

LE MILIEU INTERSTELLAIRE

LA PHASE ATOMIQUE - LA RAIE A 21 cm DE L'HYDROGENE HI

C'est grâce à la raie à 21,1 cm de longueur d'onde (fréquence 1420,4 MHz) que l'on peut explorer le composant gazeux froid de notre galaxie (correspondant environ à 5% de la masse de la Galaxie). Il s'agit de la transition entre deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène ($n = 1, \ell = 0, J = s = 1/2, I = 1/2$).

La structure hyperfine résulte du couplage du spin 1/2 de l'électron avec le spin 1/2 du proton ($\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$). Lorsque les deux spins sont parallèles $F = 1$, et $F = 0$ dans le cas antiparallèle. La transition $F = 1 \rightarrow 0$ est "interdite" (c'est-à-dire la transition est dipolaire magnétique), ce qui explique la faible probabilité de transition spontanée $A_{21} = 2.84 \cdot 10^{-15}/s$, correspondant à une durée de vie $\tau = 1/A_{21} = 1.2 \cdot 10^7$ an. La raie est tout de même observable grâce à la quantité considérable d'hydrogène atomique sur chaque ligne de visée. L'existence de la raie fut prédite en 1944 par van de Hulst et la première détection date de 1951 (Ewen et Purcell).

(1) Excitation de la raie :

Vu les très faibles probabilités de transitions radiatives, les collisions vont dominer dans le milieu et dans la majorité des cas on

pourra considérer l'équilibre thermodynamique atteint (ETL). Les populations des deux niveaux 1 et 2 sont alors dans le rapport :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/KT} \quad \text{où } g = 2F + 1$$

Comme $h\nu/K$, à la fréquence considérée, $\approx 7 \cdot 10^{-2}$, et la température du milieu est de l'ordre de 50 à 100 K, on a $N_2 = 3N_1$ dans tous les cas (soit la densité de l'hydrogène $n_H = n_1 + n_2 = 4n_1$).

Rappelons l'expression générale du coefficient d'absorption :

$$K_\nu = \frac{c^2}{2\nu^2} A_{21} \frac{g_2}{g_1} n_1(\nu) (1 - e^{-h\nu/KT_{\text{ex}}})$$

qui devient ici, dans l'approximation Rayleigh-Jeans :

$$K_\nu \propto \frac{n_H}{T_{\text{ex}}} g(\nu)$$

où $n_1(\nu) = n_1 g(\nu)$ représente la fraction de population du niveau 1 qui participe effectivement au transfert de rayonnement à la fréquence ν .

Les niveaux ne sont pas infiniment fins et $g(\nu)$ représente la forme de la raie normalisée $\int g(\nu) d\nu = 1$.

Dans le cas général, l'élargissement des raies peut être dû au rayonnement (largeur naturelle), aux collisions avec d'autres particules, qui limitent la durée de vie des niveaux d'énergie. Dans ces deux cas, la forme de raie $g(\nu)$ est Lorentzienne ($\propto \frac{\Gamma}{(\nu - \nu_0)^2 + \Gamma^2}$).

Enfin, l'élargissement peut être dû à l'effet Doppler, ce qui est le cas ici, pour l'hydrogène atomique interstellaire. Il peut s'agir ici de l'agitation thermique des atomes sources de rayonnement, auquel cas la forme de raie est maxwellienne :

$$g(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} e^{-(\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu_D^2}$$

ν_0 est la fréquence centrale et $\Delta\nu_D$ l'élargissement Doppler :

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu} = \frac{v_{\text{th}}}{c} \quad v_{\text{thermique}} = v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

Il peut y avoir des mouvements de turbulence plus importants et l'on admet en général que la forme de raie est aussi gaussienne.

Dans la pratique, on convertit les fréquences reçues en vitesses directement ($\Delta v/v = V/c$) et l'on introduit la forme de raie normalisée $g(V)$ en fonction de la vitesse radiale.

L'épaisseur optique à la vitesse V ($\tau = \int K ds$) s'écrit alors :

$$\tau = 5,49 \cdot 10^{-19} \frac{N_H}{T_{ex}} g(V)$$

où N_H est la densité de colonne d'hydrogène atomique en cm^{-2} , T_{ex} la température d'excitation en $^{\circ}\text{K}$. (V est en Km/s).

En intégrant sur toutes les vitesses de la raie, on peut donc obtenir l'expression de la densité de colonne N_H :

$$N_H = 1.823 \cdot 10^{18} \int T_A \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} dv \quad \left\{ \begin{array}{l} N_H \text{ en } \text{cm}^{-2} \\ T_A \text{ en K} \\ V \text{ en Km/s} \end{array} \right.$$

où l'on a utilisé l'équation de transfert Rayleigh-Jeans :

$$T_A = (T_{ex} - T_{bg})(1 - e^{-\tau})$$

T_A : température d'antenne, T_{bg} température du corps noir à 2.7 K, négligeable ici devant $T_{ex} \sim 100$ K.

Dans la plupart des cas, la raie à 21 cm est optiquement fine, $\tau \ll 1$ et l'expression se simplifie : $N_H \propto \int T_A dv$ = la densité de colonne est directement proportionnelle à l'intensité intégrée de la raie. Cette faible épaisseur optique est due en grande partie au fait que les nuages émettent tous à des fréquences différentes (vitesses radiales différentes). Il existe toutefois de nombreux cas d'absorption.

Equation d'équilibre statistique :

Nous allons préciser pourquoi l'équilibre entre les deux niveaux hyperfins 1 et 2 est toujours dominé par les collisions.

Ecrivons le bilan des transferts de population entre 1 et 2, compte tenu des transferts radiatifs et collisionnels :

$$n_1 B_{12} I_\nu + n_1 C_{12} = n_2 B_{21} I_\nu + n_2 A_{21} + n_2 C_{21}$$

absorption excitation émission émission désexcitation
 collisionnelle induite spontanée collisionnelle

C_{12} et C_{21} probabilités de collisions avec les autres atomes du milieu (essentiellement d'hydrogène) $C_{12} = n \langle \sigma_{12} V \rangle$

$$C_{21} = n \langle \sigma_{21} V \rangle$$

n densité du milieu, σ_{ij} section efficace du processus correspondant, V vitesse relative des atomes.

De façon analogue aux relations entre les coefficients d'Einstein, on peut démontrer une relation entre C_{12} et C_{21} , dans le cas particulier de l'équilibre collisionnel. On suppose la densité du milieu assez forte, pour pouvoir négliger les transferts radiatifs, on a alors $n_1 C_{12} = n_2 C_{21}$ et puisque à l'équilibre $n_2/n_1 = (g_2/g_1) e^{-h\nu/KT}$ (T température cinétique du milieu) :

$$\boxed{\frac{C_{12}}{C_{21}} = \frac{g_2}{g_1} e^{h\nu/KT}}$$

L'équation de l'équilibre statistique devient donc (avec $B_{21} g_2 = B_{12} g_1$ et $B_{21} = \frac{c^2}{2h\nu^3} A_{21}$) :

$$n_1 \frac{g_2}{g_1} \left[\frac{c^2}{2h\nu^3} A_{21} I_\nu + C_{21} e^{-h\nu/KT} \right] = n_2 \left[\frac{c^2}{2h\nu^3} A_{21} I_\nu + A_{21} + C_{21} \right]$$

Or, par définition de la température d'excitation $n_2/n_1 = (g_2/g_1) e^{-h\nu/KT_{ex}}$

d'où :

$$e^{-hv/KT_{ex}} = \frac{KT_r/hv + KT_o/hv e^{-hv/KT}}{KT_r/hv + 1 + KT_o/hv}$$

où l'on a introduit la température de brillance du rayonnement

$$I_\nu = 2KT_r \frac{v^2}{c^2} \quad (\text{Rayleigh-Jeans})$$

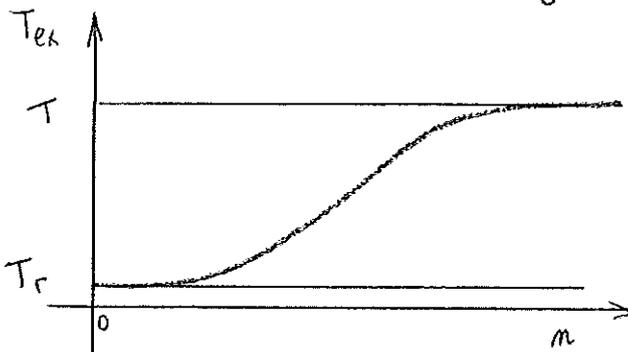
et par homogénéité, le rapport $C_{21}/A_{21} = kT_o/hv$ (définition de T_o).

En supposant $hv/KT_{ex} \ll 1$ (toujours le cas) et de même $KT/hv \gg 1$ on

obtient :

$$T_{ex} = T \frac{T_r + T_o}{T + T_o}$$

T_o est proportionnel au rapport du taux de collision sur les probabilités de transitions radiatives, $T_o \propto n$ densité du milieu.



A forte densité, on se rapproche de l'équilibre thermodynamique (les collisions dominent) et $T_{ex} = T$. Par contre, à faible densité, l'équilibre est radiatif

$$T_{ex} \approx T_r$$

Pour la raie à 21 cm, les probabilités radiatives sont très faibles, la condition d'équilibre thermodynamique local (ETL) s'écrit $C_{21} \gg A_{21}$

$$n \gg \left(\frac{T}{100}\right)^{1/2} 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$$

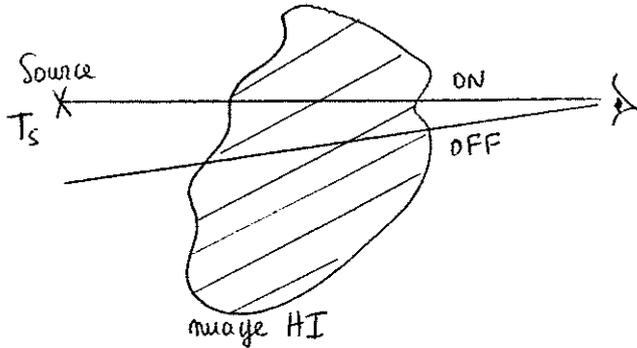
ce qui est pratiquement toujours vérifié.

Détermination des conditions physiques du milieu :

Nous avons vu que l'observation de la raie 21 cm en émission, dans la plupart des cas où $\tau \ll 1$, permettait d'atteindre directement le nombre d'atomes d'hydrogène sur la ligne de visée. Par contre, d'après l'équation de transfert qui se

simplifiée en $T_A = T_{ex} \tau$, on ne peut pas connaître la température

$T_{ex} \sim T$ du milieu sans une autre information (une autre équation pour calculer les deux inconnues T et τ). Le problème est résolu lorsque l'on peut observer l'hydrogène atomique en absorption devant une source de continuum radio appartenant ou non à la galaxie. Le principe



est d'observer successivement dans la direction de la source (spectre d'absorption) et en dehors de la source (spectre d'émission).

Dans le premier cas, on obtient une température d'antenne :

$$T_a(\text{ON}) = (T_{ex} - T_S)(1 - e^{-\tau})$$

et dans le deuxième cas :

$$T_a(\text{OFF}) = T_{ex}(1 - e^{-\tau})$$

Il faut remarquer ici que la température d'antenne T_A est forcément obtenue par comparaison avec une fréquence voisine, plutôt que par déplacement sur le ciel. - la source continue aura pratiquement la même intensité T_S aux fréquences voisines de la raie 21 cm⁻¹.

Des deux équations précédentes, on déduit :

$$T_{ex} = T_S \frac{T_a(\text{OFF})}{T_a(\text{OFF}) - T_a(\text{ON})}$$

et :

$$(1 - e^{-\tau}) = \frac{T_a(\text{OFF}) - T_a(\text{ON})}{T_S}$$

En pratique, il faut essayer de s'assurer que le milieu est assez homogène. Pour cela on observe plusieurs positions (OFF) autour de la source continue, et on utilise la moyenne des spectres obtenus.

(2) Résultats :

Les observations à 21 cm permettent de mettre en évidence deux composantes du milieu interstellaire :

- un milieu froid composé de nuages atomiques relativement denses (vus en émission ou en absorption). $T \sim 100$ K, $n_H \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ en moyenne. Les nuages ont plusieurs parsecs de diamètre (~ 10 pc). La densité de colonne (intégrée sur la ligne de visée le long d'un nuage) est comprise entre 10^{19} et 10^{21} cm^{-2} ($\tau \sim 0.2$). Ces nuages sont concentrés dans le plan de la galaxie avec une épaisseur typique de 350 pc, et la densité moyennée sur tout le volume correspond à 0.3 cm^{-3} dans ce plan. Les profils de raie correspondant ont plusieurs Km/s de large, ce qui correspond à des mouvements turbulents à l'intérieur des nuages (en effet, la vitesse thermique correspondant à $T = 100$ K est de $\sqrt{2KT/m} \approx 1.5 \text{ km/s}$).

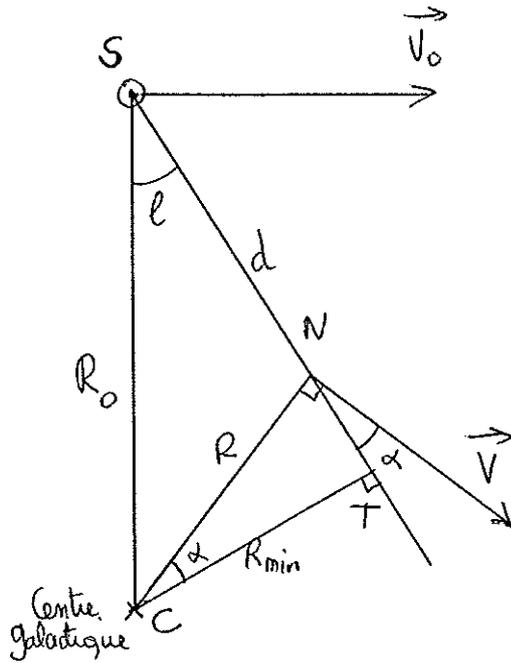
- un milieu plus chaud et plus ténu entre les nuages, observé uniquement en émission : $T \sim 10^4$ K, $n \sim 0.15 \text{ cm}^{-3}$ en moyenne. Les profils correspondants sont plus larges (quelques dizaines de km/s). Sa concentration dans le plan est moins prononcée (épaisseur typique 600 pc).

Nous verrons par la suite que ces deux milieux coexistent avec une phase plus dense et plus froide, les nuages moléculaires, et une phase plus ténue et plus chaude, le milieu coronal (10^6 K).

A.- Courbe de rotation

La raie à 21 cm est un outil précieux pour étudier la structure de notre galaxie (le milieu interstellaire est transparent aux ondes radio).

Par effet Doppler, on peut connaître les vitesses radiales des atomes émetteurs et en déduire la loi de rotation dans la Galaxie. La détermination de $V(R)$ permet ensuite de déterminer les distances.



Considérons une ligne de visée, de longueur l , sur laquelle se trouve un nuage N à une distance d du Soleil S . R_0 et R sont les distances au centre galactique C du Soleil et du nuage respectivement, \vec{V}_0 et \vec{V} les vitesses de rotation correspondantes ($\vec{V} \perp CN$) \vec{V} fait un angle α avec la ligne de visée.

La vitesse radiale de N par rapport au Soleil est :

$$V_R = V \cos \alpha - V_0 \sin l$$

Les relations dans le triangle SNC permettent d'écrire :

$$\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(\pi/2 + \alpha)}{R_0} = \frac{\cos \alpha}{R_0}$$

si l'on appelle $\Omega = V/R$ et $\Omega_0 = V_0/R_0$ les vitesses angulaires de N et S :

$$V_R = R_0 (\Omega - \Omega_0) \sin l$$

On voit nettement sur cette formule que l'on ne peut observer de vitesse radiale que parce que la rotation de la galaxie est différentielle (les bords tournent plus lentement que le centre). Si la rotation était celle d'un corps solide, $\Omega = \Omega_0$, $V_R = 0$.

La vitesse tangentielle s'écrit $V_T = V \sin \alpha - V_0 \cos l$

dans le triangle SNC : $\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(\pi/2 - l - \alpha)}{d} = \frac{\cos(l + \alpha)}{d}$

soit : $\frac{\sin l}{R} = \frac{\cos l \cos \alpha - \sin l \sin \alpha}{d}$ et $\cos \alpha = \frac{\sin l}{R} R_0$

d'où :

$$V_T = R_0 \cos l (\Omega - \Omega_0) - \Omega d$$

- Ces formules ont d'abord été utilisées pour des observations optiques, au voisinage du Soleil (V_T est déterminé par les mouvements propres des étoiles).

On peut alors faire l'approximation $\Omega - \Omega_0 = \left(\frac{d\Omega}{dR}\right)_{R_0} (R - R_0)$

Les constantes de Oort sont définies par :

$$A = -\frac{R_0}{2} \left(\frac{d\Omega}{dR}\right)_{R_0} \quad B = A - \Omega_0$$

Pour d petit, $R_0 - R \simeq d \cos \ell$

On obtient les formules de Oort :

$$V_R = A d \sin 2\ell$$

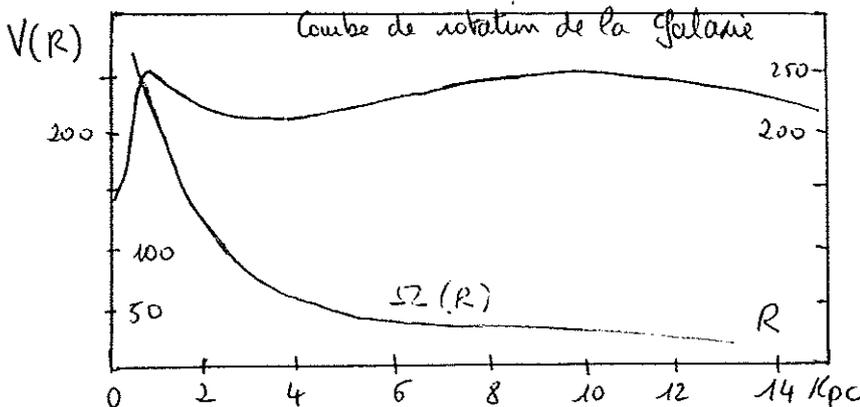
$$V_T = d(A \cos 2\ell + B)$$

Les observations optiques donnent :

$$\begin{aligned} A &= 15 \text{ km/s/Kpc} \\ B &= -10 \text{ " } \end{aligned} \quad \} \Rightarrow \Omega_0 = 25 \text{ km/s/Kpc}$$

D'autre part, en supposant que les amas globulaires (et les RR Lyrae) sont distribués de façon symétrique autour du centre galactique, on estime $R_0 = 10 \text{ Kpc}$. D'où $V_0 = \Omega_0 R_0 = 250 \text{ km/s}$ (V_0 est en fait la vitesse de rotation du centre local de référence LSR, c'est-à-dire la vitesse moyenne des étoiles très proches du Soleil).

- Les observations HI permettent des déterminations plus précises et plus "lointaines", du moins pour les régions intérieures au rayon solaire $R < R_0$. En effet, on peut remarquer que pour une ligne de visée ℓ



choisie, la vitesse radiale V_R est maximale pour le point tangent T (dont la distance au centre galactique est R_{\min}). Il suffit pour

cela que $\Omega(R)$ soit une fonction décroissante de R (ce qui est toujours le cas). En effet $\cos\alpha = R_{\min}/R$ et V_R varie comme $V\cos\alpha \propto V/R = \Omega$, donc $V_R \leq V_R(R_{\min})$.

Puisque la distance du point tangent est connue :

$$R_{\min} = R_0 \sin\ell,$$

à chaque longitude il suffit de noter la vitesse radiale maximale du spectre pour déterminer la courbe de rotation $V(R)$:

$$V(R_{\min}) = V_{R_{\max}} + V_0 \sin\ell$$

Difficultés :

- on ne peut utiliser la méthode que pour $R < R_0$. Au-delà, il faut se servir de régions dont la distance est connue par ailleurs (régions HII dont on connaît la distance de l'étoile excitatrice) ;

- il n'est pas sûr que l'hydrogène atomique se trouve au point tangent sur toutes les lignes de visée. Si ce n'est pas le cas on sous-estime $V_{R_{\max}}$ (l'hydrogène n'est pas uniforme dans la galaxie mais est réparti dans les bras) ;

- de plus, il existe des mouvements propres de l'hydrogène (écarts systématiques à la rotation circulaire).

Détermination cinématique des distances :

Une fois connue $V(R)$, on peut s'en servir pour connaître la distance des nuages HI sur la ligne de visée. Là aussi plusieurs difficultés :

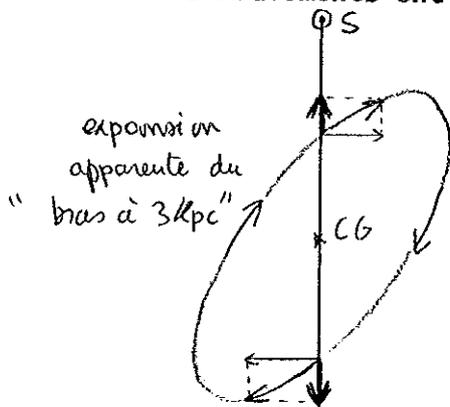
- impossible de déterminer V_R (donc la distance) au voisinage de $\ell = 0$ et $\ell = 180^\circ$;

- pour une V_R donnée, il y a ambiguïté de distance au soleil (intersections de la ligne de visée avec le cercle $CN = R$ correspondant)

On peut essayer de lever cette ambiguïté en mesurant l'extension du nuage ;

- la dispersion des vitesses par rapport à la moyenne limite considérablement la précision sur les distances cinématiques (0.5 à 1 Kpc) ;

- écarts à la rotation pure. L'hypothèse d'une rotation circulaire n'est en fait qu'une approximation. Il y a beaucoup d'exceptions, notamment à la traversée des bras spiraux, il existe des mouvements systématiques prédits par la théorie des ondes de densité. A la traversée d'un bras, le gaz rencontre un puits de potentiel ; le gaz est comprimé (onde de choc probable), les nuages de gaz entrent en collision et les perturbations de vitesses sont notables. D'autre part, il semblerait que les trajectoires du gaz vers le centre de la galaxie soient elliptiques : il a en effet été détecté des mouvements "anormaux" du gaz HI à 3 Kpc du centre. Ces mouvements ont été d'abord interprétés comme des bras en



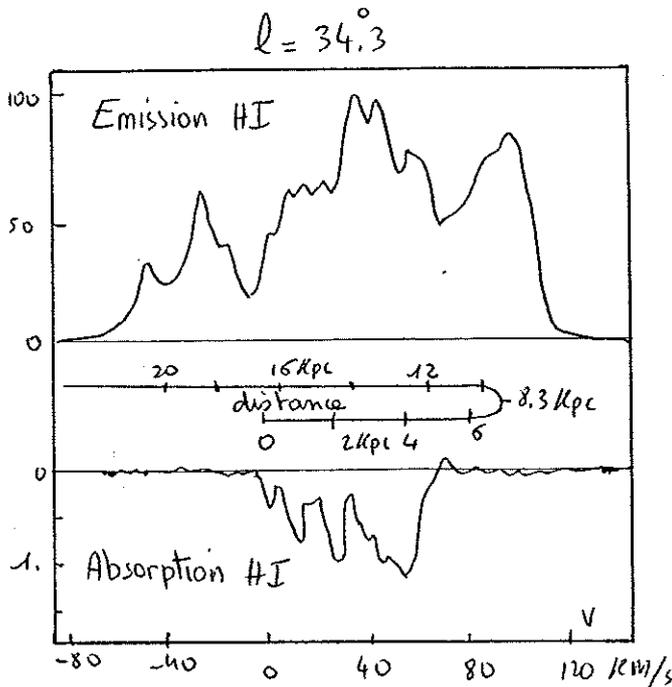
expansion, (sans que l'on sache expliquer l'origine de cette expulsion de gaz par le noyau). Mais des trajectoires non circulaires rendent compte bien plus simplement du phénomène. Ces

trajectoires seraient la conséquence d'une perturbation ovale du centre de la Voie Lactée, ou "barre". On sait que les deux tiers des galaxies spirales sont ainsi barrées.

Tous ces écarts rendent très difficile la détermination de la structure de la galaxie à grande échelle. A partir des données "brutes" longitude-vitesse (diagramme $l-v$), on peut à la limite soit connaître le champ de vitesses, en supposant que la densité d'hydrogène est constante dans la galaxie, soit connaître les contrastes de densité entre

bras et interbras, si l'on suppose que la rotation est purement circulaire. Il est parfois difficile de distinguer entre ces deux distributions inconnues (vitesse-densité).

Notons que les spectres d'absorption de l'hydrogène permettent de déterminer les distances (cinématiques) des sources continues (régions HII, pulsars, ...). Il suffit de noter jusqu'à quelle vitesse radiale est observée l'absorption (au-delà il n'y a plus que l'émission HI).



- Comparaison de l'absorption HI devant une source continue (région HII) et de l'émission HI au voisinage.

Concentration dans le plan :

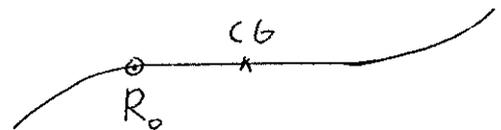
Les observations HI ont permis de mettre en évidence une croissance de l'épaisseur du plan de gaz, avec le rayon R. La variation est presque exponentielle, de 80 pc près du centre jusqu'à plusieurs centaines de parsecs loin du Soleil. De plus, on a pu mettre en évidence une distorsion de ce plan vers les régions extérieures. Le plan est gauchi, comme une crêpe (distorsion en

cos δ), son image de profil a la forme d'un S.

La ligne des noeuds (non déformée) est voisine du Soleil.

Cette distorsion peut atteindre

1 kpc vers l'extérieur. C'est un phénomène important qui se retrouve dans la majeure partie des galaxies spirales extérieures (plusieurs explications possibles : interaction de marée, vent extra-galactique, halo triaxial, ...).



On observe d'autre part, à haute altitude galactique ($b \sim 40^\circ$) des nuages HI qui tombent à grande vitesse ($\sim 100-200$ Km/s) sur notre galaxie. Il pourrait s'agir de l'accrétion de gaz provenant de galaxies voisines (nuages de Magellan avec qui notre galaxie a été en interaction de marée).

LA PHASE MOLECULAIRE

A partir de 1970, les progrès de la radioastronomie millimétrique ont permis de découvrir un très grand nombre de molécules interstellaires par leurs raies de rotation. Auparavant, quelques molécules avaient été détectées en absorption devant des étoiles, en optique : CN, CH, CH^+ . En ultraviolet, en 1970 aussi, CO, H_2 , OH ont été observées grâce à leurs raies électroniques. Enfin, dans le domaine centimétrique, OH a été observé en 1963 et H_2O et NH_3 en 1968, (NH_3 par la raie d'inversion). La table 1 donne une idée de la richesse du milieu interstellaire en molécules.

2	3	4	5	6	7	8	9	11	13
H_2	H_2O	H_2CO	HCOOH	HCH_2OH	CH_3C_2H	CH_3COOH	$(CH_3)_2O$	HC_9H	$HC_{11}N$
CH	HCO	NH_3	HC_3N	NH_2CHO	CH_3CHO		CH_3CH_2OH		
CH^+	HCO^+	HNCO	CH_2NH	CH_3CN	HC_5N		CH_3CH_2CN		
CN	CCH	H_2CS	NH_2CN	CH_3SH	CH_3NH_2		HC_7N		
CO	HCN	C_3N	H_2CCO		CH_2CHCN				
CS	HNC	HNCS	CH_4						
OH	N_2H^+	$HCOOH^+$	C_4H						
SO	H_2S								
NS	OCS								
SiO	SO_2								
SiS	HNO								
C_2	HCS^+								
NO									
CO^+									

Tbleau 1.- Molécules interstellaires (juin 1982).
(le chiffre indique le nombre total d'atomes).

Les principales molécules isotopiques observées contiennent D, ^{13}C , ^{17}O , ^{18}O , ^{15}N comme isotopes. Il faut remarquer que le tableau 1 n'indique que les molécules identifiées dans le milieu interstellaire (calculs théoriques des fréquences). Il existe de plus un très grand nombre de raies observées, non identifiées (U lines).

On détecte dans la plupart des nuages CO, OH, CN, H_2CO , les autres molécules ne se trouvent que dans nuages les plus denses. Ceci est dû non seulement à l'abondance de ces molécules, mais aussi à leur facilité d'excitation (valeur du coefficient d'Einstein A, relié à la valeur du dipôle permanent de la molécule μ).

La molécule la plus abondante après H_2 est CO ($\text{CO}/\text{H}_2 \approx 6 \cdot 10^{-5}$) les autres sont bien moins abondantes (rapport $\sim 10^{-7}$).

Certaines molécules donnent de fortes émissions masers (OH, H_2O , SiO) d'autres sont des masers faibles (CH_3OH , CH).

(1) Excitation :

Considérons une transition purement rotationnelle d'une molécule linéaire dans l'état vibrationnel fondamental ($V = 0$). Le coefficient d'Einstein A_{21} (correspondant aux niveaux $2 = J + 1$ et $1 = J$, par exemple) est proportionnel au carré de l'élément de matrice du dipôle ($\vec{\mu} = q\vec{r}$) entre les deux états 1 et 2 :

$$A_{21} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \frac{g_1}{g_2} \nu^3 |\mu_{12}|^2$$

Cet élément de matrice est en fait fonction de μ , le dipôle permanent de la molécule, et de J le nombre quantique de rotation

$$|\mu_{12}|^2 = \mu^2 \frac{J + 1}{2J + 1}$$

Pour que les raies soient excitées au dessus de la température 2.7 K du corps noir, il faut que les collisions soient efficaces par rapport aux

transitions radiatives, il faut que la densité n_H du milieu soit suffisante, pour que le rapport C_{21}/A_{21} devienne significatif.

Or ce rapport $C_{21}/A_{21} \approx (n_H \sqrt{T}) / (v^3 |\mu|^2)$. Ceci montre bien pourquoi, dans les nuages peu denses, on commence par observer les molécules très peu polaires (μ faible, comme CO), alors que les molécules fortement polaires, comme HCN demandent des densités plus fortes pour être excitées.

Dans le tableau 2 ci-dessous, est indiquée la densité critique n_{H_c} pour laquelle le rapport $C_{21}/A_{21} = 1$ (équilibre des transferts collisionnels et radiatifs). On commence à détecter les raies correspondantes lorsque $n_H/n_{H_c} \sim 10^{-2}$. (On voit bien que HCN est un traceur des régions

Tableau 2 - molécule	CO	NH ₃	CS	HCN
μ (Debye)	0.1		2	3
n_{H_c} (cm ⁻³)	$4 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^7$

denses).

Contrairement à l'hydrogène atomique le milieu est en général très loin de l'ETL, même si l'épaisseur optique est grande. A cause des conditions complexes d'excitation, il sera dif-

ficile de déduire des observations les conditions physiques du milieu, et il sera nécessaire de comparer de nombreuses observations (exemple isotopes CO, ¹³CO, plusieurs niveaux CO 1 → 0, CO 2 → 1, ...).

Equilibre statistique :

Dans le domaine millimétrique, l'approximation Rayleigh-Jeans n'est plus justifiée. Par exemple, pour la raie à 2.6 mm de CO (1 → 0) $h\nu/K = 5.5$ K ($\nu = 115$ GHz).

Pour un système à deux niveaux, reprenons alors l'équation de l'équilibre statistique déterminée par l'hydrogène HI :

$$e^{-h\nu/KT} = \frac{(c^2/2h\nu^3) I\nu + (C/A) e^{-h\nu/KT}}{(c^2/2h\nu^3) I\nu + 1 + C/A}$$

Ecrivons cette fois :

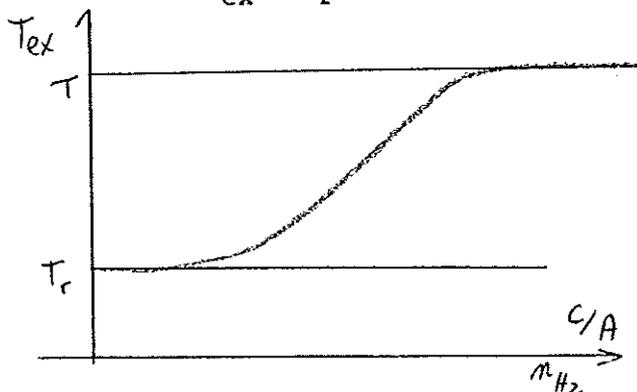
$$I_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{1}{e^{h\nu/KT_r} - 1} \right) \quad T_r : \text{température de rayonnement}$$

$$e^{-h\nu/KT_{ex}} = \frac{(e^{h\nu/KTr} - 1)^{-1} + (C/A)e^{-h\nu/KT}}{(e^{h\nu/KTr} - 1)^{-1} + 1 + C/A}$$

Si on suppose maintenant $h\nu/KT_r \gg 1$ ($T_r \sim 2.8$ K) et T_{ex} et $T > T_r$ (on néglige l'intensité de rayonnement) alors l'expression se simplifie :

$$T_{ex} = \frac{T}{1 + \frac{KT}{h\nu} \text{Log}\left(1 + \frac{A}{C}\right)}$$

Il y aura thermalisation si les collisions sont importantes $C \gg A$, $T_{ex} \rightarrow T$. Par contre, à très faible excitation ($C/A \rightarrow 0$ dans l'expression exacte ci-dessus) $T_{ex} = T_r$.



Cet équilibre radiatif n'est obtenu que dans les nuages très diffus. C'est le cas de la molécule CN, observée en absorption devant les étoiles.

La température d'excitation des premiers niveaux de rotation a été mesurée égale à 2.8 K dans 10 directions différentes (10 étoiles), magnifique confirmation de l'existence du rayonnement cosmologique.

L'équilibre collisionnel est parfois atteint dans les nuages très denses, notamment pour la molécule CO (où A est faible). Le cas le plus général est toutefois l'excitation "sous-thermique".

Détermination des conditions physiques :

Le problème ne se simplifie que dans quelques cas particuliers, moyennant quelques hypothèses. Supposons que dans un nuage dense, la raie

à 2.6 mm de CO soit optiquement épaisse, l'équation de transfert s'écrit :
(l'approximation Rayleigh-Jeans n'étant pas justifiée)

$$T_a(12) = [f(T_{ex}) - f(T_{bg})](1 - e^{-\tau}) = f(T_{ex}) - f(T_{bg})$$

(car $\tau \gg 1$)

avec :

$$f(T) = \frac{h\nu/K}{e^{h\nu/KT} - 1}$$

L'observation de CO donne donc T_{ex} .

En première approximation, si la température T_{ex} est uniforme dans le milieu (ce qui n'est pas le cas en général !) on peut adopter la même valeur de T_{ex} pour la molécule isotopique ^{13}CO . Si la raie correspondante à 2.7 mm, est, elle, optiquement mince (ce que l'on peut vérifier à posteriori),

$$T_a(13) = [f(T_{ex}) - f(T_{bg})]\tau$$

Or l'expression du coefficient d'absorption $K\nu$ est ici

$$K\nu \propto n_1(\nu)(1 - e^{-h\nu/KT_{ex}})$$

soit l'épaisseur optique $\tau\nu \propto N_1(1 - e^{-h\nu/KT_{ex}})g(\nu)$

et l'expression de la colonne densité : $N_1 \sim \int_{T_{bg}}^{T_{ex}} h\nu/KT_{ex} f(T_{ex}) d\nu$

ou bien (en négligeant $f(T_{bg})$) : $N_1 \sim e^{h\nu/KT_{ex}} \int_{T_{bg}}^{T_{ex}} f(T_{ex}) d\nu$

Pour avoir le nombre total de molécules ^{13}CO sur la ligne de visée, il

faut sommer sur tous les niveaux : $N_{tot} = N_1 \sum_J (2J+1) e^{-[J(J+1)hB]/KT_{ex}}$

$$\sim N_1 \int_0^{\infty} (2J+1) e^{-[J(J+1)hB]/KT_{ex}} dJ = \frac{KT_{ex}}{hB} N_1 \quad (B : \text{Cste de rotation})$$

Exemple : si $T_{ex} = 20 \text{ K}$, $N_{tot} = 7N_1$

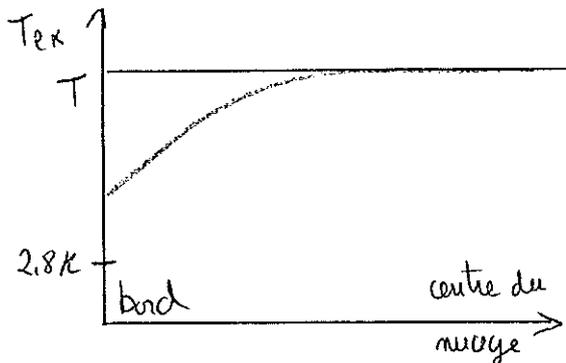
et si l'on ne tient compte que des niveaux 1 et 2, $N_{tot} = 4N_1$.

Donc, l'erreur n'est pas importante, même si l'on ne connaît pas la tem-

pérature d'excitation des niveaux supérieurs. Ceux-ci ont en effet tendance

à se dépeupler plus vite, car le taux d'émission spontanée A croît comme ν^3 .

En pratique, ces simplifications donnent donc une idée de la colonne densité et de la température du milieu. Mais l'on peut mettre en doute une des hypothèses faites : l'égalité des températures d'excitation de CO et de ^{13}CO . En effet, puisque la raie CO est optiquement épaisse la température mesurée est celle des bords du nuage, où τ devient de l'ordre de 1, tandis qu'avec ^{13}CO on peut pénétrer plus profondément dans le nuage (où la densité, et donc T_{ex} , est plus forte en général).



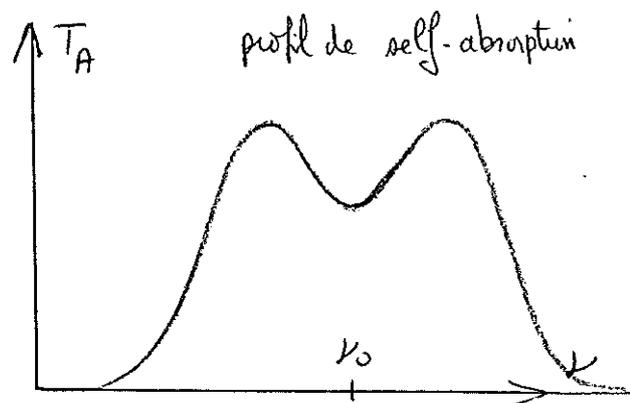
D'après le profil de T_{ex} de CO, du centre au bord du nuage, tel que nous venons de le décrire, on s'attendait d'ailleurs à observer une self-absorption dans la raie CO (en supposant qu'il n'y a qu'une

turbulence uniforme des vitesses dans le nuage). En effet, au centre de la raie, l'épaisseur optique est très grande, et l'émission CO provient des couches externes froides

($T_{\text{ex}} \ll T$). Dans les ailes de la raie, l'épaisseur optique est plus faible et l'émission provient d'une région plus profonde donc plus chaude. Or,

ce profil de raie n'est pra-

tiquement jamais observé. On en déduit qu'il existe des gradients de vitesse dans le nuage (effondrement par exemple) qui empêchent les molécules du nuage de réabsorber la lumière émise par les voisins, qui ne sont pas à la même vitesse.



Dans ce cas, le problème peut se simplifier considérablement. Chaque intervalle de fréquence de la raie ne provient que d'une épaisseur

Δs du nuage sur la ligne de visée telle que $\Delta s = \Delta V_D / (dV/ds)$ si ΔV_D est la largeur Doppler et dV/ds le gradient de vitesse. Si τ est relativement faible dans l'épaisseur Δs , on peut se ramener au cas optiquement mince. On peut montrer que la probabilité d'échappement d'un photon émis dans le nuage est $(1 - e^{-\tau})/\tau$ (= 1 si τ est faible, et $1/\tau$ si $\tau \gg 1$). Le taux de désexcitations radiatives effectives, si l'on tient compte des réabsorptions et réémissions est $A \left(\frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \right)$.

Tout revient donc à traiter une raie optiquement mince avec un coefficient A modifié = A/τ .

L'équation de l'équilibre statistique donne alors :

$$T_{\text{ex}} = \frac{T}{1 + \frac{KT}{h\nu} \text{Log}\left(1 + \frac{A}{C\tau}\right)}$$

Remarquons que, puisque $\tau \propto A$, cette température T_{ex} ne dépend plus du moment dipolaire μ par exemple, mais uniquement de N et ν .

- Dans le cas de régions chaudes, à excitation sous-thermique : $T \gg T_{\text{ex}}$ $T \gg h\nu/K$, on peut encore simplifier cette formule :

$$\frac{1}{T_{\text{ex}}} = \frac{K}{h\nu} \text{Log}\left[1 + \frac{A(1 - e^{-\tau})}{C\tau}\right]$$

soit :

$$\frac{1}{e^{h\nu/KT_{\text{ex}}} - 1} = \frac{C\tau}{A(1 - e^{-\tau})}$$

que l'on peut rapprocher de l'équation de transfert :

$$T_A = (1 - e^{-\tau}) f(T_{\text{ex}}) = (1 - e^{-\tau}) \frac{h\nu/K}{e^{h\nu/KT_{\text{ex}}} - 1}$$

et :

$$T_A = \frac{C\tau h\nu}{AK}$$

or $\tau/A \sim N_1(\nu) (1 - e^{-h\nu/KT_{\text{ex}}})$

Deux cas possibles : . $T_{\text{ex}} \ll h\nu/K$ et $T_A \propto N_1$
 . $T_{\text{ex}} \gg h\nu/K$ $\tau/A \sim N_1(\nu)/T_{\text{ex}}$ et $T_A = T_{\text{ex}}$ (eqn transfert)
 donc $N_1/T_{\text{ex}} \propto T_{\text{ex}}$ et $T_A \propto \sqrt{N_1}$

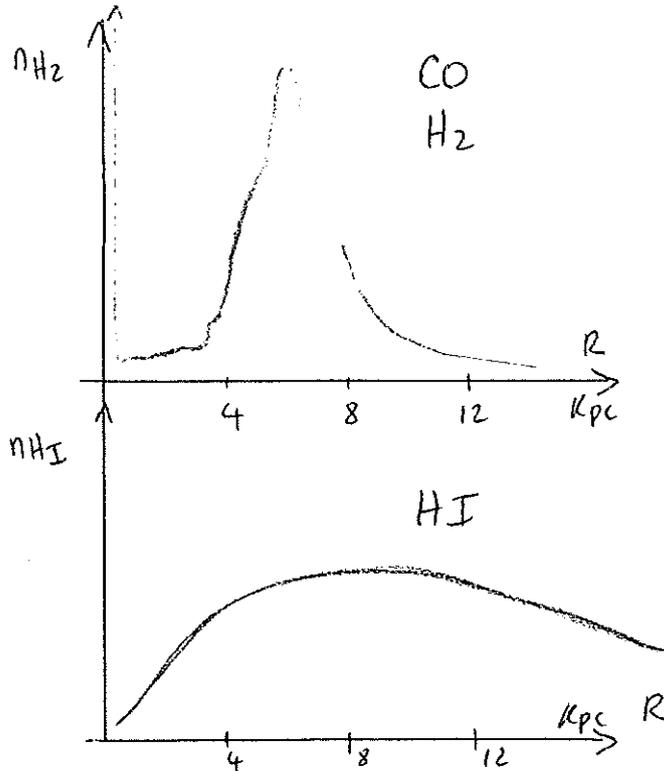
(2) Résultats :

L'observation des raies moléculaires a mis en évidence une phase condensée du milieu interstellaire. C'est surtout la raie à 2.6 mm de CO qui permet de cartographier la galaxie. Les nuages moléculaires, de densité moyenne $n_{\text{H}_2} \sim 100 \text{ cm}^{-3}$, ont des masses totales comprises entre 10^3 et $10^6 M_{\odot}$. L'essentiel de la masse est contenue dans les plus gros nuages (que l'on appelle GMC, nuages géants, jusqu'à $10^6 M_{\odot}$). Ces nuages ne sont pas homogènes et contiennent des condensations, où la densité peut monter jusqu'à 10^9 cm^{-3} ou plus. Dans ces nuages, la raie à 2.6 mm de CO est optiquement épaisse, le rapport $T_a(12)/T_a(13)$ peut varier entre 2 et 20 et sa moyenne est de 5 (alors que le rapport isotopique $\text{CO}/^{13}\text{CO} \sim 60$ dans le milieu interstellaire). La largeur des raies est de plusieurs Km/s, et la température de l'ordre de 20 K.

Structure à grande échelle :

De même que pour la raie à 21 cm, il existe de nombreuses difficultés d'interprétation des données brutes des cartographies CO. (celles-ci ont été effectuées dans l'hémisphère Nord en 1978-80, et sont encore en cours dans l'hémisphère Sud). Les diagrammes λ -v révèlent des condensations correspondant aux bras spiraux, mais à cause des écarts de vitesse par rapport à la courbe de rotation générale, il est difficile d'en déduire le contraste de densité entre bras et interbras. Il semblerait, toutefois, que celui-ci soit plus fort en CO que en HI.

On peut toutefois dégager plusieurs caractéristiques non ambiguës ; la distribution radiale du composant moléculaire est annulaire :



l'émission de CO n'est présente essentiellement dans le disque galactique qu'entre les rayons 4 et 8 Kpc, avec un maximum à 5.5. Kpc. A 4 Kpc, l'intensité chute brutalement, par contre au-delà de 8 Kpc, la décroissance est plus douce.

Cette distribution est tout à fait différente de la répartition de l'hydrogène atomique, qui lui s'étend bien plus loin vers l'exté-

rieur du disque. Il faut noter que la répartition de H₂ est semblable à celle de tous les composants dits de population I de la Galaxie : pulsars, supernovae, régions HII, émission γ (liés aux nuages moléculaires et à la formation d'étoiles jeunes). Seul l'hydrogène est plus étendu. D'autre part, le composant moléculaire est encore plus concentré dans le plan que le composant atomique : épaisseur 50 pc à mi-hauteur. Il est difficile de connaître la masse totale exacte d'hydrogène moléculaire dans notre Galaxie, vu l'incertitude sur le rapport CO/H₂ et les problèmes d'excitation et d'épaisseur optique de la molécule CO, (on peut toutefois penser qu'à grande échelle, on compte les nuages moléculaires sur la ligne de visée, même si chaque nuage est optiquement épais, car le facteur de remplissage en volume de la phase moléculaire est faible ; en quelque sorte, le milieu "nuages" est optiquement mince). Les observations de CO, en accord avec les observations des rayons γ , révèlent toutefois une égalité des masses atomique et moléculaire totale dans la galaxie.

(3) Notions de chimie des molécules interstellaires :

Les conditions de formation des molécules sont tout à fait différentes des conditions de laboratoire (vides très poussés, température très basse). Comme aucune énergie n'est disponible, les réactions doivent être exothermiques.

Dans le cas de la molécule H_2 , c'est une exception, les grains de poussière interstellaire servent de catalyseur. Un atome H entrant en collision avec un grain a une grande probabilité d'être adsorbé. Les atomes migrent ensuite sur la surface du grain et peuvent se combiner en molécules. L'éjection ultérieure des molécules est due probablement au rayonnement incident, aux rayons cosmiques ou aux collisions d'autres particules. L'énergie libérée dans la formation de la molécule H_2 sert à exciter des niveaux de vibration, ou peut être convertie en énergie de translation, par interaction avec la surface du grain, permettant ensuite l'éjection. Ce processus est essentiel pour la molécule H_2 dont la formation en phase gazeuse ne pourrait pas expliquer les abondances observées. Par contre, les autres molécules se forment bien par réaction en phase gazeuse.

Le premier mécanisme auquel on peut penser est l'association radiative de deux molécules A et B : $A + B \rightarrow AB + h\nu$. Mais le problème est l'évacuation rapide de l'énergie de formation. Le temps de collision entre A et B, comparable au temps de vibration de la molécule est 10^{-13} s. Si l'énergie n'est pas dissipée par rayonnement, les molécules rebondissent ; or la probabilité de transition radiative est au plus $10^8 s^{-1}$. On voit que l'efficacité d'un tel processus ne dépasse guère 10^{-5} (en laboratoire, l'énergie serait dissipée par collision avec un tiers, C, ou avec les parois). La réaction ne se produit bien sûr que si la transition radiative correspondante est permise. Dans le cas $H + H$, les transitions sont interdites, ce qui explique la nécessité de former H_2 sur des grains.

Une autre façon d'évacuer l'énergie est par énergie cinétique de composants formés dans une réaction chimique $A + B \rightarrow C + D$. Ces réactions ne se produisent que très peu entre éléments neutres, car il existe des barrières d'activation (le taux des réactions est alors de l'ordre de $e^{-E/KT}$ = aux températures des nuages moléculaires $T \sim 20$ K, on ne peut franchir que de très faibles barrières !). Par contre, ces énergies d'activation n'existent pas dans les réactions ion-neutre et la chimie interstellaire est essentiellement ionique.

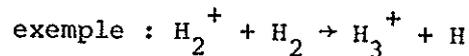
En effet, l'ion incident induit un dipôle électrique dans la molécule neutre réactante, et en dessous d'un certain paramètre d'impact b_0 l'ion tombe en spiralant sur la molécule (énergie d'interaction en r^{-4} , qui, lorsque $b < b_0$, surpasse l'énergie d'activation).

D'où viennent ces ions, au coeur des nuages moléculaires ? Il ne s'agit pas d'ionisation par les UV des étoiles qui sont vite absorbés, mais par les rayons cosmiques, qui eux sont très pénétrants. Un taux d'ionisation faible ($n_e/n_H \sim 10^{-8}$) suffit à déclencher les réactions.

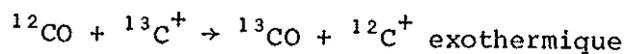
Les réactions ions-neutre sont diverses :



- Le réarrangement moléculaire :



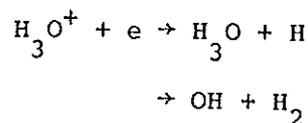
- l'échange isotopique :



dans certains nuages moléculaires, ces réactions peuvent complètement perturber les rapports isotopiques moléculaires (fractionnement)

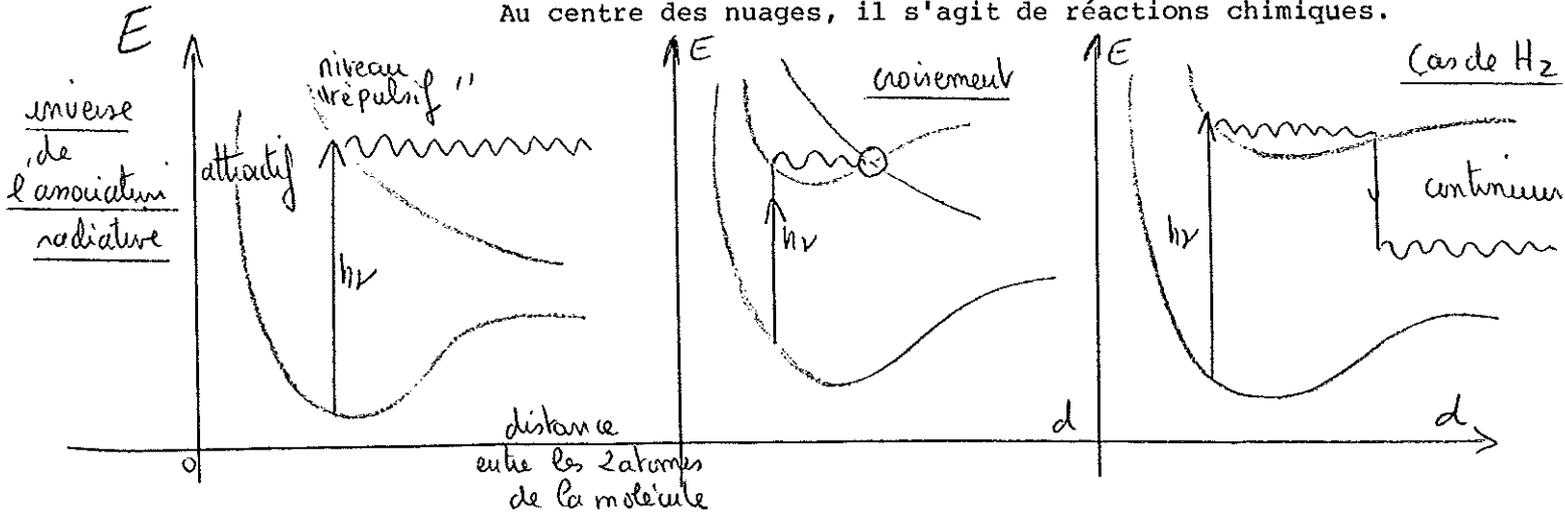
- attachement radiatif d'un électron : exemple $e + O \rightarrow O^- + h\nu$

- recombinaison dissociative :



Le problème de la formation des molécules est d'autant plus critique que les processus de destruction sont très efficaces. Sur les bords des nuages, non abrités du rayonnement des étoiles, c'est la photodissociation (excitation de la molécule sur un niveau répulsif par exemple).

Au centre des nuages, il s'agit de réactions chimiques.



Divers processus de photodissociation de molécules