

# Compte rendu de stage de Master 1 : Nature de la source infrarouge IRc 4 dans la Région d'Orion BN/KL

Nasello Guillaume

Directeurs de stage : Brouillet Nathalie, Despois Didier

Avril mai 2012 Laboratoire d'astrophysique de Bordeaux



FIGURE 1 – Nébuleuse d'Orion dans le visible (site science et vie du 02/05/12)

# Sommaire

1. Introduction (page 3)
  - La région BN/KL
  - Sources lumineuses
  
2. Etude d'IRc4 (page 6)
  - IRc4 produit sa propre lumière
  - Hypothèse d'objet éclairé
  
3. Travail sur IRc4 (page 10)
  - Argument de De Buizer
  - Paroi cylindrique
  - Paroi parabolöide
  - Discussions sur les hypothèses faites sur les différents calculs
  
4. Conclusion (page 17)

# Introduction

La nébuleuse d'Orion figure parmi les premières nébuleuses observées et identifiées en 1610 par Nicolas-Claude Fabri de Peiresc. L'objet d'étude de ce stage est un nuage faisant partie de cette nébuleuse, la région BN/KL. Ce nuage est une des régions de formation d'étoiles les plus étudiées et les plus proches (situées à 415 parsec de la Terre soit 1350 années lumières). Elle est composée de deux zones : Une étoile lumineuse et isolée du reste du nuage appelée BN et le nuage en lui-même contenant différentes sources de puissance spécialement en Infra-rouge. Lors de ce stage, je vais m'intéresser à une source particulière de rayonnement infrarouge.

*Dans le compte rendu, il sera fait mention de longueur en seconde d'arc. Une distance en seconde d'arc correspond à la distance entre les deux extrémités d'un arc de cercle ayant pour rayon la distance Terre-Orion et étant séparé d'un angle d'une seconde d'arc. En pratique, une seconde d'arc correspond ici à  $6,2058 \cdot 10^{13}$  m*

*Un parsec est défini comme la distance pour laquelle une unité astronomique est équivalent à une seconde d'arc (en pratique 3,26 al)*

## La région BN/KL

La région BN/KL tient son nom des deux objets de cette région : L'étoile BN découverte par Becklin et Neugebauer en 1967 et une source étendue d'infra-rouge découverte la même année par Kleinmann et Law. e. La position de trois objet (I, BN et n) a été mesurée à des dates suffisamment éloignées pour voir leurs déplacement sur le plan du ciel. On observe que ces objet s'éloignent d'un point supposé comme le lieu ou s'est produit une explosion il y a 500 à 1000 ans La figure 2 représente la distribution d'hydrogène sur le nuage, on observe bien la forme d'explosion bien qu'un quart de l'explosion semble manquer.



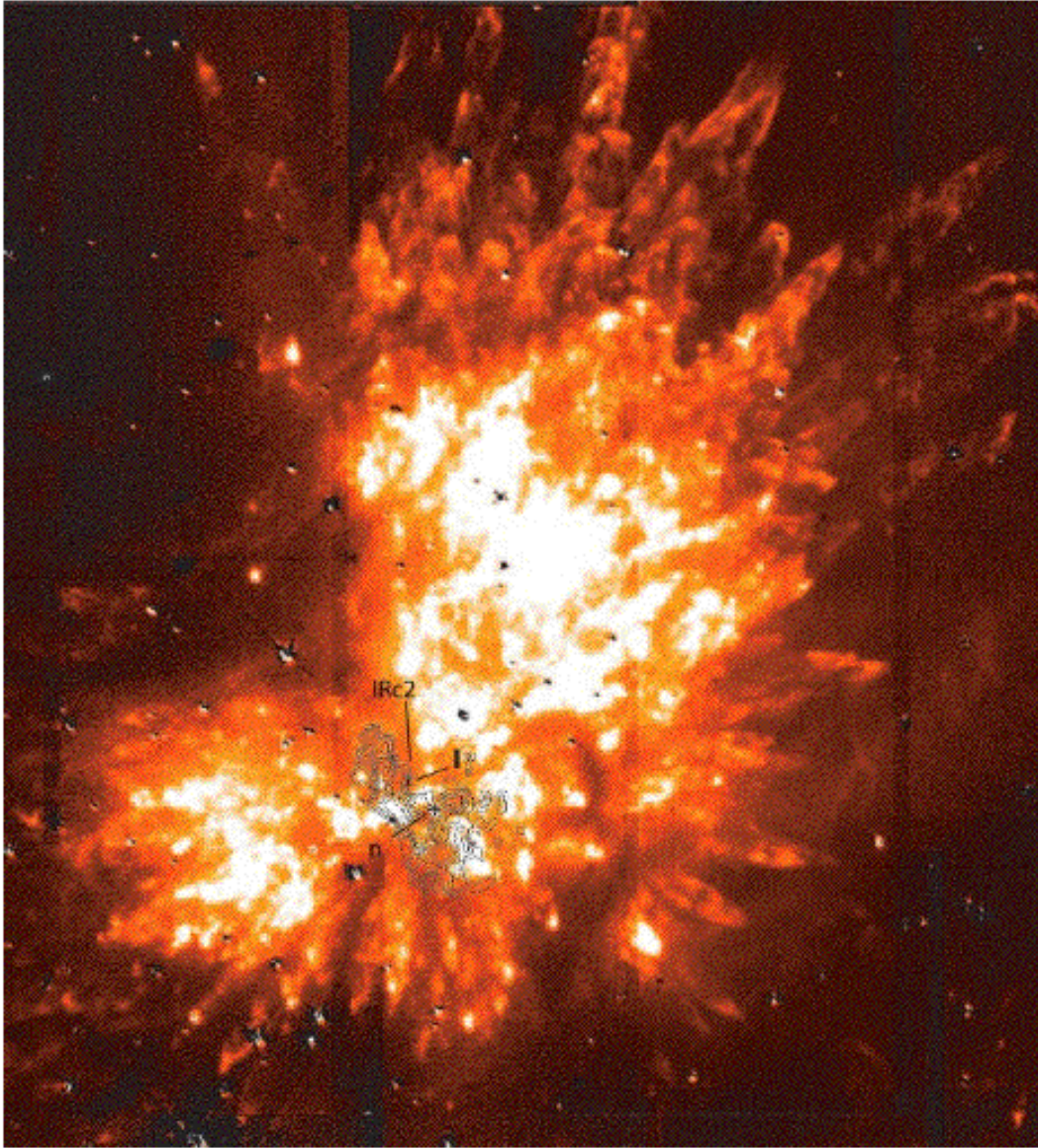


FIGURE 2 – (Image de la nébuleuse Orion KL en infra-rouge a  $2,12 \mu\text{m}$  montrant le distribution du  $\text{H}_2$  excité (Shuping et al. 2004 taille :  $2' \times 2'$ )



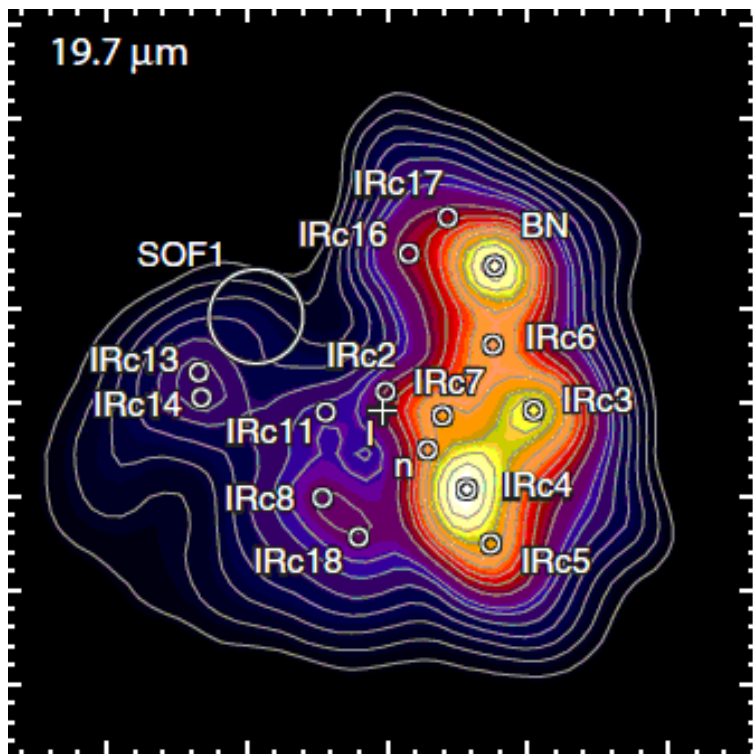


FIGURE 3 – Objets lumineux de BN/KL (De Buizer et al. 2012) SOF1 est une source qui a été trouvée par De Buizer et son équipe.

## Sources lumineuses

Les sources peuvent être lumineuses pour deux raisons : soit elles produisent leurs propres lumières , soit elles ré-émettent une lumière reçue.

Dans cette région, il existe trois sources dont on est sûr qu’elles produisent leur propre lumière, il s’agit de l’étoile BN précédemment citée, d’un objet appelé I qui n’est pas visible dans la plupart des longueurs d’ondes du spectre lumineux (elle n’est visible qu’en ondes radio et centimétriques) et qui serait étoile massive l’origine en formation et responsable de la majorité du rayonnement de la région KL la troisième source de lumière propre s’appelle n est de luminosité faible par rapport à I.

Les autres sources sont décrites comme ré-émetant la lumière (généralement reçue par I). Ces sources étant principalement des sources infra-rouge, elles sont appelées IRc (Infra-red catalogue) suivi d’un nombre (correspondant à l’ordre de découverte).

La figure 3 représente les différentes sources lumineuses, I ,n ,BN et les sources infra-rouge IRc2 à longtempis été confondue avec I à cause de la faible résolution spatiale des satellites de l’époque. Les chercheurs ayant travaillé sur ce nuage estiment que la luminosité infrarouge totale du nuage BN/KL est d’environ  $10^5$  luminosités solaire ( $L_{\odot}$ ).

La source IRc4 est un cas particulier. En effet, suivant les différents articles elle est soit considérée comme produisant sa propre lumière soit comme éclairée par une autre source (en général I). C’est cet objet qui va être le sujet d’étude de ce stage.

# Première partie

## Etude d'IRc4

### Nature d'IRc4

Nous nous appuyerons pour cela sur les articles de De Buizer et al. (2012), Wynn Williams et al. (1984), Simpson et al. (2006) et Aitken et al (1981). Tandis que De Buizer et al. et Aitken et al. sont convaincus qu' IRc4 produit sa lumière, Wynn Williams et al. et Simpson et al. eux penchent pour une hypothèse d'éclairement extérieur.

## 1 Hypothèse d'objet éclairé

Trois arguments vont être développés dans cette partie : l'argument de polarisation (Simpson et al.) l'argument d'extension spatiale et l'argument du pic du silicate (Wynn Williams et al.).

### 1.1 Polarisation

Tout d'abord, on observe qu'une grande partie du rayonnement (environ 33 %) est polarisé de manière à former un arc de cercle ayant pour centre I. Cette polarisation a essentiellement pour origine en infra-rouge la diffusion par les poussières qui produisent une polarisation linéaire perpendiculaire à la direction de propagation des rayons sous l'angle d'observation choisi. On déduit de ces données de polarisation l'origine des rayons diffusés.

Les figures 4 et 5 représentent les différentes polarisations dans le nuages BN/KL et les différentes polarisations mesurées en fonction des directions d'observation.

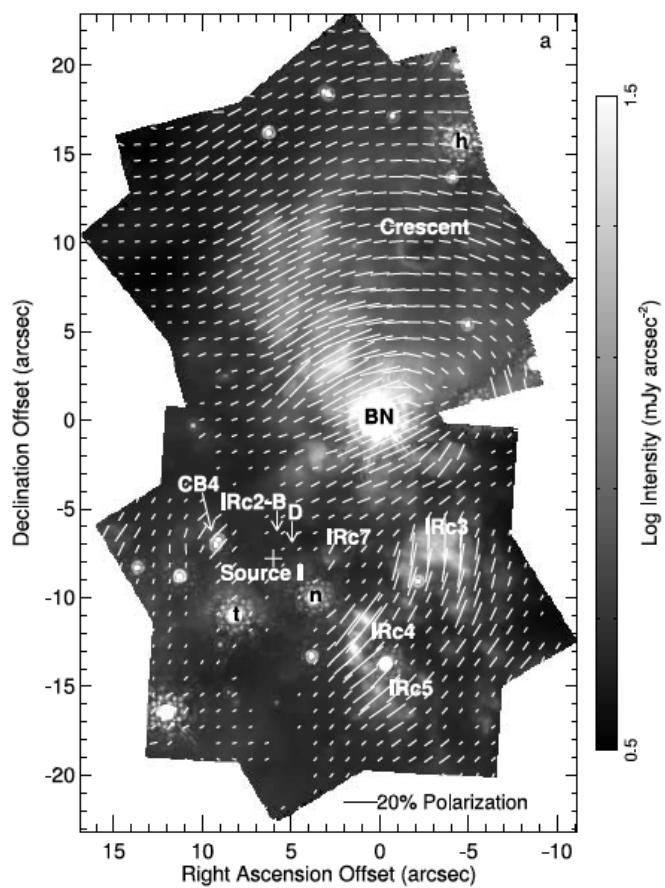


FIGURE 4 – Direction de polarisation (Simpson et al. 2006)

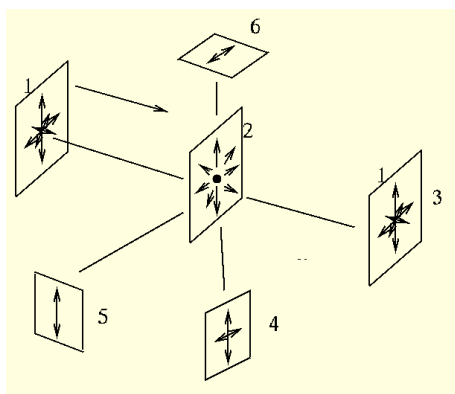


FIGURE 5 – Polarisation suivant la direction observée (Nadine Maset sur le site <http://www.cfht.hawaii.edu/maset/PolarAstro.html>)



## 1.2 Extension spatiale

En 1984 Wynn Williams et al. font plusieurs observations de l'objet IRc4 à différentes longueurs d'ondes. Il remarquèrent que pour différentes longueurs d'onde l'objet IRc4 ne voit pas sa "taille" changer. Or, d'après les lois d'absorption des poussières, pour des grandes longueurs d'ondes les rayons lumineux devraient s'enfoncer plus loin dans les poussières que les plus petites longueurs d'onde (dû au tailles limité des grains de poussières).

Ce n'est pas le cas. Cette incohérence s'explique si on considère qu'IRc4 est une surface renvoyant des rayons n'étant pas stoppés avant. En considérant que cette surface est bien délimitée on observe donc que la taille d'IRc4 ne varie pas suivant la longueur d'onde bien que sa luminosité elle varie. Cette explication correspond aux observations de Wynn Williams.

## 1.3 Pic du silicate

Wynn Williams et al. observent aussi que la valeur du pic de silicate d'IRc4 ne varie pas (ou en tout cas de façon négligeable) quelle que soit la taille de la zone observée (2" et 8"). Si IRc4 produit sa propre lumière, le flux du silicate (venant de la réémission du rayonnement d'IRc4 sur les poussières environnantes) serait plus important si on considère une zone plus importante (il y aurait plus de poussières éclairé). Or, ce n'est pas le cas, les quantités de flux sur une fenêtre de deux secondes d'arc et huit secondes d'arc sont presque identique. Les seules poussières qui ré-émettent sont donc celles dans la zone proche de IRc4 (sur une zone de moins de 2" d'arc par 2" d'arc). L'éclairage de ces poussières doit donc avoir une origine extérieure. La figure 6 est le graphe du flux énergétique sur les différentes zones autour de IRc4 (2" par 2" , 4" par 4" et 8" par 8") sur une bande de longueur d'ondes de 13 à 8  $\mu\text{m}$ .

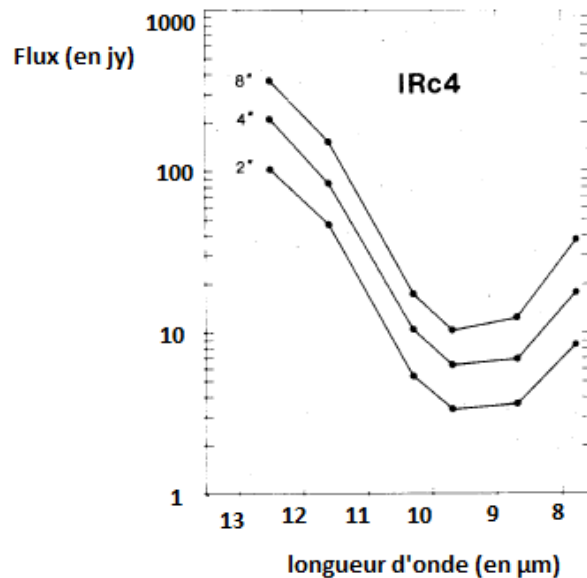


FIGURE 6 – Flux du pic de silicate

## 2 IRc4 produit sa propre lumière

Pourtant, De Buizer et al. et Aitken et al. ont exposé des arguments en faveur du fait qu'IRc4 produit sa propre lumière. Il s'agit des arguments de décalage du minimum d'intensité, l'argument du spectre du silicate et celui d'intensité

### 2.1 Décalage du minimum d'intensité

De Buizer et al. font l'observation suivante : dans la d'IRc4, le pic du silicate a  $19 \mu\text{m}$  et a  $31 \mu\text{m}$  reste au même endroit. Or, si IRc4 reçoit sa lumière la position du pic du silicate devra être décalé suivant ces différentes longueurs d'onde de par les différentes propriétés d'absorption des poussières. Ce n'est pas le cas. IRc4 ne peut donc pas être éclairé par une source extérieure. Par élimination, on en déduit donc qu'IRc4 produit sa propre lumière.

### 2.2 Spectre du silicate

Aitken et al. avancèrent cet argument en 1981. En remarquant la forme particulière du spectre du silicate, ils remarquèrent que ce spectre est très variable. En considérant que toutes les poussières ont la même nature, ces variations, ne s'expliquent que si les poussières de même composition ont une distribution de température très large. Or, si IRc4 reçoit la lumière d'une source extérieure, d'après Aitken et al., la distribution de température ne serait pas assez variable pour expliquer la forme du spectre du silicate. Cette distribution variable de température serait plus probable pour le cas où IRc4 produit sa propre lumière. En effet, la puissance rayonnée décroissant suivant l'inverse au carré du rayon, les variations de température seront très importantes et pourront donc expliquer ce spectre. Il faut toutefois remarquer que Aitken et al. se servent de cet argument pour réfuter l'hypothèse d'éclairement par l'étoile BN ils ne prennent pas en compte I qu'ils assimilent à IRc2 et pense d'une puissance faible (aujourd'hui, on considère que I est une des sources les plus lumineuses de l'objet BN/KL).

### 2.3 Intensité

C'est encore De Buizer et al. qui dans le même article de 2012 donnent un deuxième argument vis à vis de la puissance de IRc4. En effet, ils estiment la puissance de IRc4 valant entre  $1,3$  et  $2,9 \cdot 10^4 L_{\odot}$ . Or, en considérant qu'IRc4 est éloignée de 6 secondes d'arc, que ses dimensions moyennes sont de 4,2 secondes d'arc et en que I est la source des  $10^5 L_{\odot}$ , on ne peut obtenir que  $3 \cdot 10^3 L_{\odot}$  soit entre 4 et 10 fois moins que la luminosité observée. De Buizer et al. estiment que ce manque de puissance élimine l'hypothèse d'un objet éclairé.

C'est ce dernier argument qui va être discuté pendant ce compte rendu.

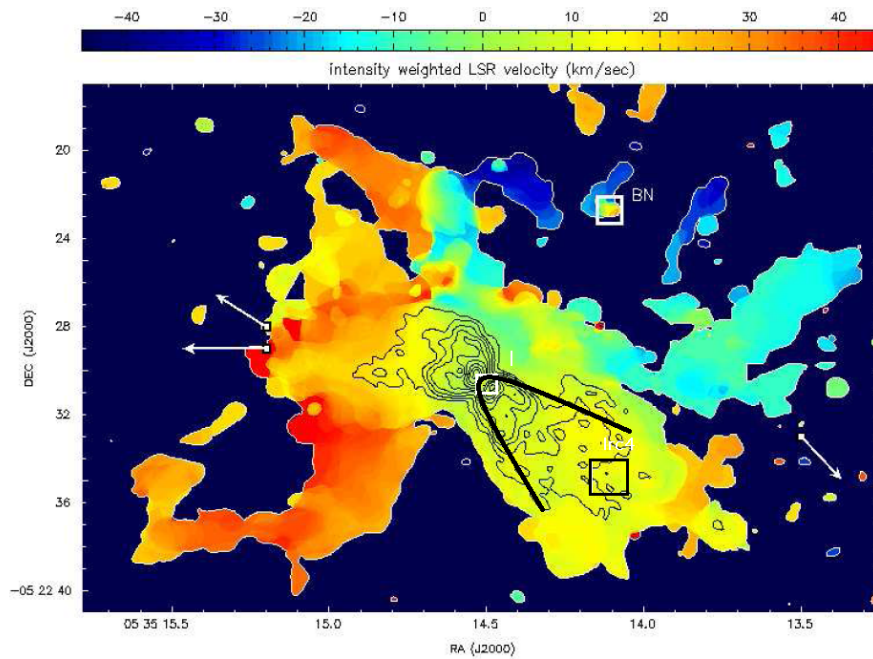


FIGURE 7 – Flot bipolaire émanant de I l'emplacement de la paroi cylindrique est indiqué par les bords noirs.

## Deuxième partie

# Travail sur IRC4

Comme vu précédemment en considérant que IRC4 est éclairée par I uniquement, la puissance reçue par I est insuffisante. Lors de ce stage, nous allons considérer que I et IRC4 sont comprises dans une cavité qui ré-émet le rayonnement de I. Cette cavité pourrait avoir pour origine le flot bipolaire venant de I. Ce flot rapide pourrait pousser et/ou détruire la poussière froide. L'absorption par les poussières sera alors négligée

La figure 7 représente le flot bipolaire au sortir de I. La cavité est délimitée par le flux (ici délimité par les tracés noirs) . Par la suite, pour simplifier, la géométrie de la paroi sera supposée cylindrique ou parabolicoïde.

### hypothèses géométriques

Lors des calculs, on émettra les hypothèses suivantes : l'ensemble paroi et objet lumineux est à symétrie cylindrique. c'est à dire qu'en considérant des coordonnées cylindriques, si I est à l'origine, IRC4 est sur l'axe (Oz). On considérera de plus que IRC4 est un objet sphérique de rayon  $2,1''$ .



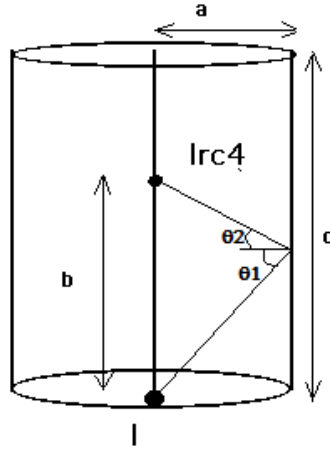


FIGURE 8 – Schéma de la paroi cylindrique avec les distances correspondantes notées  $a$  pour le rayon du cylindre,  $b$  pour la distance entre I et IRc4 et  $c$  pour la hauteur du cylindre. De plus, on définit  $\theta_1$  l'angle entre la normale à la base du cylindre et la paroi et  $\theta_2$  l'angle entre la normale de la paroi et IRc4

### hypothèses sur la cavité

Pour simplifier les calculs, on prendra plusieurs considérations. D'une part, on considère que I rayonne comme un corps noir (ce qui, pour la bande de fréquence étudiée, l'infrarouge, est une bonne approximation. Elle l'est aussi pour le rayonnement visible.). D'autre part, on considèrera, lorsqu'il s'agira de traiter les émissions propres, que les éléments de surface de la paroi absorbent totalement le rayonnement venant de I.

Dans les calculs, on considèrera différents cas. D'une part, on fera des hypothèses sur la forme. On prendra deux formes pour cette paroi : Cylindrique et parabolique (hypothèse plus proche de la réalité). De plus, différentes hypothèses seront faites sur le comportement de la paroi et son épaisseur.

## 3 Paroi cylindrique

Nous allons tout d'abord étudier le cas le plus simple c'est à dire une paroi cylindrique totalement absorbante et ré-émettant la totalité du rayonnement reçu. On considèrera donc que la paroi est à l'équilibre thermique. On prendra deux cas : premièrement, la paroi sera considérée comme mince et ré-émettant sur quatre  $\pi$  stéradians. Dans le deuxième cas, la paroi sera considérée comme épaisse, le rayonnement se fera donc sur deux  $\pi$  stéradians. La figure 8 est un schéma de ce type de paroi.

Tout d'abord, I émet sur IRc 4 suivant la loi suivante (en considérant que I émet sur  $4 \pi$  stéradian) :

$$W_{direct} = \frac{L_I}{4 \cdot \pi \cdot b^2} \cdot \pi \cdot R_{IRc4}^2 \quad (1)$$

Avec  $R_{IRc4}$  le rayon de IRc4 (en supposant que celui-ci est sphérique).

Après un calcul fourni en annexe, on obtient l'expression de puissance suivante :

La puissance reçue sur un élément de paroi s'écrit :

$$dW_{paroi} = \frac{L_I \cdot dS \cdot \cos(\theta_1)}{4 \cdot \pi \cdot D_{I \rightarrow paroi}^2} \quad (2)$$

Dans le cas d'une paroi fine (la paroi ré-émet alors tout son rayonnement sur  $4 \pi$ ).

$$W_{IRc4} = 2 \cdot \pi \int_0^{Y_{max}} \frac{R_{IRc4}^2 \cdot \pi \cdot dW_{paroi} \cdot \cos(\theta_2)}{2 \cdot \pi \cdot D_{paroi \rightarrow IRc4}^2} \cdot a \cdot dy \quad (3)$$

Pour une paroi épaisse a l'équilibre thermique (qui ré-émet sur  $2 \pi$ ) on aura aussi.

$$W_{IRc4} = 2 \cdot \pi \int_0^{Y_{max}} \frac{R_{IRc4}^2 \cdot \pi \cdot dW_{paroi} \cdot \cos(\theta_2)}{\pi \cdot D_{paroi \rightarrow IRc4}^2} \cdot a \cdot dy \cdot d\phi \quad (4)$$

Ces équations ne sont pas facilement solvable. Pour les résoudre, j'ai écrit un programme en Python et effectuer une intégration par la méthode des trapèzes.

Dans son article, De Buizer nous donne les dimensions suivantes :

Dimension de IRc4 4,2 " (soit un rayon pour IRc4 sphérique de 2,1 ")

Distance entre I et IRc4 de 6"

Nous pourrons de plus faire les estimations suivantes d'après les images du flot bipolaire. :

Rayon du cylindre 3"

Hauteur maximale de la paroi 8".

En utilisant un programme Python utilisant la méthode des trapèzes, pour une luminosité de I égale à  $10^5 L_{\odot}$ , on trouve une puissance totale reçue par IRc4 pour une paroi mince de  $4,7 \cdot 10^3 L_{\odot}$  soit 1,5 fois les résultats du calculs de De Buizer et une puissance totale reçue par IRc4 pour une paroi épaisse de  $6,4 \cdot 10^3 L_{\odot}$  soit cette fois 2 fois les résultats des calculs de De Buizer .

Pourtant, ces résultats vont dans le même sens que l'argument de De Buizer et al. dans la mesure où un tel éclairage ne permet pas de reproduire les  $1,3$  à  $2,9 \cdot 10^4 L_{\odot}$  . Il n'est donc pas utile d'approfondir ce modèle. On remarque de plus que l'approximation cylindrique ne prend pas en compte la réémission des zones de la paroi les plus proches c'est-à-dire les plus chaudes.

## 4 Paroi paraboloidale

Une paroi paraboloidale , en plus d'être plus proche de la réalité permet de prendre en compte ces zones proches. Pour vérifier que ce rayonnement est suffisant, nous allons considérer une paroi qui bien qu'en forme de parabole possède les mêmes propriétés que la paroi cylindrique précédemment traitée. La figure 9 est un schéma de la paroi paraboloidale Les rayons lumineux suivent les équations suivantes :

$$y = \Gamma.x$$

La paroi paraboloidale suit l'équation suivante :

$$y = A.x^2$$

En considérant les rayons lumineux qui rentrent en contact avec la paroi, on a :

$$x = \Gamma/A$$

On a la puissance reçue sur la paroi qui s'écrit :

$$dW_{paroi} = \frac{L_I.dS.\cos(\theta_1)}{4.\pi.D_{I \rightarrow paroi}^2} \quad (5)$$

Soit en intégrant

$$W = 2\pi \int_0^{\Gamma_{max}} \frac{L_{paroi}.\cos(\theta_2)}{2\pi D_{paroi \rightarrow IRc4}^2} (1/A^2 + 2.\Gamma/A^2)^{1/2} d\Gamma \quad (6)$$

Où  $\Gamma_{max}$  est la pente maximale du rayon entre I et l'extrémité de la paroi.

Ici  $\cos(\theta_2)$  et  $\{D_{paroi \rightarrow IRc4}\}$  ne dépendent que de  $\Gamma$  (se référer au calcul de l'annexe pour une paroi paraboloidale)

J'ai aussi résolu cette équation avec un programme Python. On obtient une puissance totale de  $2,6 \cdot 10^4 L_{\odot}$  soit 9,7 fois les calculs de de Buizer et al. . L'intensité est donc bien comprise dans la fourchette d'intensité de IRc4 mesurée par de Buizer (entre 1,3 et  $2,9 \cdot 10^4 L_{\odot}$ ) . Pour une paroi épaisse, on monte à  $5,0 \cdot 10^4 L_{\odot}$  soit 18,4 fois les calculs de de Buizer et al. (On dépasse alors la fourchette de puissance calculée).

### 4.1 Modèle paraboloidal complexe

Le modèle paraboloidal peut donc a première vue expliquer le rayonnement observé. Il est donc justifié de développer cette géométrie. On peut donc essayer un modèle plus complexe. Le cas suivant correspond au cas d'une paroi rayonnant sur  $4 \pi$  stéradians et d'une épaisseur donnée  $e$ . Contrairement aux cas précédents on ne considère pas que la paroi ré-émet tout le rayonnement qu'elle a reçue

Contrairement aux cas précédents, la paroi ré-émet donc un spectre qui n'est pas celui d'un corps noir vers IRc4. On considère cependant qu'à la fois I ré-émet comme un corps noir et que IRc4 absorbe tout le rayonnement.

On considère que la paroi ré-émet suivant la loi suivante :

$$M(T) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} B_{\nu}(T).(1 - e^{-\tau_{\nu}/\cos(\theta_2)})\cos(\theta_2).d\nu.d\Omega \quad (7)$$

$M(T)$  est l'émittance (flux lumineux par unité de surface) de cet élément de paroi.



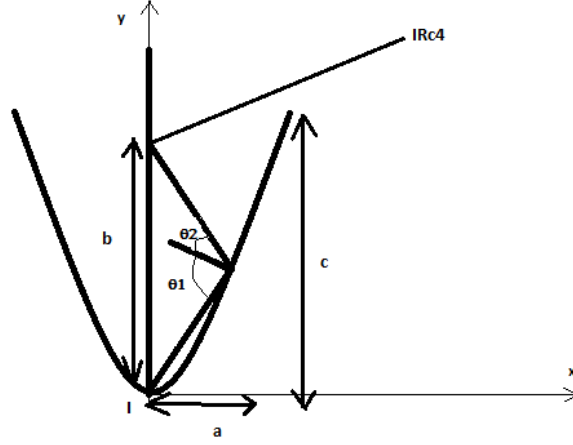


FIGURE 9 – Schéma de la paroi paraboloidale avec les distances correspondantes notées  $a$  pour la largeur maximale de la paroi,  $b$  pour la distance entre I et IRc4 et  $c$  pour la hauteur de la paroi. De plus, on définit  $\theta_1$  l'angle entre la normale à la base du cylindre et la paroi et  $\theta_2$  l'angle entre la normale de la paroi et IRc4

Où  $B_\nu(T)$  est la fonction de Planck ( $B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}(\exp\frac{h\nu}{k_B T} - 1)^{-1}$ ) et  $\tau$  la profondeur optique qui est le produit de la concentration volumique du nombre de particule ( $\rho$ ), de l'épaisseur de la paroi ( $e$ ), de la masse volumique moyenne d'une particule de poussière ( $\mu$ ) et du coefficient d'absorption suivant la longueur d'onde ( $k_\rho^\nu$ ). On considère de plus qu'à l'équilibre, le rayonnement reçu et le rayonnement réémis sont égaux (on écrira  $\tau_\nu = \rho.e.\mu.k_\rho^\nu$ ).

Pour trouver la température des éléments de surface, on utilise une méthode par itération développée en annexe.

Ces paroi ré-émettent donc suivant un spectre de température trouvée précédemment. IRc4 reçoit donc une partie de ce rayonnement suivant la loi suivante :

$$W_{IRc4} = \int_0^\infty \int_0^{\Gamma_{max}} \frac{B_\nu(T).(1 - e^{-\tau_\nu/\cos(\theta_2)})\cos(\theta_2).\pi.R_{IRc4}^2}{2.\pi((\Gamma/A)^2 + (\Gamma^2/A - b)^2)} \quad (8)$$

Ici, toutes les données de  $\tau_{nu}$  sont connues ou supposées (Le nombre de particule variant entre  $10^4$  et  $10^8$  particules par  $cm^3$  l'épaisseur étant elle choisi aux valeurs suivantes : 0,1 ; 1 et 5 secondes d'arc de même, on considère que le densité massique de la paroi de poussière est cent fois inférieure à la densité massique de l'hydrogène). Pour ce qui est du coefficient d'absorption, nous allons utiliser les données de l'article de 1994 d'Ossenkopf et al. Dans son article, Ossenkopf donne trois cas de figure : le cas où le milieu est froid et comprend de nombreuses quantité de glace ; celui où le milieu est très chaud et ne contient pas de glace et un milieu intermédiaire qui est décrit par Ossenkopf par son article comme correspondant au cas d'un milieu chauffé par infra rouge (ce qui est le cas ici). Cette deuxième table de données est fournie par la figure 10 :

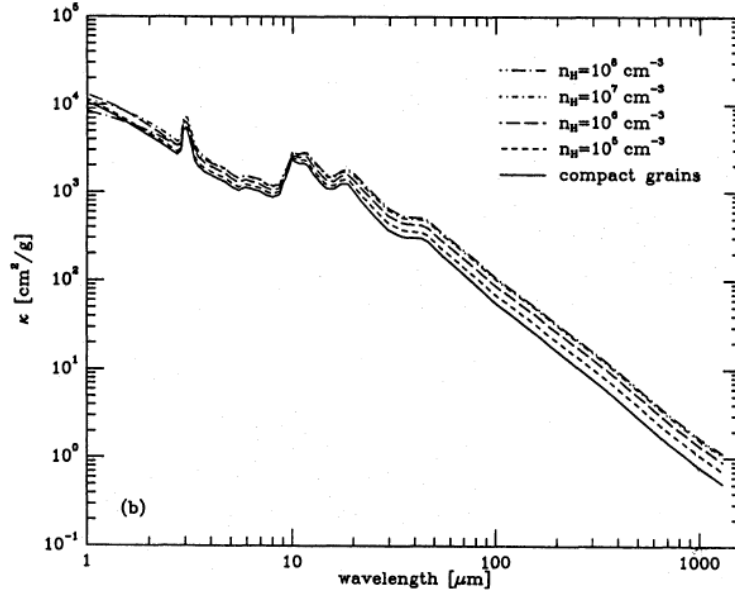


FIGURE 10 – Ossenkopf et al 1994

Cette courbe (de type log/log) peut être assimilée à une fonction affine par rapport au logarithme de la longueur d'onde (en micromètre) de coefficient directeur -1,7 et une ordonnée à l'origine de  $4,9 \pm 0,1$ . On en déduit  $k_{\rho}^{\nu}$  de cette expression de  $\log(k_{\rho}^{\nu})$ .

Avec une expression de  $k_{\rho}^{\nu}$  connue, il est donc possible de déduire  $L_{IRc4}$

La luminosité est obtenue avec un programme Python. Nous considéreront que les paroi sont chauffées comme des corps noir (cas pas très éloigné de la réalité). La puissance reçue sur IRc4 calculée par cette méthode est comprise entre  $2,5$  et  $2,6 \cdot 10^4 L_{\odot}$  soit 9,4 fois les calculs de de Buizer et al. (On est alors dans la fourchette de puissance calculée) soit une valeur légèrement inférieure à celle calculée pour un cas simple mais toujours dans la fourchette de puissance mesurée par De Buizer et al. (entre  $1,3$  et  $2,9 \cdot 10^4 L_{\odot}$ )

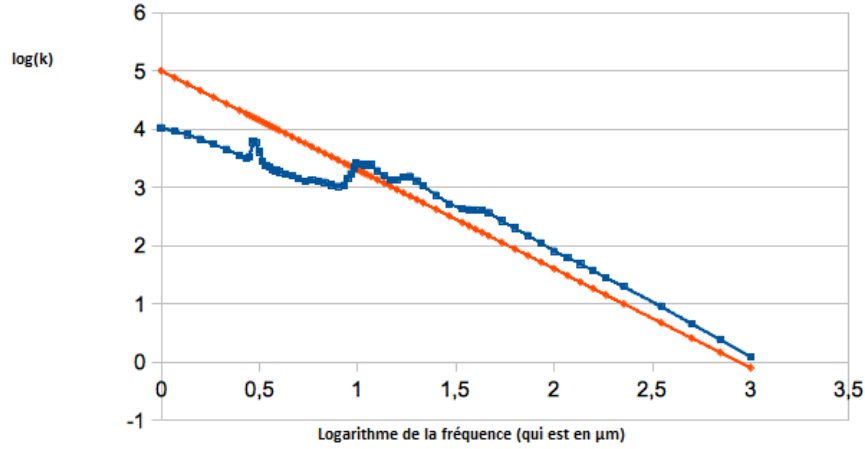


FIGURE 11 – Moyenne faite sur les valeurs données par Ossenkopf et al. (bleu) et approximation linéaire (en rouge)

## 5 Discussions sur les hypothèses faites sur les différents calculs

Lors de ces calculs, plusieurs hypothèses ont été faites de manière implicite ou explicite. Nous allons maintenant les répertorier et tenter d'évaluer qualitativement les modifications qu'elles pourraient apporter au résultat.

Tout d'abord il faut rappeler que la vision que nous avons du nuage d'orion n'est qu'en deux dimensions. Aussi, il est tout à fait possible que le flot bipolaire créant la cavité et IRc4 soient sur deux "plans" différents (IRc4 étant devant ou derrière cette cavité). Dans ce cas, cette cavité serait inutile et la puissance rayonnée serait donc égale à la valeur initiale calculée par de Buizer.

Deuxièmement, pour des simplifications géométriques nous avons considéré que IRc4 et I sont disposés sur un axe central. Or, il est tout à fait possible que ce ne soit pas le cas. Dans ce cas, IRc4 recevra une luminosité différente des parois suivant l'angle que fera  $\phi$  (la composante angulaire cylindrique). Bien que modifiant la valeur de puissance IRc4, il n'est pas possible de prédire le "sens" (augmentation ou diminution) de l'impact sur la puissance d'IRc4.

On considère de plus que le rayonnement est réparti de manière homogène à travers IRc4 ce qui n'est pas forcément le cas.

La qualité absorbante de la paroi quand elle est sujette à précaution. En effet, l'approximation d'absorption totale des parois n'est une bonne approximation pour les poussières concernées que dans le domaine infra-rouge (si on se place dans le visible, il apparaît de la réflexion et de la diffusion; dans des longueurs d'ondes plus faibles, la paroi est presque transparente). Suivant le spectre de I la majorité du spectre peut être émise dans cette bande de fréquence ou pas. En 2010, un article écrit par Pallat et al. a caractérisé IRc4 et en particulier sa température. Le résultat donnait I faisant partie de la

classe de puissance I - III avec une température de photosphère de 3500/4500 K. Ces caractéristiques correspondent ,toujours d'après Pallat , a une émission essentiellement infra-rouge. Cette approximation de paroi absorbante n'est donc pas si inexacte si les résultats de Pallat sont bons. Dans d'autres cas, il s'agira d'un élément diminuant la puissance totale.

Les propriété de IRc4 ont aussi un grand impact sur la puissance que celle ci ré-émet. En effet, si IRc4 n'absorbe pas tout le rayonnement venant de I et des parois, le résultat trouvé s'en retrouve amoindri.

Pour pouvoir observer IRc4, on suppose qu'il existe un "trou" qui nous permet d'observer depuis ce trou IRc4. L'existence supposée de ce trou implique une perte d'intensité de IRc4.

IRc4 est dans toutes ces hypothèses considerée comme assez petite pour être ponctuelle. Or, part rapport aux dimensions de la paroi, ce n'est pas le cas. Sa nature non ponctuelle ainsi que sa forme non sphérique ont une influence sur la luminosité totale reçue par IRc4. En effet, les rayon qui sont consideré comme effectuant un parcours jusqu'au centre de IRc4 alors qu'ils parcourent en fait une distance moins importante augmentant de ce fait leur intensité.

La paroi n'est pas quand a elle isolée du reste de la région. En effet, les sources infra-rouge annexe,les étoiles BN et n voir le fond diffus cosmologique peuvent eux aussi chauffer cette paroi qui ré-émetterons alors suivant un spectre différent (et de manière plus importante)

Pour finir, il faut aussi préciser que la ré-émission de la paroi n'atteint pas que IRc4. Elle rayonne en effet aussi bien sur la paroi elle même et la chauffe ainsi entraînant un surplus de rayonnement atteignant IRc4.

## Conclusion

Les résultats mis en évidence lors de ce stage permettent de mettre en doute un des arguments tablant sur la nature de IRc4 et sa puissance jugée insuffisante pour venir uniquement de I. En posant en effet l'existence d'une paroi, on arrive facilement à accéder aux valeurs de puissance désirée. Cependant, cette hypothèses n'étant pas a seule, il est possible pour approfondir ce sujet de chercher a traiter les autres cas. Ces autres cas sont :

- Cas d'un transfert d'énergie cinétique avec le flot bipolaire
- Cas où IRc4 est un objet stellaire
- Cas où IRc4 est un objet proto stellaire

Il ne faut pas non plus oublier qu'il est possible que la puissance de IRc4 aie pour origine une combinaison de ces différentes hypothèses.

*Certains programmes utilisés lors de ce stage sont encore en cours de validation et ne sont donc pas vérifié.*

# Annexe

## Index

1. Puissance dans le cas d'une paroi cylindrique simple
2. Puissance pour une paroi paraboloidale simple
3. Température pour une paroi paraboloidale complexe
4. Bibliographie



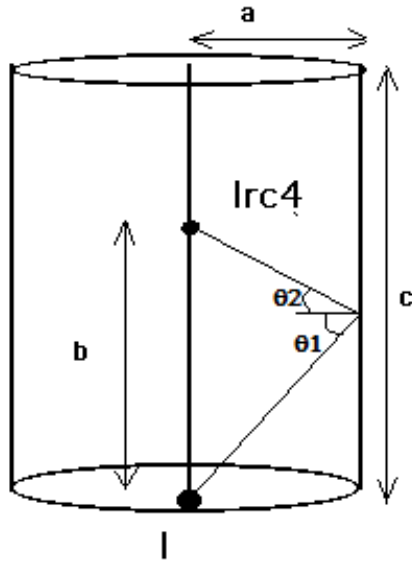


FIGURE 12 – Schéma de la paroi cylindrique avec les distances correspondantes notées  $a$  pour le rayon du cylindre,  $b$  pour la distance entre I et IRc4 et  $c$  pour la hauteur du cylindre. De plus, on définit  $\theta_1$  l'angle entre la normale à la base du cylindre et la paroi et  $\theta_2$  l'angle entre la normale de la paroi et IRc4

## Puissance dans le cas d'une paroi cylindrique

La figure 11 est un rappel de la paroi cylindrique

La puissance reçue par un objet quelconque venant de I s'écrit suivant la loi suivante :

$$W_{I \rightarrow \text{objet}} = \frac{L_I}{4 \cdot \pi \cdot D_{I \rightarrow \text{objet}}^2} \cdot \sigma$$

Avec  $\sigma$  la "section efficace" de l'objet éclairé et  $D_{I \rightarrow \text{objet}}$  la distance entre I et l'objet éclairé .

Pour IRc 4, cette section efficace s'écrit  $\pi R_{IRc4}^2$  avec  $R_{IRc4}$  le rayon de IRc4 (on considère que IRc 4 est sphérique et que la puissance une fois reçue sur IRc 4 est équirépartie sur tout IRc 4).

Pour un élément de paroi, la section efficace s'écrit  $dS \cdot \cos(\theta_1)$ . avec  $dS$  la surface infinitésimale de l'élément de paroi. On aura donc la puissance reçue directement sur IRc 4 qui s'écrit :

$$W_{\text{direct}} = \frac{L_I}{4 \cdot \pi \cdot b^2} \cdot \pi \cdot R_{IRc4}^2$$

La puissance reçue sur un élément de surface elle s'écrit :

$$dW_{paroi} = \frac{L_I}{4.\pi.D_{I \rightarrow paroi}^2}.dS.cos(\theta_1)$$

On a l'expression de  $cos(\theta_1)$  qui est trouvée grâce au triangle rectangle formé avec l'élément de paroi et la base du cylindre son expression est la suivante :

$$cos(\theta_1) = \frac{a}{(a^2 + y^2)^{1/2}}$$

L'élément de paroi étant plan, il ré-émet sur une face suivant la loi suivante :

$$d^2W_{paroi \rightarrow Objet} = dW_{paroi}.cos(\theta_2)/(n\pi D_{paroi \rightarrow objet}^2)$$

n décrivant la nature de la paroi. Si la paroi ré-émet sur tout l'espace, n vaut 2 sinon n vaut 1.

$$d^2W_{IRc4} = \frac{.R_{IRc4}^2.\pi.dW_{paroi}.dS.cos(\theta_2)}{n\pi.D_{paroi \rightarrow IRc4}^2}$$

$cos(\theta_2)$  est trouvé de la même manière que  $cos(\theta_1)$  mais en utilisant cette fois-ci le triangle rectangle entre l'élément de paroi IRc4 et la normale à l'élément de paroi.

$$cos(\theta_2) = \frac{a}{(a^2 + (y - b)^2)^{1/2}}$$

On a donc

$$W_{IRc4} = \int_0^{Ymax} \int_0^{2\pi} \frac{.R_{IRc4}^2.\pi.dW_{paroi}.cos(\theta_2)}{n.\pi.D_{paroi \rightarrow IRc4}^2}.a.dy.d\phi$$

Soit l'expression finale suivante :

$$W_{IRc4} = \frac{L_I}{4.\pi.b^2}.\pi.R_{IRc4}^2 + 2.\pi \int_0^{Ymax} \frac{.R_{IRc4}^2.\pi.dW_{paroi}.cos(\theta_2)}{n.\pi.D_{paroi \rightarrow IRc4}^2}.a.dy.$$

## Puissance pour une paroi paraboloidale

La figure 12 représente la paroi paraboloidale.

La façon dont IRc4 rayonne reste la même. On a donc toujours :

$$W_{I \rightarrow objet} = \frac{L_I}{4 \cdot \pi \cdot D_{I \rightarrow objet}^2} \cdot \sigma$$

De la même manière, on a :

Les seules différences avec une paroi cylindrique sont les expressions de  $dS_{D_{paroi \rightarrow IRc4}}$ ,  $D_{paroi \rightarrow IRc4}$ ,  $\cos(\theta_2)$  et  $\cos(\theta_1)$ . On va donc donner les différentes équations de ces expressions :

Les rayons lumineux suivent les équations suivantes :

$$y = \Gamma \cdot x$$

La paroi paraboloidale suit l'équation suivante :

$$y = A \cdot x^2$$

En considérant les rayons lumineux qui rentrent en contact avec la paroi, on a :

$$x = \Gamma / A$$

On en déduit donc  $dS_{D_{paroi \rightarrow IRc4}}$  et  $D_{paroi \rightarrow IRc4}$  :

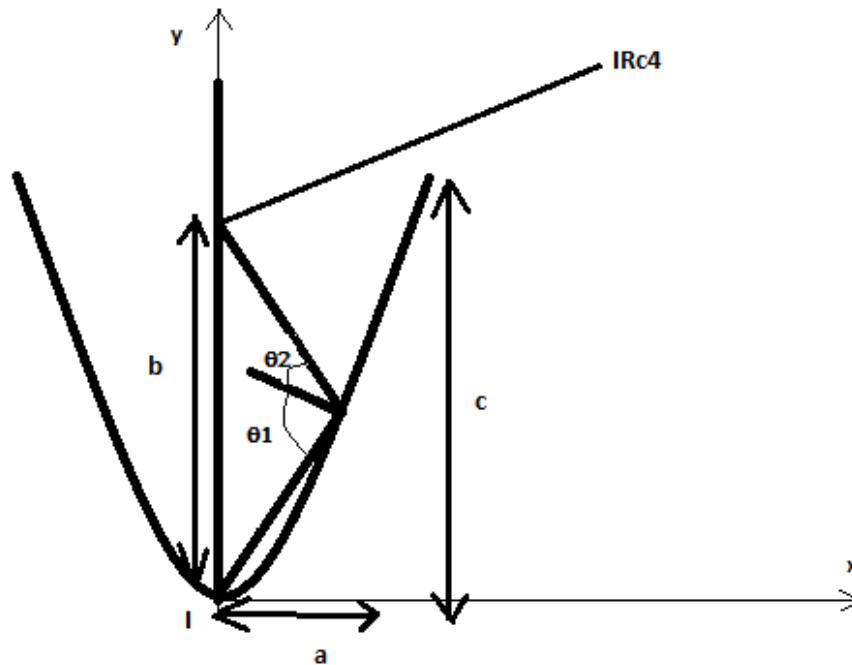


FIGURE 13 – Rappel du schéma de la paroi paraboloidale avec les distances correspondantes notées  $a$  pour la largeur maximale de la paroi,  $b$  pour la distance entre I et IRc4 et  $c$  pour la hauteur de la paroi. De plus, on définit  $\theta_1$  l'angle entre la normale à la base du cylindre et la paroi et  $\theta_2$  l'angle entre la normale de la paroi et IRc4

$$dS = (dx^2 + dy^2)^{1/2} = (dx/d\Gamma^2 + dy/\Gamma^2)^{1/2}d\Gamma = (1/A^2 + (2.\Gamma/A)^2)^{1/2}d\Gamma$$

$$D_{paroi \rightarrow IRc4} = (x_{rayon}^2 + y_{rayon}^2)^{1/2} \quad D_{paroi \rightarrow IRc4} = ((\Gamma/A)^2 + ((\Gamma)^2/A)^2)^{1/2}$$

$$D_{paroi \rightarrow IRc4} = (x_{rayon}^2 + (y_{rayon} - b)^2)^{1/2} \quad D_{paroi \rightarrow IRc4} = ((\Gamma/A)^2 + (((\Gamma)^2/A) - b)^2)^{1/2}$$

Il est par contre plus difficile de trouver  $\cos(\theta2)$  et  $\cos(\theta1)$ .

$\cos(\theta2)$  est le cosinus entre la normale à l'élément de paroi et la distance entre cet élément de paroi et IRc4. La normale de cet élément de paroi est donc trouvée grâce a ces deux équations :

$$\vec{n} \cdot \vec{T} = 0$$

$$\vec{n} \cdot \vec{n} = 1$$

Avec  $\vec{T}$  la tangente et  $\vec{n}$  la normale à l'élément de surface de cette paroi on écrit

$$\vec{n} = n1.\vec{u}\hat{x} + n2.\vec{u}\hat{y}$$

$$\vec{T} = dx/d\Gamma.\vec{u}\hat{x} + dy/d\Gamma.\vec{u}\hat{y} \quad \vec{T} = 1/A.\vec{u}\hat{x} + 2.\Gamma/A.\vec{u}\hat{y}$$

De ces formules, on en déduit donc :

$$n1.1/A + n2.2.\Gamma/A = 0$$

$$n1^2 + n2^2 = 1$$

Après avoir résolu ce système a deux inconnues, on en déduit :

$$\vec{n} = \frac{2}{(1+4\lambda)^{1/2}}\vec{u}\hat{x} + \frac{1}{(1+4\lambda^2)^{1/2}}\vec{u}\hat{y}$$

Les expressions de  $\cos(\theta1)$  et  $\cos(\theta2)$  peuvent ensuite donner  $\cos(\theta1) = \frac{\vec{n} \cdot \overrightarrow{DI \rightarrow paroi}}{D_{I \rightarrow paroi}}$  et  $\cos(\theta2) = \frac{\vec{n} \cdot \overrightarrow{D_{paroi \rightarrow IRc4}}}{D_{paroi \rightarrow IRc4}}$ .

A partir de cela, il est très facile de réinjecter ces expressions dans celle de la puissance sur la paroi :

$$W_{IRc4} = \frac{L_I \cdot \pi \cdot R_{IRc4}^2}{4 \cdot \pi \cdot b^2} + 2 \cdot \pi \int_0^{Y_{max}} \frac{R_{IRc4}^2 \cdot \pi \cdot dW_{paroi} \cdot \cos(\theta2)}{n \cdot \pi \cdot D_{paroi \rightarrow IRc4}^2} dS.$$

## Température pour une paroi paraboloidale complexe

Dans le cas d'une paroi paraboloidale complexe, on considère qu'il y a un écart au corps noir la température de ce corps noir vaut :

$$\epsilon\sigma T^4 = M(T)$$

Avec  $\epsilon$  le facteur correctif au corps noir compris entre 0 et 1.

On peut aussi écrire :

$$\epsilon\sigma T^4 = \frac{W_{paroi}.dS}{2.dS} = \frac{W_{paroi}}{2}$$

Pour trouver à la fois  $\epsilon$  et la température, on va tout d'abord calculer avec la deuxième expression la température de la paroi avec  $\epsilon=1$ . Puis, après avoir calculé  $M(T)$  pour la température trouvée, on en déduit un premier  $\epsilon$ . On réinjectera ensuite cet  $\epsilon$  dans la deuxième équation, en re-déduira une température et recommencera un cycle pour en déduire de nouveau une autre température en recommençant le cycle jusqu'à ce que les valeurs convergent de manière suffisante (la température entre les deux cycles doit être inférieure à 0,25 %).



# Bibliographie

Articles cités dans ce compte rendu :

- David K. Aitken, Patrick F. Roche, Peter M. Spenser, Barbara Jones 1981 : "Infrared spectral observation of the BNKL complex in Orion"
- C. G. Wynn-Williams, R. Genzel, E. E. Becklin, D. Downes 1984 : "The Kleinmann-Low nebula : an infrared cavity"
- V. Ossenkopf, Th. Henning 1994 : "Dust opacities for protostellar cores"
- Janet P. Simpson, Sean W. J. Colgan , Edwin F. Erickson, Michael G. Burton, A. S. B. Schultz 2006 : "Hubble space telescope NICMOS polarisation measurement of OMC-1"
- James M. De Buizer, Mark R. Morris, E. E. Becklin, Hans Zinnecker, Terry L. Herter 2012 : "First science observations with SOFIA/FORCAST : 6-37  $\mu\text{m}$  imaging of Orion BN/KL"