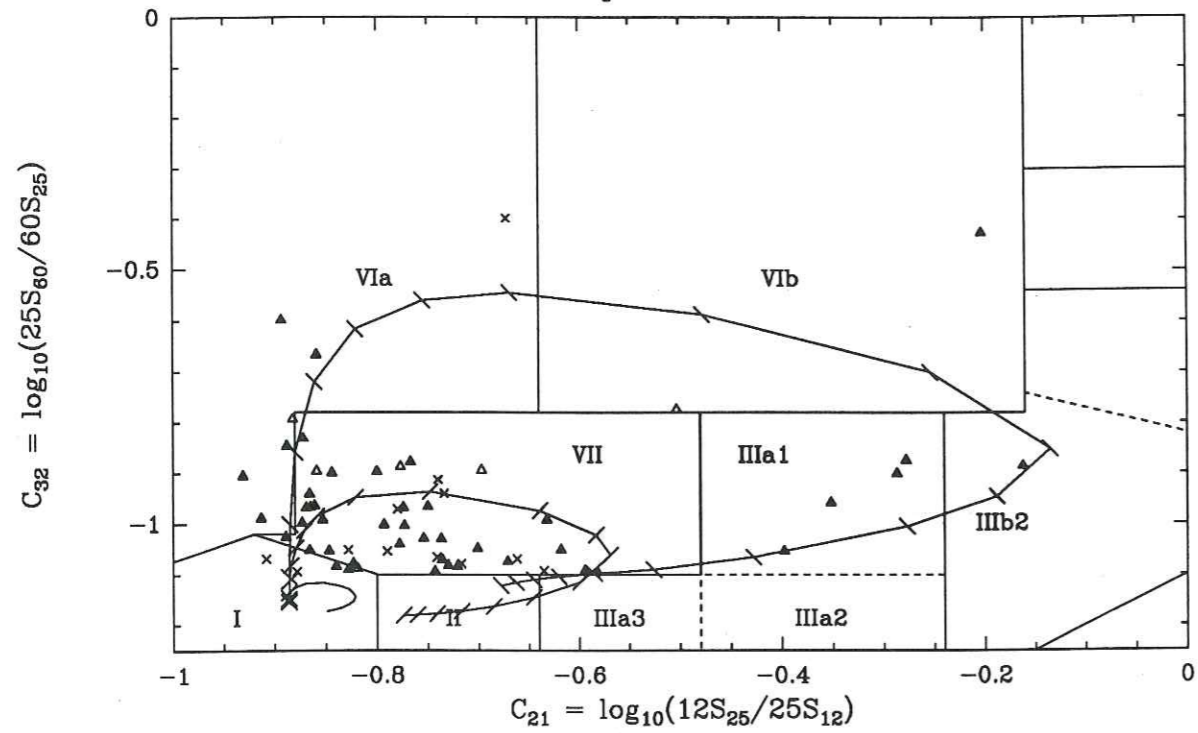
Willems et de Jong (1988), puis Chan et Kwok (1988), ont montré que l'hypothèse d'une enveloppe fossile permet de bien expliquer l'excès à 60 μm des étoiles carbonées visuelles. Ils utilisaient un modèle simple dans lequel la perte de masse cesse au temps $t=0$ ans; ensuite, cette enveloppe s'éloigne de l'étoile, se diluant et se refroidissant. Ce modèle est finalement l'exact équivalent de ce que nous avons fait au chapitre précédent pour l'évolution des PPN, hormis le fait que la température de l'étoile reste basse, et que les taux de perte de masse initiaux sont plus faibles. Si Chan et Kwok ont effectivement utilisé une loi d'émissivité des grains correspondant à des silicates avec les bandes de résonance à 10 et 18 μm , Willems et de Jong avaient simplement utilisé une loi d'émissivité en λ^{-1} . Si l'on se réfère à RR86 (voir aussi Rowan-Robinson et Harris, 1983b, et références citées), ceci est plutôt représentatif de grains de carbone amorphe.

Nous présentons aussi des traces d'évolution similaires dans les figures 4. Le but est simplement de se rappeler les traces obtenues par Willems et de Jong, et Chan et Kwok, dans le diagramme 12-25-60, et de les présenter dans le diagramme 25-60-100 ce qui n'avait pas encore été fait. Pour appuyer sur le fait que n'importe quelle loi d'émissivité raisonnable conduit à des traces similaires, nous avons utilisé celle déduite au chapitre 6. La température de l'étoile est de 2000 K. Au temps $t=0$ ans, nous envisageons trois valeurs possibles de l'opacité à 10 μm (les mêmes que dans la figure 2), et les quatre plus petites valeurs de R_e utilisées précédemment. L'évolution est paramétrée par la valeur de la température des grains au rayon intérieur, soit $T_{max} = 1000, 900, 800, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 120, 100, 90, 80, 70, 60, 50, 40, 30,$ et 20 K. Selon l'opacité initiale et le rayon extérieur initial, la figure 4 montre que nous obtenons ainsi des traces permettant d'expliquer les couleurs IRAS des sources ayant un excès d'émission à 60 ou/et 100 μm . Par exemple, les couleurs IRAS de AQ And et U Ant sont bien reproduites en utilisant des valeurs initiales de l'opacité à 10 μm et du rayon extérieur de 0.3 et 10¹⁸ cm, et un paramètre d'évolution $T_{max} = 50$ K (figure 4c). De même les couleurs IRAS de la source carbonée de la région VIb, Case 1886, correspondent assez bien avec $\tau(10\mu m) = 0.3$, $R_e = 3 \cdot 10^{18}$ cm, et $T_{max} = 150$ K (figure 4d). Les valeurs

citées sont des ordres de grandeur, nous n'avons pas suffisamment de valeurs de $\tau(10\mu m)$ pour déduire des valeurs précises. Il sera utile d'approfondir ce type de travail confrontant les positions dans les deux diagrammes pour chaque source particulière susceptible d'avoir une enveloppe détachée, en s'appuyant aussi sur des mesures infrarouges à plus courtes longueurs d'onde que celles d'IRAS.

L'interprétation de l'excès à 60 μm des étoiles carbonées visuelles comme étant dû à une enveloppe fossile composée de silicates, témoignant d'une phase précédente de perte de masse où l'étoile était oxygénée, repose uniquement sur la découverte de 9 étoiles carbonées visuelles entourées de silicates (Little-Marenin, 1986; Willems et de Jong, 1986). Pour les autres sources, les modélisations IR ne permettent pas de déterminer la composition chimique de l'enveloppe fossile, et celle-ci demeure inconnue.

Quels moyens avons-nous pour essayer de déterminer la composition chimique de cette enveloppe? Les observations millimétriques de la molécule CO ne peuvent naturellement rien nous apporter. Zuckerman et Maddalena (1989) ont essayé de mesurer l'émission du maser OH dans six étoiles carbonées ayant un excès d'émission à 60 μm pour prouver, ou infirmer, le caractère riche en oxygène de l'enveloppe fossile. Le résultat est négatif pour toutes les sources. Ils en ont déduit que ces enveloppes fossiles n'étaient pas riches en oxygène. Néanmoins, de Jong (1989) objecte que, vue la distance à l'étoile que devrait avoir les enveloppes fossiles (induite par leur localisation dans le diagramme 12-25-60), OH ne peut pas être observé dans au moins trois de ces sources. Alain Omont, Thierry Forveille, Teije de Jong, et moi-même avons réalisé un programme d'observations des molécules HCN et CN dans plusieurs étoiles carbonées visuelles ayant un excès à 60 μm , en particulier dans U Cam, ainsi que dans d'autres étoiles carbonées, sans excès particulier à 60 μm , et avec différents taux de perte de masse. Nous avons trouvé que l'émission de CN dans U Cam est beaucoup plus intense que dans toutes les autres sources observées qui n'avait pas d'excès à 60 μm . Ceci pourrait impliquer que l'enveloppe fossile est riche en carbone, au moins à une distance de quelques 10¹⁶ cm de l'étoile. Ce travail est actuellement en cours d'analyse, aussi bien pour l'interprétation des rapports moléculaires observés, que pour les échelles de temps impliquées. Un autre travail instructif, qui permettrait probablement d'aider à résoudre ce problème, serait de faire le même type de recherche que ce que nous avons présenté, mais en sélectionnant cette fois les étoiles riches en oxygène au lieu des étoiles riches en carbone.

$R_e = 10^{17}$ cm

Figures 4 : traces d'évolution obtenues en prenant les mêmes opacités à $10\mu\text{m}$ que dans la figure 2 au temps $t=0$ ans. Les traces ayant les plus faibles amplitudes de variation correspondent aux plus faibles opacités. Un trait indique l'emplacement de chaque valeur de T_{max} (sauf pour la trace de plus faible opacité). Quatre valeurs de R_e sont utilisées : 10^{17} (figure 4a), $3 \cdot 10^{17}$ (figure 4b), 10^{18} (figure 4c), et $3 \cdot 10^{18}$ (figure 4d). Nous avons entouré les sources mentionnées au paragraphe IV.

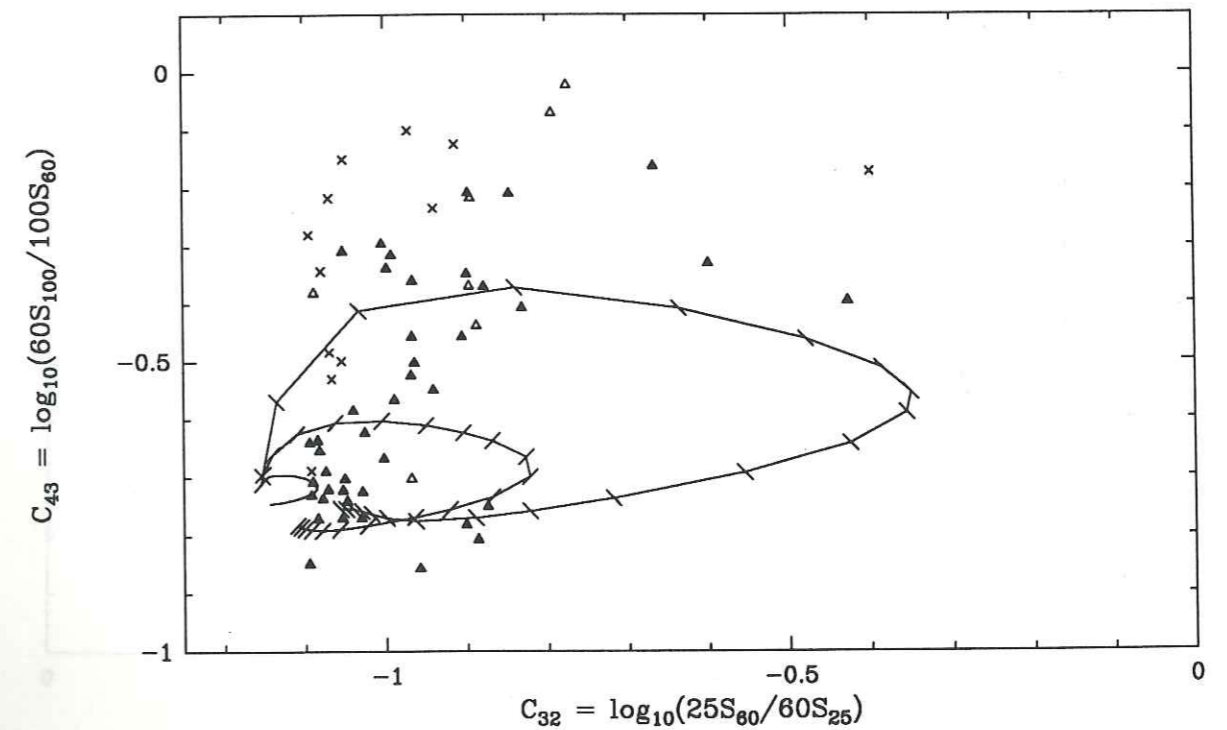
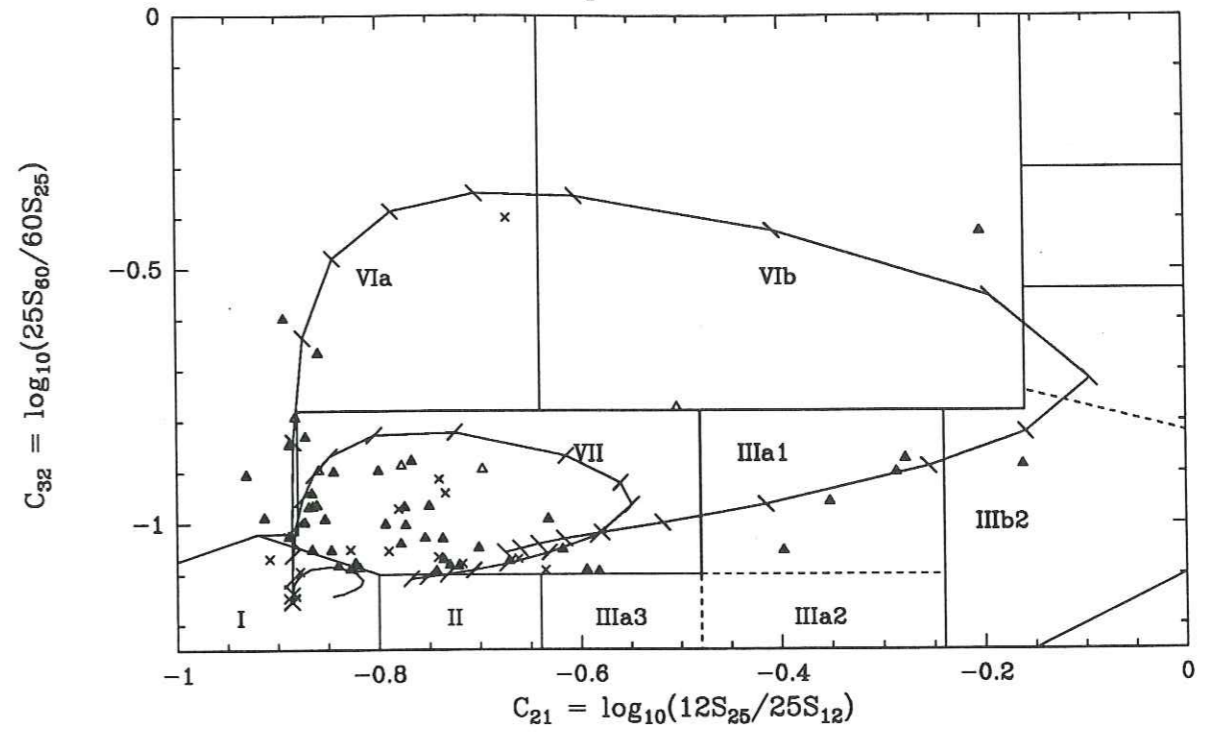
 $R_e = 3 \cdot 10^{17}$ cm

Figure 4b

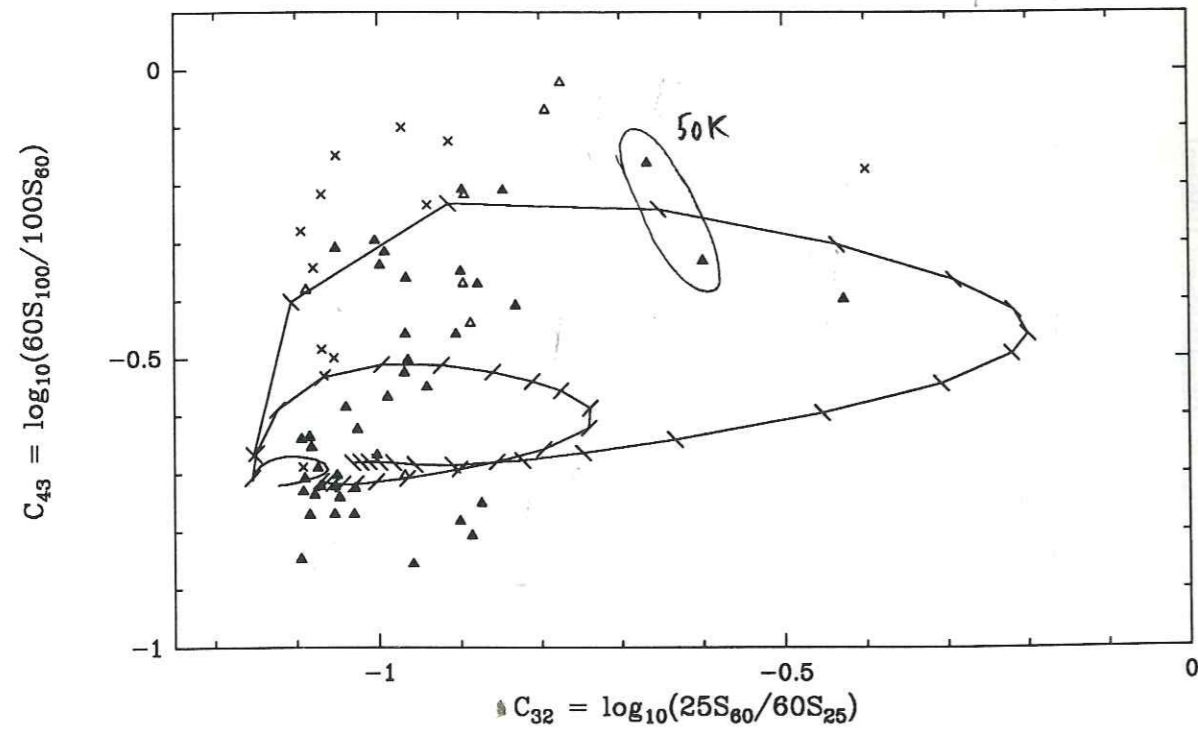
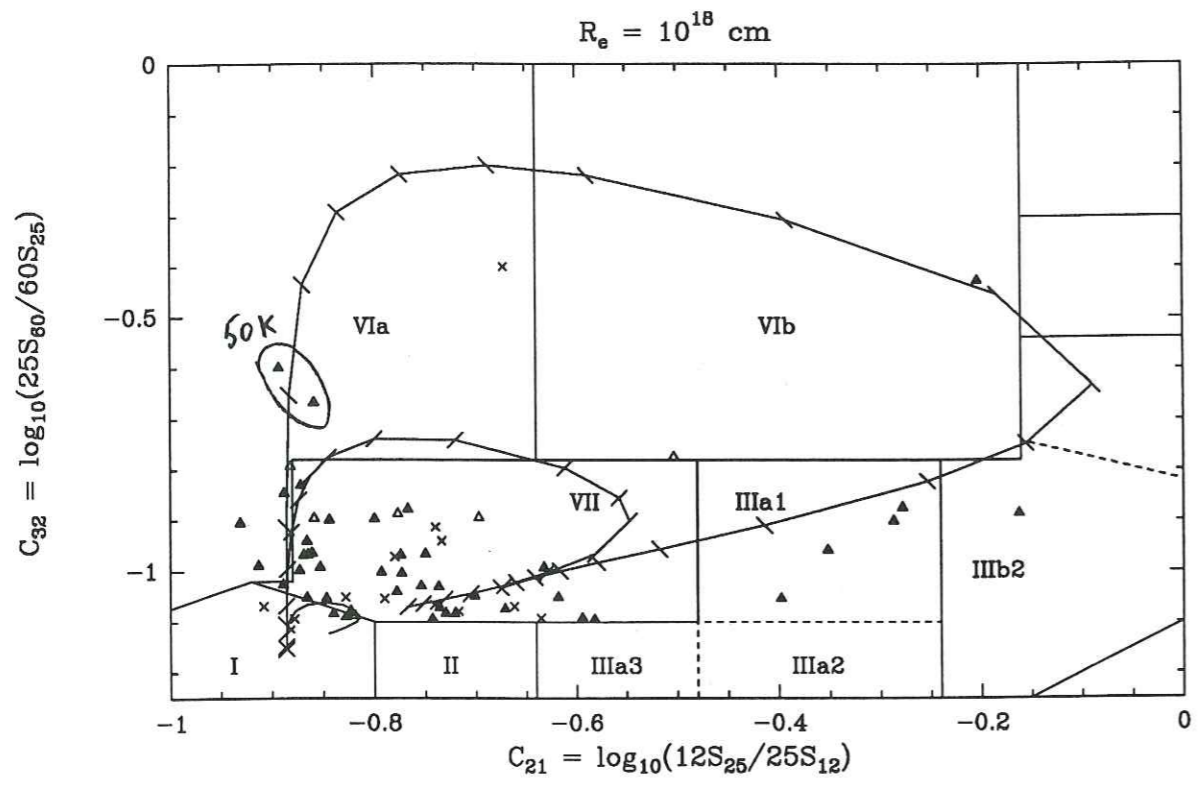


Figure 4c

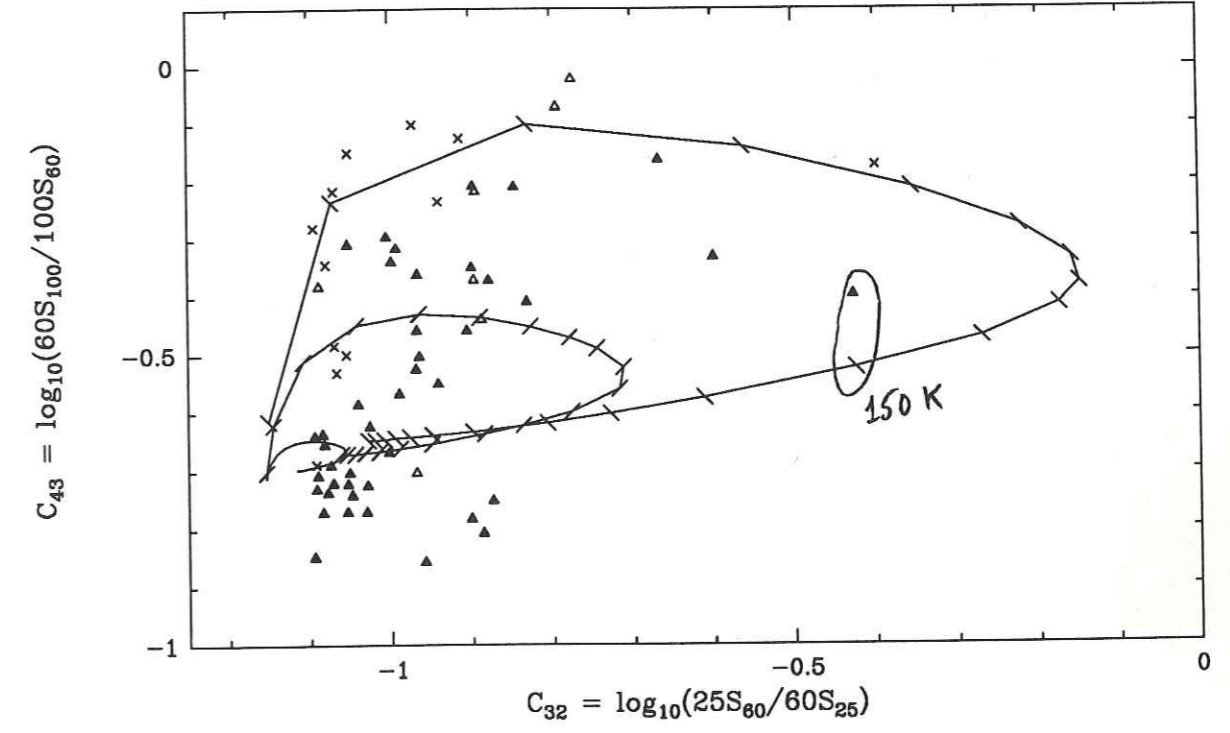
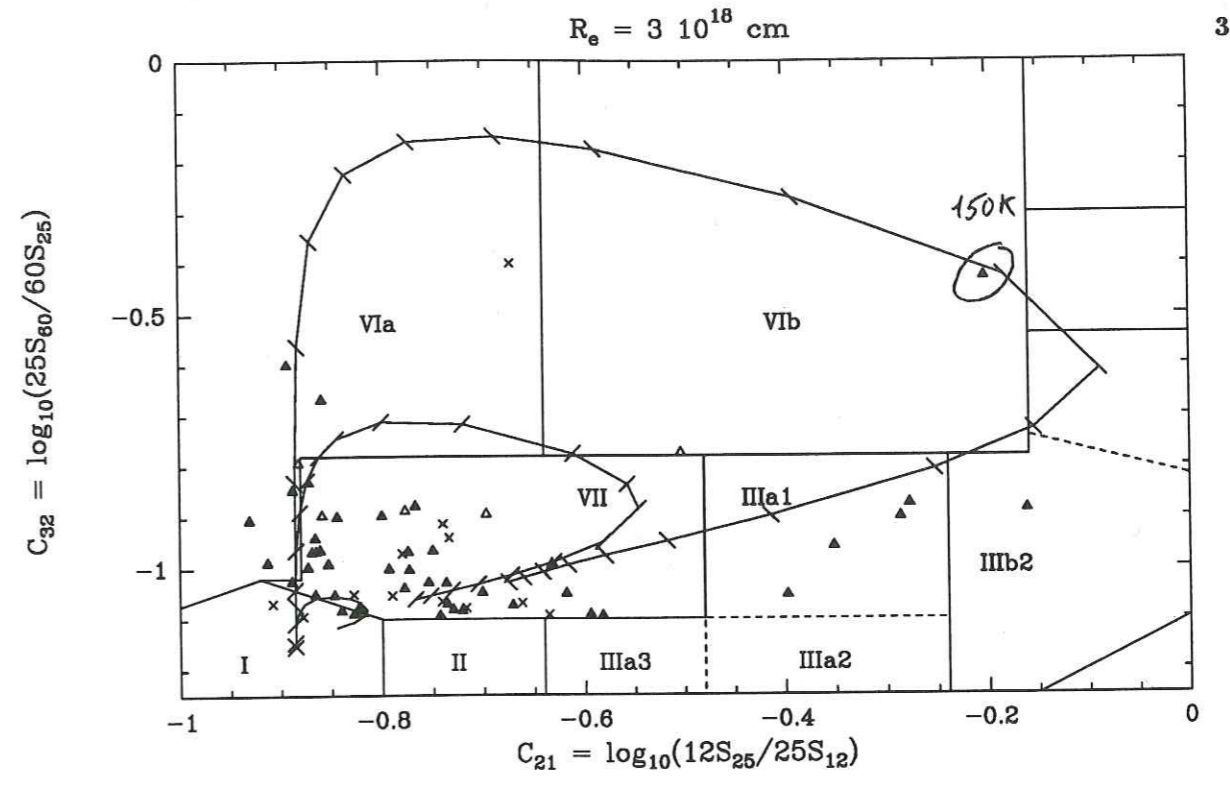


Figure 4d

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Dans ces dix dernières années, la connaissance des enveloppes circumstellaires des étoiles de la branche asymptotique des géantes rouges a progressé particulièrement rapidement, permettant par contre-coup une percée importante de la compréhension de l'évolution de l'étoile elle-même. Cette avancée des connaissances n'a pu se faire que grâce à de nouvelles techniques d'observation. Le contenu de l'enveloppe circumstellaire a été découvert avec le développement de grandes antennes millimétriques basées au sol telles que le NRAO, le SEST, ou le 30m de l'IRAM. Hormis l'hydrogène, la molécule d'oxyde de carbone y est la plus abondante, indépendamment du type chimique de l'étoile, oxygéné ou carboné. Beaucoup d'autres molécules ont été découvertes, citons entre autres OH, H₂O, et SiO qui sont caractéristiques des étoiles riches en oxygène, et HCN, CN, et CS caractéristiques des enveloppes riches en carbone. Les observations des transitions rotationnelles de CO ont permis de déduire la vitesse propre d'un grand nombre d'étoiles, la vitesse d'expansion terminale de l'enveloppe circumstellaire, et surtout le taux de perte de masse en gaz de l'étoile sur la séquence AGB. Les enveloppes circumstellaires contiennent aussi des poussières dont la température varie de environ 1000 K à l'intérieur de l'enveloppe à ~ 20 K à l'extérieur. Ce sont de puissants émetteurs infrarouges pour lesquels les observations systématiques réalisées par le satellite IRAS ont été particulièrement fructueuses. Bien que la poussière soit beaucoup moins importante en masse que le gaz (environ 100 fois moins d'après les estimations actuelles), l'étude de son émission infrarouge a permis de déduire des scénarios d'évolution le long de la séquence AGB, et lors de la transition des étoiles AGB aux nébuleuses planétaires. Les principaux résultats en sont qu'il semble bien établi à l'heure actuelle que le taux de perte de masse augmente en moyenne lorsque l'étoile évolue le long de la séquence AGB, et la mise en évidence d'enveloppes circumstellaires froides, détachées de l'étoile, témoignant d'un arrêt de la perte de masse.

A l'heure actuelle, les observations du satellite IRAS sont devenues primordiales. Les rapports des densités de flux mesurés dans les bandes centrées à 12, 25, 60, et 100 μm permettent souvent de connaître le stade d'évolution de la source, et dans beaucoup de cas son type chimique. Les spectres LRS permettent d'identifier les sources riches en oxygène grâce à la présence de la bande des silicates, et un grand nombre d'étoiles carbonées qui se signalent par la bande de SiC en émission. Hormis des études spécifiques et approfondies d'objets particuliers, la plupart des programmes d'observations moléculaires sont maintenant basés sur les propriétés IRAS des sources sélectionnées. Ainsi, les données IRAS sont le support fondamental de cette thèse, vouée essentiellement à l'étude des objets riches en carbone dont le stade d'évolution est proche de la fin de la séquence AGB, ou dans la phase de transition des pré-nébuleuses planétaires (PPN).

La première partie de la thèse, intitulée "observations millimétriques et statistiques", comprend à la fois des observations moléculaires de sources sélectionnées sur leurs propriétés IRAS, et des travaux de compilation et d'interprétation sur des échantillons statistiques importants. L'un des premiers problèmes que nous avons eu à traiter était de trouver un moyen d'identifier les sources AGB riches en carbone ayant des enveloppes circumstellaires optiquement épaisses et dont le stade d'évolution est probablement proche de la fin de la séquence AGB. La plupart des étoiles AGB riches en carbone peuvent être identifiées soit par l'analyse de l'émission visible de l'étoile, soit par leurs couleurs IRAS particulières, soit par l'émission de SiC à $11.3 \mu\text{m}$ et leur classement correspondant dans l'atlas LRS. Pour les plus optiquement épaisses d'entre elles, l'étoile est invisible car totalement obscurcie par les poussières, leurs couleurs IRAS ne se distinguent pas de certaines étoiles oxygénées, et la bande de SiC est soit très faible, soit apparemment inexistante. Le chapitre 1 présente une analyse systématique d'un échantillon de environ 230 sources, sélectionnées comme sources "froides", i.e. optiquement épaisses ou PPN, d'après leurs couleurs IRAS. Nous avons montré que le caractère riche en carbone pouvait être identifié essentiellement suivant deux voies : (i) bien que l'émission de SiC y soit faible ou absente, très probablement à cause de la auto-absorption, les spectres LRS de ces sources sont caractéristiques comparés à ceux des sources riches en oxygène ayant des couleurs IRAS semblables, (ii) nous avons réalisé des observations de CO et HCN qui montrent que l'un des meilleurs critères d'identification des objets riches en carbone est le rapport d'intensité CO/HCN. Hormis quelques PPN dont le type chimique est particulièrement difficile à identifier, nous avons pu ainsi déterminer le type chimique de la grande majorité de l'échantillon.

Les couleurs IRAS des pré-nébuleuses planétaires sont tout à fait spécifiques par rapport à celle des étoiles AGB, mais peu différentes de celles des nébuleuses planétaires. Les PPN ont été activement recherchées ces dernières années. Hormis leurs couleurs IRAS, on peut essayer de les identifier par leur type spectral, si il est connu, qui doit être intermédiaire entre celui des étoiles AGB et des noyaux de nébuleuses planétaires. Bien que les critères de sélection sur les propriétés IRAS soient maintenant bien établis, la seule preuve directe de l'existence d'une enveloppe circumstellaire en expansion est donnée par les observations moléculaires, en particulier celles de CO, qui fournissent de surcroît la vitesse d'expansion et une estimation du taux de perte de masse en gaz. Nous avons donc observé un certain nombre de candidates PPN de l'hémisphère sud sélectionnées sur la base de leurs propriétés infrarouges (chapitre 2). CO a pu être détecté dans neuf d'entre elles, ce qui constitue environ un tiers des PPN ainsi identifiées à l'heure actuelle. L'une d'elles, HD 101584, est une source particulièrement intéressante. Sa vitesse d'expansion est de $\sim 150 \text{ km/s}$.

Dans le chapitre 3, nous présentons un catalogue de sources (AGB, PPN, et PN) dont les enveloppes circumstellaires ont été détectées dans les transitions rotationnelles des molécules CO ou/et HCN. Il s'agit essentiellement d'un travail de compilation de toutes les observations publiées depuis 1985. Pas loin de 400 sources ont été dénombrées, pour environ

70 références. Hormis le travail de compilation, nous avons donné des estimations du flux bolométrique et de la distance pour 297 sources, et du taux de perte de masse en gaz pour 279 sources. Les taux de perte de masse en gaz ont été estimés en utilisant une formule approchée, mais en tenant compte du rayon de photodissociation de CO, contrairement aux précédents travaux utilisant la même formule approchée. En conséquence, les plus faibles taux de perte de masse ont été augmentés d'un facteur 10. Les taux de perte de masse des sources riches en oxygène sont compris entre 10^{-7} et $10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, et ceux des sources riches en carbone entre 10^{-6} et $10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. Ce catalogue devrait être particulièrement utile pour la mise au point de nouveaux programmes d'observations, et diverses analyses statistiques.

Le chapitre 4 présente des cartographies de l'émission de CO de cinq sources AGB connues qui peuvent être prises comme des prototypes. Trois d'entre elles sont riches en carbone (CIT 6, IRC+20370, et RAFGL 3068), et deux sont riches en oxygène (IK Tau, et IRC+10011). Dans ces cinq sources, l'étendue de CO dans l'enveloppe circumstellaire est de l'ordre de quelques 10^{17} cm , en bon accord avec les rayons de photodissociation de CO estimés d'après les modèles les plus récents.

Parallèlement aux observations millimétriques, l'un des objectifs prioritaires de cette thèse était la modélisation de l'émission des poussières, en particulier dans les étoiles riches en carbone en transition entre la fin de la séquence AGB et les nébuleuses planétaires. Dans ce but, un programme numérique résolvant le transfert radiatif a été mis au point en collaboration avec Jean-Philippe Bernard (chapitre 5). La méthode utilisée repose non pas sur la résolution de l'équation de transfert sous sa forme différentielle, mais sur la résolution de l'équation d'équilibre entre l'énergie totale émise et absorbée par un grain. Bien que limitée dans les cas les plus optiquement épais, cette méthode s'est avérée suffisante dans toutes les applications où nous avons employé le programme.

Avant toute chose, il était primordial de connaître la loi d'émissivité des grains. Il a été montré que les poussières des étoiles AGB carbonées ne peuvent pas être composées de grains de graphite pur, et nous l'avons nous-même vérifié. Les meilleurs candidats à l'heure actuelle sont des grains de carbone dit amorphe. Néanmoins, leur loi d'émissivité dans l'infrarouge n'est pas bien connue. On la représente par une loi de puissance, $Q_{\lambda} \propto \lambda^{-\beta}$, où Q_{λ} est l'émissivité du grain. De façon à déterminer la valeur de β , nous avons procédé à une modélisation détaillée de l'une des sources riches en carbone les plus optiquement épaisses connue, RAFGL 3068 (chapitre 6). Ce choix a été motivé pour plusieurs raisons, beaucoup d'observations infrarouges sont disponibles permettant de bien contraindre le modèle, les cartographies de CO nous donnait une limite inférieure de la valeur du rayon extérieur de l'enveloppe (chapitre 4), et son stade d'évolution est très probablement proche de la fin de la séquence AGB alors que notre but était ensuite d'étudier la transition entre la fin de ce stade et celui de nébuleuse planétaire. Sous les hypothèses d'un taux de perte de masse constant, c'est à dire une loi de densité en $1/r^2$, et d'un rayon extérieur proche de l'étendue mesurée de CO, nous avons montré que la valeur de β est de 1.4 ± 0.3 ; l'incertitude sur

la valeur de β est principalement due aux incertitudes de calibration des flux IRAS. Cette valeur est un peu plus élevée que celles déterminées précédemment dans d'autres travaux de modélisation, utilisant la même loi de densité, mais disposant de beaucoup moins de contraintes observationnelles. Nous insistons aussi sur un point important, à savoir que la loi de densité, le rayon extérieur de l'enveloppe, et la loi d'émissivité des grains influent tous trois sur l'émission à grande longueur d'onde, et surtout que la solution de ce triplet n'est pas unique. Ceci était naturellement connu, mais généralement non mentionné clairement dans les publications.

L'étude de la phase de transition des étoiles AGB aux nébuleuses planétaires est présentée dans le chapitre 7. Elle repose sur deux analyses complémentaires, l'une observationnelle, l'autre théorique. Lorsque la perte de masse s'arrête à la fin de la séquence AGB, l'enveloppe circumstellaire continue à s'expandre, s'éloigne de l'étoile, se dilue et se refroidit, tandis que la température effective de l'étoile augmente à luminosité constante. Il est bien connu que les étoiles AGB ont un maximum d'émission infrarouge avant $\sim 8 \mu m$, ou au pire vers $10 \mu m$ comme pour RAFGL 3068, alors que les PPN connues telles que RAFGL 2688 ont un maximum d'émission au-delà de $\sim 20 \mu m$, ce qui signe le refroidissement de l'enveloppe. D'après le scénario envisagé, le maximum de l'émission devrait se déplacer continûment vers les plus grandes longueurs d'onde au fur et à mesure de la dilution de l'enveloppe circumstellaire. En reprenant les critères de sélection du chapitre 1, et en les élargissant, nous avons obtenu un échantillon de environ 1000 sources, dont $\sim 90\%$ avaient un spectre LRS disponible dans la base de données du LRS ; parmi ces spectres, nous avons cherché ceux sans émission de silicates, et présentant un maximum d'émission dans l'intervalle du LRS, entre 10 et $20 \mu m$, qui devrait correspondre à de jeunes PPN ayant une enveloppe juste détachée. Nous avons trouvé 16 de ces "spectres LRS intermédiaires". Leurs couleurs IRAS sont également intermédiaires entre celles des sources AGB du type de RAFGL 3068 et les PPN du type de RAFGL 2688. Nous avons ensuite pu reconstituer cette évolution spectrale en utilisant le programme de transfert décrit au chapitre 5, sous les hypothèses simples d'un taux de perte de masse constant le long de la séquence AGB, et d'un arrêt instantané de la perte de masse à la fin de celle-ci. Nous avons de plus supposé que la loi d'émissivité des grains déduite pour RAFGL 3068 au chapitre 6 était applicable à ces sources. Sous ces hypothèses, nous obtenons un bon accord entre les observations IRAS et les modélisations, aussi bien du point de vue des traces d'évolution dans le diagramme de couleur que du point de vue de l'évolution spectrale LRS. La phase où les spectres LRS sont "intermédiaires" devraient correspondre à une température des grains au rayon intérieur de l'enveloppe comprise entre 300 et 200 K, et à un temps d'évolution de quelques 100 ans à ~ 1000 ans. Le temps de vie total de la phase de pré-nébuleuse planétaire devrait être compris entre environ 1000 et 4000 ans.

Dans le dernier chapitre, nous nous plaçons cette fois à un autre stade d'évolution, correspondant plutôt au début de la phase AGB des étoiles carbonées. Sur un échantillon

ayant des densités de flux IRAS fiables dans les quatre bandes, nous avons montré que plus de la moitié des sources, carbonées ou étoiles S avaient un excès à 60 ou/et $100 \mu m$, témoignant du fait qu'elles sont entourées d'une enveloppe fossile. La composition chimique de l'enveloppe fossile n'est pas bien connue. Est-elle composée de silicates ou de carbone amorphe ? Vient-elle de la transition des étoiles riches en oxygène aux étoiles riches en carbone, ou témoigne-t-elle simplement plus généralement d'une perte de masse épisodique durant la phase AGB ? Nous avons engagé un programme d'observations moléculaires de CN et HCN qui pourra peut-être nous aider à répondre à cette question. D'autre part, les travaux décrits précédemment ont déjà leurs prolongements naturels. En particulier, nous projetons d'approfondir l'étude de l'influence de la loi de densité dans l'enveloppe, et de celle de matériaux particuliers pouvant composer les poussières tels que les PAHs, SiC, ou la glace. Ces travaux seront maintenant basés sur les futures observations infrarouges du satellite ISO (*Infrared Space Observatory*). Contrairement à IRAS, il ne procédera pas à une couverture systématique du ciel. Des propositions d'observation spécifiques doivent être déposées. Par contre, l'instrumentation y sera beaucoup plus complète et performante, aussi bien dans la couverture spectrale d'un très grand intervalle de longueur d'onde, que pour la sensibilité et la résolution spectrale.

COMPILATION DES RÉFÉRENCES

- Alcolea, J., and Bujarrabal, V. : 1991, *Astron. Astrophys.* **245**, 499 (AA40).
- Aitken, D.K., Barlow, M.J., Roche, P.F., and Spencer, P.M. : 1980, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **192**, 679.
- Allen, D.A., Hyland, A.R., Longmore, A.J., Caswell, J.L., Goss, W.M., and Haynes, R.F. : 1977, *Astrophys. J.* **217**, 108 (2d).
- Allen, D.A., Hyland, A.R., and Caswell, J.L. : 1980, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **192**, 505 (3d).
- Allen, D.A., Baines, D.W.T., Blades, J.C., and Whittet, D.C.B. : 1982, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **199**, 1017 (2i).
- Arquilla, R., Leahy, D.A., and Kwok, S. : 1986, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **220**, 125 (MN1).
- Bachiller, R., Gómez-González, J., Bujarrabal, V., and Martín-Pintado, J. : 1988, *Astron. Astrophys. Letters* **196**, L5 (AA9).
- Bachiller, R., Planesas, P., Martín-Pintado, J., Bujarrabal, V., Tafalla, M. : 1989, *Astron. Astrophys.* **210**, 366 (AA20).
- Bachiller, R., Bujarrabal, V., Martín-Pintado, J., and Gómez-González, J. : 1989, *Astron. Astrophys.* **218**, 252 (AA22).
- Bachiller, R., Martín-Pintado, J., Bujarrabal, V. : 1990, *Astron. Astrophys.* **227**, 188 (AA25).
- Bachiller, R., Huggins, P.J., Cox, P., and Forveille, T. : 1991, *Astron. Astrophys.* **247**, 525 (AA45).
- Baron, Y., de Muizon, M., Papoular, R., and Pegourié, B. : 1987, *Astron. Astrophys.* **186**, 271.
- Baud, B. : 1981, *Astrophys. J. Letters* **250**, L79 (1b).
- Baud, B., and Habing, H.J. : 1983, *Astron. Astrophys.* **127**, 73.
- Baud, B., Sargent, A.I., Werner, M.W., and Bentley, A.F. : 1985, *Astrophys. J.* **292**, 628 (1g).
- Baudry, A., Mazurier, J.M., Perté, J.P., Requième, Y., and Rousseau, J.M. : 1990, *Astron. Astrophys.* **232**, 258 (1n).
- Bedijn, P.J. : 1987, *Astron. Astrophys.* **186**, 136.
- Bedijn, P.J. : 1988, *Astron. Astrophys.* **205**, 105.
- Benson, P.J., Little-Marenin, I.R., Woods, T.C., Attridge, J.M., Blais, K.A., Rudolph, D.B.,

- Rubiera, N.E., and Keefe, H.L. : 1990, *Astrophys. J. Suppl.* **74**, 911.
- Bessell, M.S., Brett, J.M., Scholz, M., and Wood, P.R. : 1989, *Astr. Ap.* **213**, 209.
- Bidelman, W.P. : 1951, *Astrophys. J.* **113**, 304.
- Booth, R., Delgado, G., Hagström, M., Johansson, L.E.B., Murphy, D.C., Ollberg, M., Whyborn, N.D., Greve, A., Hansson, B., Lindström, C.O., and Rydberg, A. : 1989, *Astron. Astrophys.* **216**, 315.
- Borghesi, A., Bussoletti, E., Colangeli, L., and de Blasi, C. : 1985, *Astron. Astrophys.* **142**, 225.
- Bowers, P.F., Johnston, K.J., and Spencer, J.H. : 1983, *Astrophys. J.* **274**, 733 (1e).
- Bowers, P.F., Johnston, K.J., and de Vegt, C. : 1989, *Astrophys. J.* **340**, 479 (1i).
- Bowers, P.F., and Knapp, G.R. : 1989, *Astrophys. J.* **347**, 325 (2n).
- Bryan, G.L., Volk, K.M., and Kwok, S. : 1990, *Astrophys. J.* **365**, 301.
- Bujarrabal, V., Planesas, P., Gómez-González, J., Martín-Pintado, J., and del Romero, A. : 1986, *Astron. Astrophys.* **162**, 157 (AA2).
- Bujarrabal, V., Gómez-González, J., Bachiller, R., and Martín-Pintado, J. : 1988, *Astron. Astrophys.* **204**, 242 (AA12).
- Bujarrabal, V., Bachiller, R., Alcolea, J., and Martín-Pintado, J. : 1988, *Astron. Astrophys. Letters* **206**, L17 (AA14).
- Bujarrabal, V., Gómez-González, J., and Planesas, P. : 1989, *Astron. Astrophys.* **219**, 256 (AA23).
- Bujarrabal, V., Alcolea, J., and Bachiller, R. : 1990, *Astron. Astrophys.* **234**, 355 (AA35).
- Bujarrabal, V., and Bachiller, R. : 1991, *Astron. Astrophys.* **242**, 247 (AA37).
- Buss, R.H., Jr, Cohen, M., Tielens, A.G.G.M., Werner, M.W., Bregman, J.D., Witteborn, F.C., Rank, D., and Sanford, S.A. : 1990, *Astrophys. J. Letters* **365**, L23.
- Campbell, M.F., Elias, J.H., Gezari, D.Y., Harvey, P., Hoffman, W.F., Hudson, H.S., Neugebauer, G., Soifer, B.T., Werner, M.W., and Westbrook, W.E. : 1976, *Astrophys. J.* **208**, 396.
- Carlstrom, J.E., Welch, W.J., Goldsmith, P.F., and Lis, D.C. : 1990, *Astron. J.* **100**, 213 (1m).
- Cernicharo, J., Guélin, M., Martín-Pintado, J., Penalver, J., and Mauesberger, R. : 1989, *Astron. Astrophys. Letters* **222**, L1.
- Chan, S.J., and Kwok, S. : 1988, *Astrophys. J.* **334**, 362.
- Chan, S.J., and Kwok, S. : 1990, *Astron. Astrophys.* **237**, 354 (CK90).
- Cheeseman, P., Stutz, J., Self, M., Taylor, W., Goebel, J., Volk, K.M., and Walker, H. : 1989, *Automatic Classification of Spectra from the Infrared Astronomical Satellite (IRAS)*,

- NASA Reference Publication 1217.
- Claussen, M.J., Kleinmann, S.G., Joyce, R.R., and Jura, M. : 1987, *Astrophys. J. Suppl.* **65**, 385 (2m).
- Claussen, M.J., and Ziurys, L.M. : 1990, *Astron. Astrophys.* **231**, 73 (AA32).
- Cohen, M. : 1984, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **206**, 137.
- Cohen, M., and Jones, B.F. : 1987, *Astrophys. J. Letters* **321**, L151.
- Cohen, M., Tielens, A.G.G.M., Bregman, J., Witteborn, F.C., Rank, D.M., Allamandola, L.J., and Wooden, D. : 1989, *Astrophys. J.* **341**, 246.
- Comoretto, M.J., Palagi, F., Cesaroni, R., Felli, M., Bettarini, A., Catarzi, M., Curioni, G.P., di Franco, S., Giovanardi, C., Massi, M., Palla, F., Panella, D., Rossi, E., Speroni, E., and Tofani, G. : 1990, *Astron. Astrophys. Suppl.* **84**, 179.
- Costa, E., and Loyola, P. : 1989, *Astron. Astrophys. Suppl.* **78**, 141 (1o).
- David, P., and Papoular, R. : 1990, *Astron. Astrophys.* **237**, 425.
- Deguchi, S., and Goldsmith, P.F. : 1985, *Nature*, **317**, 336 (NT1).
- Deguchi, S., Nakada, Y., and Sahai, R. : 1990, *Astron. Astrophys.* **230**, 339 (AA29).
- de Jong, T. : 1989, *Astron. Astrophys. Letters* **223**, L23.
- de Jong, T. : 1990, in *From Miras to Planetary Nebulae : Which Path for Stellar Evolution*, M.O. Menessier and A. Omont eds, (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette 1990), p.289.
- Draine, B.T. : 1981, *Astrophys. J.* **245**, 880.
- Draine, B.T., and Lee, H.M. : 1984, *Astrophys. J.* **285**, 89.
- Eder, J., Lewis, B.M., and Terzian, Y. : 1988, *Astrophys. J. Suppl.* **66**, 183.
- Epchtein, N., Le Bertre, T., and Lepine, J.R.D. : 1990, *Astron. Astrophys.* **227**, 82.
- Eriksson, K., Gustafsson, B., Querci, F., Querci, M., Baumert, J.H., Carlsson, M., and Olofsson, H. : 1986, *Astron. Astrophys.* **161**, 305 (AA1).
- Evans II, N.J., Crutcher, R.M., and Wilson, W.J. : 1976, *Astrophys. J.* **206**, 440.
- Feast, M.W., Cathpole, R.M., Lloyds Evans, T., Robertson, B.S.C., Dean, J.F., and Bywater, R.A. : 1977, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **178**, 415.
- Ferruit, P. : 1990, "Rapport de stage", Observatoire de Grenoble.
- Fix, J.D., and Mutel, R.L. : 1984, *Astron. J.* **89**, 406 (1p).
- Forrest, W.J., Gillet, F.C., Houck, J.R., McCarthy, J.F., Merrill, K.M., Pipher, J.L., Puetter, R.C., Russel, R.W., Soifer, B.T., and Willner, S.P. : 1978, *Astrophys. J.* **219**, 114.
- Friedemann, C., Gurtler, J., Schmidt, R., Dorschner, J. : 1981, *Astrophys. Sp. Sci.* **79**, 405.
- Gezari, D.Y., Schmitz, M., and Mead, J.M. : 1987, *NASA Ref. Publ.* 1196.
- Gherz, R.D., and Hackwell, J.A. : 1976, *Astrophys. J. Letters* **206**, L161.
- Gherz, R.D., Hackwell, J.A., and Briotta, D. : 1978, *Astrophys. J. Letters* **221**, L23.

- Goebel, J.H., Bregman, J.D., Goorvitch, D., Strecker, D.W., Puetter, R.C., Russel, R.W., Soifer, B.T., Willner, S.P., Forrest, W.J., Houck, J.R., and McCarthy, J.F. : 1980, *Astrophys. J.* **235**, 104.
- Goebel, J.H., Bregman, J.D., Witteborn, F.C., and Taylor, B.J. : 1981, *Astrophys. J.* **246**, 455.
- Goebel, J.H., and Moseley, S.H. : 1985, *Astrophys. J. Letters* **290**, L35.
- Groenewegen, M.A.T., de Jong, T., van der Blik, N.S., Slijkhuis, S., and Willems, F.J. : 1991, accepted for publication in *Astron. Astrophys.*, main journal.
- Habing, H.J. : 1988, *Astron. Astrophys.* **200**, 40.
- Habing, H.J. : 1990, in *From Miras to Planetary Nebulae : Which Path for Stellar Evolution*, M.O.Menessier and A.Omont eds., (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1990), p.16.
- Healy, A.P., and Huggins, P.J. : 1990, *Astron. J.* **100**, 511 (AJ1).
- Heske, A. : 1989, *Astron. Astrophys.* **208**, 77 (AA15).
- Heske, A. : 1990, *Astron. Astrophys.* **229**, 494 (AA27).
- Heske, A., Forveille, T., Omont, A., van der Veen, W.E.C.J., and Habing, H.J. : 1990, *Astron. Astrophys.* **239**, 173 (AA36).
- Heske, A., te Lintel Hekkert, P., Maloney, P.R. : 1989, *Astron. Astrophys. Letters* **218**, L5 (AA21).
- Hrivnak, B.J., and Kwok, S. : 1991, *Astrophys. J.*, in press.
- Hrivnak, B.J., Kwok, S., and Volk, K.M. : 1989, *Astrophys. J.* **346**, 265.
- Huffman, D.R. : 1977, *Advances in Physics*, **26**, 129.
- Huggins, P.J., and Healy, A.P. : 1986, *Astrophys. J.* **304**, 418 (AP5).
- Huggins, P.J., and Healy, A.P. : 1986, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **220**, 33p (MN2).
- Huggins, P.J. : 1987, *Astrophys. J.* **313**, 400 (AP9).
- Huggins, P.J., Olofsson, H., and Johansson, L.E.B. : 1988, *Astrophys. J.* **332**, 1009 (AP13).
- Huggins, P.J., Healy, A.P. : 1989, *Astrophys. J.* **346**, 201 (AP16).
- Hughes, V.A., and MacLeod, G.C. : 1989, *Astron. J.* **97**, 786.
- Humphreys, R.M. : 1976, *Astrophys. J.* **206**, 122.
- Humphreys, R.M., and Ney, E.P. : 1974a, *Astrophys. J. Letters* **187**, L75.
- Humphreys, R.M., and Ney, E.P. : 1974b, *Astrophys. J.* **190**, 339.
- Iben, I., and Renzini, A. : 1983, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **21**, 271.
- IRAS, PSC : Point Source Catalogue : US Government Publication Office, 1985 (3e).
- IRAS, LRS Atlas : Low Resolution Spectra Atlas, eds F.M. Olnon and E. Raymond, 1986, *Astron. Astrophys. Suppl.* **65**, 607.

- IRAS Catalogues and Atlases. The Explanatory Supplement*, 1988, eds. C.A. Beichman, G. Neugebauer, H.J. Habing, P.E. Clegg, T.J. Chester, Government Printing Office, Washington, D.C.
- Isaacman, R. : 1984, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **208**, 399 (1q).
- Jagodzinski, H., and Arnold, H. : 1960, in *Silicon Carbide : A High Temperature Semiconductor*, eds. J.R. O'Connor, J. Smiltens, Pergamon Press, Oxford New York, p.136.
- Johnson, H.R., and Zuckerman, B. : 1989, *Evolution of Peculiar Red Giants*, Cambridge University Press.
- Jones, T.J., Bryja, C.O., Gehrz, R.D., Harrison, T.E., Johnson, J.J., Klebe, D.I., and Lawrence, G.F. : 1990, *Astrophys. J. Suppl.* **74**, 785.
- Joshi, U.C., Deshpande, M.R., Sen, A.K., and Kulshreta, A. : 1987, *Astron. Astrophys.* **181**, 31.
- Jourdain de Muizon, M. : 1988, thèse d'Etat, Université Paris 7, Paris.
- Jourdain de Muizon, M., Cox, P., and Lequeux, J. : 1990, *Astron. Astrophys. Suppl.* **83**, 337.
- Joyce, R.R., Capps, R.W., Gillett, F.C., Grasdalen, G., Kleinmann, S.G., and Sargent, D.G. : 1977, *Astrophys. J. Letters* **213**, L125 (3c).
- Jura, M., Kahane, C., and Omont, A. : 1988, *Astron. Astrophys.* **201**, 80 (AA11).
- Jura, M. : 1986a, *Astrophys. J.* **303**, 327.
- Jura, M. : 1986b, *Astrophys. J. Suppl.* **66**, 33.
- Jura, M. : 1987, *Astrophys. J.* **313**, 743.
- Jura, M. : 1990, in *From Miras to Planetary Nebulae : Which Path for Stellar Evolution*, M.O.Menessier and A.Omont eds., (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1990), p.42.
- Jura, M. : 1991a, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, in press.
- Jura, M. : 1991b, *Astron. Astrophys.*, in press.
- Jura, M., and Kleinmann, S.G. : 1989, *Astrophys. J.* **341**, 359.
- Jura, M., and Kleinmann, S.G. : 1990a, *Astrophys. J. Suppl.* **73**, 769.
- Jura, M., and Kleinmann, S.G. : 1990b, *Astrophys. J.* **364**, 663.
- Kahane, C. : 1989, Thèse d'Etat, Université J. Fourier, Grenoble.
- Kahane, C., Gómez-González, J., Cernicharo, J., and Guélin, M. : 1988, *Astron. Astrophys.* **190**, 167 (AA6).
- Kahane, C., Maizels, C., and Jura, M. : 1988, *Astrophys. J. Letters* **328**, L25 (AP12).
- Knapp, G.R. : 1985, *Astrophys. J.* **293**, 273.
- Knapp, G.R. : 1986, *Astrophys. J.* **311**, 731 (AP8).
- Knapp, G.R., and Morris, M. : 1985, *Astrophys. J.* **292**, 640 (AP2).
- Knapp, G.R., Sutin, B.M., Phillips, T.G., Ellison, B.N., Keene, J.B., Leighton, R.B., Masson,

- C.R., Steiger, W., Veidt, B., and Young, K. : 1989, *Astrophys. J.* **336**, 822 (AP14).
- Kholopov, P.N., et al. : 1985, 1987, *General Catalogue of Variables Stars*, Nauka Publishing House, Moscow.
- Kholopov, P.N., et al. : 1985, 1987, *General Catalogue of Variables Stars*, Nauka Publishing House, Moscow.
- Kleinmann, S.G., Sargent, D.G., Moseley, H., Harper, D.A., Loewenstein, R.P., Telesco, C.M., and Thronson, H.A. : 1978, *Astron. Astrophys.* **65**, 139.
- Koike, C., Hasegawa, H., and Manabe, A. : 1980, *Astrophys. Space Sci.*, **67**, 495.
- Kozok, J.R. : 1985a, *Astron. Astrophys. Suppl.* **61**, 387.
- Kozok, J.R. : 1985b, *Astron. Astrophys. Suppl.* **62**, 7.
- Kukarkin, B.V., Parenago, P.N., Efremov, Y.I., and Kholopov, P.N. : 1958, *General Catalogue of Variable Stars* (2d ed. ; Moscow : Akademiia Nauk).
- Kukarkin, B.V., Efremov, Y.I., and Kholopov, P.N. : 1960 *First Supplement to the Second Edition of the General Catalogue of Variable Stars* (Moscow : Akademiia Nauk).
- Kukarkin, B.V., et al. : 1971, *First Supplement to the Third Edition of the General Catalogue of Variable Stars* (Moscow : Akademiia Nauk).
- Kwan, J., and Linke, R.A. : 1982, *Astrophys. J.* **254**, 587.
- Kwok, S. : 1990, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **244**, 179.
- Kwok, S., and Feldman, P.A. : 1981, *Astrophys. J. Letters* **247**, L67 (1c).
- Kwok, S., Hrivnak, B.J., and Boreiko, R.T. : 1987, *Astrophys. J.* **312**, 303.
- Kwok, S., Hrivnak, B.J., and Geballe, T.R. : 1990, *Astrophys. J. Letters* **360**, L23.
- Kwok, S., and Hrivnak, B.J. : 1989, in *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, ed. B. Kaldeich, ESA publications.
- Kwok, S., Volk, K.M., and Hrivnak, B.J. : 1989, *Astrophys. J. Letters* **345**, L51.
- Lamers, H.J.G.L.M., Waters, L.B.F.M., Garmany, C.D., Perez, M.R., and Waelkens, C. : 1984, *Astron. Astrophys. Letters* **154**, L20.
- Leahy, D.A., Kwok, S., and Arquilla, R.A. : 1987, *Astrophys. J.* **320**, 825 (AP10).
- Le Bertre, T., and Epchtein, N. : 1987, *Astron. Astrophys.* **171**, 116 (2p).
- Le Bertre, T., Epchtein, N., Gouiffes, C., Haydari-Malayeri, M., and Perrier, C. : 1989, *Astron. Astrophys.* **225**, 417.
- Lebofsky, M.J., and Kleinmann, S.G. : 1976, *Astron. J.* **81**, 534 (2c).
- Lebofsky, M.J., Kleinmann, S.G., Rieke, G.H., and Low, F.J. : 1976, *Astrophys. J. Letters* **206**, L157.
- Lebofsky, M.J., and Rieke, G.H. : 1977, *Astron. J.* **82**, 646.
- Lebofsky, M.J., Sargent, D.G., Kleinmann, S.G., and Rieke, G.H. : 1978, *Astrophys. J.* **219**,

- 487 (2f).
- Le Borgne, J.F., and Mauron, N. : 1989, *Astron. Astrophys.* **210**, 198 (AA18).
- Léger, A., and Puget, J.L. : 1984, *Astron. Astrophys. Letters* **137**, L5.
- Le Squeren, A.M., Sivagnanam, P., Dennefeld, M., and David, P. : 1991, submitted to *Astron. Astrophys.*
- Leung, C.M. : 1975, *Astrophys. J.* **199**, 340.
- Lewis, B.M., Chengalur, J.N., Schmelz, J., and Terzian, Y. : 1990, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **246**, 523 (1k).
- Lewis, B.M., Eder, J., and Terzian, Y. : 1987, *Astron. J.* **94**, 1025.
- Likkel, L. : 1989, *Astrophys. J.* **344**, 350.
- Likkel, L., Forveille, T., Omont, A., and Morris, M. : 1988, *Astron. Astrophys. Letters* **198**, L1 (AA10).
- Likkel, L., Forveille, T., Omont, A., and Morris, M. : 1991, *Astron. Astrophys.* **246**, 153 (AA42).
- Likkel, L., and Morris, M. : 1988, *Astrophys. J.* **329**, 914.
- Likkel, L., Omont, A., Morris, M., and Forveille, T. : 1987, *Astron. Astrophys. Letters* **173**, L11 (AA3).
- Lindqvist, M., Nyman, L.Å., Olofsson, H., and Winnberg, A. : 1988, *Astron. Astrophys. Letters* **205**, L15 (AA13).
- Little-Marenin, I.R. : 1986, *Astrophys. J. Letters* **307**, L15.
- Little-Marenin, I.R., Ramsey, M.E., Stephenson, C.B., Little, S.J., and Price, S.O. : 1987, *Astron. J.* **93**, 663.
- Loup, C. : 1991, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble (PC1, chap.4 ; chaps.6,7).
- Loup, C., Forveille, T., Nyman, L.Å., and Omont, A. : 1990, *Astron. Astrophys. Letters* **227**, L29 (AA24, chap.2).
- Loup, C., Forveille, T., Omont, A., and Paul, J.F. : 1991, to be submitted to *Astron. Astrophys.*, Supplement Series (chap.3).
- Low, F.J., Kurtz, R.F., Vrba, F.J., and Rieke, G.H. : 1976, *Astrophys. J. Letters* **206**, L153 (3b).
- Lucas, R., Guilloteau, S., and Omont, A. : 1988, *Astron. Astrophys.* **194**, 230 (AA7).
- Mac Connel, D.J. : 1981, *Astron. Astrophys. Suppl.* **44**, 387 (2j).
- Margulis, M., van Blerkom, D.J., Snell, R.L., and Kleinmann, S.G. : 1990, *Astrophys. J.* **361**, 673 (AP19).
- Masson, C.R., Cheung, K.W., Berge, G.L., Claussen, M.J., Heiligman, G.M., Leighton, R.B., Lo, K.Y., Moffet, A.T., Phillips, T.G., Sargent, A.I., Scott, S.L., and Woody, D.P. :

- 1985, *Astrophys. J.* **292**, 464 (AP1).
- Mathis, J.S., Rumpl, W., and Nordsieck, K.H. : 1977, *Astrophys. J.* **217**, 425.
- Menessier, M.O., and Omont, A. eds, *From Miras to Planetary Nebulae : Which Path for Stellar Evolution* (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette 1990).
- Morris, M. : 1987, *P.A.S.P.* **99**, 1115.
- Morris, M., and Zuckerman, B. eds, *Mass Loss in Red Giants*, (Reidel, Dordrecht 1985).
- Morris, M., Bowers, P.F., and Turner, B.E. : 1982, *Astrophys. J.* **259**, 625 (1d).
- Morris, M., Guilloteau, S., Lucas, R., and Omont, A. : 1987, *Astrophys. J.* **321**, 888 (AP11).
- Nercessian, E., Guilloteau, S., Omont, A., and Benayoun, J.J. : 1989, *Astron. Astrophys.* **210**, 225 (AA19).
- Neugebauer, G., and Leighton, R.B. : 1969, *Two Micron Sky Survey* (NASA SP-3047).
- Ney, E.P., Merrill, K.M., Becklin, E.E., Neugebauer, G., and Wynn-Williams, C.G. : 1975, *Astrophys. J. Letters* **198**, L129 (2b).
- Nguyen-Q-Rieu, Epchtein, N., Truong-Bach, and Cohen, M. : 1987, *Astron. Astrophys.* **180**, 117 (AA4).
- Norris, R.P., Booth, R.S., and Davis, R.J. : 1980, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **190**, 163.
- Nyman, L.Å., Booth, R.S., Carlström, U., Habing, H.J., Heske, A., Omont, A., Sahai, R., Stark, R., van der Veen, W.E.C.J., and Winnberg, A. : 1991, submitted to *Astron. Astrophys.*, main journal.
- Odenwald, S.F. : 1986, *Astrophys. J.* **307**, 711.
- Olson, F.M., Baud, B., Habing, H.J., de Jong, T., Harris, S., Pottasch, S.R. : 1984, *Astrophys. J. Letters* **278**, L41.
- Olofsson, H., Eriksson, K., and Gustafsson, B. : 1987, *Astron. Astrophys. Letters* **183**, L13 (AA5).
- Olofsson, H., Eriksson, K., and Gustafsson, B. : 1988, *Astron. Astrophys. Letters* **196**, L1 (AA8).
- Olofsson, H., Carlström, U., Eriksson, K., Gustafsson, B., and Willson, L.A. : 1990, *Astron. Astrophys. Letters* **230**, L13 (AA28).
- Olofsson, H., Eriksson, K., and Gustafsson, B. : 1990, *Astron. Astrophys.* **230**, 405 (AA30).
- Olofsson, H., Lindqvist, M., Nyman, L.Å., Winnberg, A., and Nguyen-Q-Rieu : 1991, *Astron. Astrophys.* **245**, 611 (AA41).
- Omont, A. : 1991, in *Late Stage of Stellar Evolution*, C.B. de Loore ed. (Springer-Verlag, Heidelberg).
- Omont, A., Loup, C., Forveille, T., te Lintel Hekkert, P., Caswell, J.L., Habing, H., and

- Sivagnanam, P. : 1991, submitted to *Astron. Astrophys.*, main journal (O91, chap.1).
- Omont, A., Moseley, S.H., Glaccum, W., Kwok, S., Harvey, P.M. et al. : 1991, in preparation.
- Paczynski, B. : 1971, *Acta Astr.* **21**, 417.
- Parthasarathy, M., and Pottasch, S.R. : 1986, *Astron. Astrophys. Letters* **154**, L16.
- Parthasarathy, M., and Pottasch, S.R. : 1989, *Astron. Astrophys.* **225**, 521.
- Pottasch, S.R. : 1990, in *From Miras to Planetary Nebulae : Which Path for Stellar Evolution*, M.O. Menessier and A. Omont eds (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette), p.306.
- Pottasch, S.R., and Parthasarathy, M. : 1988, *Astron. Astrophys.* **192**, 182.
- Preite-Martinez, A., *Astron. Astrophys. Suppl.* **76**, 317.
- Phillips, J.P., Mampaso, A., Williams, P.G., and Ukita, N. : 1991, *Astron. Astrophys.* **247**, 148 (AA44).
- Planesas, P., Bachiller, R., Martín-Pintado, J., and Bujarrabal, V. : 1990, *Astrophys. J.* **351**, 263 (AP17).
- Planesas, P., Kenney, J.D.P., and Bachiller, R. : 1990, *Astrophys. J. Letters* **364**, L9 (AP20).
- Plaut, L. : 1977, *Astron. Astrophys. Suppl.* **28**, 169 (2e).
- Price, S.D., and Murdock : 1983, AFGL TR 83-0161.
- Reid, M.J., Moran, J.M., and Johnston, K.J. : 1981, *Astron. J.* **86**, 897.
- Rodríguez, L.F., García-Barreto, J.A., Cantó, J., Moreno, M.A., Torres-Peimbert, S., Costero, R., Serrano, A., Moran, J.M., and Garay, G. : 1985, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **215**, 353 (1h).
- Rowan-Robinson, M. : 1980, *Astrophys. J. Suppl.* **44**, 403.
- Rowan-Robinson, M., and Harris, S. : 1982, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **200**, 197.
- Rowan-Robinson, M., and Harris, S. : 1983a, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **202**, 767.
- Rowan-Robinson, M., and Harris, S. : 1983b, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **202**, 797 (RRH).
- Rowan-Robinson, M., Lock, T.D., Walker, D.W., and Harris, S. : 1986, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **222**, 273 (RR86).
- Sahai, R., Claussen, M.J., and Masson, C.R. : 1989, *Astron. Astrophys.* **220**, 92 (1j).
- Sahai, R., Wootten, A., and Clegg, R.E.S. : 1990, *Astron. Astrophys. Letters* **234**, L1 (AA34).
- Schönberner, D. : 1981, *Astron. Astrophys.* **103**, 119.
- Schönberner, D. : 1983, *Astrophys. J.* **272**, 708.
- Scoville, N.Z., and Kwan, J. : 1976, *Astrophys. J.* **206**, 718.
- Shibata, K.M., Tamura, S., Deguchi, S., Hirano, N., Kameya, O., and Tamura, T. : 1989, *Astron. Astrophys. Letters* **345**, L55 (AP15).
- Sivagnanam, P., Braz, M.A., Le Squeren, A.M., and Tran Minh : 1990, *Astron. Astrophys.*

- 233, 112.
- Sivagnanam, P. : 1989, Thèse, Université Paris 7.
- Skinner, C.J., and Whitmore, B. : 1988, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **234**, 79p.
- Solomon, P.M., Jefferts, K.B., Penzias, A.A. and Wilson, R.W. : 1971, *Astrophys. J. Letters* **163**, L53.
- Sopka, R.J., Hildebrand, R., Jaffe, D.T., Gatley, I., Roellig, T., Werner, M., Jura, M., and Zuckerman, B. : 1985, *Astrophys. J.* **294**, 242 (S85).
- Sopka, R.J., Olofsson, H., Johansson, L.E.B., Nguyen-Q-Rieu, and Zuckerman, B. : 1989, *Astron. Astrophys.* **210**, 78 (AA17).
- Soulié, G., and Baudry, A. : 1983, *Astron. Astrophys. Suppl.* **52**, 299 (1f).
- Spergel, D.N., Giuliani, J.L., and Knapp, G.R. : 1983, *Astrophys. J.* **275**, 330.
- Stephenson, C.B. : 1973, Publications of the Warner and Swasey Observatory, **1**, 4.
- Stephenson, C.B. : 1986, *Astrophys. J.* **301**, 927 (2l).
- Stephenson, C.B. : 1989, Publications of the Warner and Swasey Observatory, **3**, 53.
- Stephenson, C.B., and Sanduleak, N. : 1977, *Astrophys. J.* **33**, 459.
- Stothers, R. : 1975, *Astrophys. J. Letters* **197**, L25.
- te Lintel-Hekkert, P., Caswell, J., Haynes, R., Norris, R., Le Squeren, A.M., Sivagnanam, P., and Wouterloot, J. : 1991a, submitted to *Astron. Astrophys.*
- te Lintel-Hekkert, P., Habing, H.J., Caswell, J.L., Norris, R.P., and Haynes, R.F. : 1988, *Astron. Astrophys. Letters* **202**, L19.
- te Lintel-Hekkert, P., Sivagnanam, P., and le Squeren, A.M. : 1991b, in preparation.
- te Lintel-Hekkert, P., Versteeg-Hensel, H.A., Habing, A.J., and Wiertz, M. : 1989, *Astron. Astrophys. Suppl.* **78**, 399.
- Terzian, Y., Balick, B., and Bignell, C. : 1974, *Astrophys. J.* **188**, 257 (1a).
- Thronson, H.A., Latter, W.B., Black, J.H., Bally, J., and Hacking, P. : 1987, *Astrophys. J.* **322**, 770.
- Trams, N.R., van der Veen, W.E.C.J., Waelkens, C., Waters, L.B.F.M., and Lamers, H.J.G.L.M. : 1990, *Astron. Astrophys.* **233**, 153 (AA33).
- Truong-Bach, Morris, D., Nguyen-Q-Rieu, and Deguchi, S. : 1990, *Astron. Astrophys.* **230**, 431 (AA31).
- van der Veen, W.E.C.J., and Breukers, R.J.L.H. : 1989, *Astron. Astrophys.* **213**, 133.
- van der Veen, W.E.C.J., and Habing, H.J. : 1988, *Astron. Astrophys.* **194**, 125.
- van der Veen, W.E.C.J., Habing, H.J., and Geballe, T.R. : 1989, *Astron. Astrophys.* **226**, 108 (2o).
- van der Veen, W.E.C.J., and Rugers, M. : 1989, *Astron. Astrophys.* **226**, 183.

- van Langevelde, H.J., van der Heiden, R., and van Schooneveld, H.J. : 1990, *Astron. Astrophys.* **239**, 193.
- Volk, K.M., and Cohen, M. : 1989, *Astron. J.* **98**, 931.
- Volk, K.M., and Kwok, S. : 1987, *Astrophys. J.* **315**, 654.
- Volk, K.M., and Kwok, S. : 1988, *Astrophys. J.* **331**, 435.
- Volk, K.M., and Kwok, S. : 1989, *Astrophys. J.* **342**, 345.
- Wackerling, L.R. : 1970, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **73**, 153.
- Wannier, P.G., and Sahai, R. : 1986, *Astrophys. J.* **311**, 335 (AP6).
- Wannier, P.G., Sahai, R., Andersson, B-G, and Johnson, H.R. : 1990, *Astrophys. J.* **358**, 251 (AP18).
- Webster, B.L., and Glass, I.S. : 1974, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **170**, 579.
- Willems, F.J. : 1988a, *Astron. Astrophys.* **203**, 51.
- Willems, F.J. : 1988b, *Astron. Astrophys.* **203**, 65.
- Willems, F.J., and de Jong, T. : 1986, *Astrophys. J. Letters* **309**, L39.
- Willems, F.J., and de Jong, T. : 1988, *Astron. Astrophys.* **196**, 173.
- Winnberg, A., Lindqvist, M., Olofsson, H., and Henkel, C. : 1991, *Astron. Astrophys.* **245**, 195 (AA39).
- Witteborn, F.C., Strecker, D.W., Erickson, E.F., Smith, S.M., Goebel, J.M., and Taylor, B.J. : 1980, *Astrophys. J.* **238**, 577.
- Wood, P.R. : 1989, in *From Mira to planetary nebulae : which path for stellar evolution*, edited by M.O. Mennessier and A. Omont, Editions Frontières.
- Woodsworth, A.W., Kwok, S., and Chan, S.J. : 1990, *Astron. Astrophys.* **228**, 503 (AA26).
- Woodsworth, A.W., Kwok, S., Chan, S.J., and Murowinski, R. : 1991, *Astron. Astrophys.* **246**, 447 (AA43).
- Wright, M.C.H., Carlstrom, J.E., Plambeck, R.L., and Welch, W.J. : 1990, *Astron. J.* **99**, 1299 (1l).
- Zijlstra, A.A., te Lintel-Hekkert, P., Pottasch, S.R., Caswell, J.L., Ratag, M., and Habing, H.J. : 1989, *Astron. Astrophys.* **217**, 157.
- Zijlstra, A.A., Gaylard, M.J., te Lintel Hekkert, P., Menzies, J., Nyman, L.Å., and Schwartz, H.E. : 1991a, *Astron. Astrophys. Letters* **243**, L9 (AA38).
- Zijlstra, A.A., Waters, L.B.F.M., Loup, C., and de Jong, T. : 1991b, in preparation.
- Zuckerman, B. : 1987, in *Coll Stars, Stellar Systems and the Sun*, eds. J.L. Linsky and R.E. Stencel (Heidelberg, Springer-Verlag), P.351.
- Zuckerman, B., and Aller, L.H. : 1986, *Astrophys. J.* **301**, 772.
- Zuckerman, B., and Dyck, H.M. : 1986a, *Astrophys. J.* **304**, 394 (AP3).

- Zuckerman, B., Dyck, H.M., and Claussen, M.J. : 1986, *Astrophys. J.* **304**, 401 (AP4).
 Zuckerman, B., and Dyck, H.M. : 1986b, *Astrophys. J.* **311**, 345 (AP7).
 Zuckerman, B., and Dyck, H.M. : 1989, *Astron. Astrophys.* **209**, 119 (AA16).
 Zuckerman, B., and Madalena, R.J. : 1989, *Astron. Astrophys. Letters* **223**, L20.
 Zuckerman, B., Palmer, P., Morris, M., Turner, B.E., Gilra, D.P., Bowers, P.F., and Gilmore, W. : 1977, *Astrophys. J. Letters* **211**, L97.

LISTE DES ABRÉVIATIONS (non exhaustive ...)

Revues

- Acta Astr.* : Acta Astronomica
Ann. Rev. Astron. Astrophys. : Annual Review of Astronomy and Astrophysics.
Astron. Astrophys. : Astronomy and Astrophysics, main journal.
Astron. Astrophys. Letters : Astronomy and Astrophysics, letters.
Astron. Astrophys. Suppl. : Astronomy and Astrophysics, supplement series.
Astron. J. : The Astronomical Journal
Astrophys. J. : The Astrophysical Journal, main journal.
Astrophys. J. Letters : The Astrophysical Journal, letters.
Astrophys. J. Suppl. : The Astrophysical Journal, supplement series.
Astrophys. Sp. Sci. : Astrophysics and Space Science.
I.A.U. : International Astronomical Union (Symposium).
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. : Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.
M.N.R.A.S. : Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.
P.A.S.J. : Publications of the Astronomical Society of Japan.
P.A.S.P. : Publications of the Astronomical Society of the Pacific.
Quart. J. R. Astron. Soc. : the Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society.

Observatoires, télescopes, instruments, catalogues

- AFCRL* : the Air Force Cambridge Research Laboratory (voir aussi AFGL; fusée, 1971).
AFGL : the Air Force Geophysics Laboratory Infrared Sky Survey (fusée, 1972).
BTL : AT&T Bell Laboratories (antenne de 7m à Holmdel, New Jersey).
CALTECH : the Caltech 10.4m telescope (Mauna Kea, Hawaii).
ESO : the European Southern Observatory (La Silla, Chili).
FCRAO : the Five College Radio Astronomy Observatory (antenne de 14m).
FIRST : the Far Infrared and Submillimeter Telescope (satellite).
GCVS : the General Catalogue of Variable Stars.

IRAM : Institut de Radioastronomie Millimétrique (antenne de 30m à Pico Veleta, Espagne, et 4 antennes de 15m sur le plateau de Burre, France).

IRAS : the Infrared Astronomical Satellite (1983).

IRAS-LRS : IRAS Low Resolution Spectra.

IRAS-PSC : the IRAS Point Source Catalogue.

IRC : the Infrared Catalogue (voir aussi TMSS).

ISO : the Infrared Space Observatory (satellite).

ISO-CAM : the ISO Camera.

ISO-LWS : the ISO Long Wavelength Spectrometer.

ISO-PHOT : the ISO Photometer.

ISO-SWS : the ISO Short Wavelength Spectrometer.

JCMT : the James Clerk Maxwell Telescope (antenne de 15 m, Mauna Kea).

NMA : the Nobeyama Millimeter Array (antennes de 10 m).

NRAO : the National Radio Astronomy Observatory (antenne de 12m, Kitt Peak, Arizona).

NSV : the New Catalogue of Suspected Variable Stars.

OSO : the Onsala Space Observatory (antenne de 20m).

OVI : the Owens Valley millimeter-wave Interferometer (antennes de 10.4 m).

RAFGL : the Revised Air Force Geophysics Laboratory Infrared Sky Survey (voir aussi AFGL ; fusée).

SAO : the Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalogue.

SEST : the Swedish ESO Submillimetre Telescope (antenne de 15m, La Silla, Chili).

TMSS : the Two Micron Sky Survey (voir aussi IRC ; 1969)

VLA : the (NRAO) Very Large Array (interféromètre centimétrique).

