



HAL
open science

Contribution à l'étude de la structure du milieu interstellaire

Bernard Lazareff

► **To cite this version:**

Bernard Lazareff. Contribution à l'étude de la structure du milieu interstellaire. Solar and Stellar Astrophysics [astro-ph.SR]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1975. English. NNT : . tel-00724932

HAL Id: tel-00724932

<https://theses.hal.science/tel-00724932>

Submitted on 23 Aug 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.

Omout

THESE DE DOCTORAT DE 3° CYCLE

Physique

Spécialité : Astrophysique

Présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS VII

par

Bernard LAZAREFF

GROUPE D'ASTROPHYSIQUE

Université Scientifique
et Médicale de Grenoble

ERA N° 961 du CNRS

CERMO - B.P. 53 X

38041 GRENOBLE CEDEX

Tél. (76) 54.81.52 poste 595

Sujet : Contribution a l'étude de la structure du milieu interstellaire

Soutenu le : 24 Juin 1975 devant la commission d'examen

M.	Omout	Président
Mme	Collin-Souffrin	
M.	Lequeux	
M.	Weliachew	Examineurs

Cette thèse se compose de deux parties.

La première a trait à l'observation de spectres d'absorption de la raie 1420 MHz de l'hydrogène interstellaire dans la direction de radiosources extragalactiques, et à l'interprétation de ces mesures. Ce travail a fait l'objet d'un article soumis à *Astronomy and Astrophysics* accepté le 29-3-75. Les résultats permettent de discuter la température et la structure des nuages d'hydrogène neutre, et de confirmer l'existence d'un milieu internuage de faible densité et de température élevée.

Dans la seconde partie, on met en évidence une instabilité thermique du milieu interstellaire. Pour cela, on effectue une analyse linéaire de stabilité, puis on présente les résultats de calculs hydrodynamiques numériques. L'existence de cette instabilité pourrait permettre d'interpréter certains résultats observationnels.

NEUTRAL HYDROGEN ABSORPTION SPECTRA.

SUMMARY

Observations of 21 cm line absorption spectra at intermediate latitudes have been made with the Nançay radiotelescope with an effort towards improved sensitivity. The absorption spectra are combined with emission brightness temperature spectra to discuss the spin temperature and other properties of interstellar neutral hydrogen. A correlation is found between the optical depth and the spin temperature of the clouds. The velocity dispersion of the clouds is found to be larger in emission than in absorption. The nature of the diffuse component seen only in emission is discussed. The results are compared with existing models of the interstellar medium, and the observed $\tau - T_S$ correlation seems to favor equilibrium models.

Running title : 21 cm absorption

Keywords : Neutral hydrogen - Clouds - Interstellar medium

Send proofs to B. Lazareff, Radioastronomy Department

Observatoire de Meudon

92190 MEUDON (FRANCE)

I - Introduction

An important problem in the study of the interstellar medium is to understand its energy balance. Observations by Clark (1965), Hughes et al (1971), Radhakrishnan et al (1971) have shown that the neutral part of the interstellar medium contains two components : cold, dense clouds and a hot, tenuous intercloud medium. Several models have been proposed to account for the thermal balance of both media. However, the heating mechanism(s), and to a lesser extent the cooling rate depends strongly on the temperature. Observational determinations of T put constraints on possible models.

Knowledge of both the optical depth and brightness temperature profiles in one direction allows one to derive some information on the temperature and structure of the neutral gas. In the present observations we attempted to improve the sample size and sensitivity of previous investigations.

II - Observations and data reduction

The observations were performed at the Nançay radiotelescope (200 m X 35 m) between December 1972 and April 1974. Observations began with a (15 X 60 kHz + 15 MHz) back end ; it was later extended to 32 X 60 kHz and 64 X 6 kHz + 15 MHz. The beam size was 4' X 21' and system temperature 100°K.

Instead of performing "on-off" measurements, we let the source drift through the beam in right ascension. Noise tube calibrations were performed before and after each drift to eliminate short-term gain changes. Many drifts were added together. The source relative flux density at a given frequency was determined by least-squares fitting the output of the 15 MHz channel into each narrow filter output. A small linear baseline correction was made necessary by noise tube coupling chromatism and was performed by fitting a straight line through the outer channels deprived from either emission or absorption.

Considering only receiver noise, the drift scans give a slightly worse S/N ratio than the "on-off" procedure, but allow a check to be made against emission variations. The reduction procedure is described in more detail in the Appendix.

III - Results and discussion

1) Data presentation

The sources are listed in table 1. The spectra where absorption has been detected are shown in figs. 1-27. The relative flux density is plotted as a continuous line for the narrow channels (1.27 km.s^{-1}) and as squares with ± 10 error bars for the wide channels (12.7 km.s^{-1}). The dots at the bottom give the run of the estimates of σ for the narrow channels. The broken line shows the brightness temperature profile taken from the Berkeley survey (Heiles and Habing 1974) (Weaver and Williams 1974). It is inverted and scaled to have the same peak height as the absorption profile, allowing an easy comparison of widths.

The decomposition of profiles into components has been performed only when it was obvious. Strongly blended features are denoted by an asterix. Formal spin temperatures have been derived from corresponding peaks in profiles using formula ii) of paragraph 3. The results are listed in Table 2.

2) Assessment of single-dish results

Besides receiver noise and gain fluctuations, errors are caused by variations in the emission background at those spatial frequencies where the response of the telescope is nonzero. Thus it is desirable to use an antenna for which all (interferometer) or most (large single dish) of the response is at high spatial frequency. An internal test is the smooth run of the estimates of σ through the range of velocities of hydrogen emission, showing if fluctuations of the background are smaller than receiver noise. This is often found to be true. It can be remarked that Hughes et al found that spacings of 60 or 120 m were sufficient to resolve out the emission in most cases, and that Radhakrishnan et al used a spacing of 120 m, while the Nançay antenna is 200 m across E-W.

We also compared when possible (3C 161, 3C 218, 3C 327, 3C 454.3) our results with those obtained with an interferometer and a smaller single-dish. The interferometer results agree with ours even when they disagree with those of the Parkes single-dish.

*Parkes or non
of
et results*

3) Spin temperatures : general considerations

Spin temperatures for the gas on the line of sight can be derived from emission (giving T_B) and absorption (giving τ) measurements :

i) if the gas is observed to be optically thin

$$\langle T_s^{-1} \rangle^{-1} = T_B / \tau \quad [1]$$

ii) if the gas is assumed to be at a unique temperature, for any optical depth :

$$T_s = T_B / (1 - \exp(-\tau)) \quad [2]$$

At intermediate latitudes, the absorption profile consists of a number of narrow ($\sim 10 \text{ km.s}^{-1}$) components, with peaks in the emission profile at corresponding velocities (clouds). In addition, the emission profile contains a broad component which nearly never shows up in our absorption profiles. This component can be distinguished from the cloud component when it extends to velocities free from clouds. Spin temperatures can be deduced for clouds using formula ii) and for the intercloud medium (lower limits in general) using formula i). At low latitudes, the picture is more confused and the correspondence between emission and absorption features is often uncertain.

4) Cloud temperatures

Spin temperatures are plotted versus optical depth for each feature in our survey on fig. 28. This plot is biased by the detection limits in emission ($T_B = 1 \text{ K}$, line drawn) and absorption (depending on source and observing time). A correlation is apparent which seems independent of observational biases. The correlation coefficient is 0.72 and the regression line has for equation :

$$\log(T_s) = 1.8 - 0.35 \log(\tau) \quad [3]$$

A relation between column density N_H and temperature T_s can be deduced using :

$$N_H = 1.8 \times 10^{18} \tau T_s \Delta v \quad \text{units} \quad [4]$$

Using a mean value of 7 km.s^{-1} for Δv we obtain :

$$\log(N_H) = 24.2 - 1.9 \log(T_s) \quad [5]$$

The existence and slope of this correlation may be an important clue to the heating mechanism for clouds. It also implies that the observational bias against small optical depths results in a bias against high cloud temperatures.

Fig. 29 shows the histogram of cloud temperatures a) raw and b) assuming that features with an optical depth less than 0.05 have a detection probability of 1/2 due to sensitivity and obscuration by more prominent features. Even the uncorrected histogram shows that clouds with temperatures much above

the "standard" value make up a sizeable fraction of the total number.

5) Cloud Velocity dispersions

The clouds have in most cases a larger velocity dispersion (full width at half maximum) in emission than in absorption. This has already been noted by Spitzer (1968) and Radhakrishnan *et al.* In the present data, the resolution was different in emission and in absorption ; 2 km.s^{-1} and 1.27 km.s^{-1} respectively. However, assuming Gaussian shapes a profile observed to have a width of 5 km.s^{-1} in absorption should have a width of 5.23 km.s^{-1} when observed with the wider filters. The observed differences are quite larger.

The larger width observed in emission either is real or is due to the different spatial resolutions in emission (emission survey antenna beam, called beam in the following discussion) and in absorption (source apparent size, called line of sight or l.o.s.).

We now investigate the possible effects of finite spatial resolution in emission. Let L be the radial extent of the cloud, ℓ the diameter of the intersection of the beam and the cloud. Assuming the cloud to be spherical, L/ℓ is equal to θ_c/θ_b , the angular extent of the cloud expressed in beamwidths. By inspection of constant-latitude scans of the Berkeley survey, this ratio is seen to be typically 10 or more. Assume that the width of the profile (excluding the relatively small contribution of the thermal dispersion) arises from Kolmogoroff turbulence. The velocity dispersion of the atoms on the l.o.s. is the turbulent velocity associated with scale L , the depth of the cloud :

$$\Delta V_{abs} = \Delta V_L \quad [6]$$

To compare this with the dispersion ΔV_{em} of the atoms inside the beam, notice that each of them is at a distance $r \leq \ell$ from an atom on the l.o.s., and let δv be the relative velocity of these two atoms.

$$\langle \delta v \rangle_{RMS} = \Delta V_r \leq \Delta V_\ell = (\ell/L)^{1/3} \Delta V_L \quad [7]$$

$$\Delta V_{em} \leq (\Delta V_L^2 + \Delta V_\ell^2)^{1/2} \quad [8]$$

$$\frac{\Delta V_{em}}{\Delta V_{abs}} \leq \left[1 + (\ell/L)^{2/3} \right]^{1/2} \quad [9]$$

If $L/\ell \geq 10$ then $\Delta V_{em} / \Delta V_{abs} \leq 1.12$

The width difference is still smaller when thermal dispersion is taken into account, and clearly less than what is observed.

The above argument breaks down if :

i) the cloud is not spherical but sheet-like. Then L/ℓ may be much smaller than θ_c/θ_b

ii) the velocity field inside the cloud is not described by Kolmogoroff turbulence. It is the case if the cloud is made of globules moving with a velocity dispersion Δv_{em} . In order to see a velocity dispersion smaller in absorption than in emission, the number of globules has to be large in the beam and small (a few) on the l.o.s. : the r.m.s. dispersion around their mean of n independent variables drawn from a sample of dispersion σ is $(\frac{n-1}{n})^{1/2} \sigma$. This would imply that the globules are much smaller than the diameter ℓ of the beam and are sparsely distributed. The second hypothesis is supported by the observations of Greisen (1973) showing small-scale structure in optical depth maps. However, Greisen's observations relate to relatively distant clouds in the galactic plane, while our study relates to close-by clouds at all distances from the galactic plane.

One should note that if the difference in width between the emission and absorption profiles arises from different spatial resolutions the spin temperatures should be revised upwards in the optically thin case. Assume the gas has uniform T_S but that the optical depth profile is a function of position X .

$$z(X, \nu) = z_m \cdot \exp \left[- \frac{(\nu - u(X))^2}{2\sigma_v^2} \right] \quad [10]$$

The central velocity u being a function of position with an assumed probability distribution :

$$\frac{dP(u)}{du} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_u} \exp \left[- \frac{u^2}{2\sigma_u^2} \right] \quad [11]$$

The actual brightness temperature is :

$$T_B(X, \nu) = z(X, \nu) T_S \quad [12]$$

In the beam, the space average is observed instead :

$$\overline{T_B}(X) = T_S z_m \frac{\sigma_v}{\sigma_1} \exp \left[- \frac{\nu^2}{2\sigma_1^2} \right] \quad [13]$$

where : $\sigma_1^2 = \sigma_v^2 + \sigma_u^2$ [14]

Using the peak value of $\overline{T_B}$ yields :

$$T_S^* = \frac{\sigma_v}{\sigma_1} T_S < T_S \quad [15]$$

However it can be shown that the velocity integrals of $\overline{T_B}$ and z yield the correct value.

If on the other hand the larger width of the emission profile is real, the gas that gives rise to the bright narrow component in the emission profile cannot be at a unique temperature. Assuming only two distinct temperatures, the higher temperature can be assigned an upper limit using the width of the emission profile and a lower limit by computing $T_S = T_B / z$

in the wings of the emission profile. In the case of P 0859-25 (Fig. 12) $\Delta v_{1/2} = 8 \text{ km.s}^{-1}$ implies $T_K \leq 1300 \text{ }^\circ\text{K}$ and $T_B/\tau \geq 250 \text{ }^\circ\text{K}$ at $v = +3 \text{ km.s}^{-1}$. The spin temperature derived from the peak values is $T_S = 52 \text{ }^\circ\text{K}$ at $v = -2 \text{ km.s}^{-1}$. Evidence for a transition layer between cloud and intercloud is presented by Heiles (1974).

A piece of evidence favoring a cloud model with a range of densities and temperatures is provided by the observations of Rieu et al (1974). They obtained OH absorption profiles in the direction of 3C 123 and 3C 353. The comparison with HI results is summarized in Table 3.

table 3 to appear here.

The spatial resolution of both absorption measurements is the same.

If one assumes that HI and OH absorption arise from the same uniform region, the turbulent dispersion and kinetic temperature can be deduced. One finds that the HI dispersion is essentially thermal and corresponds to a kinetic temperature much larger than the spin temperature derived from HI absorption. Therefore, the gas on the l.o.s. contributing to the HI absorption profile must contain denser, colder parts with a higher $n(\text{OH})/n(\text{HI})$ ratio.

6) The intercloud medium

Lower limits for the mean harmonic spin temperature of the intercloud medium have been derived in 15 cases (see table 2). In the case of 3C 123, an optical depth of $.008 \pm .003$ is measured in the velocity range $-15 \leq v \leq -5 \text{ km/s}$ leading to a spin temperature of $1100 \text{ }^\circ\text{K}$. However, the discussion of paragraph 4 shows that clouds of small optical depth are more numerous than results from raw statistics. Such clouds are seen, by Davies and Cummings (1974). They might account for the absorption found between -15 and -25 km.s^{-1} , and the value of 900 K may not be representative of the intercloud medium. It is only a lower limit.

It has been argued that numerous cloudlets may account for the diffuse component seen in emission, and that the absence of absorption counterpart (and the corresponding high T_S) may result when the l.o.s. to the continuum source meets no such cloud. We show below that the hot intercloud medium is not an observational artifact.

For definiteness, consider the intercloud medium found in the direction of 3C 147, $l = 162.5$, $b = +10.6$ (fig. 3). Let T_B (10 K) be the apparent brightness temperature of the diffuse component, W (20 km.s^{-1}) its width. Let $T_K = T_S$ be the temperature of a cloudlet, T_1 its brightness temperature, r its radius, n its H_1 density, Δv its velocity dispersion, τ its optical depth. We restrict the following discussion to a velocity range Δv around some arbitrary velocity inside W . We make use of the fact that the diffuse component appears smooth in the Nançay beam. The worst σ is

0.05 corresponding to a fluctuation of 1K of T_A .

$$\eta \Delta T_B = \Delta T_A < 1^\circ K \quad \eta \approx 0.5$$

let N be the number of cloudlets in the Nançay beam

$$\frac{\Delta T_B}{T_B} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad N > N_0 = 25 \quad [16]$$

Let \mathcal{N} be the number of cloudlets per pc^3 , Ω the solid angle of the beam (8×10^{-6} sr), L the length (in pc) of the line of sight through the HI, and P the probability that it intersects a cloudlet ($P \ll 1$ if the hot intercloud medium is an artifact). Assume the cloudlets to be in pressure equilibrium, a reasonable assumption since the sound traversal time is short, and let $\omega = nT_K$.

Then the following equalities and inequalities hold :

$$\mathcal{N} > \frac{3N_0}{\Omega L^3} \quad [17]$$

$$r = \left(\frac{P}{\pi \mathcal{N} L} \right)^{1/2} < \left(\frac{P \Omega}{3\pi N_0} \right)^{1/2} L \quad [18]$$

$$\frac{4}{3} nr \geq 1.8 \cdot 10^{18} T_1 \Delta v \quad [19]$$

$$T_1 = \frac{T_B}{P} = T_K (1 - \exp(-z)) \leq T_K \quad [20]$$

$$\Delta v \geq 0.2 T_K^{1/2} \quad [21]$$

They can be combined to yield :

$$P \geq 2.9 \times 10^2 (\omega L)^{-2/3} T_K \quad [22]$$

Taking rather high estimates for ω and L : $\omega = 2000 \text{ K.cm}^{-3}$; $L = 1.5 \text{ kpc}$

$$T_K \leq 72 P$$

Recalling (20)

$$T_K \geq \frac{10}{P}$$

One concludes that $P \geq 0.37$ and $z \geq 0.15$. Thus the cloudlets seems as a smooth 10 K component in emission should appear rather often easily detectable in the absorption profile with \times . Small clouds do appear in absorption in the range of velocities of the diffuse component (see fig. 8 & 21) but they are rare and have small (~ 0.5) optical depth. Therefore the low optical depths and the high lower limits on T_s found for the diffuse component are real.

IV - Comparison with theory

1) Intercloud medium.

The lower limits found for the intercloud medium temperature are consistent with most models. Small clouds are seen in absorption at intercloud velocities (see figs. 8 and 21). Using relations (3) and (5) the optical depth can be converted into a column density : $N_H = 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. It is interesting to note that Meszaros (1974) was led to introduce a cool condensation of similar column density to obtain an intercloud model compatible with the Copernicus data for the "unreddened" star λ Sco.

2) Cloud temperatures

Cloud temperatures are found up to 670 K (3C 218) and are correlated with HI column density. In a steady state model like that of Field, Goldsmith, and Habing (1969) the equilibrium temperature of clouds varies with pressure, i.e. with distance z from the plane. Similar pressure variations occur in the model of Shu et al (1972) and their prediction of an interarm cloud temperature of 250 K fits with $T_S = 240 \text{ K}$ found between -25 and -40 km.s^{-1} in the direction of 3C 10. However, in these models, the shape of the cooling function imposes 250 K as the maximum stable cloud temperature. Time-dependent models could be tested against the histogram of observed cloud temperatures, but we have shown it is biased.

The dependence of N_H on T can be compared with the predictions of various models. Define :

$$\alpha = \frac{d \log N_H}{d \log T}$$

The observed value is -1.9 . For isochoric or isobaric one-dimensional cooling $\alpha = 0$. For 3-dimensional isobaric cooling $\alpha = -2/3$. In a model with steady heating but varying pressure, a cloud moves along the equilibrium curve (zero net heating rate) in n - P coordinates. Define :

$$\beta = \frac{d \log P}{d \log n}$$

Assuming 3-dimensional contraction or expansion one expects :

$$\alpha = \frac{2}{3(\beta - 1)}$$

[25]

Using the same equilibrium curve as Shu et al we find that α varies from $-2/3$ at $T = 250$ K to -1.7 around $T = 50$ K. This model therefore gives the closest agreement with the observed $N_{\text{H}}-T$ relation.

3) Velocity dispersions

If the difference between emission and absorption linewidths is taken to be real, a sizeable fraction of the column density of a cloud ($\sim 10^{20}$) must be made of hydrogen at an intermediate (300-1000 K) temperature. The structure of the transition layer between cloud and intercloud has been computed in the steady-state case by Penston and Brown (1970) and in the time-dependent case by Schwarz, McCray and Stein (1972). The column density of the transition zone is respectively 3×10^{18} and 10^{18} cm^{-2} , and is inadequate to account for the width effect.

V - Conclusion

The present observations have brought up the existence of clouds with formal spin temperatures outside the range allowed in current steady state models. However, the correlation between column density and spin temperature favors a pressure equilibrium steady state model. In certain cases, it is found that an individual feature of the emission profile is wider than its absorption counterpart, and this rules out that it arises from a homogeneous cloud at a single temperature.

APPENDIX

Data reduction and error estimates for absorption measurements based on drift curves.

For simplicity, the discussion below is specialized to a point source, although the conclusions remain essentially the same for a partially resolved source.

Notations :

- (x, y) position in the sky
- T_B HI emission brightness temperature
- S source continuum flux density
- $\alpha = \exp(-\tau)$ absorption by HI on the line of sight
- T_A antenna temperature
- $D(x)$ drift curve recorded in a narrow channel
- $D^o(x)$ drift curve recorded in the continuum channel
- η beam efficiency
- $f(x, y)$ main lobe response normalized to $\iint f dx dy = 1$ assumed to be symmetrical in right ascension and declination.

We assume that the contribution to T_A from the far sidelobes is a smooth function of pointing and leave it aside for the rest of the discussion. The antenna temperature as a function of pointing is given by :

$$\eta^{-1} T_A(x, y) = \iint f(-X, -Y) T_B(x+X, y+Y) dX dY + \frac{\lambda^2}{k} f(-x, -y) \alpha S$$

$$= T_B * f + \alpha A f \quad [A1]$$

where $A = \lambda^2 S/k$ is the source temperature in a unit-gain antenna. For the absorption measurement the HI emission contribution $T_B * f$ is an unwanted signal that perturbs the measurement of α .

Both the convolution and the statistical properties of the "noise"

$T_B * f$ are made simpler by Fourier transforming the equation :

$$\eta^{-1} \tilde{T}_A(\delta, \varrho) = \tilde{T}_B \cdot \tilde{f} + \alpha A \tilde{f} \quad [A2]$$

Where " \sim " denotes Fourier transform.

While the values of T_B at two neighboring positions are not statistically independent, its various Fourier components are, the power spectrum being assumed isotropic.

$$\langle \tilde{T}_B(\delta, \varrho) \tilde{T}_B^*(\delta', \varrho') \rangle = \delta_{\delta\delta'} \delta_{\varrho\varrho'} P(\rho) \quad \rho^2 = \delta^2 + \varrho^2 \quad [A3]$$

Although this definition is not rigorous because the sky is finite, $P(\rho)$ should be understood as measuring the spatial fluctuations of T_B at various scalelengths in a given region.

Instead of a complete map $T_A(x, y)$ only a drift curve $D(x) = T_A(x, 0)$ is obtained. It is easy to show that :

$$\eta^{-1} \tilde{D}(s) = \int \tilde{f}(s, q) \tilde{T}_B(s, q) dq + \alpha A \int \tilde{f}(s, q) dq \quad [A4]$$

Note that this is distinct from :

$$\eta^{-1} \tilde{T}_A(s, 0) = \tilde{f}(s, 0) [\tilde{T}_B(s, 0) + \alpha A]$$

We now introduce the contribution R (s) of receiver noise that was omitted above :

$$\begin{aligned} \eta^{-1} \tilde{D}(s) &= N(s) + \alpha A \int \tilde{f}(s, q) dq \\ N(s) &= R(s) + \int \tilde{f}(s, q) \tilde{T}_B(s, q) dq \\ &= R(s) + \tilde{E}(s) \end{aligned} \quad [A5]$$

Given two telescopes of equal area, aperture efficiency and beam efficiency, an elongated rectangular antenna will have a smaller response E(s) to emission fluctuations. If P (ρ) and E (s) are known, the best estimate $\hat{\alpha}$ of α is the mean of the values of :

$$\alpha_s = \tilde{D}(s) / \tilde{D}^0(s) \quad [A6]$$

weighted by :

$$\langle |N(s) / \tilde{D}^0(s)|^2 \rangle^{-1} = |\tilde{D}^0(s)|^2 / (R^2 + \int |\tilde{f}(s, q)|^2 P(\rho) dq) \quad [A7]$$

excluding s = 0 (contribution of constant T_B background) and s > s_{max} such that $\tilde{D}^0(s) = 0$. Let p_s be the weights normalized to unit sum.

An error estimate can be derived from the real and imaginary parts of the s_{max} numbers :

$$\begin{aligned} e_s &= \alpha_s - \sum \alpha_s p_s \\ e^2 &= \sum p_s^2 |e_s|^2 / (2 - p_s) \end{aligned} \quad [A8]$$

If errors are assumed to be dominated by receiver noise, the result

$\hat{\alpha}$ is just that obtained by least-squares fitting $\hat{\alpha} \tilde{D}^0(x) + \beta$

to D (x), and ^{an} error estimate can be derived from the quality of the

fit. However, this error estimate assumes that the errors on the various points of the drift are independent, and underestimates errors due to emission variations. Therefore, formulae (A6-8) are superior ; even with non-optimum weights, the error estimate is correct.

Aknowledgements

I like to express my thanks to J. Lequeux for suggesting this study, and for his constant help and encouragement. I acknowledge fruitful discussions with D. Casarsky, M. Guélin, and I. Kazès. I also thank H. J. Habing for sending me the Berkeley intermediate-latitude survey in machine readable form.

References

- Bridle, A.H., Davis, M.M., Fomalont, E.B. and Lequeux, J. 1972 *Astron. J.* 77, 405
- Clark, B.G.C. 1965, *Astrophys. J.* 142, 1398
- Davies R.D. and Cummings, E.R. 1974, Preprint
- Fields, G.B., Goldsmith, D.W. and Habing, H.J. 1969, *Astrophys. J.* 155 L149
- Fomalont, E.B. 1968, *Astrophys. J. Suppl.* 15, 203
- 1971, *Publ. Owens Valley Radio Obs.* 1, No. 5
- Greisen, E.W. 1973, *Astrophys. J.* 184, 363
- 1973, *ibid* 184, 379
- Heiles, C. 1974, *Astrophys. J.* 193, L 33
- Heiles, C. and Habing, H.J. 1974, *Astron. and Astrophys. Suppl.* 14, 1
- Hughes, M.P., Thompson, A.R. and Colvin, R.S. 1971. *Astrophys. J. Suppl.* 23, 323
- Meszaros, P. 1973, *Astrophys. J.* 180, 381
- Penston, M.V. and Brown, F.E. 1970, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 150, 373
- Radhakrishnan, V., Murray, J.D., Lockhart, P. and Whittle, R.P.J. 1971
Astrophys. J. Suppl. 24, 15.
- Rieu, N.Q., Winnberg, A., Guibert, J., Lepine, J., Johansson, L.E.B.
and Goss, W.M. in preparation.
- Schwarz, J., Mc Cray, R. and Stein, R. 1972, *Astrophys. J.* 175, 673
- Shu, F.H., Milione, V., Gebel, W., Yuan, C., Goldsmith, D.W. and Roberts,
W.W. 1972, *Astrophys. J.* 173, 557.
- Spitzer, L. 1968, *Diffuse matter in space*, Interscience p 38
- Tolbert, C.R. 1971, *Astron. and Astrophys. Suppl.* 3, 349
- Weaver, H. and Williams, D.R.W. 1973 *Astron. and Astrophys. Suppl.* 8

Table 1

Source	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	S_{1420} (a)	Φ_{E-W} (b)
3C 10	00 22 31	63 51 36	43.5	7.2
P 0023-26	00 23 19	-26 18 51	8.7	P
3C 20	00 40 20	51 47 09	11.2	0.7
3C 48	01 34 50	32 54 21	15.6	P
3C 66	02 19 58	42 45 58	9.7	7.3
3C 84	03 16 29	41 19 37	13.5	C+H
3C 111	04 15 01	37 54 37	14.6	2.8
3C 123	04 33 55	29 34 14	47.5	P
3C 147	05 38 44	49 49 43	22.2	P
3C 161	06 24 43	-05 51 14	19.2	P
3C 196	08 09 59	48 22 07	14.2	P
P 0859-25	08 59 37	-25 43 30	5.9	0.6
3C 218	09 15 42	-11 53 06	43.0	C+H
3C 231	09 51 43	69 54 59	8.1	0.6
3C 237	10 05 22	07 44 58	6.4	P
3C 254	11 11 53	40 53 41	3.1	P
P 1127-14	11 27 36	-14 32 54	6	P
3C 273	12 26 33	02 19 39	43.0	P
P 1309-22	13 09 00	-22 00 54	5.4	P
3C 286	13 28 50	30 46 02	15.4	P
3C 295	14 09 34	52 26 14	22.4	P
3C 298	14 16 39	06 42 23	5.9	P
3C 309.1	14 58 57	71 52 11	8.4	P
P 1518+04	15 18 45	04 41 31	4.0	P
3C 327	15 59 56	02 06 16	9.8	3.5
3C 353	17 17 55	00 55 55	57.1	3.7
P 1730-13	17 30 14	-13 02 49	5.4	P
3C 380	18 28 13	48 42 40	14.7	P
3C 386	18 36 12	17 09 10	7.1	1.4
3C 433	21 21 31	24 51 18	12.4	P
3C 438	21 53 46	37 46 13	6.6	P
3C 444	22 11 42	-17 16 34	8.1	P
3C 454.3	22 51 29	15 52 56	11.4	P

(a) Bridle et al (1972)

(b) East-West diameter in arc min from Fomalont (1968)

P denotes a point source ; C+H a core-halo structure

Table 2

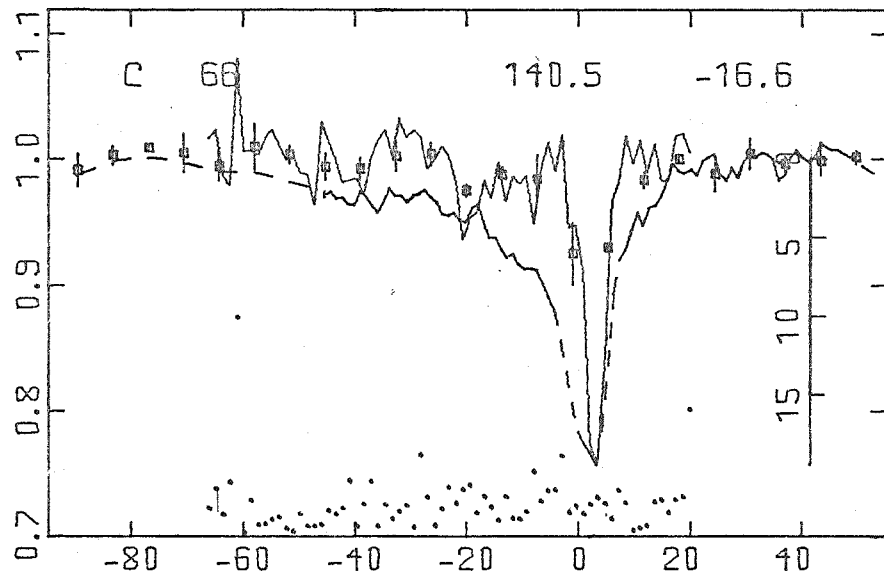
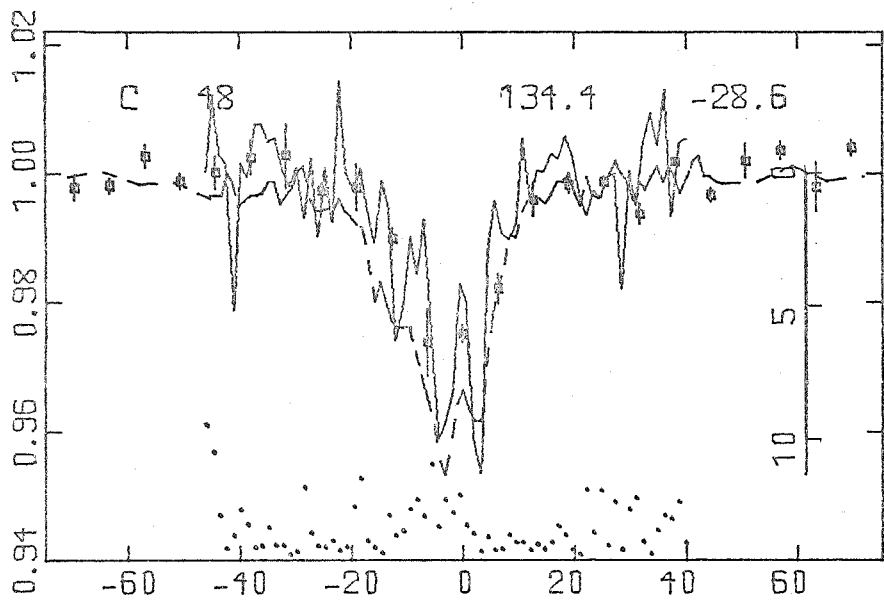
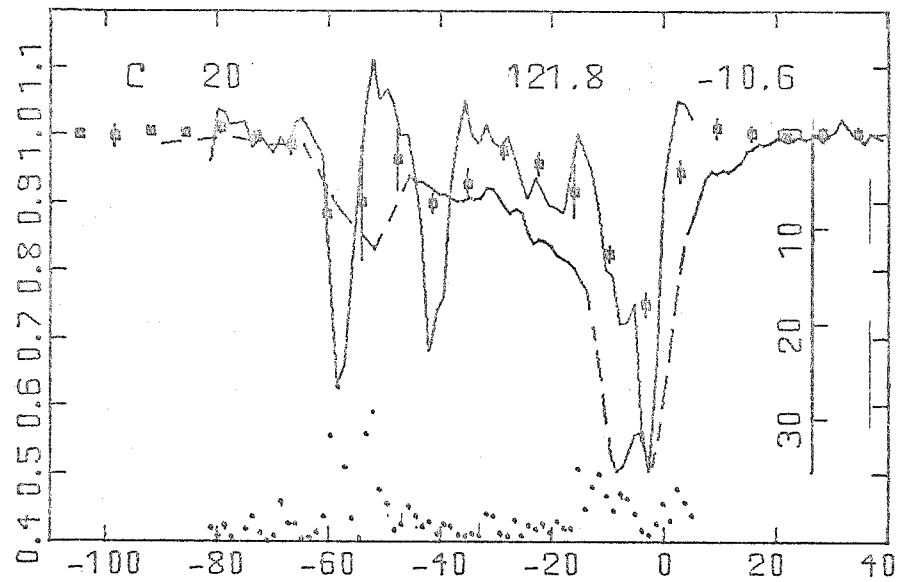
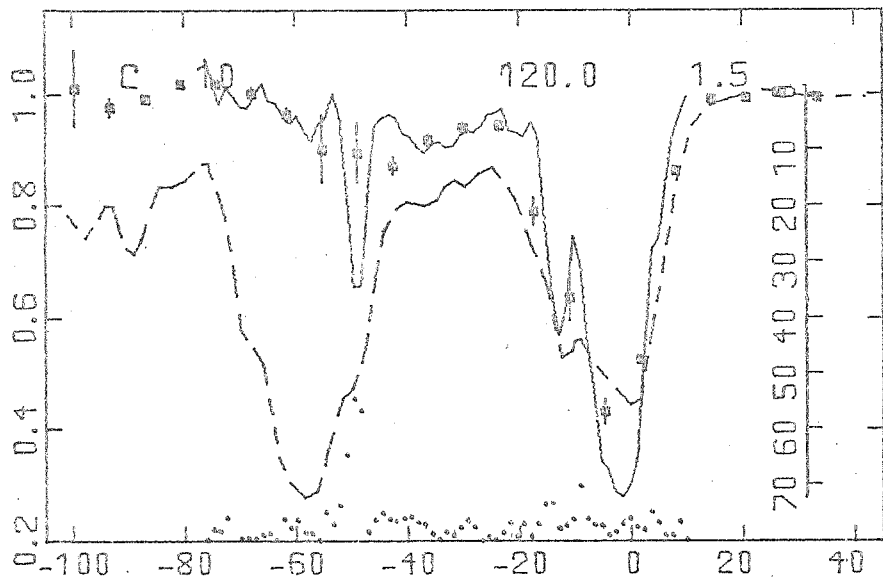
Source	l	b	v	Δv_e	T_e	Δv_a	τ	T_s	
3C 10	120.1	1.4	-2	17	55	11	1.27	70	
			-12	9	45	6	.58	105	
			-25/-40	17			.07	240	
			-50	6*	20*	4	.34	55	
? P 0023-26	42.3-84.2		-8	24	4	<.01 w	> 400		
3C 20	121.6-10.8		-2	9	50	4	.66	100	
			-8	10	50	*	.30	180	
			-18/-24		8		.09	80	
			-28/-36		6		<.025	> 240	
3C 48	134.0-28.7		+3	*	6*	3	.047	130	
			-4	9	9	4.5	.040	225	
3C 66	140.2-16.8		+1	10	19	4	.29	72	
			-5/-15		>5		<.03 w	> 150	
			-25/-35		2.5		<.01 w	> 250	
3C 84	150.6-13.3		+2	8	38	6	.32	140	
			-18/-30		12.		<.025 w	> 500	
3C 111	161.7-08.7		0	13*	53	9	1.0	85	
			-9			6*	.43		
			-12				.5*	.22	
			-20/-50			6		<.02 w	> 300
3C 123	170.6-11.7		+5	9	48	6.5	2.5	55	
			-5/-15		9		.01	1100	
			-20			4	.055		
3C 147	161.7+10.3		0	8	37	5	.69	75	
			-10	8	35	4	.30	135	
			-20/-45		7		.01 w	>700	
3C 161	215.4-08.1		0		70*	2	.24	100	
			7		65*	7*	1.05	110	
			+20			4.5	.18		
			+27			3.5	.08		
			+35			3.5	.17		
			+40/+50		15		<.03 w	>500	

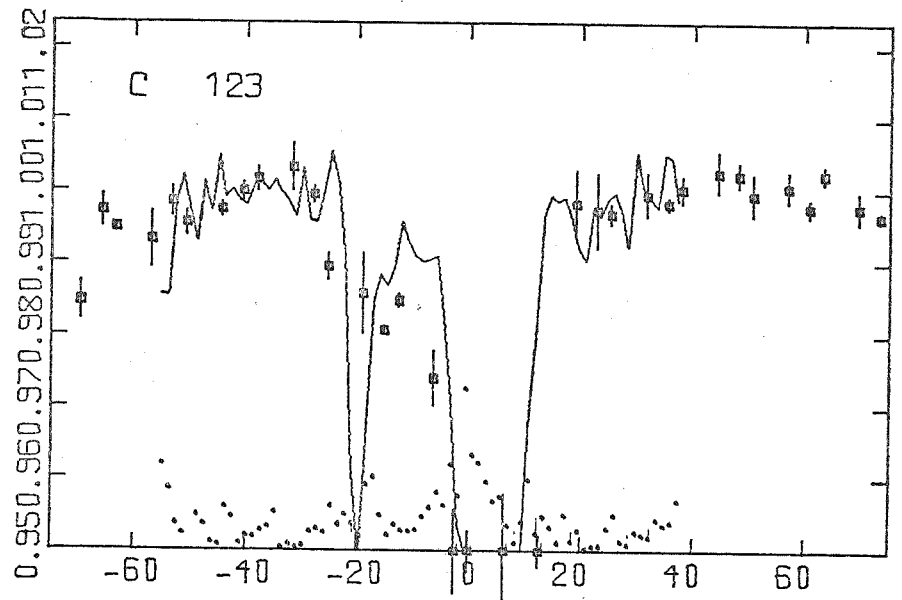
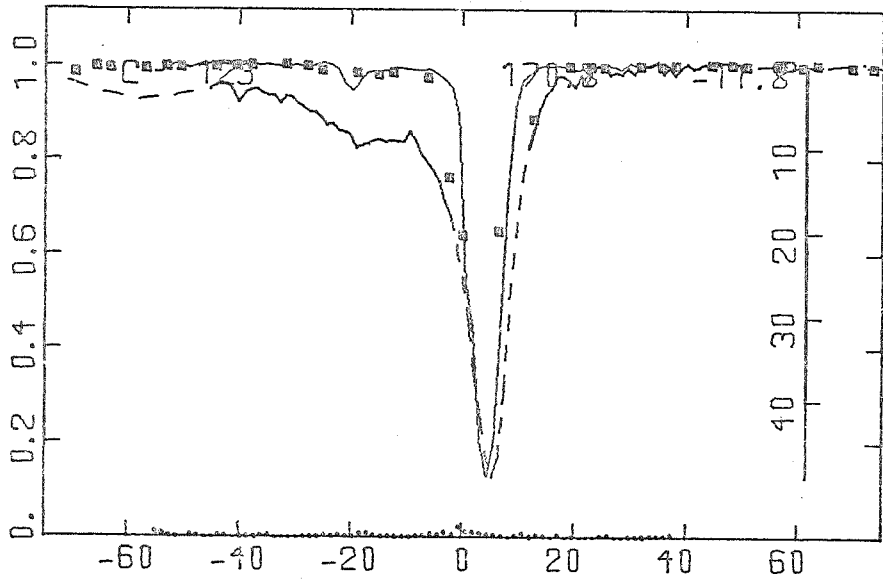
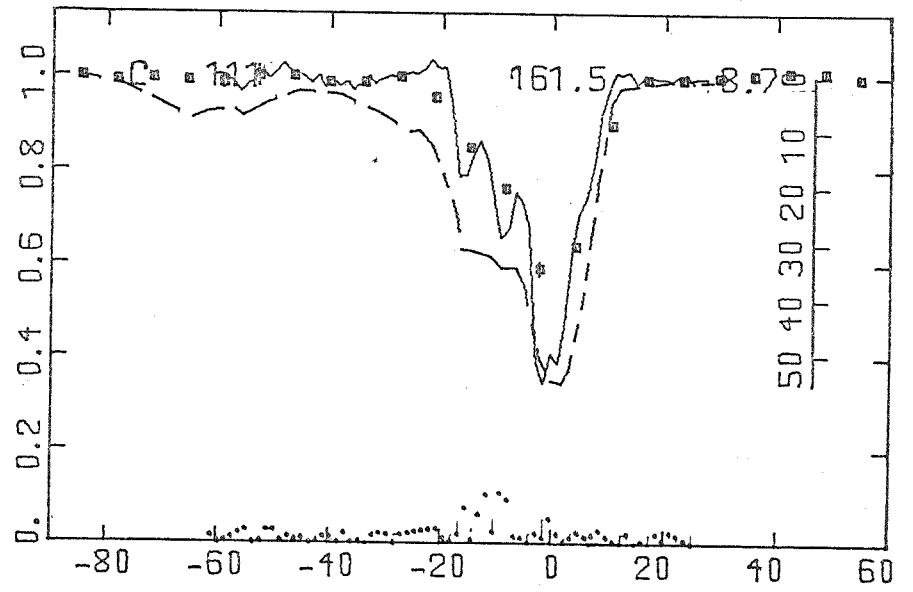
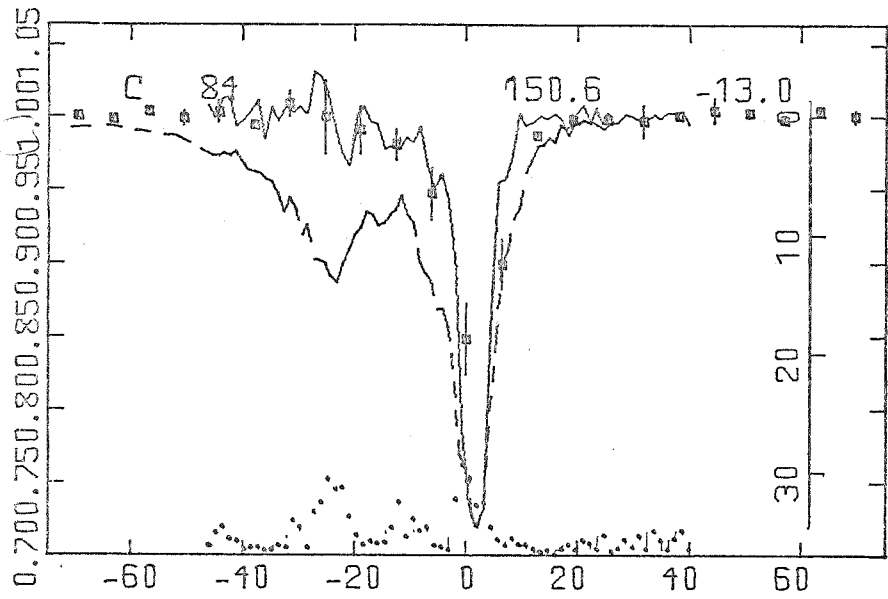
Table 2 (continued)

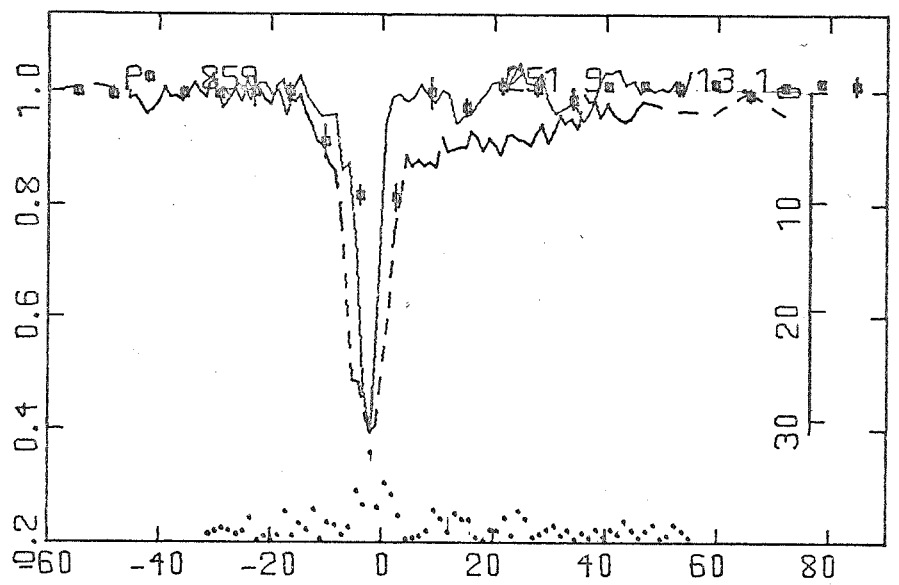
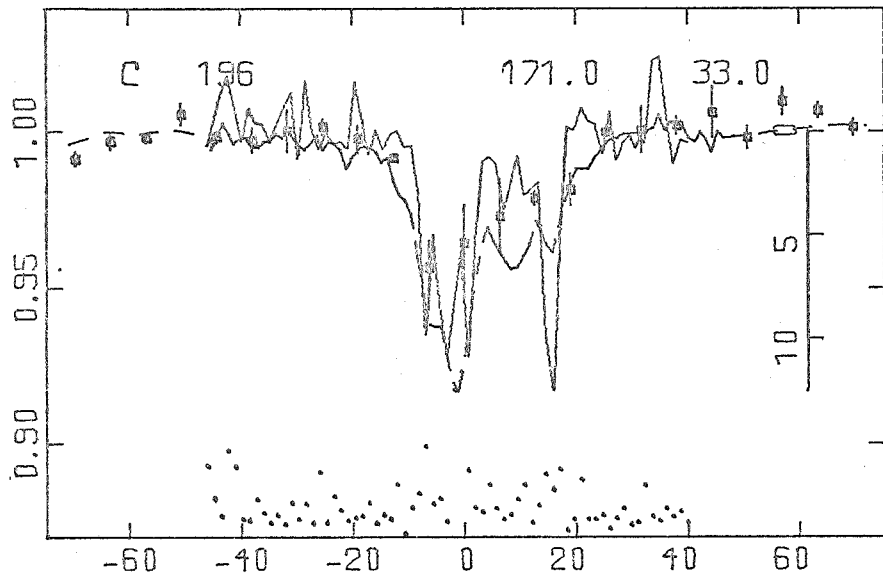
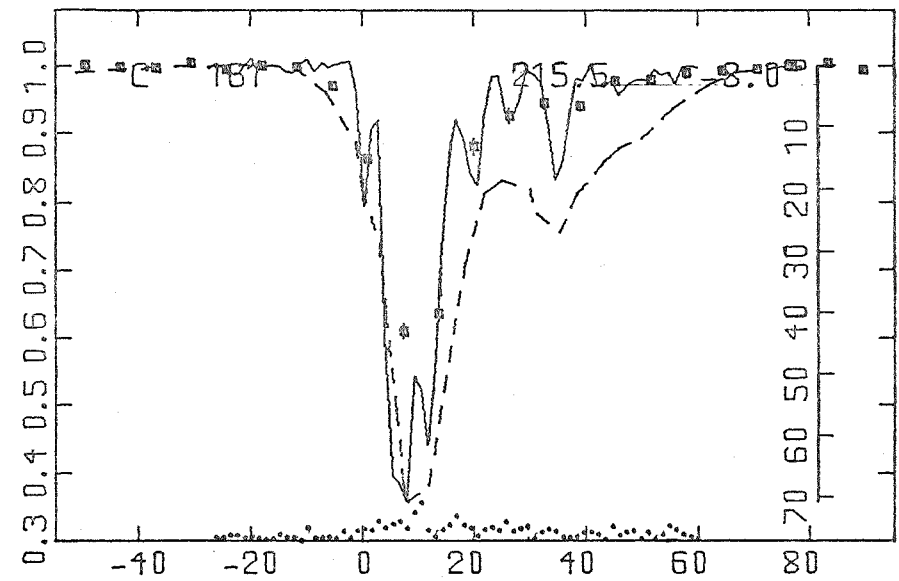
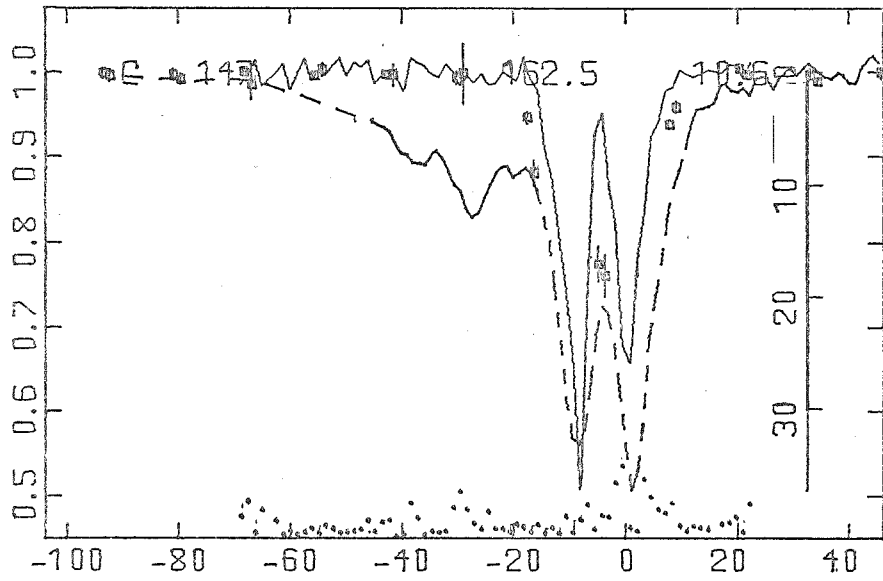
Source	l	b	v	Δv_e	T_e	Δv_a	z	T_s
3C 196	171.2+33.2		-2	11	12	11	.07	170
			+9	9	5	*	.02	250
			+16	6	3	3	.08	40
P 0859-25	251.8+13.5		-2	7.5	30	4.5	.92	50
			+6/+10		6		<.02	>300
3C 218	242.9+25.10		-3	11	15	7	.022	670
3C 231	141.4+40.6		+3	10	10		.04 w	250
3C 237	232.1+46.6		-5	12	5		<.02 w	>250
3C 254	172.6+65.9		-60	20	2		<.03 w	>65
P 1127-14	275.3+43.6		-7	11	9		.02 w	450
3C 273	289.9+64.4		-6	8	6	4.5	.02	300
P 1309-22	309.1+40.3		-5	8	28	5.5	.26	120
3C 286	56.5+80.6		0/-60		2		<.01	>200
3C 298	352.1+60.7		-1	8	10		<.02 w	>500
3C 309.1	110.0+42.1		-25/+10		2		<.025 w	>80
P 1518+04	7.3+47.7		-2	9	15	11	.08	85
3C 327	12.5+37.8		-1	8	28	4	.22	140
			+7/+15		4		<.025 w	>160
3C 353	622.9+20.5		+1	7	38	5.5	1.2	55
			+12			4	.04	
P 1730-13	12.0+10.8		+4	11	52	6	2.5	57
			+14	*	15	7	.30	55
3C 380	77.2+23.5		-3	4	10	2	.06	170
3C 386	46.9+10.5		+8		40*	5	.8	75
			+3*				.7	
3C 433	74.5-17.7		+3	8	34	5	.34	115
			+10/+16		9		<.015 w	>600
3C 438	88.8-13.3		-2	14 ^b	50	5	1.05	110
			-12/-24		7		.04	175
3C 444	40.2-52.4		0	20	5		<.017 w	>300
3C 454.3	86.1-38.2		-1	14	15		.05	300
			-10	6	5	4	.18	30
			-19	8	4	6	.03	120
			-40	16	4		<.008	>500

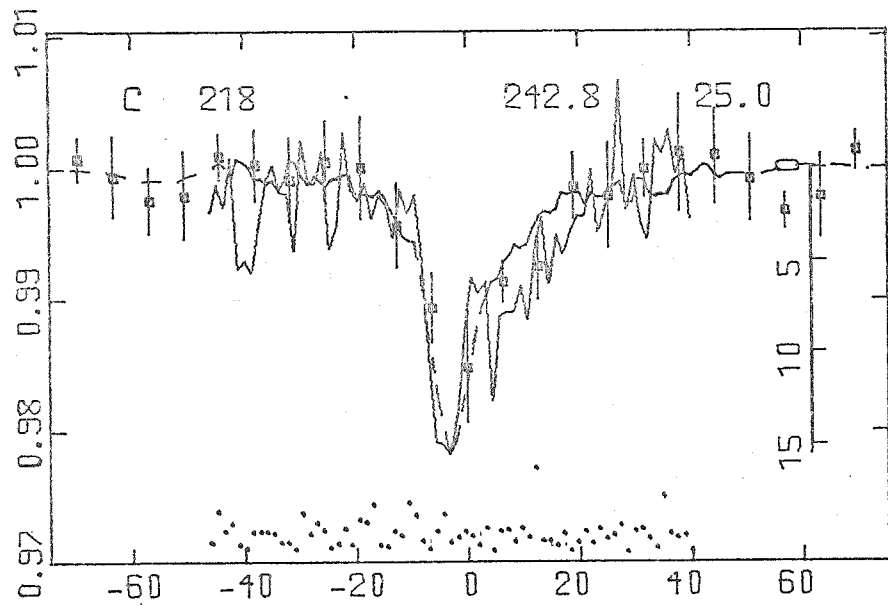
Table 3

Source	$\Delta v_{em}(HI)$	$\Delta v_{abs}(HI)$	$\Delta v_{abs}(OH)$
30 123	9	6.5	2.5 (1665) 2.5 (1667)
30 353	7	5.5	2.2 (1665) 1.6 (1667)

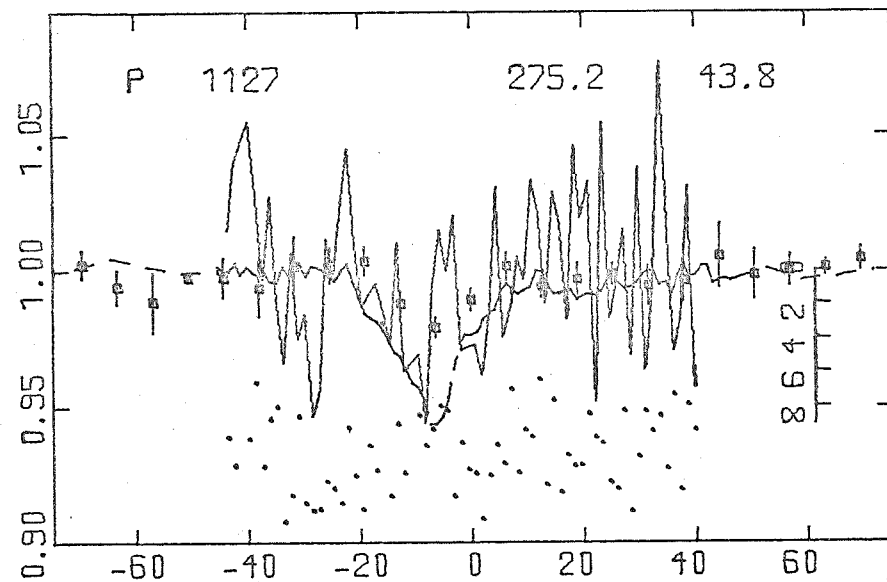




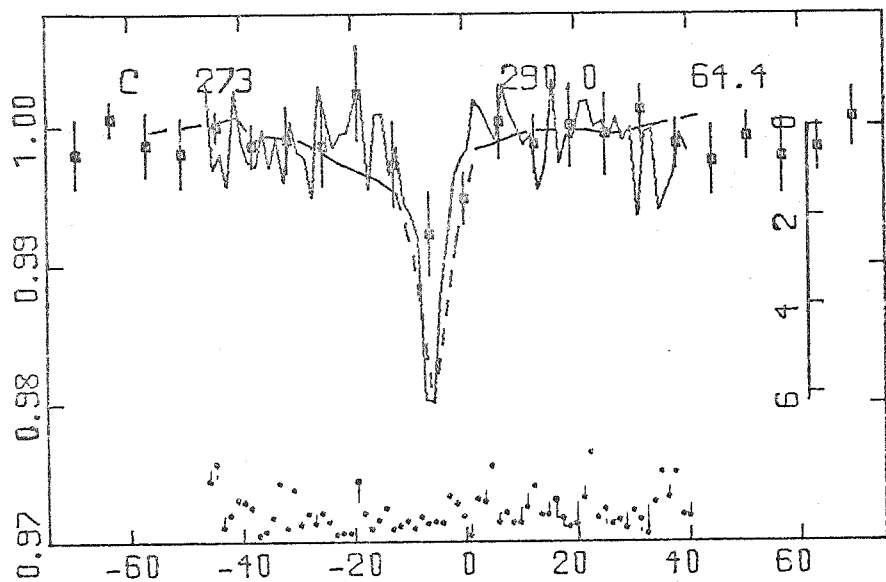




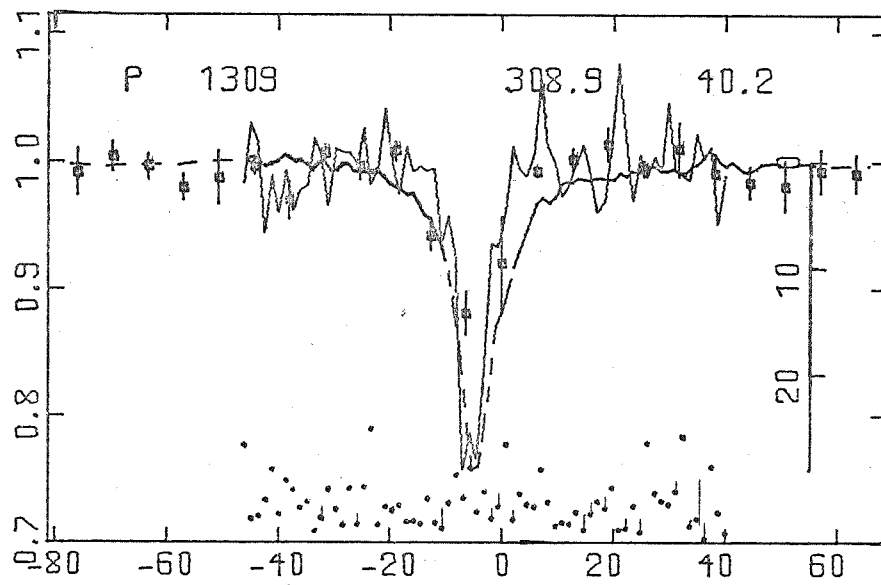
13-3C 218



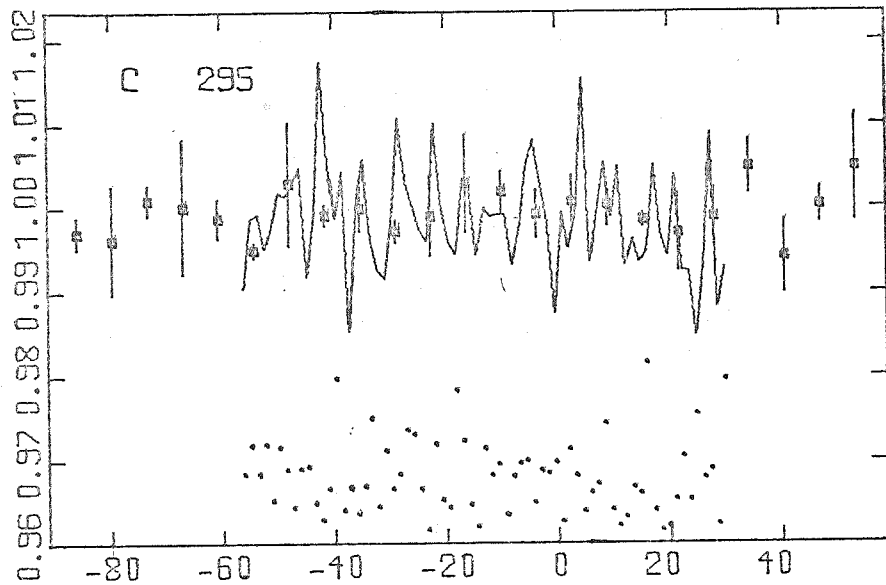
14- P1127-14



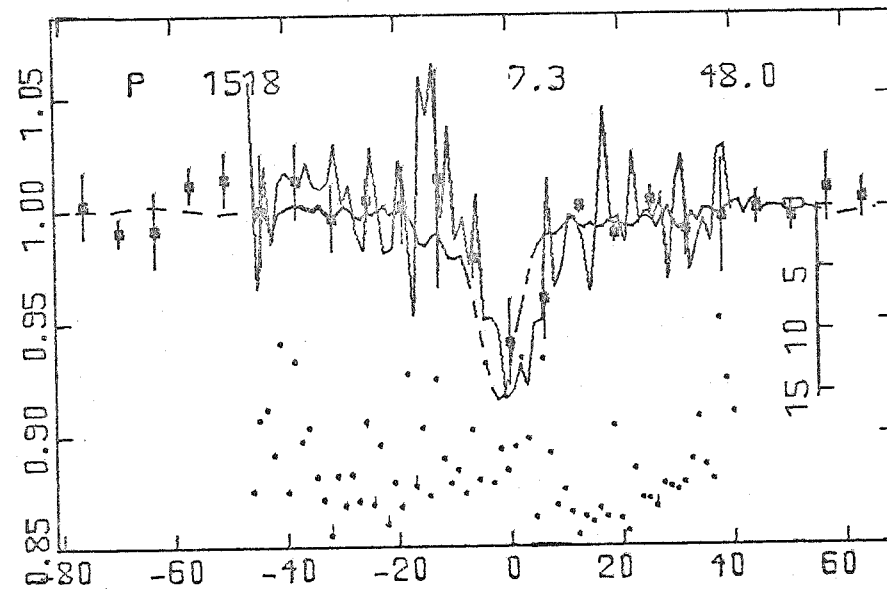
15-3C 273



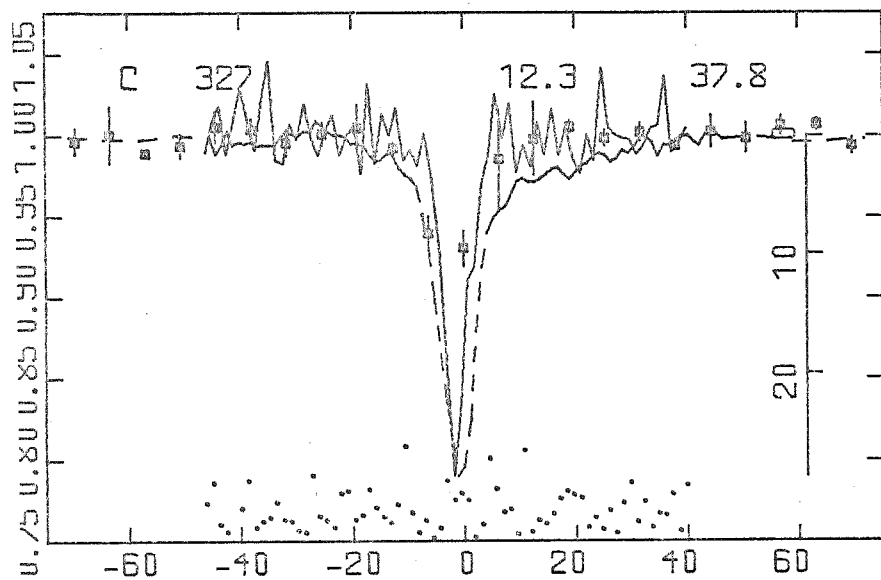
16- P1309-22



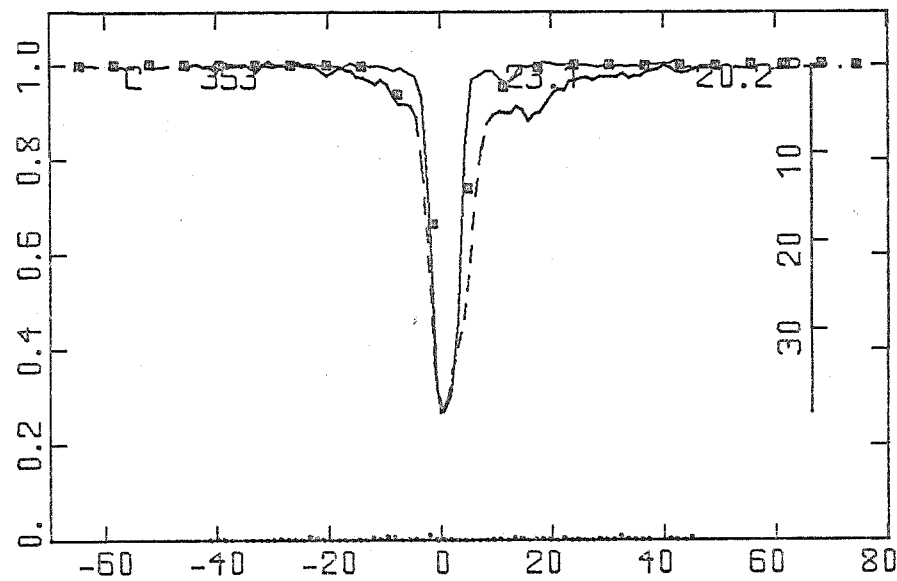
17- 3C 295 (null test)



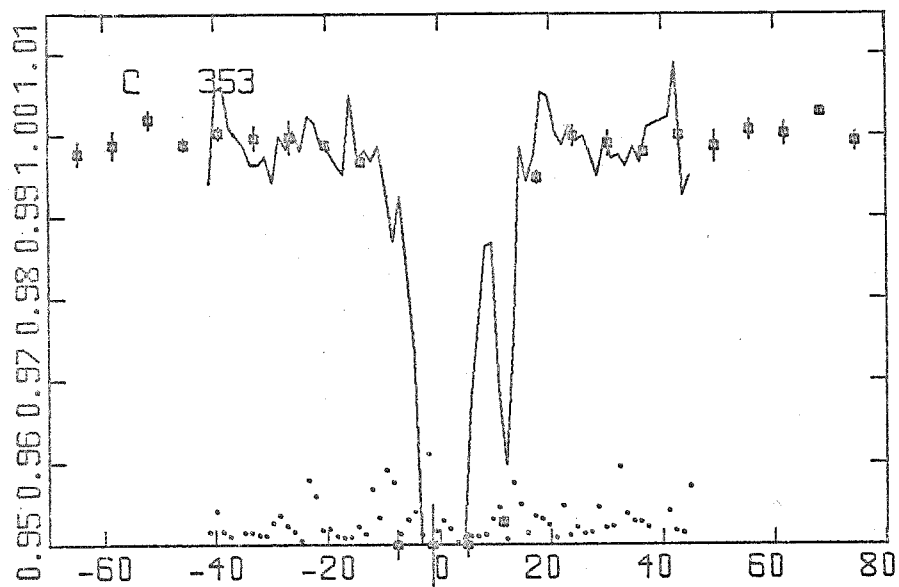
18- P1518+04



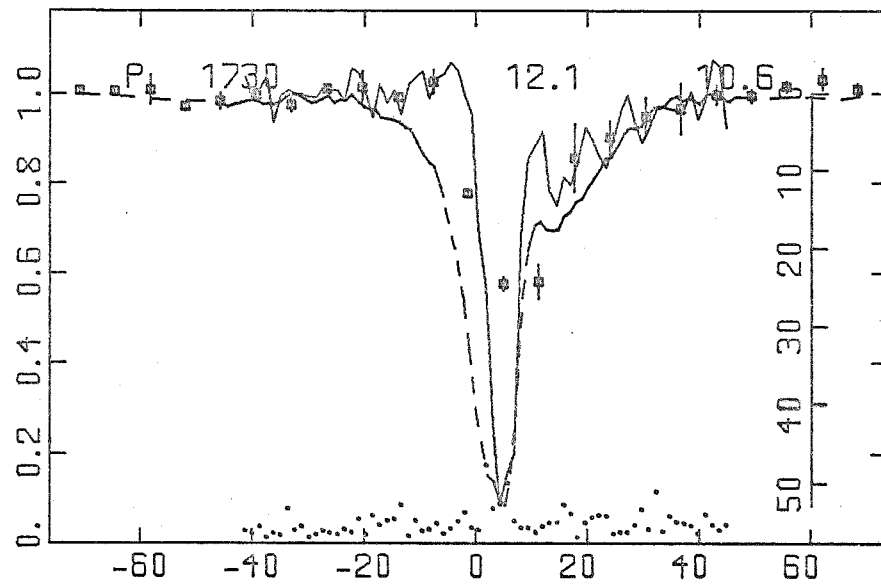
19- 3C 327



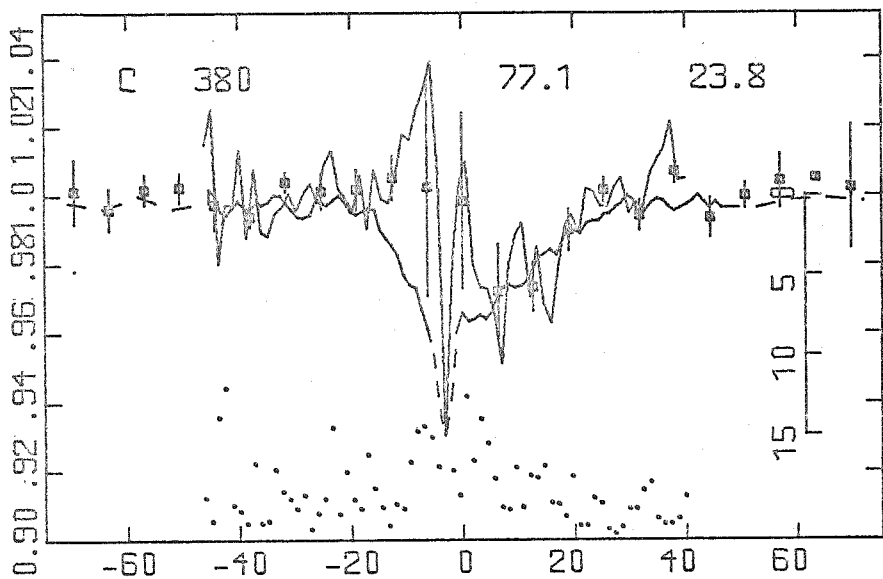
20- 3C 353



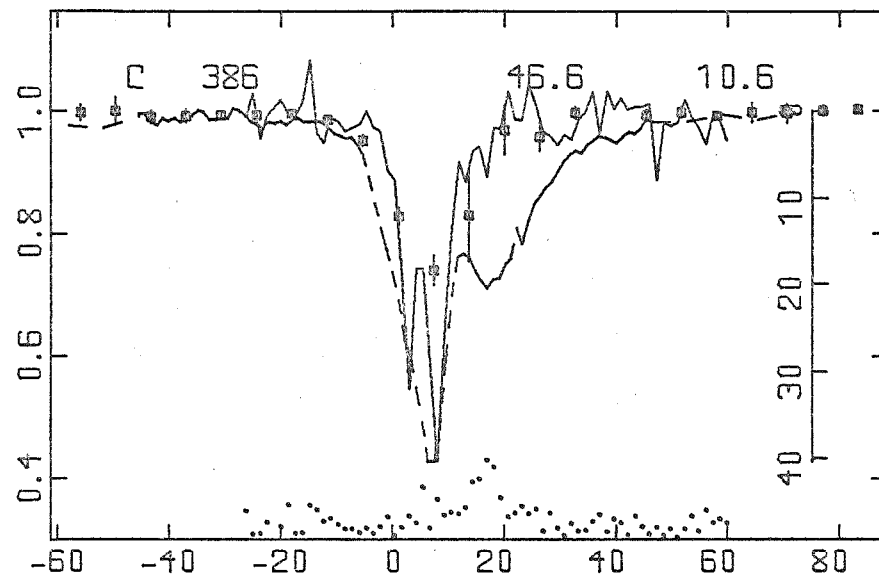
21- 3C 353 (expanded)



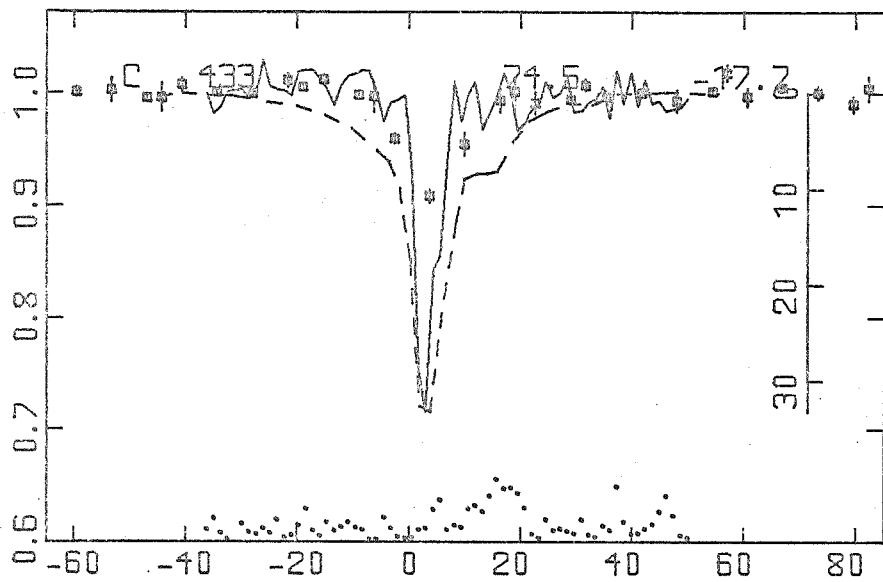
22- P1730-13



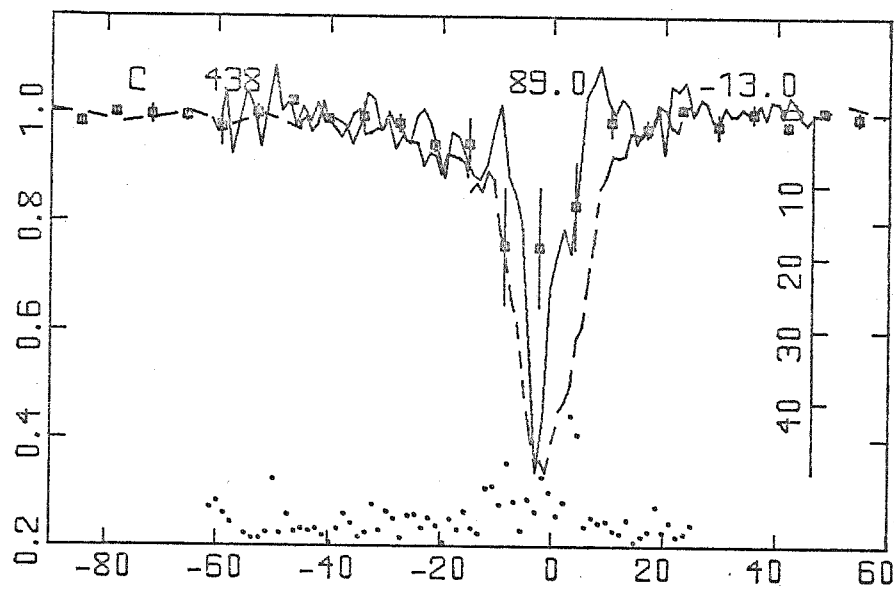
23-3C 380



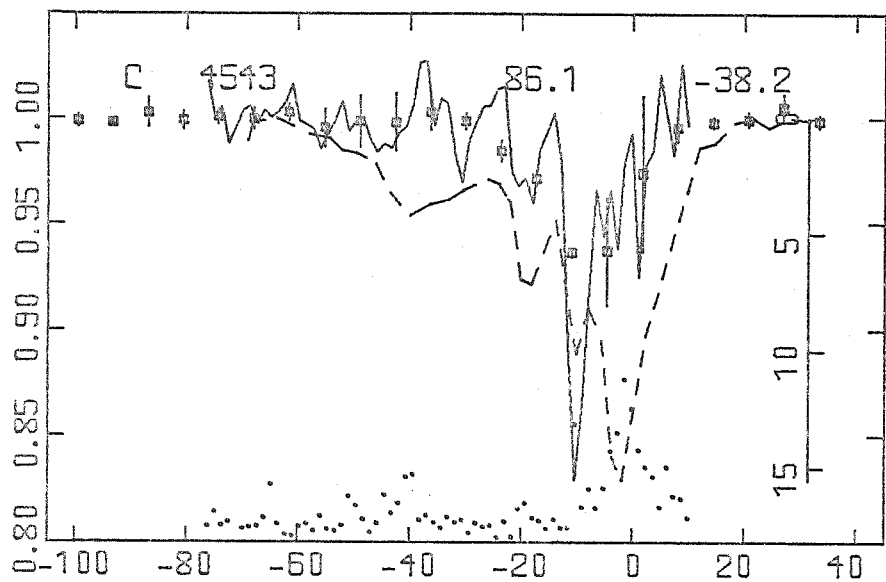
24- 3C 386



25- 3C 433



26- 3C 438



27-3C 454.3

Fig 28

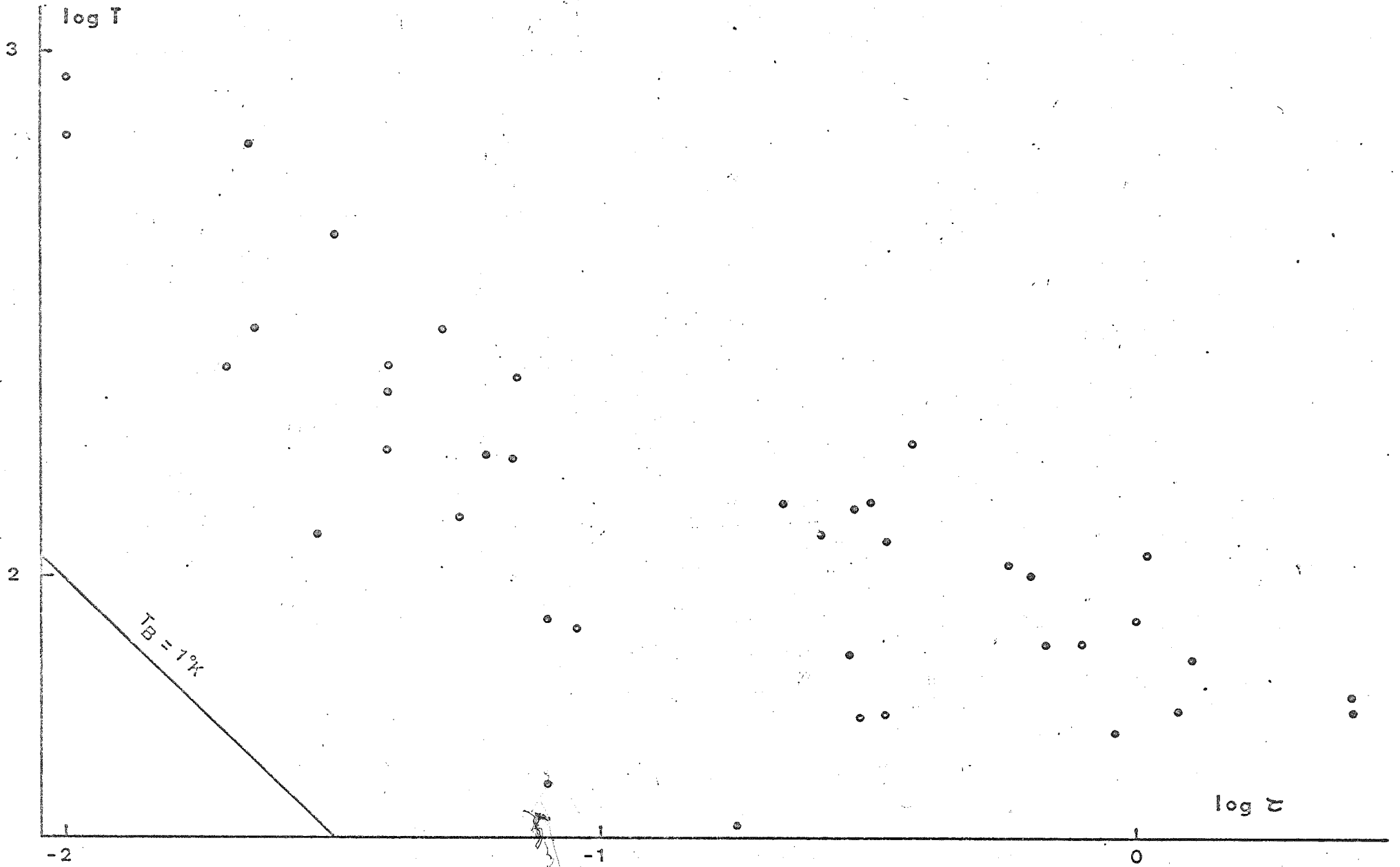
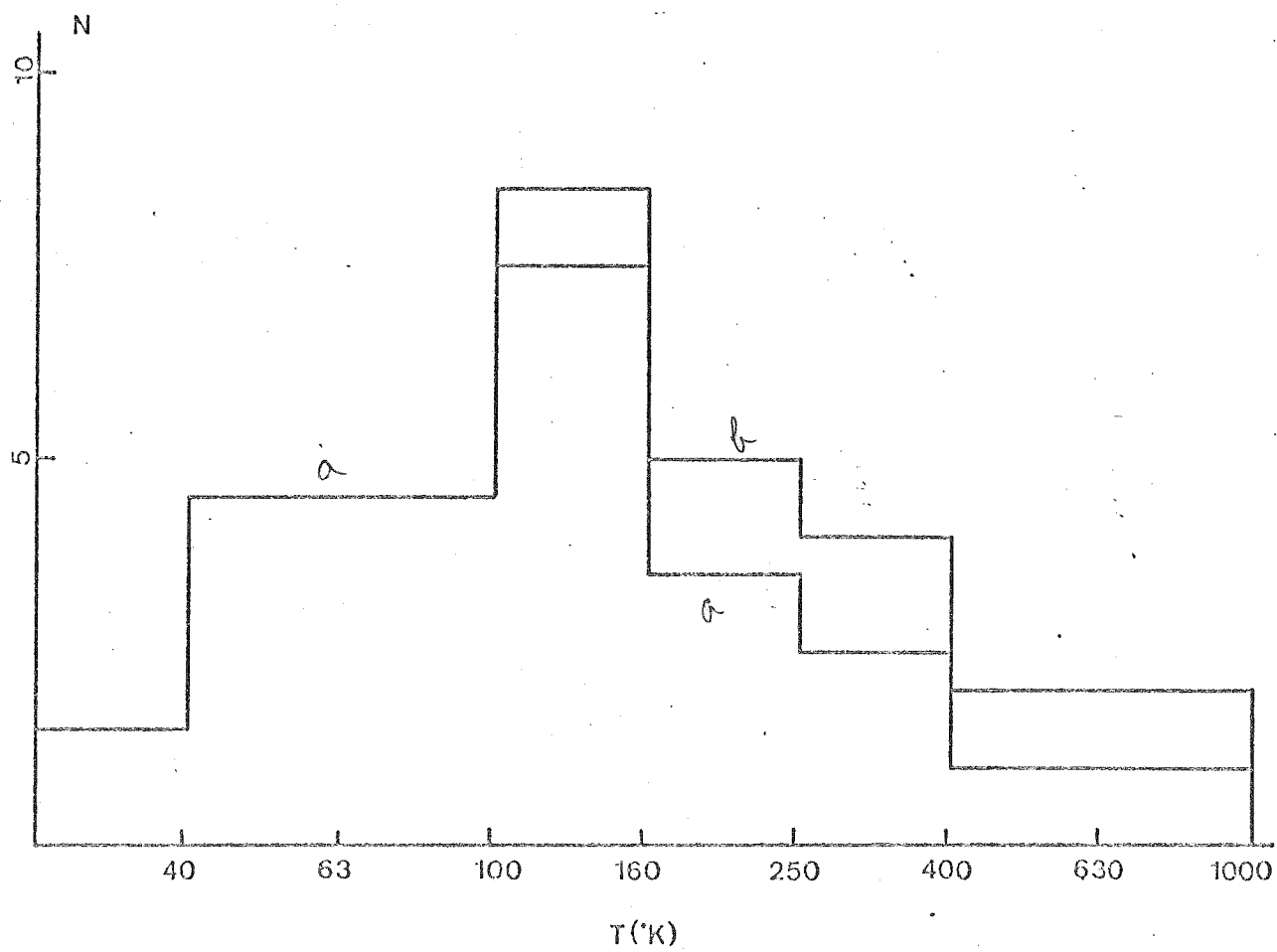


Fig 29



Instabilité du milieu interstellaire au voisinage de P_{\min}

1-Introduction

Nous allons montrer que l'équilibre du milieu interstellaire peut être instable dans des conditions où les analyses précédentes prévoyaient la stabilité. Avant d'exposer nos calculs et de discuter leur lien avec nos observations, nous allons rappeler les caractéristiques fondamentales de certains modèles du milieu interstellaire qui ont servi de point de départ à notre étude, et dont nous repreneons la plupart des hypothèses.

2-Modèles en équilibre thermique

Ces modèles tentent d'expliquer l'équilibre thermique du milieu interstellaire à partir des hypothèses suivantes :

i) le gaz est dans un état stationnaire ou quasi stationnaire, c'est à dire que les variables d'état varient lentement par rapport au temps caractéristique d'établissement de l'équilibre.

ii) équilibre thermique : égalité des taux de chauffage et de refroidissement

iii) équilibre d'ionisation : égalité des taux d'ionisation et de recombinaison.

Si on suppose d'une part que chauffage et ionisation ont une cause commune, et qu'à une température donnée leur taux par cm^3 est proportionnel à la densité ρ , d'autre part que le taux de refroidissement à T fixé est proportionnel à ρ^2 , il en résulte une intéressante propriété de transformation des états d'équilibre.

Nous allons maintenant montrer de quelles hypothèses résultent les taux de chauffage et d'ionisation adoptés. La plupart des données sont empruntées à l'article de revue de Dalgarno & McCray (1). Notons que si le taux de refroidissement est en principe calculable à partir de données de physique atomique, la nature même des processus de chauffage est actuellement incertaine.

2.1-Fonction de refroidissement

Le mécanisme de refroidissement est le suivant: excitation d'un atome ou d'un ion (ion au sens large) par collision avec un électron ou un atome d'hydrogène, suivie d'une désexcitation radiative. Toute excitation collisionnelle se solde par l'émission d'un

photon et une perte d'énergie $h\nu$ si :

i) la fréquence de collision est faible par rapport au taux de désexcitation spontanée.

ii) le milieu est optiquement mince pour les photons émis. Cette dernière condition n'est pas remplie pour les photons $Ly\alpha$ qui jouent un rôle prépondérant dans le refroidissement vers 10^4 K.

Gaunt

Ils s'échappent par diffusion en fréquence, et tout se passe comme si le taux d'émission spontanée était divisé par $(\tau \text{Log} \tau)$. (τ = profondeur optique au centre de la raie.) La condition i) est remplie avec ce taux réduit et on a bien un photon émis par excitation collisionnelle.

Soit n_i la densité d'ions de l'espèce i

n_H d'atomes d'hydrogène

$\langle \sigma v \rangle_i$ le taux de collision par paire et par cm^3 pour une distribution maxwellienne de vitesses à la température T. Le taux de pertes d'énergie par cm^3 dû à ces collisions est :

$$\begin{aligned} -T \frac{ds}{dt} \Big|_i &= h\nu_i \langle \sigma v \rangle_i n_i n_H \\ &= n_H^2 \frac{n_i}{n_H} L_{Hi}(T) \end{aligned}$$

avec : $L_{Hi}(T) = h\nu_i \langle \sigma v \rangle_i$

On a des expressions semblables pour le taux de refroidissement dû aux collisions avec les électrons. Le taux total de refroidissement par cm^3 est :

$$-T \frac{ds}{dt} = n_H^2 \Lambda(\alpha, T)$$

avec :

$$\Lambda(\alpha, T) = \sum \frac{n_i}{n_H} L_{Hi}(T) + \alpha \sum \frac{n_i}{n_H} L_{ei}(T)$$

[1]

$\alpha = n_e / n_H$

Le calcul de la fonction Λ requiert la connaissance

i) des sections efficaces d'excitation collisionnelle, qui ont été calculées par divers auteurs (2), (3), (4), (5).

ii) du degré d'ionisation α .

iii) des abondances et des états d'ionisation des divers éléments. Nous avons utilisé les abondances "universelles" (=solaires) éventuellement modifiées par un facteur de déplétion.: le carbone ou un autre élément peut être soustrait au gaz par la formation des grains. Nous avons supposé que les éléments dont le potentiel

Bequet

d'ionisation est inférieur à 13.6 eV sont totalement ionisés par le rayonnement UV diffus, ce qui est inexact dans le cas de nuages froids et massifs (6).

Nous avons calculé les fonctions $L(T)$ soit en utilisant les formules citées par Dalgarno & McCray, soit en approximant les valeurs tabulées par une formule semi-empirique de la forme :

$$A \exp(-T_0/T)$$

Nous donnons ci-dessous les transitions dont nous avons tenu compte et les fonctions $L(T)$ associées.

H-C ⁺	(² P _{1/2} - ² P _{3/2})	2.22 10 ⁻²³	exp(-100/T)	[2.1]
H-O	(³ P ₂ - ³ P _{1,0})	2.01 10 ⁻²³	exp(-263/T)	[2.2]
e-C ⁺	(² P _{1/2} - ² P _{3/2})	7.9 10 ⁻²⁰ T ^{-1/2}	exp(-92/T)	[2.3]
e-Si ⁺	(² P _{1/2} - ² P _{3/2})	1.9 10 ⁻¹⁸ T ^{-1/2}	exp(-413/T)	[2.4]
e-Fe ⁺	(⁶ D _{9/2} - ⁶ D _{7/2,5/2})	1.1 10 ⁻¹⁸ T ^{-1/2}	[exp(-554/T) + 1.3 exp(-961/T)]	[2.5]
e-H	(Ly α)	8.6 10 ⁻¹⁹	exp(-119700/T)	[2.6]
e-Fe ⁺	(⁶ D _{9/2} - ⁴ F _{9/2})	4.8 10 ⁻¹⁸ T ^{-1/2}	exp(-2684/T)	[2.7]
e-Fe ⁺	(⁶ D _{9/2} - ⁴ F _{7/2})	7.8 10 ⁻¹⁸ T ^{-1/2}	exp(-3496/T)	[2.8]

Les arguments de l'exponentielle dans les formules 2.1 et 2.3 devraient être les mêmes. Le désaccord provient de ce que la formule semi-empirique 2.1 devrait comporter un facteur T^{1/2}. Les contributions individuelles des six premiers termes apparaissent dans la table 1, et les fonctions :

$$\Lambda_{H^+} = \sum \frac{n_i}{n_H} L_{Hi}(T) \quad \Lambda_e = \sum \frac{n_i}{n_H} L_{ei}(T)$$

sont représentées sur la figure 1. On peut noter que les collisions avec les électrons dominent la fonction de refroidissement dès que le degré d'ionisation est supérieur à environ 10⁻⁴. On remarque aussi que la fonction de refroidissement (à degré d'ionisation fixé) est à peu près constante entre 500 et 8000 K, augmente fortement au-delà de 10⁴ K (excitation de Ly α) et chute en dessous de 100 K. C'est cette forme caractéristique de la dépendance en température de Λ qui détermine les principales propriétés des modèles, en particulier l'existence de deux phases (nuage et internuage) coexistant en équilibre de pression.

2.2-Chauffage et ionisation.

Nous avons adopté dans notre étude les taux de chauffage et

d'ionisation associés à un flux de rayons X mous (100 eV) produisant un taux d'ionisation primaire $\zeta = 10^{-15} \text{ s}^{-1}$. La valeur arbitraire (et probablement trop élevée) de ce taux sert uniquement à fixer certains ordres de grandeur, et nous montrerons qu'elle n'influe pas sur nos conclusions. Les électrons libérés par photoionisation peuvent soit céder leur énergie cinétique aux électrons libres présents, soit provoquer des ionisations secondaires. Les taux de chauffage et d'ionisation dépendent donc du degré d'ionisation du milieu.

Les formules analytiques suivantes représentent avec une précision meilleure que 10% les valeurs de ζ (taux total d'ionisation) et de E (taux de chauffage rapporté à un atome d'hydrogène) calculées par Jura & Dalgarno (7).

$$\zeta = \frac{2.8}{1+9x} \zeta = [1 + \phi(x)] \zeta \quad [3]$$

$$E = 11 \times \frac{1+6 \cdot 10^2 x}{1+10^2 x} \zeta \text{ eV.s}^{-1} = \zeta \cdot T(x) \quad [4]$$

2.3 Etats d'équilibre

Soit :

$$\mathcal{L}(n, T, x) = n \Lambda(T, x) - \zeta T(x) \quad [5]$$

le taux net de refroidissement par atome d'hydrogène,

$\alpha(T)$ le coefficient de recombinaison de l'hydrogène sur les niveaux autres que le fondamental.

Un état d'équilibre correspond à des valeurs de T, n, x solutions de

$$\mathcal{L}(n, T, x) = 0 \quad [6]$$

$$(1-x)[1 + \phi(x)] \zeta - \alpha(T) n x^2 = 0 \quad [7]$$

Connaissant l'ensemble des solutions pour une valeur de ζ , on en déduit les solutions pour une autre valeur ζ' par la transformation $n \mapsto n \zeta'/\zeta$ T et x restant inchangés. La fig. (2) représente l'ensemble des solutions avec $P/k = n_{\text{H}} T$ en ordonnée,

- pour une abondance normale du carbone
- pour une abondance 1/10 du carbone

La température d'équilibre a été calculée en résolvant alternativement (7) par itération :

$$\alpha_{i+1} = \left[\frac{(1-\alpha_i) [1 + \phi(\alpha)] \beta}{\alpha(T) n} \right]^{1/2} \quad \mapsto \alpha_e(n, T_j)$$

et (8) par la méthode de Newton

$$T_{j+1} = T_j - \frac{\mathcal{L}(n, T_j, \alpha_e)}{\mathcal{L}_{,T} + \mathcal{L}_{,\alpha} \alpha_{,T}}$$

cù $\mathcal{L}_{,T}$ par exemple représente $\partial \mathcal{L} / \partial T$

3- Analyse linéaire de stabilité

3.1 Equation de dispersion

Field (8) a étudié la stabilité de l'équilibre thermique d'un gaz dont le refroidissement net $-T ds/dt$ est une fonction de la densité et de la température $\mathcal{L}(\rho, T)$, en tenant compte des effets dynamiques et de la conductivité thermique. Pour une équation d'état non pathologique (exposant adiabatique supérieur à 1), il trouve qu'il existe des modes instables si et seulement si :

$$\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T}\right)_\rho - \frac{\rho}{T} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho}\right)_T < 0 \quad [8]$$

La condition $\mathcal{L}(\rho, T) = 0$ définit implicitement la température et la pression comme fonctions de la densité. La condition (8) équivaut à

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{\mathcal{L}=0} < 0$$

ce qui correspond sur la figure (2) à la partie de la courbe comprise entre les points I et C. Cependant, cette portion de la courbe n'est jamais atteinte au cours de l'évolution d'un nuage interstellaire. Supposons qu'une masse de gaz située au point C_1 soit soumise à une pression décroissante elle va parcourir la courbe d'équilibre jusqu'au point C, puis effectuer une transition rapide (qq 10^5 ans) jusqu'au point I_2 . Un raisonnement semblable peut être fait en partant du point I_1 .

Nous effectuons une analyse semblable à celle de Field, mais en tenant compte du fait que \mathcal{L} est aussi fonction du degré d'ionisation x : $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\rho, T, x)$. On pourrait croire que ce cas se ramène au précédent puisque la valeur d'équilibre de x est fonction de ρ et T . Cependant, l'équilibre d'ionisation n'est pas instantané. Le temps caractéristique de l'équilibre d'ionisation est du même ordre de grandeur ou légèrement supérieur au temps

d'équilibre thermique. Nous allons montrer que ceci entraîne l'instabilité de l'équilibre thermique sur une portion de l'arc CC₁ au voisinage du point C. Pour cela, nous allons établir l'équation de dispersion qui relie le taux de croissance s d'un mode à son nombre d'onde k .

Notations. Dans les formules 7, 10, 11 la fonction de refroidissement \mathcal{L} est rapportée à un gramme de gaz ; à partir de la formule 12 \mathcal{L} est rapporté à un atome d'hydrogène. Nous prions le lecteur de bien distinguer entre k (nombre d'onde) et k_B (constante de Boltzmann), et d'excuser le réemploi des lettres μ (poids moléculaire, puis viscosité volumique) et T (température, puis nombre sans dimension défini plus bas).

L'évolution du gaz obéit aux cinq équations suivantes :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla v = 0 \tag{9.1}$$

$$\rho \frac{dv}{dt} + \nabla p = 0 \tag{9.2}$$

$$\frac{1}{\delta-1} \frac{dp}{dt} - \frac{\delta}{\delta-1} \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \rho \mathcal{L} - \nabla(k \nabla T) = 0 \tag{9.3}$$

$$p - \frac{R}{\mu} \rho T = 0 \tag{9.4}$$

$$\frac{d\alpha}{dt} - \beta [1 + \phi(\alpha)] (1-\alpha) + \alpha n \alpha^2 = 0 \tag{9.5}$$

Nous supposons pour simplifier que $\mu = 1$. Nous négligeons les forces de viscosité, quitte à le justifier à posteriori. Le gaz étant homogène, au repos à l'équilibre thermique et d'ionisation, on l'écarte légèrement de l'équilibre. La dépendance spatiale de la perturbation de ρ, p, T, v, x peut être représentée par une intégrale de Fourier, et si on se limite aux termes du 1er ordre en l'amplitude de la perturbation, les différentes composantes sont découplées. On obtient alors pour la dépendance temporelle de $\delta\rho_R, \delta p_R \dots$ etc... un système différentiel linéaire sans second membre. On est ramené à chercher l'équation caractéristique de ce système pour chaque valeur de k : C'est l'équation de dispersion. En posant :

$$\delta\rho_R = a \exp(st +iky)$$

$$\delta p_R = b \sim$$

$$\delta T_R = c \sim$$

$$\delta v_R = d \sim$$

$$\delta x_R = e \sim$$

$$r = 2\alpha n \alpha$$

r^{-1} est le temps caractéristique de l'équilibre d'ionisation

Les amplitudes a, b, c, d, e satisfont à :

$$\begin{aligned} sa + ikpd &= 0 & [10] \\ psd + ikb &= 0 \\ \frac{1}{s-1} \Delta [b - \frac{\delta P}{\rho} a] + \rho [\alpha L_{, \alpha} + c L_{, T} + e L_{, \alpha}] + Kck^2 &= 0 \\ \frac{b}{\rho} - \frac{c}{T} - \frac{a}{\rho} &= 0 \\ se + r [e - \alpha_{, \rho} a - \alpha_{, T} c] &= 0 \end{aligned}$$

$\alpha_{, \rho}, \alpha_{, T}$ représentent la valeur d'équilibre de x et de ses dérivés par rapport à ρ et T . On élimine a, b, c, d, e pour obtenir la condition de compatibilité :

$$\begin{aligned} 0 = f(s) &= \frac{1}{s-1} s \left(\frac{s^2}{k^2} + \frac{\delta P}{\rho} \right) & [11] \\ &+ T L_{, T} \left(\frac{s^2}{k^2} \frac{\rho}{P} + 1 \right) - \rho L_{, \rho} + \frac{r}{r+s} \left[\left(\frac{s^2}{k^2} \frac{\rho}{P} + 1 \right) T \alpha_{, T} - \rho \alpha_{, \rho} \right] L_{, \alpha} \\ &+ \frac{k^2 K T}{\rho} \left(\frac{s^2}{k^2} \frac{\rho}{P} + 1 \right) \end{aligned}$$

Quand $r \rightarrow \infty$ $L_{, T} + \frac{r}{r+s} L_{, \alpha} \alpha_{, T} \rightarrow L_{, T} + L_{, \alpha} \alpha_{, T} = \bar{L}_{, T}$

où \bar{L} est la fonction de deux variables ρ et T obtenue en remplaçant dans $\mathcal{L}(\rho, T, x)$ la variable indépendante x par sa valeur d'équilibre $x(\rho, T)$. C'est cette fonction qu'utilise Field dans sa discussion.

Quand $r \rightarrow 0$ on est aussi ramené à la discussion de Field, avec une fonction $\bar{\bar{L}}(\rho, T)$ obtenue en remplaçant dans $\mathcal{L}(\rho, T, x)$ x par une valeur "figée". Dans une certaine portion de la courbe des états d'équilibre, le critère de Field (8) prédit la stabilité quand on l'applique à \bar{L} et l'instabilité quand on l'applique à $\bar{\bar{L}}$. Nous étudions le cas intermédiaire : r a en fait une valeur du même ordre de grandeur que les autres taux d'équilibre.

Nous introduisons les paramètres suivants, qui ont tous les dimensions de l'inverse d'un temps :

$$u = \frac{1}{k_B T} \{ T L'_{, T} - n L'_{, n} \} \quad [12.1]$$

$$v = \frac{L'_{, \alpha}}{k_B T} \{ T \alpha_{, T} - n \alpha_{, n} \} \quad [12.2]$$

$$a = \frac{L'_{T'}}{k_B} \quad [12.3]$$

$$b = \frac{L'_{\alpha}}{k_B} \quad [12.4]$$

$$t = \frac{k^2 k}{h k_B} \quad [12.5]$$

$$\omega = k \sqrt{\frac{P}{\rho}} \quad [12.6]$$

avec k_B constante de Boltzmann ; k conductivité thermique, numériquement égale à $1.5 \times 10^3 \text{ T}^{1/2}$ pour l'hydrogène atomique.

$$(k = \frac{1}{3} n \bar{v} \lambda \frac{dE}{dT} \text{ avec } \sigma = 4\pi a_0^2)$$

$L'(n, T, \alpha)$ est maintenant rapporté à un atome d'hydrogène. Les six paramètres ainsi définis peuvent recevoir une interprétation physique simple :

$u, (u+v), a, (a+b)$ sont la vitesse d'approche de l'équilibre thermique par les processus de chauffage et de refroidissement, respectivement à :

- u : pression et x fixés
- $u+v$: pression fixée et x à l'équilibre
- a : volume et x fixés
- $a+b$: volume fixé et x à l'équilibre.

t est la vitesse d'égalisation de la température sous l'influence de la conduction thermique.

$\sqrt{\rho} \omega$ est la pulsation d'une onde acoustique (adiabatique) de vecteur d'onde k .

L'équation de dispersion devient :

$$0 = \frac{\gamma}{\gamma-1} s \left[1 + \frac{1}{\gamma} \frac{s^2}{\omega^2} \right] + u + v \frac{r}{r+s} \quad [13]$$

$$+ \frac{s^2}{\omega^2} \left[a + b \frac{r}{r+s} \right] + \left[1 + \frac{s^2}{\omega^2} \right] t$$

Les paramètres u, v, r, a, b sont donnés dans la table (2) le long de la courbe d'équilibre au voisinage du point B.

On rend enfin l'équation non-dimensionnelle en posant :

$$\begin{aligned}
s/r &= z & u/r &= U & v/r &= V & a/r &= A & [14] \\
b/r &= B & t/r &= T & r^2/\omega^2 &= M
\end{aligned}$$

Il vient :

$$\begin{aligned}
0 = g(z) &= z^4 \left(\frac{M}{\gamma-1} \right) + z^3 \left(\frac{M}{\gamma-1} + MA + MT \right) \\
&+ z^2 \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} + MA + MB + MT \right) + z \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} U + T \right) + U + V + T & [15]
\end{aligned}$$

3.2 Etude naïve de l'équation de dispersion

Seuls M et T dépendent de k : $M \propto k^{-2}$; $T \propto k^2$

Au voisinage de C, A et B sont positifs, U négatif, V positif, U+V est négatif à gauche du point C et positif à droite (voir table 2 et figures 2 et 3).

* pour $n < n_c$, c.a.d. à gauche du point C de la courbe d'équilibre, $g(0) = U + V + T$

Donc pour k suffisamment faible $T \ll (U + V) = (U + V)$ et $g(0) < 0$.

La fonction g est croissante pour z positif, donc $g(z) = 0$ admet une racine réelle positive : le gaz est instable.

* pour $n > n_c$, $g(0) > 0$ cherchons s'il existe des valeurs de k telles qu'on puisse négliger à la fois les effets dynamiques ($M \ll 1$) et la conduction de la chaleur ($T \ll 1$). Par exemple, au point $n = 1.58 \text{ cm}^{-3}$, $T = 229 \text{ K}$

$$T \ll 1 \iff k^2 \ll \frac{k_B n r}{k} = 2.7 \times 10^{-33} \text{ cm}^{-2}$$

$$M \ll 1 \iff k^2 \gg \frac{r^2}{RT} = 3.9 \times 10^{-36} \text{ cm}^{-2}$$

Il existe donc un domaine (étroit) de valeurs de k où on peut négliger simultanément les effets d'inertie et de conduction.

On a alors :

$$g(z) \approx h(z) = \frac{\gamma}{\gamma-1} z^2 + \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} + U \right) z + U + V$$

L'équation $h(z) = 0$ admet des racines réelles positives ou imaginaires à partie réelle positive si

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} + U < 0$$

ou : $\frac{|\mu|}{r} > 2.5$ (voir figure 3)

L'étude naïve permet donc de prévoir qu'entre les points C et C' (fig 3), pour des valeurs de k comprises entre $2 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-1}$ et $5 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-1}$ l'équation de dispersion admet des racines ayant une partie réelle positive.

Le paragraphe suivant va montrer que ces conditions d'instabilité sont trop restrictives. L'étude naïve n'est cependant pas inutile avant un calcul numérique. elle permet de comprendre que la croissance des instabilités est limitée au grandes longueurs d'onde par l'inertie et aux courtes longueurs d'onde par la conduction de la chaleur, ainsi que d'avoir une idée du domaine de valeurs de k pour lesquelles on peut espérer trouver des modes instables.

3.3 Résolution numérique de l'équation de dispersion

L'équation de dispersion a été résolue en divers points au voisinage du point C sur la branche CC_1 . Pour chaque point, nous avons fait varier $\log(k)$ de -20 à -16 par pas de 0.2. Sauf au voisinage immédiat du point C où on trouve deux racines réelles positives, on trouve deux racines imaginaires à partie réelle positive pour $k \ll k_m$ avec k_m compris entre 5.10^{-18} et 5.10^{-17} environ. La partie réelle des racines (vitesse de croissance de l'instabilité) est portée en fonction de k (fig 4) pour quatre points de la courbe d'équilibre. On peut noter qu'un taux de croissance de $3.10^{-14} \text{ s}^{-1}$ correspond à une croissance de l'amplitude d'un facteur $e \simeq 2.7$ en 10^6 ans.

Pour la valeur de k correspondant au maximum de $\text{Re}(s)$, $\text{Im}(s)$ est du même ordre de grandeur que $\text{Re}(s)$. Comme $e^{2\pi} \simeq 500$ il est probable que le régime non-linéaire soit atteint avant qu'on ait pu constater le comportement oscillant associé à une racine imaginaire.

La même analyse a été répétée en réduisant l'abondance du Carbone à 1/10 de sa valeur solaire. Le minimum de $p/k_B = nT$ se trouve à $n = 0.4$, $T=1690 \text{ K}$. Le temps de croissance de l'instabilité est de 3×10^6 ans et varie peu quand on s'écarte du point $p=p_{\min}$ dans la direction des n croissants. (Fig 5).

Enfin, une instabilité semblable existe sur la branche II_1 (Fig 2) au voisinage immédiat du point I (voir Fig 6)

3.4 Justification a posteriori de l'omission de la viscosité

Les forces de viscosité introduisent une pression supplémentaire

$$P^* = -\frac{4}{3} \mu \nabla v$$

On obtient la nouvelle équation de dispersion en remplaçant dans (11)

$$\frac{s^2}{k^2} \quad \text{par} \quad \frac{s^2}{k^2} + \frac{4}{3} \mu \frac{s}{p}$$

Pour que la viscosité apporte un changement négligeable aux termes tels que : $\frac{s^2 p}{k^2 p} + 1$, il suffit que : $\frac{4}{3} \mu \frac{s}{p} \ll 1$

Supposant le nombre de Prandtl égal à 1 : $\frac{4}{3} \mu = \frac{k}{c_p}$

Pour le mode de croissance maximum au point 1 (voir fig 4)

$$|s| = 9 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1} ; \quad T = 239 \text{ K} ; \quad P/k_B = 362 \text{ K.cm}^{-3}$$

$$\frac{4}{3} \mu \frac{|s|}{p} \approx 2 \cdot 10^{-7} \ll 1$$

3.5 Influence de la valeur de r sur la stabilité

Ce point a déjà été discuté qualitativement en 3.1. Nous avons vérifié qu'en multipliant la valeur de r par 10, l'équation de dispersion n'admet plus de racines à partie réelle positive pour les points de la courbe d'équilibre situés à droite du point C.

3.6 Propriétés de transformation des solutions de l'équation de dispersion

Nous avons vu en 2.2 que les solutions des équations d'équilibre admettent une transformation simple quand on multiplie le taux d'ionisation primaire β par un facteur λ .

$$\beta_1 = \lambda \beta \quad n_1 = \lambda n \quad T_1 = T \quad \alpha_1 = \alpha \quad p_1 = \lambda p$$

La fonction de refroidissement rapportée à un gramme est proportionnelle à la densité. Donc :

$$L_1 = \lambda L \quad L_{1, T_1} = \lambda L_{1, T} \quad L_{1, p_1} = L_{1, p} \quad L_{1, \alpha_1} = \lambda L_{1, \alpha}$$

On vérifie alors que l'équation de dispersion est invariante par la transformation :

$$k_1 = \lambda k \quad s_1 = \lambda s$$

Quand on augmente le taux d'ionisation primaire, le taux de croissance des instabilités augmente, leur échelle diminue, et la "colonne densité"

$\int n dL$ associée à une échelle d'instabilité est invariante.

4 Calcul Hydrodynamique

Dans le but d'illustrer les résultats de l'analyse linéaire et de les étendre au régime non-linéaire, nous avons effectué à l'aide d'une machine arithmétique à programme un calcul hydrodynamique à une dimension de l'évolution du gaz.

4.1 Méthode de calcul

Nous sommes amenés pour traiter numériquement le problème à discrétiser les variables de temps et d'espace et à remplacer les équations différentielles par des équations aux différences finies. Nous avons utilisé une méthode implicite où l'erreur de troncature est du second ordre. Nous nous sommes inspirés de la méthode développée par Christy pour le calcul des pulsations de Céphéides (9). Christy montre qu'en centrant à des instants différents la vitesse et les autres variables, les équations aux différences finies prennent une forme particulièrement simple. Nous avons tenu compte de la viscosité et de la conduction de la chaleur. Le pas de temps étant limité par la condition de Courant $\Delta t \leq \inf \left(\frac{\Delta r}{c} \right)$, un calcul numérique comprend typiquement de 150 à 700 pas.

Le système est abandonné dans un état initial de densité et de température uniformes correspondant à un point de la courbe d'équilibre, animé de vitesses faibles ($\sim 5 \times 10^{-2}$ km.s⁻¹) avec un spectre de la forme $|v_k|^2 \propto k^{-5/3}$.

4.2 Résultats

Pour un état initial $n=1.778$, $T=205$ K, le calcul numérique confirme l'analyse linéaire (Fig 7). A $t=0.75 \cdot 10^6$ ans, la densité commence à décroître dans trois zones séparées de $0.8 \cdot 10^{18}$ cm alors que l'analyse linéaire prévoit un temps de croissance $s_m^{-1} = 1.1 \cdot 10^6$ ans à l'échelle $2\pi/k_m = 0.6 \cdot 10^{18}$ cm. On remarque au bout de $1.33 \cdot 10^6$ ans l'apparition d'un comportement spécifiquement non-linéaire : deux zones évoluent vers les basses densités en comprimant les zones voisines. Le programme hydrodynamique devient alors mal adapté au problème pour deux raisons :

i) la présence de transition brutales entre des régions de température et de densité très différentes imposerait un découpage en zones très fines (de l'ordre d'un libre parcours moyen, soit 10^{16} at.cm⁻²), donc un pas de temps très petit pour respecter la condition de Courant.

ii) le problème à trois dimensions peut être très différent de celui à une dimension si l'ensemble des régions de faible densité (internuage) est connexe.

On a effectué un calcul similaire en imposant un équilibre d'ionisation instantané (Fig 8). Les oscillations s'amortissent rapidement.

Enfin, on a suivi l'évolution à partir de deux autres points de la courbe d'équilibre :

- à $n=3.02$ où l'analyse linéaire prédit un taux de croissance 100 fois plus faible qu'à $n=1.77$, l'amplitude des oscillations reste stationnaire.

- à $n=10.0$ où le taux d'amortissement est faible, l'amplitude décroît lentement.

5 Conséquences astrophysiques

5.1 Temps minimum d'évaporation d'un nuage

Nous avons indiqué que lorsqu'on impose au gaz une pression inférieure à p_{\min} , il effectue une transition rapide vers la branche "internuage" de la courbe d'équilibre. Nous allons montrer que même si cette transition est instantanée, la vitesse d'évaporation d'un nuage est limitée hydrodynamiquement quand la condition $p \leq p_{\min}$ est imposée non pas localement mais dans le milieu interne environnant.

Le nuage étant au point C de la courbe d'équilibre et la branche $I_1 I_2$ étant assimilée à une isotherme, nous pouvons écrire les trois relations suivantes, dont les deux premières sont les mêmes que dans le cas d'une onde de choc.

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 = J \quad [16]$$

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_2 + \rho_2 u_2^2 \quad [17]$$

$$P_2 = RT_2 \rho_2 = \epsilon P_2 \quad [18]$$

En négligeant devant l'unité le rapport $\rho_2/\rho_1 \sim \frac{1}{40}$ on obtient l'équation suivante vérifiée par $u=u_2$.

$$u^2 - \frac{P_2}{J} u + \epsilon = 0 \quad [19]$$

Elle a des racines réelles si :

$$J \leq J_m = \frac{P_1}{2\sqrt{\epsilon}}$$

La valeur maximum du flux de masse est atteinte quand :

$$P_2 = \frac{1}{2} P_1 \quad ; \quad u = \sqrt{\epsilon}$$

Derrière l' "onde de réchauffement" nous raccordons ces valeurs à un écoulement sphérique stationnaire isotherme :

$$\mu \frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr}$$

avec : $F = r^2 \mu \rho = \text{cte}$

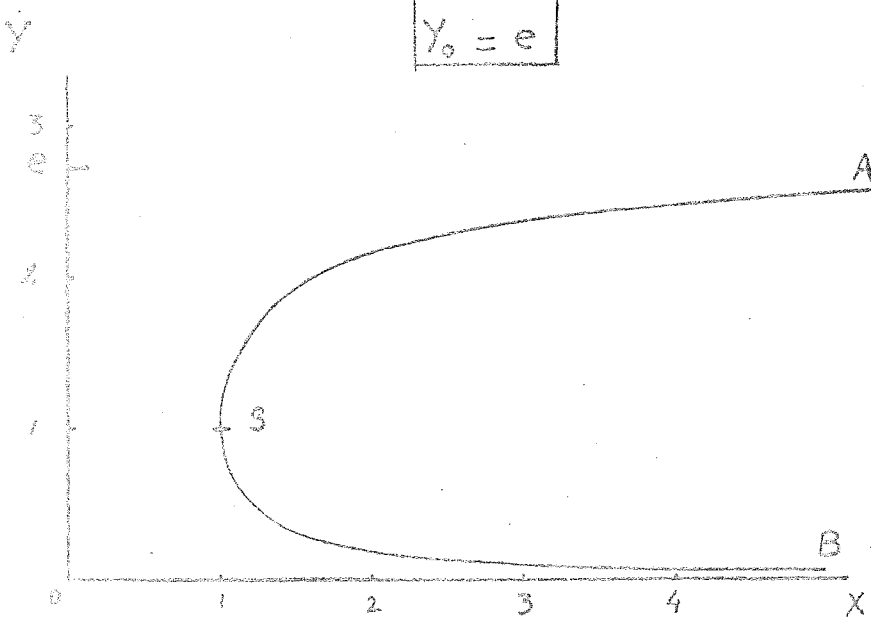
Posant : $X = r^4$, $Y = \frac{P^2}{\epsilon F^2}$ il vient :

$$\left(1 - \frac{1}{XY}\right) \frac{dY}{dX} = \frac{1}{X^2}$$

dont la solution est :

$$X = \frac{1}{Y \text{Log}(Y_0/Y)}$$

$$Y_0 = e$$



La branche SA correspond à un écoulement subsonique avec :

$$\mu < \sqrt{\epsilon} \quad u_\infty = 0 \quad P_\infty = \sqrt{\epsilon} P_s$$

La branche SB correspond à un écoulement supersonique avec :

$$\mu > \sqrt{\epsilon} \quad u_\infty = \infty \quad P_\infty = 0$$

On vérifie que le point S correspond aux conditions derrière une onde de réchauffement de flux maximal en choisissant :

$$Y_0 = r_s^{-4} \quad F = r^2 J_m$$

alors : $P_\infty = \frac{1}{2} e^{1/2} P_1 \approx 0.825 P_1$

En résumé, pour $p < P_{\min}$ le nuage effectue une transition vers la phase internuage au travers d'une discontinuité qui s'apparente à une onde de choc. Pour $p < 0.82 P_{\min}$ le flux reste fixé à une valeur

maximum : $J_m = \frac{P_{min}}{2\sqrt{RT_2}}$ avec : $T_2 \approx 10^4 K$

Valeurs numériques :

Au point C $J_m = 1.8 \cdot 10^{-13} \text{ g.cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Le temps de dissipation s'obtient en intégrant :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho \right) = 4 \pi r^2 J_m \quad \rightarrow \quad \tau_d = \frac{\rho r}{3 J_m}$$

Pour un nuage "standard" de rayon 5 pc $\tau_d = 0.7 \cdot 10^6 \text{ ans}$, approximativement égal au temps de croissance de l'instabilité au point C. Si l'on tient compte de ce que le temps de transition thermique vers la phase internuage n'est pas nul mais du même ordre de grandeur que le temps calculé ci-dessus, on peut conclure que l'instabilité a le temps de se développer avant l'évaporation du nuage.

5.2 Conséquences observables.

Nous nous plaçons maintenant dans le cadre du modèle des ondes de densité dans la Galaxie, tel qu'il est exposé par Shu et al (10). Dans ce modèle, la Galaxie est le siège d'une onde spirale de densité et de gravité. L'onde tournant moins vite que le gaz, celui-ci subit périodiquement ($2.5 \cdot 10^8 \text{ ans}$) une compression jusqu'à p_{max} (pression au point I, fig 2) et une détente jusqu'à p_{min} . Une fois arrivée à p_{min} , la pression est maintenue à cette valeur par l'évaporation des nuages.

Nous avons montré qu'il se développe alors dans les nuages une instabilité qui conduit à la formation de régions de petites dimensions ($\sim 1/30 \text{ pc}$) séparées par du gaz plus chaud. Ces globules (ou feuilletts si le champ magnétique impose un mouvement à une dimension) auraient chacun une dispersion de vitesse de 1 à 2 km.s^{-1} et une température de brillance en émission $\ll 1 \text{ K}$. Ils sont donc difficilement observables individuellement. Etant séparés par du milieu internuage de température $\sim 10^4 \text{ K}$, la dispersion de leurs vitesses relatives peut être de l'ordre de 10 km.s^{-1} . Ceci résoudrait le problème posé par le fait que la dispersion de vitesse des nuages est plusieurs fois supérieure à la vitesse du son ; alors qu'une turbulence supersonique devrait se dissiper en $\ll 10^6 \text{ ans}$,

D'autre part, cherchons la température de spin apparente d'un nuage constitué par la juxtaposition en proportions x et y=1-x (en masse) de régions de températures T_1 et T_2 , chaque région étant optiquement mince ($\tau \ll 1$). Nous supposons les dispersions de vitesses identiques. L'équation de transfert peut s'écrire :

$$\frac{dT_B}{dz} = T - T_B$$

avec $dz(v) = 5.44 \cdot 10^{-14} \frac{n}{T} f(v) dv$.

En moyennant sur plusieurs zones :

$$\frac{dT_B}{dz} = \left[\frac{x}{T_1} + \frac{y}{T_2} \right]^{-1} - T_B$$

La température de spin apparente est donc : $\left[\frac{x}{T_1} + \frac{y}{T_2} \right]^{-1} = T^*$

En particulier, si $x=y=1/2$ et $T_2 \gg T_1$: $T^* = 2 T_1$

Les modèles de chauffage du milieu interstellaire doivent faire appel à un taux d'ionisation élevé et à une abondance réduite du principal agent de refroidissement (Carbone) pour obtenir des températures de nuages en accord avec les mesures d'absorption 21 cm. Le calcul ci-dessus pourrait permettre de réduire l'écart entre théorie et observation.

Insistons sur l'emploi du conditionnel dans ce dernier paragraphe. De nombreux problèmes restent à résoudre : stabilité de l'émulsion nuage-internuage pendant quelque 10^8 ans ; influence du champ magnétique ; etc...

Bibliographie de la deuxième partie

- 1- Dalgarno, A. et McCray, R.A. 1972. Ann.Rev.Astr.Ap. 10,375
- 2- Saraph, H.E., Seaton, M.J. et Shemming, J. 1969. Phil.Trans.
Roy.Soc. 264A,77
- 3- Seaton, M.J. 1958. Rev.Mod.Phys. 30,1095
- 4- Seaton, M.J. 1955. Ann.Ap. 18,188
- 5- Gould, R.J. et Thakur, R.K. 1970 Ann.Phys. 61,351
- 6- Werner, M. 1970. Ap.Lett. 6,81
- 7- Jura, M. et Dalgarno, A. 1972. Ap.J. 174,365
- 8- Field, G.B. 1965. Ap.J. 142,531
- 9- Christy, R.F. Rev.Mod.Phys. Avr. 1964 p.555
- 10- Shu, F.H., Millione, V., Gebel, W., Yuan, C., Goldsmith, D.W., et Roberts,
W.W. 1972. Ap.J. 173,557

Légendes

- Table 1 - Variation avec la température des contributions individuelles à la fonction de refroidissement, ainsi que de la somme des contributions des collisions avec les atomes d'hydrogène et les électrons respectivement.
- Table 2 - Valeurs au voisinage du point C de T, p, x, et des cinq paramètres u,v,r,a,b utilisés dans la discussion de la stabilité.
- Figure 1 - Variation avec la température des fonctions Λ_H et Λ_e .
- Figure 2 - Courbes des états d'équilibre thermique pour un taux d'ionisation primaire $\zeta = 10^{-15} \text{ s}^{-1}$
 - a) avec une abondance normale du Carbone
 - b) avec l'abondance du Carbone réduite d'un facteur 10
- Figure 3 - Variation au voisinage du point C des paramètres utilisés dans l'analyse naïve de stabilité.
- Figure 4 - Taux de croissance des modes instables en fonction du nombre d'onde.
- Figure 5 - Taux de croissance avec une abondance réduite du Carbone
- Figure 6 - Taux de croissance au voisinage de p_{\max} .
- Figure 7 - Evolution dans le temps de la densité à partir d'un état initial situé sur la courbe d'équilibre au point $n=1.778$ $T=205 \text{ K}$
- Figure 8 - Evolution à partir des mêmes conditions initiales que précédemment, mais en imposant un équilibre d'ionisation instantané.

EQUILIBRE ISM X MOUS CARBONE NORMAL

T	H*C+	H*O	E*C+	E*SI+	E*FE+	LYA	H TOT	E TOT
12.	5.38-27	6.15-33	1.07-23	6.36-34	7.30-36	1.00-35	2.02-30	4.02-27
15.	2.98-26	5.57-31	4.62-23	5.68-31	3.81-35	1.00-35	1.12-29	1.73-26
19.	1.16-25	2.00-29	1.44-22	1.64-28	5.76-32	1.00-35	4.36-29	5.40-26
24.	3.42-25	3.43-28	3.47-22	1.27-26	2.04-29	1.00-35	1.28-28	1.30-25
30.	8.07-25	3.28-27	6.81-22	3.92-25	2.12-27	1.00-35	3.04-28	2.55-25
38.	1.60-24	1.97-26	1.14-21	5.83-24	8.24-26	1.00-35	6.07-28	4.26-25
48.	2.74-24	8.20-26	1.67-21	4.87-23	1.48-24	1.00-35	1.06-27	6.27-25
60.	4.21-24	2.54-25	2.21-21	2.56-22	1.43-23	1.00-35	1.69-27	8.36-25
75.	5.93-24	6.25-25	2.69-21	9.37-22	8.49-23	1.00-35	2.50-27	1.04-24
95.	7.78-24	1.28-24	3.08-21	2.55-21	3.44-22	1.00-35	3.48-27	1.25-24
120.	9.65-24	2.25-24	3.35-21	5.56-21	1.04-21	1.00-35	4.61-27	1.47-24
151.	1.15-23	3.53-24	3.49-21	1.01-20	2.49-21	1.00-35	5.85-27	1.71-24
191.	1.31-23	5.05-24	3.53-21	1.57-20	5.00-21	1.00-35	7.14-27	1.99-24
240.	1.46-23	6.72-24	3.47-21	2.19-20	8.71-21	1.00-35	8.44-27	2.28-24
302.	1.59-23	8.42-24	3.35-21	2.78-20	1.35-20	1.00-35	9.68-27	2.58-24
390.	1.70-23	1.01-23	3.18-21	3.28-20	1.90-20	1.00-35	1.08-26	2.86-24
479.	1.80-23	1.16-23	2.98-21	3.66-20	2.45-20	1.00-35	1.19-26	3.11-24
603.	1.88-23	1.30-23	2.76-21	3.90-20	2.97-20	1.00-35	1.28-26	3.33-24
759.	1.94-23	1.42-23	2.54-21	4.00-20	3.38-20	1.00-35	1.36-26	3.56-24
955.	2.00-23	1.53-23	2.32-21	3.99-20	3.68-20	1.00-35	1.42-26	3.83-24
1202.	2.04-23	1.62-23	2.11-21	3.89-20	3.85-20	1.00-35	1.48-26	4.13-24
1514.	2.08-23	1.69-23	1.91-21	3.72-20	5.91-20	1.00-35	1.52-26	4.46-24
1905.	2.10-23	1.75-23	1.72-21	3.50-20	3.86-20	1.00-35	1.56-26	4.77-24
2399.	2.13-23	1.80-23	1.55-21	3.27-20	3.74-20	1.00-35	1.59-26	5.03-24
3020.	2.15-23	1.95-23	1.39-21	3.02-20	3.56-20	1.00-35	1.62-26	5.20-24
3802.	2.16-23	1.88-23	1.25-21	2.76-20	3.34-20	1.79-32	1.64-26	5.26-24
4786.	2.17-23	1.91-23	1.12-21	2.52-20	3.11-20	1.17-29	1.65-26	5.22-24
6026.	2.18-23	1.93-23	1.00-21	2.29-20	2.86-20	2.01-27	1.67-26	5.09-24
7586.	2.19-23	1.94-23	8.96-22	2.07-20	2.62-20	1.20-25	1.68-26	5.00-24
9550.	2.20-23	1.96-23	8.01-22	1.85-20	2.39-20	3.09-24	1.69-26	7.71-24
12023.	2.20-23	1.97-23	7.15-22	1.67-20	2.16-20	4.09-23	1.69-26	4.52-23
15136.	2.20-23	1.98-23	6.38-22	1.50-20	1.95-20	3.17-22	1.70-26	3.21-22
19355.	2.21-23	1.99-23	5.70-22	1.35-20	1.76-20	1.62-21	1.70-26	1.62-21
23988.	2.21-23	1.99-23	5.08-22	1.21-20	1.58-20	5.90-21	1.70-26	5.90-21
30200.	2.21-23	2.00-23	4.53-22	1.08-20	1.42-20	1.65-20	1.71-26	1.65-20

Table 1

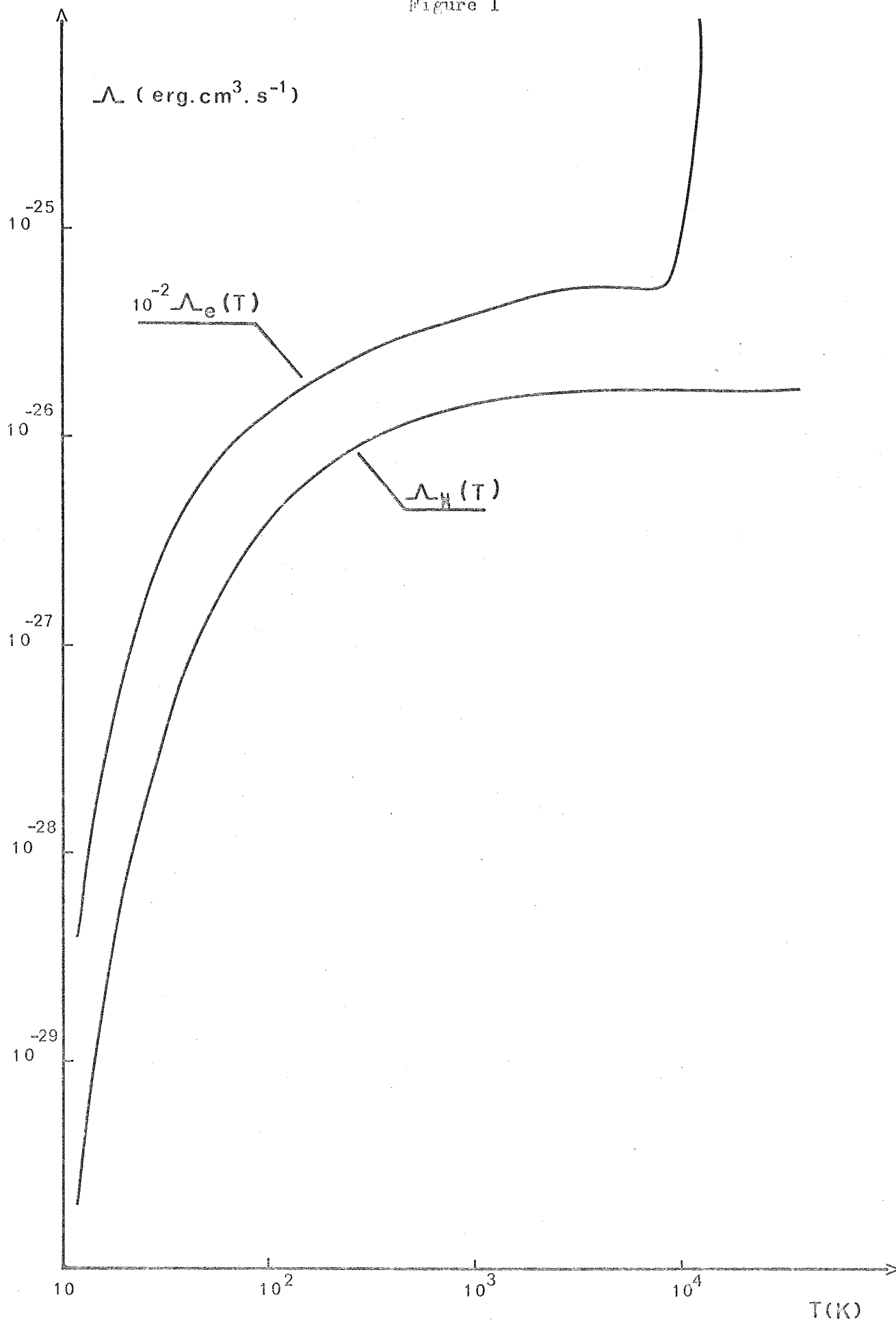
EQUILIBRE ISM X MOUS CARBONE NORMAL

ZETA= 1.00-15

DEPC= 1.00+00

NH	T	F	X	ITER	U	V	R	A	B
1.0000	375.23	375.25	.02430	2	-8.976-13	7.809-13	1.830-13	6.414-13	2.908-13
1.0471	355.73	372.49	.02344	2	-9.111-13	8.067-13	1.917-13	7.016-13	3.003-13
1.0935	337.62	370.20	.02259	2	-9.180-13	8.309-13	2.004-13	7.671-13	3.097-13
1.1402	320.65	368.13	.02180	2	-9.233-13	8.530-13	2.093-13	8.365-13	3.191-13
1.1873	304.76	366.40	.02104	2	-9.268-13	8.790-13	2.184-13	9.094-13	3.285-13
1.2350	289.87	364.92	.02032	2	-9.288-13	9.028-13	2.276-13	9.856-13	3.378-13
1.2833	275.30	363.70	.01963	2	-9.295-13	9.262-13	2.371-13	1.065-12	3.470-13
1.3324	262.79	362.75	.01899	2	-9.292-13	9.495-13	2.469-13	1.147-12	3.561-13
1.3824	250.48	362.05	.01835	2	-9.276-13	9.719-13	2.567-13	1.231-12	3.650-13
1.4336	239.55	362.57	.01768	2	-9.169-13	9.866-13	2.674-13	1.313-12	3.716-13
1.4869	229.07	363.05	.01707	2	-9.148-13	1.005-12	2.787-13	1.396-12	3.788-13
1.5429	219.10	363.62	.01648	2	-9.118-13	1.022-12	2.903-13	1.481-12	3.858-13
1.6015	209.61	364.26	.01591	2	-9.088-13	1.040-12	3.022-13	1.569-12	3.928-13
1.7078	200.56	364.96	.01537	2	-9.059-13	1.057-12	3.144-13	1.657-12	3.998-13
1.8187	191.94	365.73	.01486	2	-9.029-13	1.074-12	3.269-13	1.749-12	4.068-13
1.9055	183.71	366.54	.01437	2	-8.998-13	1.092-12	3.397-13	1.843-12	4.137-13
2.0693	175.85	367.41	.01389	2	-8.967-13	1.109-12	3.529-13	1.939-12	4.207-13
2.1873	168.30	368.33	.01344	2	-8.934-13	1.126-12	3.664-13	2.039-12	4.278-13
2.2939	161.20	369.29	.01300	2	-8.897-13	1.144-12	3.803-13	2.141-12	4.349-13
2.3989	154.53	370.74	.01255	2	-8.793-13	1.157-12	3.951-13	2.243-12	4.404-13
2.5119	148.20	372.45	.01211	2	-8.700-13	1.168-12	4.109-13	2.345-12	4.454-13
2.6303	142.25	374.15	.01170	2	-8.617-13	1.181-12	4.273-13	2.452-12	4.508-13
2.7542	136.47	375.87	.01130	2	-8.512-13	1.195-12	4.441-13	2.563-12	4.564-13
2.8840	130.94	377.63	.01092	2	-8.380-13	1.209-12	4.614-13	2.679-12	4.621-13
3.0200	125.64	379.43	.01055	2	-8.213-13	1.223-12	4.791-13	2.801-12	4.680-13
3.1623	120.57	381.28	.01020	2	-8.006-13	1.238-12	4.973-13	2.930-12	4.742-13
3.3113	115.73	383.21	.00980	2	-7.744-13	1.254-12	5.159-13	3.067-12	4.805-13
3.4674	111.11	385.25	.00954	2	-7.417-13	1.270-12	5.350-13	3.212-12	4.871-13
3.6308	106.71	387.42	.00923	2	-7.014-13	1.287-12	5.546-13	3.367-12	4.939-13
3.8019	102.52	389.77	.00893	2	-6.526-13	1.304-12	5.747-13	3.531-12	5.008-13

Figure 1



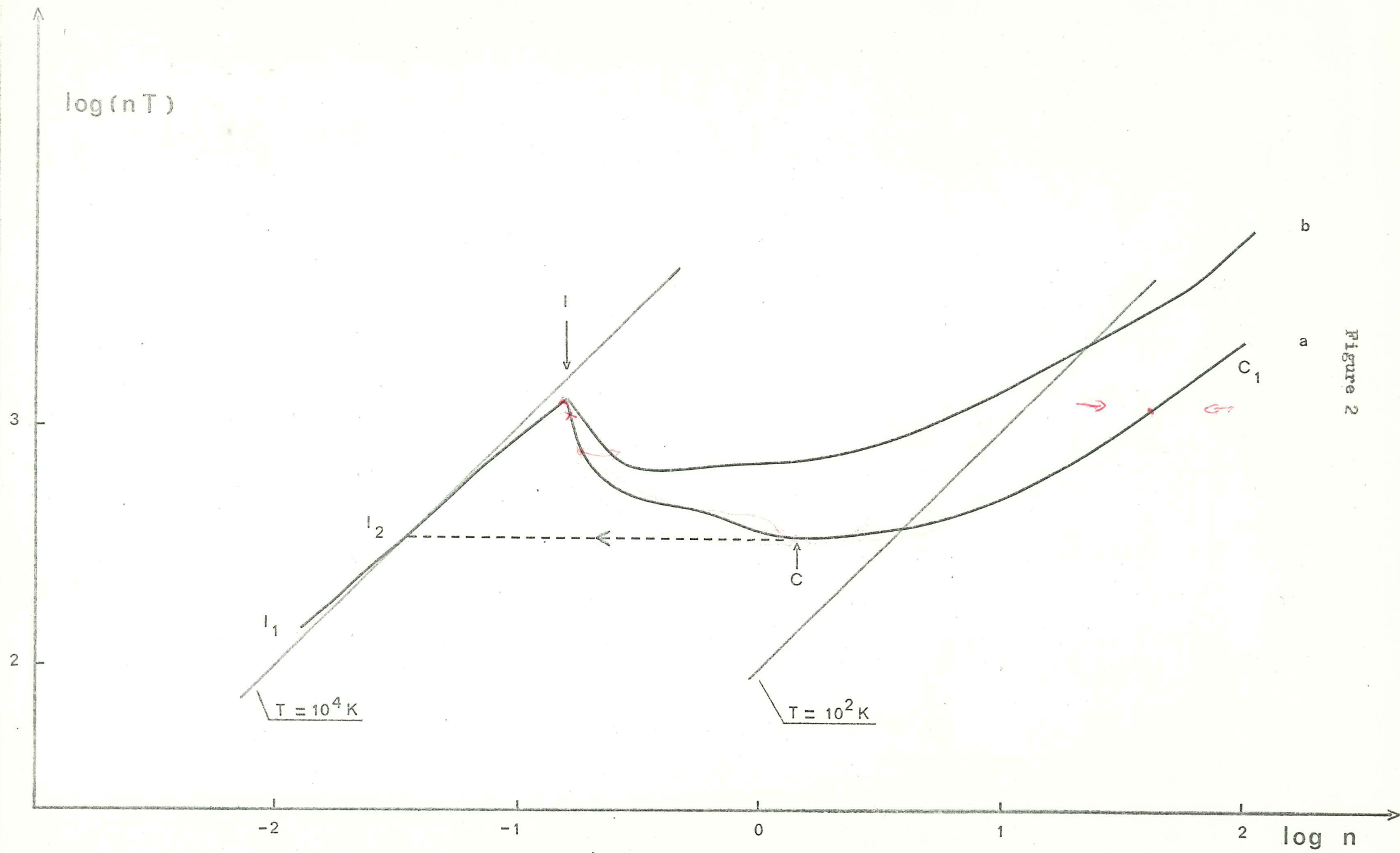


Figure 2

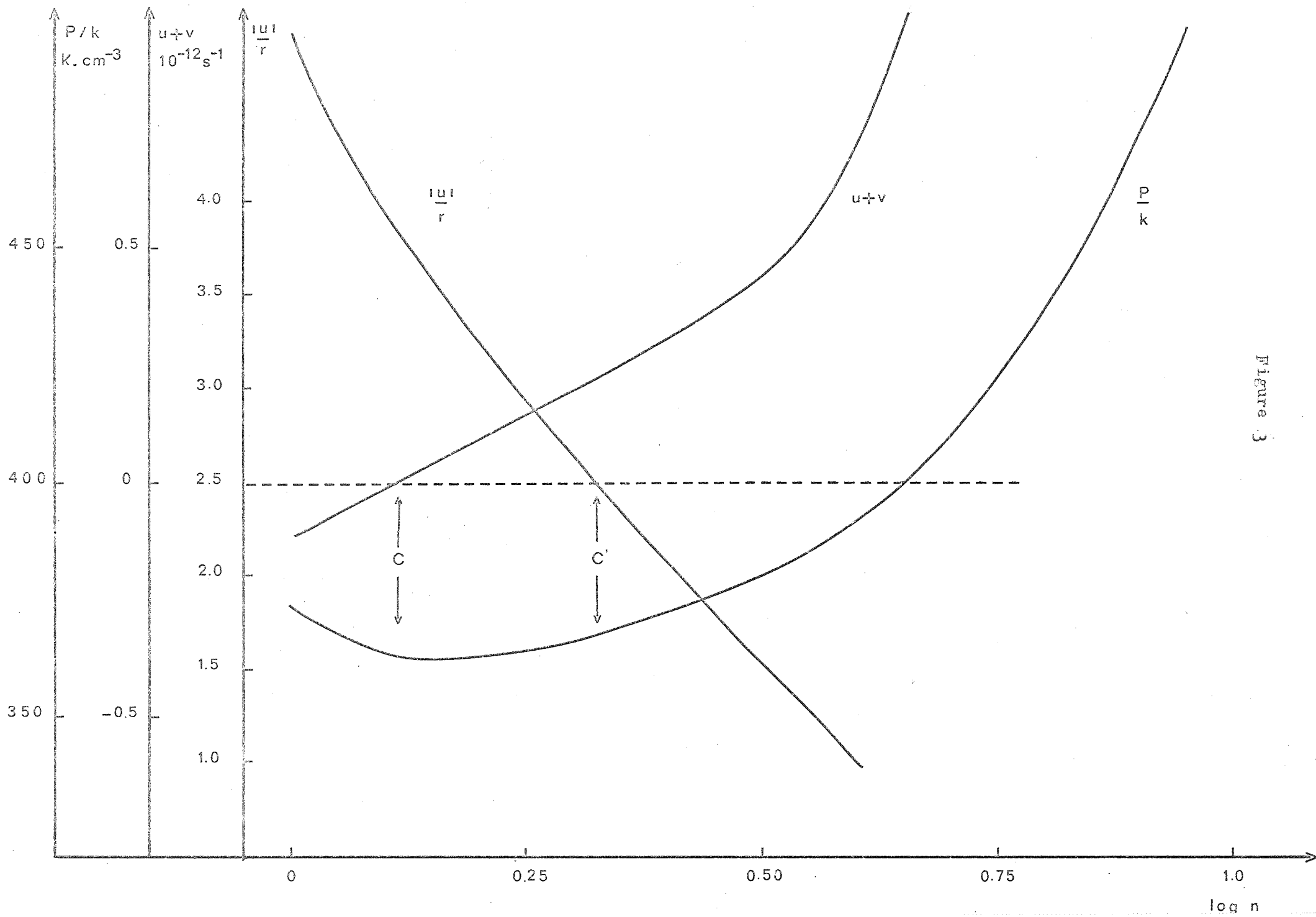


Figure 3

Figure 4

1 $n = 1.51$

2 $n = 1.91$

3 $n = 2.40$

4 $n = 3.02$

$\log \operatorname{Re}(s)$

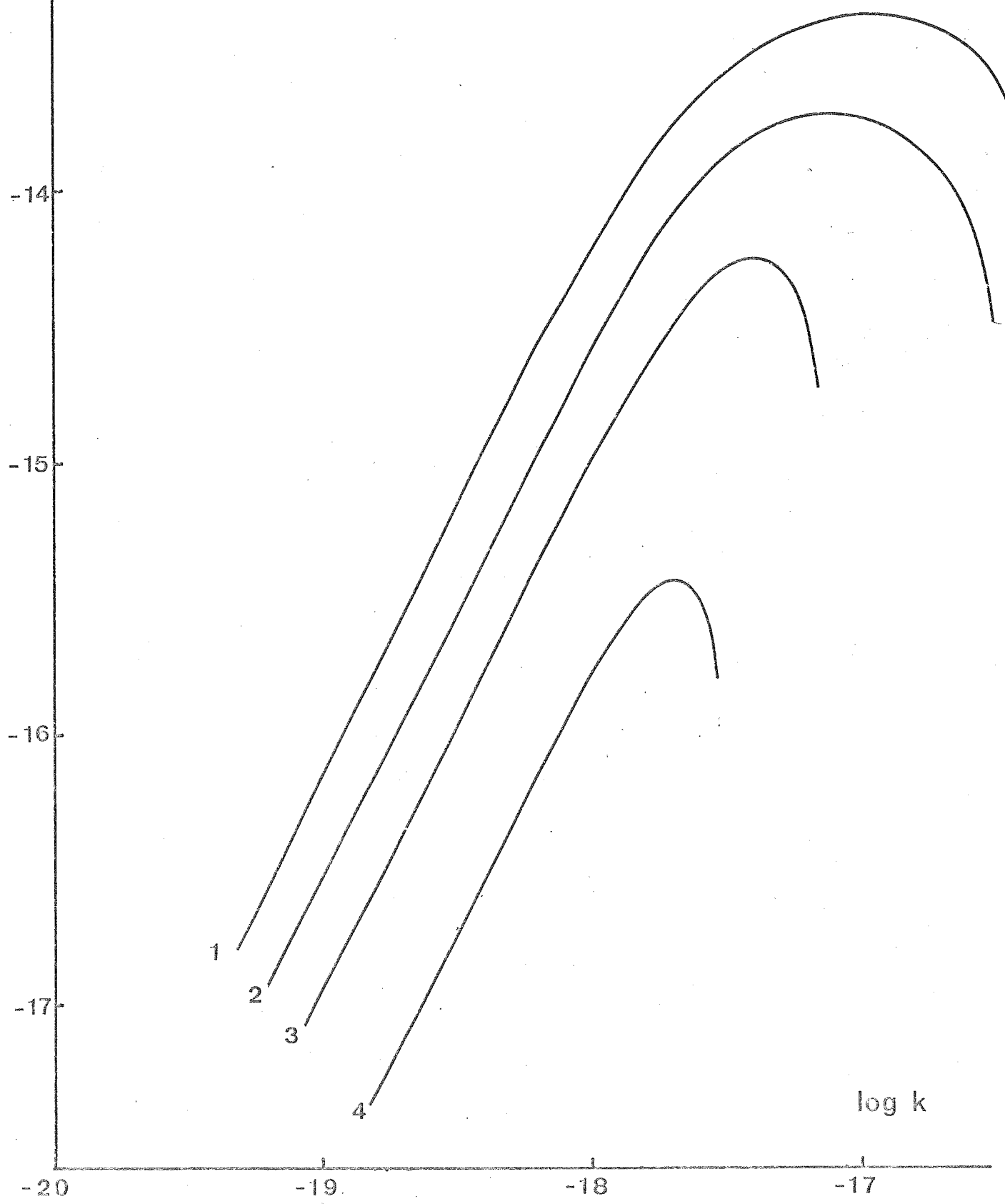


Figure 5

1 $n = 0.4$

2 $n = 0.5$

3 $n = 0.63$

4 $n = 0.8$

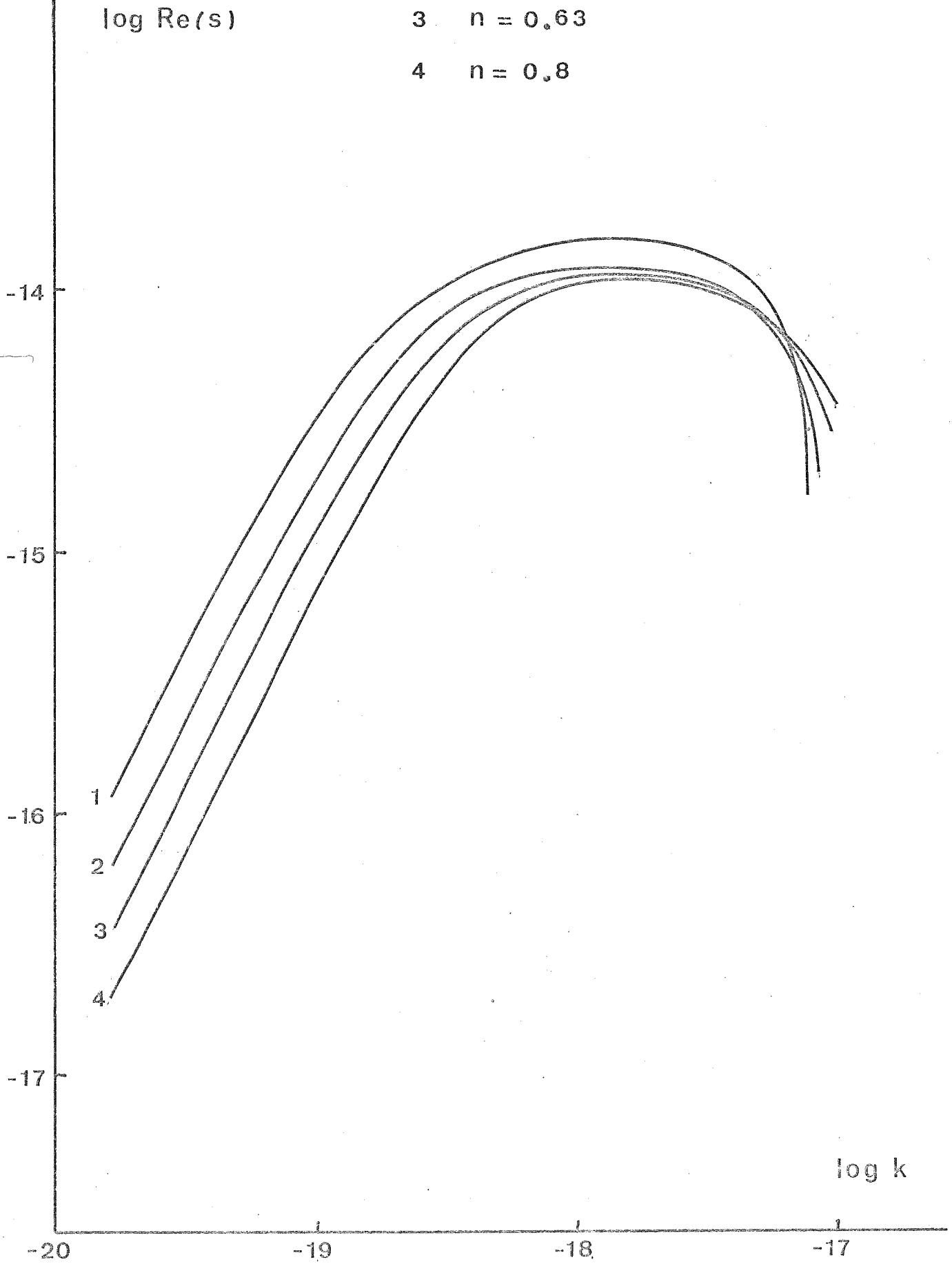


Figure 6

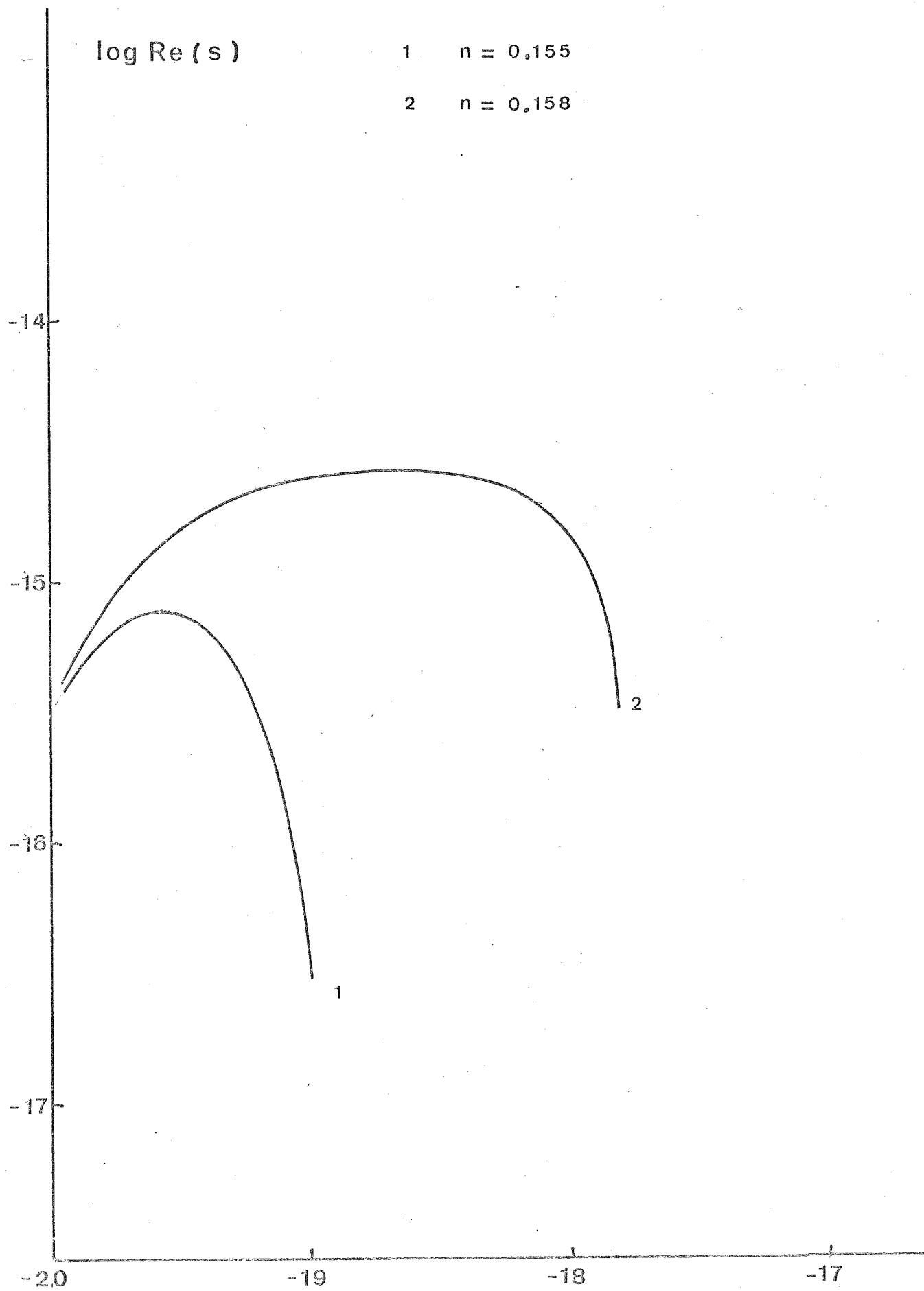


Figure 7

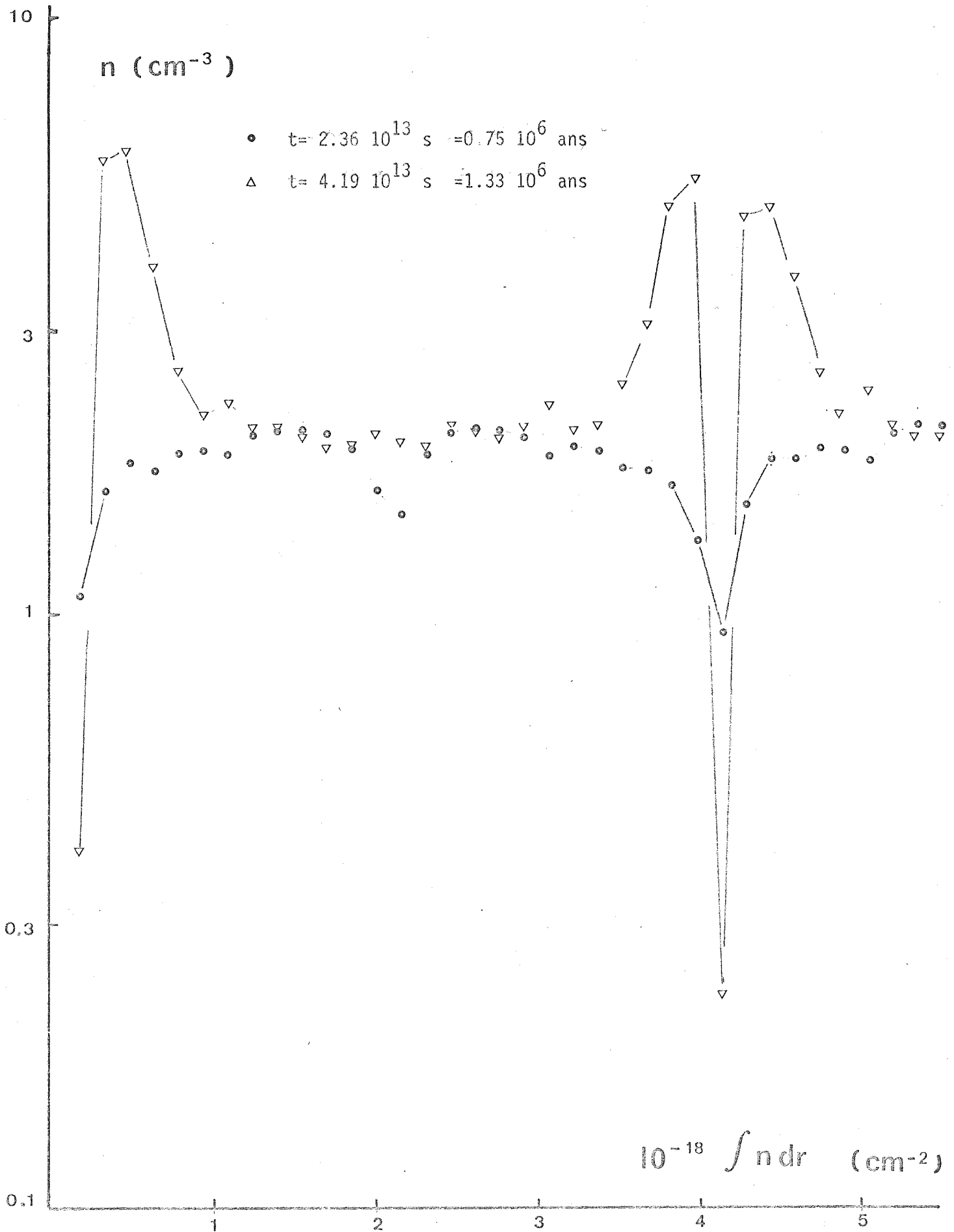
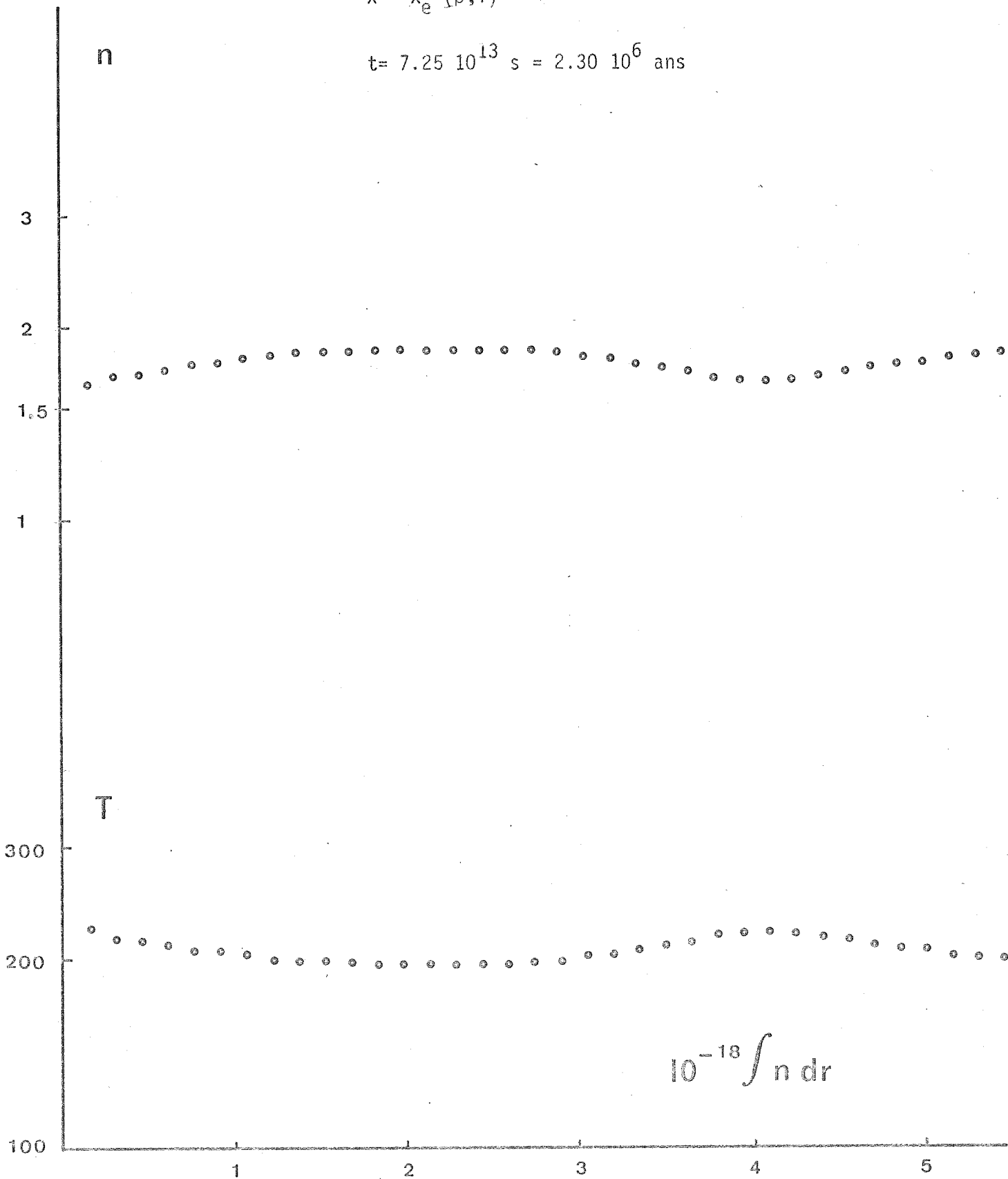


Figure 8

$$x = x_e(\rho, T)$$

$$t = 7.25 \cdot 10^{13} \text{ s} = 2.30 \cdot 10^6 \text{ ans}$$



Je tiens à remercier E.J. Blum pour m'avoir permis de travailler dans son service, J. Lequeux pour avoir encouragé et discuté ce travail, ainsi que M. Guélin pour de nombreuses discussions.

Je remercie les membres de l'équipe de Radioastronomie et spécialement ceux de Nançay sans qui aucune observation n'aurait été possible.