HAL
open science

Formation et évolution des globules cométaires

Bertrand Lefloch

To cite this version:

Bertrand Lefloch. Formation et évolution des globules cométaires. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1994. Français. NNT : . tel-00686752

HAL Id: tel-00686752

https://theses.hal.science/tel-00686752v1

Submitted on 11 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.

THESE DE DOCTORAT

présentée par

Bertrand LEFLOCH

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
GRENOBLE I

Spécialité : Astrophysique

FORMATION ET EVOLUTION DES GLOBULES COMETAIRES

Soutenue le 6 Juin 1994 devant la Commission d'examen :

M. Guy Pelletier	Président
M. Pierre Encrenaz	Rapporteur
M. Alejandro Raga	Rapporteur
M. Bernard Lazareff	Directeur de thèse
Mme Edith Falgarone	Examinateur
M. Jose Cernicharo	Examinateur

Laboratoire d'Astrophysique, UJF/CNRS, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex

"...l'Etre et le Non-Etre, le Suprême et l'Inférieur,
je les ai soumis à la Logique et à la Règle;
mais de tout ce que j'ai tenté d'approfondir
je n'ai touché le Fond de rien...."

Omar Kháyyám

RUBÁIYÁT

Remerciements

Je tiens tout d'abord à dire le grand plaisir que j'ai pris à travailler avec Bernard Lazareff et à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour avoir encadré ce travail. Mon intérêt pour les problèmes d'hydrodynamique et de formation stellaire est né de nos nombreuses (et stimulantes) discussions. J'ai pu apprécier son intégrité et son immense patience en maintes circonstances; son soutien parfois discret mais toujours attentif et plein d'humour m'a été particulièrement précieux au cours de ces derniers mois.

Claude Bertout m'a permis de mener à bien cette thèse au sein du Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, dans des conditions de travail particulièrement agréables. Qu'il en soit ici remercié. Je lui suis également reconnaissant d'avoir su me convaincre de terminer ce travail dans un délai qui me semblait alors digne d'une "Mission Impossible".

Je remercie vivement Guy Pelletier d'avoir présidé mon jury de thèse. Alex Raga et Pierre Encrenaz ont accepté de rapporter sur ma thèse et je leur en sais profondément gré. De même je remercie Edith Falgarone d'avoir bien voulu juger ce travail. Il ne me semblait pas possible de soutenir cette thèse sans que Jose Cernicharo ne soit membre du jury : j'espère qu'il me pardonnera d'avoir pourtant oublié de le prévenir de cette obligation !

La partie majeure de ce travail repose sur des simulations numériques "intensives". Je tiens à saluer Pierre Valiron pour le confort informatique dans lequel j'ai baigné et à louer Ginette Buisson pour son entière disponibilité et sa gentillesse proverbiales face à chacun des (nombreux) petits problèmes informatiques que j'ai rencontrés : il suffira de dire que tous les deux ont réussi à me convertir à Unix.
J'ai parfois vampirisé les moyens informatiques de l'IRAM : je profite de l'occasion qui m'est donnée pour remercier Alain Perrigouard et les autres membres du groupe informatique de toutes les facilités dont ils m'ont fait bénéficier et d'avoir parfois "fermé les yeux"....

Mon travail a été l'occasion de discussions, voire d'empoignades, innombrables et passionnantes, toujours fructueuses, avec les "plasmiciens" du Laboratoire, et j'espère que ces discussions perdureront.

Les conseils de Santiago Garcia-Burillo m'ont été très précieux lorsque j'ai abordé les méthodes de résolution numériques dans le problème du transfert de rayonne-

ment. Bien d'autres m'ont apporté leur aide à un moment ou à un autre dans l'achèvement de cette thèse, et plusieurs pages seraient nécessaires pour les citer tous.

Je tiens toutefois à exprimer ma gratitude envers mon comité de lecture (Sylvie Cabrit, Gilles Henri et Claire Rist) qui a traqué impitoyablement les faiblesses du manuscrit. Nul doute que ce dernier y a beaucoup gagné en clarté.

Merci également à tous les membres du Laboratoire pour l'excellente ambiance qu'ils savent y faire régner, avec une mention spéciale aux secrétaires Françoise Bouillet et Elizabeth Palleau pour leur aide inestimable dans les labyrinthes administratifs et leur bonne humeur inaltérable.

Merci à Jonathan, Isabelle, Sylvie, Catherine et les autres pour leur soutien inconditionnel dans les moments difficiles, et pour tout le reste.

Merci à Guy et Catherine sans qui....

ABSTRACT

Cometary Globules are small dense clouds commonly found in the surroundings of O-B stars in HII regions. We present a a detailed study, both numerical and analytical, of the "Radiation-Driven Implosion" model. It is shown that this model alone, based on the photo-ionisation by neighbouring stars, can account for the formation and the evolution of Cometary Globules. It is a two-stage process : a brief collapse phase, followed by the commonly observed and much longer cometary phase. Only the first stage has an unambiguous spectroscopic signature.
We show that under some ionisation criteria small-scale and large-scale instabilities may grow at the cloud's surface, eventually leading to the cloud disruption. An analytic study shows that all clouds in the cometary stage are supported by a static magnetic field and are gravitationally stable.
From simulations, we generated emissivity maps and position-velocity diagrams in order to allow a direct observational confrontation with our model. We observed CG7S, a cloud which appears to be in the pre-cometary stage. The kinematic properties of CG7S are simply explained by the Radiation-Driven Implosion model and well reproduced numerically.

RESUME

Les Globules Cométaires sont des petits nuages denses que l'on observe fréquemment dans l'environnement d'étoiles O - B dans les régions HII. Ces nuages sont remarquables par leur bord brillant et leur structure cométaire. Le sujet de cette thèse est une étude de la formation et de l'évolution de ces objets d'un point de vue numérique, analytique et observationnel. Nous montrons que le mécanisme de photo-ionisation par les étoiles proches (Implosion Radiative) peut rendre compte à lui-seul de la formation des globules cométaires. Numériquement, il ressort que la séquence d'évolution comprend deux principales étapes : une phase d'implosion brève suivie de la phase cométaire communément observée, beaucoup plus longue. Bien que difficile à observer, seule la première phase possède une signature spectroscopique indiscutable de la photo-ionisation.
Sous certaines conditions d'ionisation des instabilités de type Rayleigh-Taylor à petite et grande échelle se développent dans le front d'ionisation et conduisent éventuellement à la destruction des nuages. Tous les globules en phase cométaire apparaissent être soutenus contre la pression du milieu extérieur par un champ magnétique statique qui semble suivre la loi de Heiles. Une étude analytique montre que tous ces nuages sont gravitationnellement stables.
Les cartes de brillance synthétisées à partir des modèles numériques reproduisent avec vraisemblance les morphologies observées de nuages cométaires. Des observations radio-millimétriques du globule CG7S dans la région HII S190 ont permis de tester de manière non-ambigüe le modèle d'Implosion Radiative. Les caractéristiques observationelles de CG7S sont en bon accord avec les prédictions du modèle et ont pu être reproduites numériquement de manière satisfaisante. CG7S apparaît comme un des tous premiers nuages pré-cométaires observés à ce jour.

INTRODUCTION

La première partie de ce travail, et la plus importante, est une étude de la formation et de l'évolution des globules cométaires, dont les mécanismes sont très controversés. L'importance de ce problème s'est accrue pour deux raisons :

• Il est devenu clair que la formation stellaire secondaire est fréquente dans les globules cométaires. Le mode de formation des étoiles et leur contribution à la fonction de masse dépendent du mécanisme qui a donné naissance aux globules.

• Un des mécanismes les plus souvent invoqués -l'interaction entre un rayonnement ionisant et une condensation de gaz neutre- a des applications naturelles à d'autres objets du milieu interstellaire, tels que les régions de photo-dissociation (PDRs).

Nous présentons plus en détail cette première partie dans le chapitre qui suit.

Une deuxième partie regroupe d'autres travaux non-directement reliés à ce qui précède. Il s'agit essentiellement d'une étude à la fois théorique et observationnelle de l'astigmatisme du radio-télescope de 30m de l'IRAM, initialement mis en évidence par des mesures holographiques de précision de surface au moyen du satellite Italsat. En dehors de l'holographie, il avait été démontré expérimentalement que l'on pouvait mesurer la déformation du miroir primaire d'un télescope astigmatique en observant la déformation progressive de la tache image d'une source *ponctuelle* dans et autour du plan focal image . Les seules sources suffisamment brillantes pour effectuer des mesures précises sont les planètes, *cependant résolues par la génération des télescopes à large antenne*, tel que le radio-télescope de 30m.

Ce travail a permis tout d'abord de mesurer précisément la déformation du réflecteur lorsque l'on observe une source *résolue*, et ensuite d'établir un diagramme de diagnostic de l'astigmatisme dans le cas particulier du télescope de l'IRAM. Les mesures faites à diverses fréquences sont tout à fait cohérentes entre elles et en bon accord avec l'estimation déduite par une méthode holographique. Nous avons finalement corrigé cet astigmatisme en introduisant une lame de correction de phase sur le miroir tertiaire du télescope, *à proximité du plan focal image.* Ceci suggére que les corrections nécessaires pour des problèmes plus compliqués (écart à l'homologie de la structure, déformations thermiques par exemple) pourraient également être effectuées par interposition de lames correctrices en un endroit plus accessible que le lieu même de la déformation.

Première partie

Formation et Evolution des Globules Cométaires

Chapitre 1

Introduction

Les régions HII se forment dans le milieu interstellaire sous l'action conjuguée du rayonnement ionisant et du vent de jeunes étoiles chaudes (O ou B) qui viennent de naître. Loin d'être de simples bulles de gaz ionisé, les régions HII hébergent souvent des *condensations de gaz neutre* isolées appartenant à la famille des *globules de Bok* et des nuages de gaz neutre situés en bordure des régions HII, *tous pointant en direction des étoiles excitatrices de la nébuleuse.*

La famille des globules de Bok regroupe divers objets plus ou moins exotiques, classés en fonction de leur morphologie optique (Leung, 1985), tels que les "trompes d'éléphants" - langues de gaz et poussières dont les dimensions varient entre 10^{-2} et 0.5 pc et dont les masses de l'ordre de 5 à 10 $M_{\odot}$ pour les objets les plus massifs - et les "grumeaux" (*speck globules*), dont la géométrie varie entre la larme et la sphère, qui sont les plus petites unités observables dans les régions HII, et que l'on rencontre à proximité des trompes d'éléphants; citons également les objets de Barnard, nuages sombres arrondis et, enfin, les **globules cométaires** [1] (CGs).

Les premières observations de globules cométaires (Hawarden et Brandt, 1976; Sandqvist, 1976), dans le domaine optique montre un nuage typique comme une tête dense, compacte, entourée d'un bord brillant, prolongée par une traînée de gaz diffus, peu lumineux. C'est à cette morphologie particulière que ces condensations doivent leur nom, bien que ce soit là leur seul point commun avec les comètes.... De nombreuses études observationnelles ont été consacrées par la suite à ces objets

[1] une quatrième et dernière sous-classe est constituée par les globules filamentaires tels que le Serpent par exemple (L66); ce sont des nuages sombres isolés, sans rapport avec les régions HII, de forme allongée, dont les dimensions, de l'ordre de 0.5° à 9° par 2' à 40' sur le ciel, sont beaucoup plus importantes que celles des objets décrits précédemment. Nous renvoyons le lecteur à l'article de revue de Leung dans Protostars and Planets II pour une revue détaillée des nuages sombres.

(Williams et al, 1977; Brandt et al., 1983; Zealey et al, 1983; Reipurth, 1983). Elles ont permis d'établir que les dimensions des CGs sont typiquement de 0.1 à 1 pc pour la tête et de 0.2 à 7 pc pour la queue. Il existe une certaine dispersion dans la morphologie de ces objets puisque le rapport entre la largeur de la tête et la longueur de la traînée de gaz varie de 1 à 5. Les masses de ces nuages sont également très variables, entre 0.1 $M_\odot$ et 10^2 $M_\odot$.
Assez rapidement, Goss et al. (1980) ont montré que les globules cométaires contenaient du gaz moléculaire, via la détection de raies rotationnelles de H_2CO. Des observations systématiques du gaz moléculaire dans ces objets, donnant ainsi accès à la structure et à la dynamique du gaz interne ne sont devenues possibles qu' avec la mise en fonctionnement de télescopes disposant d'une résolution angulaire plus grande et de récepteurs plus sensibles, tels que le radio-télescope du SEST ou le radio-télescope de 30m de l'IRAM par exemple. Ces observations (Harju et al., 1990; Duvert et al., 1990, Cernicharo et al., 1991) ont révélé la présence quasi-systématique d'un faible gradient de vitesse radiale dans le corps du globule; la dynamique du gaz détecté est relativement calme pour l'ensemble des CGs, même si dans quelques cas (CG4 dans la nébuleuse Gum par exemple, González-Alfonso et al., 1994) une seconde composante cinématique a été detectée dans la tête du globule et le long du corps du nuage.
Pourtant, loin d'être des objets inactifs, les globules cométaires apparaissent au contraire comme des sites de formation stellaire puisque l'on y observe des étoiles jeunes, des objets de Herbig-Haro (Reipurth, 1983) et des flots bipolaires associés à des sources IRAS dont les luminosités peuvent atteindre jusqu'à 10^3 $L_\odot$ (Cernicharo et al., 1991; Sugitani et al., 1991).
Bien que l'exotisme des CGs soit indéniable (et... attractif?), l'ensemble des études précédentes ne répond pas seulement à des (pré)occupations de "zoologue du milieu interstellaire". Il s'agit plutôt de comprendre comment de tels nuages peuvent se former et subsister dans le voisinage d'étoiles fortement ionisantes et comment interagissent les CGs et les sources excitatrices de la région HII. En fait, **l'étude de la formation et de l'évolution des globules cométaires est la clef pour comprendre à quelle condition et comment la formation stellaire peut être déclenchée par les étoiles OB** .

Mécanismes de formation des globules cométaires

Deux mécanismes principaux, reliés à la dynamique à grande échelle de la région HII, ont été proposés pour expliquer la formation des globules observés.

Lorsque les étoiles OB s'allument, un front d'ionisation se propage supersoniquement dans le milieu environnant jusqu'au rayon de Strömgren. Ensuite, le gaz ionisé en surpression et les forts vents des étoiles O repoussent vers l'extérieur une couche de gaz neutre comprimé.

Dans le premier modèle, les globules se forment à partir d'inhomogénéités de densité du milieu dans lequel sont apparues les étoiles OB (Reiputh, 1983). Ces globules restent en arrière du front d'ionisation qui se propage dans un milieu dont la densité moyenne est beaucoup plus faible que celles des globules en raison de la granularité du nuage parent. Selon le second modèle les nuages se sont au contraire formés à partir d'instabilités dans la "coquille" de gaz neutre poussée par la bulle de gaz ionisé en expansion (c'est le mécanisme à la base de la formation séquentielle d'étoiles OB proposé par Elmegreen et Lada, 1977).

Il semble difficile d'exclure un modèle au profit de l'autre dans la mesure où chacun des deux reflète des conditions physiques différentes dans le nuage parent au moment de la formation des étoiles OB.

Plusieurs mécanismes ont été proposés pour rendre compte de la forme particulière des globules cométaires : l'action des vents stellaires (Schneps et al., 1980), l'onde de choc d'une supernova (Brandt, 1983), ou la compression liée à la propagation d'un front d'ionisation dans le nuage (Implosion Radiative) (Reipurth, 1983).

Le premier mécanisme avancé paraît peu crédible puisque le flux d'impulsion du vent stellaire d'une ou plusieurs étoiles O typiques (perte de masse $\dot{M} = 10^{-6}\ M_{\odot}\,\mathrm{yr}^{-1}$ et vitesse du vent stellaire $v = 2\ 10^{3}\,\mathrm{km\,s}^{-1}$) devient rapidement négligeable devant la pression exercée par le gaz ionisé à la surface des globules ($P_i/k_B \sim 5\ 10^{6}\,\mathrm{erg\,cm}^{-3}$) lorsque l'on s'éloigne au delà de 1 pc des étoiles O jusqu'aux distances où l'on observe habituellement les globules cométaires ($\geq 10\,\mathrm{pc}$).

Le mécanisme de compression par l'onde de choc d'une supernova s'appuie sur les simulations numériques de l'implosion d'un nuage interstellaire provoquée par une onde de choc plan-parallèle (Woodward, 1976). Le nuage s'effondre en forme de galette à la traversée de l'onde de choc *perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde.* Lorsque l'onde de choc atteint la face arrière du nuage, le gaz comprimé es retrouve en surpression par rapport au milieu ambiant; il se détend et produit ainsi une queue de gaz diffus. Dans le même temps, la face avant du nuage est littéralement déchiquetée par le développement d'instabilités de type Rayleigh-Taylor et Kelvin-Helmholtz.

La compression par l'onde de choc d'une supernova permet effectivement de produire une structure allongée à partir du nuage initial et d'éjecter du gaz en quantité

non-négligeable dans la queue du globule. La comparaison de coupes de densité de nuages simulés aves les observations optiques suggère que ce mécanisme de formation est plausible pour des nuages cométaires qui présentent de fortes irrégularités de surface, tels que CG1 dans la nébuleuse Gum. Ce mécanisme semble difficile à appliquer en l'état pour rendre compte de la formation des multiples globules cométaires qui ne présentent pas de surface aussi déformée, ou simplement comprimée *perpendiculairement* à leur axe principal.

L'Implosion Radiative est en fait le mécanisme le plus souvent invoqué pour rendre compte des observations les plus récentes, réalisées avec une grande résolution angulaire (Duvert et al., 1990; Cernicharo et al., 1992; González-Alfonso et al. 1993). Ce modèle est un des plus intéressants du point de vue théorique dans la mesure où il offre des perspectives d'applications à d'autres problèmes astrophysiques tels que l'étude des régions de photo-dissociation (PDRs). C'est donc sur ce mécanisme, l'interaction entre entre un rayonnement ionisant et un globule de gaz neutre que porte le travail présenté ci-après.

L'Implosion Radiative a fait l'objet d'un certain nombre de travaux théoriques, numériques et analytiques, dont nous rappelons les principaux résultats dans le paragraphe suivant.

Travaux antérieurs sur l'Implosion Radiative

L'illumination d'un nuage exposé au rayonnement ionisant d'une étoile O est un problème déjà ancien de l'astrophysique puisque Oort et Spitzer (1955) furent les premiers à s'y intéresser dans le cadre de "l'effet fusée". Les auteurs négligent volontairement toute influence du rayonnement dur la dynamique de la structure interne du nuage, et traitent le nuage comme une sphère solide de rayon constant au cours de l'évolution. Néanmoins, l'essentiel de la physique du problème est présent : le rayonnement Ly-c de l'étoile illuminatrice provoque la propagation d'un front d'ionisation à partir de la surface du nuage. Le gaz ionisé et chauffé se trouve en surpression par rapport au milieu internuage dans lequel il se détend, en direction de la source du flux UV. Par réaction (i.e. conservation de l'impulsion globale), le gaz neutre du nuage est accéléré. Dans le gaz ionisé en expansion se produisent des recombinaisons ions-électrons qui créent une faible densité de gaz neutre : celui-ci absorbe le rayonnement ionisant incident de sorte que le nuage est entouré d'une couche limite ionisée isolante (couche "IBL"; Elmegreen, 1976).

Kahn (1969) a étudié de manière détaillée l'écoulement de gaz ionisé d'un globule photo-ionisé, dans une géométrie sphérique, en régime stationnaire (i.e. le front

d'ionisation de propage subsoniquement dans le nuage), dans l'hypothèse où le front d'ionisation est d'épaisseur faible devant le rayon du nuage. Il a montré qu'il n'existait de solution stationnaire que pour des conditions d'ionisation de type D fort (voir chapitre 2.3), pour lesquelles le gaz ionisé s'échappe du front d'ionisation avec une vitesse supérieure à la vitesse du son isotherme dans le gaz ionisé. En faisant l'hypothèse implicite que la densité du gaz du nuage à la surface était accordée à la valeur du flux ionisant réellement disponible, en d'autres termes qu'*il y a dès le départ équilibre de pression entre le nuage et le gaz ionisé*, Kahn a estimé que *le nombre de Mach du gaz ionisé à la surface du nuage était de l'ordre de 2.* Cette hypothèse est trop forte car en pratique le flux ionisant et la densité ne sont pas corrélés et un choc se propage dans le nuage, en amont du front d'ionisation. Kahn a également montré que l'épaisseur de la couche isolante entourant le nuage était de l'ordre de 0.2 fois le rayon du nuage.
A partir des mêmes hypothèses que Kahn, (régime stationnaire, symétrie sphérique) Bertoldi (1989) a confirmé et étendu les résultats précédents pour des conditions d'ionisation beaucoup plus variées prenant en compte l'intensité du flux ionisant, le type spectral de l'étoile illuminatrice, le refroidissement par les raies métalliques, (voir paragraphe 2.2), la présence éventuelle d'He, et l'abondance de ces divers éléments. L'épaisseur effective de la couche de recombinaisons varie ainsi entre 0.1 et 0.2 fois le rayon du nuage.*Pour l'ensemble des paramètres considérés, le front d'ionisation est* de type D-fort et *D-critique dans une bonne approximation*, presque indépendamment du type spectral de l'étoile ionisante. Bertoldi montre que, en général, le front d'ionisation qui se propage dans le gaz neutre est précédé d'un choc. Selon lui, il existe deux phases dans l'évolution d'un globule cométaire : une phase initiale d'implosion causée par la surpression du gaz ionisé, au cours de laquelle des taux de compression importants du gaz peuvent être atteints sur l'axe du nuage, suivie d'une phase de quasi-équilibre cométaire, au cours de laquelle le nuage s'évapore plus ou moins rapidement. Bertoldi a pu établir certaines expressions analytiques pour le rayon d'équilibre cométaire et le taux de perte de masse par exemple.

Les principales difficultés dans l'étude de la photo-ionisation d'un globule vient de ce que le problème admet (seulement) une symétrie *cylindrique* (selon la direction du rayonnement incident) et, surtout, que *la dépendance temporelle du rayon du nuage n'est est pas connue.* Une modélisation réaliste est très complexe analytiquement et requiert en fait une approche numérique.
Les premières simulations "réalistes" d'hydrodynamique radiative dans une géométrie cylindrique pour étudier l'Implosion Radiative ont été réalisées par Klein, Sand-

ford et Whitacker (1980) et par Sandford, Whitacker et Klein (1982). Par manque de résolution numérique dans la grille de calcul, il ne leur a été possible que de suivre la première partie de la phase d'implosion du nuage; les simulations montrent que le gaz subit une forte compression au travers d'un choc conique lorsqu'il atteint l'axe du nuage, résultat confirmé ultérieurement de manière analytique par Bertoldi (1989). Toutefois, la faible résolution de la grille de calculs rend incertains certains résultats des auteurs, tel que la fragmentation de la couche de gaz située en amont du front d'ionisation par exemple.
En dépit des études sur l'interaction entre un rayonnement ionisant et un nuage de gaz neutre, dont nous venons de rappeler les principaux résultats, l'Implosion Radiative n'a jamais réellement fait l'objet d'une étude détaillée et complète aussi bien pour des raisons d'ordre numérique (précision du calcul) que analytique (dépendance temporelle de la géométrie du nuage). Si bien que certaines questions restent non-résolues : quel est le chemin évolutif d'un globule photo-ionisé ? Sous quelle(s) condition(s) un nuage peut-il atteindre la phase cométaire ? Peut-on et, si oui, comment rendre compte des instabilités de surface observées pour certains globules ? Quand et comment se déclenche la formation d'étoiles ?
Voici les différentes questions auxquelles nous avons tenté de répondre dans ce travail afin de dresser une image aussi complète que possible de l'Implosion Radiative et de ses conséquences du point de vue observationnel, et afin d'établir des diagnostics permettant de confirmer ou de rejeter avec le moins d'ambiguité possible ce modèle.
Enfin la remarque suivante[2] à propos des trompes d'éléphants de la Rosette et de "l'effet fusée" (autre dénomination pour l'Implosion Radiative) montre toute la nécessité d'avoir des *critères observationnels directs* reposant sur une modélisation précise pour établir ou rejeter l'Implosion Radiative en tant que modèle de formation pour les globules cométaires...

"...We naively expect the rocket effect to compress the globules. Their elongated appearance implies that some other mechanism is responsible for the large scale-structure of the elephant trunks. (A proper treatment of this complex problem will not be attempted here)..."

[2]Schneps et al. (1980)

Chapitre 2

Modélisation

2.1 Géométrie du problème

Dans cette étude, la condensation initiale de gaz est modélisée par une sphère de rayon R, de densité et température uniformes, en équilibre de pression avec le milieu internuage, chaud et diffus (voir Figure 2.1). L'ensemble du gaz est initialement au repos.

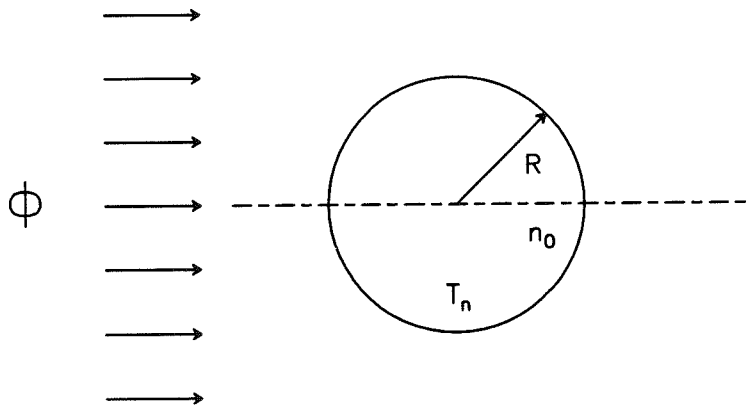


FIG. 2.1 - Description schématique du problème : le nuage -sphérique- est illuminé par un rayonnement plan-parallèle

Nous avons également supposé que le flux ionisant Φ illuminant la condensation de gaz posséde une géométrie "plan-parallèle". Ceci est possible parce que :
1) observationnellement, les dimensions d'un globule ($\sim 10^{-1}$ pc) sont très petites devant la distance d à la (aux) source(s) du flux ionisant (~ 10 pc).

2) en tout point du globule, les photons paraissent venir de la même région de l'espace. Ceci exclut les situations d' "illumination croisée", les effets d'ombres, etc...que l'on rencontre par exemple dans la Nébuleuse Gum.
La direction de propagation du rayonnement est ainsi un axe de symétrie pour le problème. En appelant z la direction des photons incidents et N_L le nombre de photons ionisants émis par seconde par la source ionisante (voir Figure 2.1) on a donc :

$$\Phi = \phi(z = 0) = N_L/4\pi d^2 \tag{2.1}$$

Dans les deux paragraphes (2.2)-(2.3), nous étudions plus en détail la dynamique du gaz, neutre ou ionisé, les mécanismes de chauffage et refroidissement, qui déterminent sa température, et l'interaction entre les photons ionisants et le gaz, à partir desquels nous dégagerons la modélisation hydrodynamique que nous avons faite de la photo-ionisation d'un nuage dans une région HII.

2.2 Dynamique du gaz du nuage

Nous commençons par un paragraphe tout à fait général, qui s'applique également au gaz ionisé.

2.2.1 Equations de la dynamique

La dynamique du gaz est a priori contrôlée par sa propre pression et la gravité propre du globule. Nous négligeons cette dernière. Cette hypothèse est vérifiée par de nombreux globules cométaires (CG4-6 dans la Nébuleuse Gum, GN.21.38.9 dans IC1396 par exemple)[1]. Elle nous permet de simplifier les équations de la dynamique du gaz (et l'approche numérique du problème).
Les équations de la dynamique pour le gaz ionisé et le gaz neutre s'écrivent alors en formulation Eulérienne :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\mathbf{P} + \rho \mathbf{u}\mathbf{u}) = 0 \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho(\epsilon + u^2/2)) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{u}(\epsilon + u^2/2) + \mathbf{u} \cdot \mathbf{P}\right] = 0 \tag{2.4}$$

où $\mathbf{P} = p\mathbf{I}$ est le tenseur (isotrope) de pression et ϵ la densité d'énergie interne par unité de masse.

[1] elle n'est cependant pas vraie en toute généralité; nous renvoyons le lecteur au paragraphe 4.7

2.2.2 Température du gaz neutre

La température du gaz neutre au repos résulte de l'équilibre entre un terme de chauffage G (gain d'énergie thermique par unité de volume et unité de temps) et la fonction de refroidissement $\Lambda(T)$ qui exprime les pertes d'énergie thermique par unité de volume et de temps. Nous adoptons pour la fonction de refroidissement la définition[2] de Goldsmith et Langer (1978). Pour une espèce X, elle s'exprime de la manière suivante (en $\mathrm{erg\,cm^{-3}\,s^{-1}}$) :

$$\begin{aligned}\Lambda(X) &= \sum_j \sum_{i<j} (n_j(X)[A_{ji} + B_{ji}U(\nu_{ij})] \\ &\quad - n_i(X)[B_{ij}U(\nu_{ij})])\beta_{ij}(E_j - E_i)\end{aligned}$$

les niveaux E_i sont rangés par énergie croissante,
n_i est la densité ($\mathrm{cm^{-3}}$) de molécules X dans le niveau i,
$U(\nu_{ij})$ est la densité d'énergie due au rayonnement à 3 K à la fréquence ν_{ij} de transition entre les niveaux i et j,
β_{ij} est la probablité d'échappement pour un photon de fréquence ν_{ij} dans un nuage sphérique.
La définition de la fonction de refroidissement est discutée de manière détaillée par Goldsmith et Langer (1978) et Hollenbach et McKee (1979).
Trois phénomènes contribuent principalement au chauffage du gaz dans les nuages moléculaires (de Jong, Dalgarno et Boland, 1980) :
1) dans les couches externes du nuage : les photo-électrons éjectés des grains de poussière illuminés par les photons UV.
2) dans les régions internes du nuage : l'ionisation de H_2 par les rayons cosmiques.
3) le chauffage par les grains, eux-mêmes chauffés par le rayonnement stellaire à proximité des étoiles lumineuses, ce qui est le cas pour les globules cométaires.
Aux températures et densités qui nous intéressent (10 à 40 K et $\sim 10^2 - 10^4\ \mathrm{cm^{-3}}$), le refroidissement du gaz se fait principalement par la désexcitation radiative qui suit l'excitation collisionnelle des molécules.
CO est le principal agent de refroidissement jusqu'à des densités de l'ordre de $10^3\ \mathrm{cm^{-3}}$; le refroidissement se fait par l'excitation des transitions rotationnelles de la molécule (Goldsmith et Langer, 1978).
Pour des densités plus élevées (jusqu'à $3\,10^4\ \mathrm{cm^{-3}}$ environ), la contribution relative

[2]dans les nuages moléculaires, le milieu n'est pas optiquement mince pour les photons de refroidissement. Il n'est plus possible de définir, comme pour les régions HII par exemple, une fonction de refroidissement $\Lambda(T)$ telle que $(dE/dt) = -n^2\Lambda(T)$.

TAB. 2.1 - Expression de la fonction totale de refroidissement en fonction de la température pour un nuage interstellaire dense (Goldsmith et Langer, 1978).

densité de H_2	Λ
(cm^{-3})	($erg\,cm^{-3}\,s^{-1}$)
10^2	$1.5\,10^{-27}\,T^{1.4}$
$3\,10^2$	$4.7\,10^{-27}\,T^{1.6}$
10^3	$6.8\,10^{-27}\,T^{2.2}$
$4\,10^3$	$2.3\,10^{-26}\,T^{2.2}$
10^4	$1.5\,10^{-26}\,T^{2.7}$
10^5	$3.8\,10^{-26}\,T^{2.9}$

de CO diminue tandis que CI, O_2 et les isotopes de CO contribuent pour l'autre moitié au refroidissement.
A des densités plus élevées, les mécanismes de refroidissement sont dominés par l'eau, les ions polyatomiques et les molécules diatomiques moins abondantes.
Goldsmith et Langer (1978) estiment la fonction de refroidissement pour des nuages interstellaires denses et des densités comprises entre $10^2\,cm^{-3}$ et $10^5\,cm^{-3}$ (voir Table 2.1). Pour le domaine de densité qui nous intéresse ($10^3 - 10^4\,cm^{-3}$) la fonction totale de refroidissement peut s'écrire approximativement $\Lambda(T) = \Lambda_0\,T^{2.2} \simeq 10^{-26}T^{2.2}\,erg\,cm^{-3}\,s^{-1}$
Nous montrons maintenant que le gaz du nuage est approximativement isotherme. Nous nous intéressons ici à un gaz réel diatomique typique des nuages denses interstellaires (un "vrai" globule cométaire) et non à un gaz composé essentiellement d'hydrogène monoatomique comme dans l'article I.
Le temps caractéristique de refroidissement τ_{cool} est le quotient de l'énergie cinétique microscopique $3/2nkT$ par le terme de refroidissement $\Lambda(T)$:

$$\tau_{cool} = (3nkT)/2\Lambda(T) \tag{2.5}$$

La vitesse u du gaz dans le nuage est de l'ordre de c_n soit $1\,km\,s^{-1}$ et nous prenons le rayon du nuage R égal à 0.5 pc. $\tau_{dyn} = R/u$. On en déduit

$$\frac{\tau_{cool}}{\tau_{dyn}} = 8.3\,10^{-2}(\frac{T}{10\,K})^{-1.2}(\frac{n}{10^3\,cm^{-3}})(\frac{\Lambda_0}{10^{-26}\,erg\,cm^3\,s^{-1}})^{-1}$$

Le temps caractéristique de refroidissement est très court devant l'échelle de temps dynamique du nuage; **il est donc raisonnable d'adopter une équation d'état isotherme pour le gaz neutre.**
Observationellement, les températures cinétiques mesurées dans les nuages moléculaires, et en particulier les globules cométaires, sont de l'ordre de 10 à 30 K.

Equation d'état du gaz neutre

Nous adoptons le modèle classique à deux phases du milieu interstellaire (Field, 1969).

2.2.3 Le choc dans le nuage

Le gaz ionisé à la surface du nuage est en surpression par rapport au gaz neutre (voir section suivante). Il provoque la propagation d'un choc dans le nuage de sorte que les conditions physiques dans la couche comprimée permettent de rétablir l'équilibre des pressions totales (dynamiques plus cinétiques).
Après quelques rappels généraux sur les chocs, nous allons montrer que, pour les globules cométaires, le choc causé par la surpression du gaz ionisé peut être considéré comme un choc " radiatif isotherme".

Relations dans les chocs

L'épaisseur caractéristique d'un choc dans le gaz neutre est de l'ordre du libre parcours moyen des molécules soit $l \sim (n\sigma)^{-1} \sim 10^{16} n_{H_2}^{-1}$ cm où σ est la section efficace de collisions. Cette longueur caractéristique est encore plus faible que celle d'un front d'ionisation à la surface du nuage et que toutes les autres échelles de longueur caractéristiques. Ceci permet de considérer le choc dans le nuage comme une surface de discontinuité *pour les grandeurs hydrodynamiques dont les variations relatives sur cette échelle sont importantes.* Les grandeurs hydrodynamiques vérifient les relations de saut, obtenues en intégrant les équations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie à travers la surface de discontinuité (u étant la composante normale au choc) :

$$[\rho u] = 0 \tag{2.6}$$

$$\left[P + \rho u^2\right] = 0 \tag{2.7}$$

$$\left[\epsilon + \frac{P}{\rho} + \frac{u^2}{2}\right] = 0 \tag{2.8}$$

Nous nous limitons au cas du gaz parfait. En introduisant les nombres de Mach amont et aval $M = u/\sqrt{\gamma P/\rho}$ (γ = index adiabatique[3]), l'indice 1 désignant les grandeurs amont et l'indice 2 les grandeurs aval, on obtient les relations :

$$\begin{aligned}
\frac{\rho_2}{\rho_1} &= \frac{u_1}{u_2} &&= \frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2+2} \\
\frac{P_2}{P_1} &= \frac{2\gamma}{\gamma+1}M_1^2 - \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} \\
\frac{T_2}{T_1} &= \frac{[2\gamma M_1^2-(\gamma-1)]\,[(\gamma-1)M_1^2+2]}{(\gamma+1)^2 M_1^2} \\
M_2^2 &= \frac{2+(\gamma-1)M_1^2}{2\gamma M_1^2-(\gamma-1)}
\end{aligned}$$

Dans la limite d'un choc fort adiabatique ($M_1^2 \gg 1$) pour un gaz parfait monoatomique ($\gamma = 5/3$), on obtient les relations :

$$\begin{aligned}
\frac{\rho_2}{\rho_1} &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1} &&= 4 \\
\frac{P_2}{P_1} &= \frac{2\gamma}{\gamma+1}M_1^2 \\
\frac{T_2}{T_1} &= \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2}M_1^2 \\
M_2 &= \frac{\gamma-1}{2\gamma} &&= 5^{-1/2} \\
P_2 &= 3\rho_2 u_2^2 \\
k_B T_2 &= \frac{3}{16}\mu m_H u_1^2
\end{aligned}$$

Choc radiatif isotherme

Derrière le choc à la fois la densité et la température augmentent. Le temps caractéristique de refroidissement est suffisamment long pour que l'on puisse clairement distinguer la région du choc lui-même -dans lequel l'énergie cinétique est convertie en énergie thermique- et la région de refroidissement dans laquelle ont lieu les pertes radiatives.

Lorsque la longueur caractéristique de refroidissement est suffisamment courte par rapport aux autres échelles typiques, l'association d'un choc adiabatique et de la région de refroidissement du gaz constitue un "choc radiatif".

[3]L'intégration de l'équation de l'énergie interne à travers le choc montre que le gaz est comprimé de manière adiabatique

Dans la région de refroidissement du gaz, l'équation de conservation du flux Π d'impulsion permet d'écrire en utilisant la conservation du flux de masse, la relation $P/\rho = (2/3)\epsilon$ et en introduisant le rapport de compression $k = \rho/\rho_1$:

$$\Pi = P + \rho u^2 = \frac{2}{3}k\rho_1\epsilon + k^{-1}\rho_1 u_1^2 \tag{2.9}$$

L'énergie interne ϵ tend à décroître à cause des pertes radiatives. Comme la pression cinétique $2/3k\rho_1\epsilon$ domine la pression dynamique $k^{-1}\rho_1 u_1^2$, *k augmente* de manière à conserver le flux d'impulsion; k augmentant, la compression du gaz augmente et le terme de pression dynamique $k^{-1}\rho_1 u_1^2$ diminue de plus en plus au fur et à mesure que ϵ décroît.
En conséquence, on tend vers un régime pour lequel le gaz "aval" est isobare ($P = Pi$) et suit le front de choc dans son déplacement.
La température diminue jusqu'à ce que les pertes radiatives deviennent négligeables ou soient compensées par un terme de chauffage par exemple.
En négligeant la pression dynamique dans l'état final, on peut alors écrire :

$$\Pi = \rho_1 u_1^2 = P_3 \tag{2.10}$$

$$= \frac{P_3}{\rho_3} \cdot k_3\rho_1 \tag{2.11}$$

En introduisant la vitesse du son isotherme finale c_3, *non-nécessairement égale à la vitesse du son amont*:

$$k_3 = \left(\frac{u_1}{c_3}\right)^2$$

$$c_3^2 = \frac{P_3}{\rho_3}$$

L'ensemble (choc + zone de refroidissement du gaz) constitue un *choc radiatif isotherme.*

Cas du gaz du nuage

Le choc qui se propage dans le nuage peut donc être considéré comme isotherme si le temps caractéristique de refroidissement du gaz dans la couche comprimée est très court par rapport à l'échelle de temps dynamique du gaz comprimé.
Soit κR l'épaisseur de la couche comprimée ($\kappa \sim 0.1 - 0.5$ dans l'implosion). La vitesse du gaz comprimé est au maximum de l'ordre de $c_i \sim 10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ (vitesse de propagation d'un front R-critique, pour lequel disparaît le choc précurseur).

$\tau_{dyn} = \kappa/c_i$. On peut estimer le rapport du temps caractéristique de refroidissement au temps dynamique dans le choc :

$$\frac{\tau_{cool}}{\tau_{dyn}} \sim \frac{0.8}{\kappa}(\frac{T}{10\,\mathrm{K}})^{-1.2}(\frac{n}{10^3\,\mathrm{cm}^{-3}})(\frac{\Lambda_0}{10^{-26}\,\mathrm{erg\,cm^3\,s^{-1}}})^{-1}$$

La température contribue à diminuer le rapport τ_{cool}/τ_{dyn}. Si l'épaisseur de la couche comprimée n'est pas "trop" faible et les densités pas "trop" élevées, le temps de refroidissement reste court devant l'échelle de temps dynamique, ce qui est vrai en aval d'un choc adiabatique fort dans un nuage typique (vitesse du choc $v \sim 3-4\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, densité amont $n \sim 10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$, température $T \sim 20-30K$). Il est donc commode de considérer *le choc qui se propage comme étant "radiatif isotherme", avec des températures amont et aval identiques.*

2.3 Etude de l'ionisation du gaz

Deux phénomènes interviennent dans l'étude de l'ionisation et du gaz ionisé :
1) l'ionisation des atomes ou molécules : la température du gaz ionisé étant typiquement de 10^4 K, l'énergie thermique moyenne par e^- k_BT ($\sim 1.4\,10^{-12}$ erg) est très faible devant l'énergie d'ionisation $h\nu_0$ de H ($\sim 2.2\,10^{-11}$ erg). *L'ionisation est donc purement radiative.*
Nous négligeons l'ionisation des atomes ou molécules autres que H; en particulier nous supposerons que He reste neutre, son potentiel d'ionisation (≈ 24 eV) étant largement supérieur à celui de H (13.6 eV).
2) Les recombinaisons e^-- ions; nous considérerons seulement H^+, bien que les ions métalliques tels que OII, OIII, NII jouent un rôle important dans le refroidissement du gaz (voir ci-après). Les recombinaisons sont importantes dans notre problème à cause de la (faible) densité de gaz neutre libérée qui écrante ainsi le rayonnement ionisant illuminant le nuage. En raison de son abondance par rapport aux autres espèces, H^+ est le principal agent de recombinaisons et la simplification introduite est donc légitime. Dans notre étude, nous utiliserons l'approximation "on-the-spot" que nous rappelons ci-après; pour le lecteur pressé, disons qu'elle consiste en pratique à ne retenir que les recombinaisons sur les niveaux $n \geq 2$ de H . [4].

[4]Nous négligeons également les processus de recombinaisons à 2 photons entre les niveaux $2\,^2S$ et $1\,^2S$ dont la probabilité de transition est beaucoup plus faible ($A_{2^2S,1^2S} = 8.23\,\mathrm{s}^{-1}$ (Osterbrok, chap 4.3) alors que le taux de désexcitation spontanée entre 2 niveaux est de l'ordre de $10^9\,\mathrm{s}^{-1}$ (Lang,pg 92).

2.3.1 L'approximation "on-the-spot"

Comme nous l'avons dit plus haut, le seul terme source de photons ionisants, en dehors du flux stellaire, est le terme de recombinaisons $e^- - H^+$. Plus précisément, étant donné l'énergie thermique des électrons de recombinaisons ($\sim 1.4\,10^{-12}$ erg) et l'énergie des niveaux $n \geq 2$ de H ($\leq 6\,10^{-12}$ erg), seules les recombinaisons sur le niveaux *fondamental* $1\,^2S$ de H peuvent libérer des photons ionisants d'énergie $h\nu \geq 2.2\,10^{-11}$ erg.
La section efficace de photo-ionisation pour le niveau $1\,^2S$ de H peut s'écrire (Osterbrock, 1974) :

$$a(\nu) = A_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^4 \frac{\exp\left(4 - 4\arctan \epsilon/\epsilon\right)}{1 - \exp\left(-2\pi/\epsilon\right)} \tag{2.12}$$

pour $\nu \geq \nu_0$ ($h\nu_0 = 13.6$ eV) avec $A_0 = 6.30\,10^{-18}$ cm^{-2} et

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\nu}{\nu_0} - 1} \tag{2.13}$$

Donc, au voisinage de la fréquence ν_0 de photo-ionisation $\epsilon \ll 1$, on en déduit :

$$\begin{aligned} a(\nu) &\simeq A_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^4 \exp 4\epsilon^2/3 \\ &\simeq A_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^4 \left(1 + \frac{4}{3}\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right) - \frac{4}{3}\right) \\ &\simeq A_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^3 \left[1 + \frac{1}{3}\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)\right] \qquad \text{avec} \qquad \Delta\nu = \nu - \nu_0 \end{aligned}$$

soit

$$a(\nu) \simeq A_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^3$$

la section efficace de photo-ionisation varie approximativement proportionnellement à ν^{-3} au voisinage de ν_0 : les photons de recombinaisons sont donc d'autant plus facilement capturés qu'ils sont émis avec une fréquence ν proche du seuil ν_0.
Dans l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local, la somme des taux de recombinaisons spontanées et stimulées est égale au taux de photo-ionisation. Suivant le principe de micro-réversibilité, le taux de transitions radiatives induites ($j \rightarrow i, i \leq j$) est égal à $\exp\left(-h\nu_{ij}/k_BT\right)$ fois le taux de transitions radiatives induites ($i \rightarrow j$). Comme $h\nu \gg k_BT$, le taux de transitions radiatives induites est très faible devant le taux de recombinaisons spontanées. Il est commode d'introduire la densité n(H) d'atomes d'hydrogène, qui n'est pas la densité *réelle* d'atomes H dans le système

étudié mais celle du gaz à l'ETL, à la température T, en équilibre d'ionisation avec les densités *réelles* n_p et n_e de protons et d'électrons par unités de volume dans le système. Le taux de photons issus des recombinaisons spontanées e^-- ions par unité de volume et d'angle solide s'écrit :

$$(1 - \exp(\frac{-h\nu}{k_B T})) \cdot \frac{B_\nu(T)}{h\nu} a_\nu n(H) \tag{2.14}$$

En utilisant l'équation de Saha, valable à l'équilibre thermodynamique, il vient :

$$\frac{n_p n_e}{n(H)} = \left(\frac{2\pi m k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \exp(\frac{-h\nu_0}{k_B T}) \tag{2.15}$$

On en déduit l'émissivité du gaz ionisé :

$$j_\nu = h\nu(1 - \exp(\frac{-h\nu}{k_B T}))\frac{B_\nu(T)}{h\nu} a_\nu \left(\frac{h^2}{2\pi m k_B T}\right)^{3/2} \exp(-\frac{h\nu_0}{k_B T}) n_p n_e \tag{2.16}$$

$$j_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} a_\nu \left(\frac{h^2}{2\pi m k_B T}\right)^{3/2} \exp(\frac{-h(\nu - \nu_0)}{k_B T}) n_p n_e \qquad (\nu \geq \nu_0) \tag{2.17}$$

L'expression de l'émissivité du gaz ionisé montre que la distribution de photons ionisants est fortement "piquée" sur la fréquence seuil d'ionisation de H car $k_B T \ll h\nu_0$.

Pourvu que le gaz ionisé de la région HII soit optiquement épais, les photons ionisants issus des recombinaisons seront donc ré-absorbés quasiment immédiatement près de leur lieu d'émission. En pratique, on peut alors considérer que l'ionisation est contrebalancée par les recombinaisons sur les niveaux excités de H et que les photons ionisants, produits par les recombinaisons sur le niveau fondamental $1\,^2S$ de H n'interviennent donc pas dans le bilan local de la variation du flux ou de la fraction ionisée.

Malheureusement, *le gaz ionisé n'est pas toujours optiquement épais*: les globules cométaires sont observés dans des régions HII évoluées dans lesquelles le gaz ionisé est très peu dense, et en même temps que le gaz photo-ionisé du nuage se détend dans le milieu environnant la densité chute très rapidement[5]. La seule justification théorique à ce que nous appliquions l'approximation "on-the-spot" est donc que le profil d'émissivité du champ de rayonnement dû aux recombinaisons est fortement "piqué" sur la fréquence seuil d'ionisation ν_0 de H et que la section efficace de photo-ionisation décroît fortement en fonction de la fréquence ($\propto \nu^{-3}$) au voisinage de ν_0.

[5]un modèle simple en symétrie sphérique et régime stationnaire montre que sa densité décroît un peu plus rapidement qu'avec le carré de la distance au nuage

Bien que toutes les conditions pour son application ne soient pas rigoureusement remplies, nous utiliserons néanmoins cette approximation. Il existe en fait deux cas extrêmes pour lesquelles l'usage de cette approximation est justifié :
a) Lorsque l'essentiel des photons ionisants incidents sont consommés par les recombinaisons dans la couche de gaz ionisé entourant le nuage; en d'autres termes, le gaz ionisé est optiquement épais.
b) Lorsque presque tous les photons ionisants sont consommés dans le front d'ionisation, alors les recombinaisons sont négligeables, et le problème disparaît de lui-même.
Enfin, si nous sommes dans une situation intermédiaire, où notre démarche peut sembler *a priori* injustifiée, elle est en fait validée *a posteriori* par les comparaisons entre nos simulations et les globules cométaires observés (voir partie 5) [6]. Notons que l'utilisation de l'approximation "on-the-spot" nous dispense du calcul complet du champ de rayonnement des photons de recombinaisons.

2.3.2 Equations de l'ionisation

L'équation de propagation du flux ϕ Ly-c s'écrit donc dans le cadre de cette approximation :

$$\frac{d\phi}{dz} = -(1-x)n\sigma\phi(z) \tag{2.18}$$

où z est la direction de propagation du flux ionisant et σ la section efficace de photo-ionisation.
La variation de la fraction ionisée x par atome H au cours du temps est déterminée par la compétition entre le terme de gain dû à l'ionisation $(1-x)\sigma\phi(z)$ et le terme de pertes par recombinaisons $\alpha n x^2$:

$$\frac{Dx}{Dt} = -\alpha x^2 n + (1-x)\sigma\phi(z) \tag{2.19}$$

Nous avons adopté dans les simulations numériques :
• $\sigma = 3\,10^{-18}$ cm^{-2} valeur moyenne pour la section efficace de photo-ionisation près du seuil d'ionisation de H (en fait la moitié de la valeur au seuil).
• $\alpha = 2.7\,10^{-13}$ pour le coefficient de recombinaisons (en supposant une température cinétique de 10^4 K pour le gaz ionisé). α est en fait α_B le taux de recombinaisons sur les niveaux $n \geq 2$ de H.

[6] justification qui n'est pas sans évoquer une certaine histoire d'oeuf et de poule....

2.3.3 Température du gaz ionisé

La source principale de chauffage du gaz ionisé est l'énergie des photo-électrons. En admettant que le temps caractéristique d'équilibre d'ionisation est beaucoup plus court que les autres échelles de temps (ce point est examiné un peu plus loin), et dans l'approximation "on-the-spot", le gain net G (après avoir retranché l'énergie cinétique $3/2\, k_B T_i$ des électrons recombinés) s'exprime comme :

$$G = \alpha n_e n_{H^+} \left[< h\nu > - < h\nu_0 > - \frac{3}{2} k_B T_i \right] \tag{2.20}$$

(en utilisant l'équation 2.19).
Les pertes L sont d'origine radiatives et résultent essentiellement de l'excitation collisionnelle des ions suivie de leur désexcitation radiative.

$$L = n_e n_{H^+} \Lambda(A, I, T) \tag{2.21}$$

A désigne l'abondance de chaque espèce atomique ou moléculaire.
I désigne la distribution des différents états d'ionisation d'une même espèce. En pratique, la principale contribution au refroidissement du gaz provient des ions tels que NII, OII et OIII qui conduisent respectivement à des températures d'équilibre de l'ordre de $9\,10^3$ K et $12\,10^3$ K pour ces deux derniers.
La relation (2.21) montre que si les abondances restent constantes et que les désexcitations collisionnelles restent négligeables - ce qui est le cas ici, T_i est déterminée par une équation indépendante de la densité et de l'intensité du flux ionisant[7] : *le gaz ionisé est isotherme.*
En fait, les abondances des différents ions dépendent de l'équibre d'ionisation, ce qui peut modifier légèrement T_i.
Observationnellement, les mesures de températures dans les régions HII, déduites du rapport de raies $I(4959) + I(5007)/I(4363)$ de OIII, varient entre $7\,10^3$ K et $13\,10^3$ K (Osterbrock, 1974). Ceci confirme la conclusion précédente et constitue la meilleure justification de notre choix de considérer le gaz ionisé comme isotherme avec une température caractéristique $T_i = 10^4$ K.
Que se passe-t-il lorsque l'on tient compte de la dynamique du gaz ionisé? Nous renvoyons le lecteur à la démonstration donnée dans l'article I. Nous en rappelons simplement la conclusion ici :
le gaz ionisé peut être considéré comme isotherme tant que l'essentiel des photons

[7]mais pas de la forme du spectre

ionisants sont consommés par les atomes neutres provenant des recombinaisons dans le gaz ionisé. Ceci équivaut à dire que le gaz ionisé est isotherme tant que le temps caractéristique de recombinaisons reste inférieur au temps dynamique du gaz ionisé.

2.3.4 Fronts d'ionisation : classification et propriétés

La région de transition entre les états neutre et ionisé est de l'ordre du libre parcours moyen d'un photon ionisant; pour des photons d'énergie voisine du seuil d'ionisation de H, $\lambda \sim (n_H\sigma)^{-1} \sim 3\,10^{17} n_H^{-1}$ cm, où n_H est la densité du nuage. L'épaisseur de la zone de transition est donc très faible devant la dimension des nuages étudiés ($R \sim 0.1 - 1$ pc). En pratique, cette transition est donc assimilable à une discontinuité, c'est à dire à un front d'ionisation.
Dans ce paragraphe, nous ne cherchons pas à mener une étude détaillée des divers types de fronts d'ionisation, leur structure, des ondes simples (choc ou détente) qui leur sont associés[8] mais plutôt de rappeler le "minimum vital" nécessaire à l'analyse de notre problème.

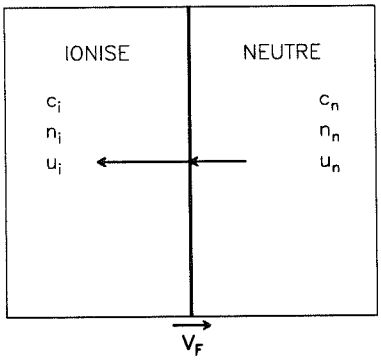


FIG. 2.2 - représentation schématique d'un front d'ionisation à une dimension; le gaz en amont et en aval du front d'ionisation est caractérisé par sa vitesse dans le repère du front, sa densité et la vitesse du son isotherme (avec des notations "évidentes"). Le front d'ionisation se propage vers la droite, dans le gaz neutre au repos, avec la vitesse V_F.

Classes de fronts d'ionisation

A partir des relations de saut exprimant la conservation de la masse et de l'impulsion et en introduisant le rapport de compression du gaz au travers de la discontinuité

[8]il s'agit d'un sujet complexe qui serait ici hors-propos. Nous renvoyons le lecteur intéressé à l'ouvrage de Zeldovitch et Raizer (1967).

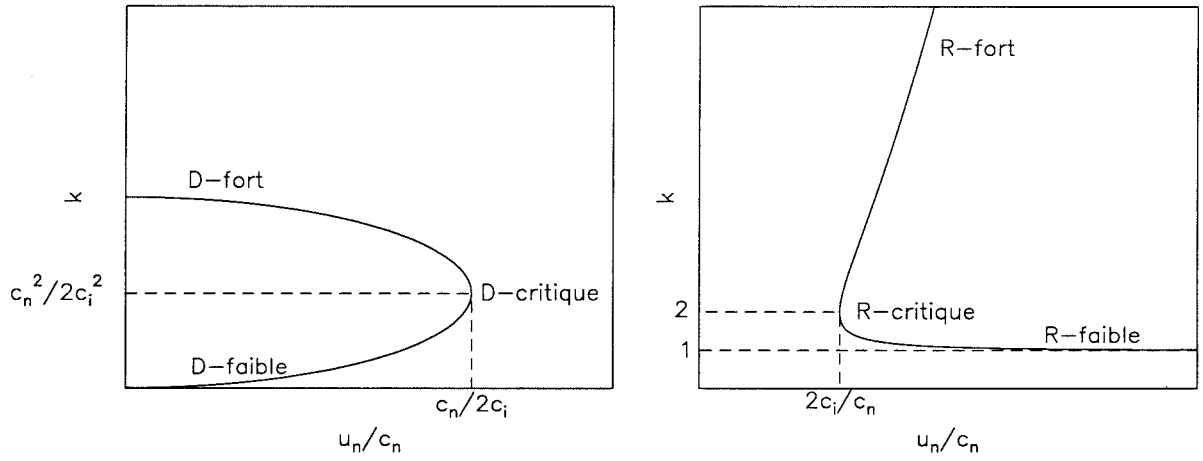


FIG. 2.3 - Variations de k et nature des fronts d'ionisation possibles en fonction de la vitesse de propagation du gaz neutre u_n dans le repère du front d'ionisation. Le rapport des températures vaut $T_i/T_n = 10^2$.

$k = n_i/n_n$ et les vitesses du son isothermes amont c_n et aval c_i, on obtient :

$$c_i^2 k^2 - (c_n^2 + u_n^2)k + u_n^2 = 0$$

La condition d'existence d'un front d'ionisation s'écrit donc :

$$u_n \leq c_i - \sqrt{c_i^2 - c_n^2} \qquad \text{ou } u_n \geq c_i + \sqrt{c_i^2 - c_n^2}$$

Il existe donc deux régimes de propagation pour un front d'ionisation, caractérisés par la vitesse du gaz (neutre) en amont du front[9] :
fronts de type R ("rarefied") : $u_n \geq 2c_i$
fronts de type D ("dense") : $u_n \leq c_n^2/(2c_i^2)$
Le taux de compression k a pour expression :

$$k_\pm = \frac{1}{2c_i^2}\left\{c_n^2 + u_n^2 \pm \left[(c_n^2 + u_n^2)^2 - 4u_n^2 c_i^2\right]^{1/2}\right\} \tag{2.22}$$

Il existe un régime de conditions physiques (correspondant à $c_n^2/(2c_i^2) \leq u_n \leq 2c_i$) pour lesquelles un front d'ionisation ne peut se propager *directement* dans le gaz neutre au repos : les conditions d'ionisation sont dites de type M. Elles sont précisées au paragraphe un peu plus loin.

[9]Physiquement, le rapport des températures entre le gaz neutre et le gaz ionisé est tel que le rapport c_n/c_i tend asymptotiquement vers 0

Chaque classe de fronts se subdivise en 3 régimes d'ionisation (fort, faible ou critique) selon les valeurs de k. Nous commençons par rappeler les *expressions asymptotiques* de k pour chaque régime d'ionisation.

Fronts de type R : $u_n \geq 2c_i$

• R-fort :

$$k = k_+ \simeq \left(\frac{u_n}{c_i}\right)^2 \qquad \gg 1 \tag{2.23}$$

Le gaz est fortement comprimé au travers du front d'ionisation et le gaz ionisé se propage *subsoniquement* dans le repère lié au front d'ionisation.

• R-faible :

$$k = k_- \simeq 1 + \left(\frac{c_i}{u_n}\right)^2 + O\left(\frac{c_i^2}{u_n^2}\right) \qquad \geq 1 \tag{2.24}$$

Le gaz est très peu comprimé en traversant le front d'ionisation. Aussi bien le gaz neutre que le gaz ionisé se propagent *supersoniquement* dans le repère du front; physiquement, cela correspond à la propagation d'un "flash d'ionisation".

• R-critique :

$$u_n = 2c_i \tag{2.25}$$

$$u_i = c_i \tag{2.26}$$

$$k = 2 \tag{2.27}$$

Le gaz ionisé se propage *soniquement* par rapport au front d'ionisation. Le gaz subit seulement une augmentation modérée de sa densité.

Un front d'ionisation de type R est donc caractérisé par le fait qu'il se propage *supersoniquement* par rapport au gaz neutre, que le gaz est toujours comprimé en traversant le front, et que le gaz ionisé se déplace *vers* le gaz neutre[10].

Fronts de type D : $u_n \leq u_D = c_n^2/(2c_i)$

• D-faible :

$$k = k_+ \simeq \left(\frac{c_n^2}{2c_i^2}\right)(1+\xi) \qquad \text{avec} \qquad \xi \ll 1 \tag{2.28}$$

$$u_i = c_i \frac{u_n}{u_D} \cdot \frac{1}{1+\xi} \qquad \ll c_i \tag{2.29}$$

Le front d'ionisation se déplace *subsoniquement* par rapport au gaz ionisé. La compression du gaz est très faible et la transition entre les états neutre et ionisé est

[10] La vitesse du gaz ionisé par rapport au gaz neutre est $v = u_i - u_n = u_i(k-1)$.

essentiellement *isobare.*

• D-fort :

$$\begin{aligned} k &= k_- \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{u_n}{u_D}\right)\left(\frac{u_D}{c_i}\right) \qquad \ll \frac{c_n^2}{2c_i^2} \\ u_i &= 2c_i\left(\frac{u_D}{u_n}\right) \qquad \gg c_i \end{aligned}$$

Les valeurs de k sont encore plus petites que pour un front D-faible, si bien que le gaz subit une forte détente en traversant le front d'ionisation. Le gaz ionisé se déplace *supersoniquement* par rapport au front d'ionisation.

• D-critique :

$$u_n = \frac{c_n^2}{2c_i} \qquad = u_D \tag{2.30}$$

$$u_i = c_i \tag{2.31}$$

$$k = \frac{c_n^2}{2c_i^2} \tag{2.32}$$

Le gaz ionisé se propage *soniquement* par rapport au front d'ionisation, si bien que les pressions thermiques et dynamiques sont égales dans le gaz ionisé.

Un front D se caractérise par le fait qu'il se propage *subsoniquement* par rapport au gaz neutre, que le gaz se détent en traversant le front et que le gaz ionisé s'éloigne du gaz neutre (cf note précédente).

L'ensemble des types de fronts d'ionisation est décrit sur la Figure 2.3 où l'on a représenté les variations de k en fonction de u_n pour un rapport $T_i/T_n = 100$.

Représentation dans le diagramme d'Hugoniot

Nous introduisons le flux de masse J, que nous supposerons égal au flux ionisant incident (c'est à dire que nous négligeons les recombinaisons dans le gaz ionisé). A partir des relations de saut, il est immédiat que $J^2 = -(P_2 - P_1)/(V_2 - V_1)$. Les conditions d'ionisation de type M correspondent aux situations $J^2 < 0$, pour lesquelles un front d'ionisation ne peut pénétrer directement dans le gaz neutre. La conservation du flux de matière dans le front (c'est à dire sans choc ou onde de raréfaction) se traduit par le fait que le point représentatif de l'état du gaz se déplace sur la corde (de pente $-J^2$) reliant les états initiaux et finaux.

Les différentes situations d'ionisation sont résumées sur la Figure 2.4. O(P_1, V_1) est le point représentatif de l'état du gaz neutre; on a tracé les isothermes relatives à l'état initial et l'état final. Les fronts de type R-faibles correspondent aux flux de matière

les plus intenses possibles : le point représentatif de l'état final est donc compris entre A ($J = \infty$) et C, pour lequel le front est de type R-critique. D'après la Figure 2.4, un front R-critique (OC) peut aussi être compris formellement comme un choc dans le gaz neutre (OD) précédant un front D-critique (DC). Il y a identité parce que le choc se propage exactement avec la même vitesse que le front d'ionisation et que le flux de masse dans le repère du choc ou celui du front est le même; en d'autres termes, il s'agit d'un choc dont la couche aval de gaz neutre comprimé a une épaisseur nulle. La vérification analytique est immédiate :

Front R-critique :

Aval	FI	Amont
$u_i = c_i$		$u_n = 2c_i$
$\rho_i = 2\rho_n$		ρ_n
$\pi_c = \rho_i c_i^2 + J^2/\rho_i$		$\pi_c \simeq J^2/\rho_n$
	$k = 2$	

Front D-critique
+ choc :

Aval	FI		Choc	Amont
$u_i = c_i$		$u_c = c_n^2/(2c_i)$		$u_n = 2c_i$
$\rho_i = 2\rho_n$		$\rho_c = \rho_n \cdot 4c_i^2/c_n^2$		ρ_n
	$k = c_n^2/(2c_i^2)$		$k_c = 4c_i^2/c_n^2$	

Supposons que le flux incident décroisse : les conditions d'ionisation deviennent de type M (voir Figure 2.4). Le front ne peut plus se propager directement. Le choc se détache alors du front d'ionisation, la pression du gaz comprimé s'ajustant de manière à permettre la propagation d'un front de type D *en général* (Tenorio-Tagle, 1976). Ceci jusquà ce que le flux ionisant devienne tellement faible que l'on retrouve des conditions de type D dans le gaz neutre : la surpression dans le gaz comprimé s'annule et le choc disparait.

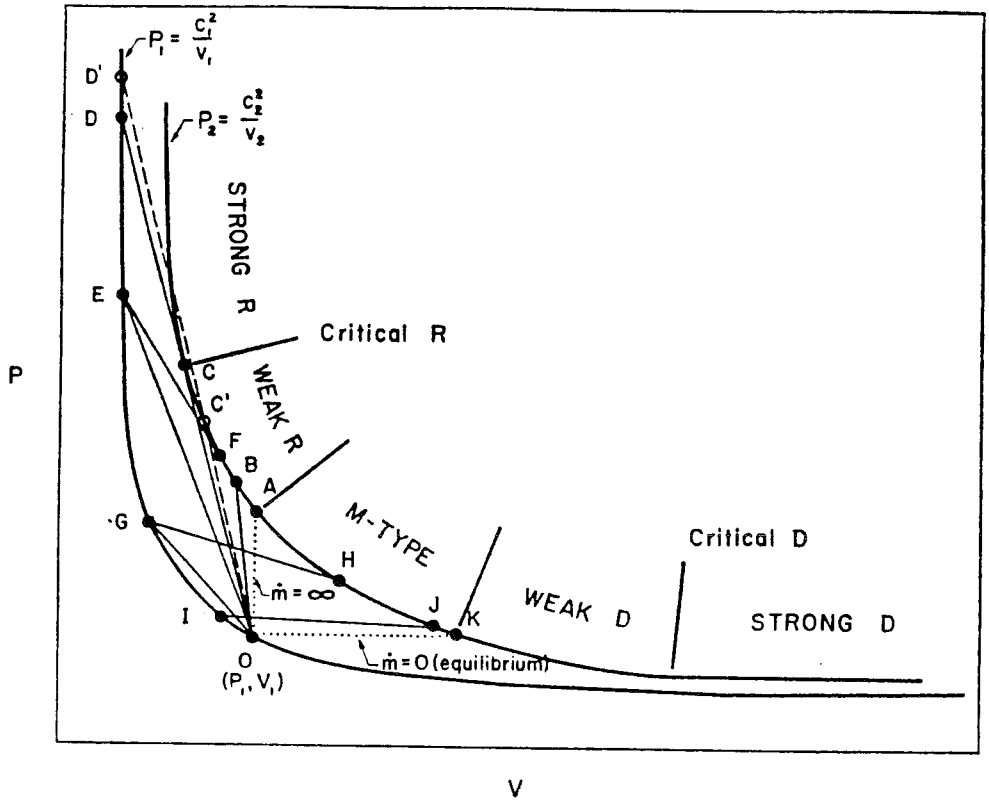


FIG. 2.4 - Représentation dans le diagramme d'Hugoniot des divers fronts d'ionisation et de chocs possibles à partir de l'état initial O (P_1, V_1).

Stabilité des fronts d'ionisation

Nous avons étudié la stabilité des fronts d'ionisation R et D, faibles ou forts, selon la méthode décrite par Landau et Lifchitz (1971) dans l'étude perturbative des ondes de chocs (paragraphe 84). Nous avons cherché les conditions auxquelles une perturbation du front d'ionisation et des écoulements amont et aval peut se développer tout en :

- respectant les relations de saut pour une valeur constante du flux ionisant incident,
- vérifiant les équations aux dérivées partielles qui régissent l'évolution du fluide en amont et en aval du front,
- ne résultant pas d'une perturbation extérieure, c'est à dire qu'une perturbation en amont (aval) peut se développer si elle peut remonter l'écoulement (s'éloigner du front).

Une perturbation de faible amplitude compatible avec les équations du fluide peut se représenter comme une superposition d'ondes simples se propageant avec une amplitude constante à la vitesse $\pm c$ par rapport au fluide, c'est pourquoi nous nous

intéressons dans la suite aux perturbations des ondes simples.

Degrés de libertés et contraintes :

Les variations de toutes les grandeurs dans une perturbation sont liées entre elles par les équations du mouvement de sorte qu'à chaque perturbation est associé un seul degré de liberté. Il s'y ajoute un degré de liberté supplémentaire qui est la vitesse du front d'ionisation.

Les contraintes expriment les relations de conservation de la masse, de l'impulsion, et le fait que le flux de matière et le flux ionisant sont directement reliés (égaux en l'absence de recombinaisons). Soit 3 contraintes au total.

L'ensemble des 4 situations possibles est résumé sur la Figure 2.5.

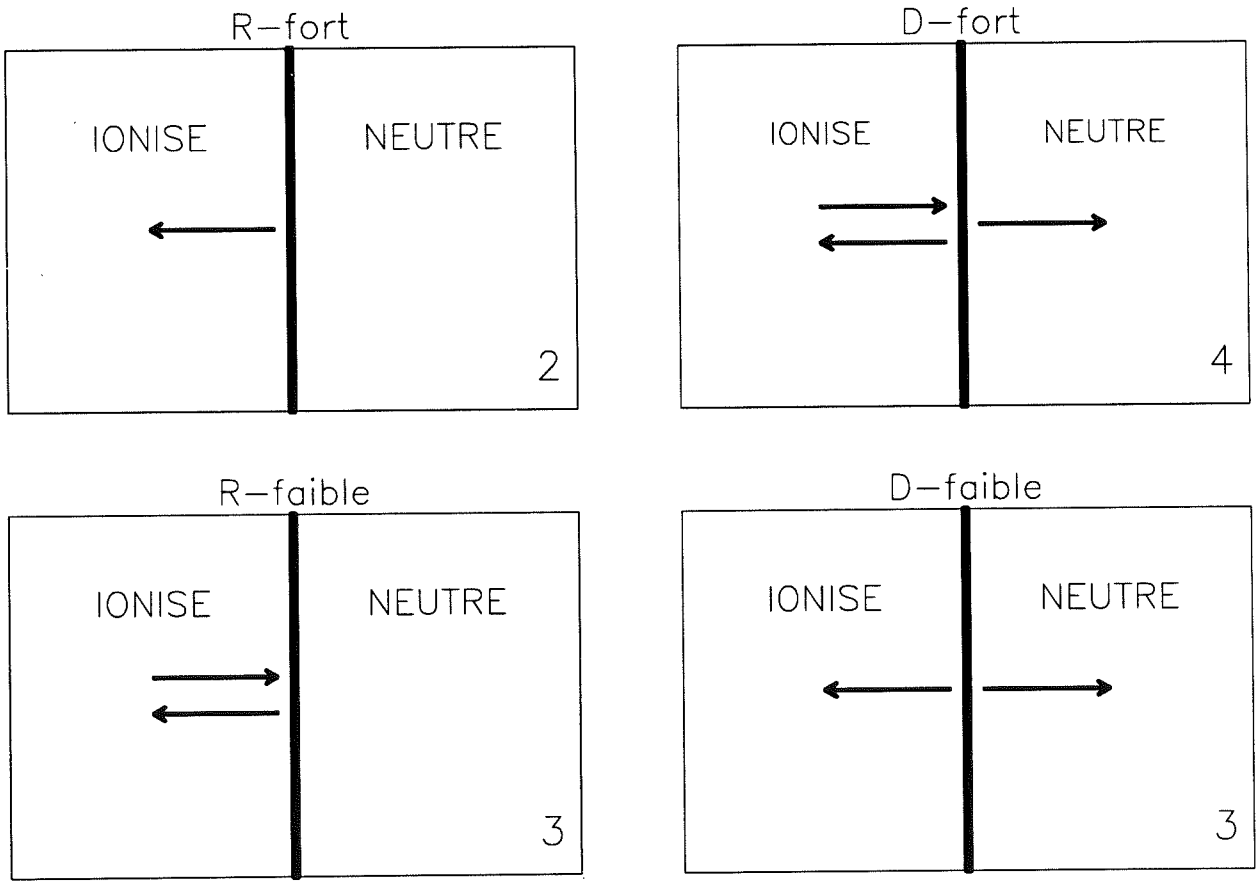


FIG. 2.5 - Perturbations qui peuvent se développer au cours de la propagation d'un front d'ionisation pour chacun des 4 types de fronts possibles : a) R-faible, b) R-fort, c) D-faible, d) D-fort. Pour chaque situation est indiqué le nombre de degrés de liberté associés.

Fronts R-faibles et D-faibles : le nombre de contraintes est égal au nombre de degrés de liberté; ils sont donc *stables* (il y a suffisamment de contraintes pour rendre nulles les perturbations).
Les fronts R-forts sont sur-contraints; ils ne peuvent exister que dans des conditions physiques bien précises, rarement rencontrées en pratique.
Au contraire les fronts D-forts sont sous-contraints : les conditions aux limites dans l'écoulement ne suffisent pas à déterminer les propriétés du front.

Cas des Fronts D-fort

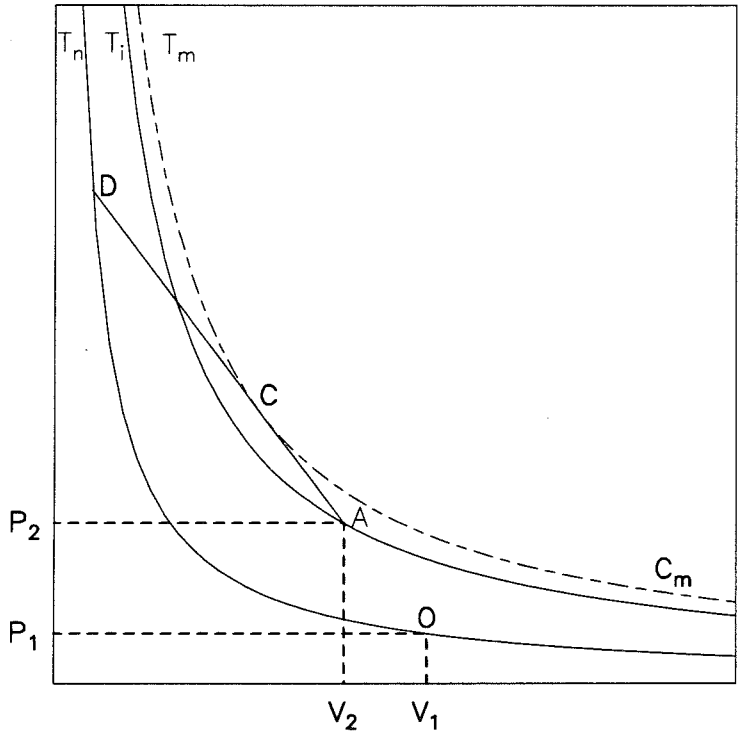


FIG. 2.6 - Configuration d'un front D-fort dans le plan (P, V) pour des conditions d'ionisation de type M dans le gaz neutre : le gaz commence par subir une compression de O (P_1, V_1) jusqu'à D, puis traverse un front d'ionisation D-fort pour arriver à l'état final A (P_2, V_2); la température passe par un maximum T_m dans le front. Les isothermes associés aux états initial O et final A sont tracés en trait plein, alors que l'isotherme $C_m(T_m)$ est représentée en trait pointillé.

Mathews (1965) et Lasker (1966) ont étudié l'évolution dynamique des régions HII et ne trouvent pas de fronts D-fort ou R-fort. Au contraire, Tenorio-Tagle (1976) a

trouvé qu'un front D-fort peut exister au voisinage des conditions d'existence d'un front D-critique.
La nature de ce front D-fort est déterminée par une contrainte sur la structure interne du front d'ionisation. Axford (1961) a montré que la température ne varie pas de manière monotone mais admet un maximum local dans le front d'ionisation, ceci parce que l'abondance des ions (agents de refroidissement du gaz ionisé) est "hors-équilibre" : le gaz commence par être fortement chauffé -pour les faibles valeurs de x- avant que le refroidissement par recombinaisons ne rentre en compétition avec le processus de chauffage. Comme le gaz atteint une température supérieure à T_i (température dans l'état ionisé) en traversant le front d'ionisation, un front D-fort est donc possible en principe. Nous appelons T_m cette température et $\mathcal{C}_\mathrm{m}$ l'isotherme qui lui est associée dans le diagramme d'Hugoniot (Figure 2.6). La connaissance des états amont (P_1, V_1), aval (P_2, V_2) et de T_m détermine de manière unique le front D-fort : si l'on admet que l'écoulement au travers du front d'ionisation se fait sans discontinuité de vitesse ou densité, alors la transition entre les états neutre comprimé et final se fait le long de la corde tangente à $\mathcal{C}_\mathrm{m}$, fixant ainsi le point C. Le front D-fort ainsi rencontré est donc en fait le front D-critique correspondant à la transition entre les états initial et de température maximale. Ce résultat a été confirmé par Bertoldi (1990) qui a trouvé que le front D-fort pouvait être considéré avec une bonne approximation comme D-critique pour des conditions d'ionisation très variées (type spectral de l'étoile illuminatrice, intensité du rayonnement ionisant, abondances métalliques par exemple).

2.4 Modélisation du gaz : nature et équation d'état

2.4.1 Les états du gaz

Trois états pour le gaz sont considérés dans les simulations numériques :
- état froid et neutre ayant une vitesse du son isotherme $c_n = 0.903\,\mathrm{pc\,My^{-1}}$ ($1\,\mathrm{pc\,My^{-1}} \simeq 1\,\mathrm{km\,s^{-1}}$), ce qui correspond à une température T_n de 10^2 K pour de l'hydrogène monoatomique.
- état chaud et neutre (internuage) ayant une vitesse du son isotherme $c_{ism} = 9.03\,\mathrm{pc\,My^{-1}}$, correspondant à $T_{ism} = 10^4$ K.
- état ionisé ayant une vitesse du son $c_i = 12.8\,\mathrm{pc\,My^{-1}}$, correspondant à $T_i = 10^4$ K.

Les températures sont données à titre indicatif en supposant que le gas est composé

seulement d'hydrogène. En effet, ce ne sont pas les températures mais les vitesses du son qui importent dans l'évolution dynamique du nuage.

Pour un nuage typique, composé essentiellement de H_2 (avec une abondance standard de 10% en noyaux d'He par rapport à H), de densité moyenne de $10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$ à une température de 20 K la vitesse du son est $c \sim 0.3\,\mathrm{pc\,My}^{-1}$, soit environ 1/3 de la valeur retenue dans les simulations. Nous retenons néanmoins la première valeur $c_n = 0.903\,\mathrm{pc}$ pour deux raisons :
a) dans la première phase de l'évolution du nuage, au cours de l'implosion, c'est la pression dynamique du gaz neutre qui est essentielle (par rapport à la pression thermique) dans le bilan de l'impulsion. Le problème de température ne devient important que dans l'évolution ultérieure du nuage.
b) les sauts de densité rencontrés dans les fronts d'ionisation sont proportionnels à $(c_i/c_n)^2$ (voir paragraphe 2.3.4); adopter des valeurs "typique" pour T_n conduirait donc à des sauts de densité de l'ordre de $\sim 10^3$ au lieu de $\sim 10^2$, rendant le calcul numérique encore plus difficile.

2.4.2 Equation d'état

Nous adoptons une équation d'état isotherme pour le gaz neutre et le gaz ionisé.

Numériquement, nous continuerons à considérer le gaz ionisé comme isotherme même en dehors du domaine de validité de cette approximation. Notre analyse de la dynamique du nuage est néanmoins correcte : comme le gaz ionisé s'échappe avec une vitesse sonique ou supersonique dans le milieu internuage, il ne perturbe pas la nature des conditions physiques qui règnent à la surface du nuage.

Transition entre les deux états neutres du gaz

La transition entre les deux phases du gaz "neutre chaud" et "neutre froid" est réalisée via une équation d'état qui reproduit le modèle "classique" du milieu interstellaire à deux phases :

$$c_c^2 = \begin{cases} c_{ism}^2 & \text{si } \rho \leq \rho_c, \\ c_n^2 & \text{si } \rho > \rho_c \end{cases} \tag{2.33}$$

où ρ_c est une densité critique fixée à 20% de la densité initiale du nuage.

Transition entre les états neutre et ionisé

Nous utiliserons l'*ansatz* suivant pour assurer la transition entre les états neutre et ionisé, qui exprime la vitesse du son dans le front d'ionisation en fonction de la fraction ionisée x :

$$c^{-2} = c_i^{-2} + (c_n^{-2} - c_i^{-2})(1 - \sqrt{x})^2 \tag{2.34}$$

c est donc égal à c_i ou c_n, excepté dans le front d'ionisation dont l'épaisseur est faible.
La vitesse du son est ainsi une fonction explicite de la densité et de la fraction ionisée; ceci repose sur l'hypothèse physiquement correcte que l'échelle de temps d'équilibre thermique est beaucoup plus petite que l'échelle de temps dynamique. Numériquement, il n'est plus nécessaire de résoudre l'équation de l'énergie.

validité de l'ansatz

L'équation d'état $P(\rho, x)$ est déterminante par le fait qu'elle assure le couplage entre la dynamique et l'ionisation du gaz. Le gaz ionisé ou neutre ($x = 1$ ou $x = 0$) étant considéré comme isotherme, la difficulté intervient essentiellement dans le front d'ionisation.
Nous ne cherchons pas à résoudre *physiquement* les détails fins du front d'ionisation en raison de la complexité du problème[11] : comme nous l'avons déjà dit plus haut, la température ne varie de manière monotone dans le front. Le gaz dans le front n'a pas encore atteint l'équilibre d'ionisation. Axford (1961) a montré que la température ne varie pas de manière monotone mais admet un maximum local dans le front d'ionisation, ceci parce que l'abondance des ions (agents de refroidissement du gaz ionisé) est "hors-équilibre".
Notre approche reste néanmoins justifiée puisque toutes les propriétés dynamiques macroscopiques d'un front d'ionisation, considéré comme une discontinuité par rapport aux autres échelles de longueur de l'écoulement, sont contenues dans les équations de conservation de la masse et de l'impulsion, couplées avec le bilan de l'ionisation.

choix de l'équation d'état

[11]Ceci implique que nous renonçons à traiter correctement le transfert de rayonnement et le calcul des des raies de recombinaisons des ions dans le front d'ionisation.

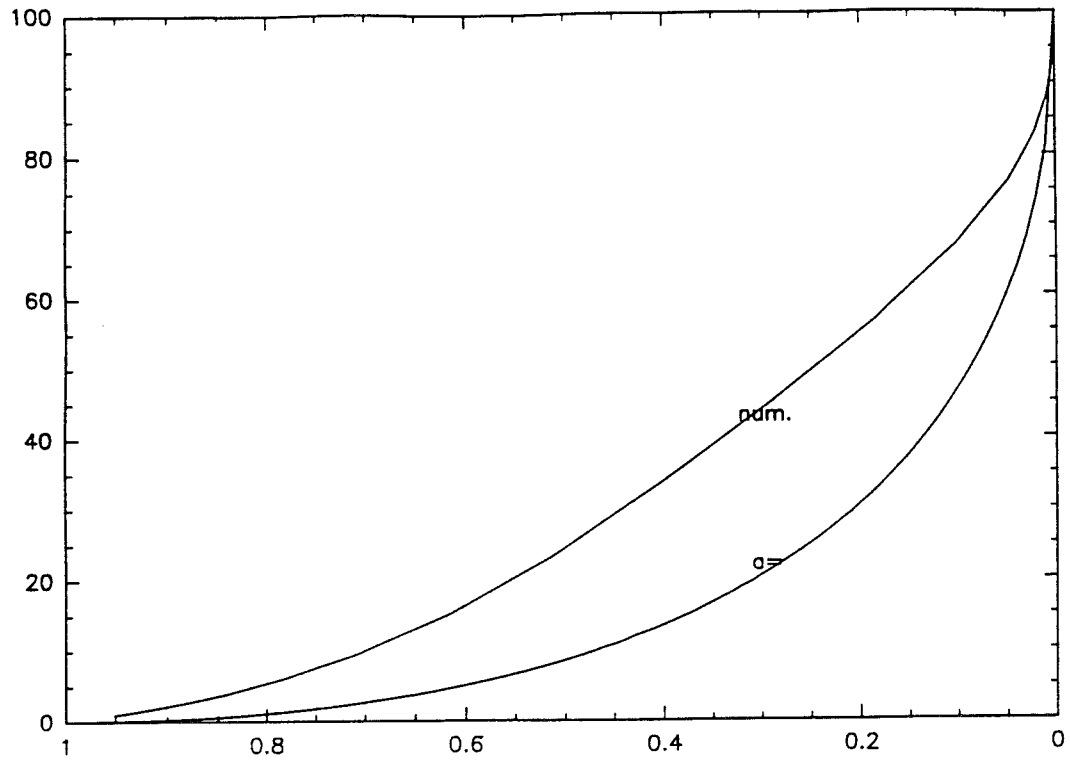


FIG. 2.7 - solution numérique du profil de la fraction ionisée et équation approchée utilisée comme "ansatz".

Nous avons donc choisi $P(\rho, x)$ de manière à assurer une transition "douce" entre les états $x = 0$ et $x = 1$. Nous avons commencé par calculer numériquement le profil d'ionisation en régime stationnaire, pour un flux de masse faible et en imposant le profil de densité suivant:

$$\ln n = \frac{1}{2} \ln n_i n_n + \frac{1}{2} \ln \frac{n_i}{n_n} \cdot \tanh \frac{z}{\epsilon} \tag{2.35}$$

où ϵ est la largeur du front d'ionisation (typiquement $\epsilon = 7\,10^{16}$ cm), n_n et n_i les densités respectives du gaz amont (neutre) et aval (ionisé).
En régime permanent :

$$x = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\alpha n/(\sigma\Phi)}} \tag{2.36}$$

Nous avons donc résolu le système formé des équations (2.36)-(2.18)-(2.35) dont la solution $x = x(n)$ est représentée Figure 2.7 pour un rapport $n_n/n_i = 10^2$. Nous avons ensuite cherché une expression analytique proche de la solution numérique

trouvée et suffisamment simple telle que :

- la température varie peu lorsque la fraction ionisée, initialement nulle, commence à augmenter.
- la température atteigne sa valeur d'équilibre dès que le gaz est presque entièrement ionisé ($x \geq 0.8$).
- la solution numérique du problème-test décrit au paragraphe 2.3.3 (propagation en régime permanent d'un front d'ionisation dans un milieu homogène) soit stable.

Nous avons choisi :

$$\frac{P}{\rho} = \frac{1}{1/c_i^2 + (1/c_n^2 - 1/c_i^2) \cdot (1 - \sqrt{x})^2} \tag{2.37}$$

2.4.3 Reformulation des équations de la dynamique

Nous sommes donc ramenés à étudier le système constitué des deux équations de l'ionisation (2.19)-(2.18) et des équations de conservations de la masse et de l'impulsion que nous pouvons écrire en introduisant les vitesses du son :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{u}) = 0 \tag{2.38}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n\mathbf{u} + \nabla \cdot (nc^2\mathbf{I} + n\mathbf{u}\mathbf{u}) = 0 \tag{2.39}$$

où $\mathbf{I}$ est le tenseur unité de rang 2. Dans cette écriture, les seules grandeurs dimensionnelles sont la longueur et le temps : nous sommes donc ramenés à un problème de cinématique.

2.5 Paramètres du problème et lois d'échelle

2.5.1 Analyse dimensionnelle du problème

Nous commençons par construire des paramètres adimensionnés du problème afin d'identifier les différents régimes physiques possibles. Cette démarche permet également de générer à partir d'une solution numérique toute une famille de solutions correspondant à des grandeurs physiques différentes mais à une situation physique analogue.

L'ensemble des grandeurs physiques du problème est porté dans la Table 2.2.

TAB. 2.2 - Paramètres physiques intervenant dans la photo-ionisation du nuage

symbole	parametre	dimension
R	rayon du nuage	L
n_0	densité d'hydrogène initiale du nuage	L^{-3}
c_n	vitesse du son dans le gaz neutre	LT^{-1}
c_i	vitesse du son dans le gaz ionisé	LT^{-1}
α	coefficient de recombinaison	L^3T^{-1}
σ	section efficace d'ionisation	L^2
Φ	flux de photons Ly-c	$L^{-2}T^{-1}$

La masse est absente des grandeurs dimensionnelles du problème parce que les équations de la dynamique mettent en jeu seulement la densité de protons une fois introduites les vitesses du son c_i et c_n. La Table 2.2 met en évidence deux types de paramètres; d'une part des constantes physiques, "intouchables", c_i, c_n, α, σ, et d'autre part des grandeurs décrivant les conditions initiales et/ou aux limites du problème, R, n_0 et Φ. Ces derniers permettent donc a priori de définir trois paramètres adimensionnés indépendants. La discussion de l'espace des paramètres est cependant plus facile si l'on utilise à la place de Φ une autre grandeur : n_i, valeur de référence pour la densité du gaz ionisé à la surface du nuage. Nous définissons n_i à partir des travaux précédents sur la photo-ionisation d'un nuage dans une géométrie sphérique.

Dans l'étude analytique de la photo-ionisation en régime permanent d'un globule immergé dans un champ de rayonnement en incidence normale, Kahn (1969) a montré que le bilan des photons ionisants pouvait sécrire :

$$\Phi = n_{i0}c_i + \eta\alpha n_{i0}^2 R \tag{2.40}$$

avec $\eta \simeq 0.2$, en introduisant n_{i0}, densité du gaz ionisé à la surface, et en supposant un front d'ionisation D-critique. ηR représente ainsi l'épaisseur effective de l'enveloppe de gaz ionisé entourant le nuage qui écrante le flux UV incident. Bertoldi (1990) a montré que dans une géométrie cylindrique que $\eta \simeq 0.2$ tant que l'epaisseur du front d'ionisation reste faible devant le rayon du nuage.

Le budget des photons ionisants montre que n_i dépend seulement de Φ et de R.

Nous utilisons l'équation (2.40) pour définir la densité de référence n_i. n_i permettra de quantifier l'intensité du flux de photons incidents dans l'étude de l'espace des

paramètres mais aussi dans les modèles analytiques. Celle-ci est bien sûr distincte de la densité du gaz ionisé, locale, fonction du temps, calculée dans les simulations numériques.
Nous définissons les deux paramètres adimensionnés suivants :

$$\Delta = n_i/n_0 \tag{2.41}$$

$$\Gamma = \eta\alpha n_i R/c_i \tag{2.42}$$

Le premier, Δ, est directement relié à la surpression du gaz ionisé par rapport au gaz neutre au repos :

$$p_i/p_n = 2(c_i/c_n)^2\Delta \tag{2.43}$$

Comme le gaz ionisé quitte le front d'ionisation à la vitesse du son c_i, la pression totale (cinétique plus dynamique) qu'il exerce vaut $p_i + \rho_i c_i^2 = 2p_i$.
Le deuxième paramètre, Γ, est le rapport du nombre de photons consommés dans les recombinaisons à celui utilisé pour amener le gaz neutre dans l'état ionisé; c'est aussi le rapport entre l'échelle de temps dynamique du flot ionisé $\eta R/c_i$ et le temps caractéristique de recombinaison $1/\alpha n_i$.

2.5.2 Transformations de similitude par lois d'échelle

Nous montrons maintenant par une transformation en loi d'échelle que l'espace des paramètres qui possède *a priori* trois dimensions (R, n_0, Φ ou ni), est en fait décrit par les paramètres adimensionnés Δ et Γ et une simple transformation en loi d'échelle laissant Δ et Γ constants. Connaissant la solution du problème pour les grandeurs R, n_0, et n_i, cette transformation nous donne ainsi accès aux solutions pour la famille de grandeurs physiques R', $n_0{}'$ et $n_i{}'$ associées aux mêmes paramètres adimensionnés Δ et Γ.
Soit $k = R'/R$. Γ et Δ restant constants au cours de la transformation, nous avons donc :

$$n_0{}' = k^{-1}n_0 \tag{2.44}$$

$$n_i{}' = k^{-1}n_i \tag{2.45}$$

Nous considérons la transformation suivante :

$$\mathbf{r} \longrightarrow k\mathbf{r}$$

$$t \longrightarrow kt$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{u} &\longrightarrow \mathbf{u} \\
n &\longrightarrow k^{-1}n \\
x &\longrightarrow x \\
\phi &\longrightarrow k^{-1}\phi
\end{aligned}$$

Les équations (2.38)-(2.39) se réécrivent immédiatement :

$$k^{-2}(\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{u}) = 0$$
$$k^{-2}(\frac{\partial n\mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (nc^2\mathbf{I} + n\mathbf{u}\mathbf{u})) = 0$$

De même :

$$\begin{aligned}
k^{-1}\frac{Dx}{Dt} &= k^{-1}(-\alpha x^2 n + (1-x)\sigma\phi(z)) \\
k^{-2}\frac{d\phi}{dz} &= k^{-2}(-(1-x)n\sigma\phi(z))
\end{aligned}$$

Le système d'équations est inchangé par la transformation laissant Δ et Γ invariants; l'espace des solutions peut donc être entièrement décrit par ces deux paramètres. Pour un nuage de rayon R, n_0 et Φ peuvent s'exprimer en fonction de Δ et Γ :

$$\Phi = \frac{c_i^2}{\eta\alpha R}\Gamma(1+\Gamma) \tag{2.46}$$

$$n_0 = \frac{c_i}{\eta\alpha R}\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) \tag{2.47}$$

et réciproquement :

$$\Gamma = \frac{1}{2}\{-1 + \sqrt{1 + \frac{4\eta\alpha R}{c_i^2}\Phi}\} \tag{2.48}$$

$$\Delta = \frac{c_i}{2\eta\alpha n_0 R}\{-1 + \sqrt{1 + \frac{4\eta\alpha R}{c_i^2}\Phi}\} \tag{2.49}$$

2.5.3 Régimes d'ionisation

Nous pouvons identifier à partir de l'équation 2.40 deux régimes limites pour le bilan des photons ionisants :

- régime IF (front d'ionisation) dans lequel les photons sont consommés principalement dans le front d'ionisation. Ce régime est caractérisé par $\Gamma \ll 1$.

- régime IBL (couche limite isolante) dans lequel le flux de photons est consommé principalement pour contrebalancer les recombinaisons dans le gaz ionisé. Ce régime est caractérisé par $\Gamma \gg 1$. C'est également celui qui s'applique le plus fréquemment aux globules photo-ionisés.

2.5.4 Espace des paramètres

Au moins dans les premières étapes de l'effondrement, le globule peut être décrit par un rayon effectif $r(t)$; ce rayon est en fait le rayon de la section efficace du nuage au flux de photons UV. Pour suivre le nuage dans son évolution, nous avons généralisé les équations (2.48)-(2.49) et défini les paramètres adimensionnés δ et γ décrivant l'état instantané du nuage:

$$\begin{aligned} \gamma(r) &= \frac{1}{2}\{-1+\sqrt{1+4\left(\frac{r}{R}\right)\Gamma(1+\Gamma)}\} \\ \gamma(R) &= \Gamma \end{aligned} \tag{2.50}$$

$$\begin{aligned} \delta(r) &= \left(\frac{R}{r}\right)\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)\gamma(r) \qquad = \frac{n_i(r)}{n_0} \\ \delta(R) &= \Delta \end{aligned} \tag{2.51}$$

L'espace des paramètres est décrit par le plan $(\delta - \gamma)$ (voir Figure 2.8 ci-dessous). Dans ce plan, le point représentatif de l'état du nuage se déplace le long de la courbe $\delta(1+\gamma) = \Phi/n_0 c_i$ vers les valeurs croissantes de δ et décroissantes de γ. Ceci est simplement dû à l'évaporation du nuage: au fur et à mesure que le rayon décroît, le deuxième terme du membre de droite dans l'équation-bilan des photons ionisants $(\eta\alpha n_i r)$ tend à diminuer et n_i s'ajuste en augmentant de manière à conserver le bilan global des photons; le premier terme de l'équation, exprimant le flux de matière ionisée $n_i c_i$, augmente donc également, ce qui entraîne un accroîssement de la surpression δ et une diminution de la contribution γ des recombinaisons au bilan des photons. Si au cours de l'évaporation, le régime d'ionisation du nuage change, de IBL à IF, il n'y a plus d'augmentation de la surpression δ puisque la densité de gaz ionisé à la surface du nuage est déterminée directement par le flux incident: $\Phi = n_i c_i$.

D'autre part, δ représentant à un facteur $2c_i^2/c_n^2$ près la surpression à la surface du nuage *par rapport à l'état initial du nuage*, ce paramètre n'est pertinent que dans la phase initiale d'effondrement.

2.5.5 Division de l'espace des paramètres

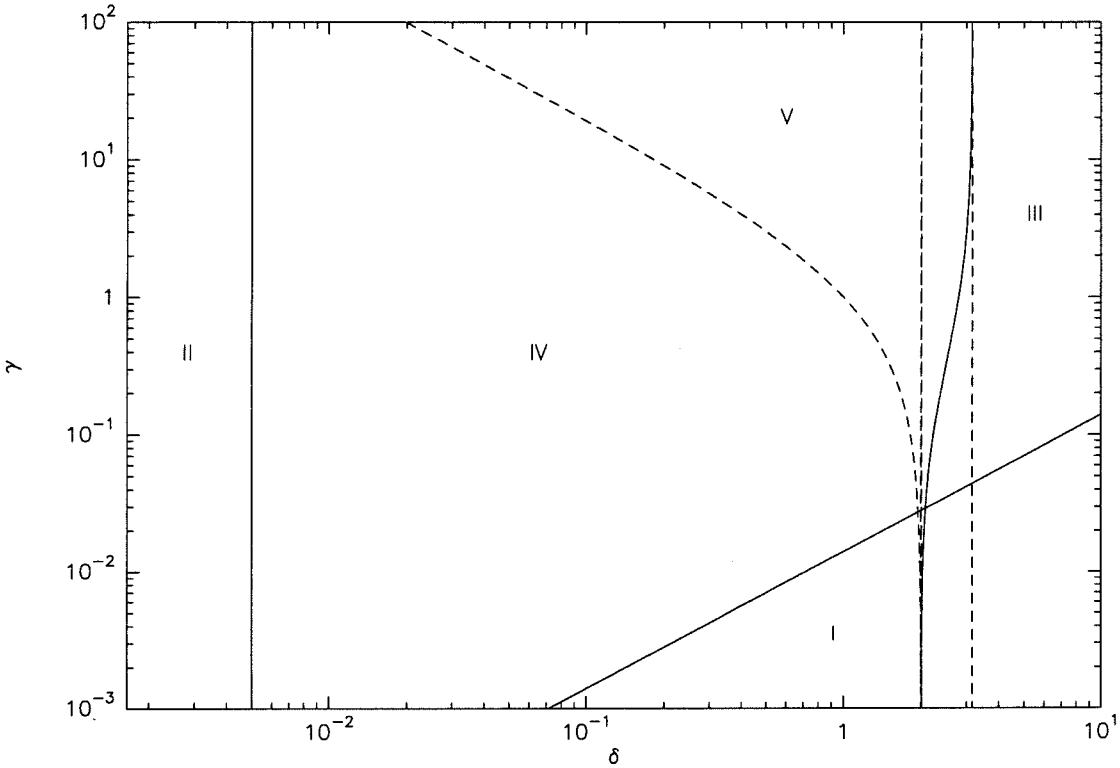


FIG. 2.8 - Espace des paramètres : la région "physiquement intéressante" est délimitée par des traits continus; les différents régimes physiques sont séparés par des lignes en pointillé.

Trois régions apparaissent naturellement dans l'étude des solutions du problème. La première région à exclure est le régime où le nuage est transparent au rayonnement UV. Ceci définit la région I. Soit τ_0 l'opacité initiale du nuage :

$$\begin{aligned} \tau_0 &= n_0 \sigma R \\ &= \frac{\sigma c_i}{\eta \alpha}\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) && (2.52) \\ &\simeq 71.4\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) && (2.53) \end{aligned}$$

Le nuage initial est donc totalement traversé par le rayonnement ionisant lorsque $(\Gamma/\Delta) \leq 1.4\,10^{-2}$. A l'extérieur de la région I, l'opacité du nuage aux rayons UV augmente lors de la compression; il ne deviendra transparent que lorsqu'il aura perdu la plus grande partie de sa masse.

Physiquement, il existe deux situations de photo-ionisation extrêmes :

- le flux ionisant est tellement faible qu'il ne se passe rien. Ceci correspond au cas où la pression du gaz ionisé est trop faible pour comprimer le gaz et il n'y a pas d'effets dynamiques notables. C'est ce qui se produit lorsque le front d'ionisation est de type D-faible. Dans le plan $(\delta - \gamma)$, la région de fronts D-faible est limitée par $\delta \leq c_n^2/2c_i^2$. C'est la région II.

- le flux ionisant est tellement fort que le nuage se fait "vaporiser" sur place. En d'autres termes il est littéralement traversé par un flash d'ionisation, trop rapide pour permettre au gaz de réagir dynamiquement, et qui laisse une boule de gaz ionisé derrière lui. Ceci correspond à la propagation d'un front R-faible et définit la région III. La condition de "vaporisation" est que le front d'ionisation est encore de type R-critique ou R-faible après avoir traversé le nuage. Dans la limite R-faible, $n_i \simeq n_0$ (le taux de compression vaut à peu près 1). Le terme de recombinaisons sur l'axe du nuage vaut $2R\alpha n_0^2$ (le nuage n'a pas le temps de réagir dynamiquement par rapport au flux ionisant) et le flux minimum de matière ionisée (donc pour un front R-critique) vaut $2n_0c_i$. La condition cherchée s'écrit :

$$\Phi \geq 2n_0c_i + 2\alpha n_0^2 R \tag{2.54}$$

En utilisant les expressions de Φ et n_0 en fonction de Δ et Γ, il vient

$$\begin{aligned} \frac{c_i^2}{\eta\alpha R}\Gamma(1+\Gamma) &\geq 2\frac{c_i^2}{\eta\alpha R}\frac{\Gamma}{\Delta} + 2\alpha\left(\frac{c_i}{\eta\alpha R}\cdot\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 R \\ \Gamma &\geq \frac{2/\Delta - 1}{1 - 10/\Delta^2} \end{aligned} \tag{2.55}$$

La région III admet ainsi les asymptotes $\delta = 2$ pour les faibles valeurs de γ (limite $\gamma \to 0$). tend vers 0, et $\delta = \sqrt{10}$ pour les grandes valeurs de γ (limite $\gamma \to +\infty$).

Dans la région IV, le nuage est soumis à la propagation d'un front D-critique précédé par un choc isotherme.

Dans la région V, les conditions initiales (Δ, Γ) permettent la propagation d'un front d'ionisation R-faible. Ceci est possible si $\Phi \geq 2n_0c_i$ soit $\delta(1+\gamma) \geq 2$. Par la suite, l'importance croissante des recombinaisons dans le gaz ionisé modifie la nature du front d'ionisation qui devient D-critique (et précédé d'un choc isotherme).

A titre d'exemple, pour un nuage typique (rayon 0.2 pc et densité moyenne $n_0 = 5\,10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$) situé à 8 pc d'une étoile O5, le flux ionisant Ly-c est $\Phi = 5.5\,10^9\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$; les paramètres adimensionnés de ce nuage sont $\Delta = 0.1$ et $\Gamma = 12$. Ce nuage se place donc dans la région IV de l'espace des paramètres.

En conclusion, *seules les régions IV et V présentent un réel intérêt astrophysique.*

Chapitre 3

Le code hydrodynamique

"... differencing partial differential equations is an art as much as a science."
(Numerical Recipes).

3.1 Grille de calcul et conditions aux limites

Nous avons choisi un code eulérien explicite en temps pour étudier le système d'équations aux dérivées partielles (EDPs) (2.2)-(2.3)-(2.18)-(2.19). *Ce type de code présente l'avantage de conserver explicitement l'impulsion et la masse au cours du temps.* La direction du flux ionisant étant un axe de symmétrie "naturel" dans le problème, nous utilisons comme grille de calcul une portion de cylindre d'angle au sommet $\theta = 1$ radian dans laquelle nous étudions l'évolution d'un demi-nuage (voir Figure 3.1). Les dimensions de la grille de calcul (en nombre de cellules) sont de 64 (radialement) par 192 (axialement). (Les résultats sont ensuite symétrisés pour obtenir l'image complète d'un nuage sur une grille 128×192).

Deux types de grandeurs (scalaires et vecteurs) apparaissent dans le système d'équations à résoudre. Les grandeurs scalaires (densité, fraction ionisée, flux ionisant, pression cinétique) sont centrées sur les cellules de la grille, les composantes de l'impulsion sont localisées sur les interfaces. Chaque cellule est considérée comme un "volume de contrôle" pour lequel les inconnues du problème (densité de masse, fraction ionisée, densité d'impulsion, pression cinétique) sont des valeurs moyennées sur ce volume.
Nous avons imposé des conditions aux limites libres sur les bords de la grille :

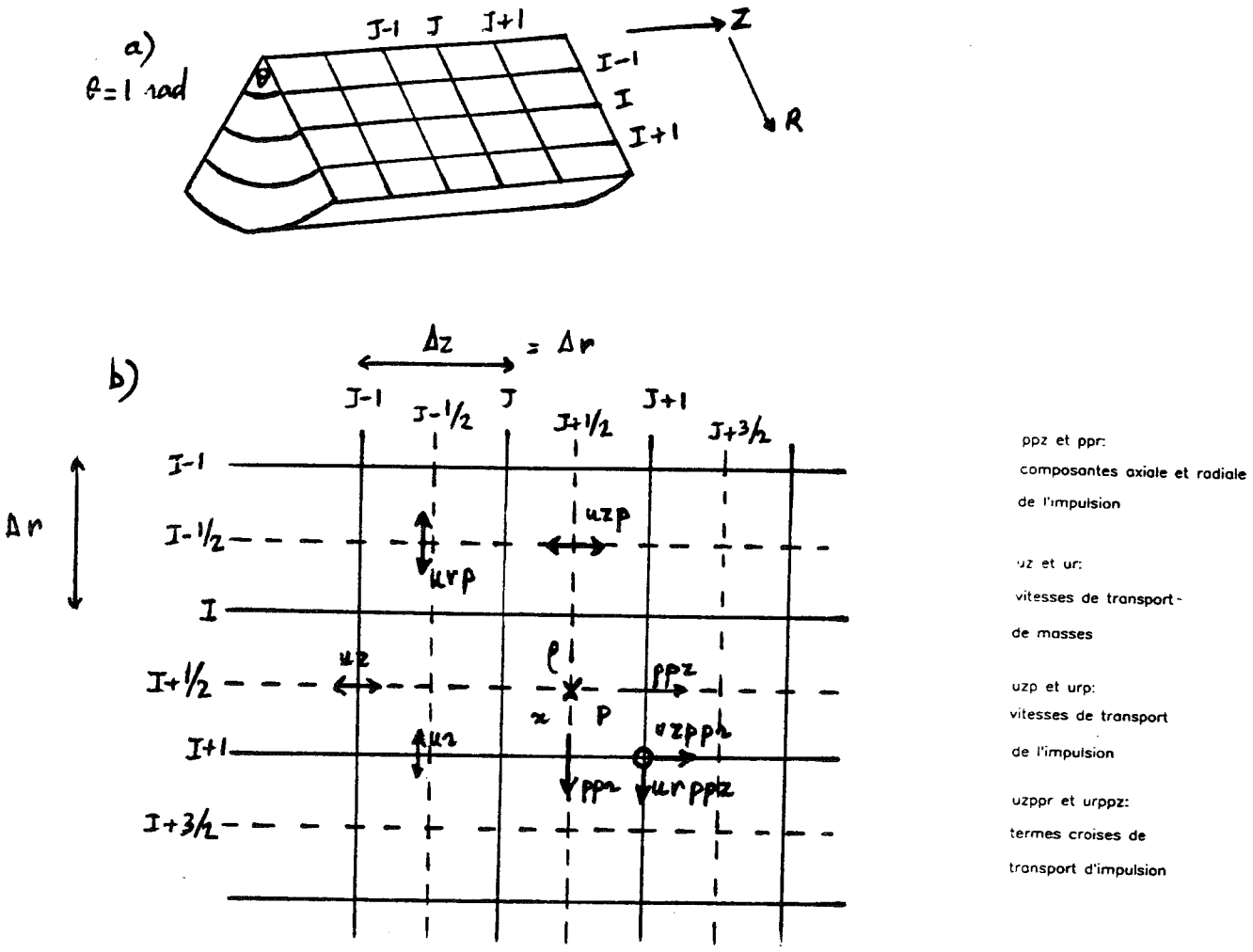


FIG. 3.1 - a) : volume de calcul. Nous utilisons une section de cylindre d'angle au sommet 1 radian. b) : grille de calcul en coordonnées cylindriques; les grandeurs scalaires sont localisées au centre des cellules (indices demi-entier) tandis que les composantes des vecteurs sont localisées sur les interfaces (indices entiers), à l'exception des termes "croisés", tels que la vitesse radiale de transport de l'impulsion axiale par exemple, centrés aux intersections des interfaces.

des cellules "fictives" sont situées immédiatement à l'extérieur de la grille de calcul avec des vitesses et des grandeurs scalaires égales à celles de leur voisine intérieure immédiate; les gradients sont donc nuls en bordure de grille. Les valeurs imposées dans les cellules fictives importent assez peu car le gaz, qu'il soit ionisé ou non, quitte la grille avec une vitesse supersonique : toute perturbation en bordure de grille est donc rapidement évacuée sans affecter l'écoulement à l'intérieur de la grille.

Le gaz du nuage s'éloigne de la source du flux ionisant à cause de l'impulsion reçue de la part du gaz ionisé. La grille a donc été rendue mobile de manière

à pouvoir suivre le gaz du nuage dans son déplacement.

3.2 Résolution du système d'équations

Le système d'EDPs est résolu en étudiant un système d'équations aux différences finies. Nous utilisons la méthode de "séparation des opérateurs", décrite par Wilson (1978) : chaque équation différentielle est divisée en ses différents termes (opérateurs) et les contributions de chaque opérateur sont évaluées successivement les unes après les autres.

En pratique :

- nous commençons par calculer les termes "lagrangiens", c'est à dire la variation de la fraction ionisée par atome et l'atténuation du flux UV au cours de sa propagation.
- Les nouvelles valeurs de la fraction ionisée sont injectées dans l'équation d'état et permettent d'actualiser les valeurs du champ de pression.
- Finalement, nous évaluons les termes "eulériens" de transport advectif, d'abord selon l'axe du nuage, puis selon la direction radiale. Nous transportons séparément les densités de gaz neutre et de gaz ionisé.

La méthode de "séparation des opérateurs" introduit ici une asymétrie dans la solution du problème en raison de la géométrie cylindrique du problème (les deux axes - radiaux et axiaux - ne jouent pas des rôles équivalents); des effets plus subtils que nous n'avons pas cherché à évaluer mais dont l'importance est moindre, proviennent de ce que les termes lagrangiens sont évalués (d'où mise à jour des termes de pression) avant les termes eulériens (où les pression interviennent pour tranporter l'impulsion).

3.2.1 Calcul de la fraction ionisée

Les équations de l'ionisation (2.18)-(2.19) sont résolues en deux étapes. Dans un premier temps, le flux ϕ est propagé à travers une case de la grille selon l'équation (2.18) :

$$\phi(z+dz) = \phi(z) \cdot \exp(-n\sigma(1-x)dz) \tag{3.1}$$

Nous en déduisons x à partir de l'équation (2.19). Comme le temps caractéristique d'ionisation est très petit ($\sim 10 - 10^2$ ans) devant les autres échelles de temps du problème[1], de manière à obtenir une solution stable, nous déterminons x par une méthode implicite du premier ordre :

$$x(t+dt) = \frac{\sigma\phi + n\alpha x^2(t) + x(t)/dt}{\sigma\phi + 2n\alpha x(t) + 1/dt} \tag{3.2}$$

3.2.2 Calcul des transferts advectifs

Les transferts advectifs sont effectués au moyen d'un algorithme développé par Van Leer (1978) que nous décrivons ci-dessous. Pour le lecteur "pressé", il suffit de retenir les points suivants :
a) on suppose que le profil des grandeurs advectées varie *linéairement* à travers une cellule de la grille,
b) les flux des grandeurs advectées sont estimés au demi-pas de temps d'intégration, permettant de gagner un ordre dans la précision du calcul,
c) une contrainte de conservation de la monotonie des profils des grandeurs physiques (densité, impulsion) au cours de l'advection est imposée de manière à limiter le développement d'instabilités dans les régions de forts gradients (chocs par exemple).

Algorithme de transfert

Dans un but de simplicité, et sans perte de généralité, nous restreignons la discussion à une situation uni-dimensionnelle (axe z).

L'équation de transport associée à une grandeur d s'écrit :

$$\frac{\partial d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(du) = 0 \tag{3.3}$$

où u est la vitesse selon l'axe des z :

En intégrant l'équation (3.3) sur le volume de la cellule j (dimension Δz) pendant l'intervalle de temps Δt, il vient :

$$\left(D^{n+1}_{j+1/2} - D^{n}_{j+1/2}\right) + \frac{\Delta t}{\Delta z}(< du >_{j+1} - < du >_j) = 0 \tag{3.4}$$

[1]en particulier, le pas de temps d'intégration Δt est typiquement de l'ordre de 10^3 ans

D est la moyenne de d sur le volume de contrôle,
n est l'indice du pas de temps,
$< du >_j$ est une moyenne temporelle du flux de d à travers l'interface j.

Le problème, propre aux méthodes eulériennes, est de trouver une expression du flux qui assure une précision suffisamment grande dans le calcul.

La méthode la plus simple ("cellule-donneuse") consiste à poser que le profil $d(t,z)$ est constant sur une cellule, d'où :

$$< du >_j = \begin{cases} D_{j-1}u_j & \text{si } u_j \geq 0, \\ D_j u_j & \text{si } u_j \leq 0 \end{cases} \tag{3.5}$$

Ce schéma est très stable mais seulement du premier ordre. De plus, il est très peu précis dans les régions de fort gradient de densité. La nécessité d'une plus grande précision nous a conduit à adopter le schéma ci-dessous.

Nous supposons dans la suite que u est positif et uniforme dans la grille, la généralisation aux autres cas étant immédiate.

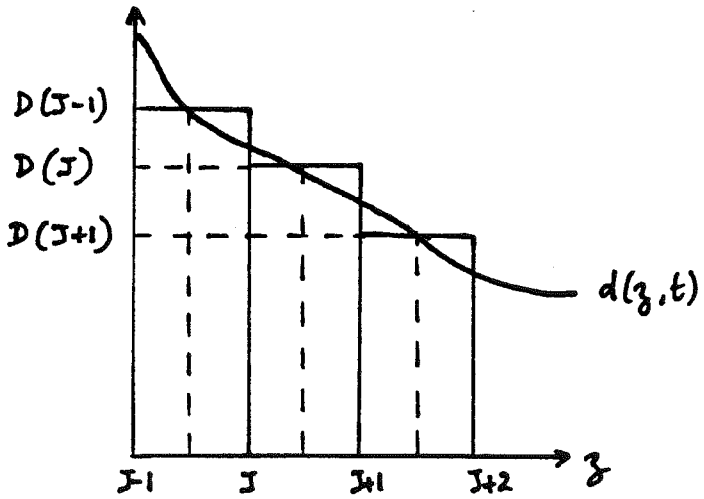


FIG. 3.2 - profil numérique (discrétisé) de densité $D(z,t)$ et profil "réel" de densité $d(z,t)$.

Pour évaluer le flux aux frontières de la cellule, nous faisons l'hypothèse que la distribution de d dans le volume de contrôle varie *linéairement* (voir Figure 3.2); nous pouvons donc écrire

$$D(t^n, z) \simeq D(t^n, z_{j-1/2}) + (z - z_{j-1/2}) \left(\frac{\Delta D}{\Delta z}\right)_{j-1/2} \tag{3.6}$$

où $\Delta_{j-1/2}D$ est un gradient qu'il reste à évaluer.

Hancock[2] a montré que la précision dans les calculs de transfert était du deuxième ordre si l'on déterminait la valeur des flux au temps intermédiaire $t^{n+1/2} = t^n + \Delta t/2$. Ceci revient à prendre pour expression du flux, en première approximation, la moyenne (arithmétique) de $< du >$ entre le début et la fin de l'advection.

Du fait de l'advection, le gaz localisé en z_0 à t^{n+1} se trouvait en $z = z_0 - u\Delta t$ au début du transfert. On peut donc écrire :

$$D(t^{n+1}, z) \simeq D(t^n, z - u\Delta t) \tag{3.7}$$

Il vient :

$$\begin{aligned} < d >_j &= 0.5 \cdot \left[D(t^{n+1}, j) + D(t^n, j)\right] \\ &= 0.5 \cdot \left[D(t^n, j - 1/2 + u\frac{\Delta z}{2}\Delta t) + [D(t^n, j - 1/2 + \frac{\Delta z}{2})\right] \\ &= \left[D^n_{j-1/2} + \frac{1}{2}(1 - u\frac{\Delta t}{\Delta z}) \cdot (\Delta_{j-1/2}D)\right] \end{aligned} \tag{3.8}$$

soit finalement en introduisant la variable intermédiaire $\kappa = u\Delta t/\Delta z$,

$$D^{n+1}_{j+1/2} = D^n_{j+1/2} - \kappa\left(D^n_{j+1/2} - D^n_{j-1/2} + \frac{1}{2}(1-\kappa)(\Delta_{j+1/2}D - \Delta_{j-1/2}D)\right)$$

La précision du schéma numérique est améliorée en choisissant $\Delta_{j+1/2}D$ de manière à respecter les propriétés locales de monotonie du gaz au cours des transferts advectifs, c'est à dire que les valeurs de la fonction $D(t, z)$ définie par $D(t, j - 1/2)$ et $\Delta_{j-1/2}D$ dans la cellule $j - 1$ doivent être comprises entre celles de $D(t, z)$ dans les cellules voisines j et $j - 2$. Van Leer a montré que cette condition était remplie en utilisant l'expression suivante pour le gradient de D :

$$\begin{aligned} \Delta_{j-1/2}D &= \frac{2(D_{j-1/2} - D_{j-3/2})(D_{j+1/2} - D_{j-1/2})}{D_{j+1/2} - D_{j-3/2}}, \\ &\quad \text{si} \quad (\mathrm{D}_{j-1/2} - \mathrm{D}_{j-3/2})(\mathrm{D}_{j+1/2} - (\mathrm{D}_{j-1/2}) \geq 0, \\ &= 0 \quad \text{sinon} \end{aligned}$$

Lorsque le profil n'est pas monotone, $\Delta_{j-1/2}D = 0$ et les quantités transportées sont alors calculées selon la méthode "cellule donneuse".

[2]voir l'article de Van Leer, 1981

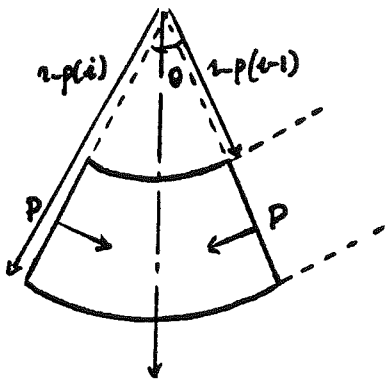


FIG. 3.3 - Contribution de la pression sur les parois latérales à l'impulsion

correction au transfert d'impulsion radiale

Du fait de la géomètrie particulière de la grille, nous incluons la contribution de la pression cinétique sur les parois latérales de la grille au bilan de l'impulsion radiale :

$$\delta(\rho u_r)_{i,j+1/2} = \frac{1}{2}[r_p(i)(P_{i-1,j} - P_{i,j}) - r_p(i-1)(P_{i,j} - P_{i-1,j})]/vol_p(i) \tag{3.9}$$

($vol_p(i)$ est le volume de contrôle associé à l'impulsion radiale sur l'interface i).

Vitesses interfaciales

Le dernier point est d'évaluer les vitesses aux interfaces des volumes de contrôle pour calculer les transferts advectifs.

grandeurs scalaires

Comme les densités d'impulsion sont localisées sur les interfaces des cellules de la grille, nous commençons par déterminer les vitesses de transferts de masse $u_z(i+1/2,j) = (\rho u_z)(i+1/2,j)/ < \rho >_j$. Il faut *choisir* $< \rho >$ de manière à être représentative de la densité à l'interface des deux cellules entre lesquelles le transfert est évalué. Ce choix a une incidence assez faible sur le calcul dans les régions où les variations relatives de $< \rho >$ restent peu élevées (de l'ordre de quelques unités en pratique). Par contre, dans les régions de fort gradient

(fronts d'ionisation par exemple), ce choix peut influer sur la stabilité du calcul. Nous avons retenu en pratique :

$$< \rho >_j \;=\; \sqrt{\rho(i,j) \times \rho(i,j-1)} \tag{3.10}$$

La règle empirique des codes eulériens est que, souvent, de petites causes peuvent avoir de grands effets, parfois incalculables sinon imprévisibles....
C'est donc l'expérimentation numérique qui a tranché et justifié plutôt que confirmé notre choix.

grandeurs vectorielles

Le transport des impulsions axiales et radiales nécessite de déterminer des vitesses d'advection u_z localisées au centre des cellules. Elles sont calculées en interpolant les vitesses de transport de matière :

$$u_z(i+1/2, j+1/2) \;=\; \frac{1}{2}\left(u_z(i+1/2, j) + u_z(i+1/2, j+1)\right) \tag{3.11}$$

Nous procédons de manière analogue pour les transports axiaux d'impulsion radiale (vitesse $u_z(i,j)$ et les transports radiaux d'impulsion radiale (vitesse $u_r(i,j)$). Ces vitesses sont localisées aux intersections des interfaces; par exemple :

$$u_z(i,j) \;=\; \frac{1}{2}\left(u_z(i+1/2, j) + u_z(i-1/2, j)\right) \tag{3.12}$$

L'ensemble forme ainsi une grille de vitesses de transport physiquement cohérente.

pression visqueuse

Nous avons utilisé une pression visqueuse isotrope P_{vis} afin d'amortir les instabilités susceptibles de se développer dans les régions de forts gradients :

$$P_{vis} \;=\; -a c_e \rho l \nabla \cdot \mathbf{u} \tag{3.13}$$

c_e est la vitesse du son *effective* au centre de la cellule où P_{vis} est appliquée $(= \sqrt{P/\rho})$,
$\nabla \cdot \mathbf{u}$ est moyennée sur l'ensemble de la cellule,

l est la portée caractéristique de la pression visqueuse que nous prenons égale à la longueur d'une case,
a est un coefficient numérique inférieur ou égal à 1.

En dehors des régions de fortes variations de vitesse, où P_{vis} est dissipative, P_{vis} est négligeable.

Le pas de temps est limité par la condition de Courant (Courant, Friedrichs and Lewy, 1967) :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta z}{c + |u|} \tag{3.14}$$

c étant la vitesse locale du son, et u la vitesse du fluide. Dans un schéma eulérien aux différences finies, les grandeurs physiques au point d'abscisse j à la date t^{n+1} sont déterminées à partir des conditions physiques aux points d'abscisse $j-1$ et $j+1$ à la date t^n. Ces points délimitent la région d'informations accessible au point j. La vitesse maximale de propagation d'une information étant $c \pm u$, on en déduit une condition nécessaire de stabilité du schéma : $\Delta t \leq \Delta z/(c + |u|)$.

3.3 Tests du code

Nous avons d'abord testé l'algorithme hydrodynamique dans le problème classique du tube à onde de choc de Riemann, ici pour le cas particulier d'un gaz isotherme.

3.3.1 Tube de Riemann

Un cylindre est divisé en deux parties séparées par une paroi étanche; la partie gauche contient du gaz dense ($n_g = 500\,\mathrm{cm}^{-3}$) et la partie droite du gaz diffus ($n_d = 10\,\mathrm{cm}^{-3}$) à la même température. A $t = 0$, la paroi est enlevée : une onde de choc isotherme se propage dans le gaz diffus (vitesse V_s) tandis qu'une onde de raréfaction se propage en retour dans le gaz dense.

Soit v_c la vitesse du gaz dans la région comprimée, M le nombre de Mach du gaz et n_c sa densité.

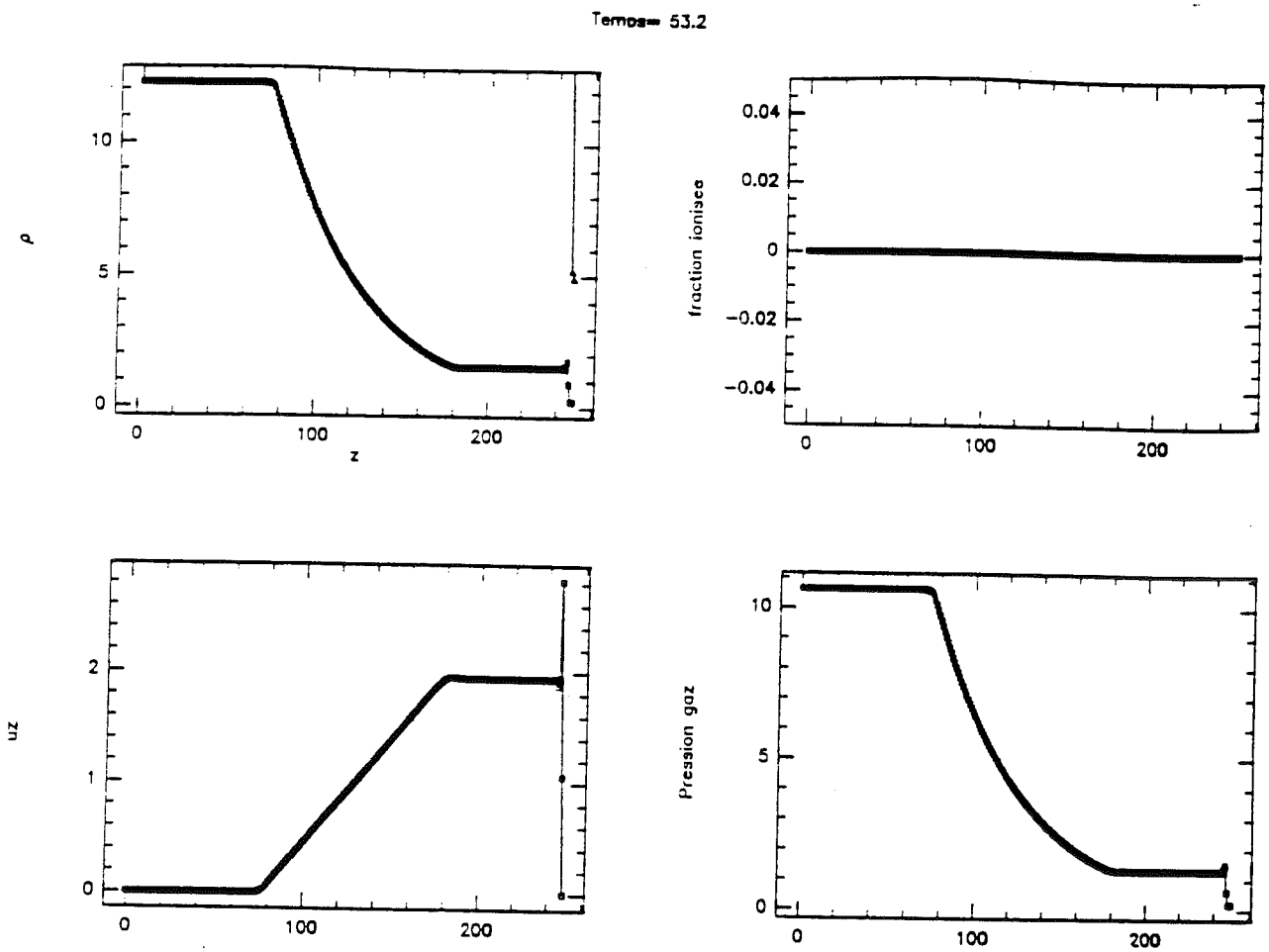


FIG. 3.4 - Tube de Riemann à onde de choc : profils de densité, vitesse et pression (grandeurs en "unités problème") à $t = 53.2$ My. Les coordonnées de l'axe z sont en parsec

Les relations de saut au travers du choc isotherme s'écrivent :

$$n_c(v_c - V_s) = -n_d V_s \tag{3.15}$$

$$n_c(c_n^2 + (v_c - V_s)^2) = n_d(c_n^2 + V_s^2) \tag{3.16}$$

D'où $V_s = n_c v_c/(n_c - n_d)$; en reportant dans (3.16), on arrive à :

$$n_c^2 - (2 + M^2)n_c n_d + n_d^2 = 0 \tag{3.17}$$

qui admet pour solution $n_c = 0.5 n_d(M^2 + 2 + M\sqrt{M^2 + 4})$.

L'onde de raréfaction vérifie la relation $v_c = -c_n \ln(n_c/n_g)$ (Landau et Lifchitz, 1971)

La vitesse du gaz comprimé au travers du choc vérifie donc le système :

$$n_c = \frac{1}{2} n_d \left(M^2 + 2 + M\sqrt{M^2 + 4}\right) \tag{3.18}$$

$$n_c = n_g \exp(-M) \tag{3.19}$$

Pour l'ensemble de paramètres de la simulation, on a théoriquement $M = 2.086$, soit $v_c = 1.942\,\mathrm{pc\,My^{-1}}$.
La Figure 3.4 montre les profils de densité, vitesse et pression à la date $t = 26.6\,\mathrm{My}$.

Numériquement, $v_c = 1.944\,\mathrm{pc\,My^{-1}}$: l'accord est très satisfaisant.

3.3.2 Implosion hydrodynamique

La méthode de "séparation des opérateurs" induit des asymétries dans les solutions numériques et une première version du code fondée sur le schéma "cellule-donneuse" avait montré de fortes déformations au voisinage de l'axe pour un nuage photo-ionisé pendant son effondrement.

Nous avons donc testé le code en étudiant l'implosion d'une sphère isotherme, froide et dense, dans un milieu chaud et diffus. Ce test est particulièrement sévère puisqu'il s'agit de respecter la symétrie sphérique de la distribution des diverses grandeurs physiques alors que les transferts advectifs se déroulent dans une région physiquement de plus en plus petite : comme les termes de transferts sont évalués à partir de développement de Taylor, leur estimation est de moins en moins correcte.

Nous considérons une sphère isotherme de gaz froid et dense, de densité n_c, vitesse du son c_n et rayon R_0, dans un milieu ambiant chaud, de densité n_i et vitesse du son c_i, en forte surpression : une onde de compression se propage alors dans la sphère tandis qu'une onde de raréfaction se propage en retour dans le gaz chaud. P_c et P_h étant respectivement la pression initiale du gaz froid et celle du gaz chaud, la sphère dépasse un état d'équilibre dont le rayon R_e vaut :

$$R_e = R_0 \left(\frac{P_c}{P_h}\right)^{1/3} \tag{3.20}$$

avant de rebondir et de se détendre à nouveau.

Le jeu de paramètres suivant a été utilisé dans le test :
$n_c = 100\,\mathrm{cm^{-3}}$, $n_i = 10\,\mathrm{cm^{-3}}$ $(P_h/P_c = 20)$, $R_0 = 0.75\,\mathrm{pc}$. La Figure 3.5 montre que la symétrie sphérique est préservée au cours de la phase d'implosion jusqu'à un rayon de 0.22 pc -soit moins d'un tiers du rayon initial-, ce en dépit à la fois de l'algorithme utilisé et de l'utilisation de coordonnées cylindriques. Au cours de l'évolution ultérieure, comme le gaz froid et dense du

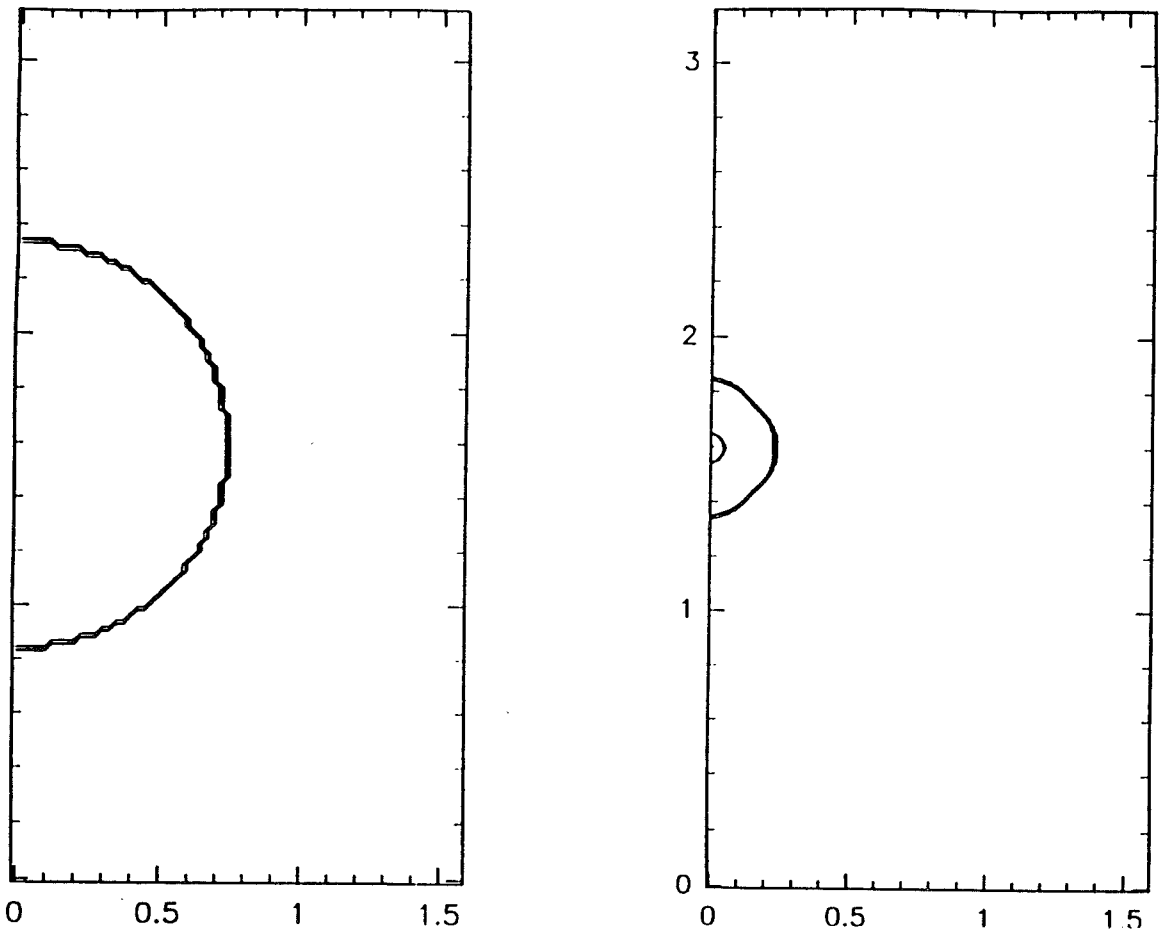


FIG. 3.5 - Implosion d'une sphère de gaz dense et froid, isotherme dans un milieu chaud et diffus; la première figure montre la sphère au début de l'implosion, la seconde montre la sphère près du maximum de compression.

nuage est décéléré au cours de son expansion pour le milieu chaud et diffus, des instabilités de Rayleigh-Taylor se développent à la surface du nuage et détruisent sa symétrie.

Comme les directions axiales et radiales jouent des rôles spécifiques distincts, la symétrie sphérique *ne peut pas* être conservée strictement au cours de l'implosion. Le fait qu'elle reste préservée alors que le rayon du nuage a diminué de plus d'un facteur trois est donc tout à fait satisfaisant.

Nous avons également soumis le code au problème symétrique, à savoir celui de l'*explosion* d'une sphère dans un milieu isotherme. Il s'agit d'un test moins "difficile" pour lequel, la symétrie de l'écoulement est parfaitement respectée, ainsi que le montre la Figure 3.6. Nous avons pris :

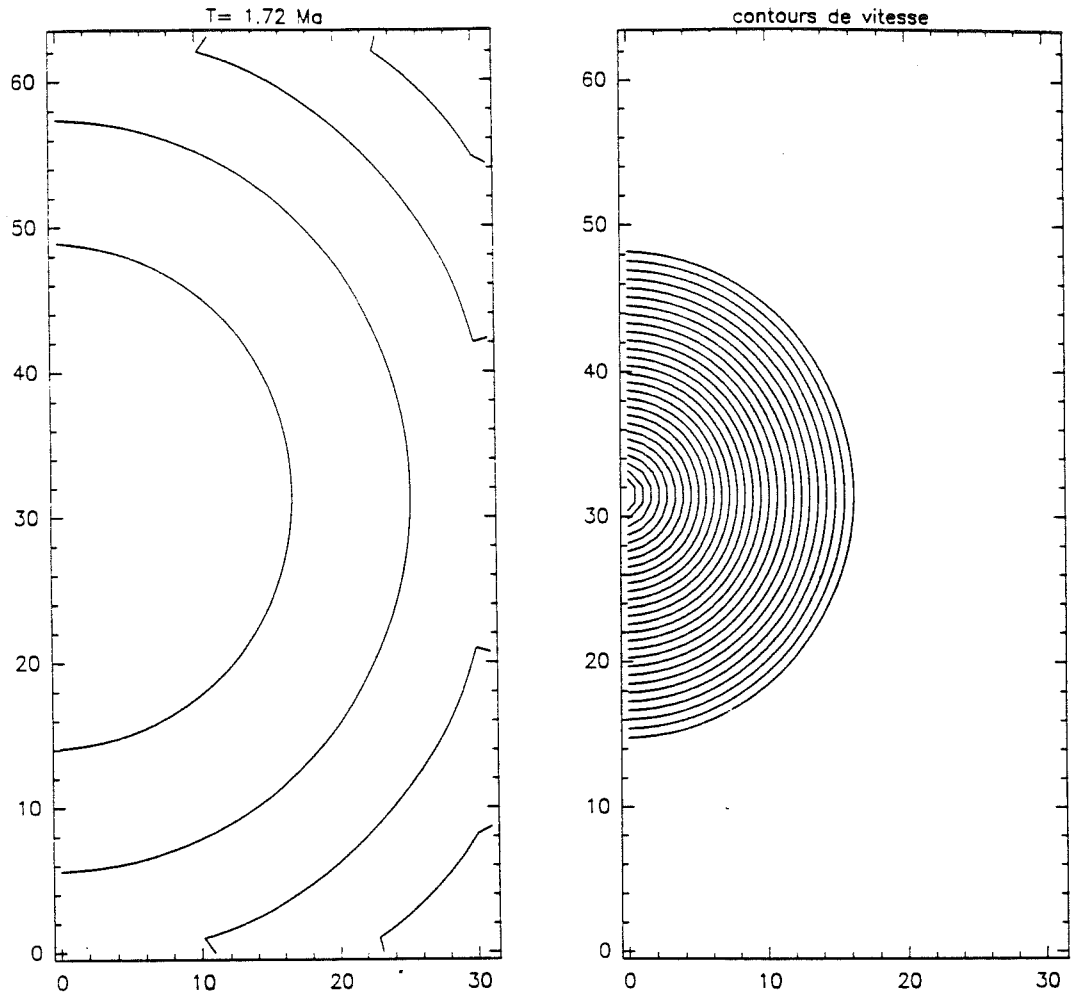


FIG. 3.6 - Explosion d'une sphère dense isotherme dans un milieu diffus à même température; le rapport de pression initial est de 10^3; on voit ici les profils de densité et de module de vitesse.

$n_0 = 10\,\mathrm{cm}^{-3}$, $n_{ism} = 10^{-2}$, $T = 10^4\,\mathrm{K}$ à la fois pour la sphère et le milieu internuage, ce qui donne un facteur de supression de 10^3.

3.3.3 Photo-ionisation

Le traitement des équations de l'ionisation et leur couplage à l'hydrodynamique ont été testés dans la situation suivante : une boîte remplie de gaz neutre de densité n_0 est illuminée uniformément à travers une face transparente par un flux ionisant augmentant linéairement avec le temps.

Un front d'ionisation se propage alors avec une vitesse constante dans la boîte, en poussant au devant une mince couche de gaz comprimé au travers d'un choc radiatif isotherme dans le gaz neutre, laissant derrière lui une région de gaz

TAB. 3.1 - Ensemble des paramètres de la simulation

$d\phi/dt$	$1.6\,10^6\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{My}^{-1}$
σ	$10^{-19}\,\mathrm{cm}^{-2}$
α	$2.7\,10^{-13}\,\mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}$
n_0	$10\,\mathrm{cm}^{-3}$
Δz	$1\,\mathrm{pc}$

ionisé en équilibre quasi-statique. Soient n_0 la densité du gaz neutre, n_i la densité du gaz ionisé, n_c la densité du gaz comprimé, V_i la vitesse du front d'ionisation (très proche de la vitesse V_c du gaz comprimé), V_s la vitesse du choc. Soit $\Lambda = \alpha^{-1}(d\phi/dt)$.

En régime permanent, l'augmentation du nombre de photons Ly-c est compensée par les recombinaisons dans le gaz nouvellement ionisé. C'est à dire que lorsque le front d'ionisation avance de $V_i\Delta t$, le nombre de photons consommés dans les recombinaisons (par unité de surface) augmente de $\alpha n_i^2 \Delta t V_i$, compensant l'augmentation du nombre de photons Ly-c incidents (par unité de surface) : $(d\phi/dt) \times \Delta t$. Il vient donc $d\phi/dt = \alpha n_i^2 V_i$, soit encore

$$\Lambda = n_i^2 V_i$$

A cette relation s'ajoutent les deux systèmes de relations de saut exprimant la conservation de la masse et de l'impulsion à la traversée du front d'ionisation et du choc isotherme dans le gaz neutre. Le gaz ionisé étant en équilibre quasi-statique, sa pression cinétique est contrebalancée par la pression dynamique du gaz neutre comprimé. Il vient immédiatement :

$$n_i = \left(\frac{n_0\Lambda^2}{c_i^2}\right)^{1/5} \qquad V_i = \left(\frac{\Lambda c_i^4}{n_0^2}\right)^{1/5} \simeq V_c \tag{3.21}$$

$$n_c = n_0\left(\frac{\Lambda}{n_i^2 c_n}\right)^2 \qquad V_s = c_n\left(\frac{n_c}{n_0}\right)^{1/2} \tag{3.22}$$

Les paramètres du test sont résumés dans la Table 3.1. La Table 3.2 présente une comparaison des résultats analytiques et numériques obtenus à partir des paramètres du tableau 3.1. Les ecarts entre les résultats analytiques et numériques sont d'au plus 6%, les forts gradients sont traités de manière satisfaisante, sans provoquer d'instabilité dans l'écoulement aval.

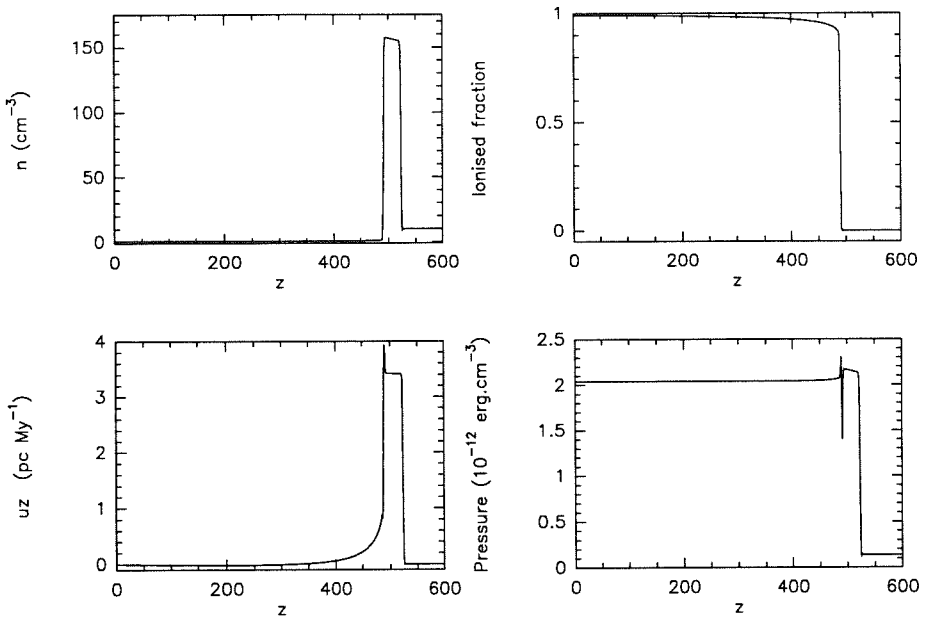


FIG. 3.7 - Propagation en régime permanent d'un front d'ionisation dans une boîte : profils de densité, de fraction ionisée, de vitesse axiale u_z et de pression. On peut voir de gauche à droite : la région ionisée en quasi-équilibre hydrostatique, la couche de gaz neutre comprimée, en quasi équilibre de pression avec le gaz neutre comprimé, et la région de gaz neutre au repos.

TAB. 3.2 - Comparaison des résultats analytiques et numériques pour le problème-test de photo-ionisation plan-parallèle

	analytique	numerique
n_i(cm^{-3})	0.756	0.748
n_c(cm^{-3})	$1.59\,10^2$	$1.69\,10^2$
V_c(pc My^{-1})	3.56	3.43
V_s(pc My^{-1})	3.79	3.59
V_i(pc My^{-1})	3.56	3.43

L'équation d'état

Le comportement de l'ansatz utilisé dans l'équation d'état pour modéliser la transition neutre-ionisé (cf paragraphe 2.4.2) a été étudiée en fonction de la résolution du front d'ionisation sur la grille de calcul, c'est à dire le rapport entre les dimensions de la grille et le libre parcours moyen des photons. Nous avons modifié l'opacité en faisant varier seulement la section efficace de photo-ionisation.
La Figure 3.8 montre que le code se comporte de manière satisfaisante jusqu'à des opacités par cellule $n_0\sigma\Delta z$ de 10^4 -que nous n'atteindrons pas en pratique- pour lesquelles le front d'ionisation est sévèrement sous-résolu. Des instabilités commencent alors à se développer dans le gaz ionisé, derrière le front d'ionisation, comme le montre la Figure 3.8.

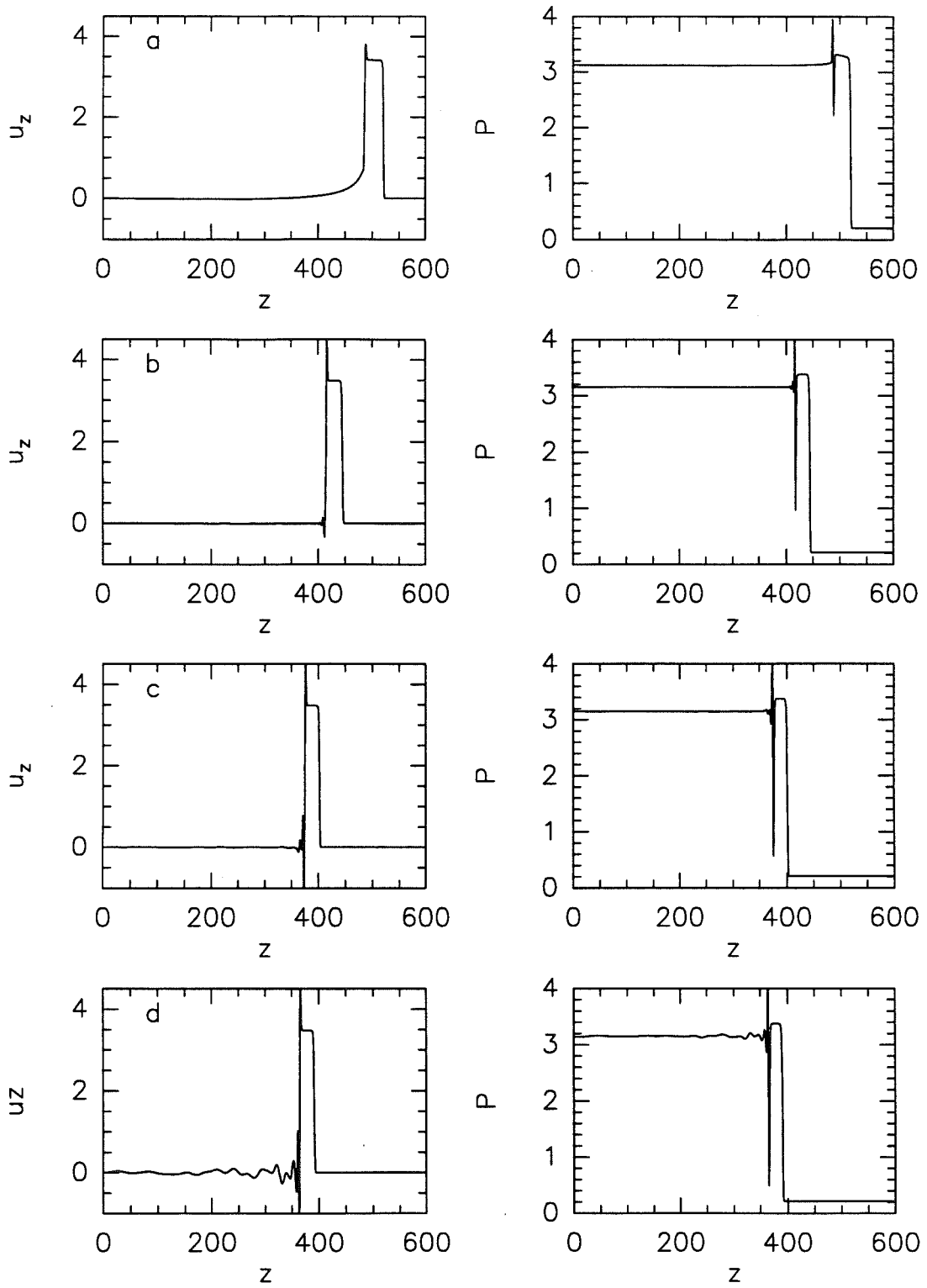


FIG. 3.8 - Problème de photo-ionisation plan-parallèle : profils de densité et vitesse obtenus selon l'opacité initiale des cellules de la grille front d'ionisation. a) $\tau = 3$, b) $\tau = 300$, c) $\tau = 3\,10^3$, d) $\tau = 1.5\,10^4$.

Chapitre 4

Résultats et discussion

4.1 Introduction

Nous avons étudié l'évolution de quatre nuages situés initialement dans les régions IV et V de l'espace des paramètres, correspondant à la propagation d'un front d'ionisation initialement D-critique ou provisoirement R-critique; leurs propriétés sont résumées dans le tableau 4.1. Disons d'ores et déjà que leurs évolutions respectives sont assez semblables *jusqu'à un certain stade* et que leur destin ultérieur est déterminé par la masse disponible.
Les valeurs des paramètres physiques n_0, Φ, M attribuées à certains des modèles peuvent sembler peu "réalistes". En fait les seuls paramètres essentiels sont les paramètres sans dimension Δ et Γ, et chacun des modèles dans le tableau 4.1 permet d'engendrer une famille de modèles physiques grâce aux transformations (1.35–1.40), du moins tant que la gravité reste négligeable.
Nous allons d'abord rappeler à partir du modèle 2 les principaux résultats qui se dégagent des simulations et du modèle analytique simple que nous avons développé en parallèle. Ce modèle est représentatif de la majorité des cas de photo-ionisation de nuages : le bilan des photons y est dominé par les recombinaisons dans le gaz ionisé. L'évolution du nuage peut se décomposer essentiellement en deux phases :
1) phase d'implosion
2) phase cométaire
Les deux paragraphes 4.2 et 4.3 consacrés aux simulations numériques reprennent pour l'essentiel les résultats présentés dans l'article I. Nous laissons de

TAB. 4.1 - Paramètres des modèles étudiés dans les simulations numériques

modèle	région	Δ	Γ	n_0 (cm^{-3})	Φ ($cm^{-2}\,s^{-1}$)	R (pc)	M ($M_\odot$)
1	IV	10^{-1}	10^{-1}	15.5	$2.18\,10^6$	0.5	0.2
2	IV	10^{-1}	10	1550	$2.18\,10^9$	0.5	20
3	IV	1	10^{-1}	1.55	$2.18\,10^6$	0.5	0.02
4	V	1	10	155	$2.18\,10^9$	0.5	2

côté la comparaison entre les résultats numériques et analytiques. L'accord est tout à fait satisfaisant; le lecteur intéressé pourra se référer aux paragraphes correspondant de l'article. Nous préférons ici insister un peu plus sur la physique de l'évolution du gaz et (r)établir certaines relations qui nous semblent utiles tant du point de vue théorique qu'observationnel : taux de perte de masse, rayon d'équilibre des globules cométaires, durée de vie par exemple.

Pour adapter les résultats analytiques -obtenus pour des nuages d'hydrogène atomique pur- à des nuages moléculaires, plus "réalistes", de composition "standard", nous avons supposé une abondance de 10% en noyaux d'helium et 90% en noyaux d'atomes d'hydrogène. Nous utiliserons donc un poids moléculaire moyen par proton :

$$\mu_n = 2.36 m_H \quad \text{pour le gaz neutre}$$
$$\mu_i = 0.684 m_H \quad \text{pour le gaz ionis}$$

4.2 Modèle 2: Phase d'Implosion

4.2.1 Simulation

Dans les premiers stades de la photo-ionisation (voir Figure 4.1.a, $t = 0.036$ My), un choc isotherme se propage à partir de la surface du nuage en laissant en aval une couche mince de gaz neutre comprimé. Le gaz ionisé s'échappe normalement au front d'ionisation puis est accéléré au travers du gradient radial de densité dans le milieu internuage. Il se reconnecte au gaz ambiant au travers d'un choc, apparent dans le bas de la Figure 4.1.a.

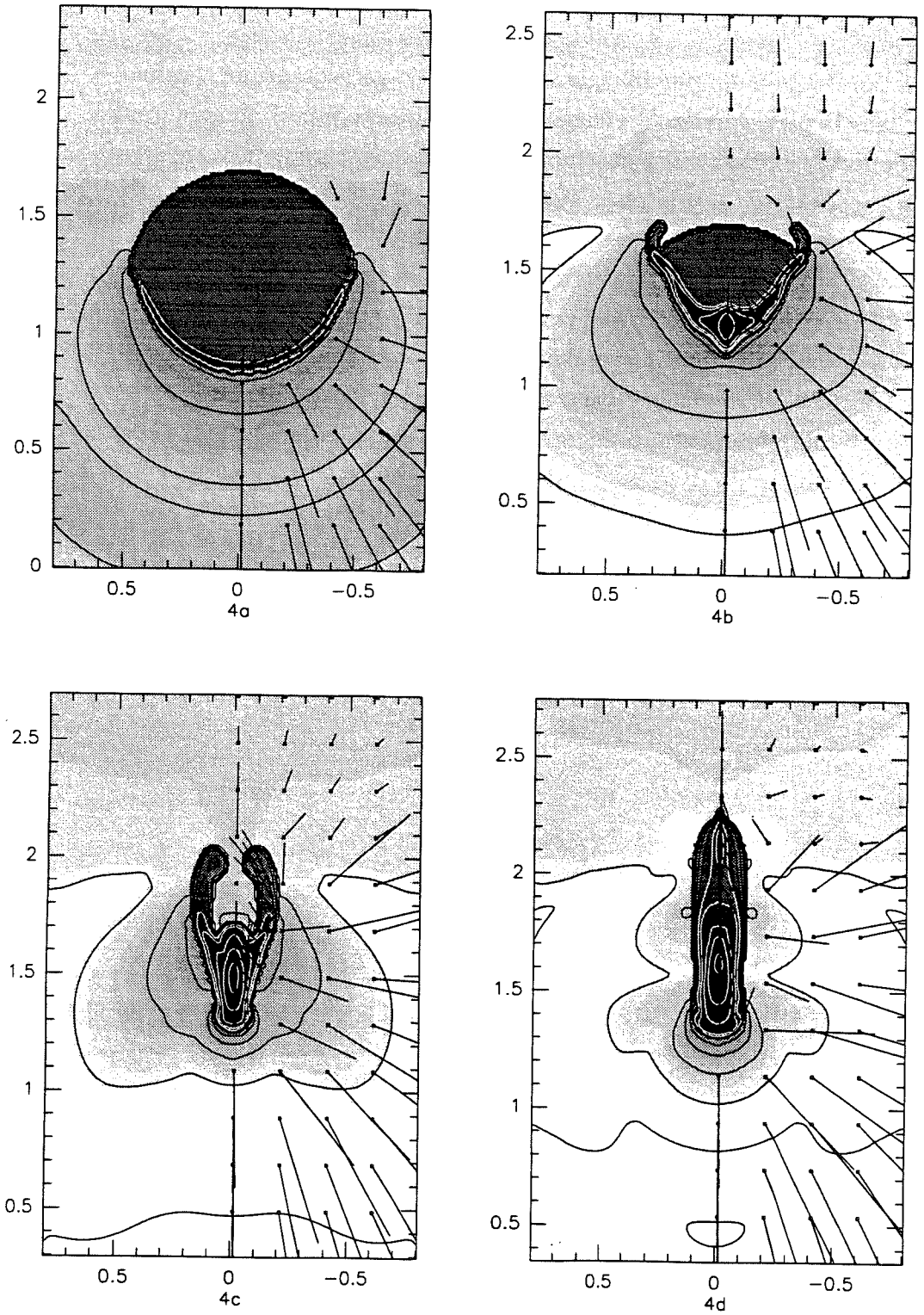


FIG. 4.1 - Modèle 2: Quatre étapes de l'évolution du nuage photo-ionisé depuis les premières étapes de l'effondrement jusqu'à la phase de compression maximale. Les photons ionisants sont émis depuis le bas de chaque image. De gauche à droite et de bas en haut: $t = 0.036$ My (a), 0.126 My (b), 0.183 My (c), 0.210 My (d). Les contours de densité sont espacés de $\Delta \log \rho = 0.5$. Les coordonnées sont en pc. Les vitesses sont tracées par des vecteurs de longueur $u\delta t$, avec l'échelle de temps $\delta t = 0.02$ My

A $t = 0.126$ My (Figure 4.1.b) un coeur dense s'est formé sur l'axe, près du centre initial du globule, pendant que la couche de gaz comprimé continue à avancer dans la partie arrière du nuage. Deux petites "oreilles" commencent à se développer à l'endroit où la couche comprimée rencontre la face arrière du nuage.
Cette couche comprimée s'est presque entièrement repliée sur l'axe du nuage à $t = 0.186$ My prolongeant ainsi le coeur dense déjà formé (cf Figure 4.1.c). Il se forme ainsi un coeur allongé qui contient l'essentiel de la masse du nuage. Les "oreilles" qui sont maintenant bien développées convergent vers l'axe *derrière le nuage*. A ce stade, le nuage est dans la configuration "tête d'élan".
Le nuage est complètement replié sur son axe au maximum de compression à $t = 0.210$ My.

4.2.2 Résultats analytiques

Evolution morphologique

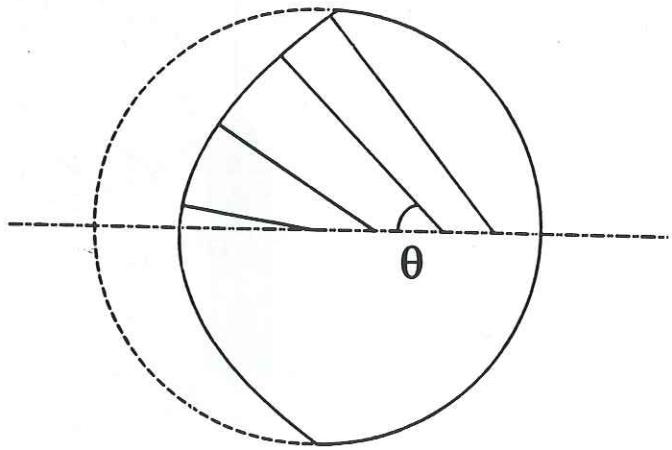


FIG. 4.2 - configuration initiale du nuage et du flux incident au début de l'implosion. L'illumination se fait parallèlement à l'axe du nuage, faisant un angle θ avec la normale à la surface. L'écart à la symétrie sphérique fait que les normales pointent de plus en plus loin sur l'arrière du nuage quand θ augmente. La géométrie initiale du nuage est représentée en pointillé.

La surpression du gaz ionisé par rapport au gaz (au repos) du nuage provoque la formation de la couche de gaz comprimé qui est initialement hémisphérique.

Comme le nuage est en régime IBL, nous avons $\Phi = \eta\alpha n_i(0)^2 R$ soit

$$n_i(0) = (\Phi/\eta\alpha R)^{1/2} \tag{4.1}$$

$n_i(0)$ étant la densité de gaz ionisé sur l'axe.
En un point de la surface où la normale fait un angle θ avec l'axe du nuage (qui est aussi la direction de propagation des photons incidents), le flux ionisant *effectif* selon la normale, c'est à dire le flux disponible pour ioniser le gaz au point considéré, est $\Phi\cos\theta$ (cf Figure 4.2). Il vient donc :

$$n_i(\theta) = n_i(0)\cos^{1/2}\theta \tag{4.2}$$

De même, on trouverait en régime IF :

$$n_i(\theta) = n_i(0)\cos\theta \qquad \text{avec} \quad \mathrm{n_i(0) = \Phi/c_i}$$

Comme la couche de gaz comprimé est "poussée" par le gaz ionisé en surpression, **dans le repère du front d'ionisation** la pression du gaz ionisé est contrebalancée essentiellement par la pression thermique du gaz comprimé (celui-ci est quasiment au repos); la pression du gaz comprimé est elle-même contrebalancée par la pression *dynamique* du gaz non-perturbé du nuage. Le gaz ionisé quitte la surface du nuage à la vitesse du son c_i, on peut donc écrire :

$$P_i + \rho_i(\theta)c_i^2 = 2\,\rho_i(\theta)c_i^2 = P_c = \rho_0 u_c(\theta)^2 \tag{4.3}$$

u_c est la vitesse du gaz non-perturbé dans le repère du front d'ionisation, peu différente de la vitesse du gaz comprimé dans le repère du nuage au repos. Donc, en repassant aux densités numériques :

$$\begin{aligned} u_c(\theta) &= c_i\sqrt{2n_i(\theta)/n_0} \\ &= c_i\sqrt{2n_i(0)/n_0}\cdot\cos^{1/4}\theta && (4.4) \\ &= u_c(0)\cdot\cos^{1/4}\theta \qquad \text{avec}\, u_c(0) = c_i\sqrt{2\Delta} && (4.5) \end{aligned}$$

En régime IF, la vitesse varie proportionnellement à $\cos^{1/2}\theta$.

Le temps caractéristique d'un élément du gaz comprimé pour atteindre le centre est $t_{coll}(\theta) = R/u_c(\theta)$. Nous avons

$$\frac{dt_{coll}}{d\theta} = \frac{R}{4u_c(0)}\cdot\frac{\sin\theta}{\cos^{5/4}\theta} \qquad \text{(IBL)}$$

$$\frac{dt_{coll}}{d\theta} = \frac{R}{2u_c(0)}\cdot\frac{\sin\theta}{\cos^{3/2}\theta} \qquad \text{(IF)}$$

Donc t_{coll} est extrémal sur l'axe et varie peu au voisinage de l'axe : une fraction non-négligeable de la masse s'effondre donc en un coeur dense de petites dimensions, en un temps de l'ordre de $9\,10^{-2}$ My; ceci explique la formation du premier coeur dense apparent sur la Figure 4.1.b. Comme les diverses grandeurs (densité, vitesse, flux incident) sont stationnaires sur l'axe, ce coeur se forme au travers d'un choc approximativement sphérique.

t_{coll} augmente avec θ, l'effondrement des parties extérieures du nuage se produit en retard sur les parties au voisinage de l'axe. Comme ces dernières progressent plus rapidement, la symétrie sphérique est perdue au cours de l'effondrement et la normale à un élément de surface pointe derrière le centre initial du nuage. Au cours de l'implosion, l'impulsion reçue de la part du gaz ionisé est dirigée selon la normale en chaque point de la surface. Les parties extérieures du nuage s'effondrent donc sur l'axe mais *derrière* le centre initial du nuage, conduisant ainsi à la formation d'un coeur dense allongé. Ce coeur se forme en un temps qui est à peu près le double du temps de formation du coeur initial, et contient l'essentiel de la masse.

Pour les parties les plus externes du nuage ($\theta \simeq \pi/2$), le changement de direction de vitesse est tel que leur trajectoire rencontre la face arrière du nuage avant que le gaz ne s'effondre sur l'axe. Quand du gaz de ces régions externes rencontre la face arrière du nuage, il rencontre le gaz chaud et diffus dans l'ombre du nuage protégé de l'ionisation par ce dernier. Dans le repère de la couche de gaz comprimé, la pression dynamique ρu^2 du gaz neutre au repos diminue brusquement et ni elle ni la pression thermique du gaz diffus (égale à la pression thermique du nuage) ne peuvent plus contrebalancer la pression exercée par le gaz ionisé. La couche de gaz est alors fortement accélérée en pénétrant dans l'ombre : il se forme deux "oreilles".

4.2.3 Perte de masse

Taux de perte de masse dans l'implosion

Au cours de la phase d'effondrement, en admettant que la surface du nuage illuminée reste sphérique, de rayon r(t), le nombre N d'atomes H perdus par unités de temps s'écrit :

$$-\frac{dN}{dt} = \int_0^{\pi/2} 2\pi n_i(\theta) c_i r^2 \sin\theta d\theta \tag{4.6}$$

En régime IBL :

$$-\frac{1}{\mu}\dot{M} = \int_0^{\pi/2} 2\pi n_i(0) c_i r^2 \sin\theta \cos^{1/2}\theta d\theta$$

$$n_i(0) = \left(\frac{\Phi}{\eta\alpha r}\right)^{1/2}$$

d'où, en introduisant la masse moyenne μ par atome H :

$$-\frac{1}{\mu}\dot{M} = 2\pi c_i r^{3/2}\left(\frac{\Phi}{\eta\alpha}\right)^{1/2}\int_0^{\pi/2}\sin\theta\cos^{1/2}\theta d\theta \qquad = \frac{4\pi}{3}c_i r^{3/2}\left(\frac{\Phi}{\eta\alpha}\right)^{1/2}\times\frac{2}{3}$$

$$= \frac{4\pi}{3}n_0\Delta R^2 c_i\left(\frac{r}{R}\right)^{3/2}$$

Soit

$$-\frac{1}{\mu}\dot{M} = 10.4\left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{1/2}\left(\frac{r}{1\,\mathrm{pc}}\right)^{3/2} M_\odot\,\mathrm{My}^{-1} \tag{4.7}$$

Dans le régime asymptotique $\Gamma \gg 1$, la vitesse de variation du rayon est à peu près celle du gaz dans la couche comprimée :

$$-\frac{dr}{dt} \simeq c_i\sqrt{2\delta}$$

$$-\frac{dr}{dt} \simeq c_i\sqrt{2\Delta}\left(\frac{R}{r}\right)^{1/4} \tag{4.8}$$

car asymptotiquement, pour $\Gamma \to +\infty$:

$$\gamma(r) \simeq \Gamma\sqrt{\frac{r}{R}}$$

$$\delta(r) = \left(\frac{R}{r}\right)\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)\gamma(r) \qquad \simeq \Delta\sqrt{\frac{R}{r}}$$

Dans le régime IF, on obtient les relations analogues :

$$-\frac{1}{\mu}\dot{M} = 7.9\left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)\left(\frac{r}{1\,\mathrm{pc}}\right)^2 M_\odot\,\mathrm{My}^{-1} \tag{4.9}$$

$$-\frac{dr}{dt} \simeq c_i\sqrt{2\Delta} \tag{4.10}$$

La durée de la phase d'implosion est, quelque soit le régime d'ionisation :

$$t_{coll} = \frac{R}{c_i\sqrt{2\Delta}} \tag{4.11}$$

Soit un temps d'implosion $t_{coll} \sim 0.05$ My; en pratique, la brièveté de la phase d'implosion rend difficile l'observation d'un globule dans cet état d'évolution.

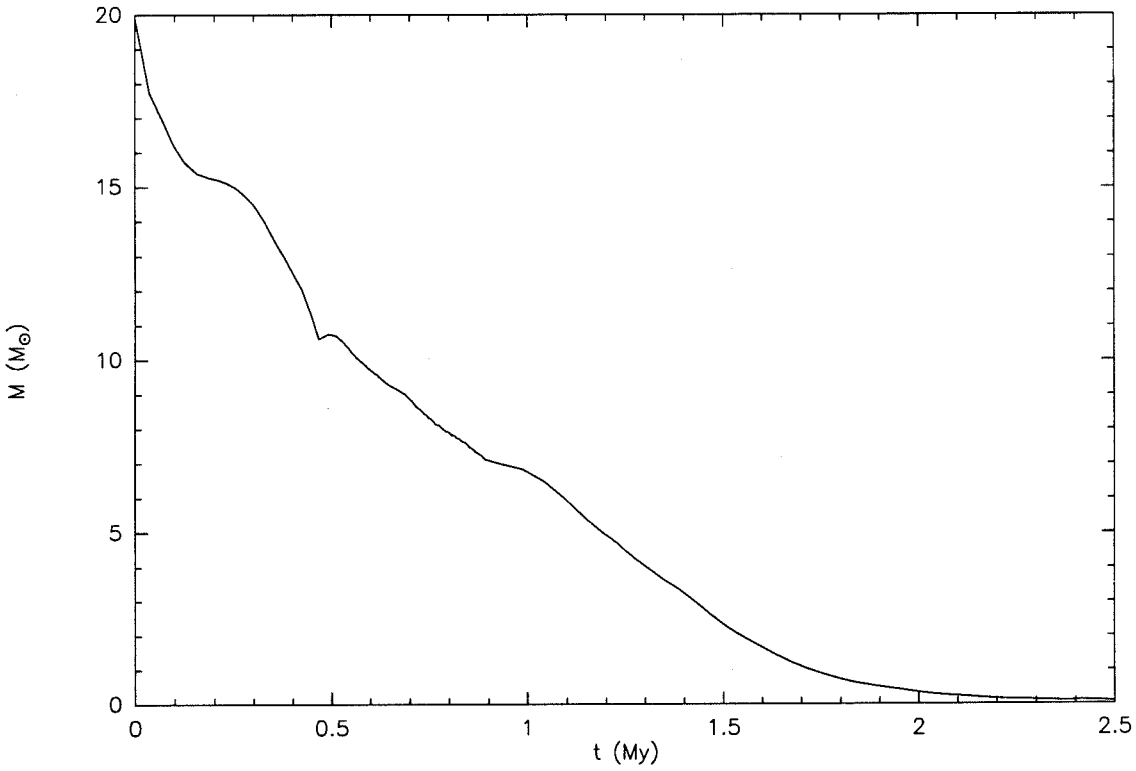


FIG. 4.3 - Variation de la masse au cours du temps pour le modèle 2 : la phase d'implosion est caractérisée par un taux de perte de masse élevé et dure jusqu'à $t \simeq 0.2$ My. Entre 0.2 et 0.45 My, le nuage subit sa première ré-expansion. Ensuite, durant la phase transitoire, le diamètre du nuage reste à peu près constant, ce qui se traduit sur la courbe par une pente (c'est à dire un taux de perte de masse) constante. Il n'y a pas de séparation très nette entre la phase transitoire et la phase cométaire qui commence vers $t = 1.30$ My.

Perte de masse due à l'implosion

La Figure 4.3 montre la variation de la masse au cours du temps.

A partir des équations 4.7 et 4.8, nous pouvons écrire :

$$-\frac{dN}{dr} = \frac{4\pi}{3}\left(\frac{\Phi}{\eta\alpha}\right)^{1/2}\frac{r^{3/2}}{\sqrt{2\Delta}}\left(\frac{r}{R}\right)^{1/4} \tag{4.12}$$

dans le régime IBL

$$N(R) - N(r) = -\int_r^R \frac{4\pi}{3\sqrt{2\Delta}}\left(\frac{\Phi}{\eta\alpha}\right)^{1/2} R^{-1/4} r^{7/4} dr$$

or

$$\left(\frac{\Phi}{\eta\alpha}\right)^{1/2} = n_i(0)R^{1/2} = n_0\Delta R^{1/2}$$

$$\begin{aligned} N(R) - N(r) &= \frac{2\pi}{3}\sqrt{2\Delta}n_0\Delta R^{1/4} \times \frac{4}{11}\left[R^{11/4} - r^{11/4}\right] \\ &= \frac{4\pi}{3}n_0R^3 \times \frac{2}{11}\sqrt{2\Delta}\left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^{11/4}\right] \\ &= \frac{2}{11}N(R)\sqrt{2\Delta}\left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^{11/4}\right] \end{aligned}$$

Finalement, comme le rayon du nuage, à l'issue de l'effondrement sur l'axe, est faible devant le rayon initial, la masse évaporée au cours de l'implosion est approximativement donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta M}{M} &= \frac{N(R) - N(r)}{N(R)} \\ \frac{\Delta M}{M} &\simeq \frac{2}{11}\sqrt{2\Delta} \end{aligned} \tag{4.13}$$

De la même manière, on obtient pour le régime IF :

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{8}\sqrt{2\Delta} \tag{4.14}$$

Nous obtenons ainsi que la masse perdue au cours de l'implosion ne dépend que du flux ionisant incident (à travers la "surpression initiale" Δ), ce qui était prévisible.

Les valeurs de $\Delta M/M$ sont seulement indicatives de la masse effectivement perdue. Il existe de nombreuses approximations liées par exemple à la modélisation géométrique du problème (symétrie sphérique de la surface illuminée), "oubli" de l'épaisseur de la couche comprimée, qui rendent très incertaine la loi de variation du rayon en fonction du temps. Avec ces réserves, il apparaît que le nuage peut perdre une fraction substantielle (jusqu'à $20 - 30\%$) de sa masse au cours de l'implosion, ce que confirme la simulation.

L'étude précédente vient de montrer que les propriétés du nuage dans la phase d'implosion sont déterminées par Δ et ne dépendent pas ou peu de la température du gaz neutre. Ceci vient du fait que la dynamique du gaz neutre est dominée par la pression dynamique ρu^2.

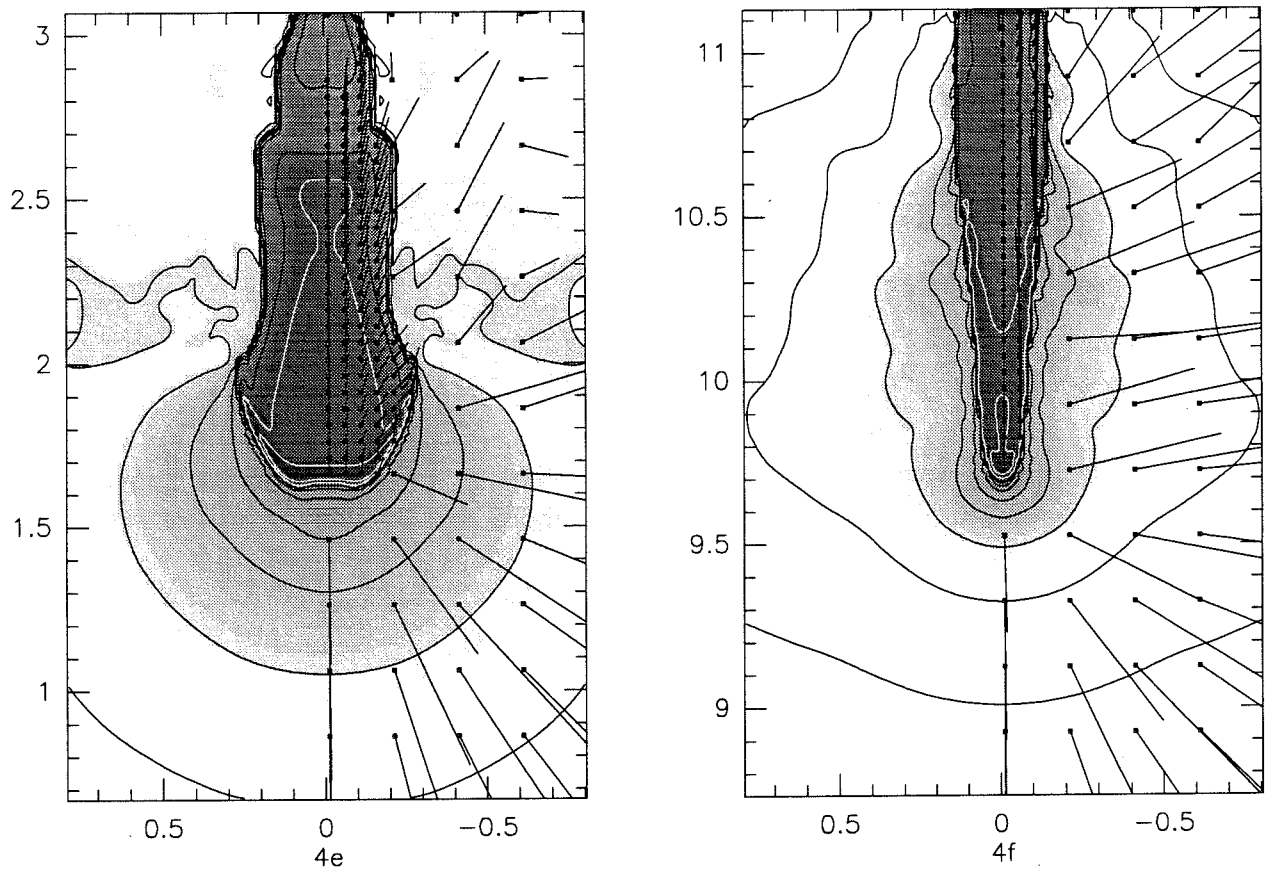


FIG. 4.4 - Modèle 2: Phase de réexpansion (t = 0.37 My (e)) et phase cométaire (t = 1.30 My (f)).

4.3 Modèle 2: Phase Cométaire

4.3.1 Simulation

Lorsque le gaz comprimé converge sur l'axe pour la première fois, le nuage atteint un état de compression supérieur à celui de l'état d'équilibre. La Figure 4.4.d montre le nuage au voisinage de la compression maximale (t = 0.210 My). Le nuage entre alors dans une phase de ré-expansion; la tête du nuage (i.e. le premier coeur dense formé dès $t = 0.126My$) se détend pendant que les couches arrières du nuage finissent de converger sur l'axe. La tête dense du globule protège donc le corps du nuage contre les photons ionisants pendant sa phase de ré-expansion. Comme l'illustre la Figure 4.4.e, le nuage

adopte alors une forme cylindrique dans cette phase transitoire. La Figure 4.4.e montre le nuage au voisinage du maximum de ré-expansion à $t = 0.37$ My. Au cours de la re-compression qui s'ensuit, il se forme une couche de gaz comprimé, poussée par le gaz ionisé, comme dans la phase initiale d'effondrement. Le nuage reçoit ainsi de l'impulsion axiale pendant sa re-compression. Au cours de ce cycle "expansion-contraction", l'amplitude des oscillations radiales, donc l'impulsion radiale accumulée, décroît avec le temps jusqu'à devenir négligeable (voir la Figure 4.5 montrant l'évolution en fonction du temps de "l'impulsion radiale" du nuage dans la grille, définie par $1/2\pi \int \rho_n u_r d^3v$).

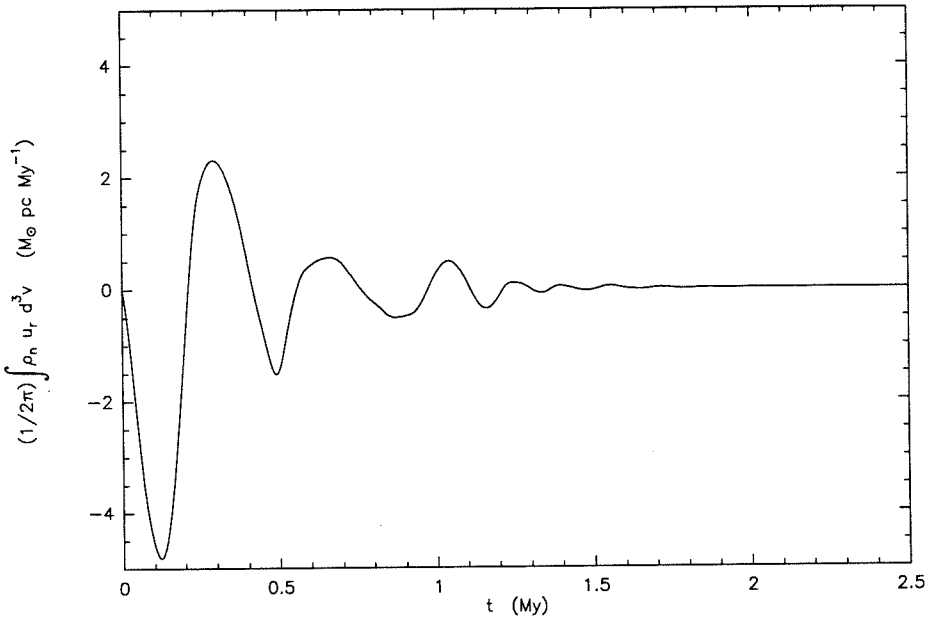


FIG. 4.5 - Variation de l' "impulsion radiale" du nuage en fonction du temps. L'amplitude des oscillations diminue avec le temps pour devenir négligeable dans la phase cométaire ($t \geq 1.30$ My).

Au cours de la phase transitoire (entre 0.6 et 1 My), la section efficace du nuage au rayonnement UV reste à peu près constante ($\simeq 0.2$ pc); la masse du nuage décroît linéairement avec le temps (cf Figure 4.3).

Tout en s'éloignant de la source du flux UV, le nuage adopte progressivement une forme cométaire et atteint un état de quasi-équilibre vers $t = 1.30$ My (voir Figure 4.4.f). Le choc précurseur, responsable de la couche de gaz comprimé en amont du front d'ionisation a disparu. La masse du globule n'est plus que de 4 $M_\odot$, soit environ 20% de la masse initiale. Du point de vue de la perte

de masse, il n'y a pas de transition "évidente" entre le régime transitoire d' "expansions-contractions" et le régime cométaire. L'indication la plus probante du changement de régime vient en fait de l'impulsion radiale encore présente dans le nuage. Au fur et à mesure que le nuage s'évapore, sa masse et son rayon diminuent. Finalement, le nuage est complètement ionisé au delà de 2.7 My.

4.3.2 Résultats analytiques

Dans le régime cométaire, le nuage tend vers état de quasi-équilibre, dans lequel la tête cométaire est confinée par la pression du gaz ionisé à la surface et protège le gaz situé dans la queue du flux ionisant. Schématiquement, on peut décrire le nuage comme un cylindre de matière accéléré dans son ensemble par le gaz ionisé qui s'échappe de la surface.
La structure du nuage est stationnaire dans le repère accéléré.
Dans ce repère, le gaz est soumis à une gravité apparente : il s'ensuit donc une stratification en densité (analogue à celle d'une atmosphère isotherme dans un champ de gravité uniforme).
La densité du nuage et le flux incident sont tels que la transition entre le gaz ionisé et le gaz neutre se fait au travers d'un front d'ionisation D-critique en chaque point de la surface du nuage *sans l'intermédiaire d'un choc précurseur dans le gaz neutre*[1]
Nous déterminons maintenant une expression analytique approchée du rayon R_e de la tête cométaire dans la phase de quasi-équilibre[2].

Rayon d'équilibre du nuage

Qualitativement, la stratification hydrostatique en densité entraîne une décroissance de la pression interne du nuage lorsque l'on s'éloigne de la tête. Cette décroissance est compensée par le fait que l'incidence du flux ionisant sur la surface devient de plus en plus rasante en s'éloignant de la tête : un point de la surface situé à R_e du sommet du nuage dans la direction axiale subit une pression plus faible d'un ordre de grandeur de la part du gaz ionisé à cause de l'obliquité du rayonnement. La diminution de la pression interne du nuage

[1] contrairement à ce qui passait dans la phase d'implosion.

[2] Nous renvoyons le lecteur au travail de Bertoldi et McKee (1990) pour une détermination analytique plus précise de la forme du nuage.

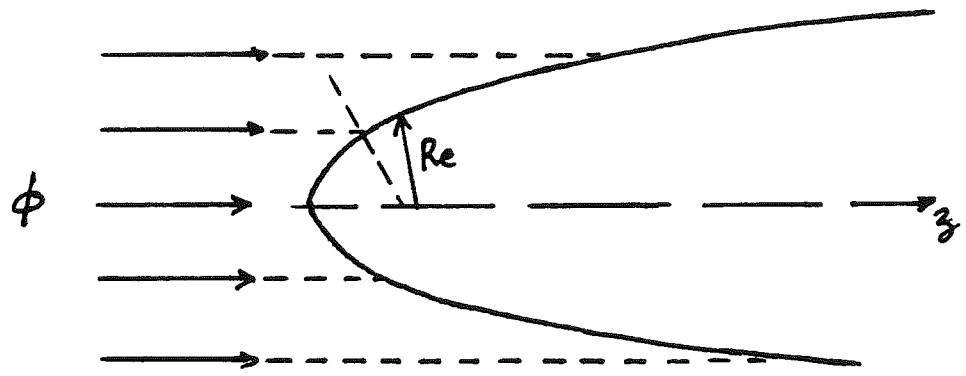


FIG. 4.6 - Configuration du nuage et du rayonnement ionisant dans la phase de quasi-équilibre cométaire.

doit s'accorder à celle du gaz ionisé pour que la transition se fasse directement au travers d'un front D-critique. La pression du gaz neutre varie sur l'échelle hydrostatique $H = c_n^2/g$, où $g \simeq 2\pi\rho_i c_i^2 R_e^2/M_e$ est l'accélération reçue de la part du gaz ionisé. L'équilibre est atteint lorsque les échelles de variation de la pression du gaz neutre (H) et du gaz ionisé (R_e) sont approximativement égales.

$$\begin{aligned} H &= c_n^2/g \\ &= \frac{M_e c_n^2}{2\pi\rho_i c_i^2 R_e} \end{aligned} \tag{4.15}$$

Comme $\gamma_e = \eta\alpha n_i R_e/c_i$ on en déduit la relation implicite entre R_e et γ_e valable en quasi-équilibre :

$$R_e = \left(\frac{M_e}{2\pi\mu_i m_H}\right)\left(\frac{c_n}{c_i}\right)\left(\frac{\eta\alpha}{c_i}\right)^{1/2}\gamma_e^{-1/2} \tag{4.16}$$

Comme le rayon du nuage n'est plus un paramètre libre mais est maintenant déterminé par l'équation 4.16, l'espace des paramètres a "perdu" une dimension. Physiquement, cela correspond au fait que, *à flux incident donné, tous les nuages de même masse atteignent le même rayon d'équilibre*, indépendamment de leur rayon initial. Le seul paramètre adimensionné restant est γ_e (comme la transition neutre-ionisé est D-critique, le paramètre δ se déduit immédiatement de γ et de R_e).

Pour du gaz moléculaire de composition standard et en supposant que seul H est photo-ionisé, on obtient à partir de (4.15) :

$$\begin{aligned} R_e &= \frac{M_e c_n^2}{2\pi R_e^{3/2} \mu_i k_B T_i} \left(\frac{\eta\alpha}{\Phi}\right)^{1/2} \\ R_e^{5/2} &= \frac{M_e}{2\pi \mu_n \mu_i m_H} \left(\frac{\eta\alpha}{\Phi}\right)^{1/2} \left(\frac{T_n}{T_i}\right) \end{aligned}$$

μ_i (= 2.11) est le nombre moyen de particules par proton.
μ_n (= 2.46) est le nombre moyen de nucléons par atome H.
Numériquement,

$$\left(\frac{R_e}{1\,\mathrm{pc}}\right) = 0.078 \left(\frac{M_e}{M_\odot}\right)^{2/5} \left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/5} \left(\frac{T_n}{100K}\right)^{2/5} \tag{4.17}$$

On obtient également à partir de (4.15) en posant $M_e = fM$

$$\begin{aligned} R_e &= \frac{fM}{2\pi\, \mathrm{m}_H R_e (\Phi/\eta\alpha R_e)^{1/2}} \left(\frac{c_n}{c_i}\right)^2 \\ R_e^{5/2} &= \frac{2f}{3} n_0 R^3 \left(\frac{\eta\alpha}{\Phi}\right)^{1/2} \left(\frac{c_n}{c_i}\right)^2 \\ &= \left(\frac{2f}{3}\right) \left(\frac{n_0}{n_i}\right) \left(\frac{c_n}{c_i}\right)^2 \end{aligned}$$

d'où,

$$\left(\frac{R_e}{R}\right) = \left(\frac{4f}{3}\right)^{2/5} \left(\frac{n_0 c_n^2}{2 n_i c_i^2}\right)^{2/5} \tag{4.18}$$

Ceci confirme notre intuition : le rapport R_e/R dépend essentiellement du rapport initial de compression $(2n_i c_i^2/n_0 c_n^2)$. Par contre la valeur de l'exposant n'était pas prévisible.
D'une manière imagée, on peut dire que l'histoire du nuage est contenue dans f, fraction restante de la masse. R_e/R en dépend donc faiblement de f qui intervient à la puissance 0.4. Bien que ces derniers résultats aient été obtenus pour un gaz composé uniquement d'hydrogène atomique pur (celui des simulations), ils restent qualitativement exacts pour un gaz "réel" et sont quantitativement corrects à un facteur de l'ordre de l'unité près.

On obtient les relations similaires dans le régime IF :

$$\left(\frac{R_e}{R}\right) = \left(\frac{4f}{3}\right)^{1/3} \left(\frac{n_0 c_n^2}{2 n_i c_i^2}\right)^{1/3}$$

$$\left(\frac{R_e}{1\ \mathrm{pc}}\right) = 0.113 \left(\frac{M_e}{M_\odot}\right)^{1/3} \left(\frac{\Phi}{10^7\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/3} \left(\frac{T_n}{100K}\right)^{1/3} \quad (4.19)$$

Ces résultats sont qualitativement semblables et même assez proches quantitativement si l'on compare les valeurs des exposants par exemple.

transition entre les régimes d'ionisation

La transition entre les régimes IF et IBL est donnée par la relation théorique $\Gamma = 1$. Physiquement, cette transition est fixée par le flux ionisant, la masse du nuage et la température du gaz neutre. Elle s'obtient en comparant Φ au flux critique $\Phi_c = 2c_i^2(\eta\alpha R)^{-1}$.
Nous utiliserons cependant une *expression approchée* du critère ($\Gamma = 1$) en égalant directement les expressions asymptotiques des rayons d'équilibre cométaire (3.19) et (3.21)

$$0.078 \left(\frac{M_e}{M_\odot}\right)^{2/5} \left(\frac{\Phi}{10^7\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/5} \left(\frac{T_n}{100K}\right)^{2/5} =$$
$$0.113 \left(\frac{M_e}{M_\odot}\right)^{1/3} \left(\frac{\Phi}{10^7\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/3} \left(\frac{T_n}{100K}\right)^{1/3}$$

Après simplification, il vient :

$$\log\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right) = 2.42 - 2\log\left(\frac{\Phi}{10^7\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right) - \log\left(\frac{T_n}{100K}\right) \quad (4.20)$$

Evolution du rayon d'équilibre

Tant que le nuage est en régime IBL le bilan des photons est dominé par le terme de recombinaisons $\eta\alpha n_i^2 R_e$. La perte de masse due à la photo-évaporation entraîne une diminution de la densité du gaz neutre : le nuage se contracte afin de maintenir l'équilibre de pression avec le gaz ionisé.
Mais comme le rayon R_e diminue, n_i augmente de manière à respecter le bilan des photons ionisants, de sorte que la pression du gaz ionisé à la surface du nuage s'accroît.
Le nuage répond alors à cette surpression par une augmentation de sa propre pression thermique , c'est à dire en se contractant de nouveau, ce qui tend à diminuer encore le taux de recombinaisons, etc...

Le nuage cométaire se trouve pris dans un processus d'accélération de la décroissance du rayon causé par la conjugaison de deux phénomènes :
a) la perte de masse du nuage,
b) l'augmentation de la pression à la surface du nuage lorsque le rayon de ce dernier diminue.
Ce processus "catastrophe" sature puisque la part des photons consommés par les recombinaisons devient négligeable dans le flux incident : *le nuage passe progressivement dans le régime d'ionisation IF*: la pression du gaz ionisé à la surface du nuage est alors fonction seulement du flux ionisant $\Phi = n_i c_i$. *Le rayon du nuage diminue seulement en raison de la perte de masse pour maintenir l'équilibre hydrostatique face à une pression extérieure constante.*

Stabilité de l'équilibre cométaire

Nous montrons ici par une analyse de stabilité à "l'ordre 0", c'est à dire en oubliant les variations spatiales des diverses grandeurs, que *la configuration cométaire adoptée par le nuage est globalement stable.*

Le front d'ionisation est D-critique, donc nous avons à l'équilibre :

$$P_{n,e} = P_n(R_e) = n_c c_n^2 = 2n_i c_i^2 = 2P_i(R_e) = 2P_{i,e}$$

(avec des notations " évidentes").

$$n_c = \frac{3M_e}{4\pi R_e^3} \tag{4.21}$$

On pose $R = R_e + \delta R$:

$$\frac{\delta P_n}{P_{n,e}} = \frac{\delta n_c}{n_c} = -3\frac{\delta R}{R_e} \tag{4.22}$$

en régime IBL :
$P_{i,e} = (\Phi/\eta\alpha)^{1/2} R_e^{-1/2} c_i^2$. Donc

$$\frac{\delta P_i}{P_{i,e}} = \frac{1}{2}\frac{\delta R}{R_e} \tag{4.23}$$

d'où

$$P_n(R) - 2P_i(R) = -2P_{n,e} \cdot \left(\frac{\delta R}{R_e}\right) \tag{4.24}$$

Donc l'équilibre est stable. Physiquement, lorsque le rayon augmente légèrement suite à une perturbation, la pression du gaz ionisé en surface (proportionnelle à $R^{-1/2}$) diminue moins rapidement que la pression intérieure du nuage (proportionnelle à R^{-3}); la surface est donc poussée par le gaz ionisée et le nuage se recontracte.
Réciproquement, si une perturbation fait se contracter le nuage, la pression exercée à la surface par le gaz ionisé augmente moins rapidement que la pression interne; le nuage se retrouve en surpression par rapport au milieu extérieur et il se redétend.

en régime IF :
La pression du gaz ionisé est indépendante du rayon. Nous avons donc :

$$P_n(R) - 2P_i(R) = -3P_{n,e} \cdot \left(\frac{\delta R}{R_e}\right) \tag{4.25}$$

L'équilibre est stable. Physiquement, le comportement du nuage par rapport au milieu extérieur est le même.

Durée de vie de la phase cométaire

A partir des équations (4.7)-(4.13) nous obtenons une estimation de la durée de la phase cométaire :

$$\begin{aligned} t_{com} &= fM/|\dot{M}(R_e| \\ &= f\left(\frac{R}{c_i}\right)\Delta^{-1}\left(\frac{R_e}{R}\right)^{-3/2} \\ &= f\left(\frac{R}{c_i}\right)\Delta^{-1}\left(\frac{2f}{3\Delta}\right)^{-3/5}\Delta^{3/5}\left(\frac{c_n}{c_i}\right)^{-6/5} \\ t_{com} &\simeq 1.28\left(\frac{R}{c_i}\right)\left(\frac{c_i}{c_n}\right)^{-6/5}\Delta^{-2/5} \end{aligned} \tag{4.26}$$

Dans cette dernière expression nous avons négligé $f^{2/5}$, terme assez difficile à évaluer en toute rigueur ($f = (1-2/11\sqrt{2\Delta})$ serait une estimation "honnête") mais qui est peu différent de l'unité. En utilisant (4.7) et (4.17), il vient

$$\left(\frac{t_{\rm com}}{1\,{\rm My}}\right) = 3.6\left(\frac{M_{\rm e}}{M_\odot}\right)^{2/5}\left(\frac{\Phi}{10^7\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}}\right)^{-1/5}\left(\frac{T_{\rm n}}{100K}\right)^{-3/5} \tag{4.27}$$

De la même manière, on obtient pour l'autre régime d'ionisation (IF) :

$$t_{\rm com} = 1.75 \left(\frac{R}{c_i}\right) \left(\frac{c_i}{c_n}\right)^{4/3} \Delta^{-1/3} \left(1 - \frac{1}{8}\sqrt{2\Delta}\right)^{1/3} \tag{4.28}$$

$$\left(\frac{t_{\rm com}}{1\,{\rm My}}\right) = 6.5 \left(\frac{M_{\rm e}}{M_\odot}\right)^{1/3} \left(\frac{\Phi}{10^7\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}}\right)^{-1/3} \times \left(\frac{T_{\rm n}}{100K}\right)^{-2/3} \tag{4.29}$$

Nous avons ici aussi négligé la fraction de masse f, dont l'incidence est faible. De manière générale, t_{com} dépend également faiblement de Δ, c'est à dire de la surpression initiale.
La dépendance de t_{com} avec la masse du nuage ou le flux incident est "naturelle". La variation de t_{com} en fonction de la température est un peu moins immédiate : à masse et flux incident donnés, le rayon d'équilibre augmente avec la température et la surface exposée au flux ionisant est plus importante. Le taux de perte de masse, qui ne dépend que de la surface illuminée et du flux incident, est donc plus important : la masse du nuage est consommée plus rapidement et donc t_{com} est plus court.

Les simulations montrent que le globule subit une succession de compressions et de ré-expansions dont la durée t_{trans} est de l'ordre de $t_{trans} \simeq 10 t_{coll}$. Le rapport t_{trans}/t_{com} s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{t_{\rm trans}}{t_{\rm com}} &\simeq 5.5 \left(\frac{c_i}{c_n}\right)^{-6/5} \Delta^{-1/10} \left(1 - \frac{2}{11}\sqrt{2\Delta}\right)^{-2/5} \\ &\simeq 0.23 \left(\frac{T_{\rm n}}{100K}\right)^{3/5} \Delta^{-1/10} \qquad (IBL) \end{aligned} \tag{4.30}$$

$$\begin{aligned} \frac{t_{\rm trans}}{t_{\rm com}} &= 4.0 \left(\frac{c_i}{c_n}\right)^{-4/3} \Delta^{-1/6} \left(1 - \frac{1}{8}\sqrt{2\Delta}\right)^{-1/3} \\ &\simeq 0.12 \left(\frac{T_{\rm n}}{100K}\right)^{2/3} \Delta^{-1/6} \qquad (IF) \end{aligned} \tag{4.31}$$

De même que t_{com}, le rapport t_{trans}/t_{com} dépend faiblement de la surpression initiale. Mais, alors que la durée de la phase d'implosion initiale paraît trop courte pour être détectable avec des chances réelles de succès, le régime transitoire a beaucoup plus de chances d'être observé et caractérisé grâce à la signature cinématique d'ondes de chocs.

Influence de la température dans la phase cométaire

Dans la phase cométaire, les propriétés du nuage *dépendent* de la température du gaz neutre, contrairement à ce qui se passait dans la phase d'implosion. Les valeurs adoptées dans les simulations numériques entraînent une sous-estimation de la durée de vie de la phase cométaire.

4.4 Autres modèles

4.4.1 Modèle 4 : $\Delta = 1$ $\Gamma = 10$

L'évolution du nuage est semblable à celle du modèle 2. Au début de l'implosion, le gaz ionisé se déplace vers le nuage - propriété caractéristique d'un front d'ionisation R-faible. Progressivement, en raison de l'importance croissante des recombinaisons, le front d'ionisation se ralentit et redevient D-critique précédé d'un choc dans le gaz neutre. Le nuage atteint l'état de quasi-équilibre cométaire plus rapidement que dans le cas précédent (après un temps $t \simeq 0.2 - 0.3\,\mathrm{My}$), alors qu'il s'est moins éloigné de la source de flux.

Ordre de grandeur de la distance parcourue avant d'atteindre le quasi-équilibre cométaire

La distance h parcourue avant que le nuage n'atteigne le régime cométaire est déterminée par l'accélération moyenne $< g >$ reçue de la part du gaz ionisé et par le temps détablissement de ce régime.
Ce dernier est à peu près égal à t_{trans}.

Estimation de $< g >$

Nous avons $g(r) \simeq 2\rho_i c_i^2 \times \pi r^2/M(r)$. En posant :

$$M = \frac{4\pi}{3}\rho_c r^3 \quad \text{et} \quad \frac{\rho_\mathrm{i}}{\rho_\mathrm{c}} = \frac{\mathrm{c_n^2}}{2\mathrm{c_i^2}} \tag{4.32}$$

il vient : $g \sim 3c_n^2/(2r)$. En prenant comme rayon moyen $R/2$,

$$g \sim \frac{3c_n^2}{R}$$

Nous estimons h comme gt_{coll}^2. Soit

$$\begin{aligned} h &\sim \frac{3c_n^2}{R}\left(\frac{10R}{c_i\sqrt{2\Delta}}\right)^2 \\ h &\sim \frac{3}{2}\left(\frac{R}{\Delta}\right) \qquad \propto \Delta^{-1} \end{aligned} \tag{4.33}$$

L'expression de h montre que le nuage se déplace d'une fraction non-négligeable de son rayon avant d'atteindre le régime cométaire.

Intuitivement, le temps nécessaire à l'établissement du régime cométaire est directement dépendant du temps acoustique dans le nuage $t_{ac} \sim R_e/c_n$, qui est lui même une fonction décroissante de la surpression initiale, donc de Δ. Ceci est en accord avec l'estimation obtenue pour h. Cette distance n'est au mieux qu'une indication du déplacement du nuage en raison de la grossièreté des approximations. Elle se trouve en accord correct avec les simulations : pour le modèle 2 on obtient $h \sim 8\,\mathrm{pc}$, ainsi le centre du nuage (initialement à $z = 1.2\,\mathrm{pc}$) se trouve environ à ($z \sim 9\,\mathrm{pc}$), distance comparable aux prédictions des simulations numériques ($z = 9.7\,\mathrm{pc}$). Pour le modèle 4, on trouve respectivement $h \sim 1\,\mathrm{pc}$ et $h \sim 1.5 - 2\,\mathrm{pc}$.

4.4.2 Autres modèles : $\Delta = 10^{-1}, \Delta = 1, \Gamma = 10^{-1}$

Dans ces deux modèles, le régime d'ionisation est de type IF (la majorité des photons sont consommés dans le front d'ionisation). Après la phase d'implosion, dans le régime transitoire, des instabilités à petite échelle se développent à la surface du nuage. La masse perdue dans le développement des instabilités est trop élevée pour permettre aux nuages d'accéder à l'état cométaire : ils sont rapidement "vaporisés" par le flux ionisant incident.

La fraction du flux de photons consommé dans les recombinaisons joue donc un rôle non-négligeable dans l'évolution des globules cométaires en ce sens qu'elle "contrôle" l'accès à la phase cométaire où le nuage passe l'essentiel de sa vie, via l'apparition ou non d'instabilités de surface.

Influence de Δ et Γ dans les simulations

La morphologie générale d'un nuage photo-ionisé et son évolution dépend assez peu des valeurs précises des paramètres adimensionnés Δ et Γ. Ceux-ci

déterminent les valeurs des grandeurs physiques (densité, taux de perte de masse, rayon d'équilibre cométaire, durée de vie) dans le nuage au cours de son évolution, et, comme on vient de le voir, la possibilité d'atteindre la phase cométaire ou non.

4.5 Instabilités de surface

4.5.1 Aspect observationnel

Les études observationnelles consacrées aux globules cométaires ont montré que ceux-ci présentaient parfois des déformations importantes liées aux développement d'instabilités à leur surface.

Ainsi dans la nébuleuse Gum, la tête de CG1 est très découpée, suggérant l'existence d'instabilités aux petites échelles (voir les reproductions de quelques globules de la nébuleuse Gum); citons également le cas de CG4 dont la morphologie encore plus "torturée" rappelle une "pince de crabe" : la tête du globule est constituée de deux bras de gaz neutre enserrant une une cavité de gaz ionisé (voir Figure 4.7).

L'apparition d'instabilités de surfaces peut résulter simplement de l'inhomogénéité des conditions initiales dans le nuage ou l'illumination. La ressemblance morphologique entre certains des objets observés et les instabilités hydrodynamiques apparaissant dans certaines simulations numériques (aux conditions initiales homogènes) suggère toutefois l'existence de mécanismes et de critères simples d'instabilités, indépendants de l'existence d'inhomogénéités dans les conditions initiales.
Nous nous sommes limités à une étude d'instabilités aux échelles petites ou grandes par rapport à l'épaisseur effective ηR de la couche ionisée dans laquelle interviennent efficacement les recombinaisons pour les nuages en régime cométaire. Cette étude reste valide pour les régimes transitoires où l'épaisseur de la couche comprimée est très faible.

4.5.2 Perturbations aux petites échelles

Capriotti a étudié la stabilité à petite échelle d'un front d'ionisation dans le repère duquel le gaz neutre est soumis à une gravité réelle ou apparente

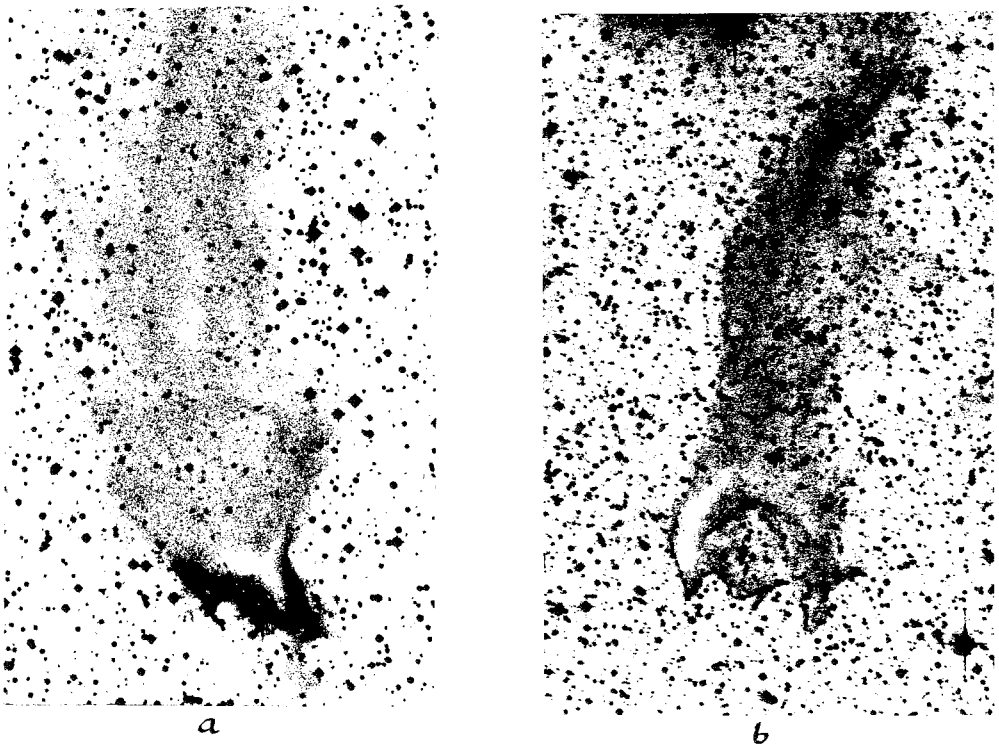


FIG. 4.7 - a) globule CG1 de la nébuleuse Gum (reproduction d'une plaque de l'Atlas Palomar) : la surface du globule présente de nombreuses irrégularités de surface à petite échelle. b) globule CG4 : la tête du nuage, avec une cavité en son centre, offre un exemple de déformation à grande échelle de la surface.

(cette dernière résultant de l'accélération reçue de la part du gaz ionisé). Le front d'ionisation est traité dans une géométrie plan-parallèle; la densité non-perturbée du gaz ionisé est considérée comme uniforme et l'écoulement du gaz normal au front d'ionisation. Nous rappelons ici seulement le résultat de l'analyse de Capriotti, dont la démonstration est assez lourde. L'auteur montre que la condition d'instabilité du front d'ionisation pour les petites longueurs d'onde λ s'écrit :

$$g\tau_{rec} > 2\frac{n_i}{n_c}c_i \tag{4.34}$$

n_c étant la densité du gaz neutre en amont du front d'ionisation.

$$\begin{aligned} g &\simeq \frac{1}{M}2\pi\rho_i c_i^2 r^2 \\ M &\simeq \frac{4\pi}{3}\rho_c r^3 \\ \tau_{\rm rec} &\simeq 1/\alpha n_i \end{aligned}$$

Nous reformulons le critère de Capriotti pour un nuage en régime cométaire :

$$\frac{\alpha n_i r}{c_i} \leq 1 \tag{4.35}$$

$$\gamma \leq 1 \tag{4.36}$$

(au facteur η près). Le critère de Capriotti n'est rien d'autre, pour un nuage cométaire, que la condition (4.20) :

$$\log\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right) = 2.42 - 2\log(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}) - \log\left(\frac{T_n}{100K}\right)$$

Les perturbations aux petites échelles sont instables dans le régime IF : physiquement, le flux incident sur la surface du nuage n'est pas perturbé lorsque les recombinaisons sont négligeables. La densité du gaz ionisé, et donc les termes de pression cinétique et dynamique en aval du front d'ionisation restent constants; de même que la pression cinétique (dominante) du gaz neutre en amont du front. Dans le repère du front d'ionisation, tout se passe comme si l'on avait un gaz dense et froid au dessus d'un gaz chaud et diffus dans un champ de gravité orienté du gaz dense vers le gaz diffus, c'est à dire que l'on se trouve dans les conditions d'apparition de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Dans le régime IBL, les perturbations aux petites échelles sont stabilisées par les recombinaisons dans le gaz ionisé : une déformation du front d'ionisation dirigée *vers* la source illuminatrice reçoît un flux ionisant plus important; l'accélération de la part du gaz ionisé contrebalance l'effet de la gravité en même temps que la déformation tend à s'évaporer plus rapidement. Il intervient également une perturbation de la densité du gaz ionisé (en aval du front) que l'on doit prendre en compte dans l'analyse de stabilité mais ne change pas le mécanisme physique d'amortissement des perturbations décrit ci-dessus.

4.5.3 Perturbations aux grandes échelles

Nous entendons par "grandes échelles" les longueurs d'onde λ telle que $\eta R \ll \lambda < R$. Pour des perturbations dont la longueur d'onde est supérieure à l'épaisseur de la couche de recombinaisons, il n'est plus possible de considérer que l'écoulement de gaz ionisé est plan-parallèle.

Dans le régime IF, les conditions physiques décrites au paragraphe précédent prévalent toujours : toutes les échelles sont donc instables finalement.

Intuitivement, le temps caractéristique de croissance d'une perturbation est de l'ordre du temps acoustique dans le gaz neutre $t_{ac} \sim \sqrt{\lambda/g}$. Avec $\lambda \sim R$ et l'expression de g pour un globule cométaire, il vient $t_{ac} \sim R/c_n$.

Dans le régime IBL, dominé par les recombinaisons, l'échelle de temps caractéristique de recombinaison dans le gaz ionisé $(\alpha n_i)^{-1}$ est beaucoup plus courte que l'échelle de temps caractéristique de la perturbation du front d'ionisation t_{ac}; sur des échelles de longueur grandes devant ηR, les propriétés du front d'ionisation et de la couche de gaz ionisé qui lui est associée s'ajustent *localement* aux déformations de la surface du nuage et aux variations de pression du gaz neutre immédiatement en amont du front d'ionisation. Cet ajustement se fait *quasiment instantanément* par rapport au temps d'évolution des déformations, de sorte que l'équation-bilan des photons ionisants $\Phi = \eta\alpha n_i^2 R$ devient une équation locale.
Une déformation convexe de la surface est rapidement évaporée par le flux ionisant incident et une déformation concave effacée sous l'action de la surpression du gaz neutre par rapport au gaz ionisé. Les effets stabilisants du flux ionisant à la surface du nuage sont donc analogues à ceux d'une tension superficielle[3]. Soit P_c la pression du gaz neutre; nous définissons la tension superficielle $\mathcal{T}$:

$$\mathcal{T} = \frac{1}{2}\frac{\partial P_c}{\partial(1/r)} \tag{4.37}$$

Comme $P_c = \rho_c c_n^2 = 2\rho_i c_i^2 = 2\, m_H(\Phi/(\eta\alpha))^{1/2} r^{-1/2} c_i^2$, il vient

$$\mathcal{T} = \frac{1}{2}\left[2m_H c_i^2 \left(\frac{\Phi}{\eta\alpha}\right)^{1/2} \times \frac{1}{2} r^{1/2}\right]$$

soit finalement

$$\mathcal{T} = \frac{1}{2}\rho_i c_i^2 r \tag{4.38}$$

Classiquement, nous allons mener une analyse de stabilité à l'ordre 1 pour étudier les conditions d'apparition d'instabilités et l'effet stabilisateur de cette pseudo-tension superficielle. Nous appliquons l'approximation plan-parallèle, bien qu'elle ne soit plus valable aux échelles considérées. Nous l'appliquons

[3]Nous reprenons ici une idée avancée par Chièze et Lazareff (1980) pour étudier l'évaporation de nuages interstellaires en surpression par rapport au milieu internuage.

néanmoins en raison des simplifications qu'elle apporte et parce que les résultats ne différeront que d'un facteur géométrique proche de 1.

Tout d'abord, nous montrons que le gaz neutre peut être considéré comme incompressible à l'ordre 1 de l'analyse en perturbation. La lecture de ce paragraphe n'est pas indispensable pour la compréhension de ce qui suit.

Compressibilité du gaz neutre

On pose :

- $\rho = \rho_0 + \rho_1(z)\exp(\omega t + ikr)$
- $u = u_0 + u_1(z)\exp(\omega t + ikr)$
- $v = v_1 \exp(\omega t + ikr)$

L'axe des z est normal à l'interface non-perturbé, orienté positivement en direction du gaz neutre; g est le module de la gravité. Les équations de conservation de la masse et de l'impulsion pour le gaz neutre s'écrivent à l'ordre 1 :

$$\omega\rho_1 + u_0\frac{d\rho_1}{dz} + \rho_0\left(ikv_1 + \frac{du_1}{dz}\right) = 0 \tag{4.39}$$

$$\omega u_1 + u_0\frac{du_1}{dz} + \frac{c_n^2}{\rho_0}\cdot\frac{d\rho_1}{dz} + \frac{\rho_1}{\rho_0}g = 0 \tag{4.40}$$

$$\omega v_1 + u_0\frac{dv_1}{dz} + i\frac{\rho_1}{\rho_0}kc_n^2 = 0 \tag{4.41}$$

Soit L l'échelle de variation des gradients selon z : $L \sim R$. On pose également $k = \tilde{\lambda}^{-1}$. A l'ordre 0 :

$$\begin{aligned} u_0 &= \frac{c_n^2}{2c_i} \\ g &\sim \frac{c_n^2}{R} \\ \lambda &\sim R \\ \omega &\sim \sqrt{\frac{g}{\lambda}} \qquad \sim \frac{c_n}{R} \end{aligned}$$

En reportant (4.39) et (4.41) dans (4.40), il vient :

$$u_1\left(\omega + \frac{u_0}{L} + \frac{c_n^2}{u_0 L}\right) = \frac{\rho_1}{\rho_0}\left(\frac{\omega c_n^2}{u_0} + g\right) - \frac{\rho_1}{\rho_0}\left(\frac{k^2c_n^4}{u_0(\omega + u_0/L)}\right) \tag{4.42}$$

$$u_1 \times A = \frac{\rho_1}{\rho_0}\times B + \frac{\rho_1}{\rho_0}\times C$$

Ordres de grandeurs des différents termes :
Estimation de A :

$$\begin{aligned} A &= \omega + \frac{c_n^2}{2c_i L} + \frac{2c_i}{L} \\ &\simeq \omega + \frac{2c_i}{L} \\ A &\sim \frac{2c_i}{R} \end{aligned} \tag{4.43}$$

Estimation de B :

$$\frac{\omega c_n^2}{u_0} \sim \frac{2c_i c_n}{R}$$

comme $g \sim c_n^2/R$ on a $g \ll 2c_i c_n/R$,

$$B \sim \frac{2c_i c_n}{R} \tag{4.44}$$

Estimation de C :

$$\begin{aligned} C &= \left(\frac{k^2 c_n^4}{u_0(\omega + u_0/L)}\right) \\ &\sim \frac{1}{\tilde{\lambda}^{-2}} \times \frac{c_n^2 \times 2c_i}{c_n/R + c_n^2/(2c_i R)} \\ &\sim \frac{2c_i c_n}{R} \end{aligned} \tag{4.45}$$

avec $\tilde{\lambda} \sim R$. En reportant ces estimations dans (4.42) :

$$u_1 \frac{2c_i}{R} \sim \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{2c_i c_n}{R} \tag{4.46}$$

Posons :

$$\begin{cases} u_1 = \epsilon F(z) u_0, \\ \rho_1 = \epsilon' G(z) \rho_0 \end{cases} \tag{4.47}$$

ϵ et ϵ' sont des infiniments petits d'ordre différents a priori, F et G sont des fonctions dont les valeurs restent proches de 1. L'équation précédente se réécrit :

$$\begin{aligned} \epsilon' &\sim \epsilon \frac{c_n}{c_i} \\ \epsilon' &\ll \epsilon \end{aligned} \tag{4.48}$$

La perturbation relative de densité est beaucoup plus faible que la perturbation relative de vitesse. Nous pouvons donc considérer en première approximation que le gaz neutre est incompressible et que, à l'ordre 1, seule la vitesse est perturbée.
Aux échelles de longueur considérées, les effets de l'ionisation sont "camouflés" dans la couche de recombinaisons d'épaisseur ηR. Physiquement, le gaz ionisé intervient essentiellement par son impulsion. Ici encore, nous considérons le gaz ionisé comme incompressible (densité n_i).
En contrepartie, les perturbations effectives de l'impulsion sont décrites au moyen d'un terme de perturbation d'ordre 1 de la pression du gaz (Π).

Analyse de stabilité

Le système formé des équations (4.39-4.40-4.41) s'écrit à l'ordre 1 pour le gaz neutre et le gaz ionisé :

$$\frac{du_1}{dz} + ikv_1 = 0 \tag{4.49}$$

$$\rho_0(\omega u_1 + u_0\frac{du_1}{dz}) = -\frac{d\Pi_1}{dz} \tag{4.50}$$

$$\rho_0(\omega v_1 + u_0\frac{dv_1}{dz}) = -ik\Pi_1 \tag{4.51}$$

en appelant Π_1 la perturbation de pression. En reportant (4.49) et (4.51) dans (4.50), il vient :

$$\omega u_1 + u_0\frac{du_1}{dz} - \frac{\omega}{k^2}\frac{d^2u_1}{dz^2} - \frac{u_0}{k^2}\frac{d^3u_1}{dz^3} = 0$$

On pose $u_1 = U \exp \mu z$ pour chercher les modes propres de l'équation.

$$\omega + \mu u_0 - \frac{\omega}{k^2}\mu^2 - \frac{u_0}{k^2}\mu^3 = 0$$

$$\omega + \mu u_0 - \frac{\mu^2}{k^2}(\omega + \mu u_0) = 0$$

d'où les solutions $\mu = \pm k$. La perturbation est nulle en $z = +\infty$ pour le gaz neutre et en $z = -\infty$ pour le gaz ionisé.

$$u_{1,n} = U_n e^{-kz} \tag{4.52}$$

$$u_{1,i} = U_i e^{kz} \tag{4.53}$$

On en déduit les expressions de $\Pi_{1,n}$ et $\Pi_{1,i}$:

$$k^2\Pi = -\left(\omega\rho_0\frac{du_1}{dz} + \rho_0 u_0\frac{d^2u_0}{dz^2}\right)$$

$$\Pi_{1,n} = \left(\omega/k + \frac{c_n^2}{2c_i}\right)\rho_n u_{1,n} \tag{4.54}$$

$$\Pi_{1,i} = -\left(\omega/k - c_i\right)\rho_i u_{1,i} \tag{4.55}$$

(ρ_n et ρ_i étant les densités respectives du gaz neutre du gaz ionisé).
La condition de saut entre les pressions s'obtient en intégrant l'équation de l'impulsion à travers l'interface en incluant la tension superficielle et en tenant compte de la variation de la densité :

$$\frac{d\Pi}{dz} = -\rho_1 g - \omega\rho_1 u_1 - \rho_1 u_0\frac{du_1}{dz} - k^2\mathcal{T}\xi\cdot\delta(z-\xi) \tag{4.56}$$

où $\xi(z,t)$ est la déformation de l'interface (δ est la fonction de Dirac).

$$\Pi_{n,1} - \Pi_{i,1} = \omega\xi g(\rho_n - \rho_i) - k^2\mathcal{T}\xi$$

A l'ordre 1, la vitesse de l'interface est $u_{1,n}(\xi) = u_{1,i}(\xi) = d\xi/dt \simeq \omega\xi$.

$$\left(\frac{\omega}{k} + \frac{c_n^2}{2c_i}\right)\rho_n\omega\xi + \left(\omega/k - c_i\right)\rho_i\omega\xi = \omega\xi g(\rho_n - \rho_i) - k^2\mathcal{T}\xi$$

$$\frac{\omega^2}{k}(\rho_n + \rho_i) + \omega(\rho_n\frac{c_n^2}{2c_i} - \rho_i c_i) = g(\rho_n - \rho_i) - k^2\mathcal{T}$$

On retrouve finalement le critère classique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour deux fluides incompressibles avec une tension superficielle d'interface (Chandrasekhar, 1961) :

$$\omega^2 = gk\left\{\frac{\rho_n - \rho_i}{\rho_n + \rho_i} - \frac{k^2\mathcal{T}}{g(\rho_n + \rho_i)}\right\} \tag{4.57}$$

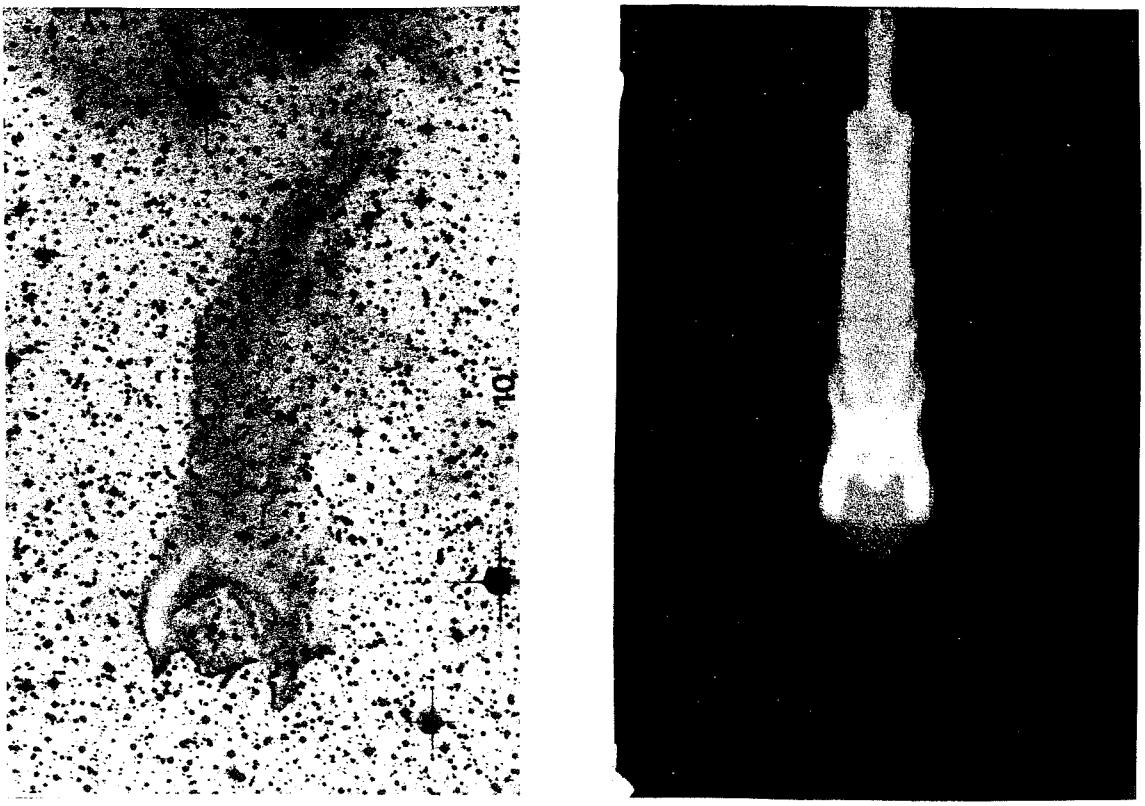
Tous les modes k tels que

$$k \leq k_c = \sqrt{\frac{\rho_n - \rho_i}{g\mathcal{T}}} \tag{4.58}$$

sont instables, c'est à dire toutes les longueurs d'ondes λ telles que :

$$\lambda \geq \lambda_c = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}R \tag{4.59}$$

La plus petite longueur d'onde instable est du même ordre de grandeur que le diamètre du nuage. En fait, dans la mesure où les modes instables sont de l'ordre de grandeur des dimensions du nuage (et peuvent difficilement se propager....), le résultat précédent indique essentiellement que des déformations de surface à l'échelle du nuage peuvent se développer.



a b

FIG. 4.8 - a) carte de brillance du globule CG4.
b) carte de brillance simulée d'un globule dont les paramètres initiaux sont $\Delta = 0.1$ et $\Gamma = 10$.

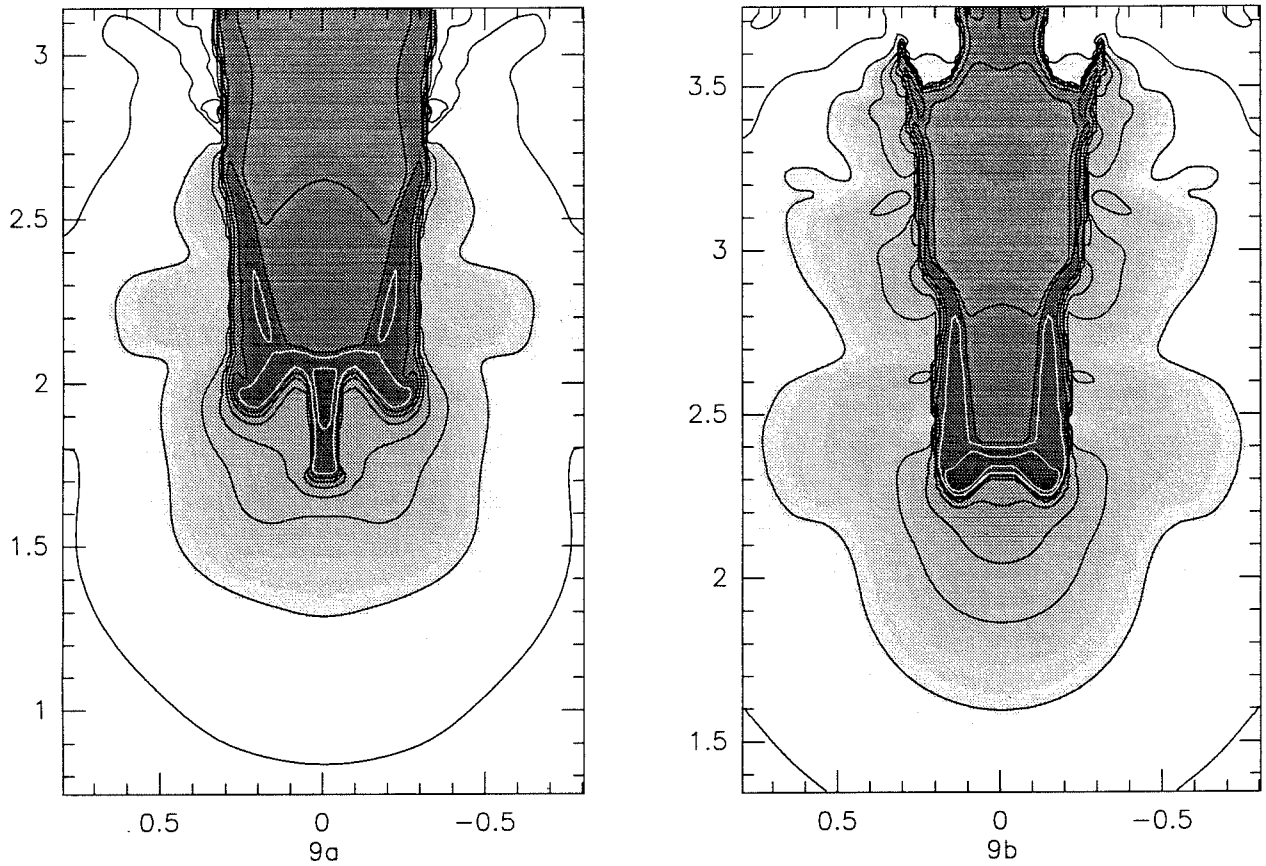


FIG. 4.9 - a) : Instabilités à petite échelle dans la phase cométaire; modèle 1: $t = 0.57$ My. $\gamma \simeq 5.10^{-3} - 10^{-2}$ lorsque les instabilités commencent à se développer. On note également la croissance de modes associés à de petites longueurs d'onde au voisinage de l'axe.
b) : Instabilités à grande échelle dans la phase cométaire; modèle 2: $t = 0.47$ My. $\gamma \simeq 2$ lorsque les instabilités commencent à se développer. Le mode principal correspond à $\lambda \simeq 2r$.

conclusion

Lorsque les recombinaisons sont peu importantes ($\gamma \ll 1$), toutes les échelles sont instables dans la phase cométaire.
Lorsque, au contraire, les recombinaisons sont prépondérantes, seuls les modes dont les longueurs d'onde sont comparables au diamètre du nuage sont instables.

Ceci est illustré par la Figure 4.9 qui montre le développement d'instabilités

de surface à petite et grande échelle dans deux globules pour lesquels $\gamma = 10^{-2}$ et $\gamma = 2$ respectivement au seuil de croissance des instabilités.

4.6 Influence d'un support non-thermique

La présence de mouvements d'origine non-thermique dans les nuages de dimension allant jusqu'à des échelles de l'ordre de 10^{-2} pc est maintenant bien établie (Pérault et Falgarone, 1988). Ces mouvements sont le plus souvent liés aux petites échelles du nuage et engendrent une *pression non-thermique* qui lutte efficacement contre l'effondrement du nuage, la pression thermique étant largement insuffisante (à l'exception des coeurs moléculaires de faible masse, voir Myers et Goodman, 1988). Divers modèles ont été proposés pour expliquer l'origine de ces mouvements non-thermiques : dans les nuages moléculaires, une turbulence générée par la gravitation (Larson, 1981), des mouvements supersoniques liés aux objets stellaires nouvellement formés, (Norman et Silk, 1980), une turbulence d'origine magnéto-hydrodynamique (Arons et Max, 1975; Falgarone et Puget, 1986).

Un support magnétique apparaît cependant plus "séduisant".

A partir d'observations de nuages auto-gravitants, dont les dimensions varient de 0.05 pc à 100 pc, Myers et Goodman (1988a) ont établi de manière indirecte l'importance du champ magnétique dans le support des nuages. Leur analyse repose sur trois hypothèses :

- les nuages sont en "équilibre (ou quasi-équilibre) du viriel",
- la gravité propre des nuages est contrebalancée par des mouvements "turbulents" (non-thermiques),
- il y a équipartition entre les densités d'énergie cinétique non-thermique et magnétique[4].

L'intensité du champ magnétique est un paramètre libre dans le modèle.
La force du modèle est de justifier les relations de Larson (1981), valables pour des nuages auto-gravitants dont les dimensions varient sur plus de deux

[4]Toutefois ce modèle ne prend en compte ni l'influence possible d'une composante statique du champ magnétique ni la pression exercée sur les nuages par le milieu environnant.

ordres de grandeur[5] *en faisant appel à des champs magnétiques dont les intensités sont comparables à celles mesurées dans les nuages auto-gravitants* ($15 - 40\mu$ *G*). L'étude de Myers et Goodman présente en fait un modèle cohérent avec un ensemble de faits observationnels.

Le meilleur argument en faveur du champ magnétique provient directement de mesures par effet Zeeman dans les nuages moléculaires (Crutcher, 1988; Heiles, 1993). Myers et Goodman (1988b) ont étudié un échantillon de 14 nuages moléculaires, contenant à la fois des nuages sombres et des nuages plus massifs, hébergeant des régions HII. Il ressort de leur étude que *les densités moyennes d'énergies magnétique et gravitationnelle sont comparables.*
Plus récemment, Crutcher et al. (1993) ont réalisé des observations Zeeman dans plusieurs complexes de nuages sombres (dont Persée, le Taureau, Orion et Ophiuchus). Malgré le faible nombre de mesures significatives dans l'échantillon, une étude statistique permet de conclure à un équilibre du viriel approché entre les énergies magnétique et gravitationnelle pour l'ensemble des complexes observés.

Comment le champ magnétique peut-il soutenir un nuage?

A priori deux mécanismes sont possibles :
a) **la composante statique du champ magnétique** qui traverse le nuage, advectée par le fluide joue le rôle de "bouclier magnétique" (ou plutôt de "coussin magnétique"). Toutefois personne à notre connaissance n'a pu exhiber de configuration magnétique capable de soutenir un nuage contre sa propre gravité ou une pression extérieure. Le seul point vraiment clair, c'est qu'*un champ magnétique statique ordonné à grande échelle ne peut pas stabiliser un nuage.* Paradoxalement, les travaux sur l'effondrement des nuages moléculaires traversés par des ondes magnétohydrodynamiques (voir ci-dessous) se fondent sur une analyse linéaire en perturbation d'un champ magnétique *ordonné et advecté par le fluide*, c'est à dire d'une *configuration qui initialement n'est pas stable.*
Plus probablement, le champ statique est couplé aux petites échelles (dans une configuration de type "spaghettis"). Mais il existe une contrainte assez forte sur le bouclier (ou le coussin) : le champ magnétique statique ne subsiste que si l'énergie du champ domine largement l'énergie cinétique présente dans

[5]relations entre la masse du nuage, sa dimension R, sa densité moyenne n et la dispersion de vitesse σ : $\sigma \propto R^{1/2}$, $n \propto R^{-1}$, $\sigma^2 \approx GM/R$

le fluide, de manière à amortir les mouvements, turbulents par exemple, qui tendraient à déformer les lignes de champ.

b) **la composante dynamique (variable) du champ** correspond à (ou se décompose en) un spectre d' ondes magnéto-hydrodynamiques (MHD), ondes d'Alfvén par exemple, qui contribue à soutenir le nuage. Ce champ variable peut éventuellement générer une turbulence MHD qui lutte également contre l'effondrement.

4.6.1 Support par des ondes MHD pour des globules non auto-gravitants

Pudritz (1990) et Carlberg et Pudritz (1990) ont étudié analytiquement et numériquement le support des nuages moléculaires par un spectre d'ondes MHD.

Les globules en phase cométaire sont un peu particuliers dans la mesure où les densités d'énergie gravitationelle et d'énergie thermiques sont faible par rapport à la pression du gaz ionisé à la surface. Bien que l'analyse de Pudritz ne considère pas l'influence d'une pression extérieure, elle apporte déjà des indications sur le mécanisme contrebalançant l'effet de la pression extérieure pour les globules cométaires.

Soit x la fraction ionisée du gaz. Si la charge est portée essentiellement par des ions métalliques, alors

$$x = 2.75\,10^{-7}\left\{10^{20}\left(\frac{\zeta_H}{n_H}\right)\right\}^{1/2}$$

ζ_H est le taux d'ionisation par atome H ($\sim 10^{-16}$ s^{-1}) et n_H la densité d'atomes H (cm^{-3}) dans le gaz (Elmegreen, 1979).

Les ondes MHD supportent le nuage grâce au couplage ions-neutres. Pour de très faibles valeurs de x, le couplage s'effectue principalement via une force de friction entre les deux espèces, dont la densité a pour expression : $\mathbf{F_f} = a\rho_n\rho_i(\mathbf{v_n} - \mathbf{v_i})$ avec $a\rho_i = x\nu_n$.
$\nu_n(\sim 1.8\,10^{-10}n_n = \nu_0 n_n)$ est la fréquence de collision d'un ion avec les neutres. (Réciproquement, $x\nu_n$ est la fréquence de collisions d'un neutre avec les ions). Le nuage est effectivement soutenu par la pression des ondes MHD seulement lorsque leur fréquence de propagation est très inférieure à la fréquence de

collision ν_n, c'est à dire lorsque la matière neutre "suit" le mouvement des ions. Lorsque la fréquence des ondes excitatrices devient supérieure à $x\nu_n$ (fréquence de collision d'un neutre avec les ions, qui est aussi la fréquence caractéristique de la force de friction), la matière neutre ne suit plus les ions; au contraire, elle freine la matière ionisée et les ondes sont amorties par la force de friction $\mathbf{F_f}$. Il apparaît ainsi une fréquence "naturelle" de coupure pour la propagation des ondes MHD dans le nuage: $\omega_{A,n} \sim x\nu_n$, où $\omega_{A,n} = kV_{A,n}$ est la fréquence d'Alfvén dans le milieu neutre. La résolution de l'équation de dispersion des ondes dans la limite ($\omega \ll \nu_n$) fournit le critère:

$$\omega_{A,n} = 2x\nu_n \tag{4.60}$$

qui diffère seulement d'un facteur 2 du critère obtenu "avec les mains". Il existe donc une longueur d'onde critique *en dessous* de laquelle la propagation d'ondes MHD dans le milieu neutre est impossible:

$$\lambda_c = \frac{\pi V_{A,n}}{x\nu_n} \tag{4.61}$$

Soit

$$\left(\frac{\lambda_c}{1\,\mathrm{pc}}\right) = 0.015\left(\frac{n_n}{10^3\,\mathrm{cm}^{-3}}\right)^{-1}\left(\frac{B}{1\mu\,\mathrm{G}}\right)\left(\frac{\zeta_H}{10^{-16}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/2}\left(\frac{\nu_0}{10^{-10}\,\mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1} \tag{4.62}$$

Pour des valeurs "standards" du champ magnétique (20μ G) - typiques des nuages sombres (Crutcher, 1988) - et des densités moyennes typiques (10^3 cm^{-3}) $\lambda_c \sim 0.3$ pc. *La longueur d'onde en dessous de laquelle des ondes MHD ne peuvent pas se propager dans le gaz neutre est de l'ordre de grandeur des dimensions des globules cométaires.* Même en tenant compte des incertitudes sur les valeurs de la fréquence de collisions, du taux d'ionisation par atome H dans le nuage, il apparaît *a priori* difficile d'empêcher l'effondrement d'un nuage en phase cométaire par la pression d'un spectre d'ondes MHD. Le support le plus probable resterait alors le champ magnétique lui-même, avec une composante statique couplée aux petites échelles. Toutefois, nous avons négligé le rôle des grains chargés qui semblent très efficaces pour coupler le gaz neutre et le champ magnétique (Nishi et al., 1991) et une étude plus complète est sans doute nécessaire. Notons cependant que notre conclusion a été confirmée dans une étude de quatre globules cométaires (voir chapitre 5).

4.6.2 Généralisation des équations du régime thermique

Nous restreignons notre étude à la phase cométaire, celle-ci constituant environ 90% de la vie du nuage.
L'étude de globules en phase cométaire a montré que la pression magnétique était le support principal de ces objets (voir chapitre 5). Un traitement rigoureux des effets du champ magnétique dans les globules cométaires (ou plus généralement dans les nuages) nécessite des calculs complexes, souvent à l'aide de méthodes numériques. Dans le cas de configurations simples d'un champ magnétique ordonné à grande échelle, certains résultats analytiques ont été obtenu par Bertoldi (1989) auquel nous renvoyons le lecteur intéressé.
Nous nous limitons ici au cas d'un champ magnétique couplé aux petites échelles.
Afin de prendre en compte une pression d'origine non-thermique, nous introduisons le rapport β de cette pression à la pression thermique : $P_{nt} = \beta P_{cin}$.
Dans la situation où le nuage est soutenu par un champ magnétique, nous retrouvons pour une valeur constante de β la loi empirique de Heiles $B^2/\rho = 8\pi c_n^2$ (Heiles, 1993). L'échelle hydrostatique du nuage devient : $H = (1+\beta)c_n^2/g$. A partir des relations (4.17–4.27) et (4.19–4.29), il vient :

$$R_{nt} = R_e \cdot (1+\beta)^{2/5} \qquad (IBL) \tag{4.63}$$

$$t_{nt} = t_{com} \cdot (1+\beta)^{-3/5} \qquad (IBL) \tag{4.64}$$

$$R_{nt} = R_e \cdot (1+\beta)^{1/3} \qquad (IF) \tag{4.65}$$

$$t_{nt} = t_{com} \cdot (1+\beta)^{-2/3} \qquad (IF) \tag{4.66}$$

La pression non-thermique (magnétique) augmente le rayon d'équilibre par rapport au régime purement thermique du fait que la pression interne disponible pour lutter contre la pression extérieure est plus importante. En contrepartie, la durée de vie du nuage est plus courte : comme la surface illuminée est plus importante, le taux de perte de masse croît également et le nuage s'évapore plus vite. Dans la limite des nuages "magnétisés" ($\beta \gg 1$) la transition entre les deux régimes d'ionisation devient :

$$\log\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right) = 2.42 - 2\log\left(\frac{\Phi}{10^7\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right) - \log\left(\frac{\beta T_n}{100K}\right) \tag{4.67}$$

4.7 La gravitation dans les globules cométaires

Dans les quatres modèles étudiés ici, la gravité était négligeable; il était donc légitime de l'ignorer dans le code numérique. L'étude de l'espace des paramètres au chapitre 2.5 montre qu'à chaque ensemble (Δ, Γ) correspond deux familles de solutions selon que le nuage est autogravitant ou pas. Seule la deuxième classe de nuages est rigoureusement suivie par le code hydrodynamique.

Bien que nous n'ayons pas modélisé numériquement l'influence de la gravitation, il est toutefois possible d'étudier analytiquement la stabilité des globules vis à vis de leur gravité.

4.7.1 Stabilité gravitationnelle des globules cométaires

La stabilité gravitationnelle des globules cométaires, condition nécessaire pour observer ces objets, résulte de la compétition entre la pression thermique (et éventuellement magnétique) d'une part, et de la photo-ionisation et la gravité d'autre part. Nous considérons les deux cas limites pour un nuage :
a) globule soutenu essentiellement par la pression thermique.
b) globule soutenu essentiellement par la pression magnétique.

Régime thermique

La condition de stabilité gravitationnelle est donnée, classiquement, par la condition d'Ebert-Bonnor :

$$M_e \leq M_{BE} \simeq 1.18 \cdot c_n^4 (G^3 P_{ext})^{-1/2} \tag{4.68}$$

$P_{ext} = 2\rho_i c_i^2$ est la pression externe à la surface du nuage. Cette condition est en fait quasiment inchangée lorsque la pression P_{ext} dépend du rayon du nuage[6]. La démonstration en est donnée en annexe du chapitre. Nous commençons par l'étude du régime IBL. $P_{ext} = 2\mu_i n_i k_B T_i$.

$$\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right) \leq \frac{1.18 c_n^4 G^{-3/2}}{M_\odot} \left(2\mu_i k_B T_i \Phi^{1/2} (\eta\alpha)^{-1/2}\right)^{-1/2} R_e^{1/4} \tag{4.69}$$

[6]nous faisons l'approximation simplificatrice que l'ensemble du nuage et non un seul hémisphère est soumis à la pression P_{ext}.

On utilise l'expression du rayon d'équilibre cométaire :

$$\left(\frac{R_e}{1\,\mathrm{pc}}\right) = 0.078\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right)^{2/5}\left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/5}\left(\frac{T_\mathrm{n}}{100K}\right)^{2/5}$$

que nous reportons dans l'équation précédente. Cette expression est bien sûr valable seulement aussi longtemps que la gravité reste peu importante devant la pression extérieure. Nous obtenons de ce fait une condition de stabilité approchée. Le rayon d'équilibre à la limite de stabilité est en réalité plus petit ; toutefois, on peut raisonnablement supposer que le véritable rayon d'équilibre cométaire diffère seulement d'un facteur numérique de quelques unités. Comme R_e intervient dans l'équation (4.69) avec l'exposant 1/4, la condition d'instabilité est finalement assez peu modifiée.

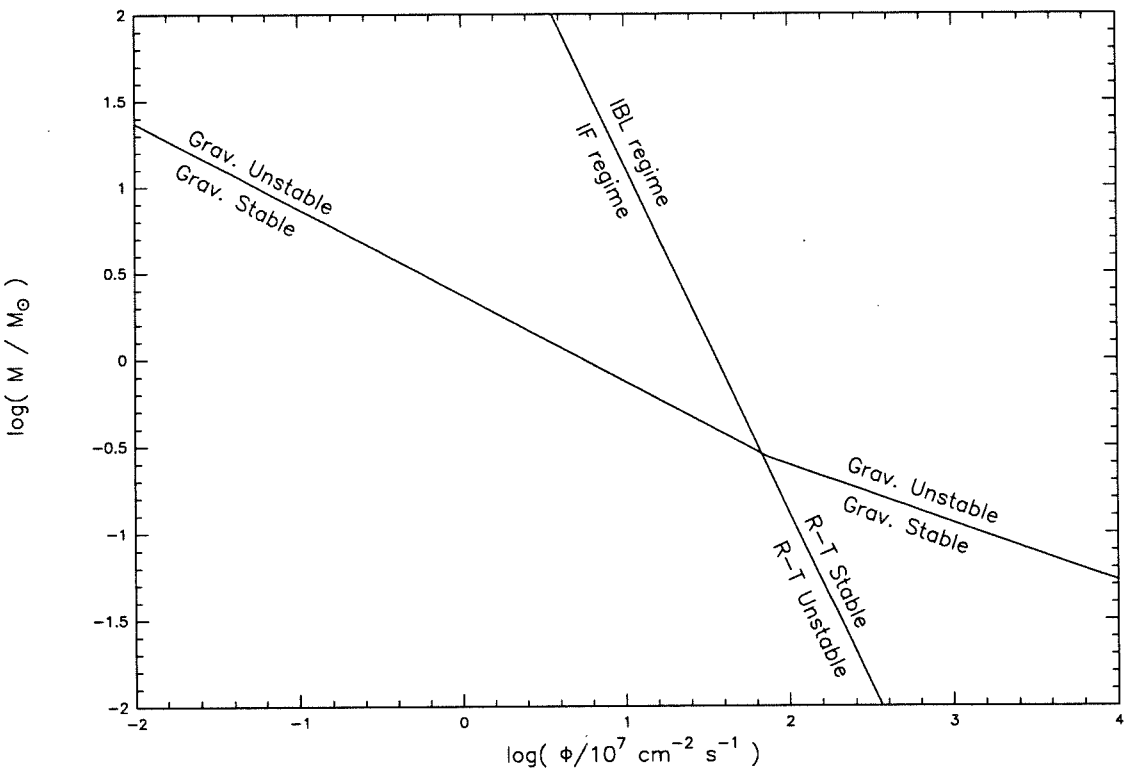


FIG. 4.10 - Stabilité d'un globule cométaire dominé thermiquement : les limites de stabilité sont calculées pour de l'hydrogène moleculaire à une température de 20 K.

Après application numérique, il vient :

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) \leq 1.69 - \frac{1}{3}\log(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}) + \frac{7}{3}\log(\frac{T_n}{100K})\ (IBL) \quad (4.70)$$

On obtient de la même manière :

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) \leq 1.77 - \frac{1}{2}\log(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}) + 2\log(\frac{T_n}{100K})\ (IF) \quad (4.71)$$

La Figure 4.10 montre les conditions d'instabilités hydrodynamique (Rayleigh-Taylor) et gravitationnelle pour un nuage dominé thermiquement. Tous les globules cométaires dont la masse est supérieure à 10 $M_\odot$ sont gravitationnellement instables lorsqu'ils sont illuminés par des flux ionisants raisonnablement "forts" ($\geq 10^6\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$).

Régime magnétique

Le cas précédent (nuage dominé thermiquement) est finalement plutôt une curiosité puisque la pression magnétique semble être le support prépondérant des globules en phase cométaire (cf paragraphe 4.6 et chapitre 5).
Pour un nuage dominé magnétiquement ($\beta \gg 1$), le critère de stabilité gravitationnelle s'écrit (Spitzer, 1978) :

$$M \leq M_c \simeq 0.12 G^{-1/2} F \quad (4.72)$$

$F \simeq \pi B R_e^2$ est le flux magnétique total traversant le nuage. D'après la définition de β, $B = \sqrt{8\pi\beta\rho c_n^2}$. En reportant dans l'équation précédente,

$$\left(\frac{M}{M_\odot}\right) \leq 0.12 G^{-1/2} \times \pi\sqrt{8\pi\beta\rho c_n^2} R_e^2$$

On obtient finalement, en utilisant les expressions aymptotiques du rayon d'équilibre :

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) \leq 1.21 - \frac{1}{3}\log(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}) + \frac{7}{3}\log(\frac{\beta T_n}{100K})\,(IBL) \quad (4.73)$$

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) \leq 1.34 - \frac{1}{2}\log(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}) + 2\log(\frac{\beta T_n}{100K})\,(IF) \quad (4.74)$$

Sur la Figure 4.11 sont résumés les critères d'instabilités hydrodynamique et gravitationnelle, déterminés pour une température de 20 K et une valeur typique de $\beta = 100$ que nous avons déduite de l'étude de globules en phase cométaire (voir chapitre 5).

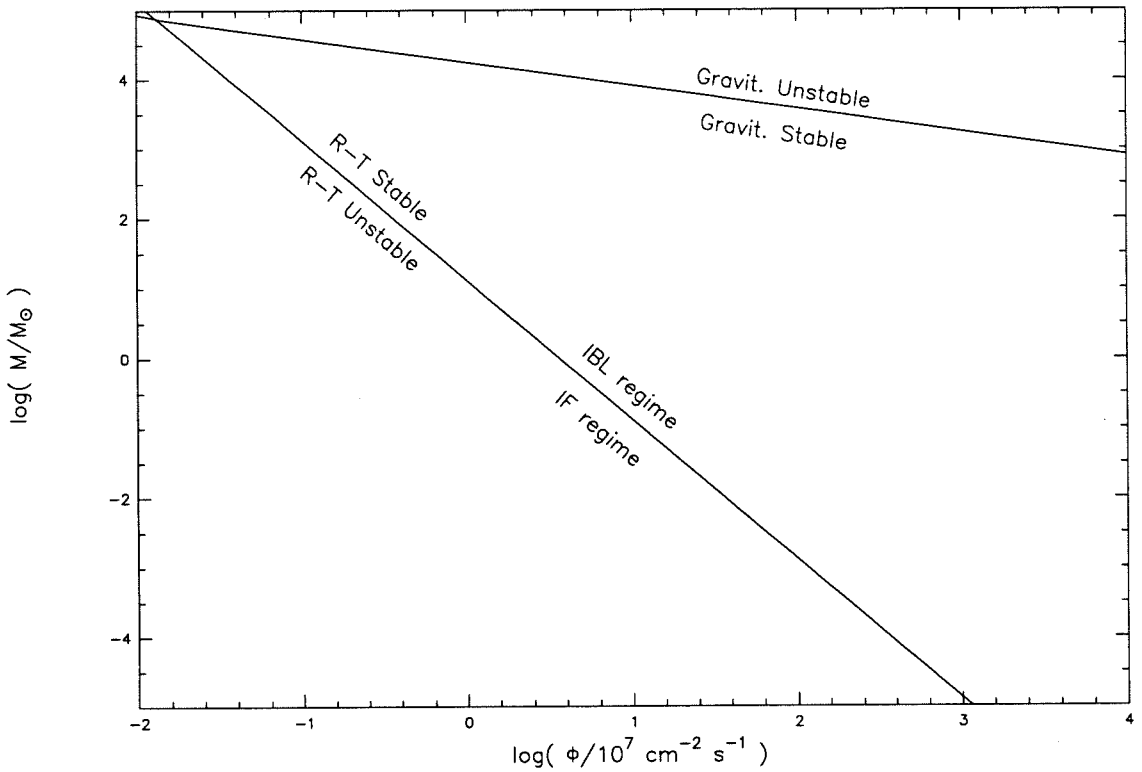


FIG. 4.11 - Stabilité d'un globule cométaire "magnétisé" : les limites sont calculées pour un gaz de composition standard à une température de 20 K et pour un facteur $\beta = 100$. Tous les globules dans le régime IF sont instables du point de vue hydrodynamique (instabilité de Rayleigh-Taylor); la masse critique est supérieure à $10^3\ M_\odot$, de sorte que tous les globules cométaires "réalistes" sont gravitationnellement stables.

Premièrement, tous les globules cométaires en régime IF (pour lesquels les photons incidents sont consommés majoritairement dans le front d'ionisation) sont soumis à l'instabilité de Rayleigh-Taylor.
Enfin, résultat plus inattendu, *tous les globules cométaires de masse "réalistes" (au plus $10^2\ M_\odot$) sont gravitationnellement stables.* Ces globules ne peuvent donc pas s'effondrer ou former d'étoiles dans la phase cométaire ni même l'avoir fait dans une phase antérieure. Si bien que aucun globule cométaire ne devrait former d'étoiles, tout au moins théoriquement....

Ceci est contredit par les observations : il existe de nombreuses preuves du rôle joué par la gravité dans les nuages cométaires ou les nuages à bord brillant qui en sont de proches parents (voir paragraphe 4.8).

4.7.2 La formation stellaire dans les globules cométaires

L'idée que des étoiles peuvent se former dans les nuages sombres isolés (ou globules de Bok, dont les globules cométaires sont un exemple) a été avancée par Bok il y a plus de quarante ans (Bok et Reilly, 1947; Bok, 1948). Les premières preuves observationelles de cette conjecture ont été données d'abord par Bok lui-même en 1978 (il discutait l'association des objets de Herbig-Haro HH 46-47 avec un globule sombre) puis par Reipurth en 1983 : il a montré que certains globules de la nébuleuse Gum hébergeaient des objets de Herbig-Haro ou des étoiles pré-séquence principale (cas de Bernes 135 dans le nuage CG1). D'autres observations sont venues depuis conforter le travail de Reipurth (Sugitani et al., 1989; Duvert et al., 1990; Cernicharo et al., 1991). L'étude de Clemens et Barvainis (1988) sur 248 globules de Bok a montré qu'une large fraction des nuages (60 %) était associée à une ou plusieurs sources IRAS. Sugitani et al. (1990) ont mené une recherche systématique de sources IRAS, situées juste derrière le bord brillant, dans le cas plus spécifique des globules cométaires et des nuages en bordure des régions HII; bien que l'échantillon soit biaisé vers les nuages de grande emissivité (et dans les régions peu brillantes), ce qui tend à sélectionner les objets de masse et dimensions importantes, les globules cométaires semblent donc être des lieux relativement communs de formation d'étoiles[7].

Mais il y a controverse sur l'origine même de la formation d'étoiles: les étoiles se forment-elles seulement parce qu'il existe une condensation de gaz localement plus dense et qui, parce qu'elle est plus dense, devient un globule cométaire? Ou bien l' "embrasement du chaudron stellaire" est-il provoqué par la compression du nuage au cours de l'implosion? La formation stellaire est-elle *primaire*, ou "naturelle" - c'est à dire résultant de l'effondrement gravitationnel d'une condensation de gaz - ou *secondaire*, "induite", c'est à dire causée par un mécanisme externe à la condensation , dû à des étoiles pré-existantes (ici la compression par photo-ionisation)?

Wooten, Sargent, Knapp et Huggins (19183) ont observé cinq nuages à bord brillant dans des régions HII très diverses ; certains des globules observés

[7]du fait de ce biais observationnel, les conclusions des auteurs quant à la contribution importante des globules dans la formation d'étoiles de masse intermédiaire paraissent peu convaincantes. Une étude plus systématique est indispensable pour confirmer leurs propositions.

contiennent plusieurs jeunes objets stellaires. Ces auteurs concluent de leur étude qu'il n'y pas de trace d'une quelconque influence de la photo-ionisation sur la formation stellaire dans les objets observés et, plus généralement, dans les nuages à bord brillant. La formation stellaire y apparaît en quelque sorte "accidentelle".
Au contraire, même biaisée, la recherche systématique de sources IRAS dans les globules cométaires et les nuages à bord brillant menée par Sugitani et al. (1990) suggère que ces objets pourraient être de véritables "chaudrons stellaires".

Finalement, peut-on distinguer entre formation primaire et formation secondaire?

4.7.3 Le problème du flux magnétique

"Si le bouclier est brisé, le chaudron pourra s'embraser..."

Quel que soit le mode de formation stellaire envisagé (préféré), la conclusion du paragraphe 4.6.1 est incontournable : il faut d'une manière ou d'une autre évacuer au moins localement le flux magnétique pour espérer déclencher l'effondrement gravitationnel. Le problème requiert une analyse fine du mécanisme de diffusion ambipolaire au cours de la compression initiale du nuage, phase qui semble offrir le moment le plus favorable pour "briser le bouclier" et prenant en compte le rôle des grains dans la perte de flux magnétique (Nishi et al., 1991).

4.8 Les nuages à bords brillants

4.8.1 Présentation

On observe fréquemment des nuages avec un bord brillant à la frontière des régions HII évoluées. Ils apparaissent comme des déformations à petite échelle (~ 1 pc) de la bordure, dont la taille caractéristique est de l'ordre de la dizaine de parsecs. Contrairement aux globules cométaires, ce ne sont donc pas des objets isolés; le gaz ionisé ne peut pas se détendre latéralement autour des

nuages : son écoulement est forcé par le flot à grande échelle de la bordure de la région HII.

L'existence de ces nuages a été rapportée depuis longtemps (Duncan, 1920); ils ont fait l'objet de nombreuses études consacrées particulièrement à l'origine de ce fameux bord brillant (Struve, 1937; Oort, 1946). Le seul mécanisme plausible a été proposé par Pottasch (1956, 1958, 1965) : le nuage absorbe des photons UV émis par l'étoile (ou les étoiles) excitatrice(s) de la région HII. Les recombinaisons qui suivent libèrent des photons optiques avec une émissivité maximale à la surface du nuage.
C'est seulement beaucoup plus récemment que les propriétés physiques de ces nuages ont commencé à être mieux comprises, grâce à des observations avec une meilleure résolution angulaire (Wooten et al., 1983). Mais l'interaction entre le nuage et son bord brillant reste toujours mal comprise.

4.8.2 Modélisation

Nous avons étudié la formation d'un nuage à bord brillant en apportant quelques modifications dans les conditions aux limites de la grille de calcul et dans les conditions initiales :

- La composante radiale de la vitesse s'annule sur l'interface radial du volume de calcul; ainsi, le gaz peut seulement s'écouler le long de l'interface et non le traverser. Nous simulons de cette manière la contrainte imposée par le flot à grande échelle, plan-parallèle, issu de la bordure du nuage.
- Le nuage est une condensation légèrement plus dense que le gaz environnant. Nous le modélisons par un coeur (rayon R_c) entouré d'une enveloppe dans laquelle la densité décroît "lentement" :

$$n(r) = \frac{n_0}{\sqrt{1 + (r/R_c)^2}} + \frac{n_0}{2} \tag{4.75}$$

  Le rapport entre les densités dans le coeur et l'enveloppe vaut 3 au maximum.

La simulation numérique s'est faite avec les paramètres suivants :
$R_c = 0.3\,\mathrm{pc}$
$n_0 = 155\,\mathrm{cm}^{-3}$

$\Phi = 4.5\,10^9\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$.
(ceci correspond à $\Gamma \simeq 10$ et $\Delta_{coeur} \simeq 1$).

Il se forme une structure en forme de cône très ouvert, similaire à un bernik (voir Figure 4.12). Au fur et à mesure que le front d'ionisation progresse, les bras latéraux se replient et l'angle au sommet du cône diminue. La morphologie du nuage simulé reproduit avec une bonne fidélité les objets observés dans les régions HII.

En raison des similarités morphologiques aussi bien que dans leur mécanisme commun de formation, on peut considérer que les nuages à bord brillant et les globules cométaires sont en fait de proches parents.

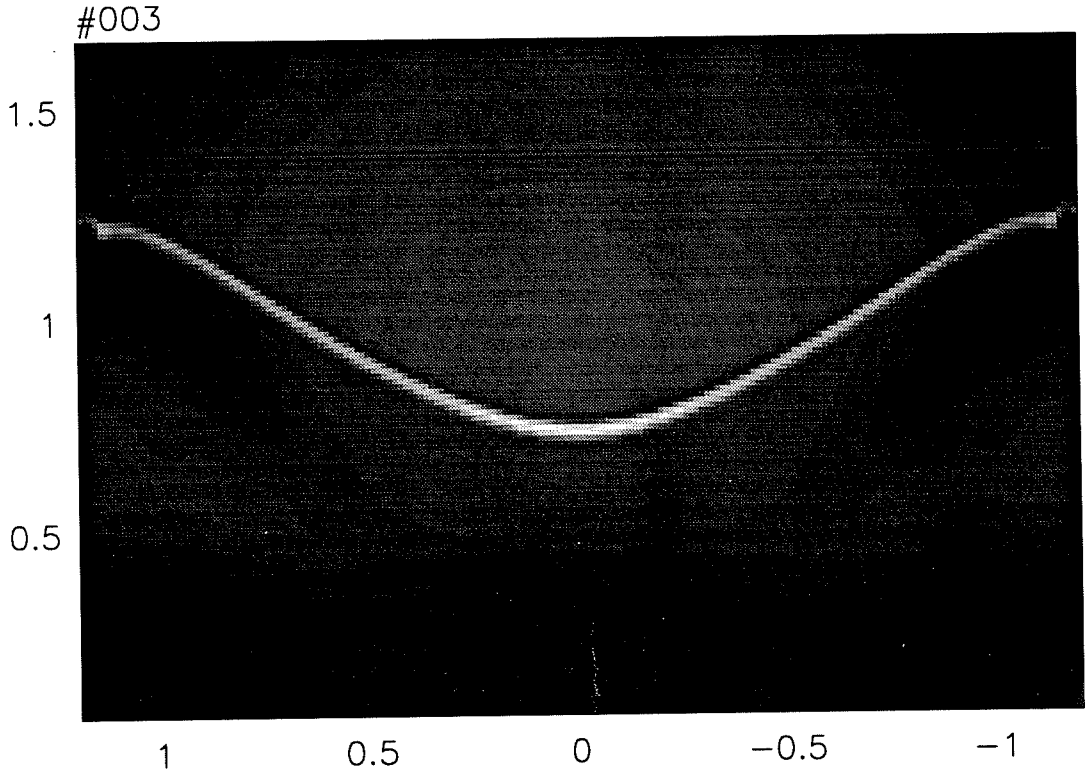


FIG. 4.12 - Simulation d'un nuage à bord brillant, communément observé à la frontière des régions HII

4.9 Annexe : la condition d'Ebert-Bonnor en régime IBL

La condition d'équilibre d'un nuage homogène s'e'crit à partir du théorème du viriel :

$$\begin{aligned} 3Mc_n^2 &= \frac{3}{5}\frac{GM^2}{R} + 4\pi R^3 \times 2\left(\frac{\Phi}{\eta\alpha}\right)^{1/2} R^{-1/2} c_i^2 \mu m_H \\ &= F(R) \end{aligned}$$

Le rayon minimum pour lequel l'équilibre reste possible est tel que :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dF}{dR}\right) &= 0 \\ &= -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R^2} + 20\pi\left(\frac{\Phi}{\eta\alpha}\right)^{1/2} c_i^2 \mu m_H R^{3/2} \end{aligned}$$

donc

$$\begin{aligned} R_{min}^{7/2} &= \left(\frac{3}{100\pi}\right) GM^2 c_i^{-2} m_H^{-1} \left(\frac{\Phi}{\eta\alpha}\right)^{-1/2} \mu^{-1} \\ R_{min}^4 &= \left(\frac{3}{100\pi}\right) GM^2 P_e^{-1} \end{aligned}$$

Au rayon minimum d'équilibre,

$$\begin{aligned} 3M_c c_n^2 &= 20\pi P_e R_{min}^3 + 4\pi P_e R_{min}^3 \\ &= 24\pi P_e R_{min}^3 \end{aligned}$$

D'où,

$$\begin{aligned} 3M_c c_n^2 &= 24\pi P_e \left(\frac{3}{100\pi}\right)^{3/4} G^{3/4} M_c^{3/2} P_e^{-3/4} \\ M_c^{1/2} &= \left(\frac{3}{24\pi}\right) c_n^2 G^{-3/4} P_e^{-1/4} \times \left(\frac{100\pi}{3}\right)^{3/4} \\ M_c &= \left(\frac{3}{24\pi}\right)^2 \left(\frac{100\pi}{3}\right)^{3/2} c_n^4 \left(G^3 P_e\right)^{-1/2} \end{aligned}$$

Soit

$$M_c \simeq 1.70\, c_n^4 \left(G^3 P_e\right)^{-1/2} \tag{4.76}$$

lorsque la pression P_e est constante (cas du régime IF) il vient :

$$\begin{aligned} M_c &= \left(\frac{3}{16\pi}\right)^2 (20\pi)^{3/2} c_n^4 \left(G^3 P_e\right)^{-1/2} \\ &\simeq 1.77 c_n^4 \left(G^3 P_e\right)^{-1/2} \end{aligned} \tag{4.77}$$

La faible différence entre les coefficients numériques permet d'appliquer en l'état le critère "classique" d'Ebert-Bonner. Nous utiliserons le critère d'Ebert-Bonner modifié de manière à prendre en compte les effets dynamiques de la compression dans le nuage -négligés ci-dessus : le coefficient numérique est égal à 1.18 légèrement différent de 1.77 ou 1.70 calculés précédemment.

Chapitre 5

Confrontations observationnelles

Dans ce chapitre, nous commençons par comparer qualitativement les simulations à des globules cométaires observés. Nous analysons et tirons quelques conclusions de notre modèle appliqué à quelques globules cométaires. Nous établissons ensuite un diagnostic observationnel du mécanisme d'Implosion Radiative sous la forme de cartes position-vitesse. Il en ressort que les globules en phase pré-cométaire sont les meilleurs candidats pour tester le modèle d'implosion radiative. Nous analysons un globule, dont des observations aux longueurs d'ondes millimétriques ont montré qu'il se trouvait encore en phase pré-cométaire; cette étude est menée en comparaison avec les résultats des simulations numériques.

5.1 Comparaison morphologique

5.1.1 Méthode

La morphologie optique des globules cométaires est dominée par l'émission des raies de recombinaisons dans le front d'ionisation et dans l'enveloppe de gaz ionisé, d'épaisseur ηR, entourant le globule. Nous avons calculé des cartes de brillance en intégrant le long de chaque rayon l'émissivité du gaz ionisé $n_e^2 dl$, optiquement mince[1]. Les cartes ont été calculées pour un angle canonique de

[1] cf chapitre 2

60° entre l'axe du globule et la ligne de visée. Nous avons cherché à reproduire les géométries observées pour deux globules et un nuage à bord brillant. Les simulations ont montré que les géométries adoptées par les globules dépendent assez peu des deux paramètres adimensionnés Δ et Γ mais surtout du degré d'évolution. Le seul paramètre que nous avons fait varier pour reproduire les nuages observés est donc l'âge du globule.

5.1.2 Comparaison

La Figure 1a montre un globule - nous l'appelons CG7S dans la suite - près du centre de la région HII S190 : le globule pointe vers la source de flux ionisant constituée par un ensemble de 5 étoiles O situées à 7 pc du globule dans la direction NW. CG7S est entouré par une enveloppe de gaz ionisé, approximativement circulaire, qui se reconnecte au milieu ambiant au travers d'un choc. Nous montrons sur la Figure 1b le globule du modèle 2, dans un état peu avancé de la phase d'implosion.
La Figure 2a montre un globule de la nébuleuse Gum (CG15 dans la classification de Reipurth, 1983) pointant vers les étoiles O ζ Puppis et γ Velorum, situées à environ 70 pc (distance moyenne projetée sur le ciel), non-visibles sur l'image. La Figure 2b montre le même globule simulé, dans la phase cométaire ($t = 1.30$ My).
Sur la Figure 3a est reproduit un nuage à bord brillant (CG13 dans le catalogue de Sugitani, Fukui et Ogura, 1991). Sous cette image (Figure 3b) est présenté un nuage simulé avec le profil de densité et les conditions aux limites modifiées pour étudier les nuages à bord brillant, décrits dans la paragraphe 4.8. Ce nuage, contrairement aux deux autres, est dans le plan du ciel.

Il est donc possible de reproduire très simplement et de manière satisfaisante les géométries observées pour les nuages photo-ionisés. Toutefois, il est instructif de relever que certains auteurs ont proposé et défendu d'autres modèles de formation des globules cométaires sur des comparaisons qualitatives, analogues à celles que nous venons de faire, sans toutefois aller jusqu'à simuler des cartes de brillance (Brandt et al., 1983). En adaptant un proverbe célèbre, il nous semble plus juste de dire que "ce n'est pas la forme qui fait la dynamique", et qu'une comparaison morphologique sérieuse est un signe encourageant sans donner lieu à un déferlement de triomphalisme ....

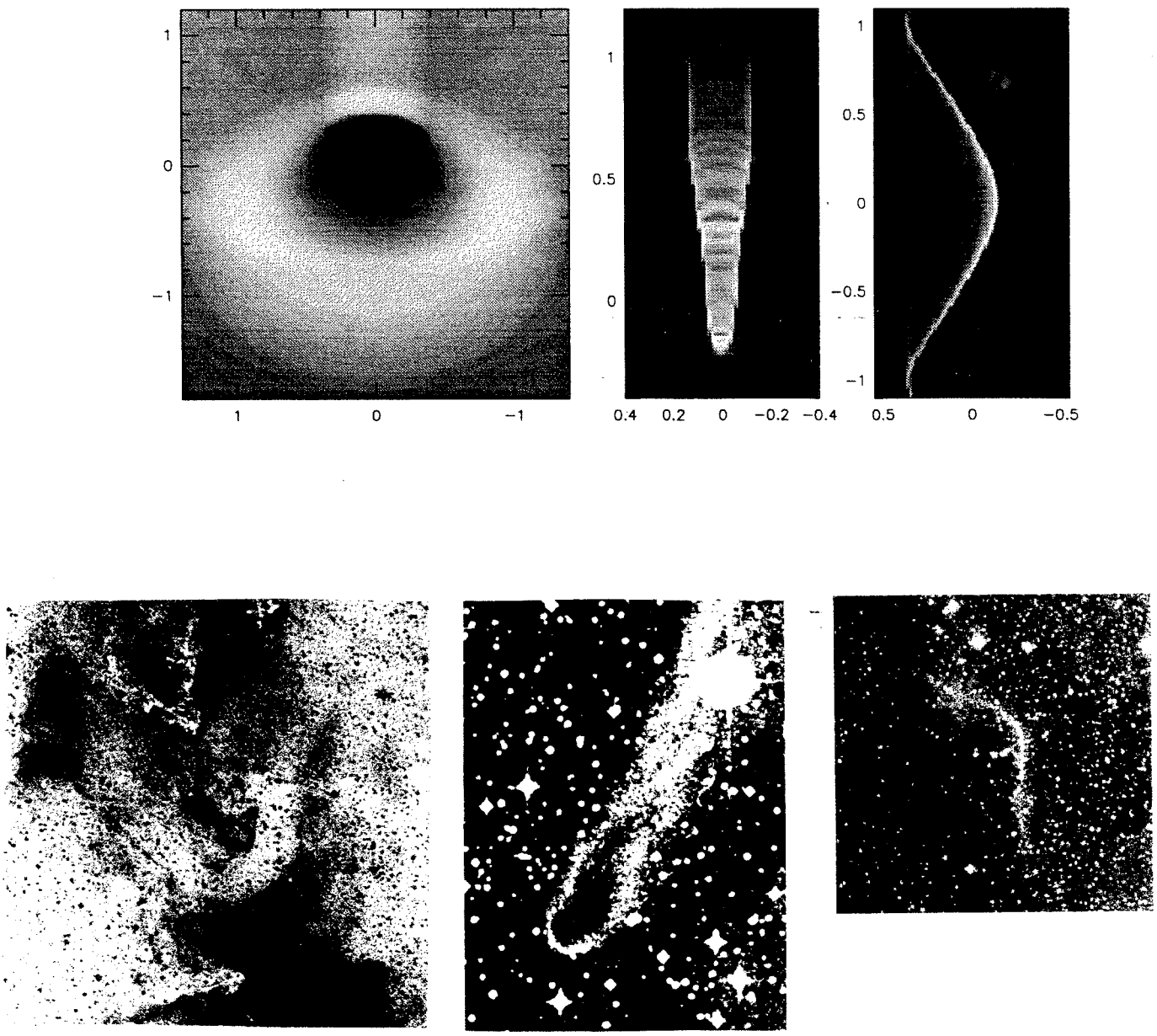


FIG. 5.1 - Comparaison entre la morphologie optique et la carte de brillance de 3 nuages typiques : sur la rangée supérieure sont visibles les cartes synthétiques d'émissivité des globules; le premier dans la phase pré-cométaire, le second en phase cométaire, et le dernier est un exemple de nuage à bord brillant. Sur la rangée inférieure 3 plaques extraites de l'Atlas de nébuleuses galactiques (Neckel et Vehrenberg) montre respectivement le globule pré-cométaire CG7S, un globule de la nébuleuse Gum (CG15) et un nuage à bord brillant de la région HII S199.

La valeur de notre comparaison vient de ce que nous avons utilisé seulement *un* paramètre (l'âge du nuage) pour reproduire avec un bon accord les morphologies observées pour des nuages typiques.

5.2 Diagnostics observationnels

synthèse de cartes position-vitesse : voir l'article I.

5.3 Etude d'un globule pré-cométaire : CG7S

voir l'article II.

5.4 Application à des globules en phase cométaire

Dans cette partie, nous examinons les conséquences de la photo-ionisation sur la structure interne des globules en phase cométaire. Nous avons appliqué notre modèle à quatre globules localisés dans différentes régions HII pour lesquels sont disponibles des observations détaillées réalisées avec une grande résolution angulaire : GN 21.38.9 (Duvert et al., 1990) un petit globule de la région IC1396, TDR10 et TDR13, deux larmes de la nébuleuse Rosette (González-Alfonso et Cernicharo, 1993) et CG6, un globule de la nébuleuse Gum (González-Alfonso, Cernicharo et Radford, 1993). L'analyse de la cinématique de ces globules montre qu'il n'y a pas de mouvements d'effondrement ou simplement à grande échelle dans ces nuages, qui se révéleraient par la présence de composantes cinématiques secondaires importantes dans les profils d'émission moléculaire par exemple. Ces nuages apparaissent ainsi dans un état relativement calme, assez proche de létat de quasi-équilibre cométaire.

5.4.1 Données observationnelles

GN 21.38.9 est illuminé par une étoile de type O6 située à 12 pc en distance projetée. Les travaux de Panagia (1973) permettent d'estimer la luminosité

TAB. 5.1 - Caractéristiques observationnelles des globules

	Φ_c (10^7 cm^{-2} s^{-1})	Φ (10^7 cm^{-2} s^{-1})	$M_{\rm core}$ ($M_\odot$)	$R_{\rm core}$ (pc)	$\Delta v_{\rm FWHM}$ (km s^{-1})	$T_{\rm K}$ (K)
GN 21.38.9	6.1	58	4	0.24	1.8	30
CG6	12	29	1	0.125	1.0	15
TDR10	250	710	0.48	0.058	0.94	20
TDR13	269	710	0.32	0.054	0.71	20

Ly-c de cette étoile : $N_L \approx 10^{49}$ s^{-1}. Le flux ionisant incident est de l'ordre de $\Phi \approx 5.8\,10^8$ cm^{-2} s^{-1} en confondant distance projetée sur le ciel et distance réelle.

La nébuleuse Rosette est illuminée par 5 étoiles O, dont les types spectraux varient de O9 à O4, et une étoile B0. Nous utilisons l'estimation de Dorland (1986) : $N_L = 8.5\,10^{49}$ s^{-1}. TDR10 et TDR13 sont situées à 10 pc des étoiles ionisantes, si bien que le flux ionisant est : $\Phi \approx 7.1\,10^9$ cm^{-2} s^{-1}.

Dans le cas de la nébuleuse Gum, le flux ionisant Φ est beaucoup plus difficile à estimer, ainsi que l'a montré Reipurth (1983). Nous adoptons l'estimation de Reipurth du nombre de photons Ly-c : $N_L = 8.5\,10^{49}$ s^{-1}. Comme CG6 est situé à 50 pc, il est exposé au flux Ly-c $\Phi = 2.9\,10^8$ cm^{-2} s^{-1}. Nous négligeons l'atténuation du flux ionisant incident par les recombinaisons dans le gaz ionisé situé sur le chemin de propagation des rayons. Ceci est justifié par l'absence de régions de forte émissivité entre les étoiles O et les globules. Les autres paramètres observationnels (masse, dimensions, etc...) sont extraits des articles relatifs à chacun des objets étudiés et sont résumés dans le tableau 5.1.

5.4.2 Analyse et résultats

Analyse des données

Nous déterminons le régime d'ionisation en comparant le flux ionisant Φ au flux critique $\Phi_c = 2c_i^2/(\eta\alpha R)$ pour lequel $\Gamma = 1$.

Pour l'ensemble des globules, le flux incident est essentiellement consommé par les recombinaisons dans le gaz ionisé; en d'autre terme, ils sont en régime

TAB. 5.2 - Resultats déduits de notre modèle : sont donnés respectivement la pression du gaz ionisé à la surface du nuage, la pression thermique du nuage, la pression turbulente (non-thermique), l'intensité du champ magnétique moyen nécessaire pour permettre le quasi-équilibre du nuage, le rapport β de la pression du gaz ionisé à la pression thermique, l'espérance de vie $t_{\rm com}$ du nuage et le rapport ω de l'énergie gravitationnelle du nuage au terme du viriel associé à la pression du gaz ionisé.

	$P_{\rm i}$ (erg cm^{-3})	$P_{\rm th}$ (erg cm^{-3})	$P_{\rm turb}$ (erg cm^{-3})	$< B >$ (μG)	β	$t_{\rm com}$ (My)	ω
GN 21.38.9	$7.0\,10^{-10}$	$5.0\,10^{-12}$	$2.7\,10^{-11}$	130	142	0.3	$1.2\,10^{-3}$
CG6	$5.2\,10^{-10}$	$4.4\,10^{-12}$	$1.5\,10^{-11}$	130	157	0.3	$1.3\,10^{-3}$
TDR10	$5.0\,10^{-9}$	$2.8\,10^{-11}$	$6.1\,10^{-11}$	350	176	0.09	$5.0\,10^{-2}$
TDR13	$5.2\,10^{-9}$	$2.3\,10^{-11}$	$2.8\,10^{-11}$	360	220	0.06	$2.2\,10^{-2}$

IBL. On en déduit donc immédiatement le densité de gaz ionisé à la surface du nuage et la pression du gaz ionisé en adoptant une température moyenne $T_{\rm i} = 10^4$ K :

$$P_i \;=\; 2 \times 2.11 \times \left(\frac{\Phi}{\eta \alpha R_{core}}\right) \cdot k_B T_i \qquad (5.1)$$

A partir de la largeur de raie à mi-hauteur $< \Delta v >$, nous calculons la composante *non-thermique* σ_{NT} du gaz, et la pression non-thermique associée. Les pressions non-thermique P_{turb} et les pressions thermiques P_{th} sont évaluées à partir de la densité moyenne n de H_2 : $n = 3M_{core}/4\pi\mu R^3_{core}$.

- Comme le montre la dernière colonne du tableau 5.2, l'énergie gravitationnelle est négligeable devant le terme du viriel lié à la pression extérieure ($\omega \ll 1$).
- La gravité étant négligeable, ces nuages sont confinés par la pression extérieure exercée par le gaz ionisé. Comme le montre la Table 5.2, ni la pression thermique ni la pression turbulente (non-thermique) ne peuvent, et de beaucoup, lutter contre la pression du milieu extérieur P_i. La seule possibilité est que *ces nuages en quasi-équilibre sont protégés par un bouclier (coussin) magnétique statique contre la pression extérieure.* Le rapport entre les pressions du gaz ionisé et du gaz du nuage varie de

20 à près de 60 si bien que *la présence de ce champ magnétique est une nécessité* y compris du point de vue observationnel.

- L'intensité du champ magnétique est évaluée en exprimant l'équilibre hydrostatique pour chaque nuage, en d'autres termes nous égalons les pressions du champ magnétique et du gaz ionisé; on obtient ainsi des intensités de l'ordre de $\sim 10^2 \mu$ G.
- la durée de vie t_{com} des globules cométaires est de l'ordre de quelques 10^5 yr. Les valeurs de t_{com} déduites des observations sont sous-estimées : d'une part nous n'avons considéré qu'une fraction de la masse disponible (évaporable) pour évaluer l'espérance de vie du nuage; d'autre part, t_{com} est une évaluation "à l'instant t" sans tenir compte du temps déjà passé dans la phase cométaire.
- En portant l'intensité du champ magnétique en fonction de la densité (voir Figure 5.2), il apparaît que $B \simeq 2.58 n^{0.54}$ en utilisant un fit par les moindres carrés : le champ magnétique dans les globules cométaire suit la loi empirique de Heiles $B = 2.1(n/1\,\mathrm{cm}^{-3})^{0.5} \mu$ G, observée pour des nuages auto-gravitants[2] (Heiles, 1993).

5.4.3 Conclusions et remarques

Deux conclusions émergent de l'analyse de ces globules cométaires dans le cadre du modèle RDI.

Tout d'abord, la gravité joue un rôle négligeable dans la dynamique de ces objets. Ceci est en accord avec les conclusions du paragraphe 4.7.1. Cette analyse met clairement en évidence un des paradoxes des globules cométaires, déjà souligné au paragraphe 4.7 : ces objets sont gravitationnellement stables et pourtant dans au moins l'un d'entre eux, GN 21.38.9, a été observé un flot bipolaire, preuve de la présence d'objets stellaires jeunes.

Deuxièmement, ces nuages isolés sont soutenus essentiellement par un champ magnétique de l'ordre de $10^2 \mu$ G, et non par une pression turbulente (au sens large). De ce point de vue, les globules cométaires diffèrent des nuages auto-gravitants dans lesquels on observe une équipartition approximative entre les

[2] il existe en fait une dispersion assez importante sur la valeur du coefficient de proportionnalité, voir l'article de revue Heiles (1993)

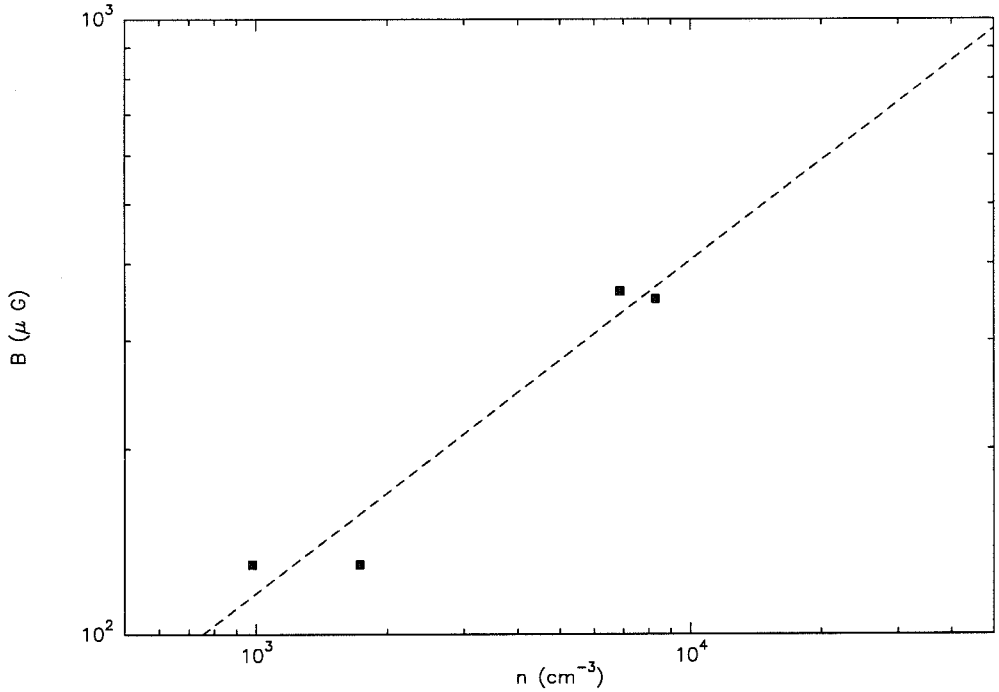


FIG. 5.2 - Variation du champ magnétique B en fonction de la densité moyenne du nuage pour les 4 globules étudiés. Nous avons superposé (droite en pointillé) le fit : $B = 2.8n^{0.54}$

différentes formes d'énergie; de plus ces derniers sont soutenus principalement par la pression associée aux mouvements non-thermiques du gaz.

Les valeurs du champ magnétique déduites sont clairement supérieures aux mesures obtenues pour les nuages sombres ($\sim 20\mu$ G, Crutcher, 1988); elles sont plutôt du même ordre de grandeur que les mesures dans le gaz moléculaire d'une région HII telle qu'Orion (Troland et al, 1986; Heiles et al., 1993). Théoriquement, des valeurs de l'ordre de quelques $10^2\mu$ G sont tout à fait admissibles, ainsi que le montre l'estimation grossière suivante :
les simulations hydrodynamiques ont montré que le rayon de quasi-équilibre pouvait valoir 20% ou moins du rayon initial. En admettant que le flux magnétique se conserve au cours de l'effondrement, alors B varie approximativement comme r^{-2}, au moins pour un champ désordonné. En supposant que initialement $B \sim 4\mu$ G - valeur typique pour le milieu internuage ou interstellaire diffus (Crutcher, 1988; Heiles, 1987), on obtient immédiatement $B_e \sim 100\mu$ G en quasi-équilibre. Le nombre de points disponibles peut sembler trop faible pour pouvoir tirer des conclusions d'une portée générale sur les propriétés du

champ magnétique dans les objets étudiés. Le fait important n'est pas tant l'aspect statistique (le nombre de points est incontestablement très faible) que le positionnement des points sur une courbe qui coincide presque exactement avec la loi moyenne de Heiles. Le problème du magnétisme dans les nuages cométaires et les petits nuages se trouve posé d'une nouvelle manière : alors que nous avons vu précédemment que le support des globules cométaires (champ statique) était différent de celui des nuages auto-gravitants (turbulence ou ondes d'Alfvén), il semble que dans les deux cas, une même loi (plus fondamentale ?) régisse l'intensité du champ magnétique dans la matière.

Chapitre 6

Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié de manière détaillée l'évolution d'un globule illuminé par un flux de photons Ly-c et montré que la *photo-ionisation à elle seule* pouvait rendre compte de la formation des globules cométaires.

L'evolution d'un globule est contrôlée par deux paramètres : le rapport des densités initiales du gaz ionisé au gaz ionisé et la fraction des photons UV consommés dans la couche isolante. L'Implosion Radiative est un processus à deux phases :

• une phase d'effondrement, sur une échelle de temps très courte (typiquement 10^5 yr), au cours de laquelle des taux de compression très important peuvent être atteints, susceptibles de permettre le déclenchement de la formation stellaire. Une fois atteint l'etat de compression maximum, le nuage traverse une phase transitoire d'expansions et de recompressions.

• la phase cométaire dans le globule est en équilibre quasi-hydrostatique. Cette phase, sans signature spectroscopique remarquable, dure environ 90% de la vie du nuage. Cette phase peut en fait être nést jamais atteinte par certains globules : lorsque les photons ionisants sont consommés essentiellement dans le front d'ionisation, des instabilités se développent à la surface du nuage.

Divers tests du modèle ont été réalisés. Les comparaisons morphologiques entre les cartes d'emissivité simulées et les images de nuages extraites de plaques Palomar se sont révéleés très encourageantes. Il a été possible de reproduire très simplement les propriétés cinématiques d'un globule pré-cométaire observé dans plusieurs transitions millimétriques. Cet objet (CG7S) apparaît être dans la première phase d'expansion du régime transitoire, ce qui en fait un des plus

jeunes globules observés à ce jour.

Le bon accord entre théorie et observations permet d'établir de manière convaincante l'Implosion Radiative comme mécanisme de formation des globules cométaires

L'application du modèle à quelques globules en phase cométaire a révélé quelques propriétés inattendues; en particulier, ces nuages sont supportés par un champ magnétique statique, qui obéit à la loi de Heiles. De plus, ces nuages sont gravitationnellement stables alors que certains d'entre eux présentent des signes de formation stellaire.

L'ensemble des résultats précédents soulève de nouvelles questions au sujet du magnétisme et de la formation stellaire dans les globules cométaires : Est-ce que les propriétés déduites d'un échantillon restreint de nuages sont générales ? Quelle est la configuration du champ magnétique dans les nuages cométaires ? Est-il possible de construire des configurations statiques à l'échelle du nuage capables de soutenir les nuages contre la pression extérieure ? Comment évacuer au moins localement le flux magnétique pour permettre à la formation stellaire de se déclencher ?
D'autres observations avec la plus grande résolution angulaire possible sont nécessaires pour apporter des éléments de réponse et lever un coin du voile sur les conditions et les propriétés de la formation stellaire induite par photoionisation.

Le code hydrodynamique est facilement adaptable pour étudier la propagation du rayonnement Ly-c dans une géométrie cylindrique. L'adjonction d'une fonction de refroidissement et le traitement explicite de l'équation de l'énergie permettrait alors d'étudier de manière réaliste certains aspects de la dynamique des nébuleuses planétaires, comme le développement d'instabilités à grande échelle qui pourraient être responsable de certaines asymmétries observées. Des observations récentes ont montré la présence de petits globules de type cométaire dans des objets tels que la nébuleuse Helix....

Nous n'echapperons donc pas à la règle : il reste beaucoup à faire.

ANNEXES

Annexe A

Cometary Globules : I Formation, Evolution and Morphology

Lefloch, B., and Lazareff, B., 1994,
à paraître dans A&A

A&A manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:
09(09.03.1; 09.08.1; 09.11.1; 02.08.1)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS
14.4.1994

Cometary Globules: I. Formation, Evolution and Morphology

B. Lefloch[1] and B. Lazareff[2]

[1] Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, B.P. 53X, F 38041 Grenoble, France
[2] IRAM, 300 Rue de la Piscine, 38406 St Martin d'Hères, France

Received date January 7, 1994; accepted date February 25, 1994

Abstract. We study the dynamical evolution of a neutral globule illuminated by the ionizing radiation of OB stars. We can reproduce the main morphological and dynamical properties of cometary globules (CGs), which are rather insensitive to initial and boundary conditions. We present results of 2-d hydrodynamical simulations of the evolution of cometary globules. We present a detailed evolutionary sequence from the cloud's collapse to the quasi-stationary cometary regime. This latter phase lasts approximately 90% of the cloud's lifetime. From the results of the simulations, we generate maps of emission measure, projected density and position-velocity diagrams, which can be confronted to optical or molecular line observations. The maps of emission measure exhibit a striking resemblance to various types of CGs and other bright-rimmed structures found in HII regions. A simple analytic model parallels and extends our simulations, including non-thermal pressure support. We derive criteria for the stability of the ionization front in the cometary phase and illustrate them with results from the simulations. We also study the gravitational stability of CGs; we find that they are stable and mainly supported by the magnetic field.

Key words: interstellar medium: clouds – interstellar medium: HII regions – interstellar medium: kinematics and dynamics – hydrodynamics

1. Introduction

Cometary Globules (CGs) are small isolated clouds (size of a few tenths of a pc) consisting of a dense core prolonged by a long tail, surrounded by a bright rim, and commonly found in the vicinity of OB associations in *HII* regions. In the pioneering work by Reipurth (1983), they have been shown to be active sites of star formation, although usually not gravitationally bound, confirming the conjecture made by Bok (1948) four decades earlier. Early observations revealed that these clouds have simple inner structure and properties (Hawarden and Brand, 1976, Zealey et al., 1983). They offer the opportunity of understanding better some of the various mechanisms at work in the large star forming cloud complexes where the situation is much more intricate.

The physical properties as well as the star formation taking place in CGs are strongly dependent on the mechanism of formation and evolution, which is not yet fully established, although recent observations with high angular resolution seem to favour the so-called Radiation-Driven Implosion model (RDI) (see Duvert et al. 1990 for instance). In order to discriminate between the possible models of formation, one needs both a clear evolutionary model for cometary globules from "birth" to "death" and direct observational predictions of this model.

The aim of this article is to present a detailed study of the RDI model in order to answer some of these questions, and fill the present gap between theory and observations.

This model is based on the "rocket effect" introduced by Oort and Spitzer (1955) : the UV flux of the OB association ionizes the external layers of the cloud. The ionized gas expands into the interstellar medium. An ionization front preceded by a shock in the neutral gas propagates into the cloud.

The early stages of photoionization of a globule have been numerically simulated by Sandford, Whitaker and Klein (1982); they show the collapse of the cloud followed by the formation of a dense core on the cloud's axis; but they did not follow the subsequent evolution of the globule. A first qualitative picture of RDI was proposed by Reipurth (1983) and the first realistic analytical approach was made by Bertoldi (1989) and Bertoldi and McKee (1990). They investigated two major phases in the evolution of the globule : the (early) collapse phase and the stationary cometary regime (when a globule has developed the characteristic head-tail structure). Their results agree with the simulations by Sandford, Whitaker and Klein (1982)

Although several points have been established by Bertoldi (1989), Bertoldi and McKee (1990) and Sandford, Whitaker and Klein (1982), many questions remain open : what is the evolutionary path of a globule ? Under which condition(s) can it reach the stationary cometary phase and how ? Why are nearly all the observed CGs in the cometary phase ? How can we account for the surface corrugations observed, for instance, in many globules of the Gum Nebula ? When and how does star formation occur ? Apart from these questions, we are still lacking *direct observational predictions* which would help to establish (or reject) RDI.

In this article we aim to answer some of these questions and to provide tools for observational diagnostic. We present

Send offprint requests to: B. Lefloch

complete evolutionary sequences, from early ionization until complete dispersal; we derive lifetimes and stability criteria; we suggest qualitative and quantitative observational tests of RDI.

The article is organised as follows: in Sect. 2-3-4 , we describe the hydrodynamical code that we use and the treatment of the coupled equations of radiative transfer and dynamics, the approximations adopted, and the different tests performed on the code; in Sect. 5, we discuss the evolution of globules depending on various initial conditions, and examine the growth of instabilities in the ionization front (Rayleigh-Taylor like) and of gravitational instabilities in the cometary regime. Finally, in Sect. 6, we apply the results from our model to a few cometary globules.

2. Physical model

2.1. Equation of state

In our numerical simulations, we assume that the gas can exist in three possible states :

1. cold neutral gas having an isothermal sound speed $c_c = 0.903\,\mathrm{pc\,My^{-1}}$ ($1\,\mathrm{pc\,My^{-1}} \simeq 1\,\mathrm{km\,s^{-1}}$), corresponding to $T_n = 100$ K for atomic H.
2. warm neutral ("intercloud") gas having an isothermal sound speed $c_w = 9.03\,\mathrm{pc\,My^{-1}}$, corresponding to $T_w = 10^4$ K
3. ionized gas having an isothermal sound speed $c_i = 12.8\,\mathrm{pc\,My^{-1}}$, corresponding to $T_i = 10^4$ K

These values do not attempt to be "exact". The warm neutral phase plays an essentially cosmetic role in allowing an initial state which is in pressure balance. The temperatures are given only for reference, and assuming a pure hydrogen gas; what really matters for the dynamics is the value of the sound speed $c = \sqrt{p/\rho}$. The value of c_n may seem rather large for cold atomic gas, and definitely so for molecular gas; we will return to this point in Sect. 5. We adopt this value only because more "realistic" temperatures of neutral gas would have made the numerical computation more difficult.

The transition from the cold neutral to the warm phase is effected via an equation of state that mimics that of the classical two-phase model :

$$c_n^2 = \begin{cases} c_w^2 & \text{if } \rho \leq \rho_c, \\ c_c^2 & \text{if } \rho > \rho_c \end{cases} \tag{1}$$

where ρ_c is 20% of the initial cloud density. The transition from neutral (cold or warm) to ionized gas is effected via the following ansatz that gives c as a function of the ionized fraction x :

$$c^{-2} = c_i^{-2} + (c_n^{-2} - c_i^{-2})(1 - \sqrt{x})^2 \tag{2}$$

Generally, c is equal to either c_n or c_i except in the thin transition region of ionization fronts. This formula will be further discussed in Sect. 4.1.

One should note that the sound speed is an explicit function of the density and of the ionized fraction. Physically, this corresponds to the assumption that the timescales for thermal equilibrium are short compared with the dynamical timescales. Computationally, this means that we do not process a differential equation for the energy.

2.2. Dynamics

According to the remark above, we have only two dynamical equations. In order to ensure conservation of mass and momentum in the numerical algorithm, we use the corresponding equations in Eulerian form.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{P} + \rho \mathbf{u}\,\mathbf{u}) = 0 \tag{4}$$

which can be rewritten as :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{u}) = 0 \tag{5}$$

$$\frac{\partial n\mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (nc^2\mathbf{I} + n\mathbf{u}\mathbf{u}) = 0 \tag{6}$$

where ρ is the mass density, n the particle (proton) density, $\mathbf{I}$ is the unit rank-2 tensor, and $\mathbf{P} = p\mathbf{I}$ is the isotropic gas pressure. In the second form, all quantities have dimensional equations involving only length and time; this will be used in Sect. 3.

2.3. Ionization

In this work, we assume the following values for the ionization cross-section and the recombination coefficient : $\sigma = 3\,10^{-18}\,\mathrm{cm}^2$, $\alpha = 2.7\,10^{-13}\,\mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}$ (actually α_B, recombination to levels $n \geq 2$). We use the on-the-spot approximation, i.e. we assume that Ly-c photons produced by recombinations are re-absorbed locally. This is marginally justified by the wavelength dependence of σ, but saves us the considerable complication and numerical load of treating the radiative transfer of recombination photons. The equations for the evolution of the ionized fraction x and the propagation of the Ly-c photon flux ϕ along a ray (the line of sight to the illuminating star being in the z-direction) can be written :

$$\frac{Dx}{Dt} = -\alpha x^2 n + (1-x)\sigma\phi(z) \tag{7}$$

$$\frac{d\phi}{dz} = -(1-x)n\sigma\phi(z) \tag{8}$$

2.4. Initial conditions

We take as initial conditions a spherical cloud of uniform density, in the cold neutral state, surrounded by a warm neutral intercloud medium in pressure equilibrium. All the gas is initially at rest. While this may not be realistic, it has the merit of introducing a minimum amount of arbitrariness.

The distance d to the illuminating star(s) is assumed to be large compared to the cloud radius. Therefore, we assume the illumination to be plane-parallel, and parameterise it by its Ly-c flux, ϕ incident along the z direction.

$$\Phi = \phi(z=0) = N_L/4\pi d^2 \tag{9}$$

where N_L is the total flux of Ly-c photons in photons s^{-1}.

3. Dimensionless parameters and scalings

Dimensionless parameters constructed from the dimensional problem parameters are a powerful tool to identify major

Table 1. Dimensional quantities in cloud photoionization problem

symbol	parameter	dimens. equation
R	cloud radius	L
n_0	cloud initial H density	L^{-3}
c_n	sound speed in neutral gas	LT^{-1}
c_i	sound speed in ionized gas	LT^{-1}
α	recombination coefficient	L^3T^{-1}
σ	ionization cross-section	L^2
Φ	Ly-c photon flux	$L^{-2}T^{-1}$

regimes of a physical system. Besides, they allow to generate from one computed solution a whole family of solutions to similar physical problems.

We list in Table 1 the dimensional quantities relevant to our problem. It is apparent that none of the dimensional equations involves mass. This is because, once c_n and c_i have been defined, and using Eq. (2), the dynamical equations (5–6) are in a form that involves only proton density n.

The parameters in Table 1 are of two kinds. On one hand, physical constants which we will not vary, that is c_n, c_i, α and σ. On the other hand, parameters that allow us to specify various initial and boundary conditions, that is R, n_0, and Φ. From the latter, one should in principle define three independent dimensionless parameters. We first define an auxiliary parameter, a reference value for the ionized density at the cloud surface. Following previous work on the problem of photoionization of an initially spherical cloud –Oort & Spitzer (1955), Kahn (1969), Dyson (1973), Bertoldi (1989)–, we introduce an effective thickness for the recombination layer, ηR, such that the budget of ionizing photons can be formally written :

$$\Phi = n_i c_i + \eta \alpha n_i^2 R \tag{10}$$

where η ($\simeq 0.2$) is a parameter which can be deduced from an analytic solution of the steady-state problem, n_i is the ionized gas density at the cloud surface, and we assume a normal incidence and a D-critical ionization front (hereafter I-front), i.e. the ratio of the ionized to neutral density is $c_n^2/2c_i^2$ and the velocity of the ionized gas, moving away from the I-front, is c_i in the frame of the latter (a classification of ionization fronts and a description of their properties can be found in Osterbrock (1974) and Spitzer (1978)). The nature of the I-front has been shown by Bertoldi (1989) to be approximately D-critical under a wide range of conditions. The budget of ionizing photons shows that n_i depends only on Φ and the cloud's radius R. We actually use Eq. (10) to define a reference value n_i, and we will use it instead of Φ to quantify the intensity of the incident photon flux in the discussion of the parameter space and analytical models. This reference value is distinct from the local, time-dependent n_i determined by the numerical simulations.

We now define the two following dimensionless parameters :

$$\Delta = n_i/n_0 \tag{11}$$

$$\Gamma = \eta \alpha n_i R/c_i \tag{12}$$

The first parameter, Δ, is related to the overpressure of the ionized gas layer with respect to the undisturbed neutral gas :

$$p_i/p_n = 2(c_i/c_n)^2 \Delta \tag{13}$$

Note that, since the ionized flow is sonic at the cloud surface, the *total* pressure $p_i + \rho_i u_i^2 = 2p_i$. The second parameter, Γ, is the ratio of the number of photons used to balance recombinations to those used to bring neutral matter to the ionized state; equivalently, it can be described as the ratio of the outflow timescale $\eta R/c_i$ of ionized gas to its recombination timescale $1/\alpha n_i$.

We now show that the parameter space, which has *a priori* three dimensions (R, n_0, and Φ or n_i), can be spanned by only two dimensionless parameters Δ and Γ, and one simple scaling. Assume we have at hand the solution for a problem defined by values of R, n_0, and n_i, and therefore of Δ and Γ. Assume we must solve the problem defined by another set of physical variables R', n_0', and n_i', but having the same two dimensionless variables Δ and Γ. Let :

$$k = R'/R \tag{14}$$

Since Γ and Δ have the same value in both problems :

$$n_0' = k^{-1} n_0$$
$$n_i' = k^{-1} n_i$$

and one easily verifies that the following transformation of the solution of the initial problem :

$$\mathbf{r} \longrightarrow k\mathbf{r} \tag{15}$$
$$t \longrightarrow kt \tag{16}$$
$$\mathbf{u} \longrightarrow \mathbf{u} \tag{17}$$
$$n \longrightarrow k^{-1} n \tag{18}$$
$$x \longrightarrow x \tag{19}$$
$$\phi \longrightarrow k^{-1} \phi \tag{20}$$

leaves the equations (5–6, 7–8) invariant.

For a cloud radius R, the physical parameters n_0, Φ, can be expressed as function of Δ and Γ:

$$\Phi = \frac{c_i^2}{\eta \alpha R} \Gamma (1 + \Gamma) \tag{21}$$

$$n_0 = \frac{c_i}{\eta \alpha R} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right) \tag{22}$$

Conversely :

$$\Gamma = \frac{1}{2} \{ -1 + \sqrt{1 + \frac{4\eta\alpha R}{c_i^2} \Phi} \} \tag{23}$$

$$\Delta = \frac{c_i}{2\eta\alpha n_0 R} \{ -1 + \sqrt{1 + \frac{4\eta\alpha R}{c_i^2} \Phi} \} \tag{24}$$

We identify two limiting regimes for the ionizing flux budget :

a) The ionization front, or IF regime, in which the photon flux is consumed mainly in the I-front. This is characterised by $\Gamma \ll 1$

b) The insulating boundary layer, or IBL regime, in which the photon flux is consumed mainly to balance the recombinations in the outflowing gas. This is characterised by $\Gamma \gg 1$.

4. Numerical methods

4.1. Approximations

4.1.1. Explicit versus differential energy equation

As mentioned in Sect. 2.1, we use an explicit form $p(\rho, x)$ for the pressure (and internal energy), rather than solve the corresponding differential equation. This is justified by an examination of the thermal timescale :

$$\tau_{cool} = (3kT)/(2n\Lambda(T)) \tag{25}$$

where $\Lambda(T)$ is the cooling function, of the order of 10^{-26} erg cm^3 s^{-1} for temperatures T of the order of 100K, and small values of the ionized fraction x. The ratio of thermal to cloud's dynamical timescale is therefore of the order of :

$$\begin{aligned}\frac{\tau_{cool}}{\tau_{dyn}} &= 7\,10^{-4}(\frac{T}{100\,\mathrm{K}})(\frac{n}{100\,\mathrm{cm}^{-3}})^{-1}(\frac{\Lambda}{10^{-26}\,\mathrm{erg\,cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}})^{-1} \\ &\times(\frac{u}{1\,\mathrm{km\,s}^{-1}})(\frac{R}{1\,\mathrm{pc}})^{-1} \end{aligned} \tag{26}$$

Therefore, for typical values in the cold neutral gas, the approximation of an instantaneous value $p(\rho, x)$ is justified by a comfortable margin.

A similar equation can be written for the thermal and dynamical timescales in the ouflowing ionized gas :

$$\begin{aligned}\frac{\tau_{cool}}{\tau_{dyn}} &= \frac{3kT}{n\Lambda}\frac{u}{\eta R} \\ &= 0.7(\frac{n}{10\,\mathrm{cm}^{-3}})^{-1}(\frac{\Lambda}{10^{-24}\,\mathrm{erg\,cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}})^{-1} \\ &\times(\frac{u}{10\,\mathrm{km\,s}^{-1}})(\frac{R}{1\,\mathrm{pc}})^{-1} \qquad (27) \\ &= 1.1\,\Gamma^{-1} \qquad (28)\end{aligned}$$

For the ionized gas, the isothermal approximation may fail in the region of parameter space of low values of Γ; however, this will affect only the dynamics of the outflowing ionized gas, and not the boundary conditions at the ionization front (hereafter I-front) which govern the dynamics of the neutral gas.

4.1.2. I-front transition

The ansatz (2) which we introduced in Sect. 2.1 for the equivalent sound speed in the neutral to ionized transition may seem quite arbitrary, except from the desirable feature that it has the proper limiting values for totally neutral or ionized gas. Our numerical treatment therefore cannot claim to describe the details of the thin transition region from neutral to ionized gas. But all the macroscopic dynamical properties of an ionization front, considered as having a negligible thickness with respect to other flow lengthscales, are contained in the mass and momentum conservation equations, coupled with the ionization budget. Our code is built in order to explicitly conserve mass and momentum. We have exploited the freedom in the choice of the analytic form for (2) to ensure a smooth behaviour of the numerical code in the transition region. We have verified that our code delivers the expected solution for a simple 1-D ionization front problem for which an analytic solution is known (see below in Sect. 4.3).

4.2. Algorithms

We choose a time-explicit Eulerian scheme to study the system of equations (3)–(4)–(7)–(8), and use a grid based on cylindrical coordinates, whose axis of symmetry is the direction of propagation of the incident ionizing flux. We deal with a finite difference equations system that we solve using the "Operator Splitting" (Wilson, 1978) : in a first Lagrangian step, we solve the ionization equations; in a second Eulerian part, we compute the axial and then radial advective transfers of mass and momentum. We have checked in our numerical tests (see Sect. 4.3) that the degree of asymmetry introduced by this procedure is negligible.
The models presented in this article were generally computed with a 64 (radial) by 192 (axial) grid. For presentation, we symmetrised the maps on a 128 by 192 grid.
The scalar quantities are located at the center of the cells, and the vector quantities at the interfaces. Free boundary conditions are set at the borders of the grid: fictitious cells are set up just outside the boundary with velocities and all the scalar quantities equal to their interior neighbour; the boundary condition has therefore been arbitrarily set to zero gradients. In all cases, the gas which crosses the boundary, be it ionized or neutral, flows supersonically; the choice of the boundary condition therefore does not influence the interior flow. The grid can be moved in order to follow the displacement of the main body of the globule.

The equations of ionization (7–8) are solved in two steps : first, $\phi(z + dz)$ is propagated across one cell following Eq. 8 :

$$\phi(z + dz) = \phi(z) \cdot \exp(-n\sigma(1 - x)dz)$$

Then x can then be deduced from Eq. 7. Since the characteristic ionization time is small compared with the other timescales, we use a first order *implicit* method, that guarantees stability :

$$x(t + dt) = \frac{\sigma\phi + n\alpha x^2(t) + x(t)/dt}{\sigma\phi + 2n\alpha x(t) + 1/dt}$$

The advective transfers are effected using the Piecewise Linear Method (Van Leer, 1979). We separately transfer the ionized and neutral fractions of the gas. Strong gradients are stabilised by means of a small amount of viscous pressure. The time step dt is limited by the standard Courant condition (Courant, Friedrichs and Lewy, 1967).

4.3. Test problems

4.3.1. Hydrodynamical implosion

We have checked our treatment of the hydrodynamical equations by studying the implosion of an isothermal sphere of cold dense gas (radius R_0) surrounded by a hot ambient medium with a strong overpressure : a compression wave propagates into the sphere while a rarefaction wave expands into the hot gas. P_h and P_c being respectively the pressure of the hot and the cold gas, the sphere overshoots an equilibrium state for which the radius is :

$$R_e = R_0(\frac{P_c}{P_h})^{1/3}$$

before bouncing and re-expanding.

Fig. 1. Implosion of an isothermal sphere : Initial configuration and stage near maximum compression at $t = 0.169\,\mathrm{My}$

We took $n_c = 100\,\mathrm{cm}^{-3}$, $n_h = 10\,\mathrm{cm}^{-3}$, $(P_c/P_h = 20)$ and $R_0 = 0.75\,\mathrm{pc}$.

Figure 1 shows that spherical symmetry is preserved during the implosion phase down to a minimum radius of 0.22 pc –less than 1/3 of the initial radius– despite the use of a cylindrical coordinate grid. In the ensuing evolution, when the ambient gas slows down the re-expansion, Rayleigh-Taylor instabilities destroy the symmetry.

Table 2. List of parameters in the simulation

$d\phi/dt$	$1.6\,10^6\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{My}^{-1}$
σ	$10^{-19}\,\mathrm{cm}^{-2}$
α	$2.7\,10^{-13}\,\mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}$
n_0	$10\,\mathrm{cm}^{-3}$

4.3.2. Steady propagation of an I-front

The treatment of the ionization budget and its coupling to hydrodynamics were tested in the following situation : a box filled with neutral gas of density n_0 is uniformly illuminated through one transparent side by an ionizing flux increasing linearly with time. An I-front propagates at a constant speed in the box, and pushes ahead a thin layer of gas compressed through an isothermal shock in the neutral gas, the ionized gas being in quasi-static equilibrium. Let n_c be the density of this layer, n_i the density of the ionized gas, V_i the velocity of the I-front (very close to the velocity V_c of the shocked gas), V_s the velocity of the shock, and let $\Lambda = \alpha^{-1}(d\phi/dt)$. Once the steady regime is reached :

$$\Lambda = n_i^2 V_i$$

$$n_i = \left(\frac{n_0 \Lambda^2}{c_i^2}\right)^{1/5} \qquad V_i = \left(\frac{\Lambda c_i^4}{n_0^2}\right)^{1/5} \simeq V_c$$

$$n_c = n_0 \left(\frac{\Lambda}{n_i^2 c_n}\right)^2 \qquad V_s = c_n \left(\frac{n_c}{n_0}\right)^{1/2}$$

Table 3 shows that the deviations between numerical and analytical results are at most 6%.

Table 3. Comparison of analytic and numerical results for the plane-parallel photoionization test problem

	analytic	numerical
$n_i(\mathrm{cm}^{-3})$	0.756	0.748
$n_c(\mathrm{cm}^{-3})$	$1.59\,10^2$	$1.69\,10^2$
$V_c(\mathrm{pc\,My}^{-1})$	3.56	3.43
$V_s(\mathrm{pc\,My}^{-1})$	3.79	3.59
$V_i(\mathrm{pc\,My}^{-1})$	3.56	3.43

The robustness of the ansatz (2) with respect to the neutral-ionized transition was tested by varying the ratio between the grid size and the photon mean free path.

Different test cases have shown the code to behave satisfactorily for values of $n_0\sigma\delta z$ up to $5\,10^4$, beyond which oscillations develop behind the I-front. Therefore, our code is able to behave reasonably even when the I-front is severely under-resolved.

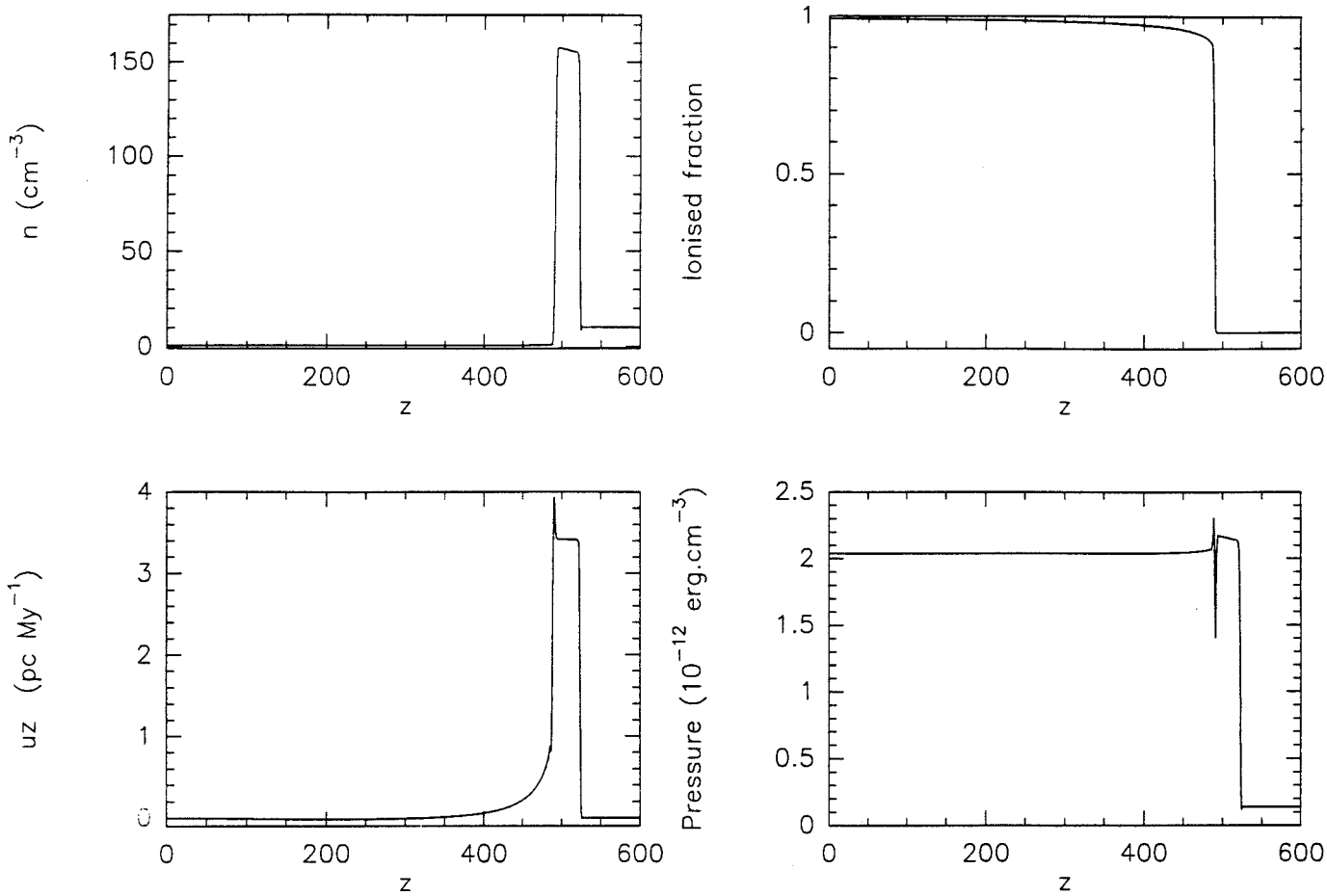


Fig. 2. Steady propagation of an ionization front in a box : profiles of density n, ionized fraction x, axial velocity uz and pressure P. One can see from left to right : the ionized region in quasi-hydrostatic equilibrium, the layer of compressed neutral gas, in quasi pressure equilibrium with the ionized gas, and the region of neutral gas at rest.

5. Results and Discussion

This section is organized as follows. We first discuss the initial properties and gross evolution of clouds in the dimensionless parameter space that was introduced earlier in Sect. 3. Then we concentrate on model 2 ($\Delta = 10^{-1}$ $\Gamma = 10$). We consider separately the collapse phase and the cometary phase : for each of these, we first describe the numerical results, and then derive analytical results and cross-check them with the simulation. We then briefly describe the other three models. The last three subsections are devoted to a discussion of the respective roles of instabilities, magnetic field, and gravity.

5.1. Parameter space

At least in the first stages of the collapse, the cloud can be described by an effective radius $r(t)$, essentially the radius of the cross-section to the UV photon flux. We generalize Eq. (23)-(24) and define the dimensionless parameters δ and γ relevant to the instantaneous state of the cloud :

$$\gamma(r) = \frac{1}{2}\{-1+\sqrt{1+4\left(\frac{r}{R}\right)\Gamma(1+\Gamma)}\} \qquad (29)$$
$$\gamma(R) = \Gamma$$

$$\delta(r) = \left(\frac{R}{r}\right)\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)\gamma(r) \qquad (30)$$
$$\delta(R) = \Delta$$

The parameter space is described by the $(\delta-\gamma)$ plane. (see Fig. 3). In this plane, the point representative of the state of the cloud moves along the curve $\delta(1+\gamma) = \Phi/n_0 c_i$, towards increasing values of δ and decreasing values of γ. This can be understood as follows : as the cloud's radius shrinks, the second term on the right hand side of Eq. (10) decreases, and n_i adjusts itself by an increase, thus increasing the first term on the right hand side, corresponding to an increase of the overpressure δ and a decrease of the relative contribution γ of recombinations to the ionization budget. If and when this evolution brings the cloud from the IBL into the IF regime, there is no further increase in the overpressure, since the ionized gas density at the surface of the cloud is directly determined by the incident flux : $\Phi = n_i c_i$. One should also note that $\delta(r)$ (apart from the factor $2(c_i/c_n)^2$) being the overpressure at the surface of the cloud *relative to the initial state of the cloud*, this parameter is meaningful only during the initial collapse phase, until the shock has crossed the whole cloud.

We first eliminate the region of parameter space where the cloud is initially transparent to Ly-α flux. Let $\tau_0 = n_0\sigma R$ the

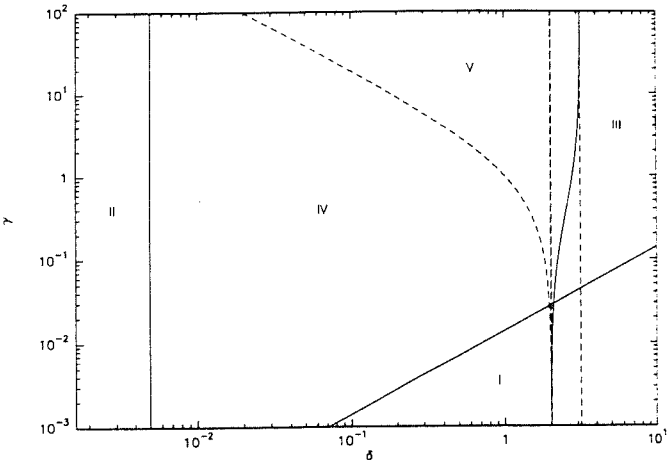


Fig. 3. Parameter space : the physically interesting area is limited by solid lines; dashed lines delineate physically different regimes

initial opacity of the cloud :

$$\tau_0 = \frac{\sigma c_i}{\eta\alpha}\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) \simeq 71.4\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) \tag{31}$$

Therefore, the cloud is transparent to UV photons in the initial stage of its evolution when $(\Gamma/\Delta) \leq 1.4\,10^{-2}$. This defines region I.

Outside region I the optical thickness of a cloud to UV photons increases as it is compressed; it will become transparent only when it has almost completely evaporated.

Below $\delta \leq c_n^2/2c_i^2$ is region II : the pressure of the ionized gas is too small to compress the gas; there is no noticeable dynamical effect.

In region III, the cloud is entirely photo-ionized by an R-weak I-front; the I-front propagates supersonically with respect to the neutral gas at rest : the cloud is permeated by an *ionization flash*. This region is asymptotically limited by the straight lines $\delta = 2$ ($\gamma \ll 1$) and $\delta = \sqrt{10}$ ($\gamma \gg 1$).

In region IV, the whole evolution is governed by the propagation of a D-critical I-front preceded by an isothermal shock.

Initial conditions (Δ, Γ) above the limit $\delta(1+\gamma) = 2$, region V, result in an I-front of type w-R. It subsequently becomes D-critical due to the growing importance of the recombination layer.

In the following, we concentrate on regions IV and V. We have used our numerical code to study the evolution of four models. The global properties of their initial states are listed in Table 4.

Gravity is deliberately not included in our simulations. This point is further discussed in Sect. 5.9.

5.2. Collapse phase : simulation (model 2)

Figure 4a shows an early stage of the evolution, at $t = 0.036$ My. An isothermal shock progresses into the forward hemisphere of the cloud, leaving behind a thin layer of compressed neutral gas. The ionized gas flows out approximately radially from the ionization front, accelerating into the radial density gradient. The interaction of this outflow with the ambient gas creates two shocks facing away from each other; the inner one is still barely visible in the lower corners of the figure.

Table 4. Parameters of models studied in numerical simulations

	Δ	Γ	n_0 (cm^{-3})	Φ ($cm^{-2}\,s^{-1}$)	R (pc)	M ($M_\odot$)
1	10^{-1}	10^{-1}	15.5	$2.18\,10^6$	0.5	0.2
2	10^{-1}	10	1550	$2.18\,10^9$	0.5	20
3	1	10^{-1}	1.55	$2.18\,10^6$	0.5	0.02
4	1	10	155	$2.18\,10^9$	0.5	2

At time $t = 0.126$ My a dense core has formed on the axis near the center of the initial cloud (Fig. 4b), while the compressed layer continues to progress into the rear half of the quiescent cloud. Small "ears" start to develop where the compressed layer meets the rear edge of the initial cloud contour.

At time $t = 0.183$ My, the compressed layer has almost entirely collapsed onto the axis of symmetry (Fig. 4c), extending the dense core previously mentioned in the direction of positive z, while the "ears", now well developed, also converge towards the axis on the rear of the cloud.

The evolution of the cloud's mass versus time is plotted on figure 5. During the collapse phase, $\dot{M}_{coll} \simeq 21\,M_\odot\,My^{-1}$.

The core is completely formed at $t = 0.183$ My. Setting a lower limit of $2.0\,10^4\,cm^{-3}$ for the core density (more than ten times the initial gas density), one finds that most of the mass (80%) is contained within the core ($13\,M_\odot$ vs $15.3\,M_\odot$).

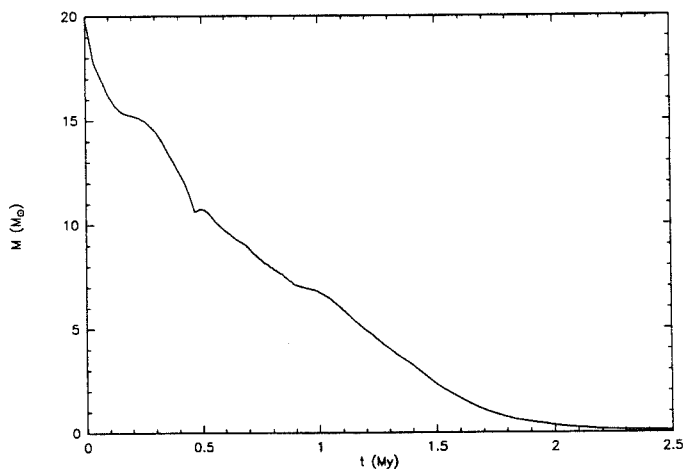


Fig. 5. Model 2 : Evolution of the cloud's mass vs time. The collapse phase, characterised by a steep mass loss rate, lasts until $t \simeq 0.2$ My. Between 0.2 and 0.45 My, the cloud undergoes its first reexpansion. Afterwards, during the transient phase, the diameter of the cloud remains approximately constant : the mass loss rate and the slope of the curve are constant. There is no clear separation between the transient and the cometary phase which begins at $t \simeq 1.30$ My.

5.3. Collapse phase : analytical results

5.3.1. Morphology of collapse phase

Simple considerations allow to explain the main features of the evolution. We return to the early evolutionary stage. The overpressure of the ionized gas drives into the quiescent cloud

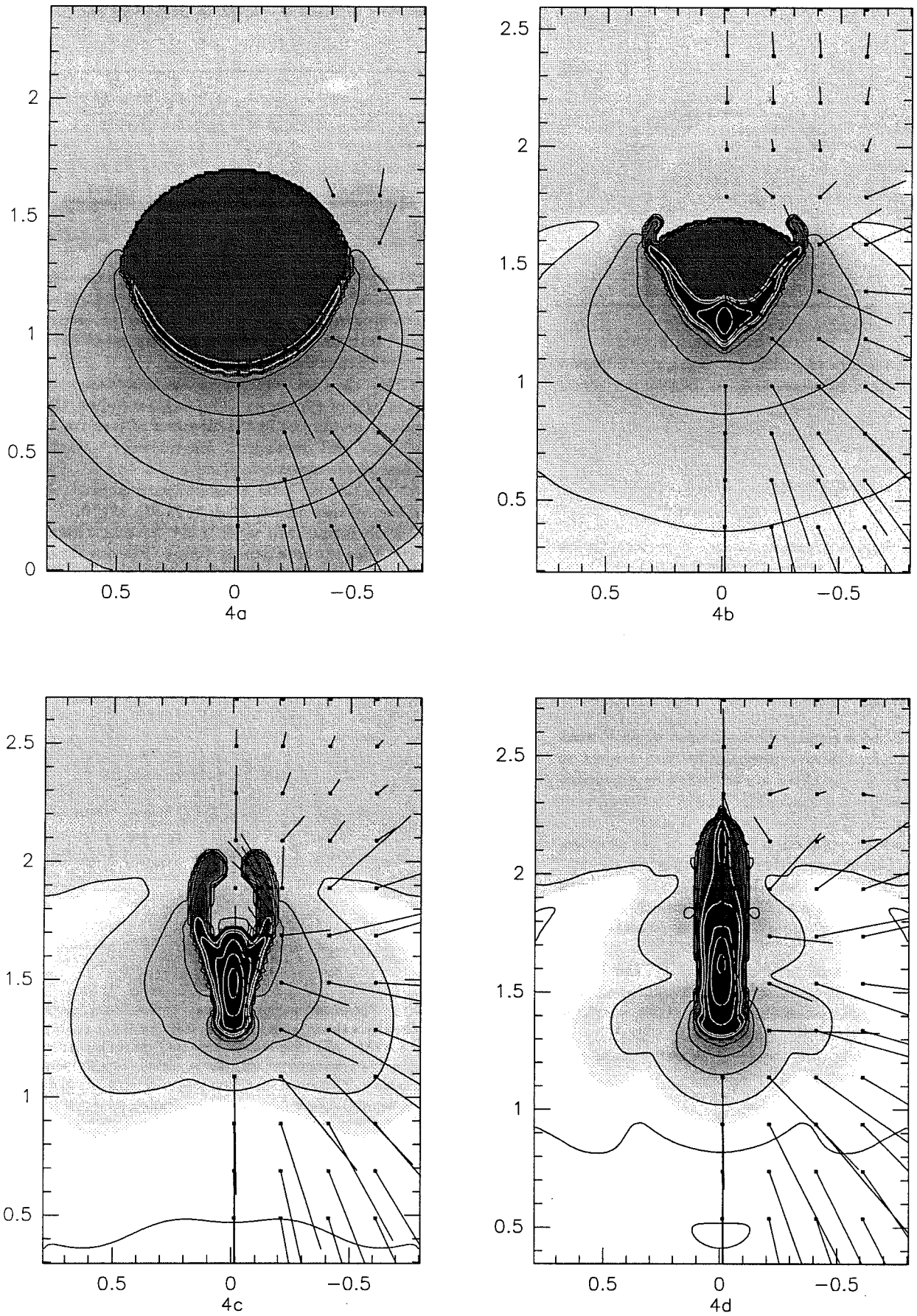


Fig. 4. Model 2 : Evolution from the early stages of collapse to the maximum compression stage. The ionizing flux shines from the bottom of the page.
Snapshots are displayed from left to right and top to bottom : $t = 0.036$ My (a), 0.126 My (b), qui est initialement hémisphérique. Density contours are spaced by $\Delta \log \rho = 0.5$. Coordinates are in pc. Velocities are represented by vectors of length $u\delta t$, with the scaling time $\delta t = 0.02$ My

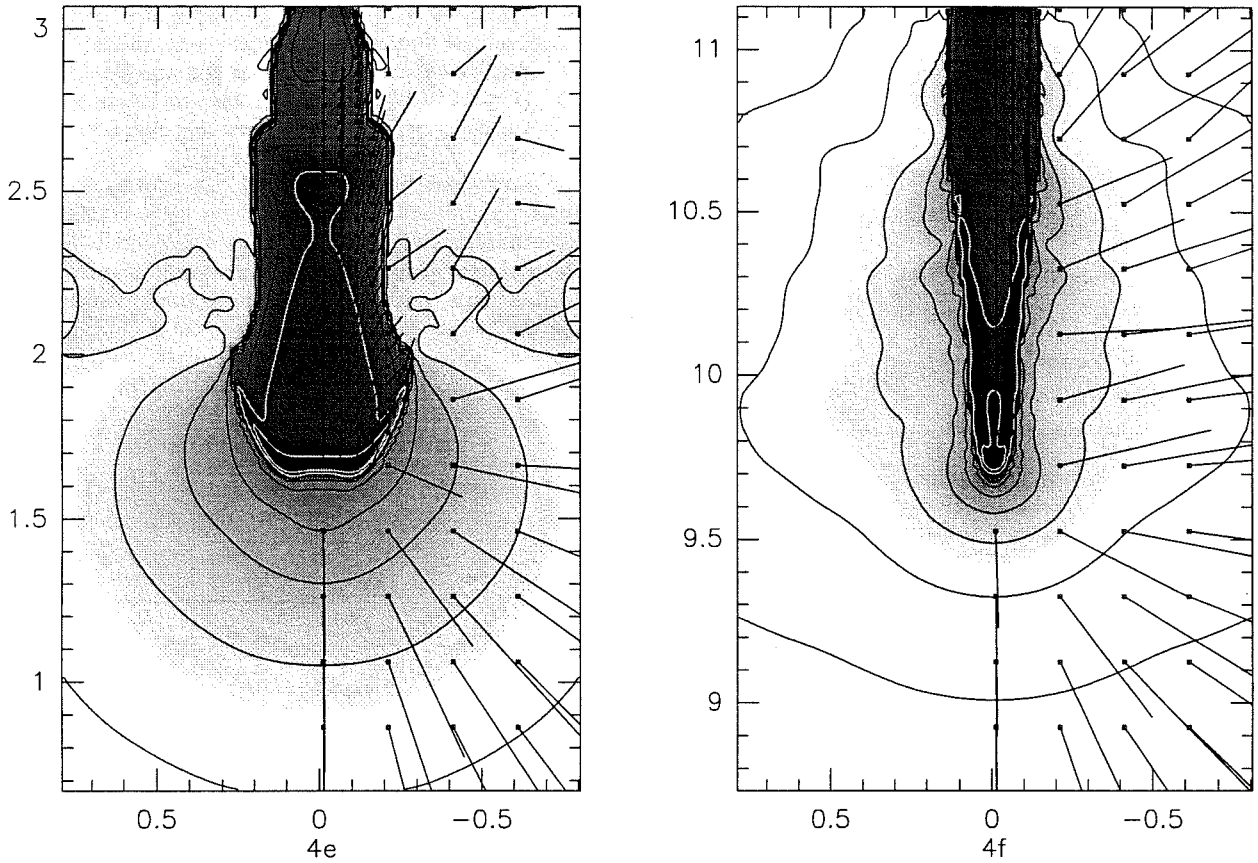


Fig. 4. Model 2 : Reexpansion stage ($t = 0.37$ My (e)) and cometary phase ($t = 1.30$ My (f))

a layer of compressed neutral gas, which, initially, has a hemispherical shape. The density of ionized gas at the surface point at an angle θ from the axis (see Fig. 6), is approximately given by :

$$n_i(\theta) = n_i(0)(cos(\theta))^{1/2} \quad (32)$$

$$n_i(0) = (\Phi/\eta\alpha R)^{1/2} \quad (33)$$

These equations are valid for the IBL regime ($\Gamma = 10$); a $\cos(\theta)$ dependence would prevail in the $\Gamma \ll 1$ case. The compressed layer is driven by the overpressure, and its velocity is approximately given by :

$$u_c(\theta) = u_c(0)(cos(\theta))^{1/4} \quad (34)$$

$$u_c(0) = c_i(2n_i(0)/n_0)^{1/2} \quad (35)$$

$$= c_i(2\Delta)^{1/2}$$

In the IF regime, the velocity would vary like $\cos(\theta)^{1/2}$. The velocity of the compressed layer on the axis at $t = 0.036$ My is found to be $u_c = 5.7$ pc My^{-1}, in good agreement with the analytical result of Eq. (35) : 5.8 pc My^{-1}.

The characteristic time for an element of compressed gas to reach the center, $t_{\rm coll} = R/u_c(\theta)$, varies little near the axis. Therefore, a significant fraction of the mass will collapse to a small dense core almost simultaneously, in a time $t_{\rm coll} \simeq 9\,10^{-2}$ My.

Next, note that $t_{\rm coll}$ increases with θ; therefore, the collapse of the peripheral parts of the compressed shell will lag behind that of the central parts. The faster progression of the central parts of the shell with respect to the peripheral parts causes the collapse to deviate from spherical symmetry, and the normal to a surface element points behind the center of the original cloud. As the collapse progresses, further momentum gain (from the ionized gas pressure) is along the normal. Therefore, the peripheral parts of the cloud collapse on the axis, but behind the center of the original cloud, leading to the formation of an elongated dense core. This elongated core is formed in a time which is approximately twice the time of the initial core formation, $t \simeq 2 \cdot t_{\rm coll}$.

For the outermost parts of the cloud ($\theta \simeq \pi/2$), this change of the direction of velocity is so pronounced that their trajectory intersects the rear side of the cloud before collapsing onto the z-axis. When such an element of compressed shell reaches the rear surface of the cloud, the pressure of the ionized gas is no longer balanced by the ρu^2 ram pressure of the quiescent gas (in the frame of the compressed shell), and it is strongly accelerated : this is the origin of the "ears".

Fig. 6. Configuration of the cloud at the beginning of the collapse. The illumination is parallel to the axis; at each point of the surface, it makes an angle θ with the normal direction. Deviation from spherical symmetry causes normal lines to point farther away on the cloud's axis when θ increases. The initial (spherical) surface is traced by a dashed contour.

5.3.2. Duration and mass loss

During the collapse phase, the mass loss rate and the variation of the mean radius r with time are approximately given by :

$$-\frac{1}{\mu}\dot{M} = 10.4\left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{1/2}\left(\frac{r}{1\,\mathrm{pc}}\right)^{3/2} M_\odot\,\mathrm{My}^{-1} \quad (36)$$

$$-\frac{dr}{dt} \simeq c_i\sqrt{2\delta} \simeq c_i\sqrt{2\Delta}\left(\frac{R}{r}\right)^{1/4} \quad (37)$$

where μ is the mean molecular weight.

Taking $< r > \simeq R/2$, we obtain from Eq. (36), $\dot{M}_{\mathrm{coll}} \simeq 18\,M_\odot\,\mathrm{My}^{-1}$, close to the $21\,M_\odot\,\mathrm{My}^{-1}$ found in the numerical simulation of the collapse phase.

Similar results for the mass loss and the velocity were obtained in a different form by Bertoldi (1989).

In the IF regime, the previous relations become :

$$-\frac{1}{\mu}\dot{M} = 7.9\left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)\left(\frac{r}{1\,\mathrm{pc}}\right)^2 M_\odot\,\mathrm{My}^{-1} \quad (38)$$

$$-\frac{dr}{dt} \simeq c_i\sqrt{2\Delta} \quad (39)$$

We take $1/\sqrt{2\Delta}(R/c_i)$ as estimate of the collapse time; the mass evaporated during the core formation is therefore :

$$\frac{\Delta M}{M} \equiv 1 - f \quad (40)$$

$$= \frac{2}{11}\sqrt{2\Delta} \quad (41)$$

In the IF regime, the corresponding expression is :

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{8}\sqrt{2\Delta} \quad (42)$$

Our analysis shows that the main properties of the cloud in the collapse are determined by Δ and are quite insensitive to (c_i/c_n), therefore to the temperature of the cold neutral gas. This is because during the collapse phase, the dynamics of the cold gas are dominated by ram pressure (ρu^2) terms.

5.4. Cometary phase : simulation (model 2)

When the compressed gas first converges to the axis, the cloud overshoots the compression corresponding to the equilibrium state : Figure 4d ($t = 0.210$ My) shows the state of maximum compression. Figure 4e ($t = 0.37$ My) shows the cloud near maximum re-expansion. Re-compression occurs through the formation of a compressed layer pushed by the ionized gas, like in the initial collapse phase. The cloud also gains further axial momentum through this process. It then undergoes a series of radial oscillations with decreasing amplitude. Figure 7 shows the evolution with time of "radial momentum" defined as $1/2\pi \int \rho_n u_r d^3v$

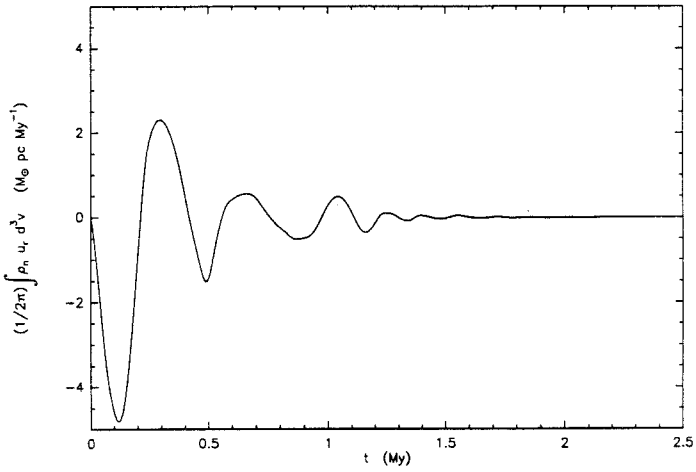


Fig. 7. Model 2 : Evolution of the cloud's "radial momentum" vs time. The amplitude of oscillations decreases with time and is negligible in the cometary phase ($t \geq 1.30$ My).

In this transient phase ($t = 0.6 - 1$ My), the maximum radial dimension of the globule remains approximately constant : $r = 0.2$ pc; the mass of the globule decreases *roughly* linearly with time and $\dot{M} = 9\,M_\odot\,\mathrm{My}^{-1}$ (see Fig. 5), while Eq. (36) provides an estimate of $\dot{M} = 13\,M_\odot\,\mathrm{My}^{-1}$.
At $t = 1.30$ My (Fig. 4f) the cloud, now cometary shaped, has nearly reached a quasi-equilibrium state. The mass is now $4.0 M_\odot$ and $f = 0.22$.
As the cloud evaporates and accelerates away, its radius decreases. Ultimately, the cloud is entirely ionized for $t \geq 2.7$ My.

5.5. Cometary phase : analytical results

In the cometary phase the cloud tends to a quasi-equilibrium state, in which a cometary head is confined by the pressure of the ionized gas and shields the comet tail from the photon flux. That quasi-equilibrium state satisfies the following conditions :
a) the cloud structure is stationary in an accelerated frame
b) the gas follows an hydrostatic stratification
c) the gas density and the incident photon flux allow a direct transition at every surface point from the interior medium to the ionized gas through a critical-D ionization front without an intervening shock-compressed layer.
A simple argument allows to derive an approximate analytic expression for the radius R_e of the cometary head in the quasi-equilibrium phase. Qualitatively, the decrease in the interior pressure due to hydrostatic stratification as one moves away

from the head is balanced by the obliquity of the illumination by UV photons. An exact calculation of the cloud shape can be found in Bertoldi and McKee (1990). An approximate value for R_e can be found as follows. A point on the surface located R_e away from the cloud head in the axial direction sees an I-front pressure an order of magnitude smaller than at the head, because of the obliquity of the photon flux. In order to satisfy condition c) above, there must be a matching decrease in the interior pressure. The latter one varies over the hydrostatic lengthscale $H = c_n^2/g$, where $g \simeq 2\pi\rho_i c_i^2 R_e^2/M_e$ is the acceleration received from the ionized gas. Therefore :

$$R_e \simeq H \tag{43}$$

Hence we infer the implicit relation between R_e and $\gamma(R_e)$

$$R_e = \left(\frac{fM}{2\pi m_H}\right)\left(\frac{c_n}{c_i}\right)\left(\frac{\eta\alpha}{c_i}\right)^{1/2}\gamma^{-1/2} \tag{44}$$

In contrast to the discussion of Sect. 3, the cloud's radius is no longer a free parameter, but is determined by Eq. (44). Therefore, the parameter space has one less dimension. In dimensional variables, this corresponds to the fact that, for fixed Φ, all clouds having the same mass reach the same equilibrium radius, independent of their initial radius. The only remaining dimensionless parameter is γ.

In the IBL regime, and for molecular gas of standard composition (mean molecular weight $\mu = 2.36$), different from the pure atomic hydrogen assumed in the numerical simulations, we obtain from Eq.(44) :

$$\left(\frac{R_e}{1\,\mathrm{pc}}\right) = 0.078\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right)^{2/5}\left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/5} \times\left(\frac{T_\mathrm{n}}{100K}\right)^{2/5} \tag{45}$$

We can also derive the following :

$$\left(\frac{R_e}{R}\right) = \left(\frac{2f}{3}\right)^{2/5}\left(\frac{c_n}{c_i}\right)^{4/5}\Delta^{-2/5} \tag{46}$$

which shows, not surprisingly, that the ratio R_e/R is only a function of the initial compression ratio $2(c_i/c_n)^2\Delta$. From Fig. 4, we get $R_e \simeq 0.065$ pc, in agreement with Eq. (46) which predicts $R_e = 0.070$ pc.

In the IF regime, we have the similar relations :

$$\left(\frac{R_e}{R}\right) = \left(\frac{2f}{3}\right)^{1/3}\left(\frac{c_n}{c_i}\right)^{2/3}\Delta^{-1/3} \tag{47}$$

$$\left(\frac{R_e}{1\,\mathrm{pc}}\right) = 0.113\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right)^{1/3}\left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/3} \times\left(\frac{T_\mathrm{n}}{100K}\right)^{1/3} \tag{48}$$

Using Eq.(41-36), we can estimate the lifetime t_com of the globule in the cometary phase :

$$t_\mathrm{com} = fM/|\dot{M}(R_e)|$$
$$t_\mathrm{com} = 1.28\left(\frac{R}{c_i}\right)\left(\frac{c_i}{c_n}\right)^{6/5}\Delta^{-2/5}\left(1-\frac{2}{11}\sqrt{2\Delta}\right)^{2/5} \tag{49}$$

which in the present case gives $t_\mathrm{com} \simeq 3$ My, in good agreement with our simulations.

$$\left(\frac{t_\mathrm{com}}{1\,\mathrm{My}}\right) = 3.6\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right)^{2/5}\left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/5} \times\left(\frac{T_\mathrm{n}}{100K}\right)^{-3/5} \tag{50}$$

In the IF regime, the previous relations become :

$$t_\mathrm{com} = 1.75\left(\frac{R}{c_i}\right)\left(\frac{c_i}{c_n}\right)^{4/3}\Delta^{-1/3}\left(1-\frac{1}{8}\sqrt{2\Delta}\right)^{1/3} \tag{51}$$

$$\left(\frac{t_\mathrm{com}}{1\,\mathrm{My}}\right) = 6.5\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right)^{1/3}\left(\frac{\Phi}{10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1/3} \times\left(\frac{T_\mathrm{n}}{100K}\right)^{-2/3} \tag{52}$$

Simulations show that a succession of phases of compression and re-expansion persists during a transition period whose duration is $t_{trans} \simeq 10\,t_\mathrm{coll}$.
The ratio of the transient to the cometary phase lifetimes results, in the IBL regime, as :

$$\frac{t_\mathrm{trans}}{t_\mathrm{com}} = 5.5\left(\frac{c_i}{c_n}\right)^{-6/5}\Delta^{-1/10}\left(1-\frac{2}{11}\sqrt{2\Delta}\right)^{-2/5} \simeq 0.23\left(\frac{T_\mathrm{n}}{100K}\right)^{3/5}\Delta^{-1/10} \tag{53}$$

using the weak dependence of $t_\mathrm{com}/t_\mathrm{coll}$ on f.

In the IF regime :

$$\frac{t_\mathrm{trans}}{t_\mathrm{com}} = 4.0\left(\frac{c_i}{c_n}\right)^{-4/3}\Delta^{-1/6}\left(1-\frac{1}{8}\sqrt{2\Delta}\right)^{-1/3} \simeq 0.12\left(\frac{T_\mathrm{n}}{100K}\right)^{2/3}\Delta^{-1/6} \tag{54}$$

The lifetime of the cometary phase depends only weakly on Δ, and so does the ratio $t_\mathrm{trans}/t_\mathrm{com}$. Given the values of this ratio, both in the IBL and the IF regime, one concludes that *although it appears unlikely to observe a globule in the initial collapse phase, there is a non-negligible chance to observe a globule in the transient phase with the characteristic kinematical signature of shock waves* (see below Sect. 6.3).
In contrast with the collapse phase, the properties of the cloud during the cometary phase *do* depend on the actual value of c_n. The value adopted for c_n in the numerical simulations implies that they underestimate the lifetime in the cometary phase. This remark does not affect our analytical estimates.
Besides, in a realistic situation, gravity, star formation, and time variations of the UV flux will affect the globule's evolution.

5.6. Other models

5.6.1. Model 4 : $\Delta = 1$ $\Gamma = 10$

At the beginning of the collapse phase, the ionized gas behind the ionization front moves towards the cloud, that is characteristic of a R-weak I-front. Progressively, the I-front slows down and becomes D-critical. The subsequent evolution is similar to the one of case 2.

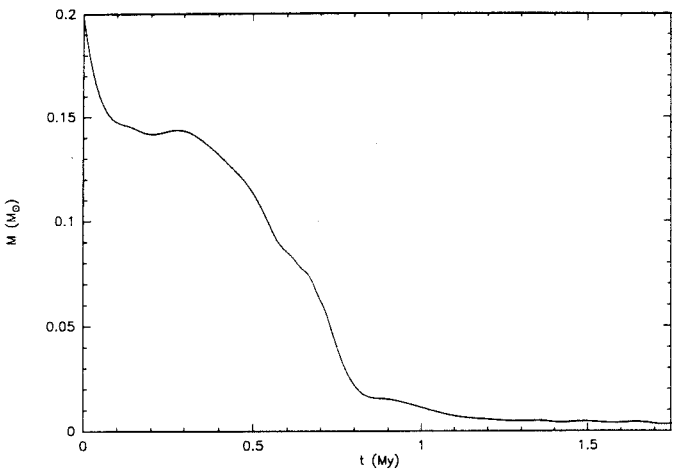


Fig. 8. Model 1 : Evolution of the cloud's mass vs time. This curve shows the 3 phases in globule's evolution : collapse ($t \leq 0.2$ My), transient, and cometary phase ($t \geq 0.9$ My). Most of the mass has been evaporated in the transient phase because of instabilities in the I-front.

5.6.2. Model 1 : $\Delta = 10^{-1}$ $\Gamma = 10^{-1}$

This model, (like model 3 below) is remarkable mainly by the occurrence of instabilities in the I-front. These instabilities appear at the head of the globule, after the collapse phase. They result in a marked enhancement of the mass loss rate between 0.3 My and 0.8 My (see Fig. 9). A small fraction of the initial mass survives as a quasi-stationary cometary globule. The instabilities are analysed in Sect. 5.7.

5.6.3. Model 3 : $\Delta = 1$ $\Gamma = 10^{-1}$

The global evolution of the cloud is similar to and even more drastic than in case 1. The mass loss due to the instabilities is too large to enable the cloud to reach a quasi-equilibrium state. It ends completely ionized.

5.7. Instabilities

To analyse the stability of the globule in the cometary, quasi-stationary regime, we consider separately scales which are either small or large with respect to the effective thickness ηR of the ionized gas layer.

5.7.1. Small scales

Capriotti (1973) analysed the stability of a plane-parallel D-critical I-front with a gravity (real or apparent) in the front rest frame. In his analysis, for the unperturbed state, the ionized gas density is uniform. The conditions of Capriotti's analysis are approximately met when the perturbation wavelength satisfies : $\lambda \ll \eta R < R$. Capriotti showed that the condition for small-scale perturbations of a D-critical I-front to be unstable is :

$$g\,\tau_{\rm rec} > 2\frac{n_i}{n_c}c_i \tag{55}$$

where n_c is the density of the neutral gas ahead of the I-front. Using :

$$g \simeq \frac{1}{M}2\pi\rho_i c_i^2 r^2$$

$$M \simeq \frac{4\pi}{3}\rho_c r^3$$

$$\tau_{\rm rec} \simeq 1/\alpha n_i$$

the criterion of Capriotti can be reformulated as :

$$\frac{\alpha n_i r}{c_i} \lesssim 1 \tag{56}$$

$$\gamma \lesssim 1 \tag{57}$$

For a cloud in the cometary stage, the previous condition is achieved for :

$$\log\left(\frac{M_e}{M_\odot}\right) \lesssim 2.42 - 2\log\left(\frac{\Phi}{10^7\ {\rm cm}^{-2}\ {\rm s}^{-1}}\right) - \log\left(\frac{T_{\rm n}}{100K}\right) \tag{58}$$

Therefore, in the IF regime, the small-scale perturbations are unstable. This can be understood from a simple physical argument. When recombinations are negligible, the flux incident on the front is not perturbed. Therefore, the static and dynamic pressure terms on the downstream side of the I-front are constant, and so is the (dominant) static pressure of the neutral gas at the I-front boundary. Under the presence of gravity g, this is just the condition for simple Rayleigh-Taylor instability.

5.7.2. Large-scale perturbations

When the wavelength λ of the perturbation is larger than ηR, one of the working hypotheses of Capriotti's analysis breaks down. We propose below an approximate analysis for scales λ which are in the range $\eta R < \lambda \lesssim R$. Admittedly, since $\eta \approx 0.2$, our analysis is only approximate for a restricted range.

In the regime $\gamma < 1$, as explained above, we have again a simple Rayleigh-Taylor instability : all scales are unstable.

In the recombination-dominated regime, $\gamma > 1$, the properties of the I-front and its associated ionized gas layer adjust *locally* to deformations of the cloud surface, in particular to the pressure in the neutral gas just inside the I-front. This can be described by an effective surface tension Π, following Chièze & Lazareff (1980) :

$$\Pi = \frac{1}{2}\frac{\partial P_c}{\partial(1/r)} \tag{59}$$

where P_c is the pressure of the neutral gas. The effective surface tension in the recombination-dominated regime can be expressed as :

$$\Pi = \frac{1}{2}\rho_i c_i^2 r \tag{60}$$

These approximations enable us to apply the analysis of the Rayleigh-Taylor instability (Chandrasekhar,1961). The smallest unstable wavelength results as :

$$\lambda_{\rm min} \simeq \frac{2\pi}{\sqrt{3}}r \tag{61}$$

This rough analysis shows that the smallest unstable wavelength is of the order of $2r$.

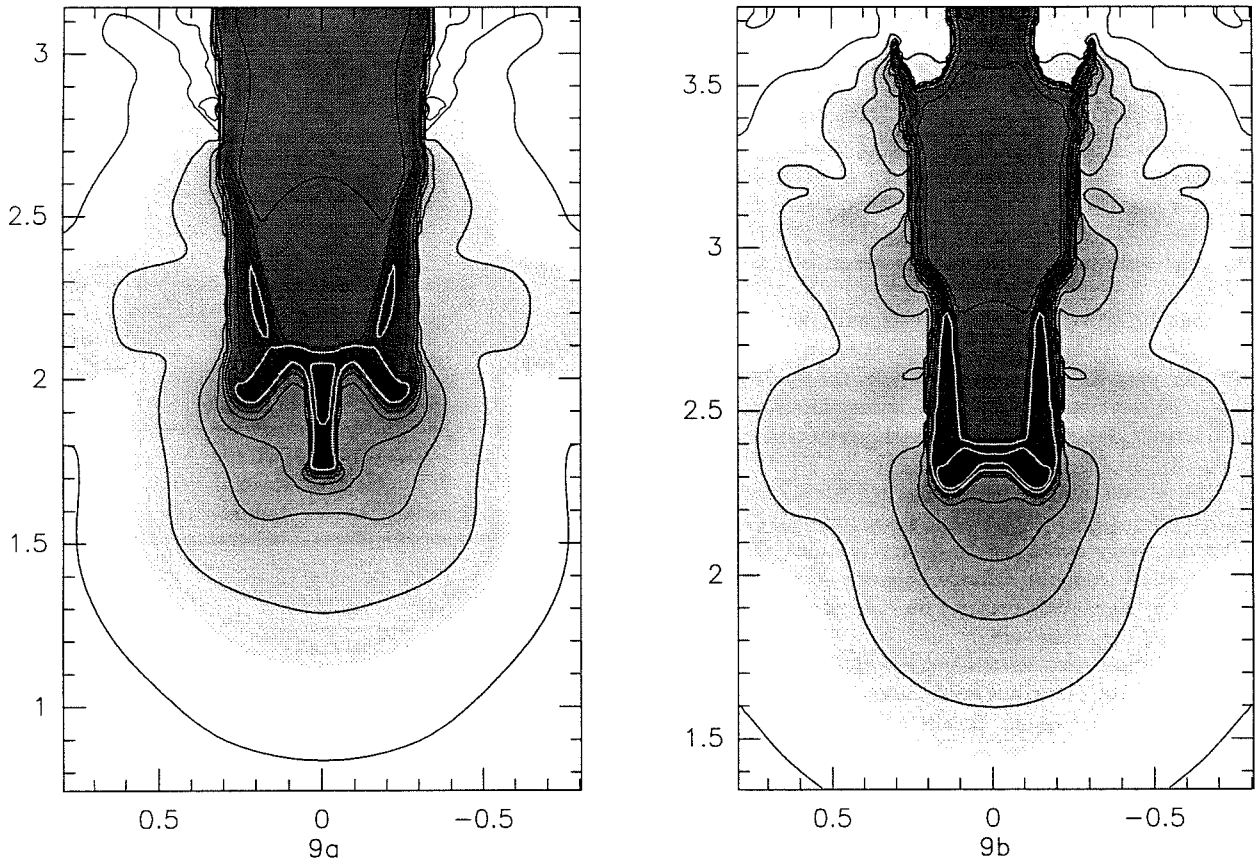


Fig. 9. a : Small scale instabilities in the cometary phase at $t = 0.57\,\mathrm{My}$ in model 1. $\gamma \simeq 5.10^{-3} - 10^{-2}$ when the instability begins to grow. Small wavelength modes also develop near the axis.
b : Large scale instabilities in the cometary phase at $t = 0.47\,\mathrm{My}$ in model 2. $\gamma \simeq 2$ when the instability begins to grow. The dominant mode corresponds to $\lambda \simeq 2r$.

The results of our analysis are summarised as follows :
When recombinations are not dominant, $\gamma < 1$, all scales are unstable during the cometary phase.
When recombinations are dominant, only scales comparable to the cloud diameter are unstable.
This is illustrated on Fig.9 by the morphology of two globules in the cometary phase, having respective values $\gamma = 10^{-2}$, and $\gamma = 2$, when instabilities start to grow.

5.8. Influence of a non-thermal pressure

In most astrophysical situations, a *non-thermal* pressure, of turbulent or magnetic origin, contributes to support molecular clouds against collapse, the kinetic pressure being by far insufficient.
We argue in Sect. 6 below that magnetic pressure is the dominant support mechanism. A rigorous treatment of the effects of the magnetic field requires complex calculations, generally with numerical methods. Bertoldi (1989) gives approximate analytic results for simple configurations of a large-scale magnetic field. Here we assume the magnetic field to be tangled on small scales, and we restrict our discussion to the cometary phase, which we have shown in Sect. 5.5 to be the most likely to be observed.

In order to take into account this non-thermal pressure we define the ratio β of the non-thermal to thermal pressure : $P_{\mathrm{nt}} = \beta P_{\mathrm{kin}}$. If the cloud is supported by a magnetic field, we obtain for constant β the empirical law of Heiles $B^2/\rho = 8\pi\beta c_{\mathrm{n}}^2$. The hydrostatic lengthscale in the globule becomes : $H = (1+\beta)c_{\mathrm{n}}^2/g$.

Both the equilibrium radius and the lifetime of the cometary globule are modified :
in the IBL regime

$$R_{\mathrm{nt}} = R_{\mathrm{e}} \cdot (1+\beta)^{2/5} \tag{62}$$

$$t_{\mathrm{nt}} = t_{\mathrm{com}} \cdot (1+\beta)^{-3/5} \tag{63}$$

in the IF regime :

$$R_{\mathrm{nt}} = R_{\mathrm{e}} \cdot (1+\beta)^{1/3} \tag{64}$$

$$t_{\mathrm{nt}} = t_{\mathrm{com}} \cdot (1+\beta)^{-2/3} \tag{65}$$

The magnetic pressure increases the value of the cometary radius, as a consequence of an extra support against the pressure of the ionized gas. As the mass loss rate depends only on the incident flux Φ and on the illuminated surface of the cloud, $\dot{M}$ increases and the lifetime of the cometary globule decreases.

5.9. Gravity

For all the cases we have studied, gravity appears negligible, and was deliberately ignored. In Sect. 3, we showed that any photoionization problem is fully characterised by the knowledge of the two dimensionless parameters (Δ, Γ) and the cloud's radius R; this one determines the importance of gravitation. Thus, to each set (Δ, Γ) correspond two classes of clouds, according to whether they are self-gravitating or not. In the latter case, their evolution can be properly described by our code.
However, the fact that IRAS sources and bipolar outflows in CG's are very often found at the edge of clouds strongly suggests that gravity can play an active role even in the early stages of evolution. The next step to describe better the evolution of a photo-ionized globule is to incorporate gravitation in our code.

Nevertheless, the results of our modelling enable us to study the gravitational stability of globules in the cometary phase, which is the necessary condition to detect globules at this stage : stability results from the balance between thermal pressure (and eventually magnetic pressure) on one side, and gravity and ionization on the other side.

We first consider the case of a thermally supported cloud.

The cloud is stable if its mass is lower than the Ebert-Bonnor mass associated to the globule, that is :

$$M_e \lesssim M_{\rm BE} \simeq 1.18\, c_{\rm n}^4 \cdot \left(G^3 P_e\right)^{-1/2} \tag{66}$$

where P_e is the external pressure at the surface of the cloud, $P_e \simeq 2\rho_{\rm i} c_{\rm i}^2$.

Using Eq.(45)–(48) the condition for gravitational stability is, respectively in the IBL and in the IF regime :

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) \leq 1.69 - \frac{1}{3}\log(\frac{\Phi}{10^7\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}}) + \frac{7}{3}\log(\frac{T_{\rm n}}{100K}) \tag{67}$$

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) \leq 1.77 - \frac{1}{2}\log(\frac{\Phi}{10^7\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}}) + 2\log(\frac{T_{\rm n}}{100K}) \tag{68}$$

The transition between the two ionization regimes is given by :

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) = 2.42 - 2\log(\frac{\Phi}{10^7\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}}) + \log(\frac{T_{\rm n}}{100K}) \tag{69}$$

For a magnetically supported cloud ($\beta \gg 1$), the criterion of gravitational stability is given by : $M \leq 0.12\, G^{-1/2} F$ (Spitzer, 1978), where $F \simeq \pi B R_e^2$ is the magnetic flux threading the cloud. Expressing the magnetic field B as a function of β, the condition reads respectively for the IBL and the IF regime :

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) \leq 1.21 - \frac{1}{3}\log(\frac{\Phi}{10^7\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}}) + \frac{7}{3}\log(\frac{\beta T_{\rm n}}{100K}) \tag{70}$$

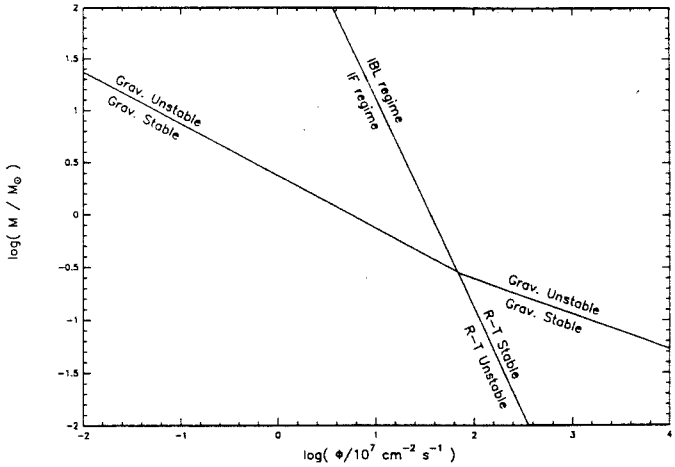


Fig. 10. Stability of a thermal cometary globule : the limits are drawn for molecular hydrogen at a kinetic temperature of 20 K.

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) \leq 1.34 - \frac{1}{2}\log(\frac{\Phi}{10^7\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}}) + 2\log(\frac{\beta T_{\rm n}}{100K}) \tag{71}$$

The boundary between the two regimes is modified in the following way :

$$\log(\frac{M_e}{M_\odot}) = 2.42 - 2\log(\frac{\Phi}{10^7\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}}) + \log(\frac{\beta T_{\rm n}}{100K}) \tag{72}$$

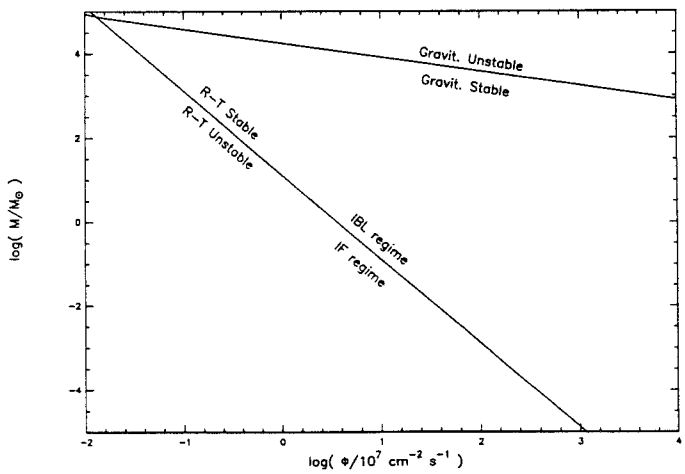


Fig. 11. Stability of a magnetized cometary globule : we assume molecular hydrogen at a kinetic temperature of 20 K and $\beta = 100$. All magnetized cometary globules are Rayleigh-Taylor unstable in the IF regime. More remarkable is the fact that the critical mass for gravitational collapse is larger than $10^3\, M_\odot$ for "realistic" values of the ionization flux, so that any magnetized globule is gravitationally stable.

Figure 11 summarizes the criteria for hydrodynamical and gravitational instabilities. We have assumed $T = 20$ K, appropriate for molecular gas in the vicinity of OB stars and $\beta = 100$,

anticipating on a typical value which we derive in Sect.6 for observed cometary globules.
Two conclusions can be drawn :
First, globules whose ionization budget is dominated by photons in the I-Front are Rayleigh-Taylor unstable.
Second, cometary globules with masses of at most a few $M_\odot$ are stable against gravitational collapse.

5.10. Modified Initial and Boundary Conditions

Globules with a bright rim often appear as small-scale deformations (≈ 1 pc) of the boundary of a large (tens of pc) H^+ region; they are not isolated, and, in particular, the ionized gas cannot expand freely laterally, but is constrained by the large-scale, roughly plane-parallel, flow.
We have performed a calculation where the radial boundary of the computational volume had a $v_r = 0$ boundary condition, mimicking the conditions described above and where the initial gas condensation is modelled as a core surrounded by a less dense envelope. The resulting morphology, a blunt-nosed cone having an opening angle of $\approx 90^o$, similar to a barnacle, is rather common in Sharpless regions.
These bright rimmed globules which are not Cometary Globules, as defined by Leung (Leung, 1985), are very likely formed by RDI and differ only by their morphology from true CGs.

6. Comparison with Observations

6.1. Optical morphology

The optical morphology of cometary globules is dominated by the emission of recombination lines. We have computed surface brightness maps by integrating along each line of sight $n_e^2\, dl$. These maps are computed for an inclination of 30°. Since the gross properties of our models are relatively insensitive to our two dimensionless parameters Γ and Δ, we have only one parameter, the age, to match the model with observations. Figure 12 shows a comparison of selected object images (POSS red plates) with model brightness maps.
Frame 1a shows an anonymous CG near the center of the H^+ region S190 : The axis of the CG is oriented towards the ionizing flux source (O-B stars 6 pc away in the NW direction); the cloud is surrounded by an approximately circular envelope of expanding ionized gas which reconnects to the ambient medium through a shock. Frame 1b shows a stage in the evolution of the ($\Delta = 0.1$, $\Gamma = 10$) model, at time $t = 0.135$ My, in the dynamical compression phase.
Frame 2a shows a few cometary globules of the HII region S199, illuminated on their right by an O star (not visible on the picture). Frame 2b shows a simulated globule in the cometary stage, at time $t = 1.30$ My.
Frame 3a shows a globule with a bright rim at the border of the H^+ region S199, close to CG13 in the catalogue by Sugitani, Fukui, and Ogura (1991). Frame 3b shows a globule simulated with the modified initial and boundary conditions described in Sect.5.10, which lies in the plane of the sky.

In all three cases, the agreement between simulations and optical observations is extremely encouraging.

6.2. Quantitative analysis of observed globules

We have applied our model to 4 globules present in physically very different regions : GN 21.38.9 (Duvert et al.,1990), TDR10 and TDR13, two tear drops of the Rosette Nebula (González-Alfonso and Cernicharo, 1993) and CG6, a globule of the Gum Nebula (González-Alfonso, Cernicharo and Radford, 1993). Their kinematics shows no evidence for collapse or large-scale motion, so that we can reasonably assume *these globules to be in a stage close to the cometary equilibrium.*

6.2.1. Observational data

GN 21.38.9 is illuminated by an O6 type star, 12 pc away from the globule. We estimate its Ly-c luminosity from Panagia (1973) as $N_L = 10^{49}\,s^{-1}$. The ionizing flux impinging on GN 21.38.9 is therefore $\Phi \approx 5.8\,10^8\,cm^{-2}\,s^{-1}$, ignoring possible projection effects.
The Rosette nebula is excited by 5 O type stars, whose spectral types range from O9 to O4, and a B0 star. Following Dorland (1986), we take $N_L = 8.5\,10^{49}\,s^{-1}$. TDR10 and TDR13 are 10 pc away from the ionizing stars, so that the ionizing flux is estimated as : $\Phi = 7.1\,10^9\,cm^{-2}\,s^{-1}$.
Estimating Φ is more difficult in the case of the Gum Nebula, as already discussed by Reipurth (1983); we adopt his value $N_L = 8.5\,10^{49}\,s^{-1}$. CG6 is approximately 50 pc away from the ionizing sources, so that it is exposed to a flux $\Phi = 2.9\,10^8\,cm^{-2}\,s^{-1}$.
The other observational data are taken from the articles cited above for each of the globules, and are summarised in table 5.

6.2.2. Analysis and results

We first determine the ionization regime by comparing the ionizing flux Φ to the critical flux Φ_c for which $\Gamma = 1$ (this condition is similar to Eq.(72)) :

$$\Phi_c = \frac{2c_i^2}{\alpha\eta R} \tag{73}$$

For all of these globules, the main part of the incident ionizing flux is consumed in recombinations in the IBL.
We infer the ionized gas density at the cloud's surface, hence the ionized gas pressure (assuming $T_i = 10^4$ K).

$$P_i = 4.22 \cdot \left(\frac{\Phi}{\alpha\eta R_{core}}\right)^{1/2} \cdot k_B T_i \tag{74}$$

From the FWHM $< \Delta v >$, we compute the non-thermal velocity component σ_{NT} of the gas, and the inner turbulent pressure. Both the turbulent pressure P_{turb} and kinetic pressure P_{kin} are evaluated from the mean H_2 density n : $n = 3M_{core}/4\pi\mu R_{core}^3$.

The last column of Table 6 gives for each of the four globules the ratio ω of gravitational energy to the virial surface term $3P_iV$. It appears that gravity plays a negligible role in these cometary globules as already mentioned in Sect. 5.9. Yet GN 21.38.9 contains an embedded outflow, and numerous other CGs of similar properties contain embedded IRAS sources (Sugitani et al., 1991). Therefore such embedded protostellar sources must have formed in an earlier phase of the evolution. Maybe the transient compression encountered in the collapse phase enhances ambipolar diffusion and triggers gravitational collapse.

Since gravity plays a negligible role, these globules are bounded by the pressure of the outflowing ionized gas. However, *neither the thermal pressure nor the turbulent pressure*

Fig. 12. Comparison between the optical morphology and the brightness map of 3 typical globules :
on the upper panel are shown the computed emissivity maps of globules, respectively in the collapse and the cometary phase, and an example of simulated bright rim. The linear dimensions are in pc.
On the lower panel are reproduced 3 POSS of CGs from the atlas of Neckel and Vehrenberg (1985).

Table 5. Observational characteristics of the globules

	Φ (10^7 cm^{-2} s^{-1})	M_{core} ($M_\odot$)	R_{core} (pc)	Δv_{FWHM} (km s^{-1})	T_K (K)
GN 21.38.9	58	4	0.24	1.8	30
CG6	29	1	0.125	1.0	15
TDR10	710	0.48	0.058	0.94	20
TDR13	710	0.32	0.054	0.71	20

Table 6. Results inferred from the model

	P_i (erg cm^{-3})	P_{kin} (erg cm^{-3})	P_{turb} (erg cm^{-3})	$< B >$ (μG)	β	t_{com} (My)	ω
GN 21.38.9	$7.0\,10^{-10}$	$5.0\,10^{-12}$	$2.7\,10^{-11}$	130	142	0.3	$1.2\,10^{-3}$
CG6	$5.2\,10^{-10}$	$4.4\,10^{-12}$	$1.5\,10^{-11}$	130	157	0.3	$1.3\,10^{-3}$
TDR10	$5.0\,10^{-9}$	$2.8\,10^{-11}$	$6.1\,10^{-11}$	350	176	0.09	$5.0\,10^{-2}$
TDR13	$5.2\,10^{-9}$	$2.3\,10^{-11}$	$2.8\,10^{-11}$	360	220	0.06	$2.2\,10^{-2}$

can support the clouds against the outer pressure : these quiescent cometary globules appear to be supported against collapse predominantly by the magnetic field pressure.
The strength of the magnetic field is estimated by equating the cloud's total inner pressure (thermal plus turbulent plus magnetic) to the ionized gas pressure. The value we infer for the magnetic pressure allows us to compute the lifetime of the globules t_{com} by Eq.65; t_{com} is actually a lower limit since we make use of the core mass and not of the whole mass. In Table 6 we summarise the results of our study, in particular the value of the magnetic field we infer and the lifetime of these globules.
On Fig. 13 we plot the magnetic field's strength versus the particle density that we derive for all of these globules. A least square fit shows that $B \simeq 2.8\, n^{0.54}$: *the magnetic field seems to follow the Heiles' law* empirically obtained for self-gravitating clouds (Heiles,1993).

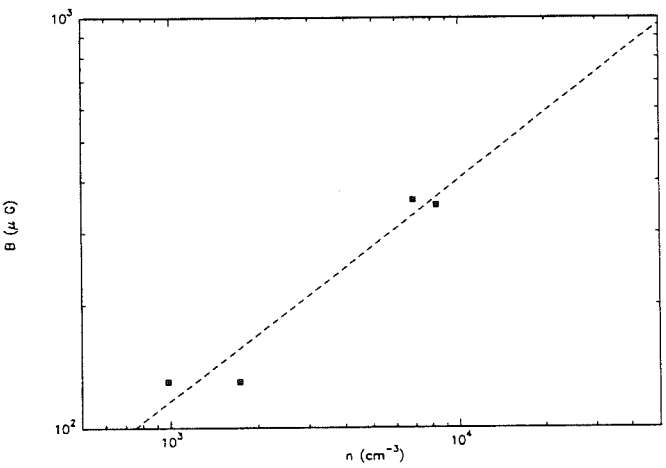


Fig. 13. Variation of B vs n for the 4 studied globules. Superimposed is the least square fit : $B = 2.8n^{0.54}$ (dashed line)

The main conclusions which come out of our analysis are :
a) *these isolated globules are mainly supported by magnetic field ($B \approx 10^2 \mu$G) and not by turbulence*, unlike what is usually observed in molecular clouds where there is rough equipartition between magnetic and turbulent pressures. (Myers and Goodman,1988).
b) gravity plays a negligible role in their present state, and the presence of embedded stellar objects is a puzzle.

6.3. Velocity structure

We have computed velocity-position maps for a typical globule at different times of the main stages of evolution, for an optically thin molecular transition. The parameters of the globule were taken from model 2 and the cloud is assumed to have an inclination angle of 30° with respect to the plane of the sky. The results we derive are not very sensitive to the set of parameters chosen.

In the early collapse ($t = 0.036$ My, see Fig. 4a), two wings trace the signature of the shocked gas (Fig. 14a) :
a) a prominent blue wing associated to the compressed gas moving towards the observer (the rear side gas).
b) a small red wing revealing the compressed gas moving away from the observer (on the front side).
At the end of the collapse phase, when the cloud is turning into an elongated dense core ($t = 0.183$, see Fig 4c), the gas is accelerated through the tail while the rear sides of the cloud are collapsing on the axis. This acceleration and the rear side gas are responsible for the (strong) "blue" velocity gradient. (≈ 10 km s^{-1} pc^{-1}, see Fig. 14b). The red wing located behind the head of the globule is emitted by the front side gas.

Figure 14c shows the velocity-position diagram when the cloud is reexpanding ($t = 0.37$ My, see Fig. 4d) : the overall blue velocity gradient is caused by the acceleration of the gas across the tail. A "red" velocity gradient originates from the head; this is because the compressed gas in the head moves faster than the gas immediately behind it. A large red wing, ≈ 3 km s^{-1} wide, located behind the head, corresponds to the reexpanding rear side gas.

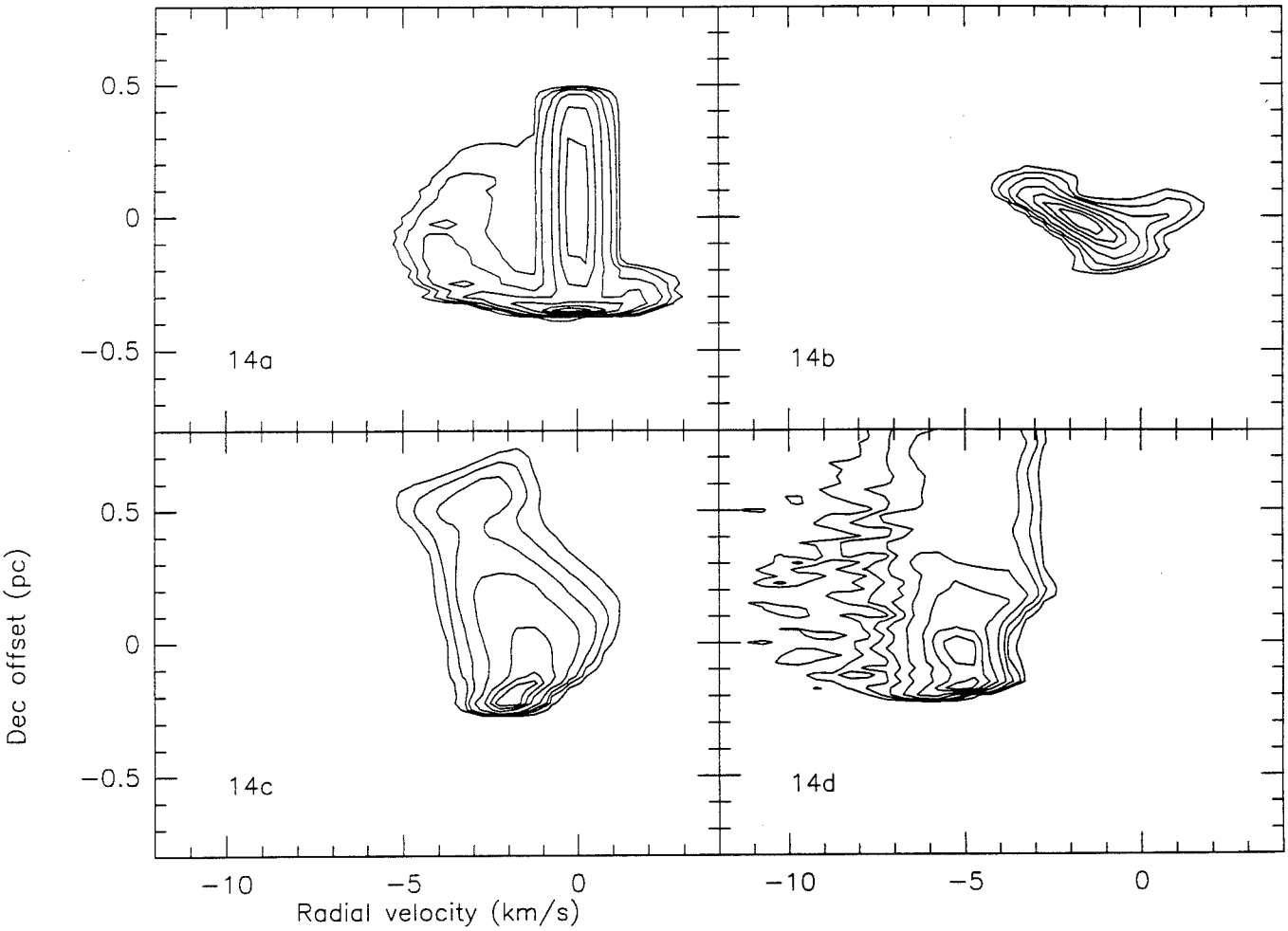


Fig. 14. Velocity-position cut along the axis of the globule for different stages of model 2 at times $t = 0.036$ (collapse) , $t = 0.183$ (near maximum compression), $t = 0.328$ (reexpansion), $t = 1.30$ My (cometary phase); the related density-velocity maps are shown on Fig. 4

In the cometary regime, ($t = 1.30$ My, Fig. 14d), only a very weak overall velocity gradient remains. Numerous small clumps ejected and accelerated along the globule appear in the diagram as "fuzz" on the blue side.

As a conclusion, only the pre-cometary phase has a non-ambiguous spectroscopic signature, characterised by an overall blue velocity gradient and the presence of wings emitted by gas located behind the head, which moves towards or away from the cloud's axis, depending on its degree of evolution. The only remarkable feature associated with the cometary phase is the presence of small blue "residuals" tracing some material ejected and flowing along the globule.

Patel, Xie, and Goldsmith (1993) have observed a globule in the Rosette Nebula which exhibits the characteristic double kinematic component of the pre-cometary phase. However, photoionization alone can not account for the velocity shift (approximately 10 km s^{-1}) between the two emission components. Numerous globules in the cometary phase have been observed and a weak radial velocity gradient is often present (Duvert, 1990; González-Alfonso, Cernicharo and Radford, 1993). These observations will be analysed in more detail in a forthcoming article devoted to observational tests of the kinematic signature of RDI (Lefloch and Lazareff, 1994).

7. Conclusion

In this work, we have studied the evolution of a globule illuminated by a planar Ly-c photon flux : the mechanism of radiatively driven implosion (RDI) leads to the formation of the so-called "Cometary Globules". The evolution of a cloud is controlled by two dimensionless parameters : the ratio Δ of the ionized gas to the initial cloud's densities, and the fraction Γ of UV photons absorbed in the IBL.

For a wide range of values of these parameters, including those found in typical H*II* regions, RDI is a two-stage process :
a) collapse phase : it occurs over a short time-scale (typically 10^5 yr). Maximum compression, possibly leading to star formation, occurs in the early stages of the collapse. After maximum compression, the globule undergoes a few expansions and re-compressions. This pre-cometary phase lasts $\simeq 10\%$ of the cloud's lifetime. This stage is spectroscopically characterized by a double component or possibly more complex emission line profile.
b) cometary phase : the globule is in a quasi-hydrostatic equilibrium. There is no remarkable spectroscopic signature. The lifetime of this stage is of the order of a few 10^5 yr to a few My. Some globules in fact never experience such a relatively

long cometary phase. If the photon budget is dominated by the I-front (as opposed to the recombinations), small-scale instabilities develop at the end of the collapse phase and cause a rapid dispersal and destruction of the cloud.

This mechanism applies not only to the isolated globules, located in the interior of H*II* regions, but also to the "barnacle shaped" globules observed at the boundary of these regions.

Our model reproduces the optical morphology of cometary globules :
- invoking only one physical mechanism : photoionization.
- using only one free parameter, the degree of evolution; the results are relatively insensitive to the two other parameters, Δ and Γ.

Other observational tests of the model concerning the kinematic signature of the collapse phase will be presented in a forthcoming article (Lefloch and Lazareff, 1994).

Because cometary globules are relatively simple, isolated objects, they lend themselves to a rather detailed comparison between observations and modelling. In particular, our model allows us to determine the strength of the magnetic field inside globules, which seems to follows Heiles' empirical law (1993).

This detailed comparison can shed light on the mechanisms of support against gravity and star formation in these clouds. In particular, one may ask if the predominance of the magnetic energy density over the turbulent energy density observed in our (very) limited sample of globules reveals a more general trend in CGs and perhaps in small size clouds ?

Acknowledgements.
We thank Dr. S. Cabrit and Dr. T. Forveille for their careful and critical reading of an early version of the manuscript which greatly helped to improve this work.

References

Bertoldi, F.,1989, ApJ, 346, 735
Bertoldi, F.,McKee, C., 1990, ApJ, 354, 529
Bok, B.J., 1948, Centennial Symposia, Harvard Obs. Monograph no 7, 53
Brandt, P.W.J.L., Hawarden, T.G., Longmore, A.J., Williams, P.M., Caldwell, J.A.R., 1983, MNRAS, 203, 215
Capriotti, E.R., 1973, ApJ, 179, 495
Dyson, J.E., 1973, A&A, 27, 459
Cernicharo, J., Bachiller, R., Gonzalez-Alfonso, E., Gómez-González, J., 1992, A&A, 261, 589
Chandrasekhar, S., 1961, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, (Oxford Univ. Press)
Chièze, J.P., Lazareff, B., 1980, A&A, 91, 290
Dorland, H., Montmerle, T., Doom, C., 1986, A&A, 160, 1
Duvert, G., Cernicharo, J., Bachiller, R., Gómez-González, J., 1990, A&A, 233, 190
Giulani, J.L., 1979, ApJ, 233, 280
Gonzalez-Alfonso, E., Cernicharo, J., 1993, ApJ Letters (submitted)
Gonzalez-Alfonso, E., Cernicharo, J., Radford, S., 1993, A&A, (submitted)
Hawarden, T.G., Brandt, P.W.J.L., 1976, MNRAS, 175, 19p
Heiles, C., Goodman, A., McKee, C., Zweibel, E., 1993, in Protostars and Planets III, ed. E.H. Levy & J.J. Lunine, (Tucson & London : Univ. of Arizona Press)
Kahn, F.D., 1969, Physica, 41, 172
Lefloch, B., Lazareff, B., 1994, in prep.
Leung, C.M., 1985, in Protostars & Planets II, ed. D. Black & M. Matthews (Tucson : Univ. of Arizona Press).
Myers, P.C., Goodman, A.A., 1988, ApJ, 329, 392
Neckel, T., Vehrenberg, H., 1985, Atlas of Galactic Nebulae, Treugesell-Verlag K.G. D-4000 Düsseldorf
Oort, J.H., Spitzer, L.Jr, 1955, ApJ, 121, 6
Osterbrock, D., E., 1974, Astrophysics of Gaseous Nebulae, ed. G. Burbidge, W.H. Freeman and Company (San Francisco).
Panagia, N., 1973, As.J, 78, 929
Patel, N.A., Xie, T., Goldsmith, P.F., 1993, ApJ, 413, 593
Reipurth, B., 1983, A&A, 117, 183
Sanford, M.T., Whitaker, R.W., Klein, R.I., 1982, ApJ, 260, 183
Spitzer, L.Jr, 1978, Physical processes in the Interstellar Medium, J. Wiley & sons (New York).
Sugitani, K., Fukui, Y., Ogura, K., 1991, ApJ Supp., 77, 59
Van Leer, B., J. Comp. Phys, 1979, 32, 101
Woodward, P.R., 1976, ApJ, 207, 484
Zealey, W.J., Ninkov, Z., Rice, E., Hartley, M., Tritton, S.B., Ap Letters, 1983, 23, 119

This article was processed by the author using Springer-Verlag LaTeX A&A style file 1990.

Annexe B

Cometary Globules : II. The Case of CG7S

Lefloch, B., and Lazareff, B., 1994, soumis pour parution dans A&A

1995A&A...301..522L

Astron. Astrophys. 301, 522–536 (1995)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

Cometary globules

II. Observational tests of radiation-driven implosion: the case of CG7S

B. Lefloch[1,2] **and B. Lazareff***[3]

[1] Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, B.P. 53X, F-38041 Grenoble, France
[2] IRAM, Avda. Divina Pastora 7,N.C., E-18012 Granada, Spain
[3] IRAM, 300 Rue de la Piscine, F-38406 St Martin d'Hères Cedex, France

Received 12 August 1994 / Accepted 18 October 1994

Abstract. We have observed the globule CG7S (located inside the HII region S190/IC1848) in order to test the Radiation-Driven Implosion mechanism (RDI) as a model of formation and evolution of Cometary Globules. CG7S is a globule which has not yet fully developed the common "tail-head" structure of Cometary Globules. These observations were made with the IRAM 30-m radio-telescope in the lines of ^{12}CO, ^{13}CO, C^{18}O, CS.

This globule consists of a dense head containing a small bright dense core "hidden" by a low-density halo, prolonged by some less dense gas and a diffuse tail traced by ^{12}CO. The main body of the cloud is pervaded by a general velocity gradient of +3 km s^{-1} pc^{-1}. CG7S exhibits a second (blueshifted) kinematic component, displaced by 3 – 4 km s^{-1}, associated with some dense and brighter surface gas of the "front side", expanding towards the observer.

We compare the CG7S observations to numerical simulations of a photo-ionised globule. The main features of CG7S are easily reproduced. The observational data are consistent with an interpretation where CG7S is a globule which has already collapsed and is now re-expanding: it undergoes the transient phase, prior to the cometary stage. We find a rather good agreement between the observed and modelled velocity-position maps along the cloud's axis.

CG7S is the first object to exhibit so detailed features of the pre-cometary phase. Our observations provide strong support for RDI as a mechanism of formation for Cometary Globules.

Key words: ISM: IC 1848 – ISM: kinematics and dynamics – ISM: molecules – radio lines: ISM

Send offprint requests to: B. Lefloch

* *On leave from the Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble*

1. Introduction

Cometary Globules (CGs) are small dark clouds having a dense head surrounded by a bright rim and prolonged by a long tail, which are rather common in HII regions (Hawarden & Brand 1976). Numerous observational studies have been devoted to CGs and several hypotheses have been put forward to explain the formation of these objects, but never quantitatively confronted to observations. To do this requires to study the proposed model in enough detail to provide observational diagnostics. Radiation-Driven Implosion (RDI) was first proposed by Reipurth (1983) as a mechanism of formation for CGs and has been invoked by several other authors (e.g. Cernicharo 1993).

In a previous paper (Lefloch & Lazareff 1994, hereafter paper I), we have presented a detailed study of RDI, using both numerical hydrodynamics and simple analytical modelling. We briefly recall the essence of the RDI model. The incident flux of Ly-c photons ionizes the surface of the cloud. The ionized gas flows freely out. Its pressure at the surface of the cloud drives a shock front which compresses the cloud and imparts to it a momentum oppposite to that of the outflowing gas.

In Paper I, we showed that the evolution of a globule can be divided in two main phases:
a) collapse and transient phase: the photo-ionisation of the surface layers causes the cloud to collapse on its axis; after maximum compression, it undergoes a few radial re-expansions and re-compressions and tends to a quasi-stationary equilibrium.
b) cometary phase: the cloud, in a quasi-hydrostatic equilibrium, continues to be accelerated, and is eventually completely photo-evaporated.

Morphological comparison between optical images of CGs and brightness maps synthesized from our simulations were found to be very encouraging. Our model also makes more quantitative predictions for a direct confrontation of RDI to observations, that were not available up to now. Apart from a weak overall velocity gradient, phase b) has no remarkable spectroscopic signature. In contrast, phase a) can be easily identified

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

by characteristic kinematic features which depend on the degree of evolution within that stage. Therefore, a globule in a pre-cometary stage can provide much stronger constraints to test the RDI model.

However, the initial collapse lasts typically 3 10^4 yr, and the transient phase typically 10^5 yr, compared with typically 10^6 yr for the cometary phase. Therefore, the detection of a globule in the pre-cometary phase appears statistically unlikely if it is selected at random. At most two globules so far have shown some indication of the kinematical signature of the pre-cometary stage (Patel et al. 1993; Cernicharo 1993).

Our aim was therefore to observe at high angular resolution a globule in this "dynamical" phase (as opposed to the quasi-hydrostatic cometary phase), and to confront its properties to the observational predictions of our model (Paper I). We have chosen an anonymous globule in the HII region S190. Because it is located south of the cometary globule named CG7 in the catalogue by Sugitani et al. (1991), we refer to this globule as CG7S. We first describe our observations in Sect. 3. We then discuss the interpretation of our results and the evolutionary status of CG7S in the framework of the RDI model. Finally, we compare the kinematics of CG7S with the predictions of a numerical hydrodynamics simulation.

2. Observations

2.1. Optical image

CG7S is a globule in the HII region IC 1848 at a distance of 1.9 kpc. Its appearance on the red POSS print is a bright patch of emission; the side facing towards a nearby group of O stars (the "front" side) has the shape of a blunt-nosed cone with a radius of $\simeq$ 0.5 pc (see Fig. 2). In the immediate vicinity of the globule, on the front side, the brightness is relatively low, out to approximately 3 globule radii, where one sees a sharp transition to the higher surface brightness of the surroundings. This strongly suggests that the low-brightness region contains outflowing gas, which has swept back the ambient gas. More precisely, the outflow is undergoing an isothermal shock (with a strong density increase) to match the ambient pressure in the large-scale gas distribution of the HII region.

The morphology of CG7S (distinct from the characteristic cometary shape), the configuration of its immediate surroundings, and the absence of crowding by other nearby objects, designated it as an attractive candidate for an observational test of the dynamics of RDI.

The head of CG7S, as defined by the peak of CS emission, is located at:

α = 02:30:50 δ = 61:10:10 (1950.0)

The reference origin for the maps, which was determined from the POSS print before performing the radio observations, is:

α = 02:30:45 δ = 61:10:00 (1950.0)

It points in the N-W direction towards a group of 5 O stars, (SAO 12319-324-326-327-330), whose spectral types range from O5 to O7, at a projected distance of approximately 7 pc. Using the tabulated values of Panagia (1973), we estimate the Ly-c flux incident upon CG7S as: $\Phi = 1.6\ 10^{10}$ cm^{-2} s^{-1}.

2.2. Molecular observations

Observations were carried out with the IRAM 30-m telescope on Pico Veleta, Spain, in October 1992. We observed ^{12}CO(2-1), ^{13}CO(2-1), C^{18}O(2-1), CS(3-2), CS(2-1), ^{13}CO(1-0), C^{18}O(1-0) using simultaneously 3 SIS receivers at 3 mm, 2mm and 1.3mm. The 3mm, 2mm and 1.3mm receivers were connected respectively to two 2000 $\times$ 10 kHz autocorrelators, and a 256 $\times$ 100 kHz filterbank; the spectral resolution of the autocorrelator spectra was afterwards degraded to 40 kHz (3mm) and 60 kHz (2mm) resulting in an approximately uniform velocity resolution of 0.1 km s^{-1}. The lines were observed in LSB, with the USB rejected by 7dB.

System temperatures were 200–250 K, 300–350 K and 500–900 K respectively. The corrected antenna scale T_A^* was obtained by chopper-wheel calibration. Receiver calibration was checked on W3(OH) and IRC+10216 using the spectral line calibrator catalog by Mauersberger et al. (1988). Discrepancies were usually found to be lower than 15%. Main beam brightness temperatures were obtained from T_A^* by multiplying by the ratio of the forward to the main beam efficiency. The forward efficiency is $\approx$ 0.9 for the three receivers; the main beam efficiency is $\approx$ 0.6, 0.55, and 0.45 at 3mm, 2mm, and 1.3 mm respectively.

Pointing accuracy was checked every two hours on W3(OH), only 1.5^o away from CG7S. The maximum correction offsets were lower than 3$''$.

Spectra were taken by position switching to a reference position 8$'$ north of the globule. Different sample spacing were used : 7.5$''$ in the maximum CS emission region; 15$''$ in the region of ^{13}CO emission; 30$''$ elsewhere.

3. Results

3.1. Analysis of ^{12}CO and C^{18}O emission

3.1.1. Spatial distribution and kinetic temperature

The overall distribution of ^{12}CO (see Fig. 2) shows that the globule is $\approx$ 80$''$ wide and $\approx$ 180$''$ long (respectively 0.7 pc and 1.6 pc at the assumed distance of 1.9 kpc). The elongated axis points towards the nearby five O stars. The tail has the same width as the head of CG7S and is therefore shielded from the UV flux; this suggests that the diffuse external layers exposed to the ionising photons have been photo-evaporated.

We performed observations of the C^{18}O (1-0) and (2-1) lines at the offset positions (45,15), (60,15) and (60,0). We detected the lines only at (45,15). The optically thin (2-1) and (1-0) transitions, assumed to be thermalized, allow us to derive a kinetic temperature T_k of 27 K, in good agreement with the typical brightness temperatures of ^{12}CO observed over the globule.

We have used the IRAS Sky Survey Atlas to derive the ratio $F(100\mu)/F(60\mu)$ = 2.11 at the position of CG7S. This corresponds to a dust temperature of 30 K, based on the dust model of

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

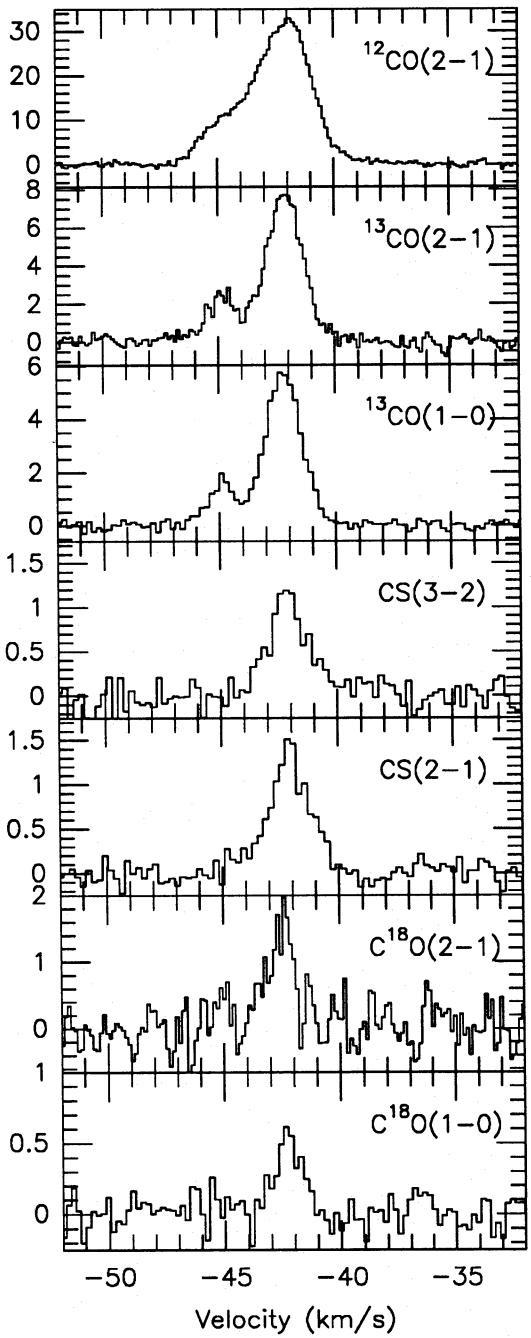


Fig. 1. Emission profiles of the observed lines ^{12}CO, ^{13}CO(2-1), ^{13}CO(1-0),CS(3-2),CS(2-1) at the offset position (45,0); the last two panels show the emission lines of C^{18}O(2-1) and (1-0) at the offset position (45,15)

Draine & Lee (1984), and assuming all grains to be at the same temperature (we do not know the dominant heating mechanism for the grains). In the innermost, densest (n(H$_2$)$\gtrsim$ 10^5 cm^{-2}) regions of the globule, the dominant heating mechanism for the gas is gas-grain collisions, and efficient coupling is expected to raise the gas temperature close to that of the grains; see, e.g. Falgarone & Puget (1985). This is consistent with the T_k derived from C^{18}O lines.

Figure 2 shows on the "front" side of CG7S a region whose T_{mb} is larger than the T_k determined from C^{18}O and reaches temperatures up to 35 − 40 K. This area of maximum brightness is approximately rectangular, 30″ wide, and covers the diameter of CG7S. It is detected only in ^{12}CO. It is quite plausible that these are external layers of the globule heated (through the grains) by the incident UV flux coming from the O-B stars. Because of its large optical depth, the ^{12}CO line gives no information on the inner structure of the globule, but only on its global outline. The clumpy aspect of the map may be related to surface irregularities and corresponding variations in the dust heating by incident stellar radiation.

3.1.2. Kinematics

We study the kinematics of the gas, in a rotated frame, centered at (02:30:55, 60:09:45), whose declination-like coordinate is along the globule axis. Velocity-position diagrams in the rotated frame are shown in Fig. 3, with the head pointing up. The main features of the kinematics are:

a) An overall velocity gradient with increasingly redshifted radial velocities towards the tail. The magnitude of the velocity gradient is ∇v = +2.5 km s^{-1} pc^{-1}. From this we can deduce an approximate kinematical age: $t_{\rm kin} = 1/\nabla v$ = 0.4 My.

b) A second kinematic component below the head, in the same region where the maximum brightness temperatures are observed. The extent of that component in the transverse direction corresponds to that of the main component. This, together with the association with the region of maximum ^{12}CO brightness, gives strong circumstancial evidence for a physical association.

3.2. Analysis of ^{13}CO emission

3.2.1. Spatial distribution

The ^{13}CO emission is less extended and more concentrated towards the head of the globule than the ^{12}CO emission. Its structure is more regular and simpler. It comprises two components of similar dimensions: 0.3 pc wide and peak brightness temperature: $\simeq$ 6 K in the (1-0) transition and $\simeq$ 10–13 K in the (2-1) transition. (see Fig.2). These two clumps are aligned along the globule's axis. The first one, roughly circular, is located just behind the boundary of ^{12}CO emission on the "front" side. Its radius is 0.15 pc, as defined by the T_{mb} = 4 K intensity contour.

We have used a LVG code to determine the parameters of the main component in the ^{13}CO clump. The main beam brightness temperatures are derived from gaussian fits. The kinetic temperature is taken equal to the value T_k = 27 K found from C^{18}O. We have set the velocity dispersion equal to the mean linewidth Δv = 1.7 km s^{-1}. We first determine the column density. Since ^{13}CO is nearly thermalized, the H$_2$ density is not well determined from the excitation calculation. Rather, we calculate the hydrogen density from the column density assuming a spherical geometry with a radius r = 0.15 pc, and the conversion factor $\chi(^{13}\mathrm{CO}) = [^{13}\mathrm{CO}]/[\mathrm{H}_2] = 1.6\ 10^{-6}$. From the density and the column density, we derive the opacities and the excitation

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

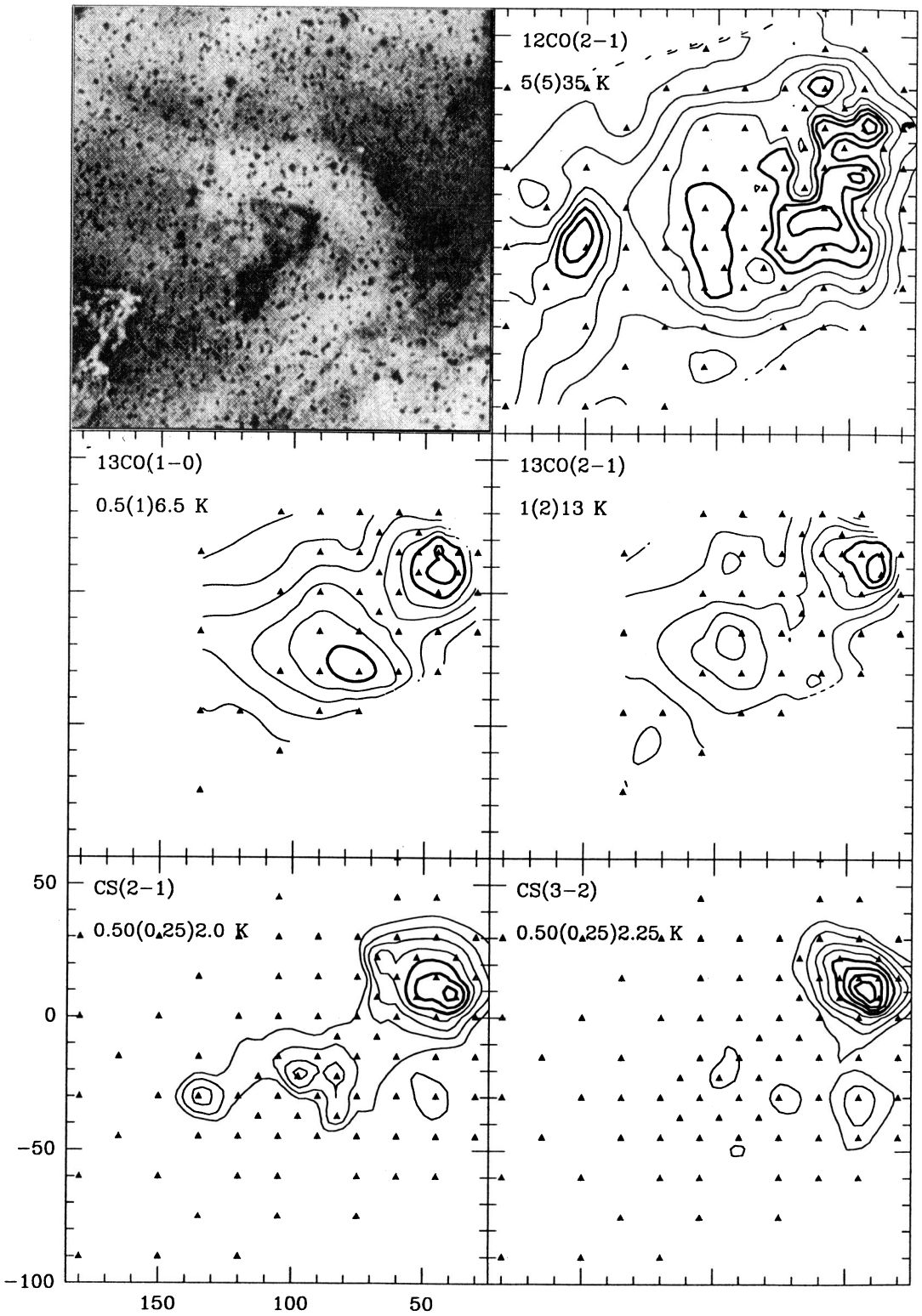


Fig. 2. Upper left panel: POSS print of CG7S (not to scale); we represent on the other panels the intensity maps for the different observed molecular transitions. Thick contours outline regions with brightness temperatures larger than half of the observed maximum

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

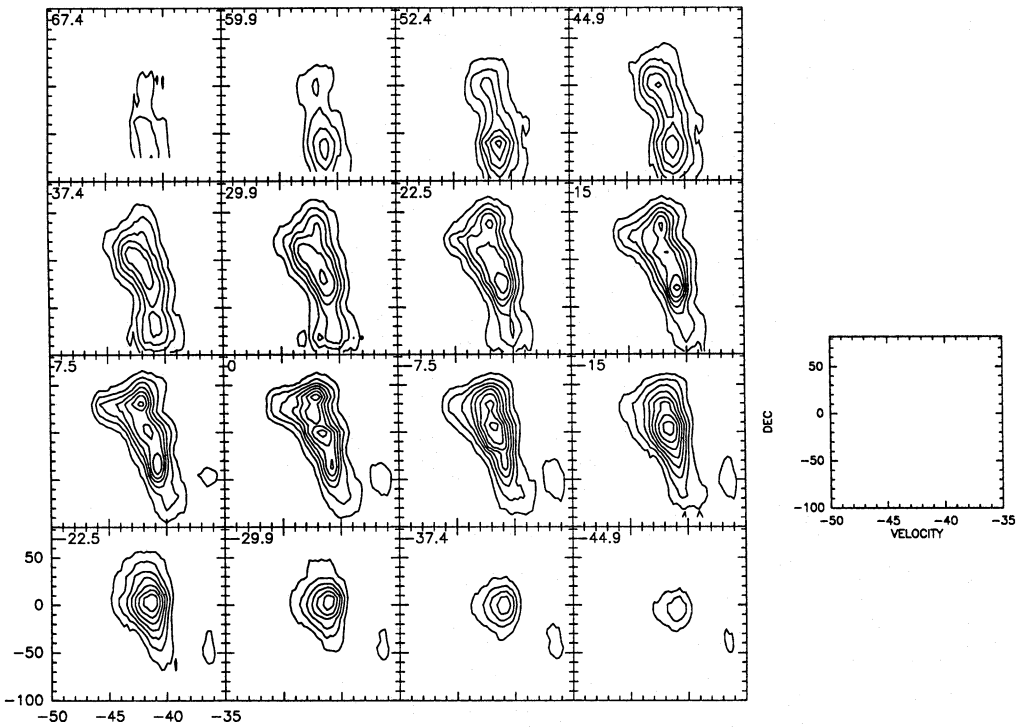


Fig. 3. Velocity-Declination diagram for the ^{12}CO(2-1) line in a rotated frame aligned with the globule. The dec-like coordinate D is aligned with the globule's axis. Each frame is labelled with the "lateral" offset in the A coordinate. The level spacing is 4 K. The broad blueshifted wing is conspicuous in the region $-7.5 \leq A \leq +15$, $+10 \leq D \leq +40$, $-46 \leq v \leq -43$

Table 1. LVG analysis of the first ^{13}CO clump: Column densities are first calculated from the observed T_{mb} in the (1-0) and (2-1) lines; after deriving the density (assuming spherical geometry), excitation temperatures and opacities are calculated.

offsets	T_{mb}^{10} (K)	T_{mb}^{21} (K)	$n(H_2)$ (cm^{-3})	$N(^{13}CO)$ (cm^{-2})	T_{ex}^{10} (K)	τ^{10}	T_{ex}^{21} (K)	τ^{21}
(37.5,7.5)	6.3	13.5	$1.9\,10^4$	$2.0\,10^{16}$	28	0.35	24	1.1
(37.5,15)	5.7	13.0	$1.5\,10^4$	$1.6\,10^{16}$	27	0.30	23	1.0
(45,0)	5.7	9.2	$1.2\,10^4$	$1.3\,10^{16}$	28	0.23	22	0.8
(45,15)	6.6	12.3	$1.9\,10^4$	$2.0\,10^{16}$	28	0.33	24	1.1
(52.5,7.5)	6.0	9.0	$1.2\,10^4$	$1.3\,10^{16}$	27	0.23	22	0.8
(52.5,15)	5.6	10.8	$1.5\,10^4$	$1.6\,10^{16}$	28	0.30	23	1.0
(52.5,22.5)	3.8	8.5	$9.7\,10^3$	$1.0\,10^{16}$	28	0.20	21	0.75
(60,0)	4.1	6.1	$7.7\,10^3$	$7.9\,10^{15}$	28	0.15	20	0.6
(60,15)	4.2	8.7	$9.7\,10^3$	$1.0\,10^{16}$	28	0.2	21	0.8

temperatures for both transitions. The results are presented in Table 1.

The column density varies little over the core. The ^{13}CO(2-1) is moderately optically thick while the ^{13}CO(1-0) transition is optically thin; both transitions are quasi-thermalised.

We use the ^{13}CO(1-0) transition to sum the integrated intensity over the core area and derive its mass using the conversion formula, where N(^{13}CO) is the column density of ^{13}CO:

$$N\left(^{13}\mathrm{CO}\right) = 4.6\,10^{13} \cdot T \cdot e^{5.3/T} \frac{\tau}{1-e^{-\tau}} \int T_{mb} \left(\frac{dV}{1\ \mathrm{km\,s^{-1}}}\right)$$

We take $T = 27$ K, $\tau = 0.3$ and $6\,10^5$ as conversion factor from ^{13}CO to H_2. We derive a clump mass $M_c = 15\,M_\odot$, a mean column density $< N(^{13}\mathrm{CO}) >= 1.6\,10^{16}$ cm^{-2} and a mean density $1.5\,10^4$ cm^{-3}, consistent with the estimates obtained from LVG calculations.

The virial mass $M_v = 5r\sigma^2/G$, for which gravitational and kinetic energy are comparable, is 90 $M_\odot$ (we take $r = 0.15$ pc, $\sigma = \sqrt{< \Delta v^2/8 \ln 2 >} = 0.72$ km s^{-1}). Since $M_c/M_v = 0.17$, the clump is gravitationally stable.

The second clump, less bright, is more elongated in the direction perpendicular to the axis. Higher than average values of

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

Table 2. LVG analysis of the second ^{13}CO clump: both the column density and the density are derived from the observed T_{mb}.

offsets	T_{mb}^{10} (K)	T_{mb}^{21} (K)	$n(H_2)$ (cm^{-3})	$N(^{13}CO)$ (cm^{-2})	T_{ex}^{10} (K)	τ^{10}	T_{ex}^{21} (K)	τ^{21}	$< l >$ (pc)
(90,0)	3.59	6.21	4.9 10^3	7.4 10^{15}	27	0.16	17	0.8	0.29
(90,-15)	5.02	8.97	8.5 10^3	1.1 10^{16}	28	0.20	21	0.8	0.25
(90,-30)	5.12	8.16	4.9 10^3	1.1 10^{16}	26	0.25	18	1.0	0.42
(105,-30)	3.83	6.55	4.8 10^3	7.9 10^{15}	27	0.17	18	0.8	0.33
(105,0)	2.36	4.22	5.0 10^3	4.2 10^{15}	29	0.10	16	0.40	0.16

the velocity dispersion are observed in the northern part of that clump (e.g. Δv = 2.4 km s^{-1} at offset (90,-15)), maybe caused by small-scale, unresolved, gas motions. We have performed a LVG analysis on the central part of the clump, around the position (90,-15). Because the (2-1) transition is not as completely thermalized as in the case of the first clump, we could derive estimates of the hydrogen density from the LVG analysis. Results are shown in Table 2.

Both the column density and the density (despite greater uncertainties on the latter) are lower. We have estimated the size ℓ of the cloud along the line of sight: $\ell = N(^{13}CO)/(n(H_2)\chi(^{13}CO))$. The estimates vary between 0.2 pc and 0.4 pc, close to the projected diameter of the core (0.3 pc) over the sky. Thus, the transverse dimension does not vary much along the globule.

The ^{13}CO(1-0) transition is optically thin and thermalised, unlike the ^{13}CO(2-1) one. Proceeding as above, we estimate the mass of the clump to be M = 21 $M_\odot$.

LVG calculations based on ^{13}CO line intensities show that the density decreases away from the head down to $\simeq 10^3$ cm^{-3} at offset (135,-60). Integrating the ^{13}CO column density and using the standard conversion factor, we derive a mass of M_{tot} = 85 $M_\odot$. Further down the tail, where the ^{13}CO lines become quite weak, we used ^{12}CO$(2-1)$ (assumed to be optically thin) to estimate the remaining mass, found to be $\simeq$ 1 $M_\odot$.

3.2.2. Kinematics

The ^{13}CO emission displays an axial velocity gradient similar to that found for ^{12}CO emission (see Fig. 4), although it cannot be traced quite as far from the head: ∇v = +3.0 km s^{-1} pc^{-1}.

The position-velocity diagram has an overall S-shaped pattern. In the region of maximum ^{12}CO brightness the blueshifted gas which is observed in ^{12}CO is detected in ^{13}CO as a well-detached secondary component, separated by 2.5 – 3.0 km s^{-1} from the main body of the globule. This blueshifted line is marginally detected in CS (see Fig. 7) but is not detected in C^{18}O. The emitting gas has therefore a relatively high density and a low column density. We show in Fig. 5 the spatial extent of the secondary, blueshifted kinematical component, overlaid on contours of ^{12}CO brightness. Note that the center of the blueshifted component is located on the main axis of the globule, taken to be defined by the two main condensations seen in ^{13}CO. Also note that the full width at half power of the blueshifted component in the transverse direction is $\approx$ 25", clearly resolved by the 12" beam.

In addition to the "blue" component, a weak redshifted component is detected in the northern part of the globule, slightly ahead of the CS clump. The spectrum averaged over the region ($24 \leq \Delta\alpha \leq 54$, $0 \leq \Delta\delta \leq 30$) is shown in Fig. 6. Although marginally detected at most of the positions, this line is clearly apparent ($\sim 6\sigma$) when subtracting the gaussian line fitting the main kinematic component.

3.3. CS emission

The CS lines delineate a roundish clump of angular diameter 30" at half power, clearly resolved by the beam FWHP of 15" and 22" at 150 and 100 GHz respectively. This corresponds to a linear radius r = 0.15 pc (see Fig. 2) at the adopted distance D = 1.9 kpc. The CS clump is displaced ahead from the ^{13}CO clump, but peaks at (37.5,7.5) close to the maximum intensities for ^{13}CO and C^{18}O. Weak CS(2-1) emission ($T_{mb}^{21} \leq$ 1 K) extends behind the clump along the main axis, with a local maximum in the second ^{13}CO clump at the offset position (97.5,-22.5). We still detect a velocity gradient in the "CS tail", whose magnitude is in good agreement with estimates from the other tracers (∇v = +2.1 km s^{-1} pc^{-1}). The CS(3-2) emission is limited to the clump, with a maximum T_{mb} = 2.1 K at the offset position (45,15). We have performed a LVG analysis to determine the gas parameters associated to this region which constitutes the very head of the globule. We have used a mean linewidth Δv = 1.9 km s^{-1}. Results are presented in Table 3.

We find that

a) CS emission is *apparently* optically thin in the clump,

b) the column density varies only little, with a mean value $< N(CS) >$= 1.2 10^{13} cm^{-2}.

Lower hydrogen densities and excitation temperatures are found at three aligned positions, located on the rear side of the core. They might trace the limit of the dense region. The mass can be estimated either from the mean column density or from the mean H_2 density ($\simeq$ 3.0 10^5 cm^{-3}). In the first case, *assuming a standard abundance* [CS]/[H_2] = 10^{-8}, we obtain M = 2 $M_\odot$. In the second one, *assuming a spherical geometry*, $M \simeq$ 290 $M_\odot$. This second estimate does not rely on any assumed CS abundance. Uncertainties on the mean density are lower than 25%, so that, in any case, $M \geq$ 200 $M_\odot$. These two masses might only be reconciled by invoking a large under-

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

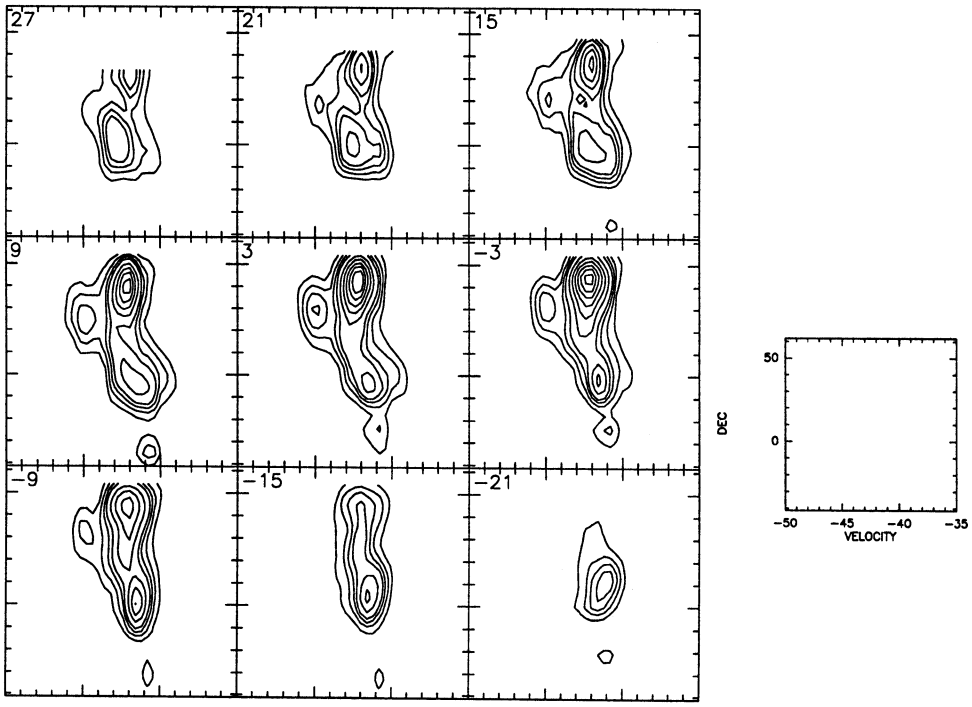


Fig. 4. Velocity-position diagram for the ^{13}CO(2-1) line in the rotated frame (same conventions as in Fig. 3). The level spacing is 1 K up to 4 K and 2 K above. The blueshifted component appears in the same region as for ^{12}CO(2-1), but is more detached from the main kinematical component

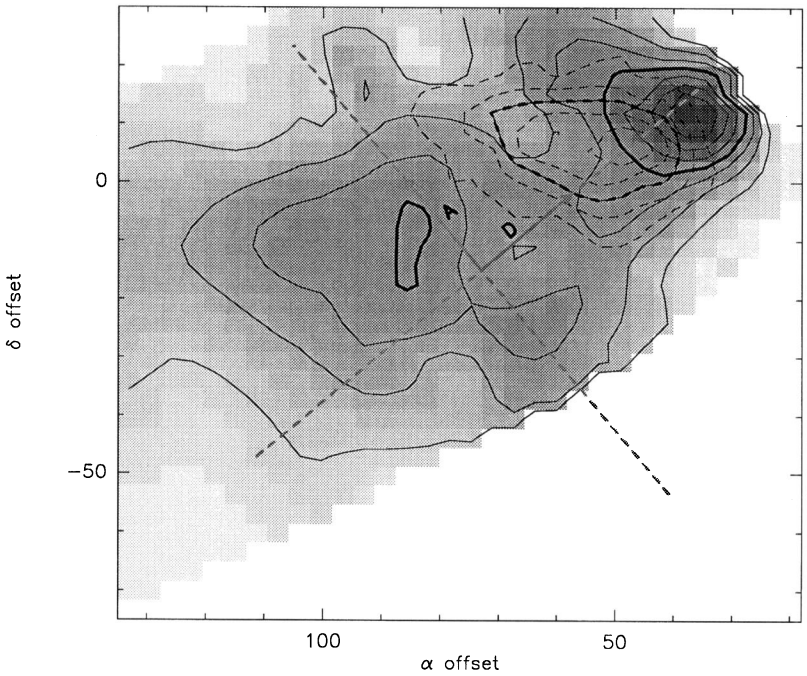


Fig. 5. The integrated area of the main kinematical component of the ^{13}CO(2-1) line is shown in grayscale and contours (1, 2. . . 5 K km s^{-1}); the integrated area of the blueshifted component is shown in dashed line contours (0.5, 1. . . 2.5 K km s^{-1}). For both components the half-maximum contours are drawn in thicker lines. The origin and axes of a reference frame aligned with the main body of the globule are overlaid

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

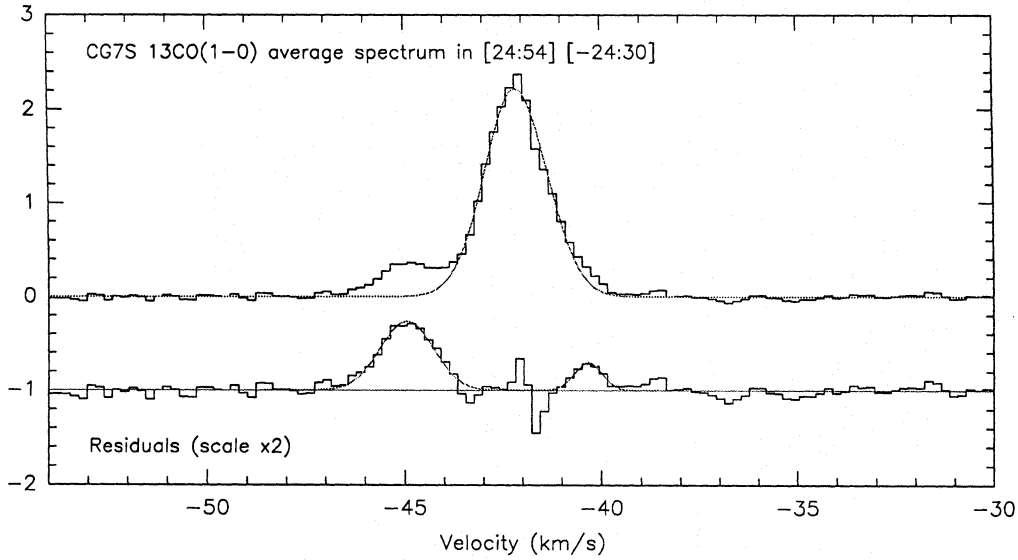


Fig. 6. Profile of the ^{13}CO(1-0) line over a rectangular area at the tip of the globule, ahead of the peak of the blueshifted component. Lower spectrum shows the residuals after subtracting a gaussian fit to the main component. Besides the blueshifted component, a redshifted component is apparent (integrated area of 0.126 K km s^{-1} at 6σ)

Table 3. LVG analysis of CS clump

offsets	T_{mb}^{21} (K)	T_{mb}^{32} (K)	$n(H_2)$ (cm^{-3})	N(CS) (cm^{-2})	T_{ex}^{21} (K)	τ^{21}	T_{ex}^{32} (K)	τ^{32}
(30,15)	1.07	1.19	4.0 10^5	7.9 10^{12}	18	0.06	11	0.17
(37.5,22.5)	1.28	1.25	2.5 10^5	1.0 10^{13}	14.5	0.13	9	0.25
(37.5,7.5)	2.00	2.14	3.5 10^5	1.6 10^{13}	17	0.15	11	0.32
(45,0)	1.30	1.08	1.7 10^5	1.1 10^{13}	11	0.20	7.5	0.30
(45,15)	1.82	2.14	4.6 10^5	1.5 10^{13}	20	0.11	13	0.3
(52.5,7.5)	1.72	1.43	1.7 10^5	1.5 10^{13}	11	0.25	8	0.43
(52.5,22.5)	1.42	1.52	3.5 10^5	1.1 10^{13}	17	0.10	11	0.25
(60,15)	1.29	1.01	1.5 10^5	1.1 10^{13}	10	0.20	7	0.33

abundance for CS. Apart from the fact that these two estimates differ by two orders of magnitude, they also completely disagree with the mass determination obtained from ^{13}CO for the same condensation.

3.4. Core-Halo structure

We suggest that the apparent disagreement between the various mass estimates is due to the inhomogeneous structure of the CS clump: the primary source of CS photons is a small dense condensation surrounded by a low-density halo which diffuses the photons emitted by the core. A similar model had already been put forward in another context by Cernicharo & Guélin (1987). Thereby, we detect an emitting area which is artificially extended: the CS clump of radius R seen in Fig. 2, and we are fooled by the CS(3-2)/CS(2-1) ratio into inferring a high H_2 density in this large volume.

Such a geometrical dilution could also result if:
a) the CS clump would be unresolved, which is not the case.
b) the clump would possess substructure with a low projected filling factor; while we cannot exclude such a possibility, it introduces an extra hypothesis that we consider more complicated than the explanation that we put forward.

In order to validate our suggestion, we need to explicitly construct a model in which a single distribution of physical conditions reproduces all observed line intensities. We present below how such a model can be arrived at in two steps, a first rough guess based on simple physical arguments, whose parameters are then refined using a more accurate modelling.

3.4.1. Parameters, fixed and free

We choose a simple, rather than "realistic" structure, consisting of two regions having uniform physical conditions: a high-density core having a radius R_c, and a lower-density halo having

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

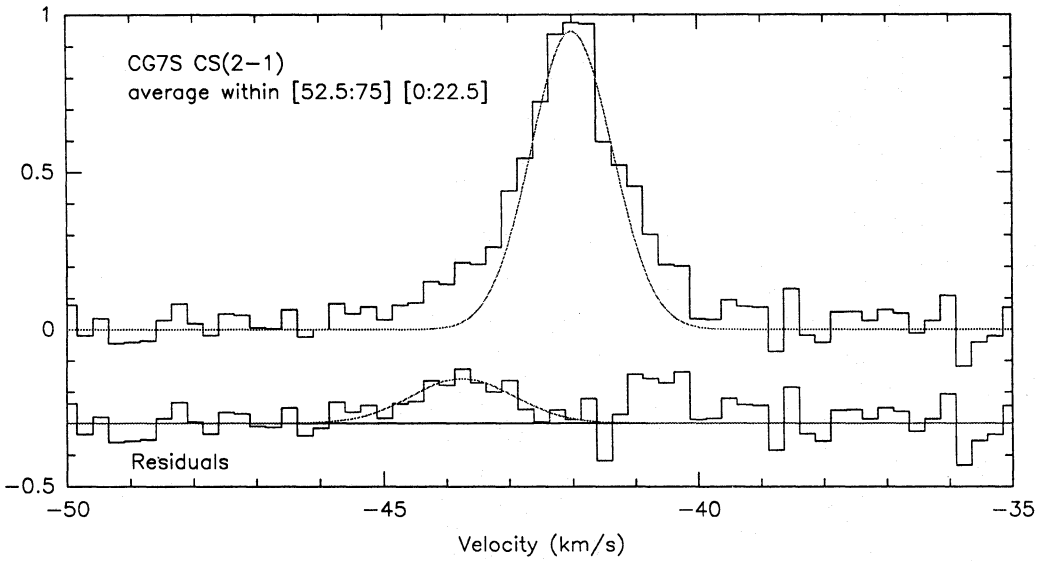


Fig. 7. CS(2-1) profile averaged over the region $+52.5 \leq \Delta\alpha \leq +75$, $0 \leq \Delta\delta \leq +22.5$, corresponding to the peak of the ^{13}CO blueshifted component. A three-component gaussian fit was performed (all parameters free). The top spectrum shows the fit to the main component. The bottom spectrum shows the residuals after subtracting the fit to the main component. The fit to the blue component (area 0.29 K km s^{-1}, 4σ significance) is drawn. Some excess residuals (3σ) might also be present around -40.5 km s^{-1}, the same velocity where a redshifted ^{13}CO(1-0) component is marginally detected (see Fig. 6)

a radius $R_h = R$. We assume uniform values for the CS abundance (χ(CS) = 10^{-8} as a starting value), and for the kinetic temperature $T_k = 27K$ (the value derived from the C^{18}O lines). The velocity dispersion is taken equal to $\Delta v = 1.4$ km s^{-1} for the core (the value observed for C^{18}O, tracer of high column density), and $\Delta v = 1.9$ km s^{-1} for the halo (the value observed for CS and ^{13}CO). We are left with the following free parameters: R_c, and the H$_2$ densities n_c and n_h.

3.4.2. First approach

If photons emerging from the dense core are simply *diffused* in the halo without any effective emission or absorption, then the brightness temperatures at the surface of the core and halo obey:

$$T_{bh} = T_{bc} \left(\frac{R_c}{R_h}\right)^2 \quad (1)$$

This equation applies to line intensities over and above the 3K blackbody. Leaving aside "exotic" excitation effects, one can assume that:

$$T_{bc} \leq T_k \quad (2)$$

for both CS transitions, the equality being approached for a thermalized and optically thick core. This imposes a lower limit on R_c:

$$R_c \geq \left(\frac{T_{bh}}{T_k}\right)^{1/2} R_h \quad (3)$$

which will be in fact close to equality. We set $T_{bc} = 19K$ (above the 3K blackbody, i.e. corresponding to 22K Rayleigh-Jeans intensity). From Eq.1, we deduce $R_c = 0.0486 \approx 0.05$ pc. Then, adjusting the density n_c, we arrive at the value $n_c = 3.5\ 10^5$ cm^{-3} (N(CS) = 10^{15} cm^{-2}), for which the LVG calculation gives the following values:

	CS(2-1)	CS(3-2)
T_b (K)	19	19
T_{ex} (K)	23.5	23
τ	4	7

The mass of this core is $M_c = 12\ M_\odot$, comparable to the mass of the condensation traced by ^{13}CO.

As a starting value, we choose an H$_2$ density for the halo: $n_h = 10^4$ cm^{-3}. Using the CS–H$_2$ de-excitation rates from Green & Chapman (1978) at $T = 20$ K (weakly temperature-dependent), we find:

$A_{21}/nC_{21} \approx 50$, and $A_{32}/nC_{32} \approx 130$

which means that, for halo optical depths $\tau \ll \sqrt{50}$, the halo will diffuse the photons radiated by the core while conserving their number. At this point, it is not possible to evaluate the net emission of line photons by the halo, because its level populations will be determined mostly by radiative pumping by the core photons. Therefore, we resort to a multi-zone calculation which computes an "exact" solution of the radiative tranfer equation (González-Alfonso & Cernicharo 1993).

3.4.3. "Exact" line transfer validation

We used the above parameters as starting values. They were input to the line transfer code, and updated until we arrived at the model described in Table 4.

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

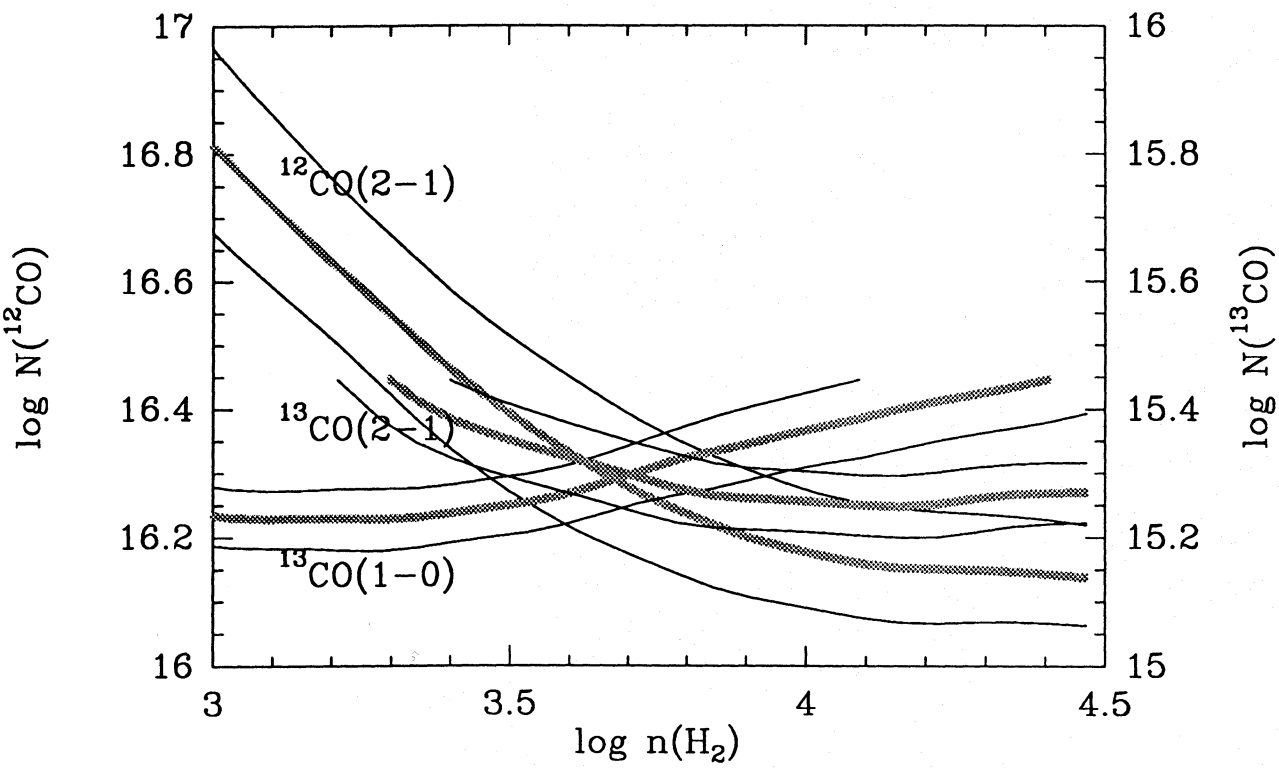


Fig. 8. LVG modelling of the blueshifted component: contours of constant line intensity in the plane of CO column density versus hydrogen density are drawn for the three observed transitions (thick lines); errorbars (corresponding to an over- or under- estimate of 10% in intensity) are drawn in thin contours. The calculation is made for T_k = 25 K and Δv = 1.4 km s^{-1}

Table 4. Physical properties of the CS Core-Halo structure derived from a radiative transfer simulation. The halo brightness temperatures are actually the emergent intensities after taking into account the background contribution. Column densities are evaluated along the line of sight crossing the core.

	Core	Halo
n(H_2) (cm^{-3})	4.0 10^5	1.0 10^4
χ(CS)	2 10^{-8}	2 10^{-8}
N(CS) (cm^{-2})	1.5 10^{15}	6.2 10^{13}
Radius (pc)	0.03	0.15
Δ(km s^{-1})	1.4	2.1
Mass ($M_\odot$)	3	10
T_b^{21}(K)	23.5	2.4
T_b^{32} (K)	24	2.3
T_{ex}^{21} (K)	25	5.0
T_{ex}^{32} (K)	25	4.5
τ^{21}	3.3	3.3
τ^{32}	6.0	2.7

Our proposed model reproduces the emergent CS(3-2) and (2-1) intensities. The mass of the condensation is consistent with the estimate derived from ^{13}CO (15 $M_\odot$). The scattering opacity of the envelope is large enough to essentially hide the bright core: it appears with $T_b \approx$ 1 K over a patch of angular diameter 6", which is strongly diluted in our beams which are respectively 22" and 15" for the two lines. This model is rather crude in two respects:

a) the discontinuous density structure,

b) the absence of a velocity field in what we know to be a dynamically evolving object.

A more "refined" model, involving, e.g. a continuous density profile, would have more free parameters, and perhaps be less convincing. The presence of the dense core might be checked by observing the C^{34}S transitions.

3.5. The kinematical blue component

This section is devoted to a discusssion of the blue-shifted component, which constitutes the signature of the dynamical state of the globule, as discussed further down.

That component is seen most clearly in ^{13}CO, with the ^{13}CO(2-1) lines being stronger. We have selected the five positions where the ^{13}CO(2-1) line is strongest, and averaged the line amplitudes at these positions for the CO lines to obtain mean values representative of the "blue" component. We obtain: ^{12}CO(2-1): 11.9K, ^{13}CO(1-0): 1.5K, ^{13}CO(2-1): 2.6K. At first look, since the intensity ratio ^{12}CO(2-1)/^{13}CO(2-1) is significantly less than a standard abundance ratio (50), the ^{12}CO(2-1) line intensity should be close to the excitation, and, presumably also kinetic temperature. This would be difficult to reconcile with the idea that this "blue" component is physically asso-

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

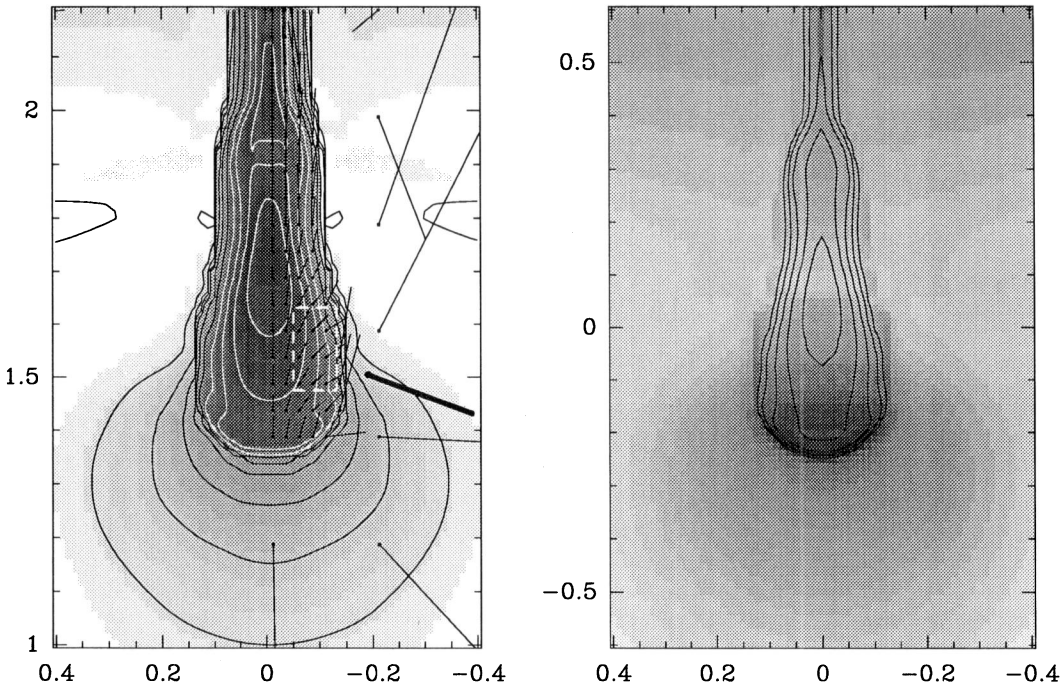


Fig. 9. a Simulated globule: density and velocity in the meridional plane. Density contours are spaced by $\Delta \log \rho = 0.5$, and the maximum density is $n_{\rm H} = 3\,10^5$ cm^{-3}. Velocities are represented by vectors of length $u\delta t$, with $\delta t = 0.02$ My. The rectangle is superimposed upon the region where the "blue" kinematical component originates. The heavy line shows the viewing angle for the image shown on panel b) and for the simulated position-velocity map in Fig. 11.c.
b Simulated globule: projected density of neutral gas (contours; spacing is $\Delta \log \rho = 0.5$) and emission measure of ionized gas (grayscale). The viewing angle is -20°

ciated with the main body of the globule, for which various determinations of the temperature are around 30K. Following the same arguments as in Sect. 3.4, we exclude that the observed intensities are significantly affected by a low beam filling factor.

In fact, for low column densities, CO is not fully thermalized at H_2 densities of a few 10^3 cm^{-3}. Also, for small column densities of molecular gas exposed to UV radiation, chemical fractionation can significantly enhance ^{13}CO relative to ^{12}CO (Glassgold et al. 1985).

We show in Fig. 8 the results of LVG modelling of the CO emission of the "blue" component, performed for a kinetic temperature T_k = 25 K, and a velocity dispersion Δv = 1.4 km s^{-1}. The lines drawn are iso-contours of line intensity for each of the three transitions, for the nominal observed value ±10%. The contours for ^{13}CO lines have been shifted upwards (and their column density scale) to allow for a common intersection, which corresponds to N(^{12}CO)=2.0 10^{16} cm^{-2}, N(^{13}CO)=2.0 10^{15} cm^{-2}, and n(H_2)=5.0 10^3 cm^{-3}. This indicates an abundance ratio ^{12}CO/^{13}CO=10, that is an enrichment of ^{13}CO relative to ^{12}CO by a factor of ≈ 5.

From Glassgold et al. (1985), Figs. 6–7, we see that enrichment of up to 5 can be obtained for n(H_2)=1000 cm^{-3} and $A_V \approx 0.7$, for which N(^{12}CO)≈ 10^{16} cm^{-2}. Glassgold *et al* (1985) give results for only selected values of the parameters, but one can see that both the enrichment and the ^{12}CO column density are increasing with n(H_2). Also, in the case of CG7S, the UV radiation field is higher than the typical interstellar value assumed in those calculations.

Table 5. Initial parameters of model simulation (model 2 of Paper I).

	Δ	Γ	n_0 (cm^{-3})	Φ (cm^{-2} s^{-1})	R (pc)	M ($M_\odot$)
model parameters	10^{-1}	10	1600	2.2 10^9	0.5	20
scaled parameters	10^{-1}	10	800	1.1 10^9	1.0	80

Table 6. Parameters at present epoch

	Age (My)	Radius (pc)	Mass ($M_\odot$)	Ly-c Flux (cm^{-2} s^{-1})
observations	0.4	0.3	85	1.1 10^{10}
simulations (scaled)	0.46	0.25	80	1.1 10^9

Based on the assumed $A_V \approx 0.7$, we derive N(H_2)= 0.7 10^{21} cm^{-2}, and a pathlength ℓ = N(H_2)/n(H_2)≈ 0.05 pc.

Note that we assumed a kinetic temperature T_k = 25 K, lower than the 27K deduced from the $C^{18}O$ lines or the 30K indicated by the FIR color $F(100\mu)/F(60\mu)$. This can be justified at least qualitatively by referring to the results of modelling by Falgarone & Puget (1985), especially their Fig.4, that shows a

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

dip in kinetic temperature in the range $10^3 \leq n(H_2) \leq 10^4$. That dip is due to the decreasing effectiveness (going to lower densities) of the grain-gas coupling (the dominant heating mechanism at high densities) relative to CO line cooling.

Because the run of A_V versus n(H_2) is probably different in our case from what is in the hydrostatic model of Falgarone & Puget (1985), we cannot make a more quantitative statement without producing a full model coupling the chemistry, the thermal balance of gas and grains, and the transfer of UV and mm-wave photons. That would be beyond the scope of the present article. Note, however, that the dip in T_k found by Falgarone & Puget (1985) can be as much as a factor of two, and that, for a lower assumed T_k, we would infer from the analysis of CO lines a weaker enrichment than we found for an assumed T_k = 25 K.

We have also performed a LVG calculation for CS, assuming an abundance [CS]/[H_2]= 10^{-8}, but otherwise using the parameters derived above. We find line intensities of 0.15 K for CS(2-1), in close agreement with the "blue" component apparent in Fig. 7, and 0.04 K for CS(3-2), which we did not detect. The good agreement between the computed and observed intensities for CS(2-1) should not be taken too seriously, since the abundance of CS and its variations are poorly understood.

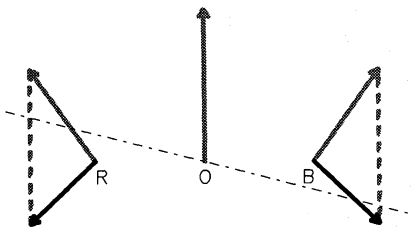


Fig. 10. Kinematical diagram illustrating the blue and red components observable during the re-expansion phase. The grey arrows show the velocities in the observer's frame, while the black arrows show the velocities transformed to the frame of the main body of the CG. The blue component has a larger projected velocity than the red one

4. Confrontation with the RDI model

4.1. Overall picture of CG7S and evolutionary status

From the analysis of the molecular gas, the following features emerge:

• There is an overall velocity gradient from the head to the tail, towards positive radial velocities, visible in the ^{12}CO and ^{13}CO position-velocity maps .

• A "blue" kinematic component is superimposed over the densest part of the head, slightly displaced towards the tail. This component is visible in ^{12}CO, ^{13}CO, and CS(2-1). It is well separated in velocity from the main component in ^{13}CO. It is spatially extended ($\simeq$ 20" FWHM). We infer from these last two facts that this gas must be located spatially outside the main body of the globule.

• A weak "red" component is detected slightly ahead of the "blue" component, in the northern part of the head CS core.

All of these features can be very simply explained by the Radiation-Driven Implosion model of CGs formation. We used the hydrodynamical model described in Paper I with the following initial parameters as described in Table 5:

Referring to Paper I, we recall that any model can be scaled to another model via the following transformation: $\mathbf{r} \rightarrow k\mathbf{r}, t \rightarrow kt, \mathbf{u} \rightarrow k\mathbf{u}, n \rightarrow k^{-1}n, x \rightarrow kx, \phi \rightarrow k\phi$. We selected the model 2 of Paper I and its evolutionary stage by looking for the best morphological and kinematical match with the observations. In particular, the sign of the head-tail velocity gradient implies that the globule's head points towards us. The value of the scaling factor, k = 2, is determined to make the scaled mass agree approximately with the observed mass; all other model parameters are then determined.

We compare in Table 6 the properties of the model and observed globules at the present epoch. We find good agreement between the scaled simulation values and: the kinematical age derived in Sect. 3.1.2, the radius derived from ^{12}CO in Sect. 3.1.1. The agreement is not good for the Ly-c flux. Note, however, that the "observed" value is deduced from the inferred Ly-c luminosity of the exciting stars and the *geometrical* dilution corresponding to their *projected* distance from CG7S. However, the projected distance is an underestimate, and the Ly-c flux is attenuated over and above the geometrical factor by the n_e^2 integral along the propagation path. Although the latter is difficult to estimate, it is clear from the optical image (see Fig. 2) that there is dense ionized gas in front of CG7S.

Figure 9.b shows the column density of neutral gas and the emission measure of ionized gas when the model is viewed at an angle of -20°, as indicated in Fig. 9.a. The simulated globule is experiencing the re-expansion phase (see Paper I). Like CG7S, the model does not have the namesake cometary appearance: this is because in the re-expansion phase, the expanding head shields the rest of the globule from Ly-c photons. In both the model and the observations (CS emission), the maximum density is not found immediately behind the bright rim (as expected in the quasi-stationary phase), but somewhat further behind. The forward side exposed to the stellar flux should undergo not only ionization, but also heating (through the grains); indeed, in that region, the ^{12}CO brightness temperature attains maximum values higher than the mean kinetic temperature derived from C^{18}O for the interior of the globule.

The blue and red kinematic components appear in this model as the expanding forward and rearward sides of the globule respectively. The negative viewing angle is consistent with the fact that the blue component is more detached from the main gas component than the red one is. This is illustrated in Fig. 10.

4.2. Comparison between observed and simulated velocity-position maps

For a more detailed comparison of the kinematics, we have calculated axial velocity-position maps of the model globule

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

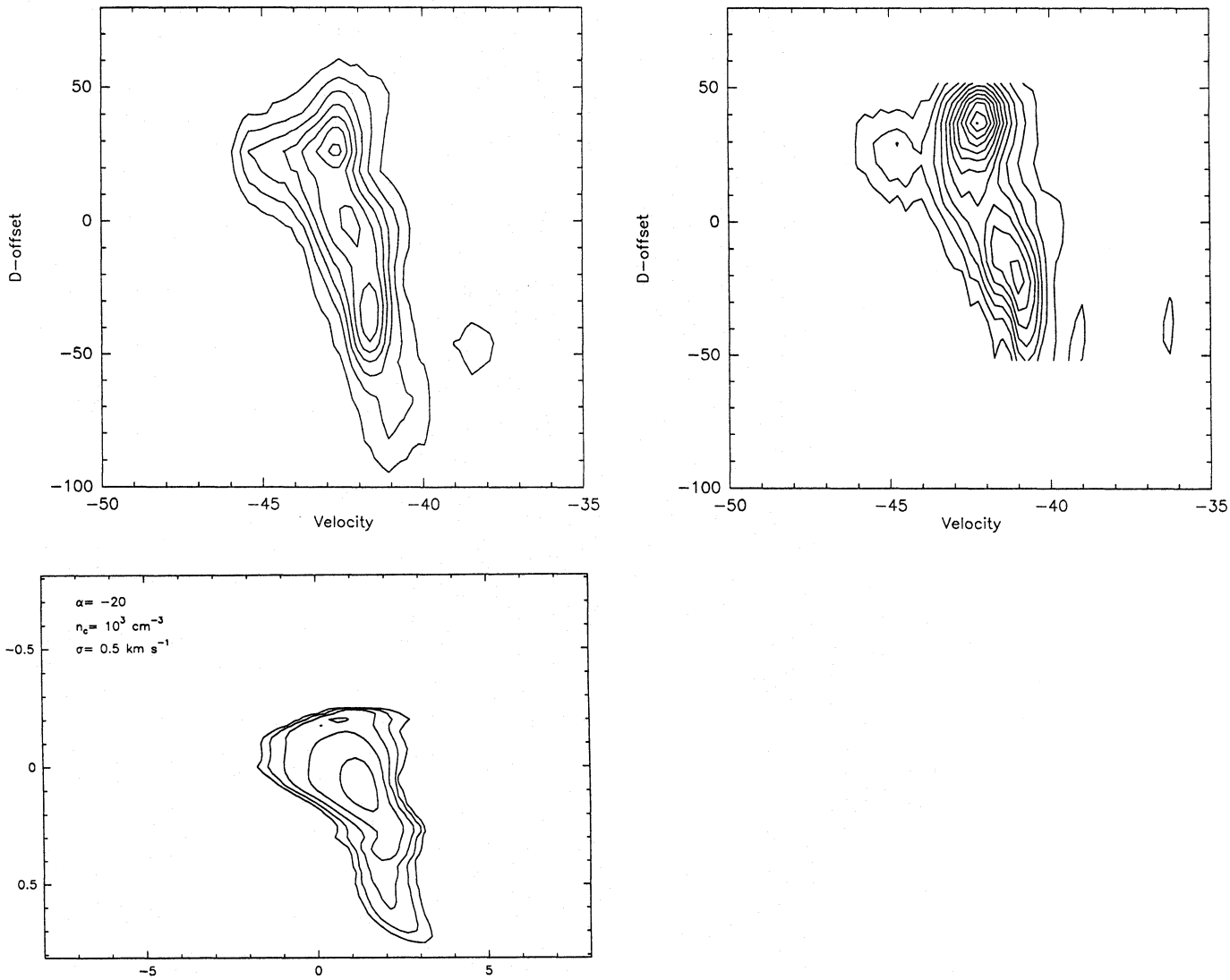


Fig. 11. Comparison of velocity-position maps:
upper left: ^{12}CO(2-1) emission in CG7S in the rotated frame defined in Fig. 5.
upper right: ^{13}CO(2-1) emission in CG7S, in the same rotated frame.
below: simulation of an optically thin transition (critical density $n_c = 10^3$ cm^{-3}); the globule is seen under an inclination of 20° with respect to the line of sight (see Fig. 9)

described in Sect. 4.1. These maps were calculated for an optically thin transition, thermalized at a critical density n_{crit}, that is, we assume a source function:

$$j_\nu \propto \frac{n^2}{n + n_{crit}} \exp\left[-\frac{(c(\nu - \nu_0) - \mathbf{u} \cdot \mathbf{n})^2}{2\sigma^2}\right] \quad (4)$$

Radiative transfer was modelled by summing the molecular emissivity along the line of sight, and using a gaussian velocity dispersion $\sigma = 0.5\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, corresponding to $\Delta v_{FWHM} = 1.2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.

Figure 11 shows the comparison between the two velocity-position maps of CG7S in the ^{13}CO(2-1) and ^{12}CO transitions and the map of the simulated globule.

All three maps exhibit the same general head-tail velocity gradient, with a characteristic "S-shape" profile. The ^{12}CO and the simulated map are extremely similar in that both exhibit a broad blue shoulder which extends up to 3–4 km s^{-1} from the velocity of the main body of the globule, associated to the re-expanding gas within the cloud. The blue component is less separated from the ambient emission in the simulated map than in the case of the optically thin line ^{13}CO(2-1). Nevertheless, the same features are present.

We have deliberately chosen a simulation of a globule based on the simplest possible hypothesis (initially spherical cloud, isothermal gas, plane-parallel illumination). Although the large-scale properties of CGs are well-reproduced by our model, this one cannot claim to describe the fine details of the inner struc-

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

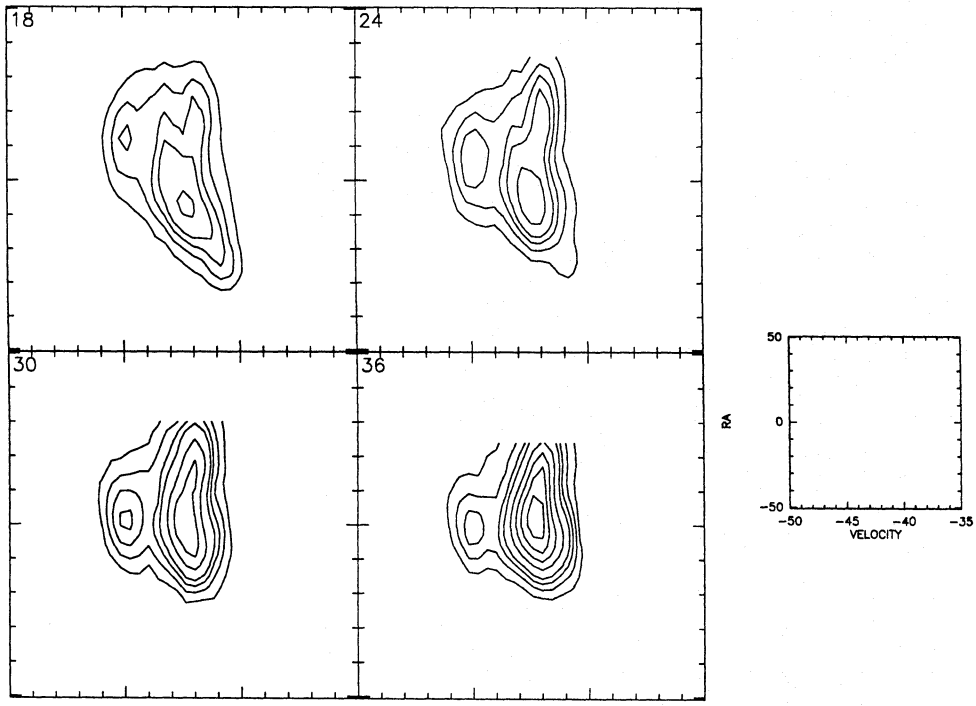


Fig. 12. Velocity-A diagram for the ^{13}CO(2-1) line. This corresponds to cuts perpendicular to the main axis of the globule. Each panel is labelled with the D-offset. The contours of the main and blue component merge in a common envelope, supporting a true physical association and ruling out a chance superposition. The level spacing is 1 K

ture, which must be known to accurately deal with radiative transfer. A more accurate calculation, making possible a very good agreement between the ^{13}CO and the synthesized maps, would have required the input of many more data (density and kinetic temperature profiles for instance) which are observationally badly known or unknown. Therefore, given the simplicity of the means used in the simulations, the similarities resulting from the above confrontation are very encouraging.

4.3. Alternative interpretations

We cannot totally exclude that the blue kinematical component results from a chance superposition. However, the location of this component just behind the head of the globule, on its main axis, makes such an explanation seem very unlikely. Besides, the (A-V) diagrams (Fig. 12) show, especially at the D-offsets +18 and +24, the blue component merging with the main body of the globule, supporting a physical association.

Bipolar outflows are the most frequent explanation for non-gaussian lines found at small scale in molecular gas. But there is no IRAS point source associated with CG7S, which might, however, be due to the high and confused IR emission in that region. Two other arguments rule against a bipolar outflow. First, a red component should normally be present at a velocity symmetrical with respect to the systemic velocity of the main body of the globule, and therefore as clearly visible as the blue component. Second, even assuming that the red component is absent because maybe of an intrinsic asymmetry in the ejection, the elongated lobe of the blue component as seen in Fig. 5 would be expected to point towards the source of the outflow, which should be near the center of the ^{13}CO and CS clumps. It actually points distinctly to the side of that clump, which rules against an interpretation of the blue component as part of a bipolar outflow.

Could the blue kinematical component be explained by an implosion, rather than re-expansion motion? We distinguish the two cases a) of gravitational implosion and b) pressure-induced implosion. For case a), one can make the same remark as just above on the position in space and velocity of the red and blue components relative to the molecular peak. Concerning case b), we can state the following. We have made a number of simulations, changing various parameters, and we found that the axial velocity gradient in the main body of the globule consistently has the same sign. This implies a negative viewing angle for CG7S, i.e. the observer closer from the head. For such an orientation, a "blue" wing appears consistently during the first re-expansion phase, but not during the collapse phase. This result depends on the distribution of radial *and* axial velocities.

Of course, we cannot *prove* that our model is the correct representation of the object, only that it consistently explains a set of observations.

5. Conclusion

We have observed the cometary globule CG7S in the HII region IC1848. It appears to be very young with a typical age of 0.4 My. The globule exhibits some remarkable features that we

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1995A&A...301..522L

summarize below:
a) the main body of the gas is accelerated through a general velocity gradient along the globule's axis: $\nabla v \simeq +3\,\mathrm{km\,s^{-1}\,pc^{-1}}$.
b) the head of the cloud consists of a small dense core surrounded by a circular low-density halo; this core-halo structure appears as an extended clump of radius $R = 0.15$ pc.
c) a second blueshifted component is associated with some expanding gas of the "front side" brighter surface.

These characteristics are easily accounted for within the framework of the RDI model and enable us to draw the following picture:
a) The ionizing photons coming from the illuminating O stars located $\approx$ 7 pc away are consumed mainly by recombinations in the outflowing ionised gas of the cloud's surface.
b) The ionised gas pressure has caused the cloud to collapse on its axis.
c) CG7S currently undergoes the first re-expansion in the "transient phase" (see paper I) characterised by a series of radial expansion-recompression.

We have tested this model of CG7S by comparing the observed velocity-position cut along the cloud's axis to the velocity-position map of a simulated globule in the stage described above. The agreement between the simulation and the observations was satisfactory, despite the crudeness of the initial conditions in the simulation.

CG7S is one of the very first (if not the first) globules to have been observed in so early an evolutionary stage – prior to the cometary phase. Detailed observations at high angular resolution reveal remarkable features never reported up to now and whose comparison to numerical simulations validate in a convincing way the RDI mechanism as a model of formation and evolution for Cometary Globules.

Acknowledgements. We thank J. Cernicharo and E. Gonzalez-Alfonso for allowing us to use their radiative transfer code. We also wish to thank the IRAM staff for their enthusiastic support before and during the observations.

References

Bertoldi, F.,1989, ApJ, 346, 735
Bertoldi, F.,McKee, C., 1990, ApJ, 354, 529
Caldwell, J.A.R., 1983, MNRAS, 203, 215
Cernicharo, J., Guélin, M., 1987, A&A, 176, 299
Draine, B.T., Lee, H.M., 1984, ApJ, 285, 89
Duvert, G., Cernicharo, J., Bachiller, R.,Gómez-González, J., 1990, A&A, 233, 190
Falgarone, E., Puget, J.L., 1985, A&A, 142, 157
Glassgold, A.E., Huggins, P.J., Langer, W.D., 1985, ApJ, 290, 615
González-Alfonso, E., Cernicharo, J., 1993, A&A, 279, 506
Green, Chapman, ApJS, 37, 169
Hawarden, T.G., Brandt, P.W.J.L., 1976, MNRAS, 175, 19p
Lefloch, B., Lazareff, B., (Paper I) 1994, A&A, 289, 559
Mauesberger, R., Guélin, M., Martin-Pintado, J., Thum, C., Cernicharo, J., Hein, H., Navarro, S., 1989, A&A, 223, 376
Neckel, T., Vehrenberg, H., 1985, Atlas of Galactic Nebulae, Treugesell-Verlag K.G. D-4000 Düsseldorf
Panagia, N., 1973, As.J, 78, 929
Patel, N.A., Xie, T., Goldsmith, P.F., 1993, ApJ, 413, 593
Reipurth, B., 1983, A&A, 117, 183
Sugitani, K., Fukui, Y., Ogura, K., 1991, ApJ Supp., 77, 59

This article was processed by the author using Springer-Verlag LaTeX A&A style file *L-AA* version 3.

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

Annexe C

Références Bibliographiques

Arons, J., Max, C.E., 1975, ApJ Letters, 196, L77

Axford, W.I., 1961, Phil. Trans. R. Soc., London, A 252, 301

Bertoldi, F.,1989, ApJ, 346, 735 —*The Photo-Evaporation of Interstellar Clouds : Radiation-Driven Implosion*

Bertoldi, F., McKee, C.F., 1990, ApJ, 354, 529 —*The Photo-Evaporation of Interstellar Clouds : Equilibrium Cometary Clouds*

Bok, B.J., Reilly, E.F., 1947, ApJ, 105, 225

Bok, B.J., 1948, Centennial Symposia, Harvard Obs. Monograph no 7, 53

Bok, B.J., 1978, PASP, 90, 489 —*Star Formation in or very close to a southern globule*

Capriotti, E.R., 1973, ApJ, 179, 495 —*The Structure and Evolution of Planetary Nebulae*

Carlberg, R.G., Pudritz, R.E., 1990, MNRAS, 247, 353 —*Magnetic support and fragmentation of molecular clouds*

Cernicharo, J., Bachiller, R., Duvert, G., González-Alfonso, E., Gómez-González, J., 1992, A&A, 261, 589 —*The physical structure of the small and isolated cometary globule Orion-I-2*

Chandrasekhar, S., 1961, (Oxford Univ. Press) —*Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*

Chièze, J.P., Lazareff, B., 1980, A&A, 91, 290 -*A Model for the HI Cloud Spectrum in the Solar Neighbourhood*

Crutcher, R., ed. Springer-Verlag, IAU Symp. 1988, —*OH Zeeman Effect Studies of Magnetic Fields in Molecular Clouds, pg 105*

Crutcher, R.M., Troland, T.H., Goodman, A.A., Heiles, C., Kazès, I. and Myers, P.C., 1993, ApJ, 407, 175 —*OH Zeeman Observations of Dark Clouds*

Dorland, H., Montmerle, T., Doom, C., 1986, A&A, 160, 1 —*Hollow HII regions*

Duncan J.C., 1920, ApJ, 51, 4

Duvert, G., Cernicharo, J., Bachiller, R., Gómez-González, J., 1990, A&A, 233, 190 —*Star formation in a small globule in IC1396*

Dyson, J.E., 1973, A&A, 27, 459 —*The Shapes of Neutral Globules Associated with Diffuse Nebulae*

Elmegreen, B.G., 1976, ApJ, 205, 405

Elmegreen, B.G., Lada, C., 1977, ApJ, 214, 725 —*Sequential Formation of Subgroups in OB associations*

Elmegreen, B.G., 1979, ApJ, 232, 729

Falgarone, E., Puget, J.L., 1986, A&A, 162, 235 —*Model of clumped molecular clouds* II *: Physics and evolution of hierarchical structure*

Goldsmith, P.F., Langer, W.D., 1978, ApJ, 222, 881, —*Molecular Cooling and thermal balance of dense interstellar clouds*

Gonzalez-Alfonso, E., Cernicharo, J., Radford, S., 1994, A&A, (preprint) — *Molecular gas in cometary globules : CG4 and CG6 in the Gum Nebula*

Giulani, J.L., 1979, ApJ, 233, 280 —*The hydrodynamic stability of ionisation-shock fronts. Linear theory*

Goss, W.M., Manchester, R.N., Brooks, J.N., Sinclair, M.W., Manfield, G.A., Danziger, I.J., 1980, MNRAS, 191, 533

Harju, J., Sahu, M., Henkel, C., Wilson, T.L., Sahu, K.C., Pottasch, S.R., 1990, A&A, 233, 197 —*Molecular gas in cometary globules : CG 1*

Hawarden,T.G., Brandt, P.W.J.L., 1976, MNRAS, 175, 19P — *"Cometary Globules and the Structure of the Gum Nebula*

Heiles, C., 1987, ed. G.E. Morphill & M. Scholer, Reidel Publishing Company, —*Physical Processes in Interstellar Clouds, pg 429*

Heiles, C., Goodman, A., McKee, C., Zweibel, E., 1993, ed. E.H. Levy & J.J. Lunine —*Protostars and Planets III*

Hollenbach, D., McKee, C.F., 1979, ApJS, 41,555 —*Molecule Formation and Infrared Emission in Fast Interstellar Shocks*

Kahn, F.D., 1969, Physica, 41, 172 —*The flow of ionized gaz from a globule in interstellar space*

Landau, L.D., Lifchitz, E.M., 1971, ed. Mir —*Mécanique des Fluides*

Lang, K.R., 1974, ed. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New-York —*Astrophysical Formulae, pg 91-92*

Leung, C.M., 1985, ed. D. Black and M. Matthews (Tucson: University of Arizona Press) —*Protostars & Planets II* pg 104

Myers, P.C., Goodman, A.A., 1988a, ApJ, 329, 392 —*Magnetic Molecular Clouds : Indirect evidence for magnetic support and ambipolar diffusion*

Myers, P.C., Goodman, A.A., 1988b, ApJ, 326, L27 —*Evidence for Magnetic and Virial Equilibrium in Molecular Clouds*

Neckel, T., Vehrenberg, H., 1985, Atlas of Galactic Nebulae, Treugesell-Verlag K.G. D-4000 Düsseldorf

Nishi, R., Nakano, T., Umebayashi, T., 1991, ApJ, 368, 181 —*Magnetic Flux Loss From Interstellar Clouds With Various Grain-Size Distributions*

Oort, J.H., Spitzer, L.Jr, 1955, ApJ, 121, 6

Oort, J.H., 1946, MNRAS, 106, 159

Osterbrock, D.E., 1957, ApJ, 125, 622

Osterbrock, D.E., 1974, ed. G. Burbidge, W.H. Freeman and Company (San Francisco) —*Astrophysics of Gaseous Nebulae*

Panagia, N., 1973, As.J, 78, 929 —*Some Physical parameters of early-type stars*

Patel, N.A., Xie, T., Goldsmith, P.F., 1993, ApJ, 413, 593 —*Cometary Globules in the southeast quadrant of the Rosette Nebula*

Pottasch, S.R., 1956, Bull.Astr.Ist.Netherlands, 13, 77

Pottasch, S.R., 1958, Bull.Astr.Ist.Netherlands, 14, 29

Pottasch, S.R., 1965, Vistas Atr., 6, 149

Pudritz, R.E., 1990, ApJ, 350, 195, —*The Stability of Molecular Clouds*

Reipurth, B., 1983, A&A, 117, 183 —*Star formation in Bok globules and low-mass clouds*

Sanford, M.T., Whitaker, R.W., Klein, R.I., 1982, ApJ, 260, 183, —*Radiation-Driven Implosions in Molecular Clouds*

Sanford, M.T., Whitaker, R.W., Klein, R.I., 1984, ApJ, 282, 178, —*Radiatively-Driven Dust-Bounded Implosions : Formation and Stability of Dense Globules*

Sandqvist, Aa., 1976, MNRAS, 177, 69P, —*Four more Cometary Globules in the Gum Nebula*

Schneps, M.H., Ho, P.T.P., Barret, A.H., 1980, ApJ, 240, 84 —*The formation of Elephant-Trunk Globules in the Rosette Nebula : CO observations*

Spitzer, L.Jr, 1978, J. Wiley & sons (New York), *Physical processes in the Interstellar Medium*

Struve, O., 1937, ApJ, 85, 208

Sugitani, K., Fukui, Y., Ogura, K., 1991, ApJ Supp. Series, 77, 59 —*a Catalog of Bright-Rimmed Clouds with IRAS Point Sources : Candidates for Star Formation by Radiation-Driven Implosion*

Tenorio-Tagle, G., 1976, A&A, 53, 411 —*The Time Evolution of an Ionization Front*

Troland, T.H., Crutcher, R.M., and Kazès, I., 1986, ApJ Letters, 304, L57

Troland, T.H., ed. R. Beck et al, 1990, Symposium IAU, —*Galactic and Intergalactic Magnetic Field, pg 293*

Van Leer, B., J. Comp. Phys, 1979, 32, 101

Williams, P.M., Brandt, P.W.J.L., Hawarden,T.G., 1977, MNRAS, 181, 654

Wilson, J.R., 1978, dans —*Proceedings of Int. Sch. of Phys. Fermi Course LXV*

Woodward, P.R., 1976, ApJ, 207, 484 —*Shock-Driven Implosion of Interstellar Gas Clouds and Star Formation*

Wootten, A., Sargent, A., Knapp, G., Huggins, P., J., 1983, ApJ, 269, 147 —*The structure of bright-rimmed molecular clouds*

Zealey, W.J., Ninkov, Z., Rice, E., Hartley, M., Tritton, S.B., 1983, ApJ Letters, 23, 119, —*Cometary Globules in the Gum-Vela Complex*

Zeldovitch, Ya.B., Raizer, Yu.P., 1967, Academic Press (New-York), —*Physics of shock waves and high temperature phenomena*

Liste des tableaux

2.1 Fonction de refroidissement pour un nuage interstellaire dense 20

2.2 Paramètres physiques du problème 42

3.1 Paramètres du problème-test de photo-ionisation 62

3.2 Résultats analytiques et numériques du problème de photo-ionisation 63

4.1 Paramètres des modèles étudiés 68

5.1 Caractéristiques observationnelles des globules 117

5.2 Resultats du modèle 118

Table des figures

2.1 Position du problème 17

2.2 Schématisation d'un front d'ionisation 29

2.3 Nature du front d'ionisation selon le taux de compression du gaz 30

2.4 Représentation des fronts d'ionisation dans le diagramme d'Hugoniot 34

2.5 Stabilité des fronts d'ionisation 35

2.6 Configuration d'un front D-fort dans le diagramme d'Hugoniot 36

2.7 Ansatz de l'équation d'état 40

2.8 Espace des paramètres 46

3.1 Grille de calcul 50

3.2 Profils numérique et "réel" de densité 53

3.3 Contribution de la pression sur les parois latérales à l'impulsion 55

3.4 Tube de Riemann "isotherme" 58

3.5 Implosion d'une sphère isotherme 60

3.6 Explosion d'une sphère isotherme 61

3.7 Problème-test de photo-ionisation 63

3.8 Stabilité de l'ansatz 65

4.1 Modèle 2 : premières étapes de l'effondrement jusqu'à la phase de compression maximale. 69

4.2 Configuration initiale du nuage et du flux incident au début de l'implosion. 70

4.3 Modèle 2: variation de la masse au cours du temps. 74
4.4 Modèle 2 : Phase de réexpansion et phase cométaire 76
4.5 Variation de l' "impulsion radiale" du nuage en fonction du temps. 77
4.6 Configuration de quasi-équilibre cométaire. 79
4.7 Exemples de globules avec des déformations de surface 88
4.8 Comparaison entre instabilités simulées et observées 95
4.9 Instabilités à petite et grande échelle 96
4.10 Stabilité d'un globule cométaire thermique 103
4.11 Stabilité d'un globule cométaire magnétisé 105
4.12 Simulation d'un nuage à bord brillant 109

5.1 Comparaison morphologique 115
5.2 Variation du champ magnétique en fonction de la densité moyenne des globules 120

Deuxième partie

Autres travaux

Astigmatism in reflector antennas: measurement and correction

A. Greve [1], B. LeFloch [1], D. Morris [2], H. Hein [1], S. Navarro [1]

[1] IRAM *
Nucleo Central
Avda. Divina Pastora 7
18012 Granada
Spain

[2] IRAM
300 rue de la Piscine
Domaine Universitaire
38406 St. Martin d' Heres
France

(* Institute for Radio Astronomy at Millimeter Wavelengths)

Abstract – **We investigate astigmatism in Cassegrain antennas from cross scans through in–and–out–of–focus diffraction images of *extended* radio sources. The use of extended sources is of interest for large (mm–wavelength) telescopes where the bright planets subtend a substantial fraction of the beam. The experimental and theoretical results presented here refer to the IRAM 30–m telescope and measurements at 7.7 – 1.3 mm wavelength; however, extrapolation to other telescopes is evident.**

We report on an experiment to correct the astigmatism (phase) at a position close to the focal plane of the telescope, i.e. the flat surface of the co–rotating Nasmyth mirror.

I. INTRODUCTION

Cassegrain reflector telescopes are commonly used in radio astronomy. Astigmatism [1] of the wavefront, as for instance produced by a corresponding geometrical deformation of the main reflector surface, is a severe imperfection since it cannot be eliminated by axial or lateral displacements of the subreflector. There are relatively few publications concerning astigmatism in radio telescopes [2 – 6], in particular after $\approx$ 1975 when large steerable reflectors constructed on the principle of homology [7] came into operation. Homologous

reflectors are designed to be less prone to astigmatic surface errors; for representative calculated surface contours of tilted homologous reflectors see [8, 9].

Astigmatism manifests itself as a characteristic deformation of the radio image: the defocussed radio images of a source appear distorted with elliptical cross–sections and mutually orthogonal orientations of the ellipses for the inner and outer defocus positions. Astigmatism is easily measured (orientation and magnitude) by the standard method of cross scans at various position angles through the in–and–out–of–focus radio images. This method, as applied on a microwave antenna, was described earlier by Cogdell and Davis [3]. Here we investigate this method when applied on *extended* radio sources, since for many telescopes the most convenient and brightest objects are the planets which may subtend a substantial fraction of the telescope beam, in particular when observing at mm–wavelengths with large telescopes. We demonstrate that with a particular diagnostic diagram it is possible to quantify precisely the amplitude of the astigmatism from in–and–out–of–focus measurements of extended sources.

It is difficult to present a general analysis of astigmatism because telescopes differ in observing wavelength (λ), focal ratio (N), the area (B) blocked by the subreflector and its supports, the taper of the illumination (T), etc. Here we restrict ourselves to measurements and calculations of the IRAM 30–m telescope [10]. After continuous efforts and progressive increase of the reflector precision [11, 12] we discovered only recently a small astigmatic surface error, possibly due to a so far unnoticed (cf. [13]) time–dependent residual thermal imbalance of the telescope structure. This astigmatism was detected from in–and–out–of–focus measurements of radio images, using all receivers, and in 39 GHz holography measurements at 43^0 elevation using the satellite ITALSAT.

When present on the main reflector, astigmatism can be eliminated by either readjustment of the surface panels or also by correction of the deformed wavefront at a convenient position in the converging beam. Calculations, either based on geometrical optics [14] or diffraction theory [15], and applications have been reported of correcting deformations, and elevation–dependend astigmatism, of non–homologous reflectors by appropriate (active) shaping of the subreflector surface (Univ. Kent 2.8–m [16], Greenbank 43–m [17], Haystack 37–m [18] telescopes). However, experiments of wavefront manipulation at mm–wavelengths [19, 20] show that correction near the focus is also possible. We have used the in–and–out–of–focus measurements and the holography data of the 30–m reflector to

design and experiment with a wavefront corrector for 7.7 - 1.3 mm wavelengths. This corrector was placed on the surface of the tertiary (co–rotating Nasmyth) mirror at a distance of 3.5 m from the secondary focus, while the equivalent focal length of the telescope is 291 m [10]. At this position in the beam the corrector is reasonably small and – most important – it can be built on a *flat* intermediate mirror surface, thus avoiding the large and steeply curved surface of the subreflector. The optics of the 30–m telescope, and in particular the position of the corrector, is shown in Fig. 1.

II. MEASUREMENTS AND CALCULATION

The IRAM 30–m telescope allows at its secondary focus simultaneous observations at 3 mm (100 GHz), 2 mm (150 GHz), and 1.3 mm (230 GHz) wavelength, and separate observations at 7.7 mm (39 GHz) after turning the fourth (Nasmyth) mirror (see Fig. 1). For the measurements reported here the in–and–out–of–focus radio images of several planets and of ITALSAT were investigated by cross scans in the orthogonal directions of azimuth and elevation which, *for the case of the 30–m telescope*, seem to correspond with the principal axes of the astigmatism for most of the measurements. This orientation of the astigmatism (and its amplitude) was indicated in wavefront error maps obtained in the satellite holography made at 43^0 elevation.

A typical set of in–and–out–of–focus cross scans (in azimuth and elevation direction) made at 1.3 mm wavelength (telescope beamwidth $\theta_B = 11''$) and Venus (size $\theta_S = 17''$) as source are shown in Fig. 2. The figure illustrates for these orthogonal scan directions the difference in beamwidth and the reversal of the corresponding beamwidths for the in–and–out–of–focus position as being typical of astigmatism. For large off–focus positions the degradation from defocussing dominates that of the astigmatism (see [4]) as illustrated by the beam pattern of Fig. 2 defocused by $\approx -2\lambda$ (i.e. -2.5 mm). Therefore we studied the astigmatism at off–focus positions within approximately $\pm 1\ \lambda$ axial displacement of the subreflector. In the measured cross scans the main beams were approximated by Gaussian profiles (where meaningful, Fig. 2) which gave the full widths at half power for the azimuth and elevation directions, i.e. $\theta_a(z)$ and $\theta_e(z)$, respectively, at the focus position z (with z measured along the reflector axis and z = 0 at the best focus). For several focus settings $\pm\ z/\lambda$ with $|z/\lambda| \leq 1$, we determined the ellipticity of the astigmatism, $A(z/\lambda)$, from

$$A(z/\lambda) = \theta_a(z)/\theta_e(z). \tag{1}$$

For a non–astigmatic reflector $A(z/\lambda) = 1.0$, at least for $|z/\lambda| \leq 1$ and the case of no other aberrations.

For diagnosis of the measurements we derived theoretical values $A(z/\lambda)$ for the specific radio–optical parameters of the 30–m telescope (N = 0.35, B $\approx$ 7 %, λ = 7.7 - 1.3 mm, T = 14 dB (power) at the edge of the reflector) and an astigmatic aperture plane *wavefront* (phase) deformation Φ_α (see [1], [3])

$$\Phi_\alpha(\rho,\varphi) = \alpha' \rho^2 cos[2(\varphi - \varphi_0)] = 2\alpha' \rho^2 cos^2(\varphi - \varphi_0) - \alpha' \rho^2, \tag{2}$$

with $\alpha' = 2\pi\alpha/\lambda$ the dimensionless astigmatism parameter, α the geometrical amplitude of the wavefront deformation, ρ the normalized radius of the circular aperture, φ the azimuth angle in the aperture plane, and φ_0 and $\varphi_0 + 180^0$ the principle axes of the astigmatism ([1]). For different amplitudes α of the wavefront deformation Φ_α, and various values z/λ of the focus setting, we calculated by fast Fourier transforms the far–field diffraction patterns $\Psi_\alpha(z/\lambda)$ using a Gaussian taper as the model of the telescope aperture illumination, which was set to zero in the area blocked by the subreflector and its supports. Defocussing was simulated by a quadratic phase variation with radius (see [1]); the inclination of the reflector surface with respect to the incident wavefront was taken into account (cf. [21]). The convolution of the astigmatic patterns $\Psi_\alpha(z/\lambda)$ and the hat–box brightness distribution of a radio source (planet) of diameter θ_S was obtained from corresponding multiplication in the Fourier plane; this gives the power distributions $P_\alpha(z/\lambda, \theta_S)$ of the observable, degraded radio images. For reasonably small defocussing ($|z/\lambda| \leq 1$) we approximated the calculated cross scans along the principal axes by Gaussian functions from which we derived the corresponding half power widths $\theta_a(\alpha,z/\lambda,\theta_S)$ and $\theta_e(\alpha,z/\lambda,\theta_S)$ and the ellipticity $A_\alpha(z/\lambda, \theta_S) = \theta_a(\alpha, z/\lambda, \theta_S) \ / \ \theta_e(\alpha, z/\lambda, \theta_S)$. We specify the beam - source geometry by the beam filling factor $\beta = \theta_S/\theta_B$, with θ_B the width (FWHP) for a point–like source ($\theta_S = 0$) at the best focus position (z = 0). The telescope beamwidth θ_B deviates only by a few percent from the corresponding value for the aberration–free telescope.

III. DIAGNOSIS AND RESULTS

We have analyzed in–and–out–of–focus measurements of several planets and of ITALSAT measured at 1.3 mm, 2 mm, 3 mm, and 7.7 mm wavelength in order to illustrate the use of extended sources; the results are summarized in Table 1. As indicated by many more measurements made later, the amplitude and orientation of the astigmatism may

change with time in a complicated, not yet understood manner, possibly being induced by environmental effects. This explains the scatter of the values α in Table 1 which represent snapshots of a time–variable phenomenon.

Figure 3 shows samples of the measured ellipticities $A(z/\lambda)$ versus the relative focus position z/λ. A value $A(z/\lambda) \neq 1$ at $z/\lambda = 0$ indicates that the best focus image is not exactly circular; however, the non–circularity of the best focus images does not exceed $\approx$ 10 % (Fig. 3 and 6). We approximate the measurements for the focus positions $|z/\lambda| \leq 1$ by the relation

$$A(z/\lambda) = a + Sz', \quad z' = z/\lambda. \tag{3}$$

The corresponding least squares fits of (3) are shown in Fig. 3 and Fig. 6, and the deduced slopes S are given in Table 1. The scatter in the measurements results from additional image deformation produced by an unstable atmosphere (anomalous refraction [22]), additional wavefront errors like small residual coma, small erratic pointing and focus shifts (at sunrise and sunset), etc. For the determination of the astigmatism parameter α' (and α) we use a diagnostic diagram of S as function of α' and source filling factor β. This diagram, as calculated for the 30–m telescope, is shown in Fig. 4. Our calculations show, as exhibited in this diagram, that for a selected source filling factor β (≤ 3) there exists a unique relation between the magnitude α' (and α) of the astigmatism and the slope S determined from a set of ellipticity measurements $A(z/\lambda)$. Thus, when knowing S from a set of measurements and β from the telescope and astronomy data, we may use this diagram to deduce the corresponding value α'.

Inserted in Fig. 4 are the measurements (S,β), and the corresponding values α' (and α) deduced from this diagram are given in Table 1. In view of the variability of the astigmatism, we find that the amplitude α of the astigmatism can be derived reliably from observations of extended sources which may be considerably larger than the telescope beam. The diagram also shows that for sources filling $\leq 1/2 - 2/3$ of the beam, the values α' do not differ by more than $\approx$ 30 % from those derived for point sources ($\beta = 0$).

For a given telescope, the construction of the diagram S – α' requires many calculations of diffraction patterns, namely for various degrees of astigmatic distortion (α'), for a set of off–focus positions ($\pm$ z/λ), and for different source sizes (β). However, the particular diagram S – α' depends only on α' and β and can be used for a large range of wavelengths.

The important observational parameter is the slope S determined at the principal axes of the astigmatism. The use of this diagram does not require an exact determination of the best focus position. In case receivers of similar illumination are used, only one diagram as shown in Fig. 4 covers a multitude of situations which may be encountered in practice.

IV. WAVEFRONT CORRECTION

The astigmatism of the 30–m telescope is produced by a corresponding geometrical deformation of the main reflector surface. We have applied a corrector (see Fig. 1) to demonstrate that the deformed wavefront can be corrected at a position close to the focal plane. The design of the corrector was based on geometrical optics: by scaling of the apertures we derived from the measured deformation of the main reflector the corresponding wavefront deformation at the surface of the tertiary (co–rotating Nasmyth) mirror. A corrector placed on this mirror has a fixed position (orientation and distance) with respect to the main reflector and – an important advantage – can be built on a *flat* surface. The size of the corrector at this position of the converging beam is $\approx$ 30 x 50 cm.

The experimental corrector was built from Styrodur extruded polysterene foam (trade mark BASF) which has a low loss and a ratio of geometrical thickness (d) and change in pathlength Δ of $d/\Delta = 1/(\sqrt{\epsilon} - 1) \approx 40$ (ϵ = dielectric constant). The corrector, shown in Fig. 5, consists of 130 Styrodur tiles of 30 x 30 mm diameter. The size of the tiles was selected to represent projected main reflector surface elements where the astigmatic deformation changes by less than 0.025 mm. The corrector was used in double transmission (in and out) with the underlying aluminum surface of the Nasmyth mirror acting as reflector.

The result of the wavefront correction is summarized in Table 2, and shown in detail in Fig. 6. Displayed is the ellipticity $A(z/\lambda)$ measured subsequently *without* and *with* the corrector on the same radio source, at nearly the same time and nearly the same elevation. The correction of the deformed wavefront is evident at all wavelengths. At 7.7 mm wavelength the relative wavefront deformation is only $\approx$ 0.10 mm/7.7 mm $\approx$ $\lambda/70$ and thus the astigmatism is more difficult to measure accurately; at 2 mm and 1.3 mm wavelength the corresponding ratio is $\approx \lambda/10$. When taking the values of Table 2, the improvement of the wavefront was $\alpha_{no-correction}/\alpha_{correction} \approx 10$. A complete description of the behavior of the corrector at long and short wavelengths requires a rigorous diffraction calculation similar to that made by Langley and Parker [15].

With the corrector applied, we derived from 4 measurements (at best focus and $\approx 45^0$ elevation) an increase in received power of 3 ($\pm$ 2) % and 6 ($\pm$ 3) % at 2 mm and 1.3 mm wavelength, respectively, not taking into account the losses of the corrector. The losses, as estimated from the properties of the Styrodur material measured in the IRAM laboratory [23], are $\approx$ 2 % and $\approx$ 4 % at 100 GHz and 230 GHz, respectively.

The astigmatism contributes to the total surface precision of the main reflector, presently of rms–value $\sigma \approx 0.075$ mm for elevations near 50^0 [11, 12]. The geometrical amplitude δ of the astigmatic main reflector surface deviation is $\delta \approx \alpha/2 \approx 0.10$ mm; the corresponding axially weighted surface–averaged rms–value σ_α of the astigmatic deformation is $\sigma_\alpha \approx$ 0.032 mm. Application of the corrector improved the total surface precision such that near 50^0 elevation $\sigma^2_{corr} = \sigma^2 - \sigma^2_\alpha \approx (0.075)^2 - (0.032)^2 \approx (0.068)^2$. When using Ruze's equation [24] (which applies also for not too large systematic surface errors [25]), the increase in power with the corrector applied is proportional to the increase in aperture efficiency η (with σ weighted by the taper and the phase correction of the inclined reflector surface, cf. [21]) of

$$\eta_{corr}/\eta \approx exp[-(4\pi\sigma_{corr}/\lambda)^2]/exp[-(4\pi\sigma/\lambda)^2]. \qquad (4)$$

The increase in efficiency η_{corr}/η as calculated from (4) is given in Table 3. Also given is the same quantity derived from a rigorous diffraction calculation for a reflector without and with the same amount of astigmatism. The increase in efficiency measured at 2 mm and 1.3 mm indicates agreement with the predictions.

Table 3

Correction of astigmatism: predicted and measured improvement

Wavelength [Freq.]	η_{corr}/η (dB)		
(mm) [GHz]	Diffraction Calc.	Eqn. 4	Measurements [a)]
7.70 [039]	0.0	0.0	
3.50 [086]	0.05	0.05	
2.00 [150]	0.19	0.15	0.13±0.09+(0.09) ≈ 0.21±0.09
1.30 [230]	0.50	0.35	0.25±0.13+(0.17) ≈ 0.41±0.13
0.86 [350]	0.96	0.80	

a) values in brackets: correction for loss in corrector material

The correction of the wavefront deformation may be better when using a reflective metal surface corrector. However, the experiment with the Styrodur corrector was made primarily to localize the origin of the wavefront deformation (the main reflector) by inexpensive means and applicable in short time.

Conclusion

For a wide range of observing wavelengths we have shown that astigmatism in a large mm–wavelength telescope can be determined from cross scans through in–and–out–of–focus images of *extended* radio sources which may subtend – like the planets – a large fraction of the telescope beam. For the analysis, a diagnostic diagram is required which can easily be calculated for any particular telescope. We have shown that a corrector can be built on a flat substrate/mirror surface and at a convenient position in the converging beam close to the focal plane. Such a corrector has a manageable size, and allows at least the correction of large scale wavefront/surface errors.

While we have demonstrated again (see [19]) the possibility of near–focus correction of a particular large–scale wavefront/surface error, we extrapolate from our result that large–scale elevation–dependent residual gravitational surface deformations (of a homologous reflector) can be corrected in a similar way at *near–focus* position by an *active* corrector. This makes us repeat the statement of [26] that "an important new step for the next decade (of radio astronomy) could be the inclusion of a phase corrector plate or a deformable subreflector to further compensate for [non–]homologous gravitational (and even wind) deformations".

Acknowledgement We appreciated the comments by Dr. B. Lazareff (IRAM–France) and those of the referees. Mr. G. Galvez (IRAM–Spain) patiently cut the corrector from the Styrodur foam.

References

[1] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., Oxford: Pergamon Press, 1980

[2] G. Feix, "Focus broadening by astigmatism of large microwave parabolic antennas", Appl. Optics, vol. 8, p. 1631, 1969

[3] J. R. Cogdell and J.H. Davis, "Astigmatism in reflector antennas", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. AP–21, p. 565, 1973

[4] J. Ruze 1975, "Axial astigmatic fields in the focal region", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. AP–23, p. 734, 1975

[5] S. von Hoerner and W–Y. Wong, "Gravitational deformation and astigmatism of tiltable radio telescopes", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. AP–23, p. 689, 1975

[6] S. von Hoerner, "Measuring the gravitational astigmatism of a radio telescope", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. AP–26, p. 315, 1978

[7] S. von Hoerner, "Design of large steerable telescopes", Astron. J., vol. 72, p. 35, 1967

[8] J.W. Mar and H. Liebowitz, *Structural Technology for Large Radio and Radar Telescope Systems*, Cambridge, MA: MIT Press, 1969

[9] O. Hachenberg, *Studien zur Konstruktion des 100–m Teleskops*, Dümmlerbuch 7602, Bonn: Dümmler Verlag, 1968

[10] J.W.M. Baars, B.G. Hooghoudt, P.G. Mezger and M.J. de Jonge, "The IRAM 30–m millimeter radio telescope on Pico Veleta, Spain", Astron. Astrophys., vol. 175, p. 319, 1987

[11] D. Morris, J.W.M. Baars, H. Hein, H. Steppe, C. Thum and R. Wohlleben, "Radio holography measurement of the 30–m millimeter radio telescope at 22 GHz with a cosmic source", Astron. Astrophys., vol. 203, p. 399, 1988

[12] J.W.M. Baars, D. Morris and N.D. Whyborn, "Holographic reflector measurement of the 30–m MRT and 15–m SEST", in Holographic Testing of Large Radio Telescopes, Int. Workshop SAO RATAN 600, N'Arkhyz 1990, Leningrad Nauka, p. 53, 1991

[13] A. Greve, M. Dan and J. Penalver, "Thermal behavior of millimeter wavelength radio telescopes", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. AP–40, p. 1375, 1992

[14] S. von Hoerner, "The design of correcting subreflectors", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. AT–P 24, p. 336, 1976

[15] R.J. Langley and E.A. Parker, "Wave scattering from error–compensating secondary reflectors", IEEE TRans. Ant. Propagat., vol. AP–27, p. 527, 1979

[16] P.R. Cowles and E.A. Parker, "Reflector surface error compensation in Cassegrain antennas", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. AP–23, p. 323, 1975

[17] S. von Hoerner, W–Y. Wong, "Improved efficiency with a mechanically deformable subreflector", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. AP–27, p. 720, 1979

[18] J. Antebi, M.S. Zarghamee, F.W. Kan, H. Hartwell, J.E. Salah and S.M. Milner, "A deformable subreflector for the Haystack radio telescope", preprint, 1993

[19] C.E. Mayer, J.H. Davis, H.D. Foltz, "Texas 5–m antenna aperture efficiency doubled from 230 – 300 GHz with error compensating secondary", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. AP–39, p. 309, 1991

[20] S. Liechti, *Lentille dielectrique pour l'optimisation du gain dans l'axe d'un radio telescope millimetrique [the 30–m telescope]*, Thesis, University de Paris VII U.F.R. de Physique (in French), 1987

[21] A. Greve and B.G. Hooghoudt, "Quality evaluation of radio reflector surfaces", Astron. Astrophys., vol. 93, p. 76, 1981

[22] W.J. Altenhoff, J.W.M. Baars, D. Downes and J.E. Wink, "Observations of anomalous refraction at radio wavelengths", Astron. Astrophys., vol. 184, p. 381, 1987

[23] M. Carter and F. Mattiocco, "A millimeter–wave vector analyzer", 16th Int. Conf. on Infrared & Millimeter Waves, Lausanne, Switzerland, 1991

[24] J. Ruze, "Antenna tolerance theory – a review", Proc. IEEE, vol. 54, p. 633, 1966

[25] A. Greve, "Strehl number degradation by large–scale systematic surface deviations", Appl. Optics, vol. 19, p. 2948, 1980

[26] R.S. Booth, "Radio astronomy – Towards the 21st century", ESO Messenger, No 63, p. 11, 1991

[27] D. Downes, "Radio Astronomy Technology", in Evolution of Galaxies and Astronomical Observations, Lecture Notes in Physics 333, Springer Verlag, p. 351, 1989

Captions to the Figures

Figure 1

Optics of the IRAM 30–m telescope. M1: main reflector, M2: subreflector, M3: co–rotating Nasmyth mirror (and corrector), M4: stationary Nasmyth mirror. The receivers are indicated by their wavelengths. The ray paths show schematically an astigmatic beam and the effect of wavefront correction.

Figure 2

Reversal of the beamwidths at conjugate in–and–out–of–focus positions, orthogonal cross scans at 1.3 mm wavelength ($\theta_B = 11''$) through the source Venus ($\theta_S = 17''$); solid line: azimuth scans, dashed lines: elevation scans; the displacements (mm) from best focus are indicated. Open boxes: no observation available.

Figure 3

Ellipticity of the astigmatism $A(z/\lambda)$ measured at various wavelengths (indicated) and off–focus positions z/λ; solid lines: best fit approximations for the individual measurements (different symbols; Table 1). (The intersection of the dashed lines shows the location of the best focus position).

Figure 4

Diagnostic diagram for determination of the astigmatism parameter α'. The source filling factors β of the corresponding lines are given by the right hand vertical scale. The measurements (S,β) are shown in this figure, using the same numbers as given in Table 1. (*This diagram is specific for the IRAM 30–m telescope, and a taper of 14 dB*).

Figure 5

Picture of the corrector, glued on a thin plastic foil and attached to the Nasymth mirror.

Figure 6

Result of the correction (Table 1) shown as ellipticity of the astigmatism $A(z/\lambda)$ versus focus position z/λ. ○: measurement without corrector, ●: measurement with corrector, same source. The solid lines give the linear best fit approximations; the intersection of the dashed lines give the best focus location.

[In the 7 mm observations with corrector we omit the values for $|z/\lambda| \geq 0.75$ which exhibit a strong non–linear behavior, as also confirmed in the 7 mm ITALSAT radio holography measurement with the corrector applied, see the points ■ in the figure.]

Table 1: Measurement of Astigmatism

Wavelength Receiver [GHz]	Source	Elevation (^{o}) of source	θ_S ($''$) source diam.	θ_B[c)] ($''$) beamwidth	$\beta = \theta_S/\theta_B$	S[d)] (diagram	α' parameters)	α (mm)
7 mm[a)] [43]	Jupiter	55	37/35 (36)[e)]	61 (55)[f)]	0.66	0.21 (**1**)	0.22	0.24
7 mm[a)] [39]	ITALSAT[g)]	43	0	61	0.0	0.22 (**2**)	0.22	0.24
3 mm[b)] [86]	Mars	35	14	27	0.52	0.26 (**3**)	0.25	0.15
3 mm[b)] [110]	Venus	45	17	21	0.82	0.49 (**4**)	0.57	0.33
3 mm[b)] [86]	Venus	30	25	27	0.91	0.37 (**5**)	0.45	0.25
3 mm[a)] [86]	Jupiter	60	41/38 (39)	27	1.44	0.40 (**6**)	0.68	0.37
2 mm[b)] [146]	Jupiter	55	41/38 (39)	16	2.45	0.28 (**7**)	0.75	0.24
1.3 mm[b)] [220]	Venus	40	17	11	1.59	0.66 (**8**)	1.15	0.26
1.3 mm[b)] [210]	Mars	50–75	7	11	0.64	0.59 (**9**)	0.70	0.17

Table 2: Correction of Astigmatism

Wavelength Receiver [GHz]	Source	Elevation (^{o}) of source	θ_S ($''$) source diam.	θ_B[c)] ($''$) beamwidth	$\beta = \theta_S/\theta_B$	S (diagram	α' parameters)	α (mm)
7 mm[a)] [39]	ITALSAT–NC[h)]	43	0	61	0.0	0.10	0.10	0.11
7 mm[a)] [39]	ITALSAT–C[h)]	43	0	61	0.0	$\sim$ 0.013	$\sim$ 0.013	$\sim$ 0.014
2 mm[b)] [146]	Mars–NC	40	11	16	0.69	0.57	0.65	0.21
2 mm[b)] [146]	Mars–C	35	11	16	0.69	0.07	$\sim$ 0.08	$\sim$ 0.026
1.3 mm[b)] [210]	Mars–NC	40	11	11	1.00	0.60	0.75	0.17
1.3 mm[b)] [210]	Mars–C	35	11	11	1.00	0.08	$\sim$ 0.08	$\sim$ 0.018

Notes to Table 1 and Table 2

[a] Schottky receiver, [b] SIS receiver. The receivers usually have $\approx$ 14 dB illumination, the taper of the 3 mm Schottky receiver is $\approx$ 8 dB; for this taper we made a special calculation giving the value in this table.

[c] for the telescope beamwidths see also [27].

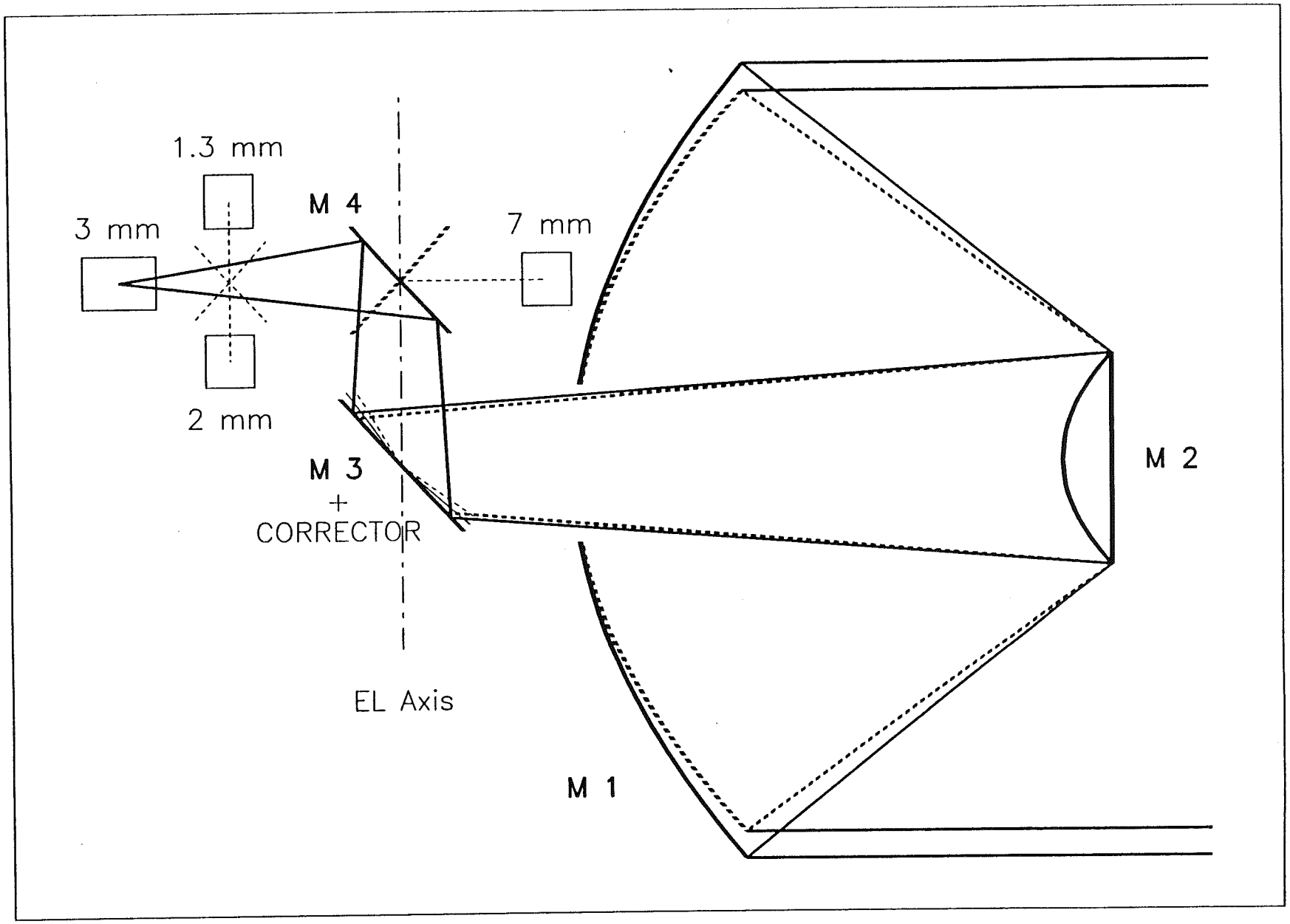
[d] the same numbers are used in Fig. 4.

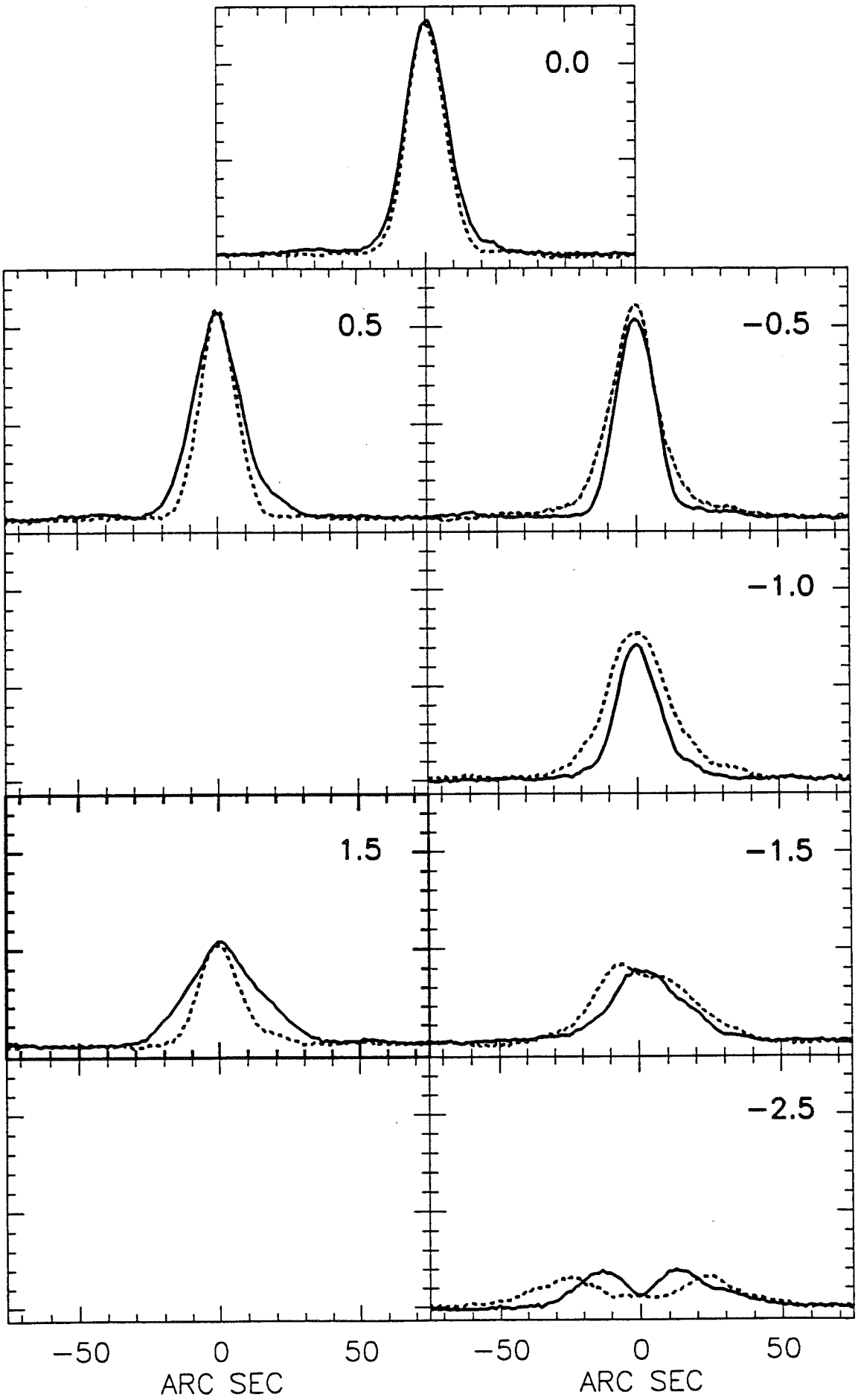
[e] equatorial and polar diameter, we use the average given in brackets.

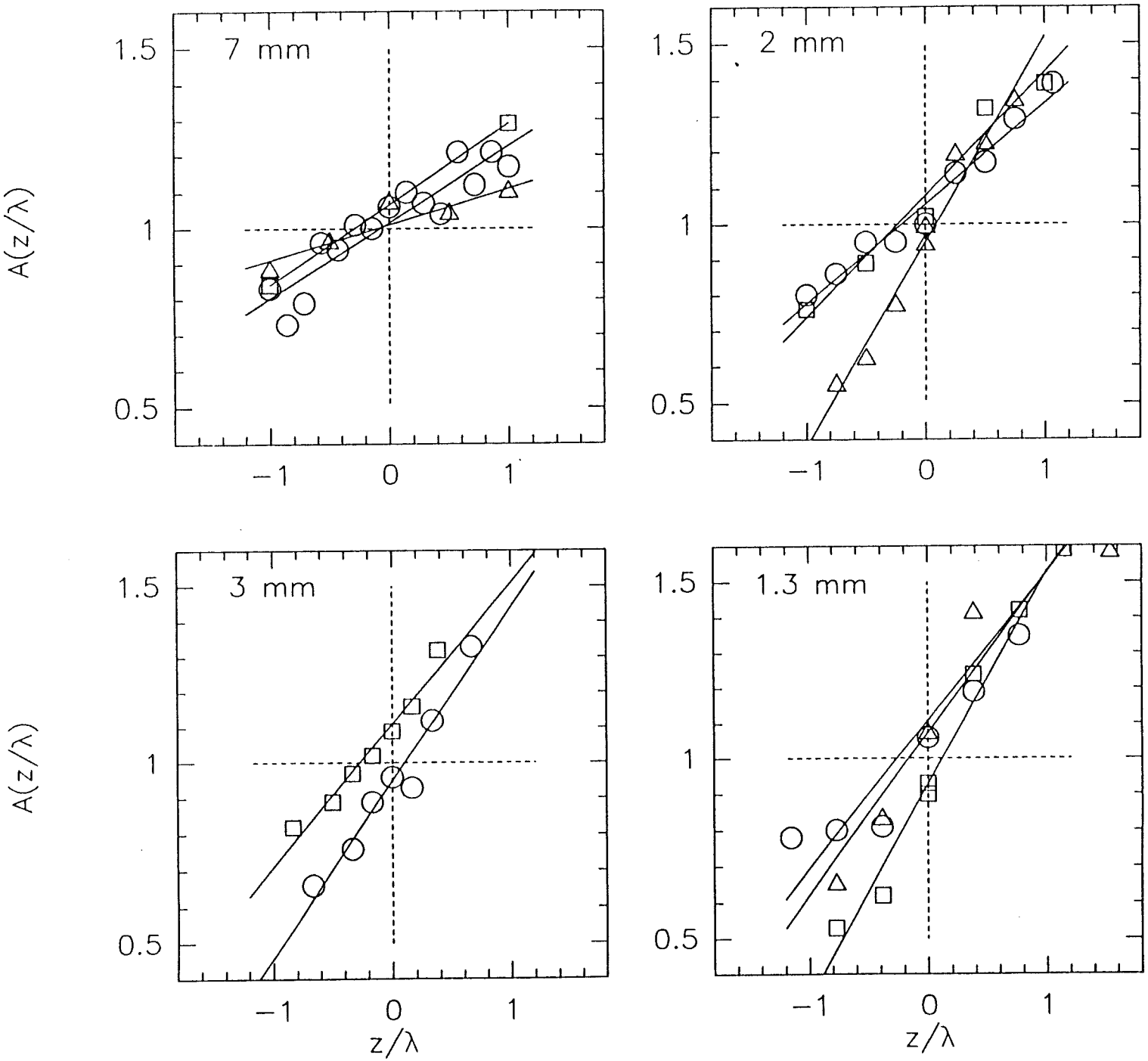
[f] 61″ measured at the telescope, 55″ derived from the diffraction calculation; we use the latter value.

[g] extracted from in-and-out-of focus phase retieval holography maps.

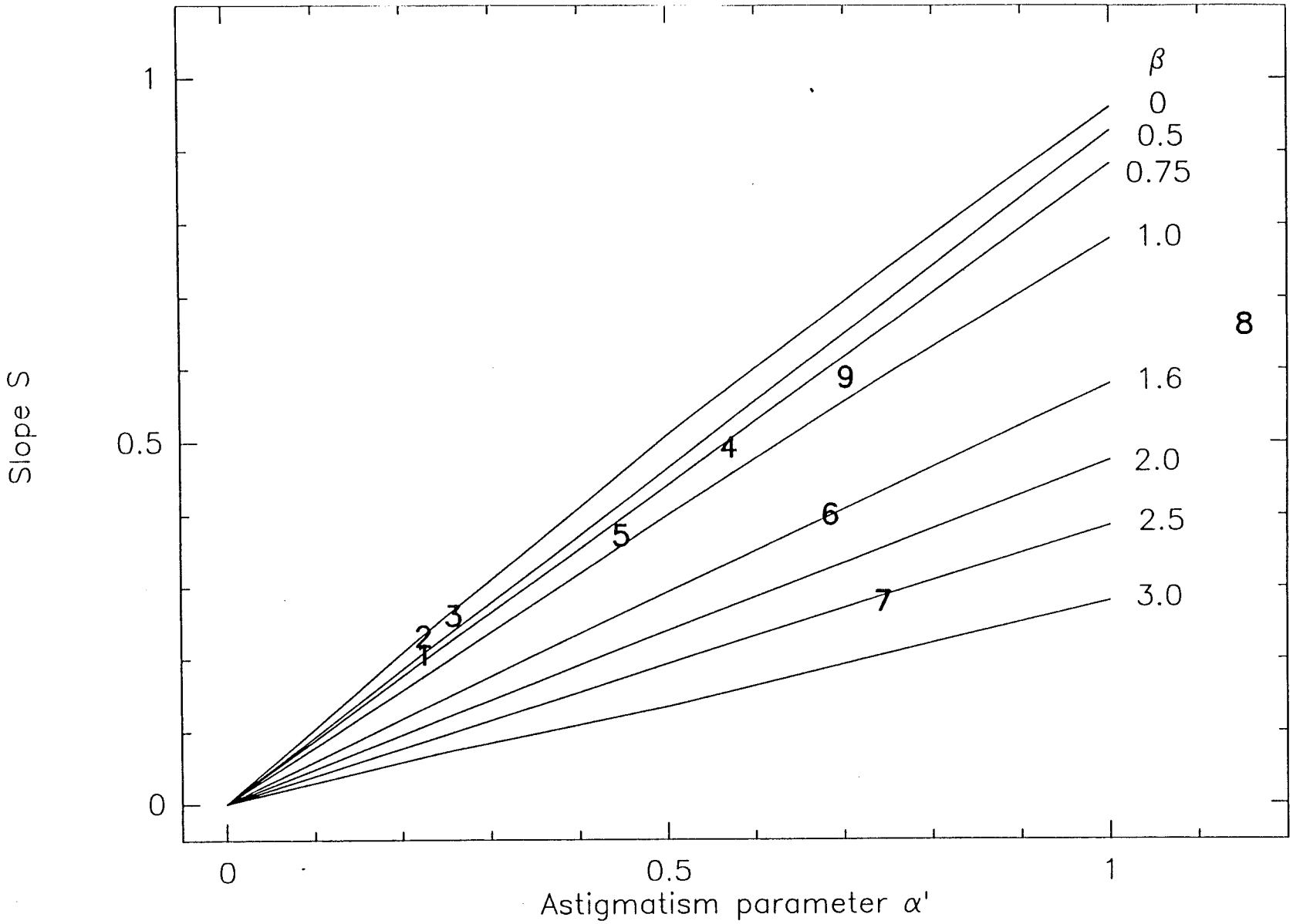
[h] NC: without corrector, C: with corrector. The measurements NC and C were made immediately following each other.


1.3 mm
3 mm
M 4
7 mm
2 mm
M 3
+
CORRECTOR
M 2
EL Axis
M 1

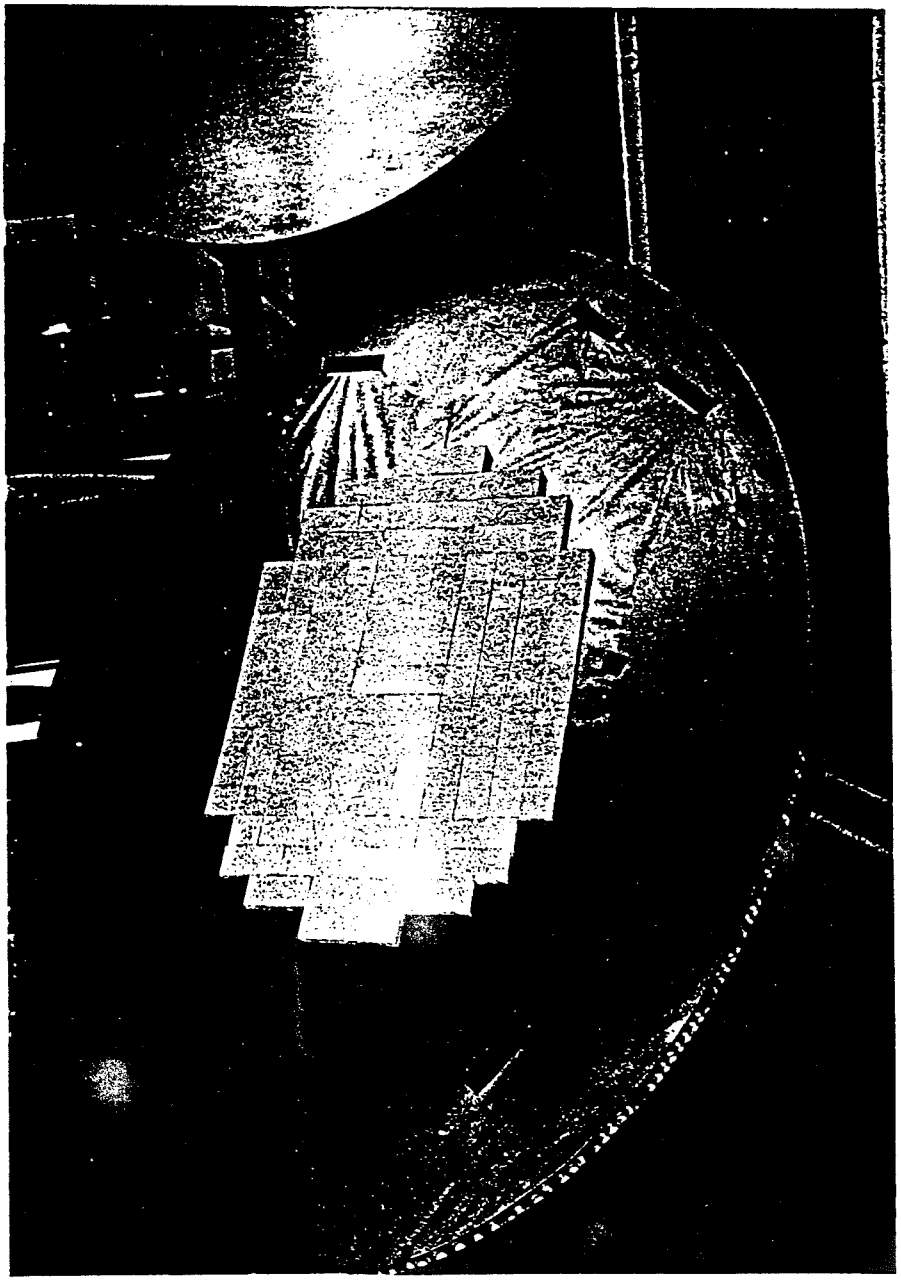

0.0
0.5
−0.5
−1.0
1.5
−1.5
−2.5
−50
0
50
ARC SEC
−50
0
50
ARC SEC



3


β
0
0.5
0.75
1.0
1.6
2.0
2.5
3.0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
Slope S
0
0.5
1
0
0.5
1
Astigmatism parameter α'

4



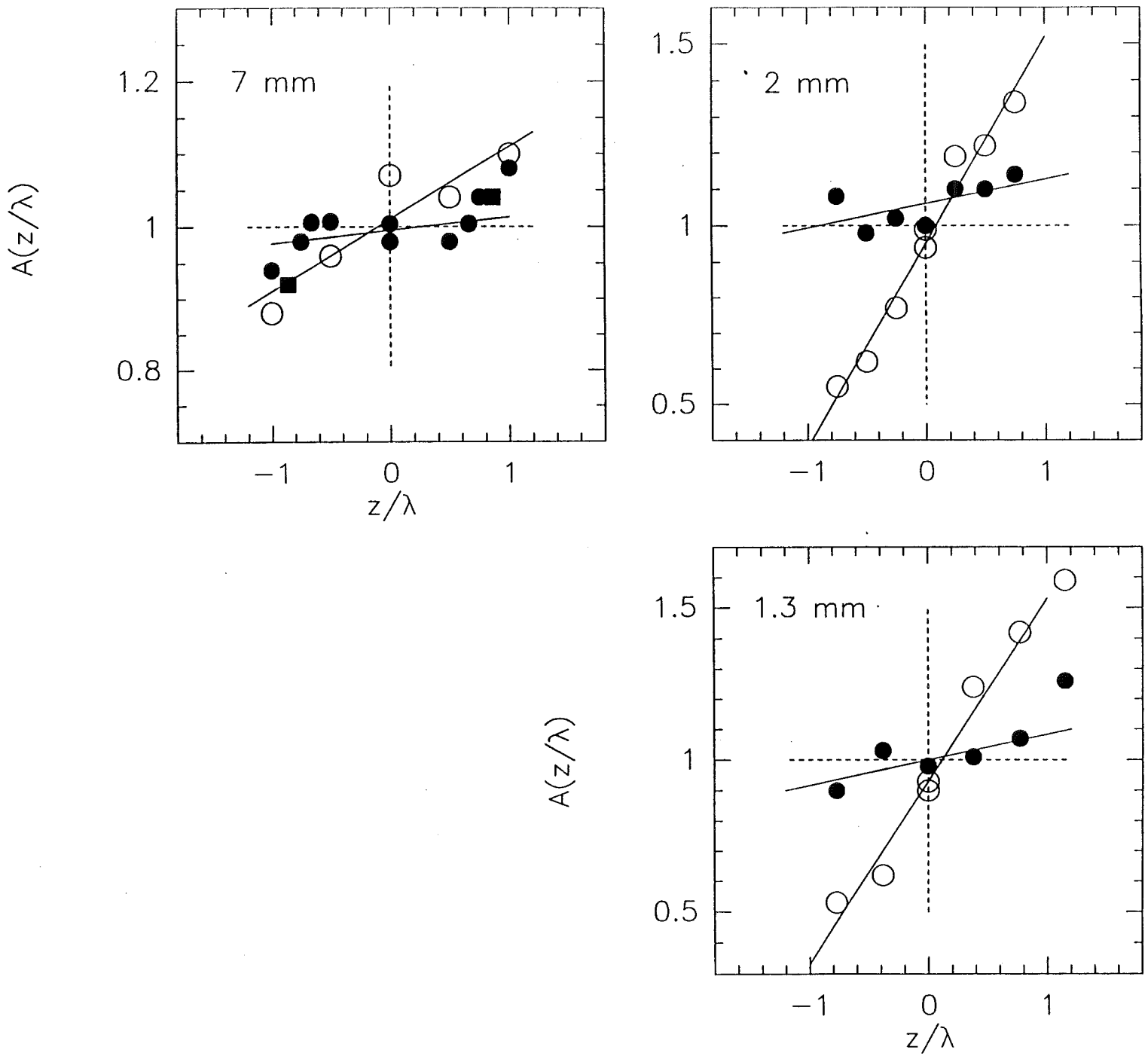

7 mm
2 mm
1.3 mm
A(z/λ)
z/λ
1.2
1
0.8
1.5
0.5
−1
0
1

Table des matières

I Formation et Evolution des Globules Cométaires **9**

1 Introduction **11**

2 Modélisation **17**

2.1 Géométrie du problème 17

2.2 Dynamique du gaz du nuage 18

2.2.1 Equations de la dynamique 18

2.2.2 Température du gaz neutre 19

2.2.3 Le choc dans le nuage 21

2.3 Etude de l'ionisation du gaz 24

2.3.1 L'approximation "on-the-spot" 25

2.3.2 Equations de l'ionisation 27

2.3.3 Température du gaz ionisé 28

2.3.4 Fronts d'ionisation : classification et propriétés 29

2.4 Modélisation du gaz : nature et équation d'état 37

2.4.1 Les états du gaz 37

2.4.2 Equation d'état 38

2.4.3 Reformulation des équations de la dynamique 41

2.5 Paramètres du problème et lois d'échelle 41

2.5.1 Analyse dimensionnelle du problème 41

2.5.2 Transformations de similitude par lois d'échelle 43

2.5.3 Régimes d'ionisation 44
2.5.4 Espace des paramètres 45
2.5.5 Division de l'espace des paramètres 46

3 Le code hydrodynamique **49**
3.1 Grille de calcul et conditions aux limites 49
3.2 Résolution du système d'équations 51
3.2.1 Calcul de la fraction ionisée 51
3.2.2 Calcul des transferts advectifs 52
3.3 Tests du code 57
3.3.1 Tube de Riemann 57
3.3.2 Implosion hydrodynamique 59
3.3.3 Photo-ionisation 61

4 Résultats et discussion **67**
4.1 Introduction 67
4.2 Modèle 2: Phase d'Implosion 68
4.2.1 Simulation 68
4.2.2 Résultats analytiques 70
4.2.3 Perte de masse 72
4.3 Modèle 2: Phase Cométaire 76
4.3.1 Simulation 76
4.3.2 Résultats analytiques 78
4.4 Autres modèles 85
4.4.1 Modèle 4 : $\Delta = 1$ $\Gamma = 10$ 85
4.4.2 Autres modèles : $\Delta = 10^{-1}, \Delta = 1, \Gamma = 10^{-1}$ 86
4.5 Instabilités de surface 87
4.5.1 Aspect observationnel 87
4.5.2 Perturbations aux petites échelles 87

4.5.3 Perturbations aux grandes échelles 89
4.6 Influence d'un support non-thermique 97
4.6.1 Support par des ondes MHD pour des globules non auto-gravitants 99
4.6.2 Généralisation des équations du régime thermique . . . 101
4.7 La gravitation dans les globules cométaires 102
4.7.1 Stabilité gravitationnelle des globules cométaires 102
4.7.2 La formation stellaire dans les globules cométaires . . . 106
4.7.3 Le problème du flux magnétique 107
4.8 Les nuages à bords brillants 107
4.8.1 Présentation 107
4.8.2 Modélisation 108
4.9 Annexe : la condition d'Ebert-Bonnor en régime IBL 110

5 Confrontations observationnelles 113
5.1 Comparaison morphologique 113
5.1.1 Méthode 113
5.1.2 Comparaison 114
5.2 Diagnostics observationnels 116
5.3 Etude d'un globule pré-cométaire : CG7S 116
5.4 Application à des globules en phase cométaire 116
5.4.1 Données observationnelles 116
5.4.2 Analyse et résultats 117
5.4.3 Conclusions et remarques 119

6 Conclusion 123

ANNEXES 125

A Cometary Globules : I Formation, Evolution and Morphology 127

B Cometary Globules: II. The Case of CG7S 147

C Références Bibliographiques 171

II Autres travaux 177

ABSTRACT

Cometary Globules are small dense clouds commonly found in the surroundings of O-B stars in HII regions. We present a a detailed study, both numerical and analytical, of the "Radiation-Driven Implosion" model. It is shown that this model alone, based on the photo-ionisation by neighbouring stars, can account for the formation and the evolution of Cometary Globules. It is a two-stage process : a brief collapse phase, followed by the commonly observed and much longer cometary phase. Only the first stage has an unambiguous spectroscopic signature.

We show that under some ionisation criteria small-scale and large-scale instabilities may grow at the cloud's surface, eventually leading to the cloud disruption. An analytic study shows that all clouds in the cometary stage are supported by a static magnetic field and are gravitationally stable.

From simulations, we generated emissivity maps and position-velocity diagrams in order to allow a direct observational confrontation with our model. We observed CG7S, a cloud which appears to be in the pre-cometary stage. The kinematic properties of CG7S are simply explained by the Radiation-Driven Implosion model and well reproduced numerically.