

50376

N° d'ordre 497

1974

172

50376

1974

172

# THESE

*présentée à*

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES  
ET DES TECHNIQUES DE LILLE

*pour obtenir le titre de*

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ

*par*

BROGNIEZ Gérard

\*

## ETUDE ET REALISATION

### D'UN SYSTEME DE SONDAGE DU PROFIL VERTICAL DE TEMPERATURE DE LA BASSE ATMOSPHERE

### A PARTIR DU SOL

### PAR RADIOMETRIE INFRAROUGE



Soutenu le déc. 1974 devant la Commission d'examen

*Membres du Jury*

M.	J. SCHILTZ	Président
Mme	J. LENOBLE	Rapporteur
M.	M. HERMAN	Examineur
M.	M. DELHAYE	Membre invité
Mme	E. SPITZLEI	Membre invité

A ma femme.

A mes parents.

Ce travail a fait l'objet d'une convention, financée par la Direction des Recherches et Moyens d'Essais (D.R.M.E.) et passée avec le laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE I.

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille , sous la direction de Madame LENOBLE , Professeur. Qu'elle reçoive ici l'expression de mes sentiments de profonde reconnaissance pour les constants encouragements et les précieux conseils qu'elle m'a donnés.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur SCHILTZ qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury, ainsi que Monsieur HERMAN, Maître de Conférences et Monsieur le Professeur DELHAYE qui ont accepté de juger mon travail.

Je tiens à remercier Madame SPITZLEI , Responsable de la Division Sciences du Globe à la Direction des Recherches et Moyens d'Essais, qui m'a fait l'honneur de participer au Jury.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur DESCHAMPS , Monsieur LASNE et Monsieur VANHOUTTE pour leur précieuse collaboration sans laquelle ce travail n'aurait été possible.

Je tiens également à remercier tous mes collègues de laboratoire, ainsi que le personnel technique de l'U.E.R. , pour leur aide amicale.

Que Monsieur MANHOUT, Chef du Département d'Aéronomie à l'Institut Royal Météorologique de Bruxelles-Uccle , qui m'a permis d'utiliser ses installations, trouve ici l'expression de mes remerciements.

## SOMMAIRE

### INTRODUCTION

### CHAPITRE I - PRESENTATION DU PROBLEME

#### I - Rappels

- 1) Equation de transfert
- 2) Application au rayonnement de grande longueur d'onde dans la basse atmosphère
- 3) Cas d'une atmosphère plan - parallèle

#### II - Intégration de l'équation de transfert

#### III - Position du problème

#### IV - Les absorbants atmosphériques dans le domaine du rayonnement terrestre

- 1) L'absorption par les gaz atmosphériques
- 2) L'absorption par les aérosols

#### V - Choix de la bande d'absorption

- 1) Choix de l'absorbant
- 2) Choix de l'intervalle spectral

#### VI - Températures apparentes

### CHAPITRE II - FONCTION DE TRANSMISSION

#### I - Etude de la distribution avec l'altitude de la concentration des principaux absorbants atmosphériques

- 1) Le gaz carbonique
- 2) Les absorbants parasites

#### II - Etude de la fonction de transmission

- 1) Transmission du gaz carbonique
- 2) Transmission de la vapeur d'eau

#### III - Polynômes de W.L.SMITH

- 1) Développement du modèle polynômial
- 2) Test du modèle
- 3) Résultats
- 4) Choix du nombre d'onde dans la bande  $15\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$

#### IV - Pression et température équivalentes

#### V - Intégration sur le filtre

- 1) Rayonnement intégré
- 2) Transmission intégrée
- 3) Conséquence

### CHAPITRE III- APPAREILLAGE

#### I - Description de l'appareillage

- 1) Partie optique
- 2) Partie électronique
- 3) Partie mécanique

#### II - Performances du radiomètre

- 1) Evaluation de l'énergie reçue par le détecteur
- 2) Sensibilité - Bruit théorique
- 3) Mesure du bruit

### CHAPITRE IV - CALCUL DIRECT

#### I - Introduction

#### II - Choix de profils types rencontrés en basse atmosphère

#### III - Intégration numérique

#### IV - Températures apparentes relatives aux profils types choisis

#### V - Conclusion

### CHAPITRE V - PREMIERS ESSAIS DE MESURES

#### I - Mesures

#### II - Résultats

#### III - Discussion

#### IV - Conclusion

### CHAPITRE VI - PROBLEME DE L'INVERSION

#### I - Introduction

#### II - Méthode itérative de correction sur les gradients

#### III - Méthode analytique

#### IV - Conclusion

### CONCLUSION

## INTRODUCTION

Depuis que KAPLAN (Réf. 2), en 1959, a signalé la possibilité d'obtenir le profil vertical de température et d'humidité de l'atmosphère terrestre à partir de mesures infrarouges faites dans les bandes d'absorption du  $\text{CO}_2$  ( $4,3 \mu\text{m}$  et  $15 \mu\text{m}$ ) et de la vapeur d'eau ( $6,3 \mu\text{m}$ ), de nombreux travaux ont été consacrés au problème du sondage thermique de l'atmosphère.

Ceci s'applique avec succès au cas du sondage à partir de satellite, et permet dès à présent une exploitation opérationnelle. Ces expériences donnent un profil de température sur toute l'atmosphère, profil qui devient imprécis dans les basses couches que nous nous proposons d'étudier ici.

Nous nous sommes posé le problème de l'application d'une technique similaire, mais à partir du sol.

Les applications envisagées sont alors évidentes: dans ce cas on peut avoir une très grande fréquence de mesures en un point donné et donc étudier des problèmes ayant une évolution aléatoire, ce qui se produit dans les basses couches de l'atmosphère (par exemple couche limite, pollution d'un site, échanges océan-atmosphère et sol-atmosphère). Il est également envisageable qu'un tel sondeur puisse être utilisé en station automatique pour compléter les informations des sondages satellites.

Dans cette étude, après une adaptation de la solution de l'équation du transfert radiatif à notre cas, nous nous sommes attachés à préciser nos conditions de travail:

- balayage angulaire à fréquence fixe,
- choix de l'absorbant, de la fréquence et de la fonction de transmission .

Nous avons ensuite testé divers profils de température connus afin de nous rendre compte de la possibilité d'inverser nos mesures.

Un sondeur infrarouge a été construit et des mesures de rayonnement ont été comparées aux résultats obtenus à l'aide des données de ballons-sonde lâchés simultanément à ces mesures.

CHAPITRE I

PRESENTATION DU PROBLEME

## I - RAPPELS

### 1/ Equation de transfert

Pour un nombre d'onde  $\nu$  donné la luminance énergétique monochromatique du rayonnement au point M et dans la direction  $\vec{s}$ , que nous nommons  $I_\nu(M, \vec{s})$  est régie par l'équation générale du transfert (réf. 1)

$$\frac{\partial I_\nu(M, \vec{s})}{\partial s} = - K_\nu(M) (I_\nu(M, \vec{s}) - J_\nu(M, \vec{s})) \quad , \quad (1)$$

où  $K_\nu(M)$  représente le coefficient d'absorption total en M et  $J_\nu(M, \vec{s})$  est appelé fonction source pour la direction  $\vec{s}$  au point M.

### 2/ Application au rayonnement de grande longueur d'onde dans la basse atmosphère

On admet généralement pour le rayonnement de grande longueur d'onde dans l'atmosphère que la diffusion est négligeable c'est à dire que

$$K_\nu(M) = N(M) k_\nu \quad , \quad (2)$$

$k_\nu$  représentant le coefficient d'absorption moléculaire et  $N(M)$  la densité de molécules absorbantes.

De plus, la basse atmosphère peut être supposée en équilibre thermodynamique local, hypothèse valable jusqu'à une altitude de 50 à 60 km ; on peut alors écrire

$$J_\nu(M, \vec{s}) = B_\nu(T(M)) \quad ; \quad (3)$$

$B_\nu(T(M))$  est la luminance énergétique monochromatique du corps noir à la température  $T(M)$ .

### 3/ Cas d'une atmosphère plan parallèle

En outre nous supposerons une atmosphère plan-parallèle. Dans ce cas, un point M est défini par sa seule coordonnée altitude  $z$ .

La fonction source étant maintenant isotrope, les phénomènes sont de révolution autour de la verticale, et une direction  $\vec{s}$  peut-être repérée uniquement par l'angle  $\theta$  avec la verticale ; alors  $ds = \frac{dz}{\mu}$  ( $\mu = \cos\theta$ ) ; et il vient :

$$\mu \frac{\partial I_v(z, \mu)}{\partial z} = - N(z) k_v \left( I_v(z, \mu) - B_v(T(z)) \right) \quad (4)$$

### II - INTEGRATION DE L'EQUATION DE TRANSFERT

Dans l'équation (4), nous pouvons séparer le rayonnement montant  $I_v(z, \mu > 0)$  que nous noterons  $I^+$  et le rayonnement descendant  $I_v(z, \mu < 0)$  noté  $I^-$  ; si l'on pose  $u = |\cos\theta|$ , nous obtenons

$$u \frac{\partial I_v^+(z, u)}{\partial z} = - N(z) k_v \left( I_v^+(z, u) - B_v(T(z)) \right) \quad (5a)$$

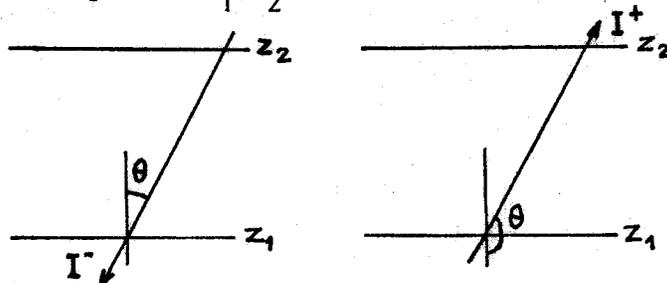
$$u \frac{\partial I_v^-(z, u)}{\partial z} = N(z) k_v \left( I_v^-(z, u) - B_v(T(z)) \right) \quad (5b)$$

Une intégration formelle de ces équations différentielles aboutit aux solutions :

$$I_v^+(z, u) = I_v^+(0, u) \cdot t_v(0, z; u) + \int_0^z B_v(T(\zeta)) \frac{\partial t_v(\zeta, z; u)}{\partial \zeta} d\zeta, \quad (6a)$$

$$I_v^-(z, u) = I_v^-(\infty, u) \cdot t_v(z, \infty; u) - \int_z^\infty B_v(T(\zeta)) \frac{\partial t_v(z, \zeta; u)}{\partial \zeta} d\zeta, \quad (6b)$$

où  $t_v(z_1, z_2; u) = \exp\left\{-\frac{1}{u} \int_{z_1}^{z_2} N(\zeta) k_v d\zeta\right\}$  représente la transmission de la couche d'atmosphère  $(z_1, z_2)$  traversée sous l'angle  $\theta$  ( $u = |\cos\theta|$ )



### III - POSITION DU PROBLEME

Dans les équations (6a) et (6b), le rayonnement monochromatique s'exprime à l'aide d'une intégrale qui fait intervenir le produit de deux

fonctions :

$B_{\nu}(T(\zeta))$  : fonction de PLANCK dépendant du profil de température  $T(\zeta)$

$\frac{\partial t_{\nu}(\zeta, z; u)}{\partial \zeta}$  ou  $\frac{\partial t_{\nu}(z, \zeta; u)}{\partial \zeta}$  dérivées de la transmission, qui dépendent essentiellement du profil vertical de concentration du gaz absorbant.

Le problème général des sondages radiométriques est le suivant : étant donné un certain nombre de mesures de luminance énergétique  $I_{\nu}^{\pm}(z, u)$  effectuées à plusieurs nombres d'onde  $\nu_i$

ou à plusieurs angles d'incidence  $\theta_i$ , est-il possible de retrouver avec une précision acceptable l'une ou l'autre des deux fonctions figurant dans l'intégrale ? Ce problème est appelé problème d'inversion et dans le cas de l'atmosphère deux possibilités se présentent :

- déterminer le profil vertical de température, connaissant la concentration du gaz absorbant
- déterminer le profil vertical de concentration d'un gaz connaissant le profil vertical de température.

Dans le premier cas il faut utiliser comme absorbant un gaz dont la concentration est connue et relativement stable, par exemple  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ . On peut utiliser les mesures de températures obtenues dans ce premier cas, pour essayer de résoudre le second type de problème c'est à dire de déterminer des concentrations de gaz qui sont plus variables par exemple  $H_2O$ ,  $O_3$ .

Ces problèmes d'inversion de mesures de rayonnement ont déjà été largement étudiés (réf. 2) lorsqu'on se place en dehors de l'atmosphère et que l'on mesure le rayonnement sortant.

C'est l'objet de nombreuses expériences d'applications embarquées à bord de satellites terrestres artificiels (réf. 3) ou pour l'observation d'autres atmosphères planétaires (réf. 4) en utilisant des mesures à diverses fréquences  $\nu_i$ .

Le rayonnement montant est alors de la forme

$$I_{\nu_i}^+(Z, u) = I_{\nu_i}^s \cdot t_{\nu_i}(0, Z; u) + \int_0^Z B_{\nu_i}(T(\zeta)) \frac{\partial t_{\nu_i}(\zeta, Z; u)}{\partial \zeta} d\zeta \quad (7)$$

Z étant l'altitude d'observation,  $I_{\nu_i}^S$  la luminance du sol à la fréquence  $\nu_i$ .

Nous nous proposons d'étudier un aspect légèrement différent du problème, c'est à dire d'effectuer un sondage de température de la basse atmosphère à partir du sol jusqu'à une altitude de l'ordre de 2000 mètres. Nous effectuerons les mesures pour un nombre d'onde  $\nu$  fixé et donc en faisant varier la direction  $\theta$ , ceci en raison de deux avantages pratiques :

- 1/ Utilisation d'un filtre interférentiel unique.
- 2/ Variation continue des paramètres plus facile à réaliser par balayage sur  $\theta_i$  que sur  $\nu_i$ .

Le rayonnement descendant jusqu'à l'altitude  $z = 0$  que nous noterons  $I_{\nu}^-(u_i)$  est alors de la forme

$$I_{\nu}^-(u_i) = - \int_0^{\infty} B_{\nu}(T(\zeta)) \frac{\partial t_{\nu}(0, \zeta; u_i)}{\partial \zeta} d\zeta \quad (8)$$

En effet le rayonnement à l'infini  $I_{\nu}^-(\infty, u)$ , qui correspond à celui de l'espace interstellaire est équivalent à celui d'un corps noir à une température proche du zéro absolu ( $\sim 4K$ ) et on pourra pratiquement admettre que  $I_{\nu}^-(\infty, u) \equiv 0$  dans l'infrarouge.

#### Remarque

Les relations (7) et (8) donnant le rayonnement montant et le rayonnement descendant font intervenir les fonctions

$$W_{\nu}^+(\zeta; u) = \frac{\partial t_{\nu}(\zeta, Z; u)}{\partial \zeta} \quad (9a) \quad \text{et} \quad W_{\nu}^-(\zeta; u) = - \frac{\partial t_{\nu}(0, \zeta; u)}{\partial \zeta} \quad (9b)$$

que nous nommerons fonctions poids car la contribution d'une couche atmosphérique à la luminance énergétique lui est proportionnelle. La figure 1 montre l'allure typique des fonctions poids  $W_{\nu}^{\pm}(\zeta; u)$  : dans le cas des mesures effectuées du haut de l'atmosphère, elle présente un maximum à une certaine altitude dépendant du nombre d'onde du rayonnement ou de son incidence, alors que pour le rayonnement reçu au sol elle est continuellement décroissante. Cette différence fondamentale est due à la décroissance de la transmission avec l'augmentation du trajet conjuguée avec la raréfaction du nombre de molécules absorbantes en

altitude . Lors de l'inversion, la précision à espérer au sol sera inférieure. Par ailleurs, il est à prévoir qu'au lieu d'avoir une erreur du même ordre de grandeur sur tout le sondage, si les altitudes des maximums des fonctions sont bien choisies, cette erreur ira en croissant avec l'altitude.

Ceci indique que le problème dans le cas du rayonnement descendant est à priori moins bien conditionné. Le problème du sondage nécessite une très bonne connaissance de la "fonction poids" c'est à dire de la transmission atmosphérique, ce qui demande une étude détaillée des absorbants de l'atmosphère, de leurs concentration et de leurs fréquences d'absorption dans le domaine du rayonnement terrestre, ce que nous nous proposons d'étudier dans le chapitre III.

#### IV - LES ABSORBANTS ATMOSPHERIQUES DANS LE DOMAINE DU RAYONNEMENT TERRESTRE

Deux processus interviennent dans le phénomène d'absorption en infrarouge

- l'absorption moléculaire par les différents gaz composant l'atmosphère
- l'absorption par les aérosols atmosphériques.

##### 1 - L'absorption par les gaz atmosphériques

La figure 2 présente une série de spectres montrant les régions d'absorption intense des radiations infrarouges par les molécules présentes dans l'atmosphère terrestre (réf. 5).

Au dessus de la courbe "spectre solaire" sont représentés les spectres de laboratoire relatifs à ces molécules.

On voit que les absorbants sont essentiellement le gaz carbonique, la vapeur d'eau, l'ozone et des constituants minoritaires tels que par exemple  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{HDO}$ .

La figure 3a donne également une courbe typique d'absorption atmosphérique telle qu'elle se manifeste dans l'étude du spectre solaire ou de la poursuite optique de satellite.

La figure 3b représente une courbe d'absorption atmosphérique globale pour un trajet horizontal à l'altitude zéro. Il ne s'agit pas bien sûr de courbes universelles car la part relative des deux principaux éléments absorbants ( $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$  vapeur) peut modifier profondément les intensités relatives des différentes bandes. Cependant, on distingue

la position des bandes et les fenêtres atmosphériques, régions où l'absorption est minimum. Les principales bandes d'absorption du  $\text{CO}_2$  se situent à  $2,7 \mu\text{m}$ ,  $4,3 \mu\text{m}$  et  $15 \mu\text{m}$ , on trouve celles de la vapeur d'eau notamment vers  $2,7 \mu\text{m}$ ,  $6,3 \mu\text{m}$  et vers  $15 \mu\text{m}$  des bandes rotationnelles.

## 2 - L'absorption par les aérosols

Il existe aussi une absorption par les aérosols dont nous ne pouvons pas à priori négliger l'influence sur l'absorption atmosphérique.

La nature très diverse des aérosols atmosphériques : brumes, brouillards, poussières.... nous amènera par la suite à utiliser des modèles correspondant à des situations physiques bien déterminées.

## V - CHOIX DE LA BANDE D'ABSORPTION

### 1 - Choix de l'absorbant

Dans le domaine du rayonnement infrarouge terrestre, les principaux absorbants en basse atmosphère sont donc le gaz carbonique et la vapeur d'eau. Or nous nous devons d'utiliser l'émission d'un gaz absorbant dont la concentration est connue et relativement stable.

Le gaz carbonique présente ces caractéristiques. Nous choisirons donc une bande d'absorption de ce gaz afin d'étudier l'émission infrarouge de la basse atmosphère.

Toutefois, principalement en basse atmosphère, nous nous heurterons aux émissions parasites de la vapeur d'eau et des aérosols, constituants dont la concentration dépend fortement des aléas météorologiques.

La transmission atmosphérique sera donc représentée pour chaque fréquence par

$$t_v(o, z; u) = t_v^{\text{CO}_2}(o, z; u) \cdot t_v^{\text{H}_2\text{O}}(o, z; u) \cdot t_v^{\text{aérosols}}(o, z; u). \quad (10)$$

## 2 - Choix de l'intervalle spectral

Dans la zone du rayonnement terrestre, nous trouvons les bandes d'absorption du gaz carbonique à 4,3  $\mu\text{m}$  et 15  $\mu\text{m}$  (fig. 2). Pour des raisons purement matérielles, nous avons choisi la zone 15  $\mu\text{m}$ , car elle se trouve proche de la fenêtre atmosphérique 8-12  $\mu\text{m}$  qui fait l'objet de nombreuses études au laboratoire et pour laquelle nous bénéficierons par conséquent des techniques développées.

## VI - TEMPERATURES APPARENTES

Il nous est possible de caractériser le rayonnement descendant par une température ; elle serait celle d'un corps noir émettant ce même rayonnement. Nous nommerons cette température la température apparente  $\tau$  ; elle est définie par étalonnage.

$I_{\nu}(u)$  est donc exprimé par  $\tau(u)$  de la manière suivante

$$I_{\nu}(u) = B_{\nu}(\tau(u)) \quad (11)$$

La transformation de l'équation (8) est aisément réalisable si l'on considère que les variations de  $B_{\nu}(T)$  avec  $T$  sont linéaires dans le domaine de températures et dans la zone de nombres d'onde rencontrés, comme le montre la figure 4 qui donne, pour divers nombres d'onde  $\nu$  compris entre 650 et 800  $\text{cm}^{-1}$ , c'est à dire situés dans la bande 15  $\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ , la variation de la fonction de PLANCK avec la température, entre 260 K et 300 K, ordre de grandeur des températures rencontrées en basse atmosphère.

Nous pouvons donc considérer qu'au premier ordre la variation de  $B_{\nu}(T)$  avec  $T$  est linéaire et écrire

$$B_{\nu}(T) = B_{\nu}(T(o)) + (T-T(o)) \left( \frac{\partial B_{\nu}(T)}{\partial T} \right)_{T=T(o)} \quad (12)$$

et 
$$I_{\nu}(u_i) = B_{\nu}(\tau(u_i)) = B_{\nu}(T(o)) + (\tau_{\nu}(u_i) - T(o)) \left( \frac{\partial B_{\nu}(\tau)}{\partial T} \right)_{T=T(o)} \quad (12)$$

$T(o)$  étant une température que l'on connaît, en l'occurrence la température au sol.

On obtient alors, à partir de (8) à l'aide de la relation (11)

$$B_v(T(o)) + (\tau_v(u_i) - T(o)) \left( \frac{\partial B_v(T)}{\partial T} \right)_{T=T(o)} = - \int_0^\infty \left[ B_v(T(o)) + (T(z) - T(o)) \left( \frac{\partial B_v(T)}{\partial T} \right)_{T=T(o)} \right] \frac{\partial t_v(o, z; u_i)}{\partial z} dz \quad (14)$$

Le développement donne :

$$\tau_v(u_i) = - \int_0^\infty T(z) \frac{\partial t_v(o, z; u_i)}{\partial z} dz + t_v(o, \infty; u_i) \cdot T_v^*(o) \quad (15)$$

avec

$$T_v^*(o) = T(o) - \frac{B_v(T(o))}{\left( \frac{\partial B_v(T)}{\partial T} \right)_{T=T(o)}} \quad (16)$$

Nous pouvons exprimer cette relation différemment en mettant en évidence les transmissions et non plus leurs dérivées, ce qui sera beaucoup plus aisé à mettre en oeuvre.

Une intégration par parties donne immédiatement

$$\tau_v(u_i) = T_o^+(u_i) + \int_0^\infty \tilde{t}_v(o, z; u_i) \frac{\partial T(z)}{\partial z} dz \quad (17)$$

$$\text{avec } T_o^+(u_i) = T(o) - t_v(o, \infty; u_i) \frac{B_v(T(o))}{\left( \frac{\partial B_v(T)}{\partial T} \right)_{T=T(o)}} \quad (18)$$

$$\text{et } \tilde{t}_v(o, z; u_i) = t_v(o, z; u_i) - t_v(o, \infty; u_i) \quad (19)$$

C'est cette relation (17) que nous exploiterons par la suite.

CHAPITRE II

FONCTION DE TRANSMISSION

I - ETUDE DE LA DISTRIBUTION AVEC L'ALTITUDE DE LA CONCENTRATION DES PRINCIPAUX ABSORBANTS ATMOSPHERIQUES

1 - Le gaz carbonique

La concentration volumique moyenne du gaz carbonique peut-être considérée comme relativement constante dans l'espace et dans le temps. Elle est de l'ordre de 315 ppm en basse atmosphère (tableau 1) (réf. 6). Pour la stratosphère des valeurs de concentration en différents endroits de la planète et à différentes périodes sont portées au tableau 2 (réf. 7) et indiquent une concentration moyenne stratosphérique de l'ordre de 310 ppm.

Des variations aléatoires de concentration existent néanmoins. En effet, des mesures effectuées pour différentes conditions météorologiques et sur différents sites et reportées dans le tableau 3 (réf. 8), font remarquer que l'absence de vent a pour effet d'augmenter la concentration de  $\text{CO}_2$ ; la végétation produit le même phénomène et un effet similaire est dû à la pollution industrielle.

Ces variations mineures laissent un doute sur la valeur de la concentration de gaz carbonique en un point donné.

En dépit de cette incertitude nous choisirons une valeur moyenne de 320 ppm constante avec l'altitude

$$C(z) \approx C \quad (20)$$

l'influence possible des variations de concentration sera testée au chapitre V.

Afin de caractériser le nombre de molécules absorbantes le long d'un trajet donné, nous emploierons le centimètre atmosphère ou cm-STP : c'est la longueur de parcours en centimètres qui contiendrait le même nombre de molécules absorbantes d'un gaz pur dans les conditions STP que la colonne d'air considérée à une pression et à une température quelconque.

Pour un trajet atmosphérique entre les altitudes 0 et z et sous une incidence  $\theta$ , nous avons l'épaisseur réduite du  $\text{CO}_2$

$$\omega(0, z; \theta) = \frac{C}{\cos \theta} P(0) H \left(1 - e^{-\frac{z}{H}}\right), \quad \text{en cm-STP} \quad (21)$$

Intervalle de latitude	Date	V <sub>CO<sub>2</sub></sub> dans 21' air sec en ppm	Erreur standard
60°N-50°N	3/8/59-9/8/59	310,9	± 1,5
35°N-30°N	12/11/57-16/11/57	316,0	± 0,5
30°N-20°N	17/11/57-23/11/57	315,5	± 0,7
20°N-10°N	23/11/57-1/12/57	318,7	± 0,9
10°N- 0	1/12/57-5/12/57	321,0	± 0,5
0- 10°S	6/12/57-13/12/57	319,6	± 0,6
10°S-20°S	17/12/57-24/12/57	315,6	± 0,5
20°S-30°S	26/12/57-5/1/58	319,1	± 0,8
30°S-40°S	5/1/58-11/1/58	317,7	± 0,8
40°S-50°S	2/2/58-5/2/58	317,9	± 0,7
50°S-60°S	6/2/58-20/3/58	315,3	± 0,3

Tableau 1

Résumé des analyses au dessus de l'océan Atlantique.



Tableau 2

Concentration stratosphérique du gaz carbonique.

Date	Altitude (10 <sup>3</sup> ft)	Concentration de CO <sub>2</sub> (ppm)
Minneapolis, Minn.		
19 Oct 54	50	318
4 Nov 54	50	316
4 Dec 54	51	311
27 Dec 54	61	308
10 Jan 55	60	309
23 Jan 55	60	308
15 Oct 54	64	315
27 Oct 54	66	312
2 Nov 54	66	309
19 Dec 54	65	310
29 Dec 54	66	308
27 Dec 54	71	308
6 Jan 55	73	310
20 Oct 54	79	317
30 Nov 54	79	316
6 Dec 54	79	311
San Angelo, Tex.		
6 Aou 56	47	310
7 Aou 56	66	309
16 Oct 56	79	311
25 Aou 56	94	309
Zone du Canal		
7 Aou 56	54	317
1 Aou 56	67	286
21 Oct 56	87-83	315
4 Oct 56	97-90	325
Sao Paulo, Brésil		
18 Aou 56	50	309
29 Aou 56	68-65	308
17 Aou 56	82-80	312
16 Aou 56	92-90	311



TABLEAU 3 Concentration du gaz carbonique en fonction de données météorologiques.

California stations	Local time (hr:min)	Air temp. (°C)	Wet bulb temp. (°C)	Rel. hum. (%)	$\mu_{H_2O}$ (vol. %)	Bar. press. (mm/Hg)	Wind (speed and direction) (knots)	Cloud (fraction and type)	$\mu_{CO_2}$ (moist) (p.p.m.)	$\mu_{CO_2}$ (dry) (p.p.m.)	$\delta C^{13}$ (‰)	$\delta O^{18}$ (‰)
Big Sur State Park Elevation 70 m (coastal redwood grove, 1 m above Big Sur River on footbridge, 18-19 May 1955)	12-15	24.7	15.3	34	1.05	754.0	2-4	clear	316.0	319.3	-7.41	+1.15
	18-15	18.3	14.4	66	1.38		calm	clear	321.0	325.5	-7.47	+1.16
	20-15	13.9	12.2	82	1.30		calm	clear	339.4	343.9	-8.36	+1.57
	22-00	12.8	11.7	88	1.30		calm	clear	366.0	370.8	-9.43	+1.60
	2-30	10.0	10.0	100	1.22		calm	clear	368.9	373.4	-9.80	+0.78
	5-30	8.3	8.3	100	1.09		calm	clear	388.6	392.9	-10.38	+1.14
	6-30	8.3	8.3	100	1.09		calm	clear	383.2	387.5	-10.18	+1.09
	8-30	15.6	13.3	78	1.38		calm	clear	344.7	349.5	-8.40	+1.47
11-30	25.6	17.8	46	1.50		calm	clear	329.8	334.8	-7.80	+1.23	
Yosemite National Park Tamarack Flats, elevation 1950 m (west slope of Sierra Nevada mountain range in mixed conifer forest, 1 m above Tamarack Creek on footbridge, 2-3 June 1955)	10-00	11.1	5.0	41	0.68	606.0	—	clear	321.4	323.6	-7.43	+0.64
	12-30	12.8	8.3	58	1.06		—	clear	312.9	316.2	-7.06	+1.31
	18-00	10.6	7.8	71	1.12		—	clear	333.8	337.6	-8.07	+1.37
	22-00	3.9	3.9	100	1.00		—	clear	356.1	359.7	-8.86	+2.86
	2-30	0.6	0.6	100	0.79		—	clear	356.0	358.8	-9.04	+1.95
5-45	0.6	0.6	100	0.79		—	clear	363.3	366.2	-9.36	+1.68	
8-00	3.9	3.3	92	0.92		—	clear	360.8	364.2	-9.03	+1.34	
Yosemite National Park Lake Tenaya, elevation 2500 m (50 m west of lake on open granite field, 3 June 1955)	10-00	10.6	3.9	33	0.63	607.0	—	clear	313.9	315.9	-7.04	+0.55
Yosemite National Park Tioga Pass, elevation 3000 m (100 m north of pass on snow field, 3 June 1955)	11-45	11.7	—	—	—	529.0	—	clear	318.3	319.8	-7.20	+0.35
Inyo Mountains Mt. Bancroft Station, elevation 3800 m (100 m west of building on snow field, 8 July 1955)	2-00	-2	—	—	—	482.8	SW 8	clear	311.5	—	-6.88	+0.07
	8-30	1	—	—	—	482.9	W 10	clear	313.3	—	-6.98	+0.07
	13-45	9	—	—	—	483.3	W 11	clear	313.5	—	-6.90	+0.32
Washington stations												
Hart's Pass Elevation 1900 m (crest of Cascade Mountains, in middle of gravel road, 31 August-1 September 1955)	13-00	20.0	—	—	—	—	W 5-10	clear	313.7	—	-7.41	-0.45
	18-30	12.2	—	—	—	—	0-1	clear	311.7	—	-6.98	-0.21
	23-00	6.7	—	—	—	—	calm	clear	321.4	—	-7.38	-0.39
	5-45	5.6	—	—	—	—	calm	clear	319.7	—	-7.51	-0.27
	11-00	18.9	—	—	—	—	W 2-5	clear	307.4	—	-6.84	+0.08
Olympic National Park Beach Trail no. 6, elevation sea level, (Pacific coast, on sand beach, 6-7 September 1955)	9-45	12.2	—	100	—	—	S 5-10	clear	309.6	314.1	-6.88	+0.29
	No at day 15-15	14.4	—	100	—	—	SW 10-15	1-0 St	308.7	313.8	-6.85	-0.21
Olympic National Park Hoh River Ranger Station, elevation 170 m (500 m northwest of ranger office, in dense rain forest, 1 m above Taft Creek on footbridge, 6-7 September 1955)	13-00	18.9	—	68	1.77	765.0	calm	1-0 Sc rain at 14-00	346.2	352.5	-8.45	+0.20
	17-30	17.2	—	75	1.70	748.0	calm	0-4 Sc	343.0	348.9	-8.07	+0.49
	21-30	12.8	—	94	1.50	760.5	calm	clear	332.3	337.4	-7.97	-0.16
	1-45	13.1	—	100	1.50	759.7	calm	1-0 Sc	404.1	410.2	-10.79	-1.93
	3-15	12.5	—	100	1.46	759.2	calm	1-0 Sc	392.3	398.2	-10.54	-1.79
	3-15	13.1	—	100	1.50	759.5	calm	0-7 Sc	382.0	387.9	-9.77	-1.69
11-00	15.8	—	69	1.33	759.2	S 1-2	1-0 Sc	398.5	312.6	-6.66	+0.43	
Rock Lake Elevation 600 m (2 km from north end of 1 x 30 km lake on west sloping hill above lake, in very dry grassland with scattered pine trees in lake basin area. Air collected 0.3 m above roof of low shack, 10-11 September 1955)	1-45	29.4	—	—	—	—	SW 5-10	clear	312.3	—	-6.99	+0.17
	13-00	29.2	—	—	—	—	calm	clear	311.9	—	-7.01	+0.13
	23-30	14.7	—	—	—	—	E 0-1	clear	328.4	—	-7.93	-0.49
	3-30	11.1	—	—	—	—	E 0-1	clear	336.3	—	-8.23	-0.63
	6-00	11.1	—	—	—	—	E 2-4	clear	319.4	—	-7.49	-0.03
	9-30	15.6	—	—	—	—	SW 5-15	clear	311.0	—	-6.85	+0.19
	11-30	21.9	—	—	—	—	SW 5-15	clear	309.4	—	-6.83	+0.36

505  
LILLE

\* Big Sur and Yosemite stations: air temperature and wet bulb by sling psychrometer to  $\pm 0.5^\circ F$  ( $\pm 0.3^\circ C$ ); mean barometric pressure for station estimated from altitude by an approximate barometric formula, value used in determining relative humidity. Inyo Mountain stations: air temperature by mercury thermometer to  $\pm 0.5^\circ C$ ; barometric pressure by mercury barometer to  $\pm 0.1$  mm/Hg; wind vector by recording cup anemometer and wind vane. Hart's Pass, Olympic and Rock Lake stations: air temperature by mercury thermometer to  $\pm 0.3^\circ C$ . Olympic stations: humidity based on dry and wet bulb readings measured at Hoh River Ranger Station, humidity assumed at Beach Trail no. 6, barometric pressure by aneroid barometer to approximately  $\pm 9.01$  in/Hg ( $\pm 0.3$  mm/Hg). At all stations except Inyo Mountains, wind vector estimated visually. Cloud estimated visually at all stations: Ci = cirrus, Ac = altocumulus, Sc = stratocumulus, St = stratus, m = meter, km = kilometre.

où C est la concentration volumique du gaz carbonique en %,  
 P(o) est la pression atmosphérique au sol en atmosphère,  
 et H, l'échelle de hauteur en centimètres (Annexes II et III).

La figure 5 représente, pour une incidence normale la variation d'épaisseur réduite de CO<sub>2</sub> entre le sol et l'altitude z.

Notons qu'à partir de l'altitude de 30 km nous avons pratiquement atteint la quantité totale de gaz carbonique existant sur la planète, qui est de l'ordre de 264 cm. STP, d'après les mesures de FINK et al (réf. 9).

## 2 - Les absorbants parasites

### a - La vapeur d'eau

Les aléas météorologiques influent énormément sur la concentration de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, et il n'est pas possible de prévoir précisément une distribution de la concentration de la vapeur d'eau à partir du sol.

On exprime souvent la concentration de la vapeur d'eau dans l'atmosphère par l'humidité relative, unité employée en météorologie. L'humidité relative (r(z), à l'altitude z, est donnée par la relation

$$r(z) = \frac{e(T(z))}{e_s(T(z))} \quad (22)$$

où e(T(z)) est la pression de vapeur mesurée à T(z),  
 et e<sub>s</sub>(T(z)) la pression de vapeur saturante à T(z)

Dans cette étude, nous faisons intervenir le nombre de molécules absorbantes le long d'un trajet donné. On a l'habitude d'exprimer ce nombre en centimètres précipitables (cm.prcip.). Cela revient à exprimer l'épaisseur de la couche d'eau liquide qui serait formée si toute la vapeur d'eau contenue dans une colonne d'atmosphère entourant le trajet considéré était condensée dans cette colonne.

Pour un trajet d'incidence θ entre les altitudes o et z nous obtenons la hauteur d'eau précipitable

$$\lambda(o, z; \theta) = \frac{2,165 \cdot 10^{-4}}{\cos \theta} \int_0^z \frac{e_s(T(z))}{T(z)} r(z) dz \quad (23)$$

exprimée en cm,

où  $r(z)$  représente l'humidité relative en %, à l'altitude  $z$  en mètres et  $e_s(T(z))$  la pression de vapeur saturante en  $N/m^2$  à la température  $T(z)$  (Annexe II).

La figure 6 représente une allure typique de distribution de l'humidité relative, obtenue par sondages ; le profil de température qui lui correspond est représenté en figure 7. Nous remarquerons que cette humidité relative tend vers une valeur constante aux hautes altitudes.

La quantité de vapeur d'eau en centimètres précipitables entre le sol et l'altitude  $z$  pour une incidence normale et pour les conditions de température et d'humidité des figures 6 et 7, est représentée en figure 8.

#### b - Les aérosols

La distribution des aérosols dans l'atmosphère est évidemment très aléatoire, et nous devons utiliser des modèles de distribution.

Nous utiliserons dans un premier temps les modèles de MAC CLATCHEY correspondant à des visibilités au sol de 23 km et de 5 km (réf. 10).

La figure 9 donne, pour ces deux modèles, la variation du nombre de particules par  $cm^3$ , avec l'altitude.

Concernant les dimensions de ces particules, MAC CLATCHEY propose la distribution suivante représentée en figure 10

$$\begin{aligned} \frac{N(r)}{\Delta r} &= C_1 r^{-4} && \text{pour } 0,1 \mu m < r < 10 \mu m \\ \frac{N(r)}{\Delta r} &= C_1 10^4 && \text{pour } 0,02 \mu m < r < 0,1 \mu m \\ \frac{N(r)}{\Delta r} &= 0 && \text{pour } r < 0,02 \mu m, r > 10 \mu m \end{aligned} \quad (24)$$

$N(r)$  et  $r$  représentent respectivement le nombre de particules par  $cm^3$  et leur rayon.

La normalisation  $\int_0^\infty N(r) dr = 1$  donne

$$C_1 = 0,883 \cdot 10^{-3} \text{ MKSA pour } \Delta r = 1 \mu m$$

## II - ETUDE DE LA FONCTION DE TRANSMISSION

La difficulté essentielle de la détermination de la fonction transmission  $t_{\nu}(0, z; u)$  réside dans le fait que nous n'utilisons pas un rayonnement monochromatique et que les spectres d'absorption présentent une structure de raies.

D'autre part les modèles qui permettent d'étudier la fonction de transmission, ne sont facilement exploitables que pour des milieux homogènes en température, pression, et concentration. Nous ne pouvons donc pas les appliquer directement au cas de l'atmosphère terrestre, milieu inhomogène par excellence.

### 1 - Transmission du gaz carbonique

Le gaz carbonique a fait l'objet de nombreuses études dans le domaine spectral choisi et différentes méthodes de calcul de la transmission sont à notre disposition.

#### a - Les modèles théoriques

- WYATT, STULL et PLASS ont donné une expression analytique de la fonction transmission : "Le Quasi Random Model" (réf. 11). Ce modèle statistique ne fait pas apparaître la température de façon explicite et est inexploitable pour notre problème.
- Le modèle "Line by Line" de DRAYSON et YOUNG (réf. 12) fait intervenir le paramètre température et serait donc utilisable pour notre étude si la mise en oeuvre de la méthode n'était pas fastidieuse.
- Dans le Laboratoire, FOUQUART - BOULANGUE utilisent une superposition de modèles d'ELSASSER dans lesquels ils tiennent compte explicitement de la température, et la méthode est plus rapide que le modèle "Line by Line" (réf. 13).

#### b - Les modèles empiriques

- La représentation exponentielle de GOLUBITSKYI et MOSKALENKO (réf. 14) : les coefficients de l'exponentielle sont alors empiriques.

- La représentation polynômiale de W.L. SMITH (réf. 15) : les coefficients des polynômes étant tabulés.

Quelques uns de ces modèles sont représentés dans les figures 11a, 11b, 11c et comparés avec les mesures effectuées par BURCH (réf. 16), ceci pour différentes pressions, températures et quantités d'absorbant.

La représentation empirique, moins rigoureuse que le modèle analytique donne néanmoins des résultats satisfaisants, avec une mise en oeuvre très simple et des temps de calculs rapides.

Nous utiliserons par conséquent des modèles empiriques. Leur application à l'atmosphère terrestre nécessitera l'introduction d'une "pression équivalente" et d'une "température équivalente" permettant d'aboutir aux mêmes résultats qu'avec les gradients de pression et de température.

## 2 - Transmission de la vapeur d'eau

En ce qui concerne le continuum de la vapeur d'eau à 15  $\mu$ m, nous disposons de beaucoup moins de résultats, mais nous pouvons notamment citer :

- Les modèles "raie par raie" et "semi statistique" dont les études ont été entreprises dans le Laboratoire (réf. 17).
- Les modèles empiriques de MAC CLATCHEY (réf. 10) et de W.E. SMITH (réf. 15).

## III - POLYNOMES DE W.L. SMITH

En raison de sa commodité de mise en oeuvre, nous emploierons donc une détermination empirique de la fonction transmission du gaz carbonique et de la vapeur d'eau et, afin d'homogénéiser les calculs, nous utiliserons le modèle proposé par W.L. SMITH pour ces deux gaz.

Dans ce modèle, la transmission est développée en polynômes de degré huit dans lesquels interviennent les données physiques rencontrées et des coefficients tabulés.

Les coefficients du modèle sont déterminés par SMITH pour la zone 15  $\mu\text{m}$  du gaz carbonique et les bandes de rotation de la vapeur d'eau.

Ce modèle permet de représenter la transmission avec une résolution de  $5\text{ cm}^{-1}$  dans ces bandes et une erreur relative de l'ordre de un pour cent.

### 1 - Développement du modèle polynômial

Nous rappellerons le développement utilisé par SMITH pour justifier son modèle.

La transmission  $t_{\nu}$  pour une radiation monochromatique au nombre d'onde  $\nu$  est donnée par

$$t_{\nu} = \exp \{ - K_{\nu} \omega \} \quad , \quad (25)$$

où  $K_{\nu}$  est le coefficient d'absorption, et  $\omega$  la quantité d'absorbant.

$K_{\nu}$  résulte en fait de la contribution de toutes les raies du spectre d'absorption

$$K_{\nu} = \sum_i K_{\nu i} \quad (26)$$

où  $K_{\nu i}$  est le coefficient d'absorption dû à la  $i^{\text{eme}}$  raie.

Or dans la basse atmosphère, nous pouvons assimiler la forme de la raie à une forme de LORENTZ, ce qui permet d'écrire

$$K_{\nu i} = \frac{S_i \alpha_i}{\pi((\nu - \nu_i)^2 + \alpha_i^2)} \quad (27)$$

où  $S_i$  représente l'intensité de la raie  
 $\alpha_i$  la demi-largeur de raie à mi-hauteur  
 $\nu_i$  le nombre d'onde central de la raie.

Nous avons par conséquent

$$t_{\nu} = \exp \left( - \frac{\omega}{\pi} \sum_i \frac{S_i \alpha_i}{(\nu - \nu_i)^2 + \alpha_i^2} \right) \quad (28)$$

Afin d'exprimer l'équation (28) par une forme polynômiale simple, nous pouvons représenter  $\alpha_i$  au dénominateur de (28) par une valeur caractéristique  $\tilde{\alpha}_i$  valable pour toutes les conditions de température et de pression (réf.13).

Cette hypothèse a en effet peu de conséquences sur les cas limites d'absorption (par exemple, pour les fortes raies d'absorption  $\alpha_i^2$  peut être négligé).

De plus, en utilisant le fait qu'au numérateur de (28),  $\alpha_i$  peut s'écrire

$$\alpha_i = \alpha_{oi} \left( \frac{P}{P_o} \right) \left( \frac{T}{T_o} \right)^n, \quad \text{avec } n = -1/2, \quad (29)$$

et où P et T sont la pression et la température du milieu, l'indice o représentant les conditions standard, nous obtenons alors

$$t_v = \exp \left[ - \frac{\omega}{\pi} \left( \frac{P}{P_o} \right) \sqrt{\frac{T_o}{T}} \sum_i \chi_i S_i \right], \quad (30)$$

avec

$$\chi_i = \alpha_{oi} \left( (v-v_o)^2 + \tilde{\alpha}_i^2 \right)^{-1}. \quad (31)$$

Il nous est possible de simplifier cette relation en supposant  $S_i$  indépendant de  $\chi_i$ . C'est le cas des modèles de bande en désordre, mais c'est également valable pour un modèle de bande régulier dans lequel  $S_i$  est constant.

Nous obtenons donc, en posant

$$\beta_v = \sum_i \chi_i \quad (32)$$

et  $N_v$  le nombre total de raies absorbantes à la fréquence  $v$

$$t_v \approx \exp \left( - \frac{\omega}{\pi N_v} \left( \frac{P}{P_o} \right) \left( \frac{T_o}{T} \right)^{1/2} \beta_v \sum_i S_i \right). \quad (33)$$

Pour l'atmosphère terrestre, il est possible, d'après KONTRAT'EV et TOMOFOEV (réf.19) d'exprimer l'intensité de la raie en fonction de la température par une fonction très simple

$$f_v(T) = \left( \frac{T}{T_o} \right)^{m_v} \quad (34)$$

où  $m_v$  est une constante.

Alors

$$\sum_i S_i = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{m_v} \sum_i S_{i0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{m_v} N_v \overline{S_{ov}} \quad (35)$$

$\overline{S_{ov}}$  étant l'intensité moyenne d'une raie pour des conditions standard de température et de pression.

Il vient donc

$$t_v = \exp \left( - \epsilon_v \omega^m P T^{m_v - 1/2} \right), \quad (36)$$

avec

$$\epsilon_v = \frac{\beta_v \overline{S_{ov}}}{\pi P_0 T_0^{m_v - 1/2}}, \quad (37)$$

Or d'après les observations de SMITH, la transmission doit être approximée de manière plus adéquate par

$$t_v = \exp \left( - a_v \omega^{b_v} P^{c_v} T^{d_v} \right) \quad (38)$$

Et, en prenant deux fois le logarithme de cette expression nous obtenons

$$\text{Log}(-\text{Log } t_v) = \text{Log } a_v + b_v \text{Log } \omega + c_v \text{Log } P + d_v \text{Log } T + R_v \quad (39)$$

où  $R_v$ , le résidu nécessaire pour établir l'égalité de l'équation, doit être un développement en série des variables  $\text{Log } \omega$ ,  $\text{Log } P$  et  $\text{Log } T$ .

Le polynôme considéré ici est appliqué aux bandes de rotation de  $H_2O$  et  $15 \mu m$  du  $CO_2$  pour une résolution de  $5 \text{ cm}^{-1}$ , il est de la forme

$$W(\Delta v) = C_0(\Delta v) + C_1(\Delta v) + C_2(\Delta v)Y + C_3(\Delta v)Z + \dots + C_n(\Delta v)X^m Y^m Z^m, \quad (40)$$

où

$$W(\Delta v) = \text{Log}(-\text{Log } t_v) \quad (41)$$

$$X = \text{Log} \left( \omega \frac{273}{T} \right) \quad (42), \quad Y = \text{Log} \{P\} \quad (43), \quad Z = \text{Log} \left( \frac{T}{273} \right). \quad (44)$$

Les coefficients du polynôme sont obtenus par une analyse statistique des données de WYATT, STULL et PLASS pour le gaz carbonique (réf. 11) et de BOLLE pour la vapeur d'eau (réf.20 ). D'autre part seuls les huit premiers termes du polynôme sont significatifs. Et l'on a en définitive

$$t_{\Delta v} = \exp (-\exp W) \quad (45)$$

avec

$$W = \sum_{i=0}^8 C_i A_i \quad \text{où les } C_i \text{ sont tabulés} \quad (46)$$

et

$$A_0 = 1, A_1 = X, A_2 = Y, A_3 = Z, A_4 = XY, A_5 = XZ, A_6 = X^2 \quad (47)$$

pour le gaz carbonique et la vapeur d'eau.

De plus

$$A_7 = X^2 Y, A_8 = XZ^2 \quad \text{pour le gaz carbonique} \quad (48)$$

$$A_7 = X^2 Z, A_8 = YZ^2 \quad \text{pour la vapeur d'eau} \quad (49)$$

Les variables X,Y et Z sont celles définies par les formules (42), (43) et (44).

## 2 - Test du modèle

La figure 12 compare, pour la bande 15  $\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ , les spectres de transmission obtenus à l'aide de cette méthode avec ceux obtenus expérimentalement par BURCH et al (1972), et ceux calculés par DRAYSON et YOUNG (1966), pour différentes conditions de pression, température et quantité d'absorbant.

L'accord est généralement bon, excepté au voisinage de la branche Q de la bande, vers  $665\text{-}670 \text{ cm}^{-1}$ .

Malheureusement pour la bande rotationnelle de la vapeur d'eau, il n'existe pas de spectres avec une résolution permettant la comparaison avec les transmission obtenues par la méthode polynômiale. Néanmoins, des transmissions intégrées sur des intervalles de  $50 \text{ cm}^{-1}$  ont été mesurées

par PALMER (1957). Pour les mêmes conditions expérimentales que celles de PALMER, le modèle polynômial a donc été moyenné sur le même intervalle afin de permettre la comparaison.

Les résultats de cette comparaison sont portés dans le tableau 4.

En considérant une erreur expérimentale probable, l'accord obtenu est estimé satisfaisant.

### 3 - Résultats

Les figures 13 et 14 donnent dans la bande de nombre d'onde étudiée, une représentation de la fonction transmission du gaz carbonique et de la vapeur d'eau obtenue à l'aide des polynômes de SMITH.

Les paramètres choisis sont ceux rencontrés en basse atmosphère c'est à dire

$$P = 1 \text{ atmosphère} \quad T = 300 \text{ K} \quad C = 330 \text{ p pm} \quad r = 70 \%$$

$$200 \text{ cm-STP} < \omega < 10 \text{ cm-STP} \quad \text{pour le gaz carbonique ;}$$

ces abondances correspondent à des couches atmosphériques d'épaisseur comptées à partir du sol, comprises entre 0,4 km et 15 km environ.

$$12 \text{ cm précip.} < \omega < 0,5 \text{ cm précip.} \quad \text{pour la vapeur d'eau ;}$$

ces quantités de vapeur d'eau correspondent à des couches atmosphériques d'épaisseur, comptées à partir du sol, comprises entre 0,3 km et 6,6 km environ.

### 4 - Choix du nombre d'onde dans la bande 15 $\mu\text{m}$ du $\text{CO}_2$

La transmission du gaz carbonique en fonction du nombre d'onde, représentée en figure 13 fait apparaître une zone quasiment transparente vers  $780 \text{ cm}^{-1}$  et un maximum d'absorption vers  $670 \text{ cm}^{-1}$ .

Les critères de choix fixant le nombre d'onde que nous utiliserons par la suite sont :

- une variation notable de la transmission avec l'abondance du gaz carbonique pour un nombre d'onde donné,

Tableau 4

Comparaison entre les transmissions expérimentales  
et empiriques.

Intervalle spectral $\text{cm}^{-1}$	$\text{H}_2\text{O}$ $\text{G/cm}^2$	Pression Atm.	Transmission	
			Expérimentale	Empirique
200-250	0.0030	0.0273	0.781	0.803
200-250	0.0140	0.2690	0.213	0.215
200-250	0.0350	0.2760	0.075	0.103
250-300	0.0025	0.0280	0.869	0.882
250-300	0.0071	0.2530	0.477	0.521
250-300	0.0270	0.2690	0.217	0.261
250-300	0.1320	0.3270	0.003	0.022
290-340	0.0025	0.0280	0.914	0.913
290-340	0.0071	0.2530	0.608	0.635
290-340	0.0270	0.2690	0.339	0.373
290-340	0.1320	0.3270	0.024	0.050
320-370	0.0041	0.0300	0.872	0.886
320-370	0.0077	0.2670	0.590	0.612
320-370	0.0330	0.2750	0.323	0.352
320-370	0.1340	0.3170	0.075	0.110
360-410	0.0041	0.0300	0.928	0.936
360-410	0.0077	0.2670	0.769	0.782
360-410	0.0330	0.2750	0.576	0.576
360-410	0.1340	0.3170	0.255	0.320
410-460	0.0041	0.0300	0.939	0.947
410-460	0.0077	0.2670	0.830	0.831
410-460	0.0330	0.2750	0.666	0.672
410-460	0.1340	0.3170	0.361	0.405
450-500	0.0041	0.0300	0.968	0.968
450-500	0.0077	0.2670	0.903	0.899
450-500	0.0330	0.2750	0.765	0.787
450-500	0.1340	0.3170	0.489	0.570



- une stabilité relative de la transmission avec le nombre d'onde pour une abondance donnée.

L'examen de la figure 13 ne fait pas apparaître nettement de zone répondant à ces critères. Toutefois, la bande  $700-750 \text{ cm}^{-1}$  semblant le mieux répondre aux conditions requises, nous avons choisi dans celle-ci deux nombres d'onde, centres des bandes ~~passantes des filtres~~ que nous utiliserons :

$$\nu_0^1 = 727 \text{ cm}^{-1}$$

$$\nu_0^2 = 735 \text{ cm}^{-1}$$

#### IV - PRESSION ET TEMPERATURE EQUIVALENTE

Le milieu atmosphérique étant inhomogène, nous devons exprimer les transmissions en fonction d'une "température équivalente"  $T_E$  et d'une "pression équivalente"  $P_E$  de telle façon que la transmission du milieu non homogène soit égale à celle d'un milieu homogène à une température  $T_E$  et à une pression  $P_E$ .

Afin de déterminer la température équivalente  $T_E(Z)$ , il est nécessaire de connaître le profil  $T(z)$  inconnu. Remarquons qu'une variation de température de l'ordre de grandeur des écarts de température rencontrés en basse atmosphère, c'est à dire de l'ordre de  $15^\circ \text{ C}$  n'influe que très légèrement sur les transmissions du gaz carbonique et de la vapeur d'eau (figures 15 et 16) : nous considérerons qu'elles n'en dépendent pas en première approximation.

Nous pouvons alors écrire :

$$T(z) = \bar{T} = \langle T \rangle_{\text{sol}}^{\text{stratosphère}} \approx 270 \text{ K} \quad (50)$$

ce qui entraîne pour le gaz carbonique et la vapeur d'eau

$$T_E(Z) = \bar{T} \quad (51)$$

Pour ce qui est de la pression équivalente  $P_E(Z)$ , la relation (36) fait intervenir  $\omega P$  produit de la quantité d'absorbant par la pression. La pression est ainsi pondérée par la quantité d'absorbant.

Nous définirons donc :

$$P_E(\Omega) = \frac{\int_0^{\Omega} P(\omega) d\omega}{\int_0^{\Omega} d\omega} \quad (52)$$

où  $\Omega$  représente la quantité d'absorbant comprise entre le sol et une altitude  $Z$ .

Exprimée en fonction de cette altitude, la relation (52) devient

$$P_E(Z) = \frac{\int_0^Z P(z) \frac{d\omega}{dz} dz}{\int_0^Z \frac{d\omega}{dz} dz} \quad (53)$$

La détermination des pressions équivalentes  $P_E(Z)$  s'obtient à l'aide de la loi des pressions

$$P(z) = P(0) e^{-\frac{z}{H}} \quad (\text{annexe I}) \quad (54)$$

et de la fonction  $\omega(z)$  :

$$\omega(z) = \omega(0, z; u=1) = c P(0) H \left(1 - e^{-\frac{z}{H}}\right) \text{ pour le gaz carbonique} \quad (\text{annexe II}) \quad (55)$$

$$\omega(z) = \lambda(0, z; u=1) = 2,165 \cdot 10^{-4} \int_0^z \frac{r(z) \cdot e_s(T(z))}{T(z)} dz \quad \text{pour la vapeur d'eau (Annexe III)} \quad (56)$$

Il vient donc : - pour le gaz carbonique

$$P_E(Z) = \frac{P(0)}{2} \cdot \frac{e^{-\frac{2Z}{H}} - 1}{e^{-\frac{Z}{H}} - 1} \quad (57)$$

- pour la vapeur d'eau

$$P_E(Z) = P(0) \frac{\int_0^Z \frac{z}{H} \cdot \frac{r(z) \cdot e_s(T(z))}{T(z)} dz}{\int_0^Z \frac{r(z) \cdot e_s(T(z))}{T(z)} dz} \quad (58)$$

Nous avons défini maintenant tous les paramètres permettant de déterminer la transmission atmosphérique d'après les polynômes de W.L. SMITH.

## V - INTEGRATION SUR LE FILTRE

### 1 - Rayonnement intégré

Pratiquement, le nombre d'onde du rayonnement infrarouge est donc sélectionné à l'aide d'un filtre interférentiel ; la direction du rayonnement est définie par une optique comportant une lentille convergente.

Le filtre interférentiel n'est évidemment pas monochromatique, il possède une certaine courbe de transmission spectrale que nous normaliserons à l'unité et que nous nommerons  $f(\nu)$ .

Les figures 17 et 18 représentent les courbes de transmission des filtres utilisés, l'un, F1 centré à  $727 \text{ cm}^{-1}$ , l'autre, F2 à  $735 \text{ cm}^{-1}$ .

L'énergie reçue par le détecteur, proportionnelle à la surface  $A$  de celui-ci à la transmission totale  $\tau$  de l'optique (lentille, filtre, fenêtre) et à l'ouverture  $\Omega$  s'écrira

$$\tau A \Omega \int_0^{\infty} I_{\nu}(u) f(\nu) d\nu = I_{\nu_0}^*(u) \tau A \Omega \Delta\nu \text{ exprimée en Watt; } (59)$$

$\nu_0$  étant le centre de la bande passante du filtre.

En portant l'expression (8) de  $I_{\nu}(u)$  dans la relation (59), nous obtenons

$$I_{\nu_0}^*(u) = -\frac{1}{\Delta\nu} \int_0^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} B_{\nu}(T(z)) \frac{\partial t_{\nu}(o, z; u)}{\partial z} dz \right\} f(\nu) d\nu, \quad (60)$$

ou encore, puisque l'intégration sur  $\nu$  est indépendante de celle sur  $z$

$$I_{\nu_0}^*(u) = -\frac{1}{\Delta\nu} \int_0^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} B_{\nu}(T(z)) \frac{\partial}{\partial z} \left\{ t_{\nu}(o, z; u) f(\nu) \right\} d\nu \right\} dz. \quad (61)$$

Cette formule (61) fait apparaître deux types de fonctions :

a) La fonction transmission  $t_{\nu}(o, z; u)$  et la fonction filtre  $f(\nu)$  qui varient rapidement avec le nombre d'onde de la radiation (figures 13 et 14) et figures 17 et 18).

b) La luminance du corps noir  $B_{\nu}(T)$  qui varie beaucoup plus lentement avec le nombre d'onde. La figure 19 montre une variation de  $B_{\nu}(T)$  avec  $\nu$

dans le domaine de nombre d'onde considéré et pour une gamme de températures rencontrées en basse atmosphère, soit  $260 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ .

Sur un intervalle de nombre d'onde de  $50 \text{ cm}^{-1}$ , qui correspond environ à la bande passante des filtres utilisés, on peut prendre

$$B_{\nu} = B_{\nu_0}$$

La relation (61) devient alors :

$$I_{\nu_0}^*(u) = - \frac{1}{\Delta\nu} \int_0^{\infty} B_{\nu_0}(T(z)) \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \int_{\nu_1}^{\nu_N} t_{\nu}(o,z;u) f(\nu) d\nu \right\} dz \quad (62)$$

( $\nu_1$  et  $\nu_N$  sont les nombres d'onde extrêmes de la bande passante des filtres).

Introduisons une transmission moyenne intégrée dans la bande passante du filtre

$$t_{\nu_0}^*(o,z;u) = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_N} t_{\nu}(o,z;u) f(\nu) d\nu}{\Delta\nu}, \quad (63)$$

avec  $\Delta\nu$ , largeur équivalente du filtre

$$\Delta\nu = \int_{\nu_1}^{\nu_N} f(\nu) d\nu \quad (64)$$

( $\Delta\nu = 33 \text{ cm}^{-1}$  pour F1 et  $17 \text{ cm}^{-1}$  pour F2) ;

ou encore, puisque la résolution en nombre d'onde de la transmission fournie par W.L. SMITH est discrète

$$t_{\nu_0}^*(o,z;u) = \frac{\sum_{i=1}^N t_{\nu_i}(o,z;u) f(\nu_i)}{\sum_{i=1}^N f(\nu_i)} \quad (65)$$

Il vient donc

$$I_{\nu_0}^*(u) = - \int_0^{\infty} B_{\nu_0}(T(z)) \frac{\partial t_{\nu_0}^*(o,z;u)}{\partial z} dz \quad (66)$$

Expression qui représente à une constante multiplicative près, la luminance reçue au niveau du sol pour une direction donnée et dans un intervalle de nombre d'onde donné.

## 2 - Transmission intégrée

Intégrée dans les filtres F1 et F2, la transmission est représentée aux figures 20 et 21 en fonction de l'altitude et pour divers angles d'incidence  $\theta(u=\cos\theta)$ .

Le modèle d'atmosphère que nous avons choisi est isotherme ( $T_E=270$  K), l'humidité relative est constante avec l'altitude ( $u=70$  %), la concentration volumique du gaz carbonique l'est également ( $C=320$  ppm).

Une analyse rapide des courbes 20 et 21 montre qu'elles tendent chacune vers une asymptote horizontale qui est en général non nulle.

Les figures 22 et 23 représentent les dérivées des transmissions intégrées dans les filtres F1 et F2 pour les mêmes conditions atmosphériques que précédemment.

Nous pouvons remarquer qu'à partir d'une altitude  $Z(u_i)$  nous obtenons :

$$\frac{\partial t_{vo}^* (o, z; u)}{\partial z} \# 0 \quad (67)$$

Si, pour l'ensemble des angles de visée compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$ , nous appelons

$$Z_s = \sup(Z(u_i)) \quad (68)$$

Alors pour toute altitude  $z$  supérieure à  $Z_s$ , nous aurons

$$\frac{\partial t_{vo}^* (o, z; u)}{\partial z} = 0 \quad (69)$$

L'examen des figures 20,21 et 22,23 montre que nous pouvons choisir  $Z_s = 10$  km.

Nous verrons dans le chapitre IV la raison de la limitation à 60° de l'angle de visée.

### 3 - Conséquence

Cette remarque signifie que dans les conditions de nos mesures le rayonnement provenant d'une altitude supérieure à  $Z_s$  est négligeable.

Par conséquent, la luminance énergétique incidente donnée par la relation (66) peut s'exprimer sous la forme

$$I_{\nu_0}^*(u_i) = - \int_0^{Z_s} B_{\nu_0}(T(z)) \frac{\partial t_{\nu_0}^*(o, z; u_i)}{\partial z} dz \quad (70)$$

La température apparente du rayonnement introduite par la relation (17), peut maintenant s'écrire

$$\tau_{\nu_0}(u_i) = T_o^*(\nu_0, u_i) + \int_0^{Z_s} t_{\nu_0}^+(o, z; u_i) \frac{\partial T(z)}{\partial z} dz, \quad (71)$$

avec

$$T_o^*(\nu_0, u_i) = T(o) - t_{\nu_0}^*(o, Z_s; u_i) \frac{B_{\nu_0}(T(o))}{\left( \frac{\partial B_{\nu_0}(T)}{\partial T} \right)_{T=T(o)}}, \quad (72)$$

et

$$t_{\nu_0}^+(o, z; u_i) = t_{\nu_0}^*(o, z; u_i) - t_{\nu_0}^*(o, Z_s; u_i), \quad (73)$$

forme plus aisément exploitable puisqu'elle fait disparaître la borne supérieure infinie.

Remarques : pour une visée horizontale ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ) la température apparente tend vers la température au sol

$$\tau_{\nu_0}(o) = T(o) \quad (74)$$

- Par raison de commodité nous repérerons désormais l'angle de visée  $\theta$  par l'azimut  $\alpha$  ( $\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta$ ).

CHAPITRE III

APPAREILLAGE

## I - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

La mesure de l'intensité du rayonnement est effectuée au moyen d'un radiomètre appelé sondeur dont le schéma synoptique est représenté en figure 24. L'appareil se compose d'une partie optique , d'une partie électronique qui lui est associée et d'un système mécanique permettant le balayage angulaire.

### 1 - Partie optique

Nous disposons d'une optique en ligne, composée d'une lentille convergente, d'un filtre interférentiel et d'un détecteur situé dans le plan focal de la lentille.

Le principe retenu est de comparer en permanence le rayonnement infrarouge descendant à mesurer, à celui émis par un corps noir de référence réglé à une température constante. Le détecteur, placé au fond du corps noir de référence, reçoit alternativement le rayonnement émis par l'atmosphère et celui de ce corps noir par réflexion sur un modulateur doré, tournant à la fréquence de 8,33 Hz (réf. 21).

Cette optique possède, outre une bande passante étroite en nombre d'onde, une faible ouverture angulaire qui permettra la mesure du rayonnement dans une direction bien précise.

### a - Caractéristique de la lentille

Nous nous sommes donné une ouverture de champ  $\Delta\alpha$  de  $1^\circ$  (compromis entre avoir la meilleure résolution angulaire possible pour l'appareil, et recueillir une énergie suffisante). Ceci nous impose une lentille de distance focale  $F = 100$  mm, le détecteur utilisé ayant une surface sensible carrée de 2 mm de côté (fig. 25).

La lentille a été réalisée en germanium d'indice  $n = 4,00$  dans la zone de nombre d'onde étudiée; elle est plan convexe de façon à éviter les aberrations trop importantes (face plane vers le détecteur). La réalisation technique limite son diamètre à 50 mm

Elle a les dimensions suivantes :

- Rayon utile  $r = 20$  mm
- Epaisseur au centre  $e = 8$  mm
- Rayon de courbure de la convexité  $R = 345$  mm

Son spectre de transmission est représenté en figure 26.

### b - Mesure du champ de l'optique

Comme l'atmosphère est supposé stratifiée horizontalement, seule nous intéresse le champ angulaire de l'optique dans la direction azimutale. La mise au point à l'infini (positionnement du détecteur) et la mesure du champ ont été faites dans des conditions de travail correspondant à cette stratification horizontale, de la façon suivante :

Le sondeur est placé sur une table basculante munie d'un rapporteur d'angle permettant la lecture, à la minute près, de l'angle de visée  $\alpha$ .

Sur le trajet de l'axe optique du sondeur nous disposons de deux plaques chauffantes portées à des températures différentes  $T_1$  et  $T_2$  et émettant les rayonnements  $W_1$  et  $W_2$  (fig. 27a).

Pour une position donnée du détecteur, nous relevons le signal en fonction de  $\alpha$ .

Le réglage optimum du détecteur est atteint, lorsque nous obtenons la courbe ayant la variation la plus rapide possible (fig. 27b). La mise au point effectuée, des mesures effectuées à 90 % de l'énergie globale reçue font apparaître effectivement une ouverture de champ  $\Delta\alpha$  de  $1^\circ$ , le détecteur étant placé à 101 mm de la lentille (ce recul de 1 mm est provoqué par le filtre interférentiel placé entre le détecteur et la lentille).

### 2 - Partie électronique

Pour l'amplification et la détection du signal issu du détecteur nous avons repris les mêmes éléments que ceux utilisés au laboratoire pour d'autres radiomètres infrarouges, notamment celui servant à la mesure de la température de surface de l'océan (RALI) (réf. 22).

Nous rappelons rapidement les divers éléments qui composent cette partie électronique (fig. 24) :

- Un préamplificateur faible bruit vendu par le constructeur pour être adapté au détecteur utilisé. Cette adaptation nous permet d'obtenir un facteur de bruit minimum.

- Un amplificateur sélectif permet d'amener le niveau du signal à une valeur suffisante pour être détectée dans de bonnes conditions ( $\approx 1$  volt), il supprime aussi une grande partie du bruit présent à son entrée.

- Un ensemble d'intégration et de détection synchrone, commandé par un signal de référence, issu d'une photo diode excitée périodiquement par le modulateur.

Les avantages d'une telle détection sont :

- la linéarité à bas niveau ,
- la conservation du signe de la différence de température ( $T_{\text{référence}} - T_{\text{visée}}$ ),
- la sensibilité à l'amplitude et à la phase ,
- la suppression d'une partie du bruit de fond dont en principe la phase est erratique ,
- l'élimination des harmoniques paires du signal.

La chaîne décrite ci-dessus possède trois constantes de temps.

Pour les mesurer nous avons utilisé les deux plaques chauffantes superposées portées à des températures différentes  $T_1$  et  $T_2$  et émettant les rayonnements  $W_1$  et  $W_2$ .

Le sondeur vise la plaque  $T_1$  (fig. 28a) ; en retirant brusquement cette plaque  $T_1$  le sondeur vise  $T_2$  et nous obtenons les courbes portées sur la figure 28b, relatives aux trois constantes de temps de la chaîne.

Nous évaluons ces constantes de temps à  $\tau_1 = 7$  s,  $\tau_2 = 14$  s,  $\tau_3 = 20$  s.

Les bandes passantes  $\Delta f$  liées aux constantes de temps  $\tau$  de l'amplificateur par la relation

$$2\pi \tau \Delta f = 1 \quad (75)$$

ont alors pour valeur

$$\Delta f_1 = 2,3 \cdot 10^{-2} \text{ Hz} \quad , \quad \Delta f_2 = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ Hz} \quad , \quad \Delta f_3 = 0,8 \cdot 10^{-2} \text{ Hz} .$$

D'autre part pour vérifier la linéarité de la chaîne d'amplification, nous avons relevé en figure 29, la tension à la sortie de la

détection synchrone  $V_s$  en fonction de la différence de température entre la source et le corps noir de référence  $\Delta T$  (la température du corps noir de référence étant fixée à  $23,33^\circ \text{C}$ ).

La saturation de l'amplificateur se produit pour une tension de sortie de l'ordre de 2 volts, ce qui correspond à une différence entre la température de source et la température de référence de  $15^\circ \text{C}$  environ. Cette différence étant très supérieure aux écarts rencontrés lors des mesures (chapitre V), nous serons donc toujours situés dans la zone d'amplification linéaire.

### 3 - Partie mécanique

Afin de réaliser le balayage angulaire, la tête optique est placée sur une plate-forme basculante. Cette plate-forme est solidaire d'un vernier permettant une lecture d'angle à la minute près. Le réglage du zéro, c'est-à-dire de la visée horizontale, s'effectue à l'aide d'un niveau à bulle, précis à la demi-minute, posé sur un cylindre étalon qui, grâce à la conception de la tête optique, peut matérialiser l'axe de visée.

L'angle de visée s'obtient donc ainsi avec une précision de l'ordre de 1,5 minute.

## II - PERFORMANCES DU RADIOMETRE

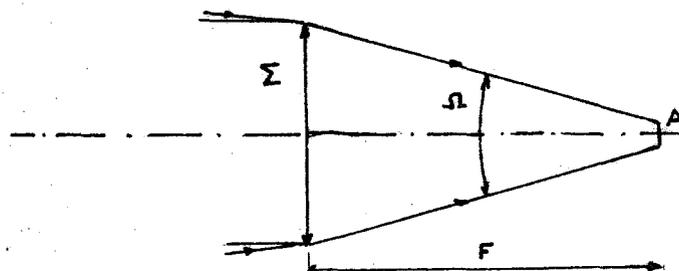
Pour le domaine de longueur d'onde  $13-14 \mu\text{m}$ , nous avons choisi un détecteur pyroélectrique T.G.S. ayant une surface sensible  $A$  de  $4 \text{ mm}^2$ . La réponse du détecteur variant avec la température, avec un maximum vers  $25^\circ \text{C}$  (fig. 30), il sera nécessaire d'effectuer une régulation thermique de ce détecteur à cette température.

Ses caractéristiques à  $25^\circ \text{C}$  sont les suivantes (fig. 31).

- Réponse  $900 \text{ V.W}^{-1}$  à  $10 \text{ Hz}$
- Bruit  $0,4 \mu\text{V Hz}^{-1/2}$  à  $10 \text{ Hz}$
- NEP  $4,5 \cdot 10^{-10} \text{ W Hz}^{-1/2}$  à  $10 \text{ Hz}$ .

La réponse spectrale relative de ce détecteur est donnée en figure 32. A  $13 \mu\text{m}$ , nous n'obtenons que R-80% de la réponse maximum.

1 - Evaluation de l'énergie reçue par le détecteur



L'énergie reçue par le détecteur si il vise un corps noir à la température  $T_0$  s'exprime par la relation

$$W = \tau_L \tau_F \Delta\nu \Omega A B_{\nu 0}(T_0), \quad (76)$$

$\Omega$  étant l'angle solide suivant lequel le détecteur voit la lentille

$$\Omega = \frac{\Sigma}{F^2} = 0,125 \text{ sr.} \quad (77)$$

Le détecteur a une surface sensible  $A = 4 \text{ mm}^2$ .

$\tau_L$  et  $\tau_F$  sont les facteurs de transmission de la lentille (figure 26) et des filtres (figures 17 et 18).

a) Pour le filtre F1

$$\Delta\nu = 33 \text{ cm}^{-1}, \tau_F = 60 \%, \tau_L = 95 \%$$

Nous obtenons, au niveau du détecteur une énergie  $W_1$  de l'ordre de  $1,30 \cdot 10^{-6}$  Watt, pour  $T_0 = 300 \text{ K}$ .

b) Pour le filtre F2

$$\Delta\nu = 17 \text{ cm}^{-1}, \tau_F = 36 \%, \tau_L = 95 \%$$

Nous obtenons

$$W_2 = 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ Watt, pour } T_0 = 300 \text{ K.}$$

## 2 - Sensibilité - Bruit théorique

La variation d'énergie reçue par le détecteur, pour une variation de un degré de la température du rayonnement s'exprime par :

$$\frac{\Delta W}{\Delta T} = \tau_L \tau_F \Delta \nu \Omega A \left( \frac{\partial B_{\nu_0}(T)}{\partial T} \right)_{T=T_0} \quad (78)$$

ce qui donne, pour le filtre F1 :

$$\frac{\Delta W_1}{\Delta T} = 1,63 \cdot 10^{-8} \text{ W/}^\circ\text{C}$$

et pour le filtre F2 :

$$\frac{\Delta W_2}{\Delta T} = 0,5 \cdot 10^{-8} \text{ W/}^\circ\text{C}$$

Compte tenu de la réponse spectrale R du détecteur et de son NEP, nous avons le bruit équivalent en température

$$\text{NET} = \frac{\text{NEP}}{\frac{\Delta W}{\Delta T} \cdot R} \quad (79)$$

Nous obtenons, pour une bande passante de 1 Hz, pour le filtre F1

$$(\text{NET})_1 = 0,035^\circ \text{ C}$$

pour le filtre F2 :

$$(\text{NET})_2 = 0,11^\circ \text{ C}$$

C'est à dire que le niveau de bruit pour le filtre F2 est environ 3 fois plus grand que pour le filtre F1.

## 3 - Mesure du bruit

Le bruit de fond observé provient de trois sources :

- Le bruit de fond dû à l'amplificateur.
- Le bruit de fond propre au détecteur.
- Le bruit de fond dû aux variations de température du détecteur provoquant des variations de sa sensibilité.

Afin d'étalonner le sondeur en température, nous disposons d'un corps noir étalon qui sera utilisé en campagnes et dont le schéma synoptique est représenté en figure 33 (réf.23).

Une comparaison entre l'émission de ce corps noir étalon et l'émission d'un corps noir à eau servant de référence au Laboratoire est présentée en figure 34.

Nous avons effectué des mesures de bruit en nous plaçant sur la constante de temps  $\tau_2$  de l'amplificateur. Nous justifierons plus loin ce choix. Ces mesures sont portées aux figures 35 et 36 correspondant aux filtre F1 et F2.

#### a - Bruit de la chaîne

Le bruit de l'amplificateur est obtenu en coupant l'alimentation du détecteur, et en le remplaçant par son impédance équivalente.

Compte tenu de l'échelle nous obtenons un tracé rectiligne (fig. 35a et 36 a). Le bruit de la chaîne n'est donc pas mesurable.

#### b - Bruit de la chaîne ajouté au bruit propre du détecteur

Pour les mêmes conditions d'amplification et de détection, le détecteur placé dans une enceinte thermostatée donne un signal correspondant au bruit de fond détecteur + chaîne.

Puisque la chaîne n'apporte pas de bruit propre, nous obtenons alors le bruit de fond du détecteur.

Les enregistrements sont portés aux figures 35b et 36b.

Une mesure de sensibilité est alors nécessaire pour déterminer le bruit équivalent en température.

Pour cela nous plaçons devant la tête optique du sondeur, le corps noir étalon dont nous portons la température à deux valeurs distinctes, sans toutefois dépasser la limite d'amplification linéaire (figures 35c et 36c).

Nous pouvons alors évaluer la sensibilité du sondeur à  $0,43^\circ \text{ C/cm}$  pour le filtre F1 et à  $1,26^\circ \text{ C/cm}$  pour le filtre F2.

Nous en déduisons un bruit efficace de  $0,1^\circ \text{ C}$  pour F1 et de  $0,3^\circ \text{ C}$  pour F2.

En comparant les courbes b et c des figures 35 et 36, le bruit efficace propre au détecteur,  $B_e$ , est également de l'ordre de  $0,1^\circ \text{ C}$  pour F1 et de  $0,3^\circ \text{ C}$  pour F2 pour une bande passante de  $1,1 \cdot 10^{-2} \text{ Hz}$ .

Pour une bande passante de 1 Hz nous obtenons :

$$B_e = 1^\circ \text{ C pour F1}$$

$$B_e = 3^\circ \text{ C pour F2}$$

c'est à dire un bruit 3 fois plus important pour F2 que pour F1.

Toutefois, l'appareil n'étant pas fidèle, ces valeurs de la sensibilité ne sont qu'un ordre de grandeur et il sera indispensable d'effectuer un nouvel étalonnage pour chaque série de mesures.

Remarquons que le bruit mesuré est beaucoup plus important que le bruit théorique, nous essayons actuellement d'en définir les causes.

Le bruit équivalent en température ayant une valeur plus grande que prévue initialement, les mesures ont été faites avec le filtre F1, plutôt qu'avec le filtre F2, afin de garder une précision de mesure suffisante.

La constante de temps  $\tau_2$  de l'appareil et le filtre F1 choisis permettent d'effectuer les mesures avec une précision de  $0,1^\circ \text{ C}$ . Il serait possible d'améliorer cette précision en adoptant la constante de temps plus longue  $\tau_1$ , mais la durée du sondage serait alors une fois et demie plus grande.

Les mesures devant s'effectuer le plus rapidement possible afin d'éviter au maximum les fluctuations de température de l'atmosphère au niveau du sol, un compromis entre la vitesse de balayage et la précision s'impose. La constante de temps  $\tau_2$  qui permet un balayage angulaire assez rapide en 20 minutes environ (20 pointés de 1 minute) avec une précision acceptable, réalise ce compromis.

CHAPITRE IV

CALCUL DIRECT

## I - INTRODUCTION

Afin de tester les possibilités de mesures, nous nous proposons maintenant de calculer numériquement la température apparente du rayonnement en fonction de l'angle de visée, pour divers profils de températures correspondant à des situations types de la basse atmosphère.

## II - CHOIX DE PROFILS TYPES RENCONTRES EN BASSE ATMOSPHERE

Nous considérerons :

- a) Le profil standard, c'est à dire un gradient de température constant de  $-6,5^{\circ}$  C/km jusqu'à une altitude de 11 km, avec un gradient nul au-delà (figure 37, profil 1). Il correspond au gradient adiabatique d'un air humide non saturé.
- b) Quatre profils avec une inversion de gradient ( $+6,5^{\circ}$  C/km) ; l'altitude de l'inversion se situant successivement à 50, 120, 220 et 500 m d'altitude (figure 37, profils 2a, 2b, 2c, 2d). Cette inversion est due à un refroidissement du sol et correspond par exemple au refroidissement nocturne.
- c) Deux profils avec une double inversion provoquée par un réchauffement du sol après un refroidissement prolongé. Elle se rencontre par exemple au début du jour. Nous étudions ici deux doubles inversions ayant pour gradients  $-6,5^{\circ}$  C/km et  $16^{\circ}$  C/km et dont les cassures se situent respectivement à 300 et 500 m et à 410 et 500 m (figure 38, profils 3a et 3b).
- d) Deux profils avec une couche atmosphérique froide pouvant provoquer une condensation de la vapeur d'eau et la création d'un nuage. Nous considérerons deux doubles inversions dont les cassures sont situées à 850 m et 1000 m d'altitude. Entre ces cassures, les gradients valent respectivement  $-10^{\circ}$  C/km,  $+16^{\circ}$  C/km et  $-7,7^{\circ}$  C/km,  $0^{\circ}$  C/km. Ces doubles inversions sont représentées en figure 39 (profils 4a et 4b).
- e) Une couche nuageuse uniforme avec un profil standard en dessous. Le nuage rayonnant vers le sol approximativement comme un corps noir à la température de sa base, le profil de température qui nous apparaît est isotherme au-dessus de la base de la couche nuageuse.

Nous supposerons ici une couche nuageuse à une altitude de 1000 m (figure 40, profil 5).

La couche nuageuse exclue, tous les profils de température considérés se recalent à plus ou moins haute altitude sur le profil standard.

Pour ces différentes situations de la basse atmosphère, nous avons choisi une concentration moyenne de CO<sub>2</sub> égale à 320 ppm et un profil d'humidité relative constant valant r = 70%. Ce profil d'humidité rend assez bien compte des profils réels moyens et nous permettra de ne pas négliger l'influence du profil de température sur la mesure.

Les températures apparentes du rayonnement en fonction de l'angle de visée, calculées suivant la méthode développée dans les chapitres I et II, vont nous permettre d'étudier l'influence sur la mesure de ces diverses situations atmosphériques types et d'en déduire les possibilités de détection.

### III - INTEGRATION NUMERIQUE

Nous rappellerons d'abord la relation permettant d'obtenir les températures apparentes du rayonnement en fonction de l'angle de visée

$$\tau_{v_0}(\alpha_i) = T^*(\alpha_i) + \int_0^{z_s} t_{v_0}^+(o, z; \alpha_i) \frac{\partial T(z)}{\partial z} dz \quad , \quad (73)$$

avec

$$T^*(\alpha_i) = T(o) - t_{v_0}^*(o, z_s; \alpha_i) \frac{B_{v_0}(T(o))}{\left( \frac{\partial B_{v_0}(T)}{\partial T} \right)_{T=T(o)}} \quad , \quad (74)$$

et

$$t_{v_0}^+(o, z; \alpha_i) = t_{v_0}^*(o, z; \alpha_i) - t_{v_0}^*(o, z_s; \alpha_i) \quad . \quad (75)$$

L'intégrale  $\int_0^{z_s} t_{v_0}^+(o, z; \alpha_i) \frac{\partial T(z)}{\partial z} dz$  intervenant dans cette formule est calculée à l'aide de la méthode des trapèzes. Le calcul sera fait pour le filtre F1.

La fonction transmission choisie  $t_{v_0}^*(o, z; \alpha_i)$  (chapitre II) représentée, pour les basses couches, en figure 41 nous oblige, afin d'obtenir un résultat correct, à choisir un pas d'intégration très serré en basse altitude, zone de décroissance rapide de la transmission. A plus haute altitude, ce pas d'intégration peut devenir plus large, la décroissance étant devenue plus lente.

Nous avons choisi les points d'intégration suivants, exprimés en mètres:

0	70	260	600	1400	3500
10	90	300	700	1600	4000
20	120	350	800	1800	4500
30	150	400	900	2000	5000
40	180	450	1000	2500	10000
50	220	500	1200	3000	

#### IV - TEMPERATURES APPARENTES RELATIVES AUX PROFILS TYPES CHOISIS

Les courbes de températures apparentes en fonction de l'angle de visée et relatives au profil standard 1 et aux inversions 2a, 2b, 2c, 2d sont représentées en figure 42 (profils 1, 2a, 2b, 2c, 2d). Remarquons que l'inversion de température se retrouve en température apparente et que l'angle de l'inversion en température apparente croît avec l'altitude de l'inversion. Par contre, l'amplitude de l'inversion est maintenant fortement diminuée; en effet, une amplitude d'inversion de 3,25 °C (figure 37 profil 2d) ne vaut que 0,5 °C en température apparente (figure 42, profil 2d).

En figure 43 sont représentés les profils de températures apparentes relatives aux doubles inversions 3a et 3b de la figure 38. La double inversion 3a, qui représente une amplitude de 4,5 °C est encore notablement restituée en température apparente: son amplitude est alors de 0,25 °C. Par contre, la double inversion 3b n'est plus visible (figure 43, profil 3b) et le profil de température apparente ressemble alors au profil déduit du gradient standard (figure 43, profil 1) avec un décalage de température au sol.

Dé même, les doubles inversions en altitude de la figure 39 ne sont plus du tout représentées en température apparente (figure 44 profils 4a et 4b). Elles semblent déduites de profils de température à gradient constant.

La couche nuageuse uniforme (figure 40), quand à elle, donne un profil très différent de celui déduit du profil standard; elle provoque une élévation de la température apparente (figure 45 profil 5).

## V - CONCLUSION

Nous pouvons observer sur toutes les courbes de températures apparentes présentées ici; qu'un angle de visée de  $30^\circ$  est suffisant pour décrire les accidents de profil situés en basse atmosphère. Par exemple, l'inversion à l'altitude de 500 m se retrouve entre  $5^\circ$  et  $10^\circ$  d'angle de visée ; il en est de même pour la double inversion 300-500 m.

Les courbes de températures apparentes obtenues ignorent les cassures à haute altitude causées par les fronds froids ; elles ne donnent dans ce cas que l'allure générale du profil (figure 44 profils 4a et 4b). Les doubles inversions dues à l'influence du sol peuvent être détectées à condition qu'elles aient une amplitude d'au moins  $4^\circ\text{C}$  et qu'elles soient situées à une altitude inférieure à 500 m. Quant aux inversions simples, elles sont très bien représentées quelle que soit leur altitude (figure 42 profils 2a, 2b, 2c, 2d).

Portons maintenant sur ces courbes le bruit dû à l'appareillage, c'est à dire  $0,1^\circ\text{C}$ ; des accidents de profil du même ordre de grandeur que ce bruit ne seront plus visibles, et il sera impossible de distinguer les inversions, dont l'amplitude est inférieure à  $0,1^\circ\text{C}$ , sur les courbes 2a et 2b de la figure 42.

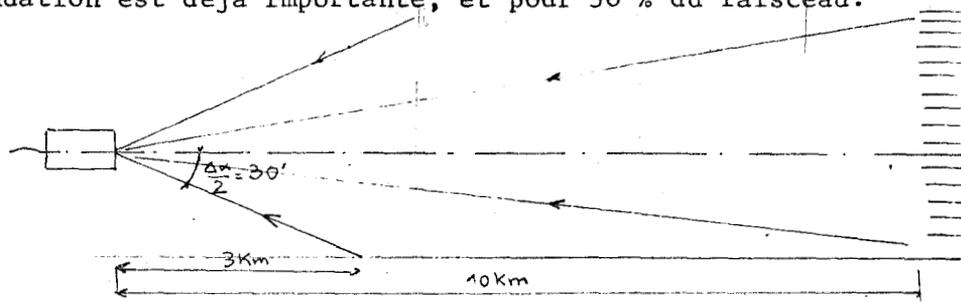
Avec la précision dont nous disposons, l'interprétation des mesures paraît encore possible à condition de ne vouloir détecter que des profils généraux ou des inversions très marquées en basse altitude. Une amélioration de la précision serait nécessaire si nous désirions observer des accidents de profil plus fins.

CHAPITRE V

PREMIERS ESSAIS DE MESURES

## I - MESURES

Des mesures de rayonnement  $\tau_v(\alpha)$  ont été effectuées à l'aide du sondeur à l'Institut Royal Météorologique de Bruxelles - Uccle (photo I). En ce qui concerne le choix du site, l'allure de la fonction poids, pour le filtre F1 ( $\nu_0^1 = 727 \text{ cm}^{-1}$ ), représentée en figure 22, montre que pour une visée horizontale, le rayonnement provenant d'une distance supérieure à 10 kilomètres devient pratiquement négligeable. Il suffit par conséquent de disposer d'un site dégagé sur une longueur d'environ 10 km. Afin d'éviter au maximum l'influence du sol lors des visées horizontales, compte tenu du champ  $\Delta\alpha$  de l'appareil, nous avons placé le sondeur en surélévation de 30 mètres par rapport au terrain (photo II). A cette hauteur, le sol n'intervient qu'à partir de 3 km environ, distance à laquelle l'atténuation est déjà importante, et pour 30 % du faisceau.



D'autre part, avant et après chaque sondage, il est nécessaire d'effectuer un étalonnage de l'appareil en nous servant du corps noir étalon (photo III). Cet étalonnage permettra de déterminer :

- La sensibilité du sondeur. Elle se mesure en plaçant l'appareil devant le corps noir étalon que l'on porte à différentes températures. (Tout en restant dans la gamme des températures du sondage).
- La dérive éventuelle de l'appareil en le portant, avant et après le sondage, devant le corps noir étalon resté à une température constante.

Simultanément à ces mesures, un lâcher de ballon-sonde (photo IV) nous donne la température et l'humidité relative, depuis le sol jusqu'à une altitude d'environ 30000 mètres, c'est à dire les données nécessaires pour calculer la température apparente du rayonnement descendant en fonction de l'angle de visée par la méthode de calcul décrite au chapitre IV.

## II - RESULTATS

Les résultats du sondage radiométrique, et du calcul effectué

d'après le sondage ballon, doivent en principe coïncider à la précision des mesures près. (Précision qui est de 0,1 °C pour la sonde du ballon et pour le sondeur).

Les figures 46a, 47a et 48a représentent les résultats de trois sondages ballon (température et humidité en fonction de l'altitude) effectués par temps clair à l'Institut Royal Météorologique de Bruxelles.

Les résultats des mesures radiométriques réalisées pendant la durée de ces sondages sont reportés dans les figures 46b, 47b et 48b (profils 6) avec la comparaison aux résultats calculés.

Nous avons vu que la fonction transmission permettant de calculer les températures apparentes (chapitre II) dépendait principalement de deux paramètres :

- le paramètre concentration volumique du gaz carbonique  $c$
- le paramètre humidité relative  $r$ .

Le paramètre humidité relative nous étant fourni par le sondage ballon, dans un premier temps, nous calculerons exactement la transmission de la vapeur d'eau c'est-à-dire que nous exprimerons les hauteurs d'eau précipitable en fonction des paramètres réels  $T(z)$  et  $r(z)$  (formule 23). La transmission du gaz carbonique sera calculée pour diverses concentrations volumiques de ce gaz, que l'on rencontre en basse atmosphère ( $C_1 = 300$ ,  $C_2 = 310$ ,  $C_3 = 320$  et  $C_4 = 330$  ppm). Les profils 1-2-3-4 des figures 46b, 47b et 48b représentent les résultats de ces calculs.

Dès à présent, nous pouvons remarquer que nous obtenons une température au sol  $T(o)$  généralement différente selon qu'il s'agit de la mesure radiométrique ou de la mesure donnée par la sonde du ballon. Cet écart  $T(o)_R - T(o)_S$  est variable: 0,54 °C (figure 46b), 0 °C (figure 47b), - 1,15 °C (figure 48b profil 6a) et - 1,75 °C (figure 48b profil 6b).

Il peut être dû :

- a) à l'étalonnage différent entre le sondeur et la sonde du ballon
- b) à une indétermination de la température au sol. En effet, la sonde du ballon mesure une température ponctuelle, tandis que le sondeur visant à l'horizontale, donne une température apparente du rayonnement intégrée sur un trajet de 10000 mètres environ, et en partie perturbée par le sol.

En attendant de pouvoir résoudre ce problème, remarquons que dans l'expression (73), la température apparente est définie, en fonction du gradient de température, à deux termes additifs près :

d'après le sondage ballon, doivent en principe coïncider à la précision des mesures près. (Précision qui est de  $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$  pour la sonde du ballon et pour le sondeur).

Les figures 46a, 47a et 48a représentent les résultats de trois sondages ballon (température et humidité en fonction de l'altitude) effectués par temps clair à l'Institut Royal Météorologique de Bruxelles.

Les résultats des mesures radiométriques réalisées pendant la durée de ces sondages sont reportés dans les figures 46b, 47b et 48b (profils 6) avec la comparaison aux résultats calculés.

Nous avons vu que la fonction transmission permettant de calculer les températures apparentes (chapitre II) dépendait principalement de deux paramètres :

- le paramètre concentration volumique du gaz carbonique  $c$
- le paramètre humidité relative  $r$ .

Le paramètre humidité relative nous étant fourni par le sondage ballon, dans un premier temps, nous calculerons exactement la transmission de la vapeur d'eau c'est-à-dire que nous exprimerons les hauteurs d'eau précipitable en fonction des paramètres réels  $T(z)$  et  $r(z)$  (formule 23). La transmission du gaz carbonique sera calculée pour diverses concentrations volumiques de ce gaz, que l'on rencontre en basse atmosphère ( $C_1 = 300$ ,  $C_2 = 310$ ,  $C_3 = 320$  et  $C_4 = 330$  ppm). Les profils 1-2-3-4 des figures 46b, 47b et 48b représentent les résultats de ces calculs.

Dès à présent, nous pouvons remarquer que nous obtenons une température au sol  $T(o)$  généralement différente selon qu'il s'agit de la mesure radiométrique ou de la mesure donnée par la sonde du ballon. Cet écart  $T(o)_R - T(o)_S$  est variable:  $0,54\text{ }^{\circ}\text{C}$  (figure 46b),  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  (figure 47b),  $- 1,15\text{ }^{\circ}\text{C}$  (figure 48b profil 6a) et  $- 1,75\text{ }^{\circ}\text{C}$  (figure 48b profil 6b).

Il peut être dû :

- a) à l'étalonnage différent entre le sondeur et la sonde du ballon
- b) à une indétermination de la température au sol. En effet, la sonde du ballon mesure une température ponctuelle, tandis que le sondeur visant à l'horizontale, donne une température apparente du rayonnement intégrée sur un trajet de 10000 mètres environ, et en partie perturbée par le sol.

En attendant de pouvoir résoudre ce problème, remarquons que dans l'expression (73), la température apparente est définie, en fonction du gradient de température, à deux termes additifs près :

$$T(o) \text{ et } \frac{B_{\nu_0}(T(o))}{\left( \frac{\partial B_{\nu_0}(T)}{\partial T} \right)_{T=T(o)}} \cdot t_{\nu_0}^*(o, z_s, \alpha_i)$$

Le deuxième terme varie peu avec la température dans la limite des écarts  $T(o)_R - T(o)_S$  rencontrés. En effet, si  $T(o)_R - T(o)_S = 2^\circ\text{C}$ , et si l'on prend  $T(o)_R = 300 \text{ K}$ , nous obtenons pour cette fonction une variation inférieure à  $10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}$  pour un angle de visée maximum de  $30^\circ$ , ce qui est très inférieur à la précision des mesures.

Afin de comparer les courbes expérimentales et théoriques, il suffit ainsi de les translater pour amener en coïncidence la température au sol  $T(o)$  (figures 46b, 47b, 48b profil 7).

L'accord est le meilleur pour des concentrations volumiques de gaz carbonique voisines de  $C_4 = 330 \text{ ppm}$ , ceci dans tous les cas de figures.

Remarquons dès à présent que cette concentration de  $\text{CO}_2$  est un peu plus élevée que la valeur moyenne en altitude (315 ppm) (tableau 3) ; nous discuterons ce point plus loin.

Dans le cas d'un sondage radiométrique réel, c'est-à-dire où l'on n'a évidemment pas de sondage ballon à notre disposition, il est impossible de connaître avec précision la transmission de la vapeur d'eau. Aussi allons nous tâcher d'en tenir compte approximativement. Les seuls paramètres que nous puissions connaître sont : la température au sol  $T(o)$  et l'humidité relative au sol  $r(o)$ .

Nous avons choisi un profil d'humidité relative constant avec l'altitude  $r(z) = r(o)$  (chapitre IV), et un profil standard de température  $T(z) = T(o) + az$  ( $a = -6,5 \text{ }^\circ\text{C/km}$ ).

Les courbes de températures apparentes ainsi calculées pour une concentration volumique de  $\text{CO}_2$  de  $C_4 = 330 \text{ ppm}$ , sont portées dans les figures 46b, 47b et 48b, profil 5.

Les écarts maximums de température  $T_4 - T_5$ , obtenus en comparant les profils 4 et 5, sont reportés, pour un angle  $\alpha = 25^\circ$ , dans le tableau ci-dessous :

Profils	$T_4 - T_5$ ( $^\circ\text{C}$ )
46b	- 0,25
47b	+ 0,05
48b	+ 0,1

Cette approximation est donc tolérable ici par rapport aux erreurs de mesures . ( Les écarts maximums rencontrés sont inférieurs à la précision des mesures , sauf peut- être pour le sondage 46b pour lequel l'écart est de l'ordre de cette précision ). Un gradient moyen de température et une humidité relative constante , égale à celle existant au sol n'influent donc pas excessivement les résultats des calculs de transmission.

### III -DISCUSSION

Revenons à la comparaison calculs- mesures . Même après un recalage des mesures sur la température au sol (  $T(o) = \tau(o)$  ) , il subsiste des différences avec les courbes calculées . Ces différences sont de plusieurs types :

#### 1°) Les oscillations aux petits angles

Nous pouvons en effet observer sur les figures 46b , 47b et 48b des oscillations de températures apparentes, qui semblent aléatoires, pour des angles de visée compris entre  $0^\circ$  et  $5^\circ$  . Ces fluctuations aux petits angles ont une amplitude maximum  $\delta T$  reportée dans le tableau ci- dessous:

Sondages	$\delta T$ ( °C)
46b	0,5
47b	0,6
48b profil a	0,5
profil b	0,5

Elles peuvent s'expliquer par des fluctuations rapides de la température près du sol et donc du rayonnement provenant des basses couches de l'atmosphère . Ceci expliquerait que les oscillations soient plus importantes pour les faibles angles , pour lesquels la contribution du rayonnement provenant des couches les plus basses est la plus grande .. Ces fluctuations sont sans doute particulièrement fortes dans les conditions où l'on a fait les trois sondages: fort ensoleillement, vent faible . Il faudrait , afin d'éviter ces fluctuations , faire le sondage total très rapidement (  $\sim 1$  minute ) .

#### 2°) Les pentes générales des courbes au- delà de 5 degrés

Nous avons vu que les figures 46b, 47b et 48b donnent les valeurs des températures apparentes calculées pour diverses concentrations de  $CO_2$

et que l'accord avec la mesure est réalisé , en général à quelques pour cent près , pour une concentration volumique de CO<sub>2</sub> égale à 330 ppm .Ce résultat peut s'expliquer de différentes manières :

a) Une concentration volumique de CO<sub>2</sub> réellement plus élevée que la moyenne , du fait que nous effectuons des mesures sur un site terrestre et en agglomération . ( Une mesure de concentration de CO<sub>2</sub> serait nécessaire pour éliminer cette cause d'erreur ).

b) Une absorption sous évaluée . Il faudrait alors :

- revoir les modèles théoriques utilisés et peut-être en tester d'autres.

- faire intervenir l'absorption des aérosols .

c) Une variation de sensibilité de l'appareil en cours de mesure.

d) L'influence d'un gradient de température plus élevé dans les basses couches, que le ballon-sonde ne relèverait pas . ( Il effectue en effet sa première mesure en altitude , vers 500 m environ , ce qui est insuffisant pour rendre compte de l'état des basses couches).

3°) Les écarts subsistants, dans la zone 5° - 25° , entre les profils calculés pour C<sub>4</sub> =330ppm et les profils obtenus par mesure.

Même après rétablissement de la pente des courbes calculées , nous observons des décalages résiduels T<sub>cal</sub> - T<sub>mes</sub> , sur presque toute la longueur de ces courbes ( entre 5° et 25° environ ). Les maximums des écarts rencontrés sont les suivants:

Sondages	T <sub>cal</sub> - T <sub>mes</sub> (°C)
46b	-0,5
47b	+0,5
48b profil a	-0,5
profil b	+0,25

Précédemment, nous avons fait coïncider au sol , les températures apparentes obtenues par les mesures et par les calculs réalisés d'après les données des ballons - sonde . En fait , pour éliminer l'influence des très basses couches ,il serait sans doute préférable de faire coïncider les profils mesurés et théoriques dans la zone 5° - 25° . Les écarts obtenus entre les deux fonctions , aux faibles angles ( 0° - 5° ) pourraient là encore être dus au manque d'information du radiosondage dans les plus basses couches de l'atmosphère ( 0 - 500 m ).

#### IV - CONCLUSION

Ces écarts semblent à priori graves pour la suite de notre problème compte tenu des résultats du chapitre IV , montrant l'influence de la température apparente sur le profil thermique vertical . Pour exploiter les mesures obtenues , nous ne pourrions que travailler sur les profils lissés, afin d'éliminer les fluctuations de températures aux petits angles; des sondages effectués plus rapidement par des mesures réalisées avec un pas de 2 degrés seraient alors suffisants.

CHAPITRE VI

PROBLEME DE L'INVERSION

I - INTRODUCTION

L'utilisation d'un sondage exige l'inversion de l'équation de transfert (73) pour restituer le profil de température.

Une première méthode itérative avait été développée (Réf. 24); mais si elle était satisfaisante pour les profils simples, elle ne permettait pas de restituer les profils à deux inversions. L'étude de l'inversion a donc été reprise entièrement par G. DEPARIS qui a développé une nouvelle méthode qui est celle adoptée maintenant; cette méthode est décrite en détail dans la référence 26.

Nous nous contenterons donc ici de rappeler très brièvement le principe et les performances de ces deux méthodes.

II - METHODE ITERATIVE DE CORRECTION SUR LES GRADIENTS (Réf. 24).

La méthode consiste à discrétiser l'intégrale de l'équation (73), en divisant l'atmosphère en une série de couches fines dans lesquelles le gradient de température est supposé constant. Nous aboutissons ainsi à un système d'équations linéaires

$$\tau_i = \sum_{j=0}^N f_i \left( \frac{\partial T_j(z)}{\partial z} \right) , (N = \text{nombre de couches}) \quad (80).$$

Ce système est alors résolu par une méthode itérative inspirée de celle de SMITH (Réf. 25).

Un profil  $\frac{\partial T(z)^{(n)}}{\partial z}$  est amélioré successivement; à chaque pas d'itération les  $\tau_i^{(n)}$  correspondants sont calculés et comparés aux températures apparentes exactes, un nouveau profil  $\frac{\partial T(z)^{(n+1)}}{\partial z}$  en est déduit. La procédure est arrêtée lorsque  $(\tau_i^{(n)} - \tau_{i \text{ mesuré}})$  devient de l'ordre du bruit de la mesure. La valeur initiale choisie  $\frac{\partial T(z)^{(0)}}{\partial z}$ , a très peu d'influence sur le résultat final, elle est prise à partir de données moyennes.

Cette méthode permet de restituer des profils de température linéaires ou comportant une seule inversion, avec une précision de 0,5°C, pour un bruit de mesure de 0,05°C.

III - METHODE ANALYTIQUE.

Les grandeurs mises en jeu sont ici représentées par des fonctions

analytiques continues (Réf. 25). Elle supprime les discontinuités et permet de s'approcher de façon plus satisfaisante des fonctions  $\tau_{\nu}(\alpha)$ ,  $\frac{\partial T(z)}{\partial z}$  et  $t_{\nu}^*(0, z, \alpha)$  que leur nature physique et les mesures ont révélées simples dans leur tracé ( donc finalement plus proches de fonctions analytiques connues que de fonctions en escalier ). Les fonctions choisies sont assez complexes pour donner une approche suffisante des fonctions physiques, tout en permettant encore l'intégration analytique.

Les résultats d'inversion obtenus avec les divers types de profils simples classiques (gradient standard, inversion simple, double inversion), sont très encourageants. Des essais ont été faits en injectant une erreur de mesure aléatoire, d'amplitude maximale de 5 %, les profils restitués gardaient la même allure. Par contre, il est apparu qu'un léger décalage de  $\tau_{\nu}(\alpha)$ , ou une déformation de  $\tau_{\nu}(\alpha)$ , même faible n'affectant qu'une partie de la courbe, ont une très grande incidence sur les profils obtenus.

Cette méthode d'inversion a été testée sur les mesures faites à l'I.R.M. de Bruxelles. Les résultats sont décevants, comparés à ceux obtenus précédemment avec des profils théoriques.

Par exemple, nous avons représenté sur la figure 49 le résultat de l'inversion des mesures portées en 46b (profil 6); le profil obtenu ne présente aucune similitude avec celui donné par le ballon-sonde.

Deux causes semblent à priori pouvoir expliquer ce mauvais résultat:

- les erreurs sur la fonction de transmission dues, soit au modèle choisi, soit aux variations possibles et inconnues de la concentration du  $\text{CO}_2$ , soit à l'approximation trop grossière de la concentration en  $\text{H}_2\text{O}$ , soit enfin à l'effet des aérosols que l'on a négligé;
- et surtout les erreurs de mesures, aléatoires ou systématiques, sur la température apparente.

#### IV - CONCLUSION

La restitution du profil de température exige une précision sur la température apparente qu'il ne semble pas possible d'obtenir avec les moyens actuellement utilisés. Une erreur de  $0,05^{\circ}\text{C}$  serait un maximum acceptable dans la mesure où ceci pourrait être atteint.

Néanmoins, le problème d'inversion semble résolu et il serait même envisageable d'améliorer encore le profil restitué en injectant le résultat d'une première inversion dans le calcul de la transmission, et en inversant à nouveau. En cas de convergence, on pourrait faire encore quelques itérations de ce processus.

### CONCLUSION

Dans ce travail , nous nous sommes proposé d'obtenir le profil vertical de température , dans la basse atmosphère, à partir de mesures au sol du rayonnement infrarouge du ciel . Ces mesures ont été faites en fonction de la direction d'observation dans une bande d'absorption du gaz carbonique.

Les premiers essais de mesures que nous avons effectué à Bruxelles sont encourageants ; ils ont montré un accord généralement bon avec les calculs théoriques.

L'inversion des mesures est théoriquement faisable, mais la précision nécessaire pour aboutir à un résultat satisfaisant sur les profils thermiques est très supérieure aux performances actuelles de l'appareillage.

Les points essentiels que nous aurons à traiter avant de reprendre des mesures concerneront:

- l'amélioration de la fonction transmission et l'étude de l'absorption atmosphérique due aux aérosols,
- l'augmentation des performances de l'appareil (sensibilité, vitesse de mesure), en employant d'autres types de détecteurs, tels les détecteurs refroidis.

Il serait d'autre part intéressant de procéder à une étude similaire dans la bande  $4,3\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  , zone où la vapeur d'eau n'absorbe pas .



ANNEXES

ANNEXE I  
LOI DES PRESSIONS

I - DECROISSANCE EXPONENTIELLE

L'équilibre hydrostatique aboutit à

$$dp = - \rho g dz , \quad (1)$$

où  $\rho$  est la densité de l'air et  $g$  l'accélération de la pesanteur que nous considérerons constante.

En assimilant l'air à un gaz parfait de masse molaire  $M$ , nous aurons pour  $n$  moles à la température  $T(z)$  dans un volume  $V$

$$P(z) = \frac{n RT(z)}{V} ; \quad (2)$$

ou encore

$$P(z) = \frac{\rho RT(z)}{M} ; \quad (3)$$

$$\frac{dp}{P} = - \frac{gM}{RT(z)} dz , \quad (4)$$

ce qui donne

$$P(z) = P(o) \exp \left\{ - \int_0^z \frac{gM}{RT(z)} dz \right\} . \quad (5)$$

Considérons l'hypothèse d'une atmosphère en équilibre conductif à température constante  $T_o$ .

La loi des pressions s'intègre alors de manière évidente :

$$P(z) = P(o) \exp \left( - \frac{z}{H} \right) \quad (6)$$

avec l'échelle de hauteur  $H = \frac{RT_o}{gM}$  (7)

Dans les conditions STP :  $H = 7,9910^3$  m.

Validité de la décroissance exponentielle

En fait, la décroissance exponentielle ne donne pas de limite naturelle pour la pression ; il faudrait tenir compte de la variation de  $g$  aux grandes altitudes. D'autre part l'isothermie résulte d'une compensation exceptionnelle de divers mécanismes (zones dépourvues d'interactions, la stratosphère par exemple).

Enfin l'humidité atmosphérique agit sur la masse molaire de l'air.

C'est donc une relation, reliant altitude, pression, température et humidité qu'il nous faut établir pour obtenir une idée plus exacte de la loi des pressions.

II - COURBE ALTIMETRIQUE

La courbe altimétrique est la variation en fonction de l'altitude, déduite des données d'un sondage (pression, humidité et température atmosphérique).

Entre deux altitudes  $z_1$  et  $z_2$  où les pressions sont  $P_1$  et  $P_2$  nous pouvons écrire en intégrant (3)

$$P_2 = P_1 \exp \left\{ - \int_{z_1}^{z_2} \frac{gM_v(z)}{RT(z)} dz \right\} \quad (9)$$

où  $M_v(z)$  et  $T(z)$  représentent la masse molaire de l'air humide et sa température.

Soit  $T'(z)$  la température virtuelle de l'air humide, telle que

$$T'(z) = T(z) \frac{M_a}{M(z)} \quad (10)$$

$M_a$  représentant la masse molaire de l'air sec.

Cette température virtuelle s'obtient aussi à l'aide de la table  $A_1$  qui nous donne l'écart  $\Delta T_s = T' - T$  pour de l'air saturé en fonction de  $T$  et  $P$ , et nous avons

$$\Delta T = \Delta T_s \times r \quad (r: \text{humidité relative}) \quad (11)$$

et par suite la température virtuelle

$$T' = T + \Delta T \quad (12)$$

TABLEAU A1

Tempéra- -ture °C	Pression en millibars						
	1000	950	900	850	800	750	700
-10	0.29	0.30	0.32	0.34	0.36	0.38	0.41
- 9	0.31	0.33	0.34	0.37	0.39	0.41	0.44
- 8	0.34	0.35	0.37	0.40	0.42	0.45	0.48
- 7	0.37	0.38	0.40	0.43	0.46	0.49	0.52
- 6	0.40	0.42	0.44	0.46	0.49	0.53	0.56
- 5	0.43	0.45	0.48	0.50	0.53	0.57	0.61
- 4	0.46	0.49	0.51	0.55	0.58	0.62	0.66
- 3	0.50	0.53	0.56	0.59	0.63	0.67	0.72
- 2	0.54	0.57	0.60	0.64	0.68	0.72	0.78
- 1	0.59	0.62	0.65	0.69	0.73	0.78	0.84
0	0.64	0.67	0.70	0.75	0.79	0.85	0.91
1	0.68	0.72	0.76	0.80	0.86	0.91	0.98
2	0.74	0.78	0.82	0.87	0.92	0.98	1.05
3	0.79	0.84	0.88	0.93	0.99	1.06	1.13
4	0.85	0.90	0.95	1.01	1.07	1.14	1.22
5	0.92	0.97	1.02	1.08	1.15	1.23	1.32
6	0.99	1.04	1.10	1.17	1.24	1.32	1.42
7	1.07	1.12	1.18	1.25	1.33	1.42	1.52
8	1.15	1.21	1.27	1.35	1.43	1.53	1.64
9	1.23	1.30	1.37	1.45	1.54	1.65	1.76
10	1.32	1.40	1.47	1.56	1.66	1.77	1.90
11	1.42	1.50	1.58	1.67	1.78	1.90	2.03
12	1.52	1.60	1.69	1.79	1.90	2.03	2.18
13	1.63	1.72	1.81	1.92	2.04	2.18	2.33
14	1.75	1.84	1.94	2.06	2.19	2.33	2.50
15	1.87	1.97	2.08	2.20	2.34	2.50	2.68
16	2.00	2.11	2.23	2.36	2.51	2.68	2.87
17	2.15	2.26	2.39	2.53	2.68	2.87	3.07
18	2.30	2.42	2.55	2.70	2.87	3.07	3.29
19	2.46	2.59	2.73	2.89	3.07	3.28	3.52
20	2.62	2.76	2.92	3.09	3.29	3.51	3.76
21	2.80	2.95	3.11	3.30	3.51	3.74	4.02
22	2.99	3.15	3.32	3.52	3.74	3.99	4.29
23	3.19	3.36	3.54	3.75	3.99	4.26	4.58
24	3.40	3.58	3.78	4.00	4.26	4.54	4.88
25	3.62	3.82	4.03	4.27	4.54	4.85	5.21



A partir des données d'un sondage Pression- Température - Humidité , il est alors possible de définir une loi des pressions en fonction de l'altitude.

Supposons que la variation de  $T'(z)$  est linéaire entre deux altitudes  $Z_1$  et  $Z_2$  rapprochées , nous obtenons alors par intégration de (9)

$$\text{Log } \frac{P_1}{P_2} = \frac{g \text{ Ma}}{R} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{T'(z)} = \frac{g \text{ Ma}}{2R} \left( \frac{1}{T'(z_1)} + \frac{1}{T'(z_2)} \right) (z_2 - z_1). \quad (13)$$

Ce qui donne

$$\Delta z = z_2 - z_1 = \frac{2R}{g \text{ Ma}} \cdot \text{Log } \frac{P_1}{P_2} \left[ \frac{1}{T'(z_1)} + \frac{1}{T'(z_2)} \right]^{-1} \quad (13')$$

avec  $\frac{2R}{g \text{ Ma}} = 58,54 \text{ m.K}^{-1}$ .

Nous avons représenté la courbe altimétrique sur la figure A1 pour les paramètres atmosphériques suivants :

$$r = 70 \% \text{ quel que soit } z.$$

$$T(z) = 300 - 6,5 z$$

Une comparaison en est donnée avec la décroissance exponentielle (fig. A1 ). La correspondance des deux courbes, surtout en basse atmosphère, nous permettra de conserver la décroissance exponentielle indépendamment des aléas météorologiques.

ANNEXE II  
ABONDANCE DU GAZ CARBONIQUE

La concentration en volume du gaz carbonique est supposée constante et est donnée par

$$C = \frac{P_p(z)}{P(z)} \quad (14)$$

où  $P_p(z)$  et  $P(z)$  représentent la pression partielle du gaz carbonique et la pression atmosphérique à l'altitude  $z$ .

Exprimons la quantité de gaz carbonique en épaisseur réduite, le long d'un trajet donné dans l'atmosphère.

Pour cela nous supposons la loi des gaz parfaits vérifiée, ce qui donne pour un trajet de longueur  $Z$  donné :

$$\frac{PZ}{T} = \text{cte} . \quad (15)$$

Considérons à l'altitude  $z$  un trajet faisant un angle  $\theta$  par rapport à la verticale de longueur  $\frac{dz}{u}$  ( $u = \cos\theta$ ) ; la température étant  $T(z)$ , la pression partielle du  $\text{CO}_2$   $P_p(z)$ .

Tout étant ramené aux conditions STP ( $P_0 = 1 \text{ atm}$ ,  $T_0 = 273 \text{ K}$ ), nous obtenons pour l'épaisseur réduite de  $\text{CO}_2$  dans  $dz$

$$d\omega = \frac{C}{u} \frac{T_0}{T(z)} P(z) dz \quad \text{exprimée en cm STP} \quad (16)$$

Ce qui donne, entre les altitudes  $0$  et  $z$  pour l'incidence  $\theta$ , l'épaisseur réduite de  $\text{CO}_2$

$$\omega(0, z; u) = \frac{C}{u} T_0 \int_0^z \frac{P(\zeta)}{T(\zeta)} d\zeta \quad \text{en cm STP} \quad (17)$$

L'intégration de cette relation nécessite la connaissance de  $P(z)$  et de  $T(z)$  à tous niveaux.

Nous avons vu que nous pouvons admettre, tout au moins pour la basse atmosphère limitée à une altitude de l'ordre de 2 km la loi des pressions :  $P(z) = P(0) e^{-\frac{z}{H}}$  (Annexe I).

Par contre, la température  $T(z)$  subissant des fluctuations aléatoires, il ne nous est pas possible de l'exprimer à l'aide d'une loi bien précise.

Nous admettrons néanmoins une représentation standard afin d'en obtenir un ordre de grandeur (fig. A-2) (le profil standard équivaut dans les basses couches à un gradient constant  $a$ , de l'ordre de  $-6,5$  K/km avec une température au sol  $T(0) = 290$  K) (réf. 27)

Nous pouvons alors exprimer plus complètement l'épaisseur réduite de  $\text{CO}_2$  en basse atmosphère par :

$$\omega(0, z; u) = \frac{C}{u} P(0) \int_0^z \frac{T_0}{T(0) + a\zeta} e^{-\frac{\zeta}{H}} d\zeta \quad (18)$$

Evaluons l'erreur commise lorsque nous assimilons le coefficient  $\frac{T_0}{T(0) + a}$  à l'unité :

$$\frac{\Delta\omega(0, z; u)}{\omega(0, z; u)} = \frac{\left| \int_0^z \frac{T_0 - T(0) - a\zeta}{T(0) + a\zeta} e^{-\frac{\zeta}{H}} d\zeta \right|}{\int_0^z \frac{T_0}{T(0) + a\zeta} e^{-\frac{\zeta}{H}} d\zeta} \quad (19)$$

Cette relation, indépendante de l'angle  $\theta$  donne, pour les valeurs numériques citées ci-dessus :

$$\frac{\Delta\omega(0, z)}{\omega(0, z)} \approx \left| 5 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-2} \left( H - \frac{z}{e^{\frac{z}{H}} - 1} \right) \right| \quad (20)$$

ou encore  $\frac{\Delta\omega(0, z)}{\omega(0, z)} \leq 5\%$  pour  $0 \text{ km} \leq z \leq 10 \text{ km}$   
avec une erreur minimale vers  $5,6 \text{ km}$  (fig. A-3).

Pour la suite nous adopterons l'expression intégrée

$$\omega(0, z; u) = \frac{C P(0) H}{u} \left( 1 - e^{-\frac{z}{H}} \right) \quad (21)$$

L'extrapolation à toute l'atmosphère, pour un trajet vertical donne

$$\omega(0, \infty; 1) = C \cdot P(0) H \text{ cm-STP}$$

Pour  $P(0) = 1 \text{ atm}$ , nous obtenons une abondance de  $263,7 \text{ cm-STP}$  de  $\text{CO}_2$ .  
Les mesures de FINK et al qui annoncent  $264 \text{ cm-STP}$  (réf. 9) correspondent donc très bien avec ce calcul.

ANNEXE III  
ABONDANCE DE LA VAPEUR D'EAU

L'humidité relative  $r(z)$  à l'altitude  $z$  est donnée par la relation

$$r(z) = \frac{e(T(z))}{e_s(T(z))} \quad (22)$$

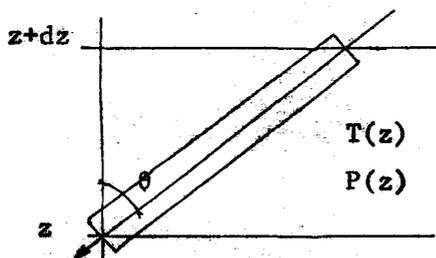
où  $e(T(z))$  est la pression de vapeur mesurée à  $T(z)$  et  $e_s(T(z))$  est la pression de vapeur saturante à  $T(z)$ .

La table A2 donne des valeurs de la pression de vapeur saturante de la vapeur d'eau en  $N.m^{-2}$  en fonction de la température exprimée en °C (réf. 28)

Etablissons la relation permettant d'exprimer la hauteur d'eau précipitable en fonction de l'humidité relative :

Soit un cylindre d'air humide de longueur  $\frac{dz}{u}$  et entourant un trajet d'incidence  $\theta$  ( $u = \cos \theta$ ).

Ce cylindre est à l'altitude  $z$ , à la pression  $P(z)$  et à la température  $T(z)$  ; il a une surface de base  $S$ .



Supposons que ce cylindre contienne  $N$  molécules de gaz dont  $N_v$  molécules de vapeur d'eau et  $N_a$  molécules d'air sec

$$N = N_a + N_v \quad (23)$$

De plus

$$e(z) = \frac{N_v}{N} P(z) \quad ; \quad (24)$$

d'où 
$$N_v = e(z) \frac{N}{P(z)} = \frac{r(z) \cdot e_s(T(z)) N}{P(z)} \quad (25)$$

D'autre part on considère que l'air humide est un gaz parfait.

De ce fait il vérifie l'équation des gaz parfaits ; c'est à dire que pour le cylindre considéré

Tableau A2

Pression de vapeur saturante ( N.m<sup>-2</sup>) au-dessus de l'eau liquide pure.

°C	-30	-20	-10	0	+10	+20	+30	+40
0	50.88	125.40	286.27	610.78	1227.2	2337.3	4243.0	7377.7
+1	55.89	136.64	309.71	656.62	1311.9	2486.1	4492.7	7780.2
+2	61.34	148.77	334.84	705.47	1401.7	2643.0	4755.5	8201.5
+3	67.27	161.86	361.77	757.53	1496.9	2808.0	5030.7	8642.3
+4	73.71	175.97	390.61	812.94	1597.7	2983.1	5320.0	9103.4
+5	80.70	191.18	421.48	871.92	1704.4	3167.1	5623.6	9585.5
+6	88.27	207.55	454.51	934.65	1817.3	3360.8	5942.2	10089
+7	96.49	225.15	489.81	1001.3	1936.7	3564.9	6276.2	10616
+8	105.38	244.09	527.53	1072.2	2063.0	3779.6	6626.4	11166
+9	115.00	264.43	567.80	1147.4	2196.4	4005.5	6993.4	11740



$$P(z) \cdot S \cdot \frac{dz}{u} = N RT(z) , \quad (26)$$

R : constante des gaz parfaits = 8,314 J.K<sup>-1</sup>

donc 
$$N = \frac{P(z) S dz}{u RT(z)} ; \quad (27)$$

et

$$N_v = \frac{S}{uR} \frac{e_s(T(z)) r(z) dz}{T(z)} . \quad (28)$$

La masse de vapeur d'eau contenue dans ce cylindre est

$$M_v = MN_v , \quad (29)$$

M : masse molaire de la vapeur d'eau = 18.10<sup>-3</sup> kg

Or 1 kg d'eau liquide occupe un volume de 10<sup>-3</sup> m<sup>3</sup>. Le volume d'eau liquéfiée que contiendrait ce cylindre serait donc

$$V = M_v 10^{-3} ,$$

et par conséquent la hauteur d'eau liquide

$$d\lambda = \frac{V}{S} = \frac{10^{-3} M}{u R} \frac{e_s(T(z)) r(z)}{T(z)} dz \quad \text{en mètres} \quad (30)$$

Pour un trajet d'épaisseur z (entre les altitudes 0 et z) sous une incidence u nous aurons la hauteur d'eau précipitable

$$\lambda(0, z; u) = \frac{2,165 \cdot 10^{-4}}{u} \int_0^z \frac{e_s(T(z)) \cdot r(z)}{T(z)} dz \quad (31)$$

(en cm précip.)

Le tableau récapitulatif A3 - donne des valeurs de λ avec une altitude z = 1000 m et une incidence normale, ceci pour diverses températures et humidités. Ces valeurs sont comparées à celles relevées sur l'abaque représenté en figure A4 qui a été établi d'après des mesures (réf. 29)

L'accord satisfaisant entre les valeurs de λ (0,1000;1) et les mesures reportées de l'abaque (fig.A4), permettra de retenir la relation (31) pour la hauteur d'eau précipitable.

$$P(z) \cdot S \cdot \frac{dz}{u} = N RT(z) , \quad (26)$$

R : constante des gaz parfaits =  $8,314 \text{ J.K}^{-1}$

$$\text{donc } N = \frac{P(z) S dz}{u RT(z)} ; \quad (27)$$

et

$$N_v = \frac{S}{uR} \frac{e_s(T(z)) r(z) dz}{T(z)} . \quad (28)$$

La masse de vapeur d'eau contenue dans ce cylindre est

$$M_v = MN_v , \quad (29)$$

M : masse molaire de la vapeur d'eau =  $18 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$

Or 1 kg d'eau liquide occupe un volume de  $10^{-3} \text{ m}^3$ . Le volume d'eau liquéfiée que contiendrait ce cylindre serait donc

$$V = M_v \cdot 10^{-3} ,$$

et par conséquent la hauteur d'eau liquide

$$d\lambda = \frac{V}{S} = \frac{10^{-3} M}{u R} \frac{e_s(T(z)) r(z)}{T(z)} dz \text{ en mètres} \quad (30)$$

Pour un trajet d'épaisseur z (entre les altitudes 0 et z) sous une incidence u nous aurons la hauteur d'eau précipitable

$$\lambda(0, z; u) = \frac{2,165 \cdot 10^{-4}}{u} \int_0^z \frac{e_s(T(z)) \cdot r(z)}{T(z)} dz \quad (31)$$

(en cm précip.)

Le tableau récapitulatif A3 - donne des valeurs de  $\lambda$  avec une altitude  $z = 1000 \text{ m}$  et une incidence normale, ceci pour diverses températures et humidités. Ces valeurs sont comparées à celles relevées sur l'abaque représenté en figure A4 qui a été établi d'après des mesures (réf. 29)

L'accord satisfaisant entre les valeurs de  $\lambda(0, 1000; 1)$  et les mesures reportées de l'abaque (fig. A4), permettra de retenir la relation (31) pour la hauteur d'eau précipitable.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - J. LENOBLE - Le rayonnement atmosphérique - Cours de DEA d'optique ,  
Université de Lille
- 2 - L.D. KAPLAN - Inference of Atmospheric Structure from Radiation Measurements - J.O.S.A., vol 49, n°10, pp 1004-1007, (1959)
- 3 - D.G. WARK - SIRS : An Experiment to Measure the Free Air Temperature from a Satellite - Applied Optics, vol 9, n°8, pp 1761-1766, (1970)
- 4 - Th. ENCRENAZ, D. GAUTIER, L. VAPILLON, J.P. VERDET - The far infrared spectrum of Jupiter - Astron. et Astrophys., vol 11, pp 431-449, (1971)
- 5 - J.N. HOWARD, DE BURCH, D. WILLIAMS - Near Infrared Transmission through Synthetic Atmospheres - Geophysical Research Papers, n°40, (1955)
- 6 - T. TAKAHASHI - Carbon Dioxide in the Atmosphere and in Atlantic Ocean Water - J.G.R., vol 66, n°2, pp 477-494, (Fév. 1961)
- 7 - F. HAGEMAN, J. GRAY, L. MACHTA - Stratospheric Carbon 14, Carbon Dioxide and Tritium - Science, n°130, pp 542-552, (1959)
- 8 - G.N. PLASS - The Carbon Dioxide Theory of Climatic Change - Tellus, n°8, pp 140-154, (1956)
- 9 - U. FINK, D.H. RANK, T.A. WIGGINS - J.O.S.A., vol 54, p 472, (1964)
- 10 - R.A. Mac CLATCHEY - Optical Properties of the Atmosphere (Third Edition)-  
Air Force Cambridge Research Laboratories, (1972)
- 11 - V.R. STULL, P.J. WYATT, G.N. PLASS - The Infrared Transmittance of Carbon Dioxide - Applied Optics, p243, (Fév. 1964)
- 12 - S.R. DRAYSON, S.Y. LI, C. YOUNG - Atmospheric absorption by carbon dioxide, water vapor and oxygen - University of Michigan, College of Engineering, Report N 08183-2-F
- 13 - M.H. BOULANGUE - Etude d'un modèle de bande appliqué à la transmission du CO<sub>2</sub>. Cas de la bande à 15 µm - Rapport D.E.A. Lille (1972)
- 14 - B.M. GOLUBITSKIY, N.I. MOSKALENKO - Spectral transmission functions in the H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> bands - Izvestiya, vol 4, n°3, p 194, (Mar. 1968)
- 15 - W.L. SMITH - A polynomial representation of carbon dioxide and water vapor transmission
- 16 - D.E. BURCH, SINGLETON, D. WILLIAMS - Applied Optics, vol. 1, p 359, (1962)
- 17 - Y. FOUQUART - Variation de la transmission de la vapeur d'eau en fonction de la température: utilisation du modèle statistique - Université de Lille I, Bakou Oct. 1973, Internationnal Astronautical Congress

- 18 - R.M. GOODY - Atmospheric Radiation, pp 236-238, (1964)
- 19 - K.YA. KONDRAT'EV, YU. TIMOFEEV - The Applicability of Approximation Methods for Introducing Atmospheric Inhomogeneities into Calculations of the Transmission Functions of the Rotational Band of Water Vapor - Izvestiya, vol 3, n°3, p 134, (Mar. 1967)
- 20 - H.J. BOLLE - Paper presented at the Symposium on Radiation Processes in the atmosphere in Leningrad - Int. Rad. Comm. of J.A.M.A.P., see Monograph. n°28, I.U.G.G., Paris, (Aug. 1965)
- 21 - P.Y. DESCHAMPS - Etude et réalisation d'un radiomètre infrarouge - Thèse 3° cycle, Lille (1968)
- 22 - J.C. VANHOUTTE - Améliorations apportées à la mesure radiométrique de la température de l'océan. Etude, réalisation et essais d'un radiomètre infrarouge à lumière polarisée - Thèse Docteur ingénieur, Lille (1974)
- 23 - J.C. VANHOUTTE - Etude et réalisation d'un corps noir étalon - Electronique Industrielle, pp 35-38, (Jan. 1972)
- 24 - P.Y. DESCHAMPS , G. BROGNIEZ - Détermination du profil vertical de température de l'atmosphère, à partir du sol , d'après l'émission infrarouge du CO<sub>2</sub> . Méthode d'inversion de l'équation de transfert du rayonnement - J.R.A. Mémorial HENRI DESSENS , pp 117-132 ,1972
- 25 - W.L.SMITH - Iterative solution of the radiative transfer equation for the temperature and absorbing gas profile of an atmosphere - Applied Optics, vol.9, n°9, pp1993-9,(1970)
- 26 - G. DEPARIS - Rapport D.R.M.E. , Contrat 73/34/393 , ( Nov. 74)
- 27 - The Rocket Panel - Physical Review, n°88, pp 1027-1032, (1952)
- 28 - R.M. GOODY - Atmospheric Radiation , p 400, (1964)
- 29 - Handbook of Geophysics and Space Environments, chap. 10, p 4, (1965)

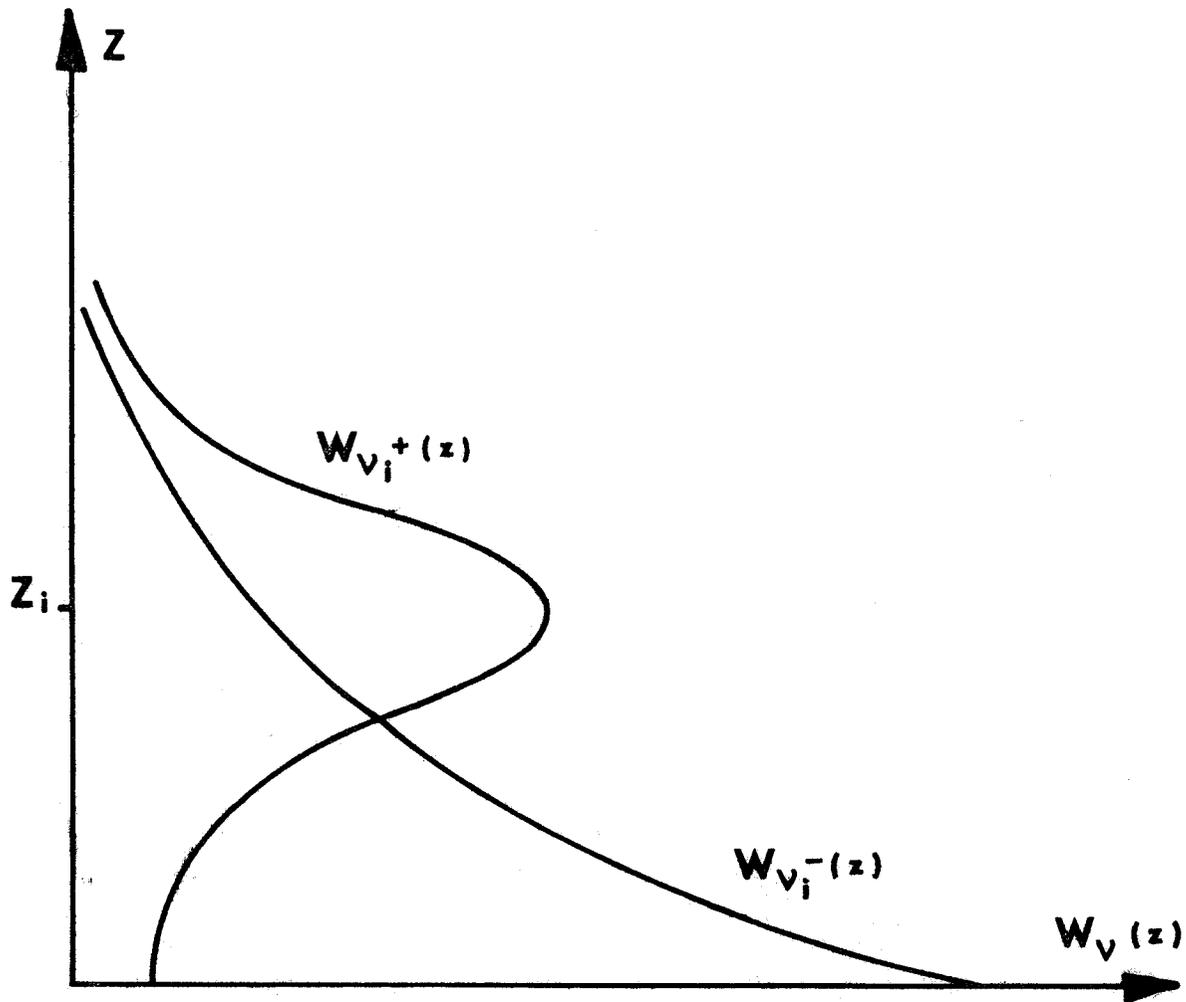


Figure 1

Allure typique d'une fonction poids :

$W_{\nu_i}^+(z)$  A partir de satellite  
 $W_{\nu_i}^-(z)$  A partir du sol.

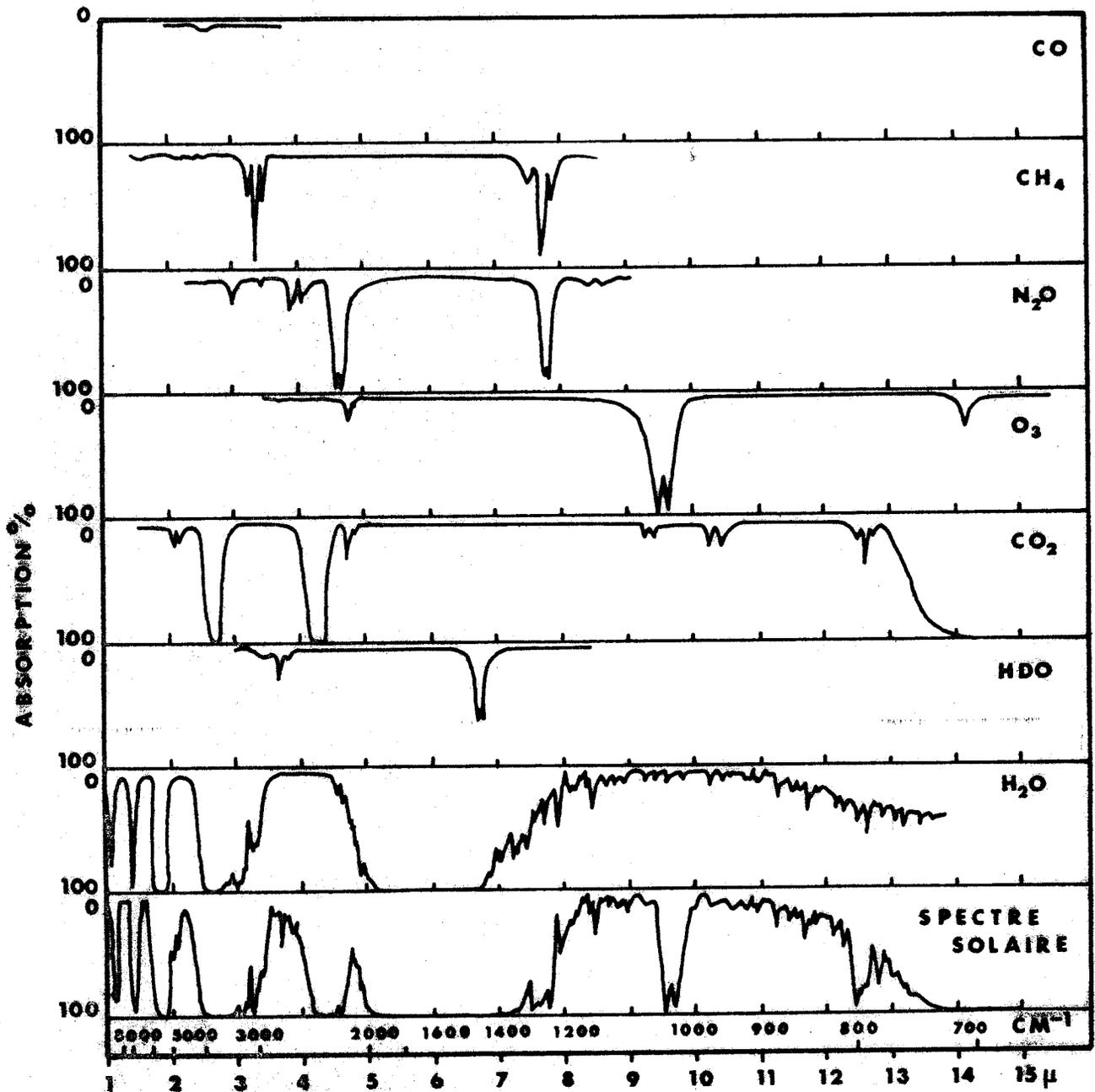


Figure 2

Spectres, dans le proche infra rouge, du rayonnement solaire et de  
 CO, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub>, CO<sub>2</sub>, HDO et H<sub>2</sub>O.



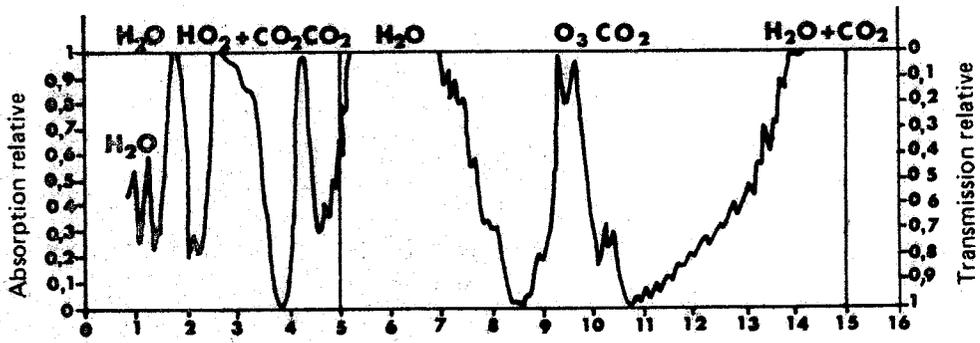


Fig. 3a

Courbe typique d'absorption atmosphérique verticale.

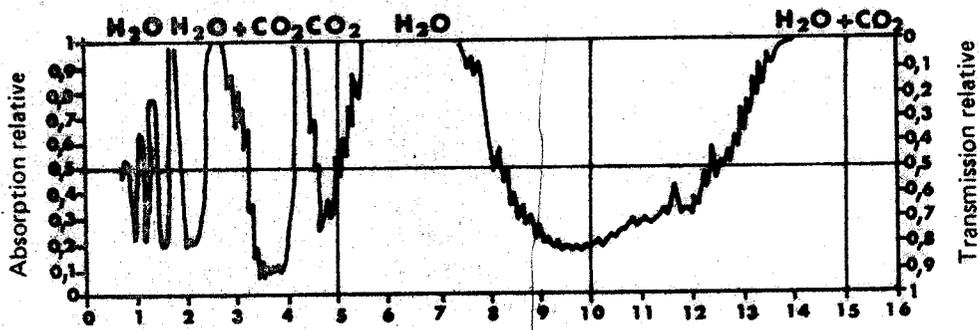


Fig. 3b

Courbe typique d'absorption atmosphérique horizontale à l'altitude zéro.



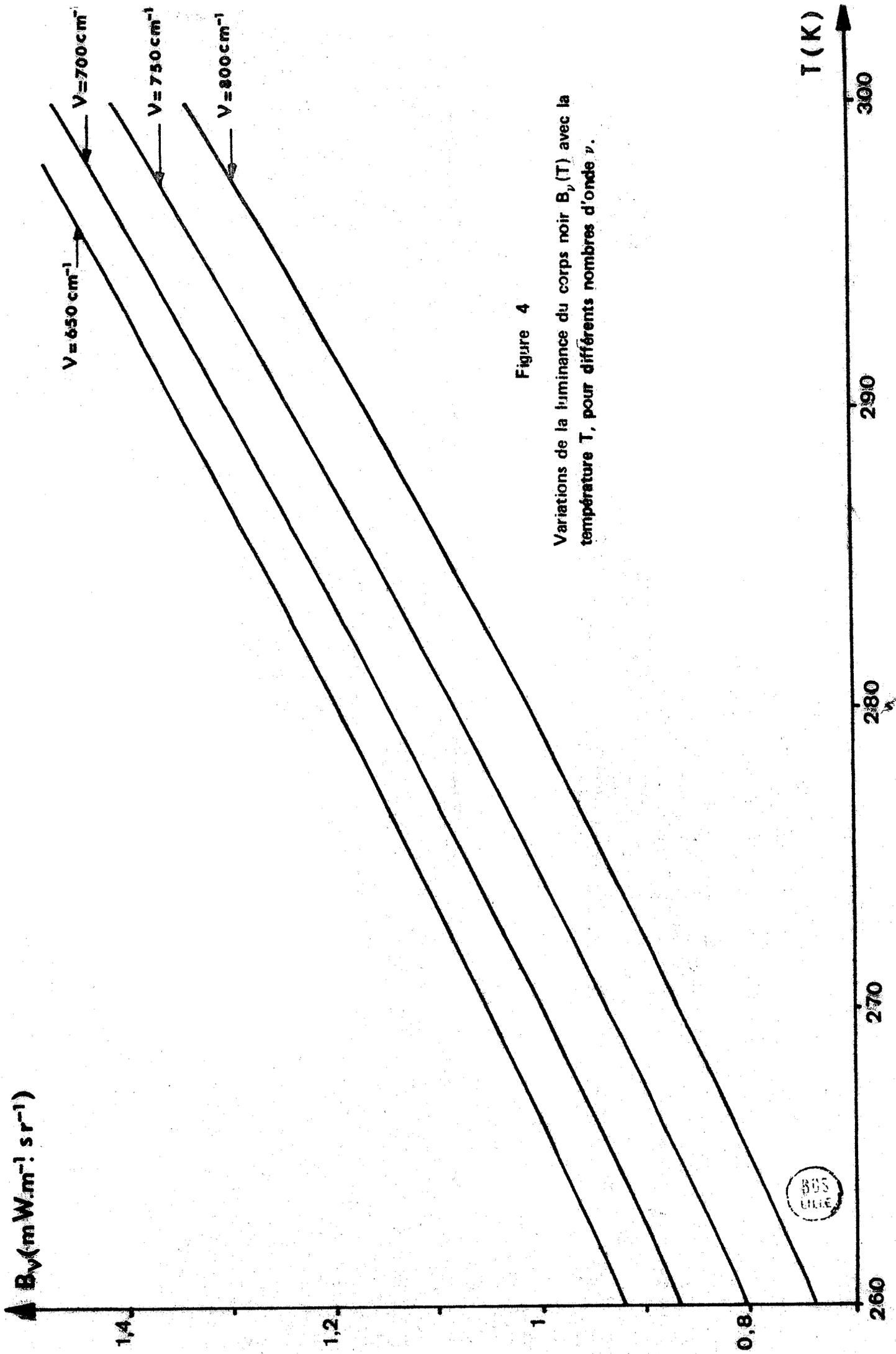


Figure 4

Variations de la luminance du corps noir  $B_v(T)$  avec la température  $T$ , pour différents nombres d'onde  $\nu$ .

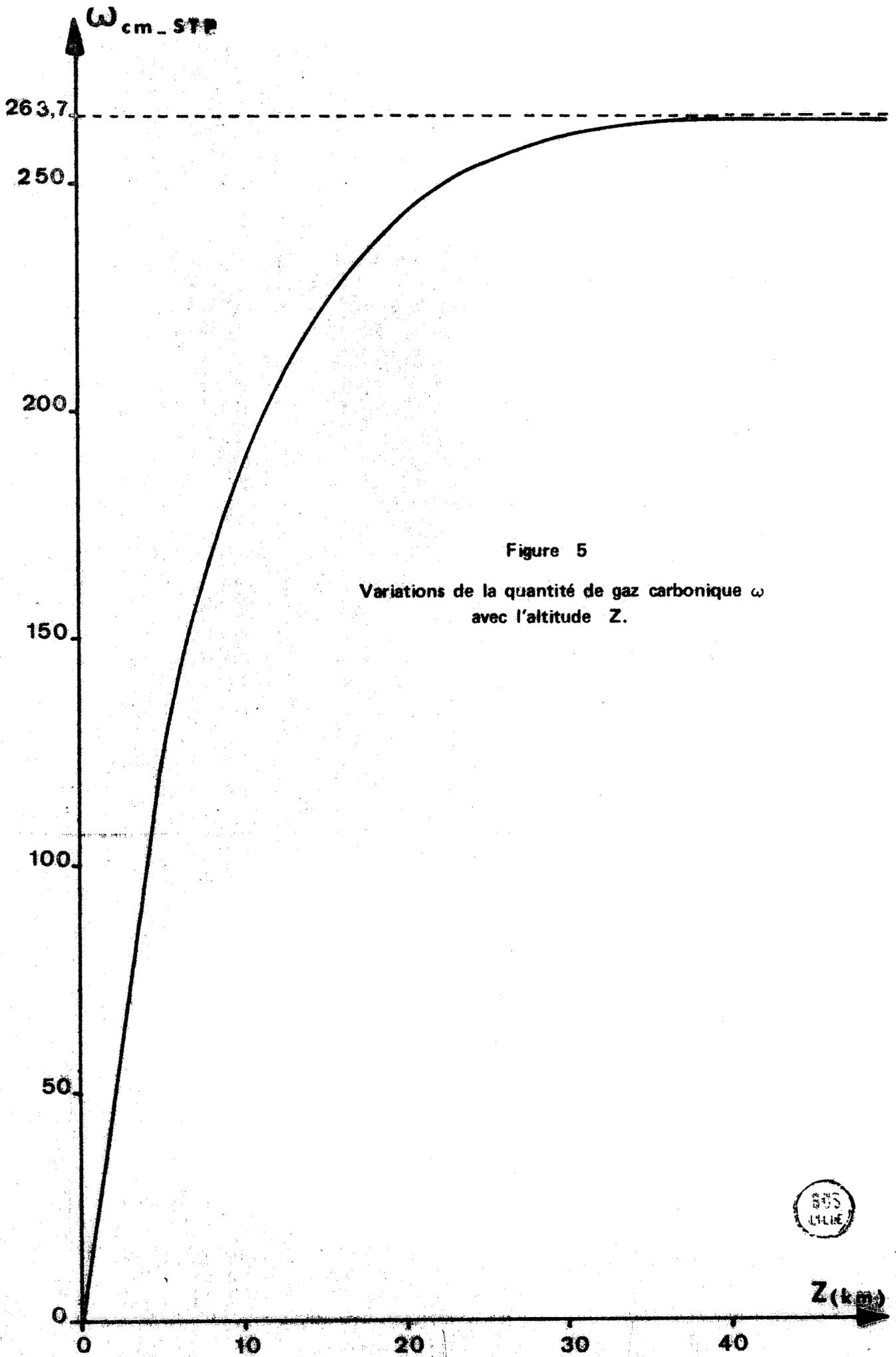


Figure 5  
Variations de la quantité de gaz carbonique  $\omega$   
avec l'altitude  $Z$ .



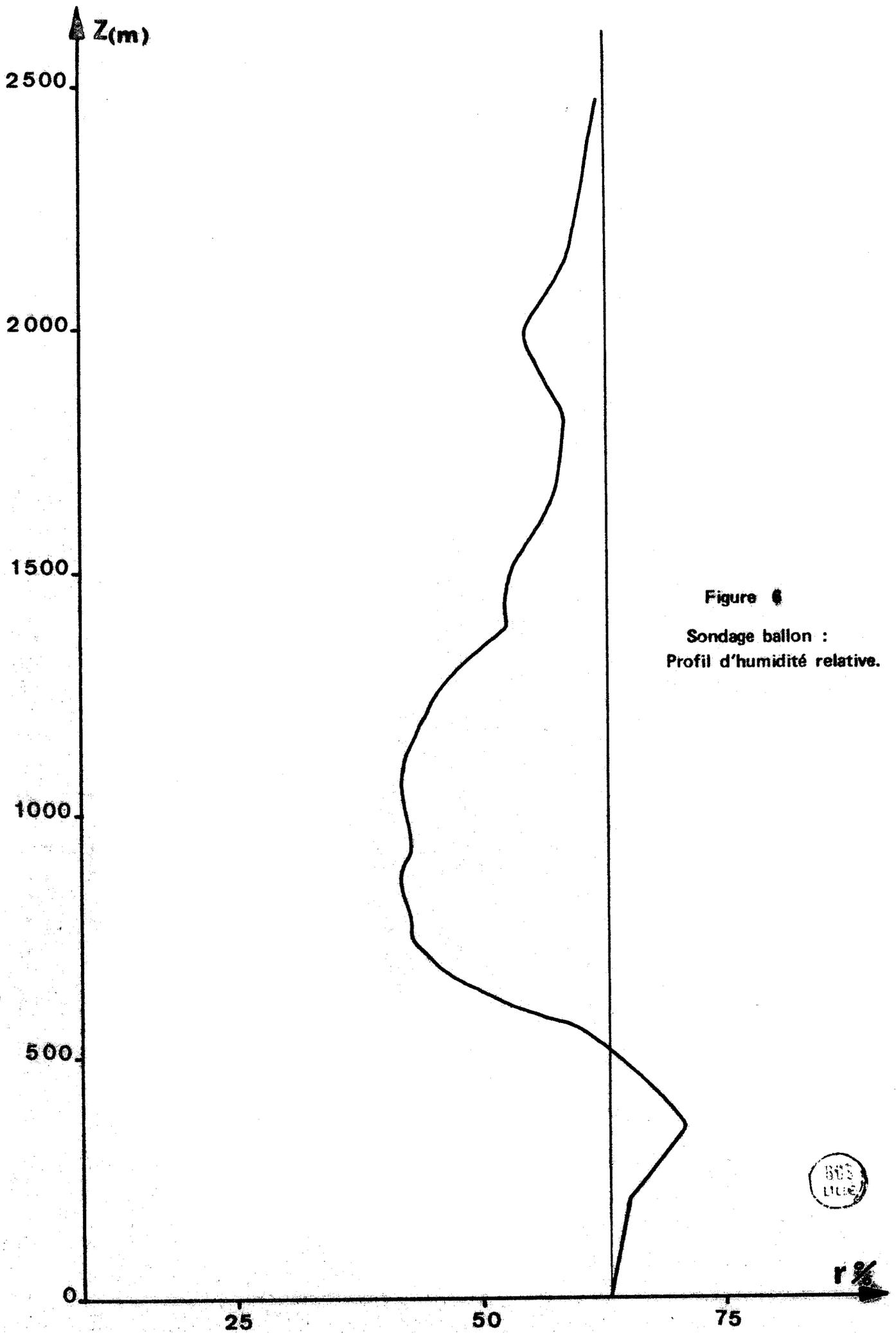


Figure 6  
Sondage ballon :  
Profil d'humidité relative.



r%

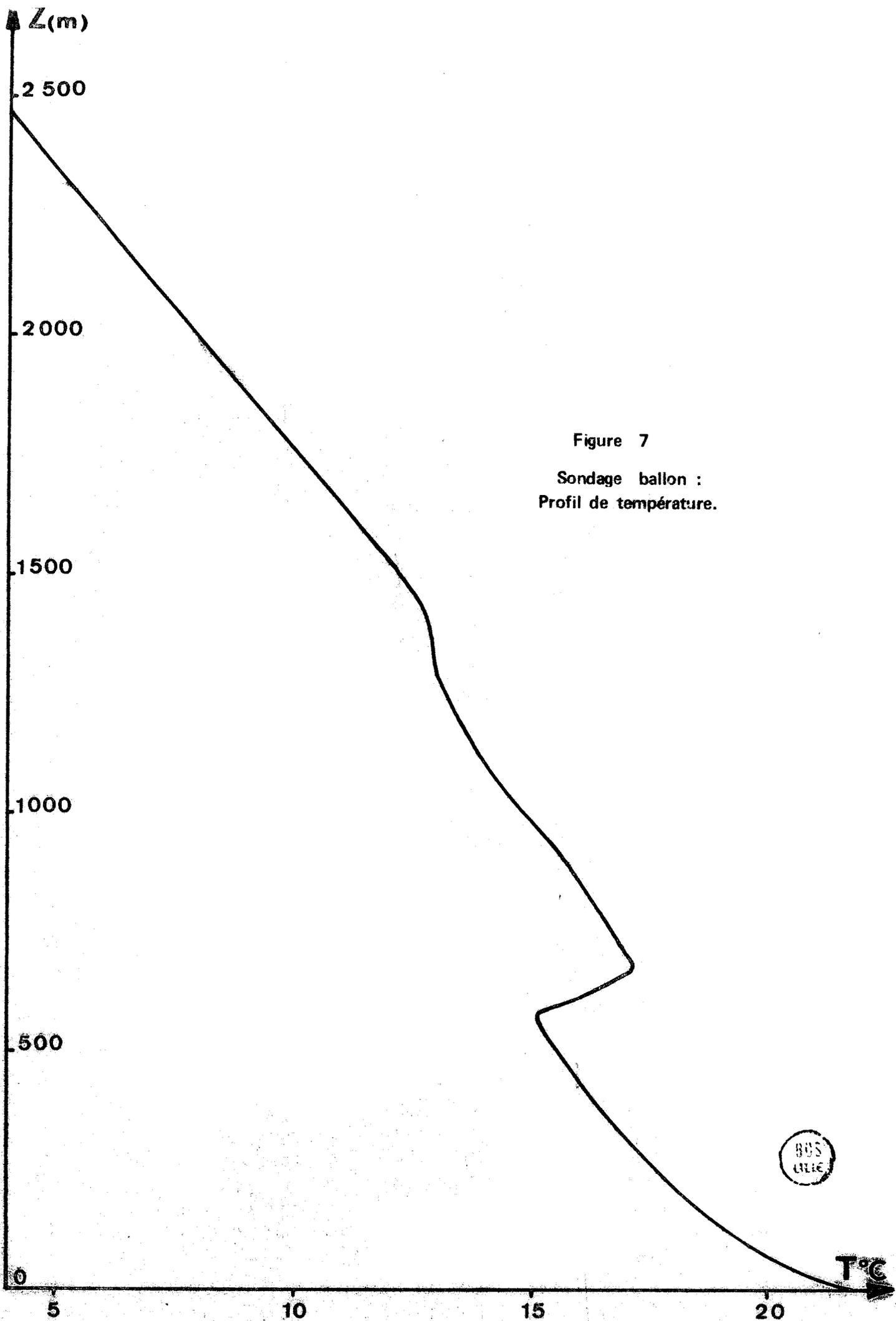


Figure 7  
Sondage ballon :  
Profil de température.

BUS  
1111

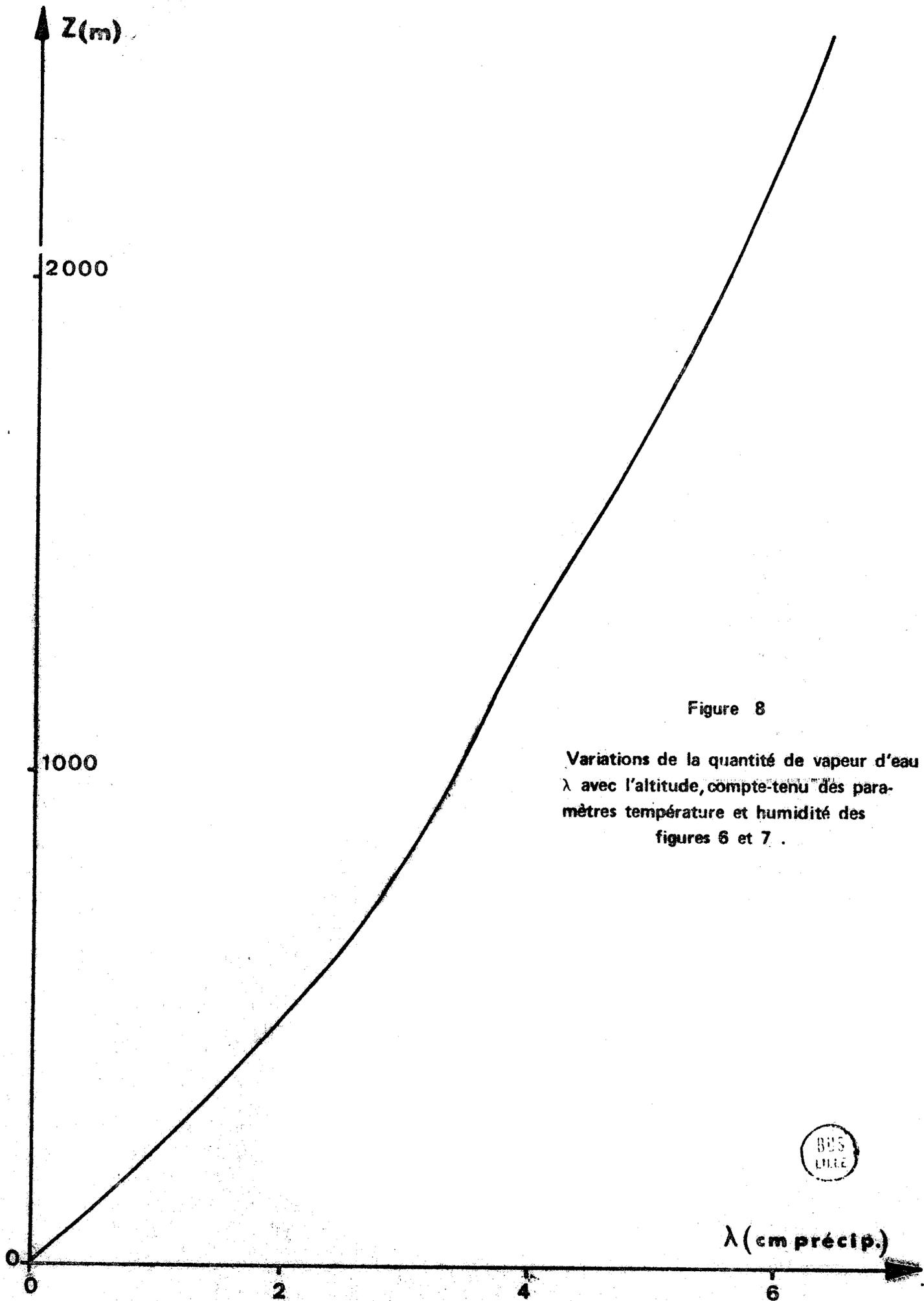


Figure 8

Variations de la quantité de vapeur d'eau  $\lambda$  avec l'altitude, compte-tenu des paramètres température et humidité des figures 6 et 7 .



$\lambda$  (cm précip.)

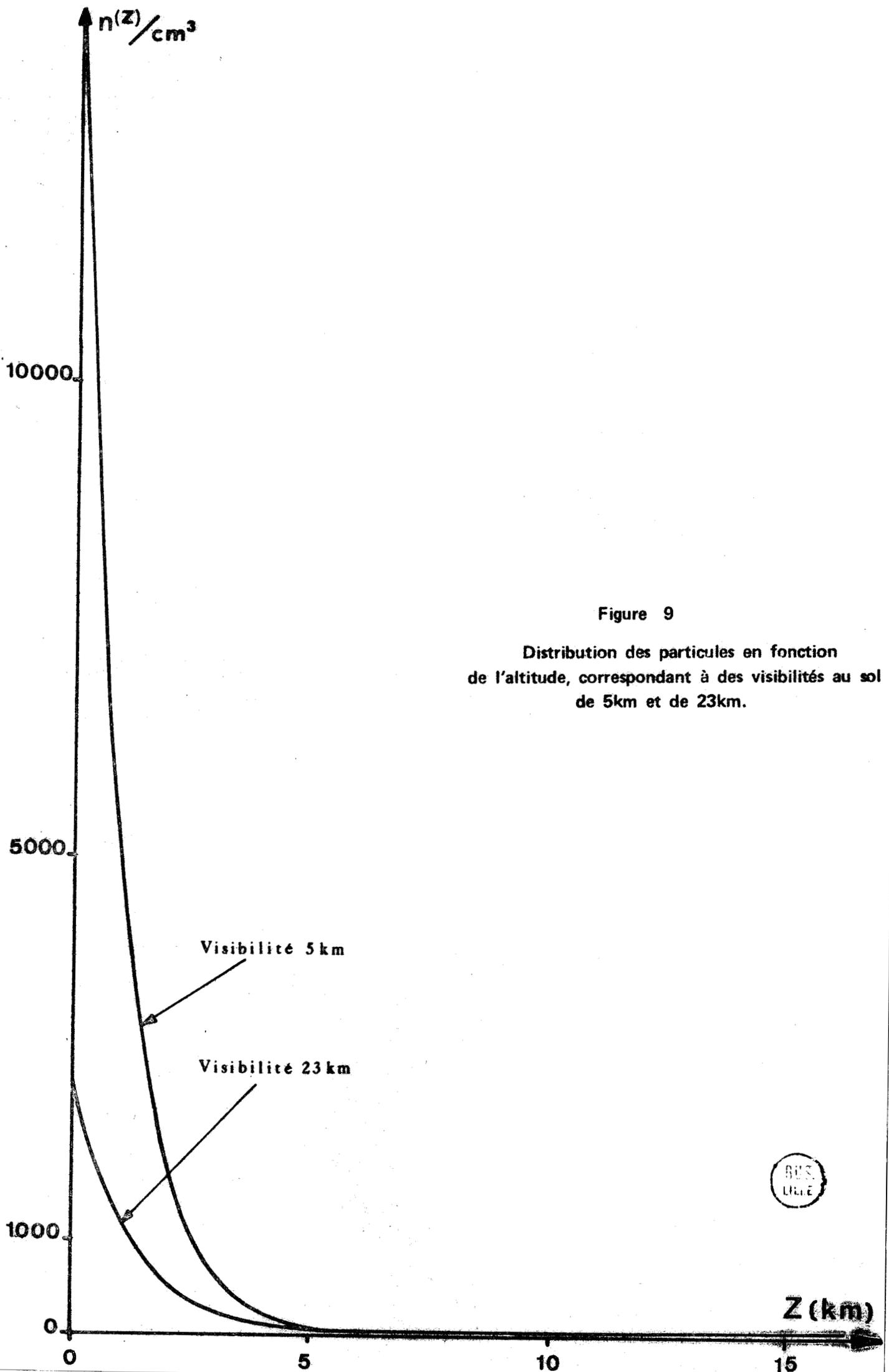


Figure 9

Distribution des particules en fonction de l'altitude, correspondant à des visibilités au sol de 5km et de 23km.



$\frac{n(r)}{\Delta r}$  (nb de particules  $\text{cm}^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ )

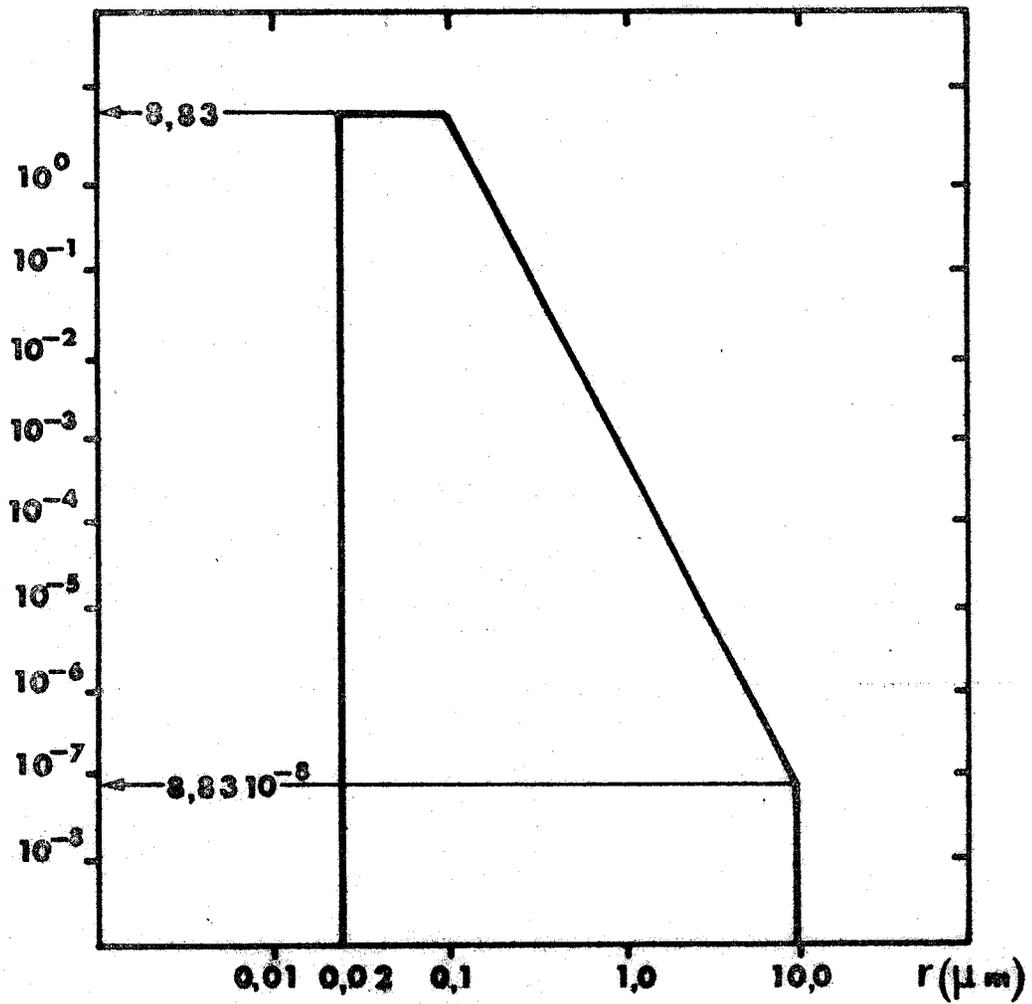


Figure 10

Distribution normalisée des particules pour les modèles d'aérosols de Mac Clatchey.



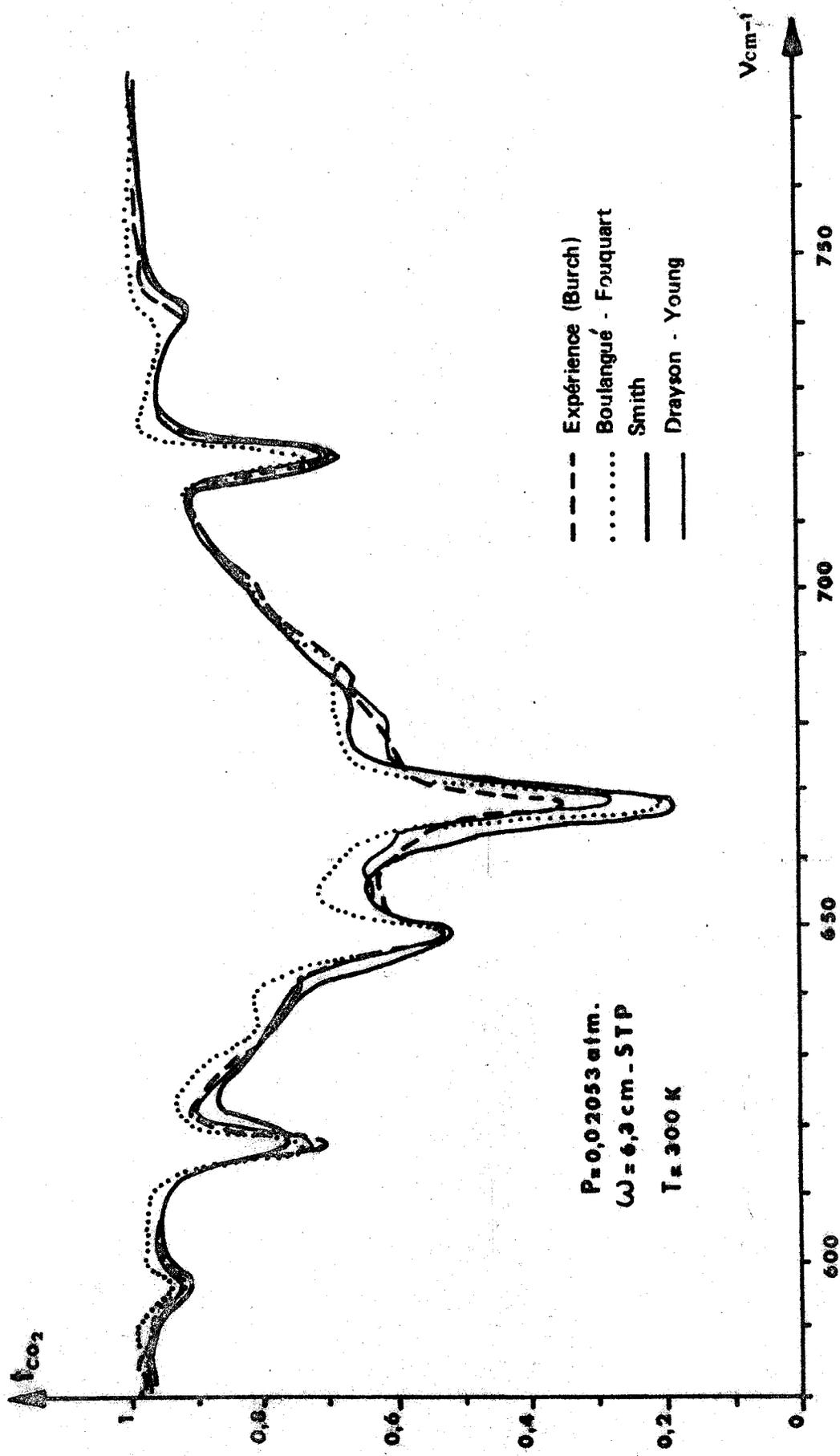


Figure 11 a

Comparaison du spectre basse résolution du CO<sub>2</sub> (Burch) avec des calculs théoriques.



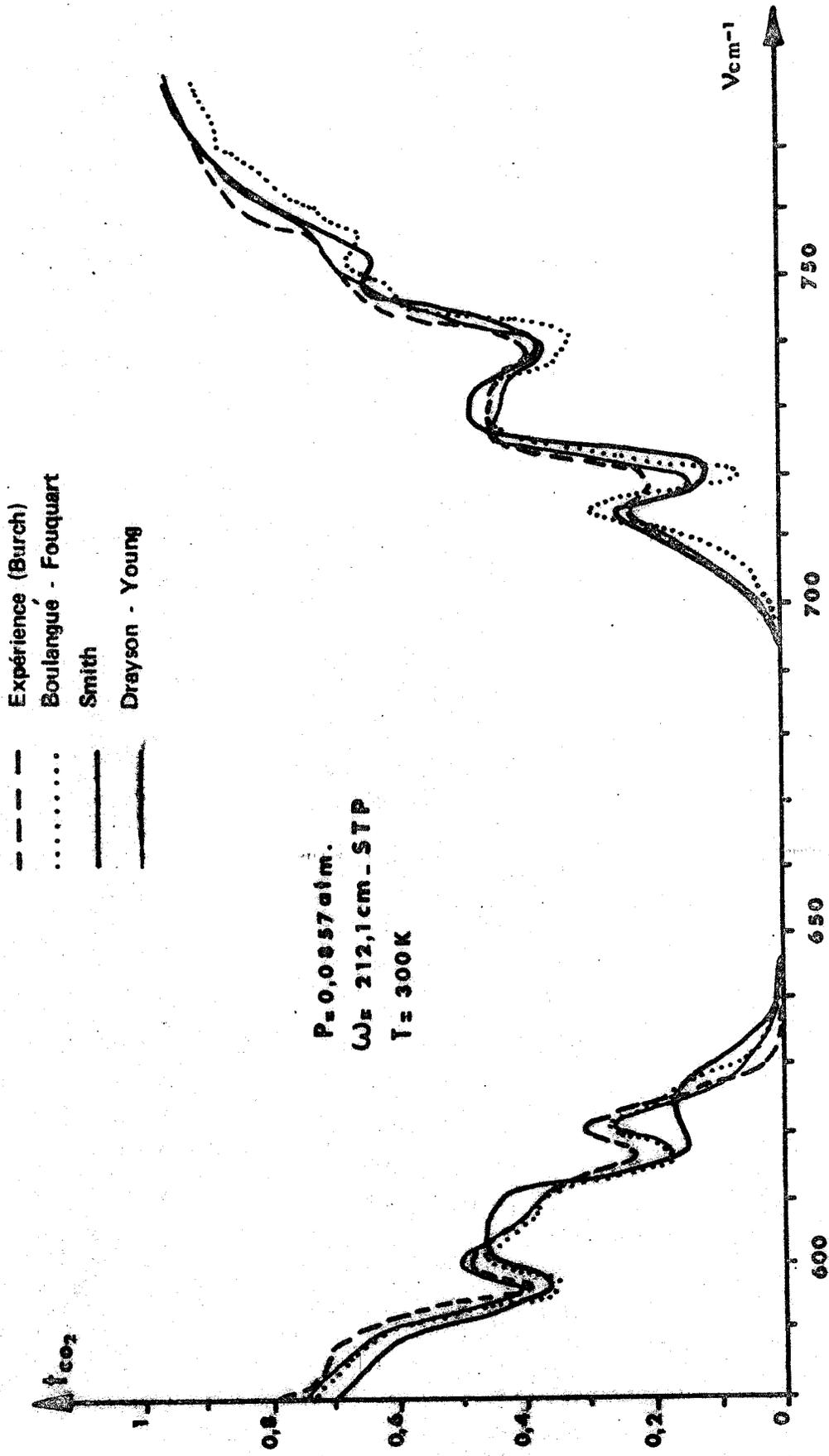


Figure 11 b  
 Comparaison du spectre basse résolution du CO<sub>2</sub> (Burch) avec des calculs théoriques.



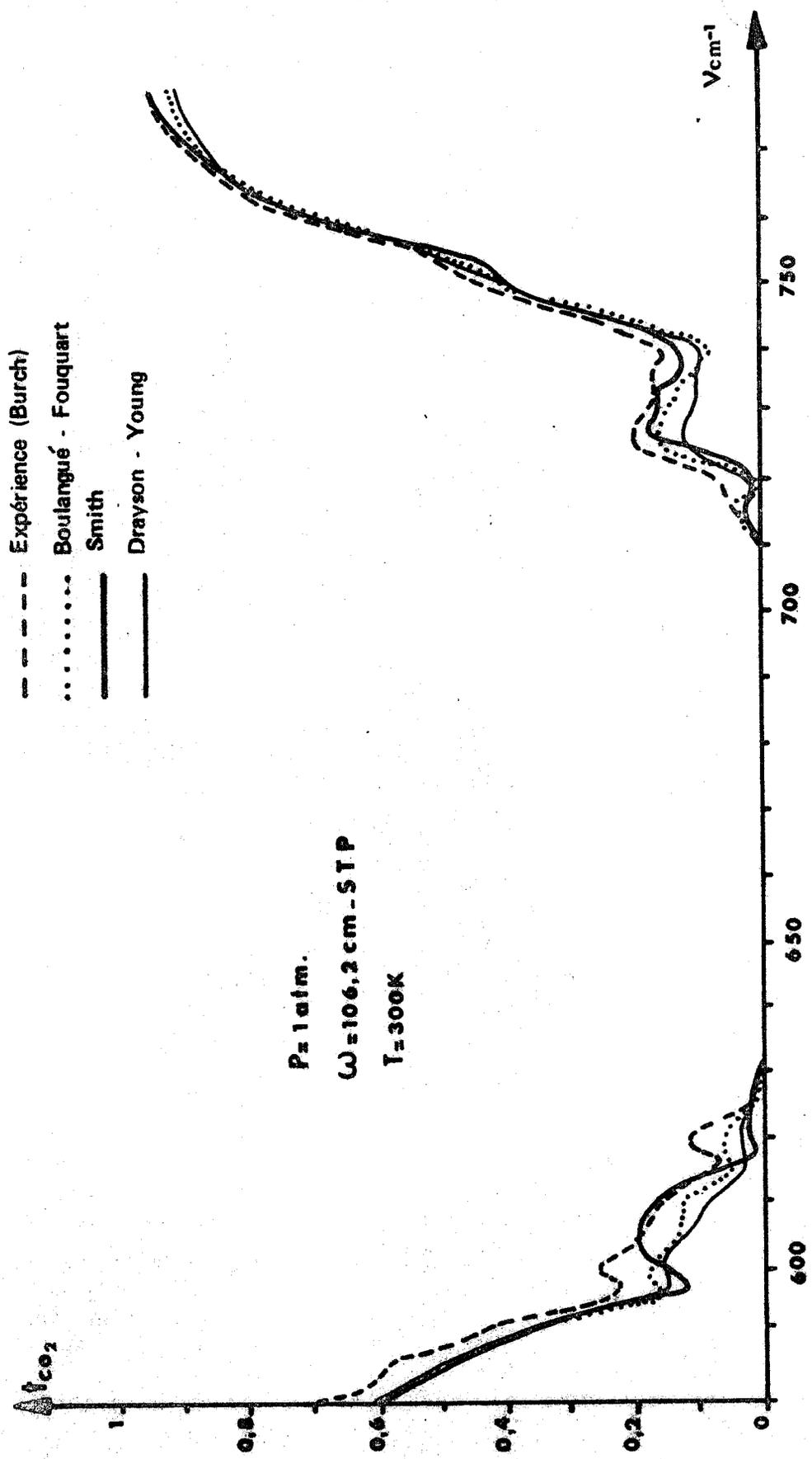
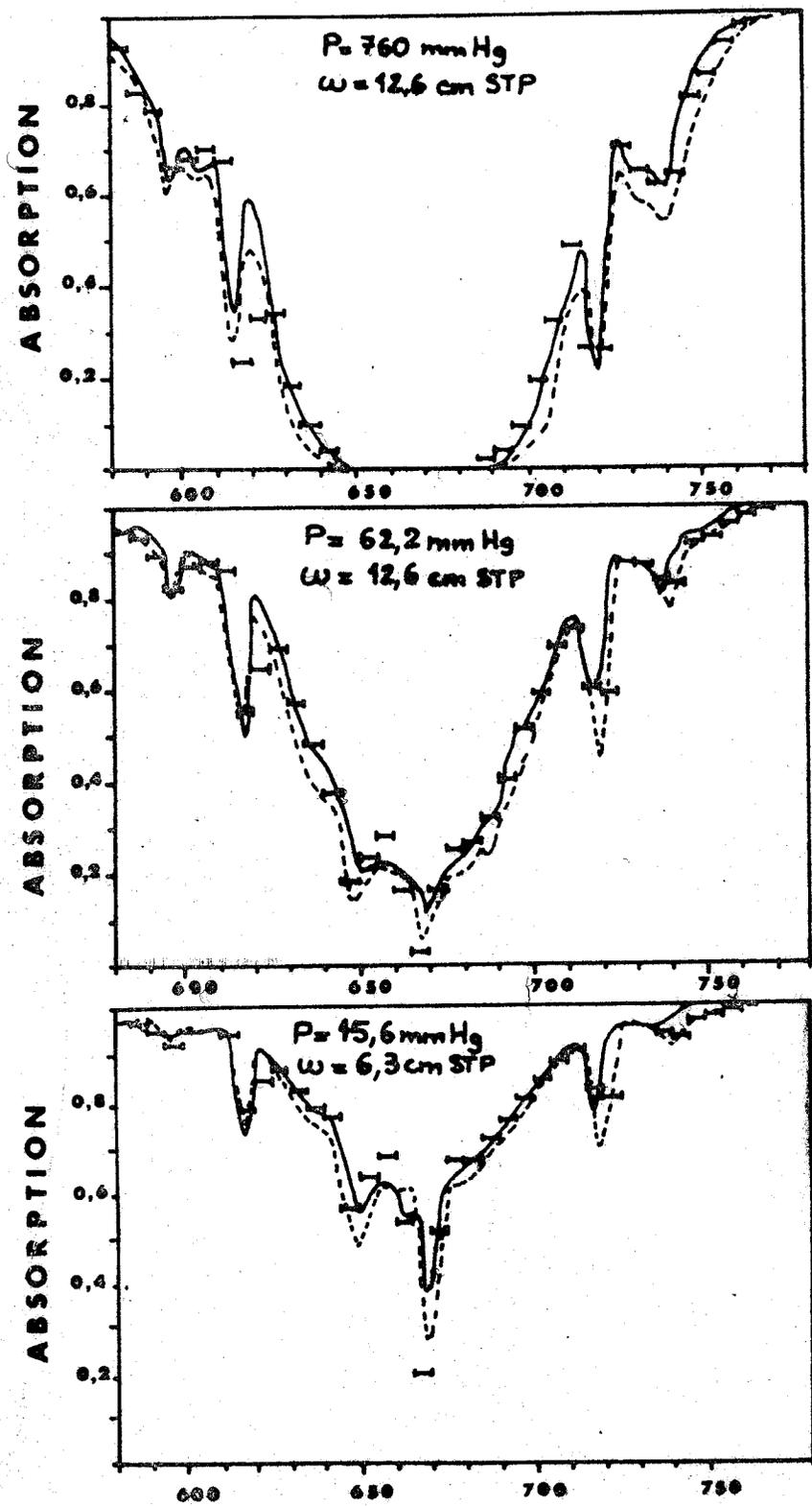


Figure 11 c

Comparaison du spectre basse résolution du CO<sub>2</sub> (Burch) avec des calculs théoriques.



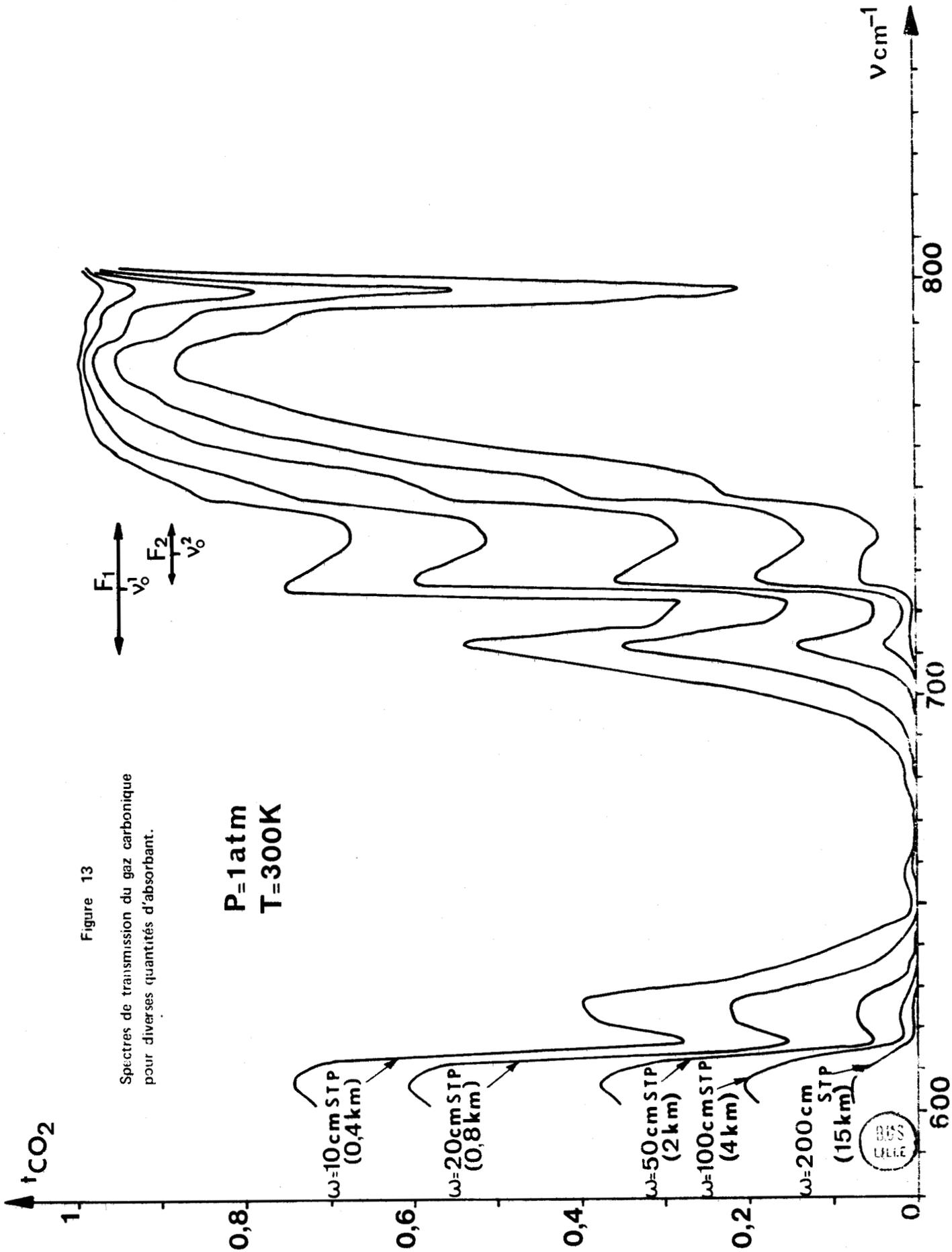


— Spectres expérimentaux (Burch et al) Nombre d'onde en  $\text{cm}^{-1}$   
 - - - Spectres calculés (Drayson et Young)  
 — — Spectres empiriques (Smith)

Figure 12

Comparaison entre les spectres expérimentaux de Burch, ceux calculés par Drayson et Young et ceux empiriques de Smith, pour le gaz carbonique.





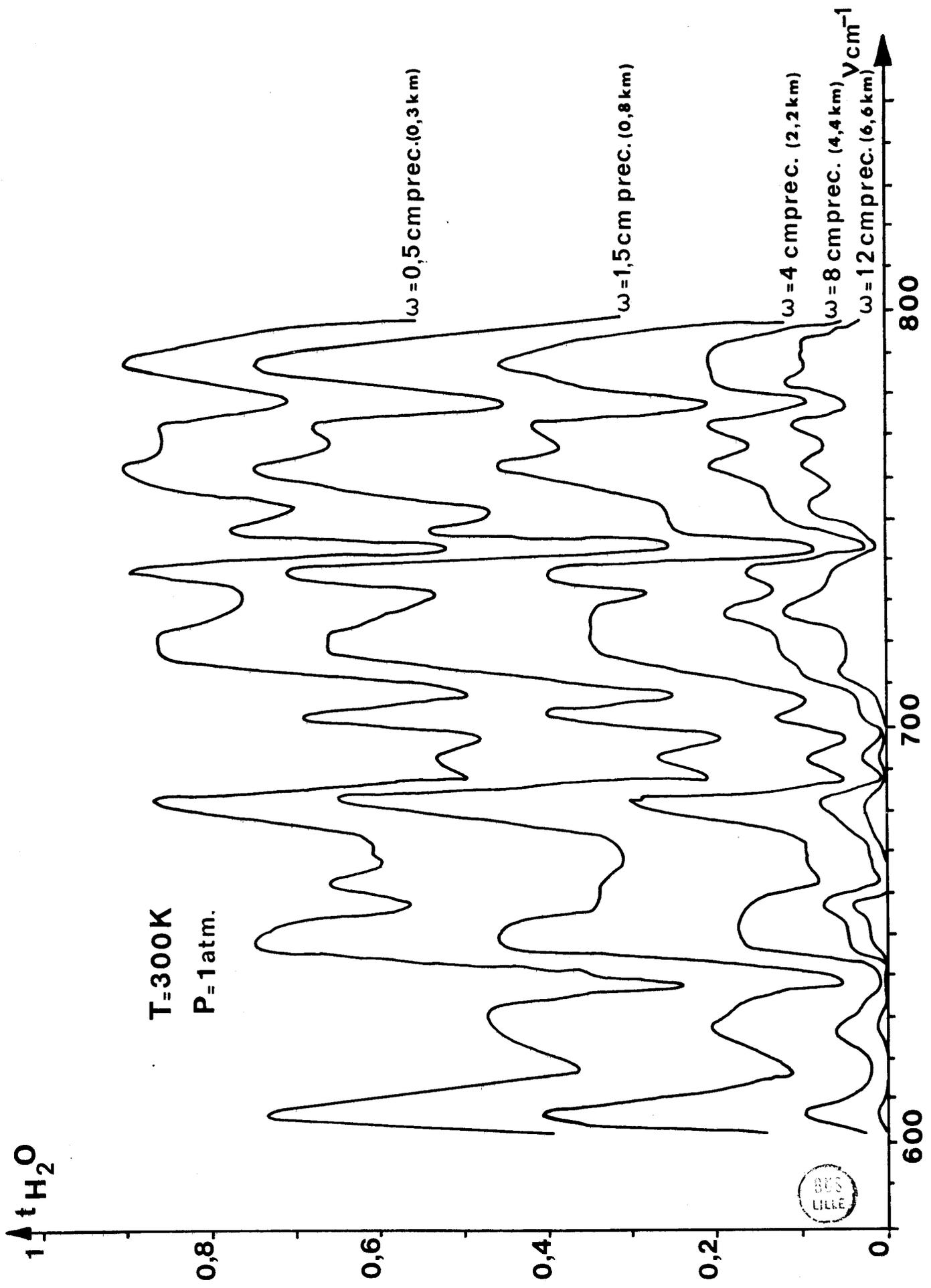


Figure 14 - Spectres de transmission de la vapeur d'eau pour diverses quantités d'absorbant.

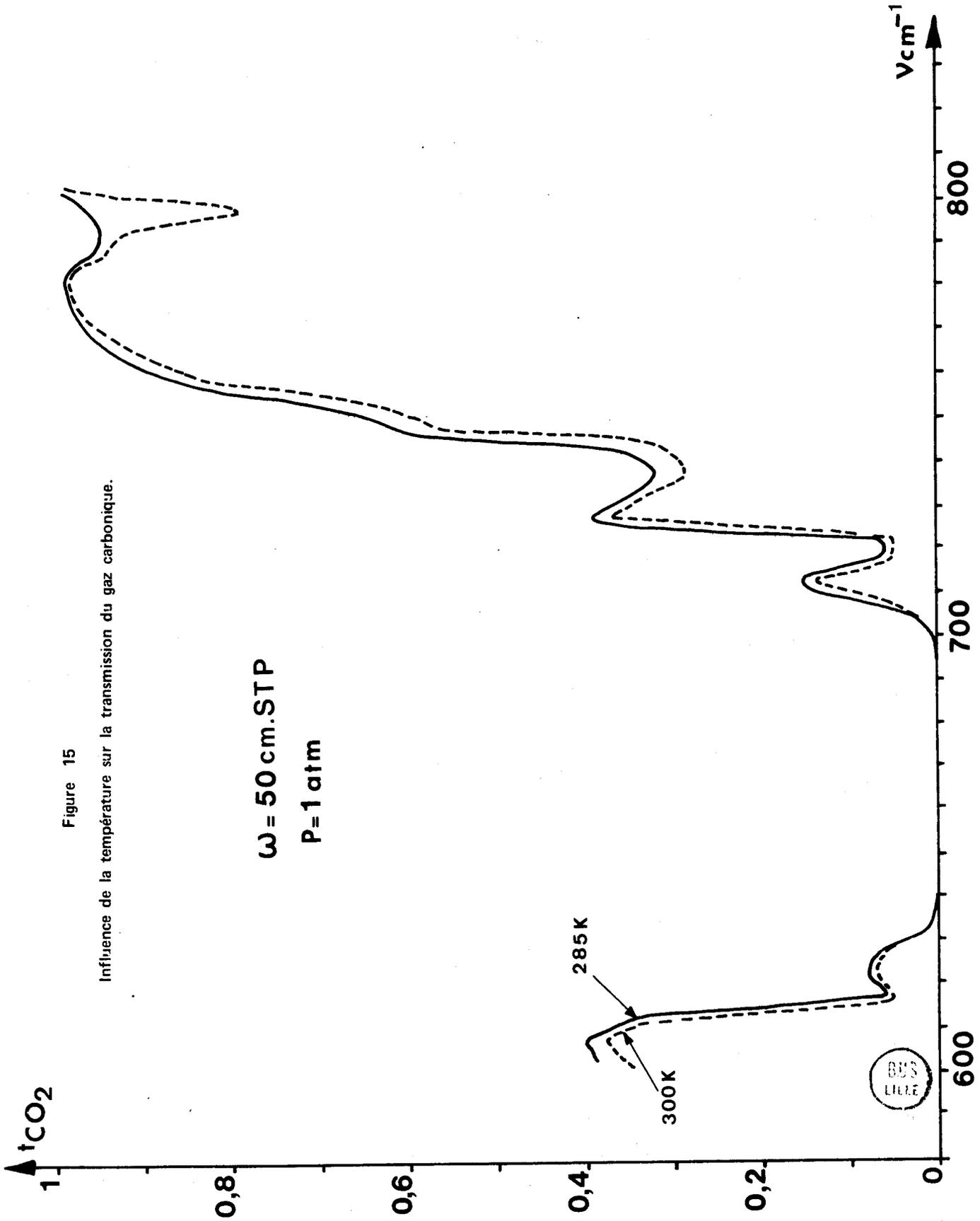


Figure 15

Influence de la température sur la transmission du gaz carbonique.

$\omega = 50 \text{ cm.STP}$

$P = 1 \text{ atm}$

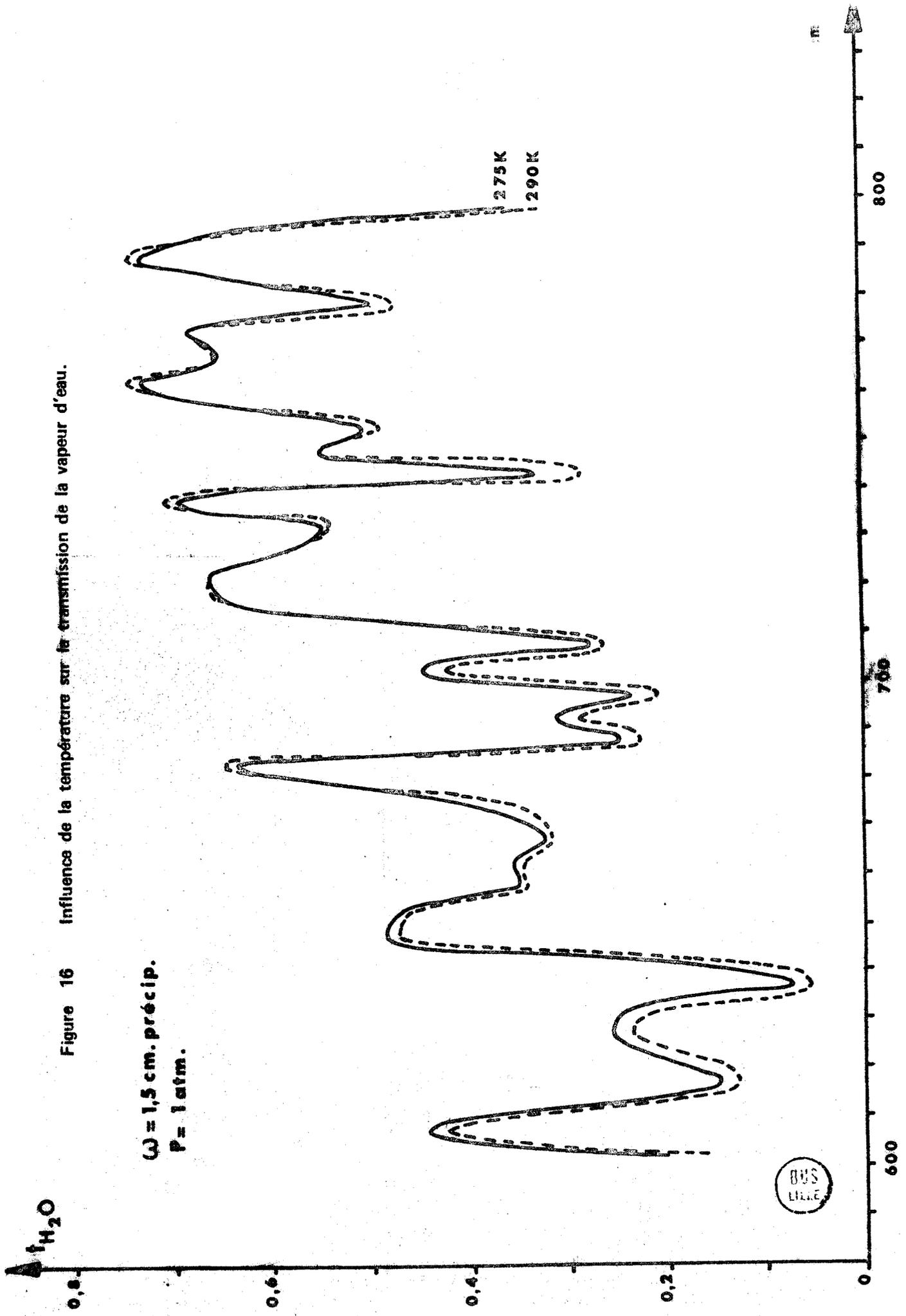


Figure 16 Influence de la température sur la transmission de la vapeur d'eau.

$\omega = 1,5 \text{ cm. précip.}$   
 $P = 1 \text{ atm.}$

275K  
 290K

BUS  
 LILLE

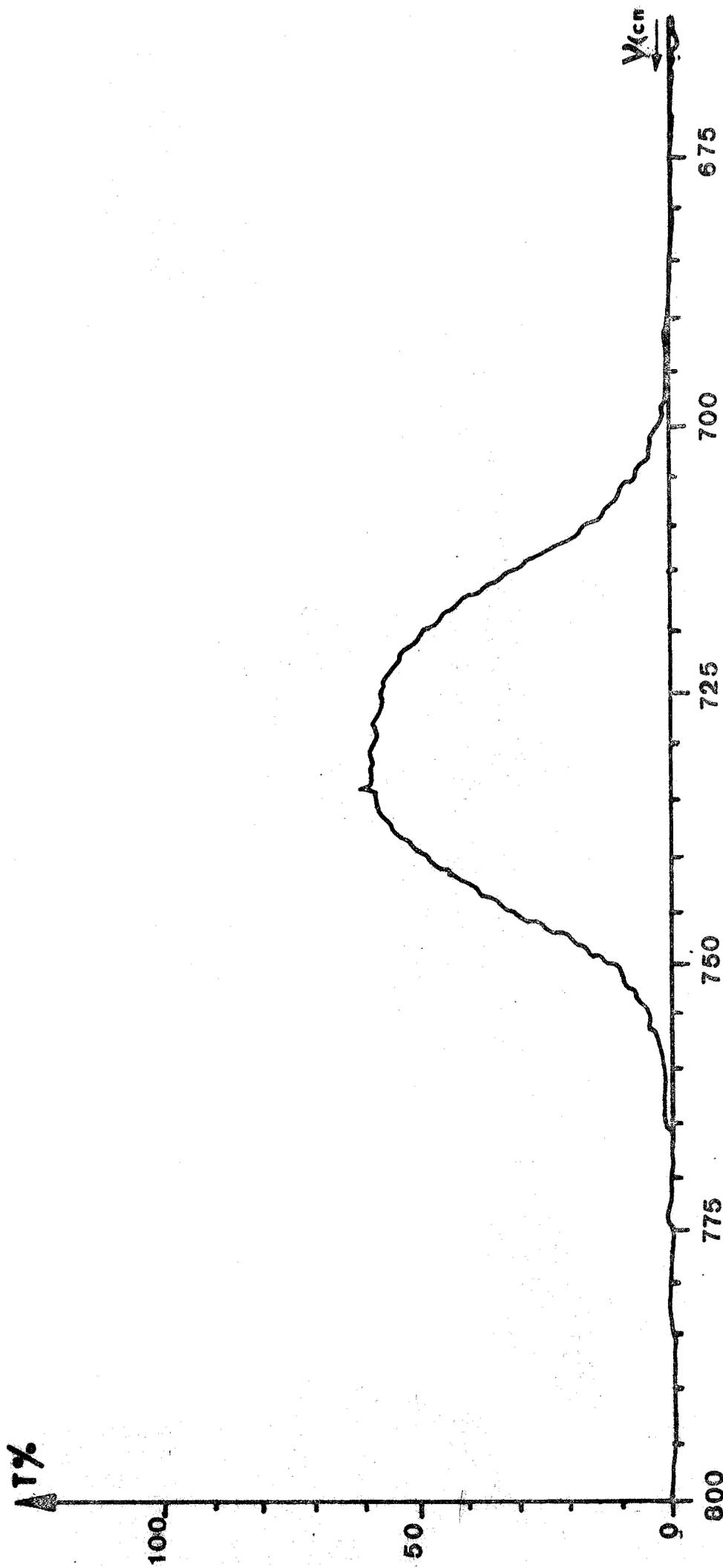


Figure 17

Courbe de transmission du filtre F1.



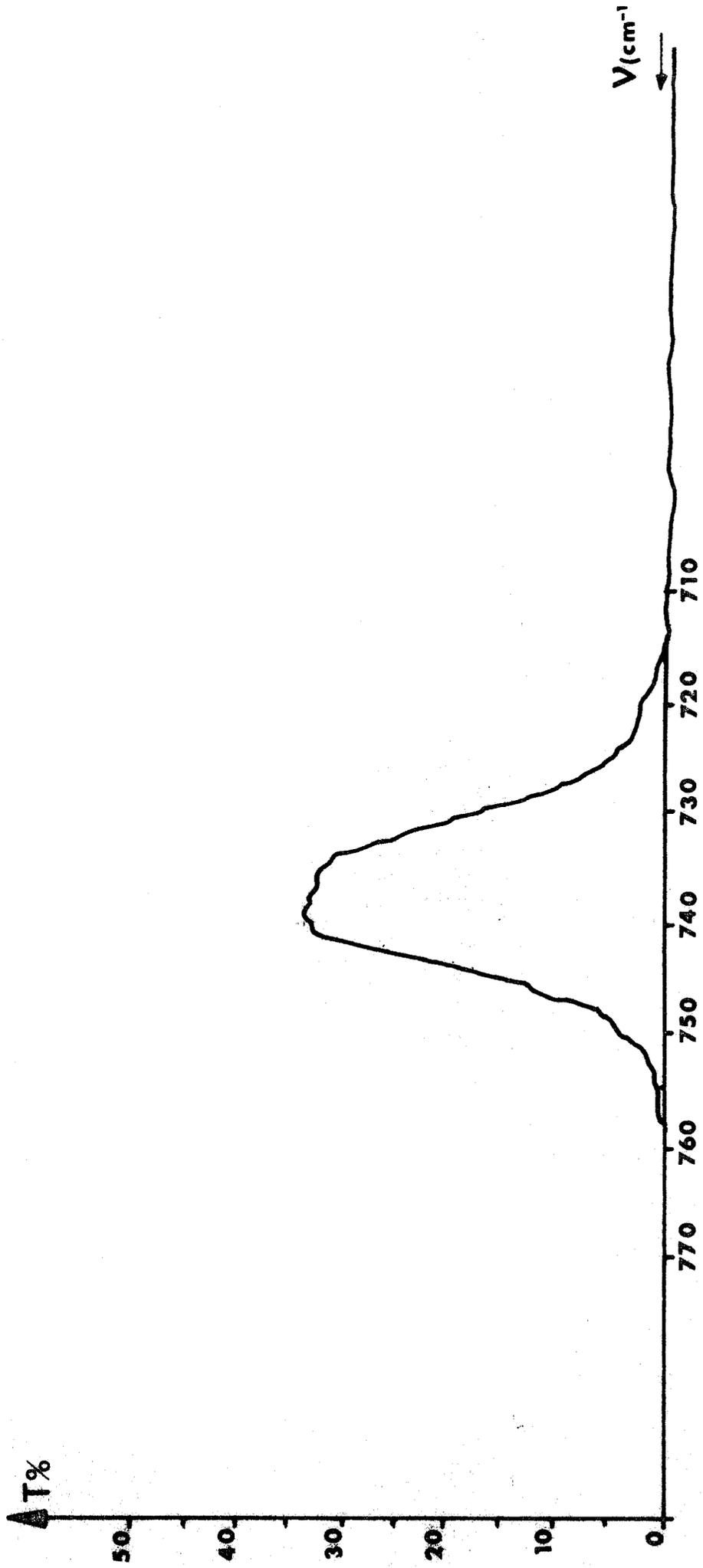


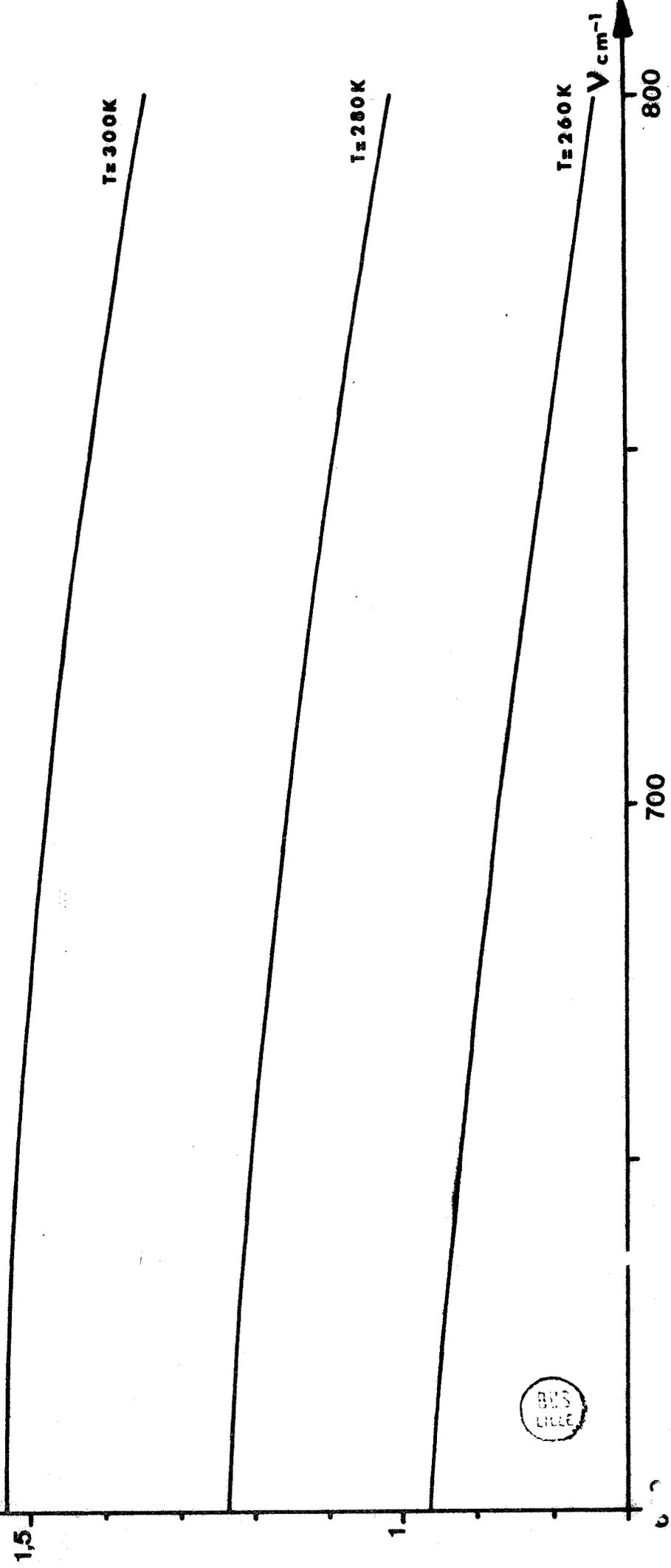
Figure 18  
Courbe de transmission du filtre F2.



$B_\nu$  ( $m W \cdot m^{-2} \cdot s \cdot r^{-1}$ )

Figure 19

Variation de la luminance du corps noir  $B_\nu(T)$  avec le nombre d'onde  $\nu$ ,  
pour différentes températures  $T$ .



$t_v^*(0, z; \theta_i)$

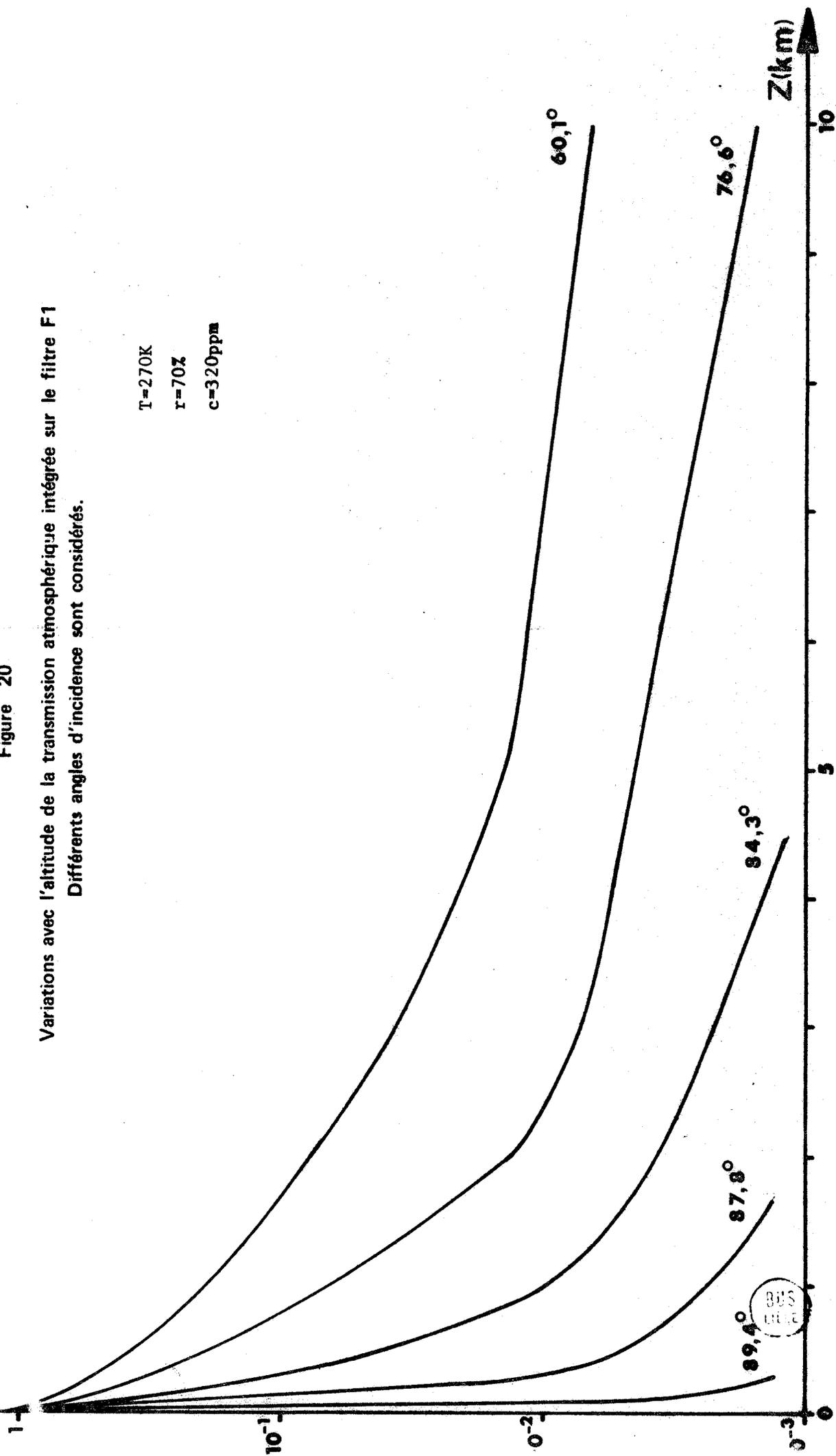
Figure 20

Variations avec l'altitude de la transmission atmosphérique intégrée sur le filtre F1  
Différents angles d'incidence sont considérés.

T=270K

r=70%

c=320ppm



$I_{\lambda}^*(\theta, z; \theta_i)$

Figure 21

$T = 270 \text{ K}$

$r = 70 \%$

$c = 320 \text{ ppm}$

Variations avec l'altitude de la transmission atmosphérique intégrée sur le filtre F2

Différents angles d'incidence sont représentés.

$10^{-1}$

$10^{-2}$

$10^{-3}$

$60,1^\circ$

$76,6^\circ$

$84,3^\circ$

$87,8^\circ$

$89,4^\circ$

$10 \text{ Z(km)}$

5

BUS  
LIEGE

$\left| \frac{\partial \hat{t}_i^*(0, z; \theta_i)}{\partial z} \right| (m^{-1})$

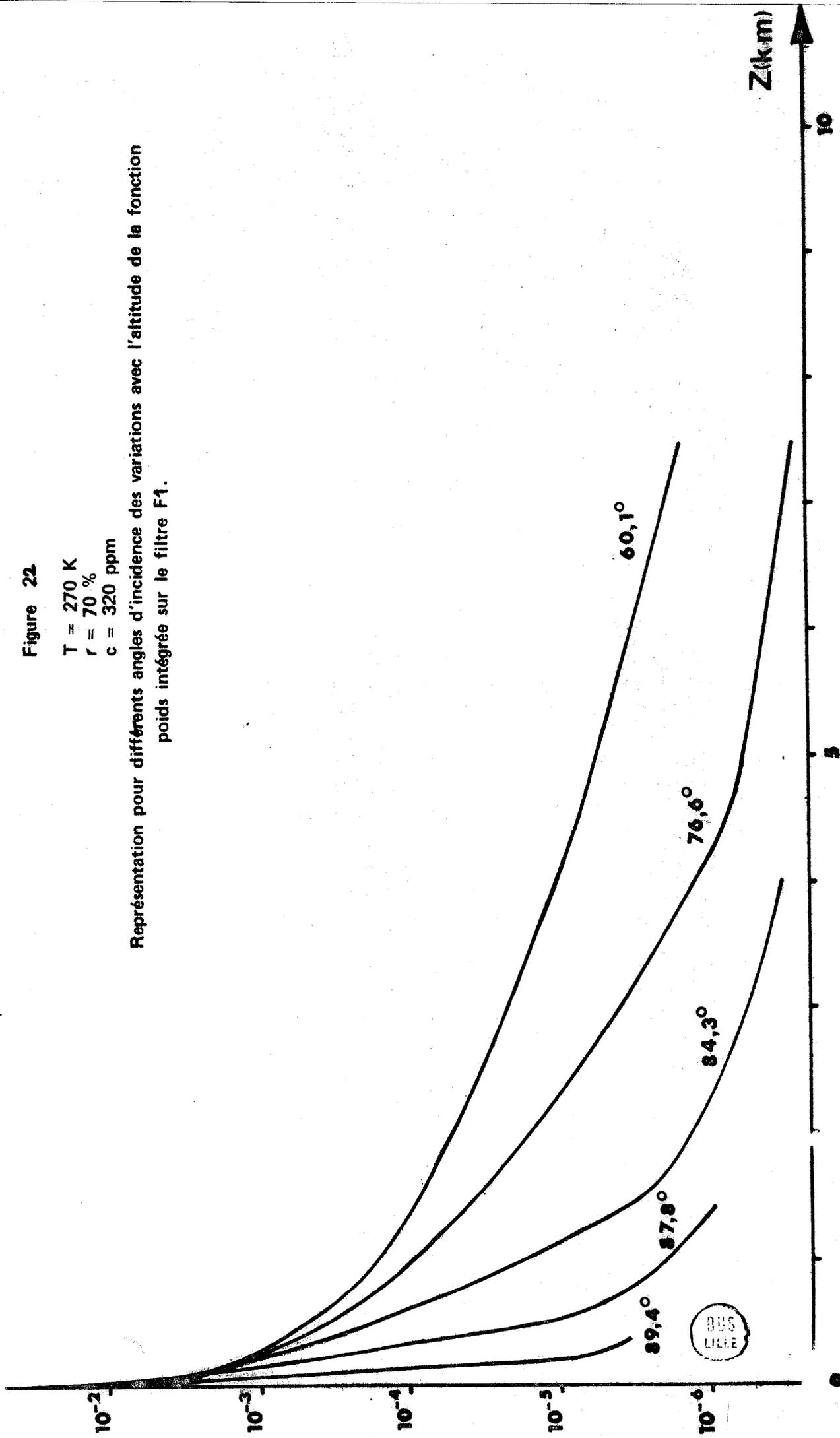
Figure 22

T = 270 K

r = 70 %

c = 320 ppm

Représentation pour différents angles d'incidence des variations des variations avec l'altitude de la fonction poids intégrée sur le filtre F1.



$$\left| \frac{\delta t_{\lambda}(0, z; \theta_i)}{\delta z} \right| (m^{-1})$$

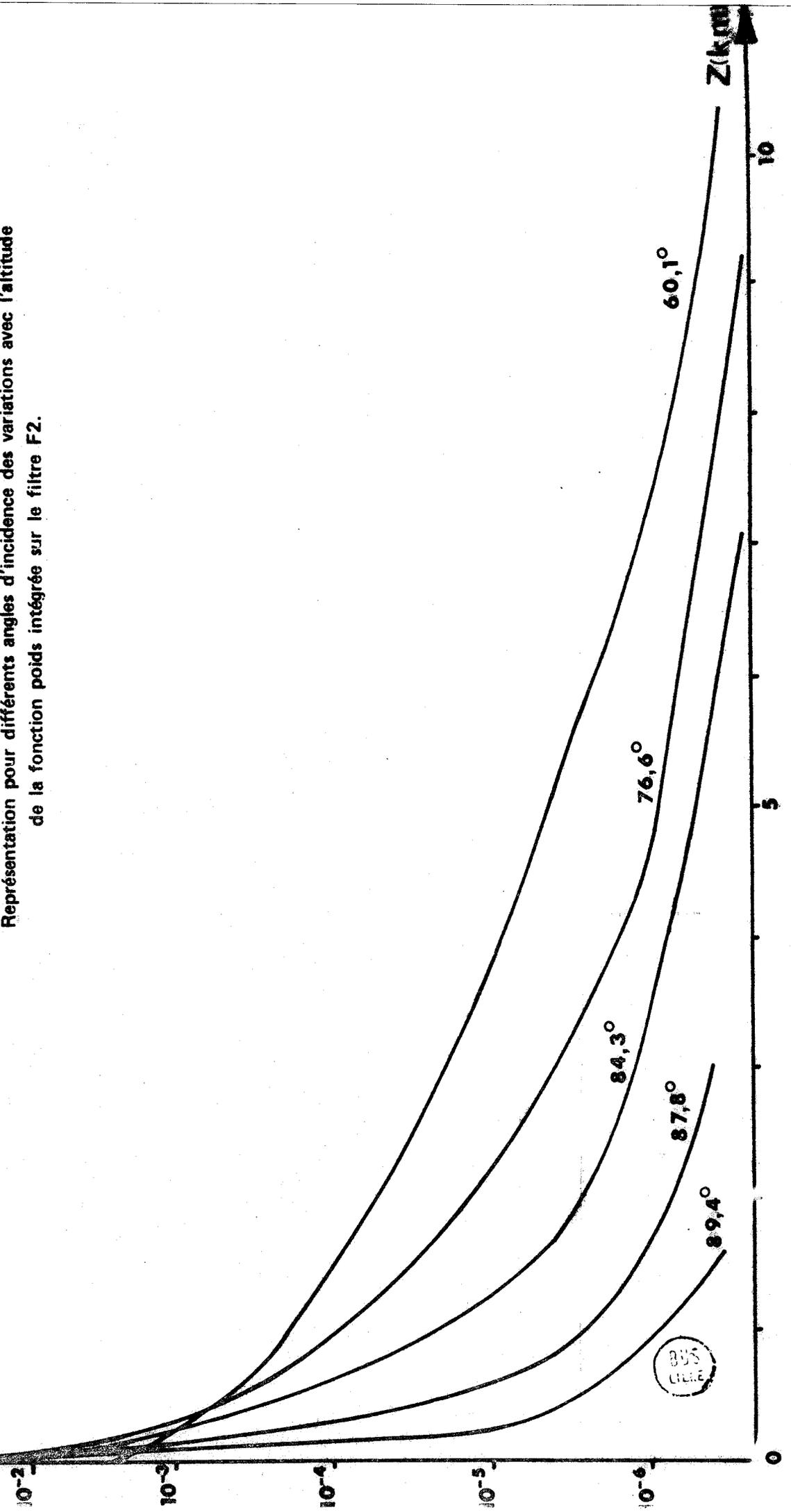
Figure 23

T = 270 K

r = 70 %

c = 320 ppm

Représentation pour différents angles d'incidence des variations des variations avec l'altitude de la fonction poids intégrée sur le filtre F2.



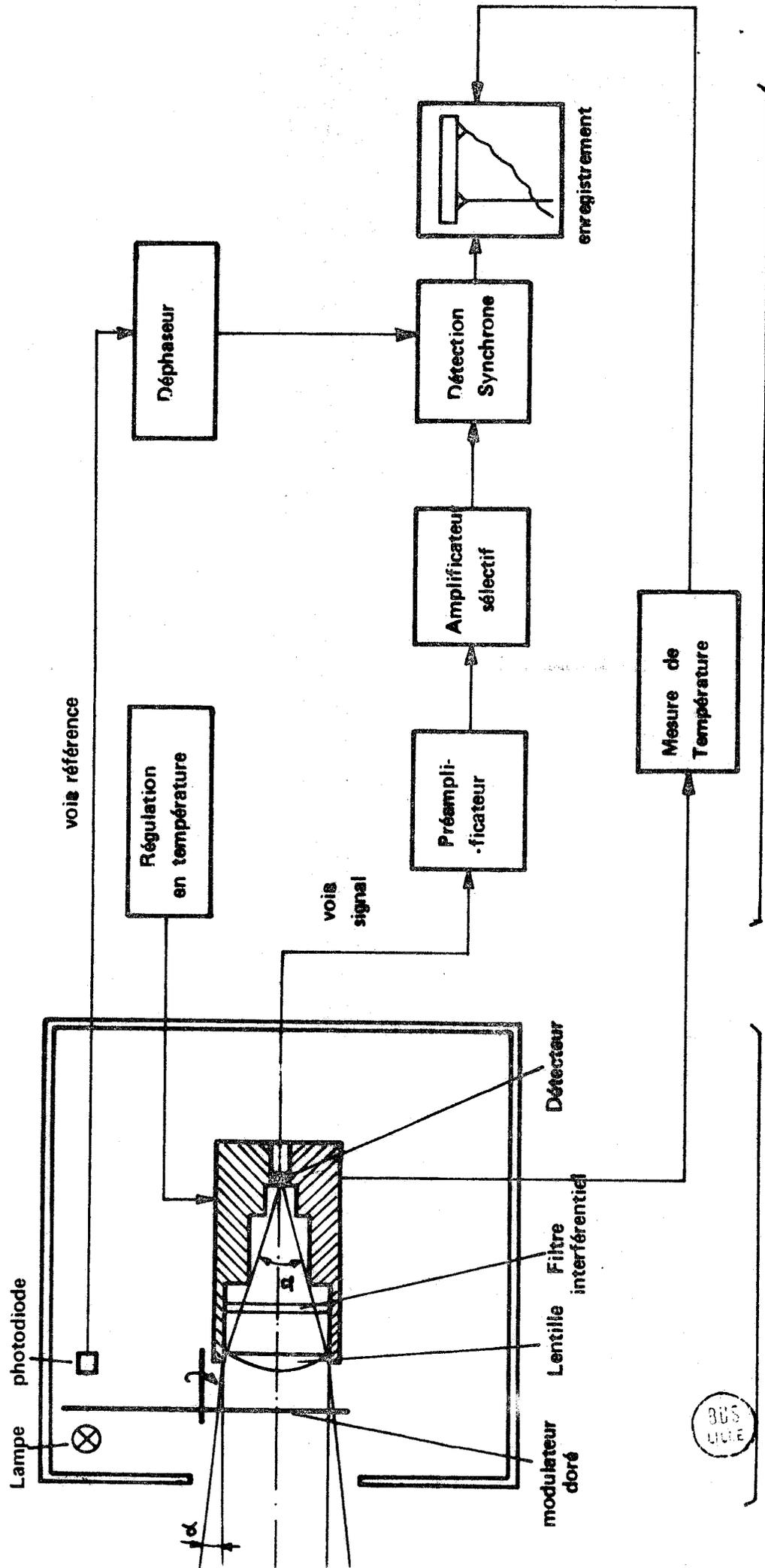


Figure 24 Schéma synoptique du sondeur infra-rouge.

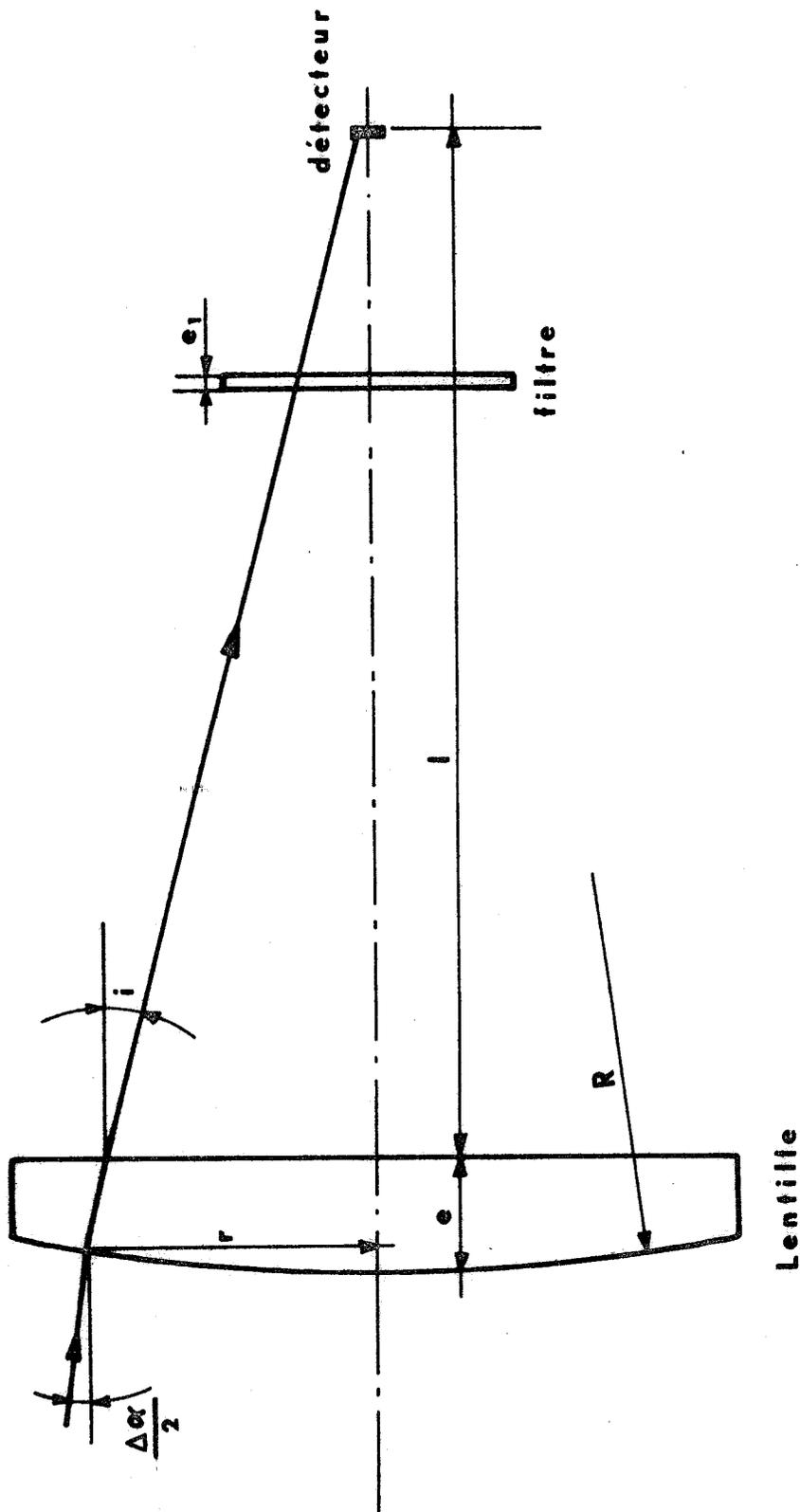


Figure 25 Géométrie de l'optique



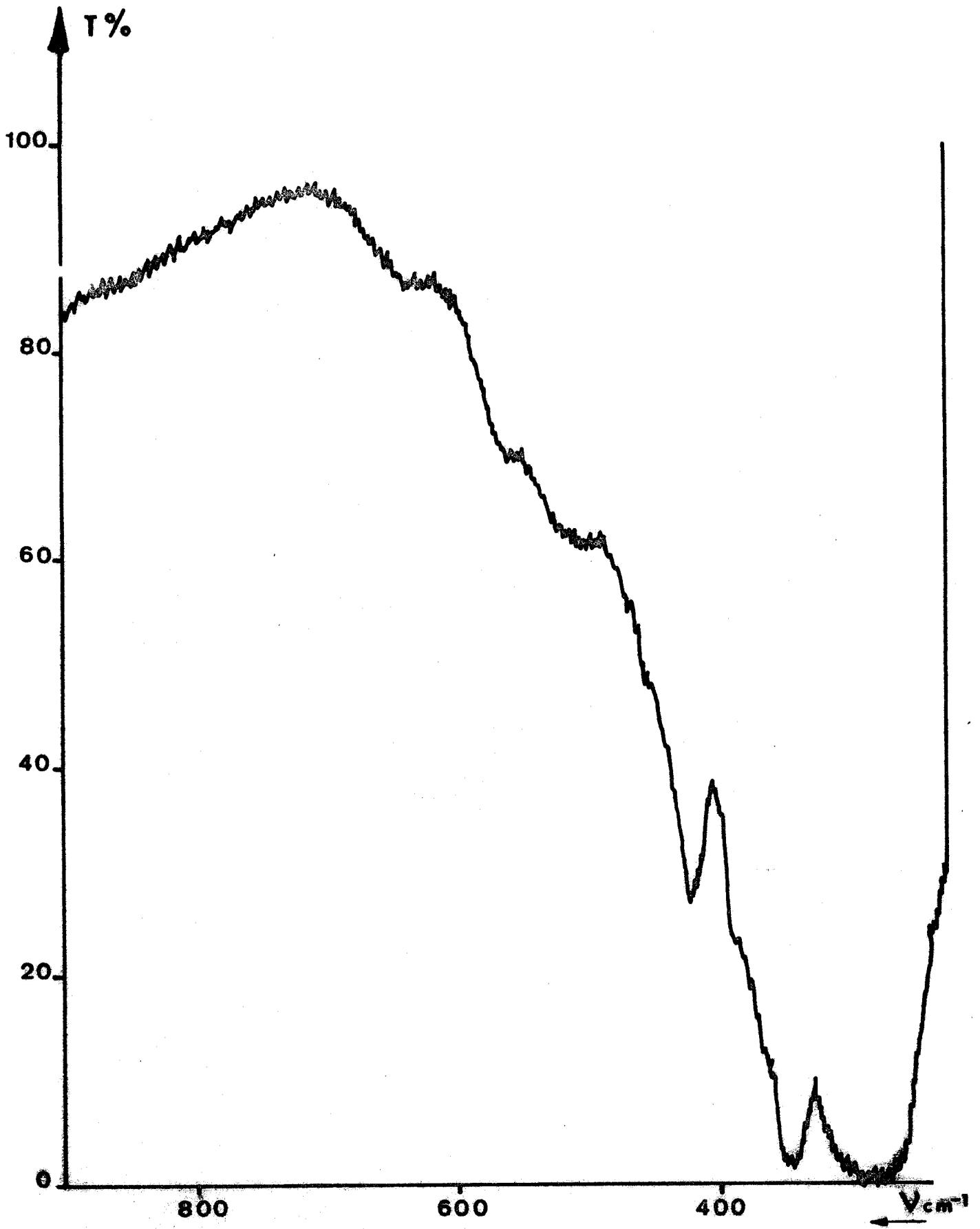


Figure 26  
Spectre de transmission de la lentille.



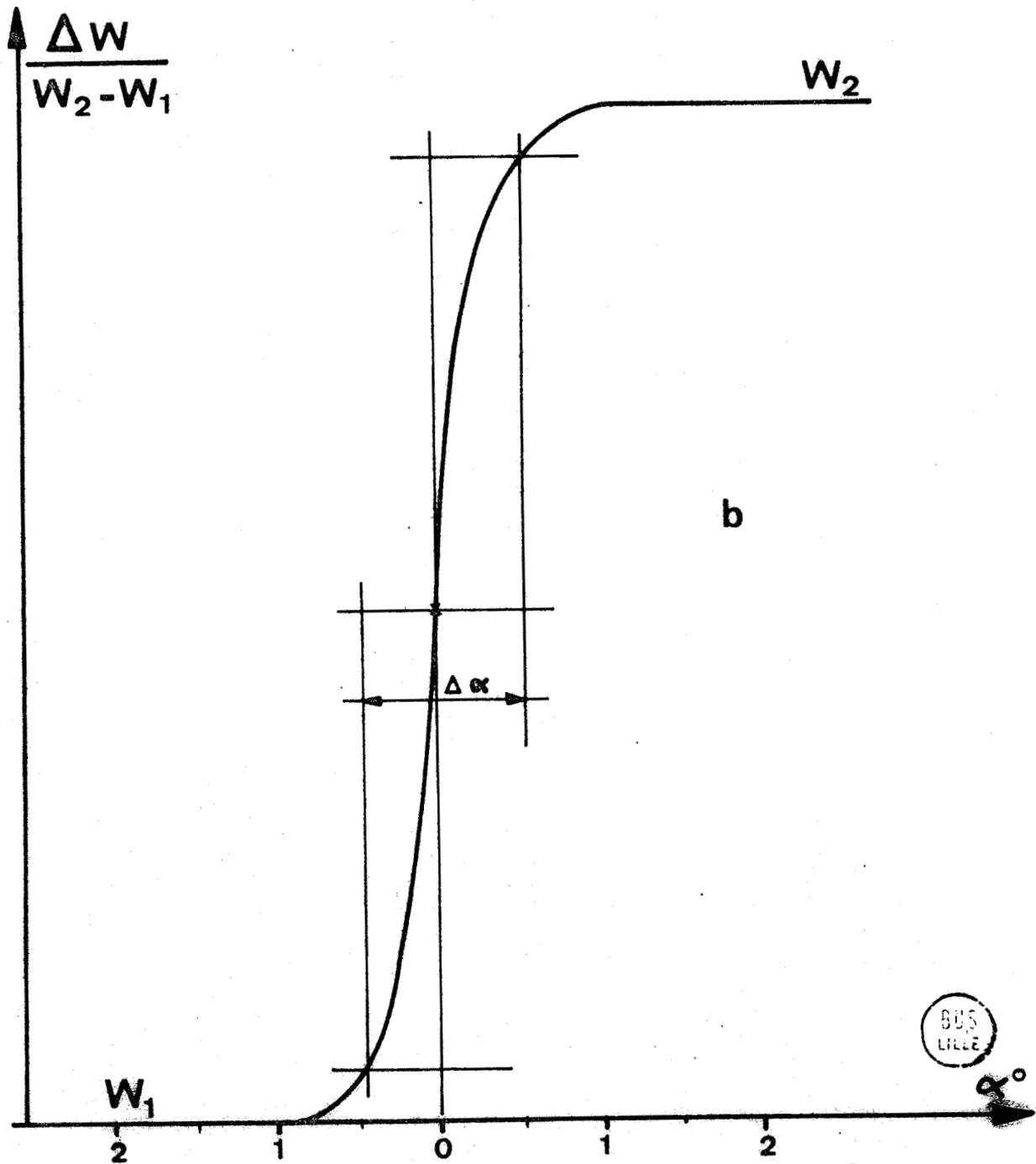
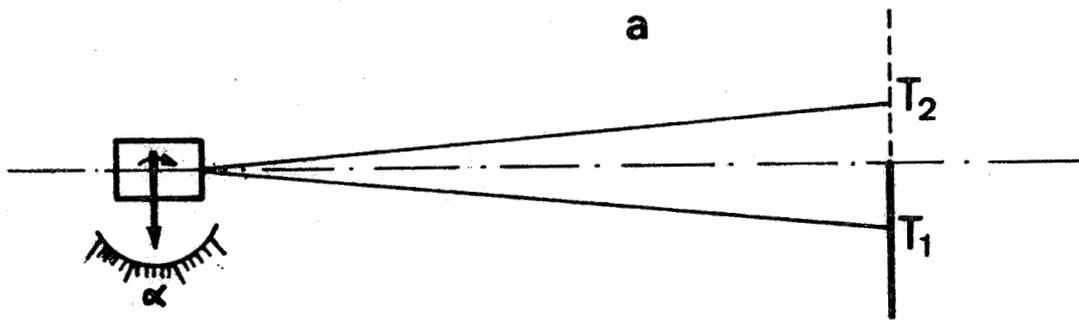


Figure 27  
 Champ de l'optique.

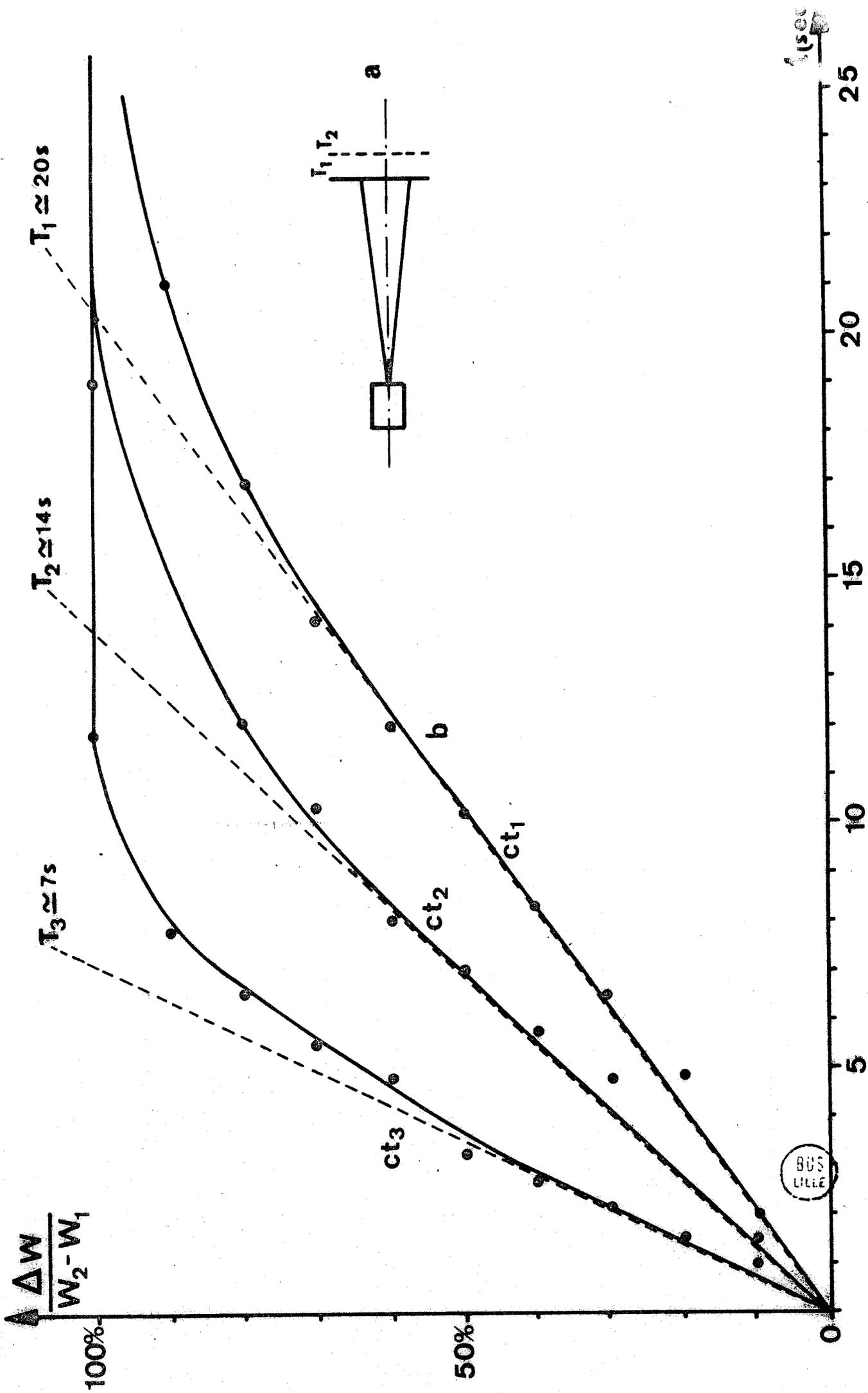


Figure 28 Constantes de temps de la chaîne d'amplification.

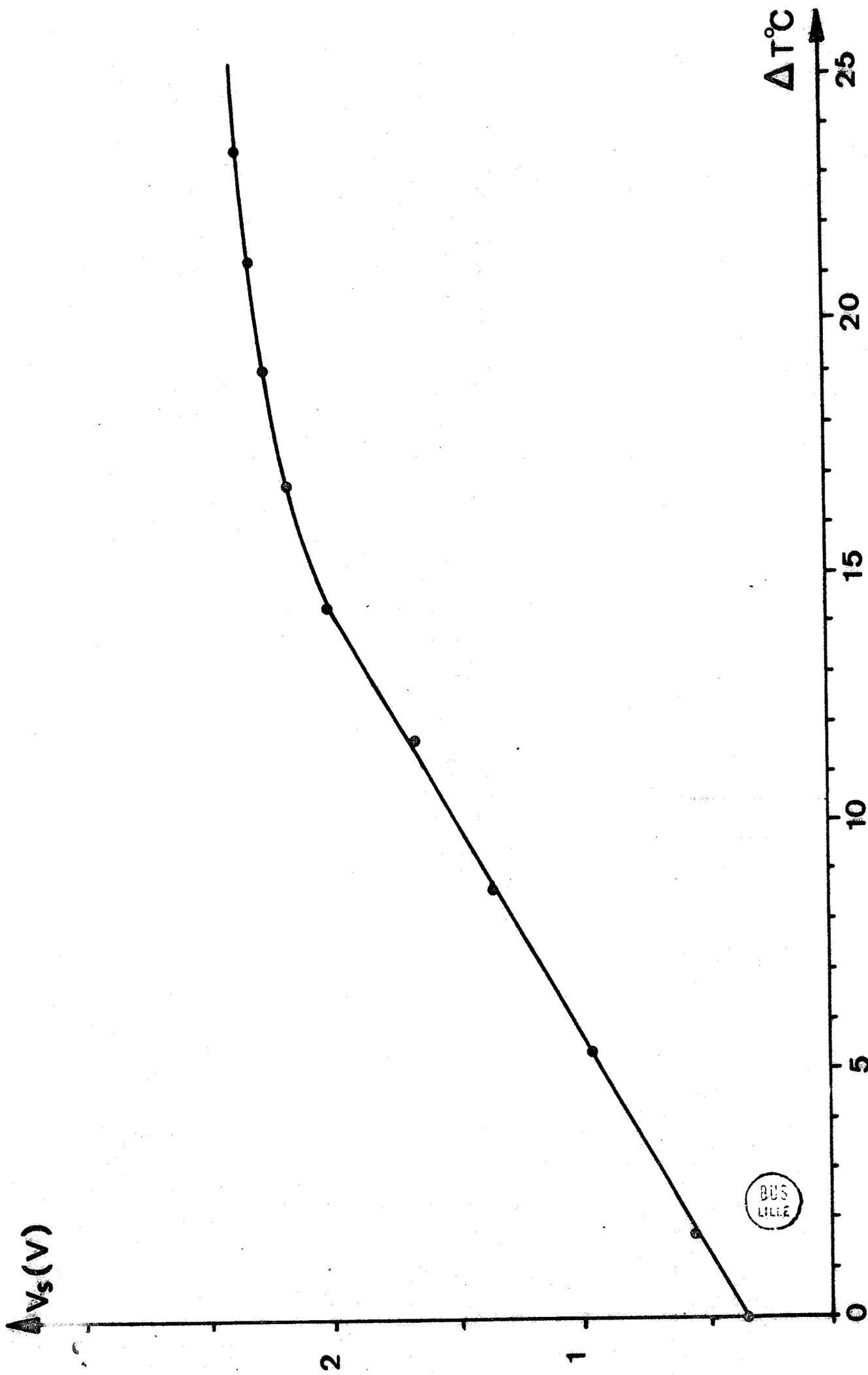


Figure 29 Détermination de la zone d'amplification linéaire.

BUS  
LILLE

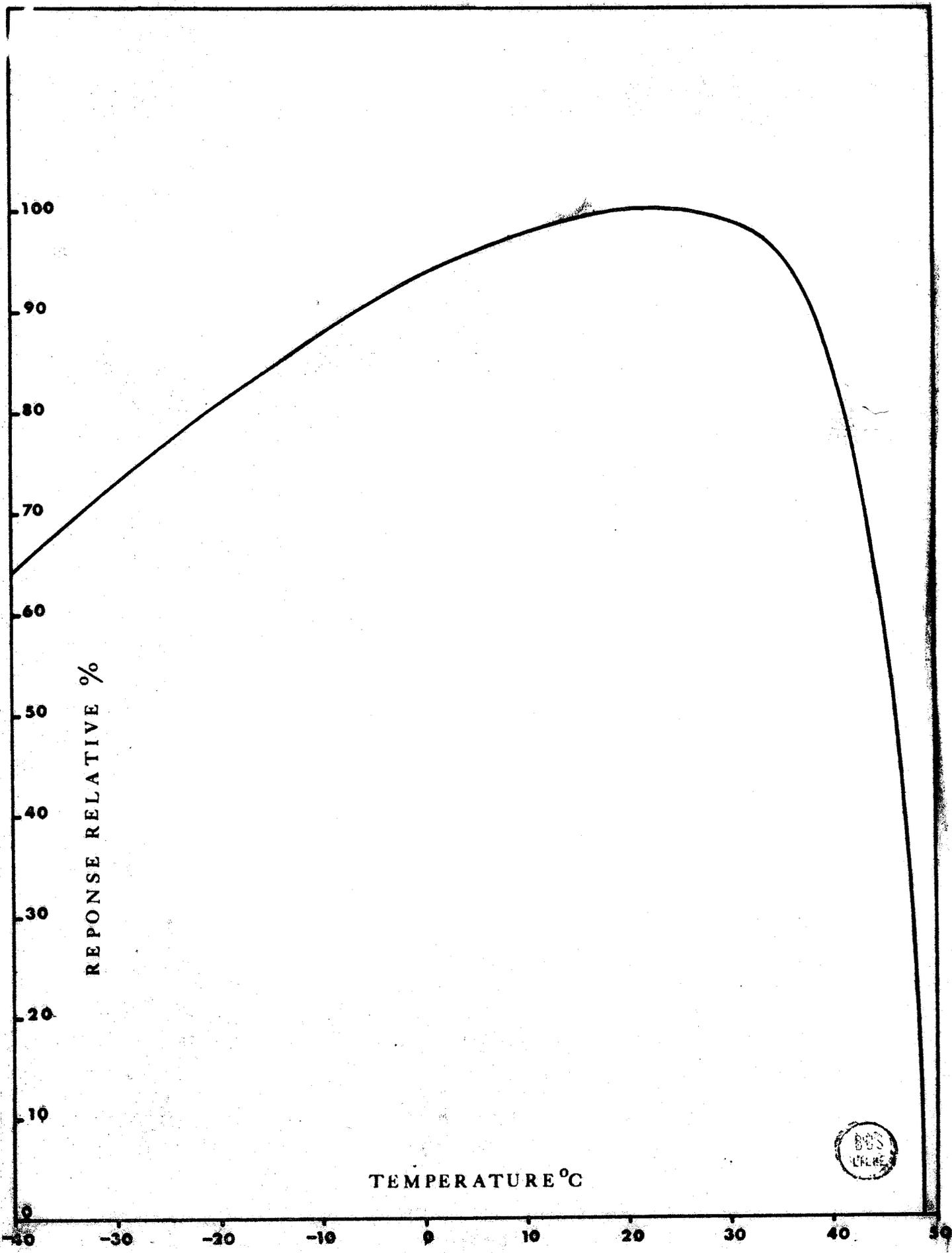


Figure 30 Réponse relative du détecteur avec la température.

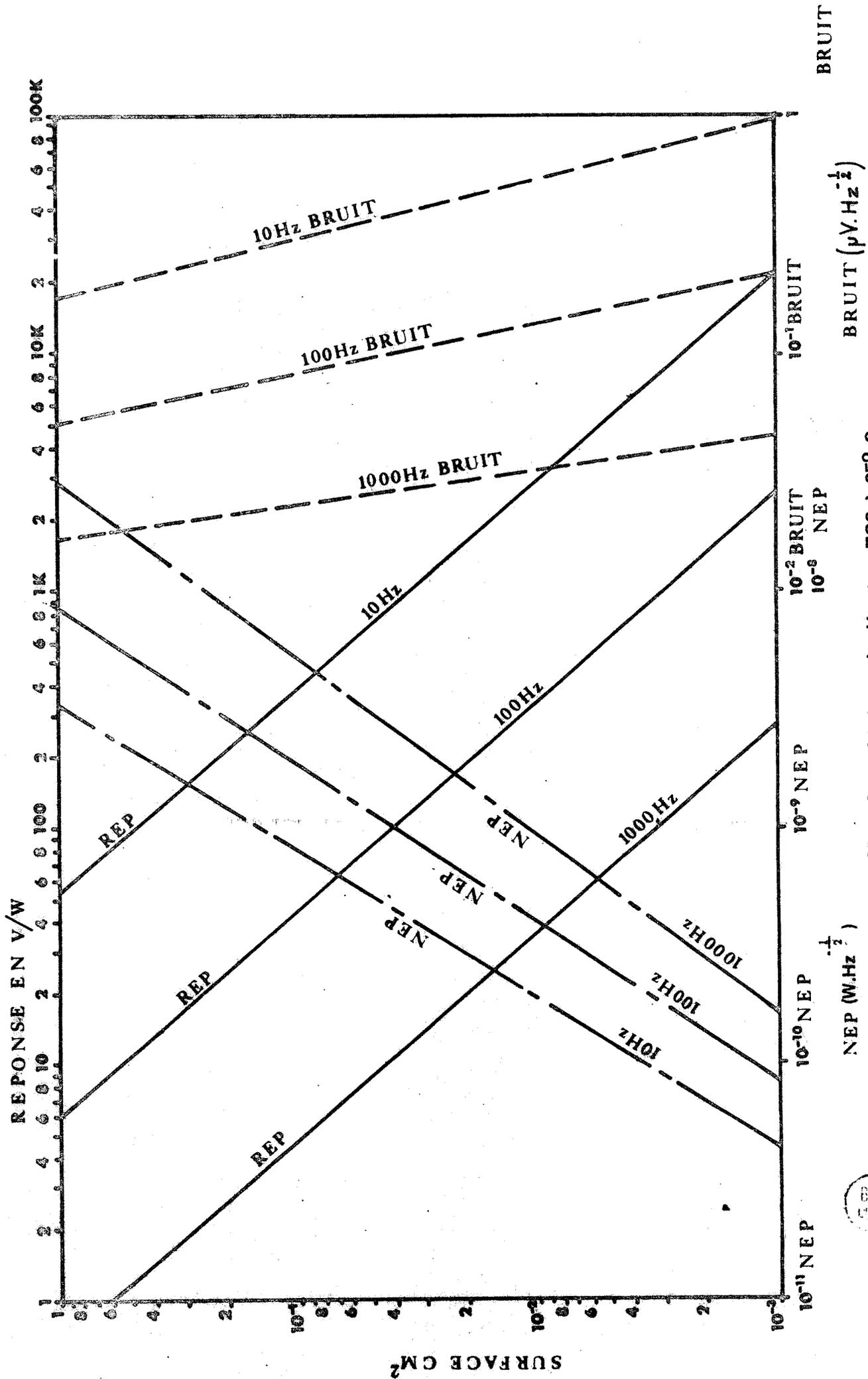
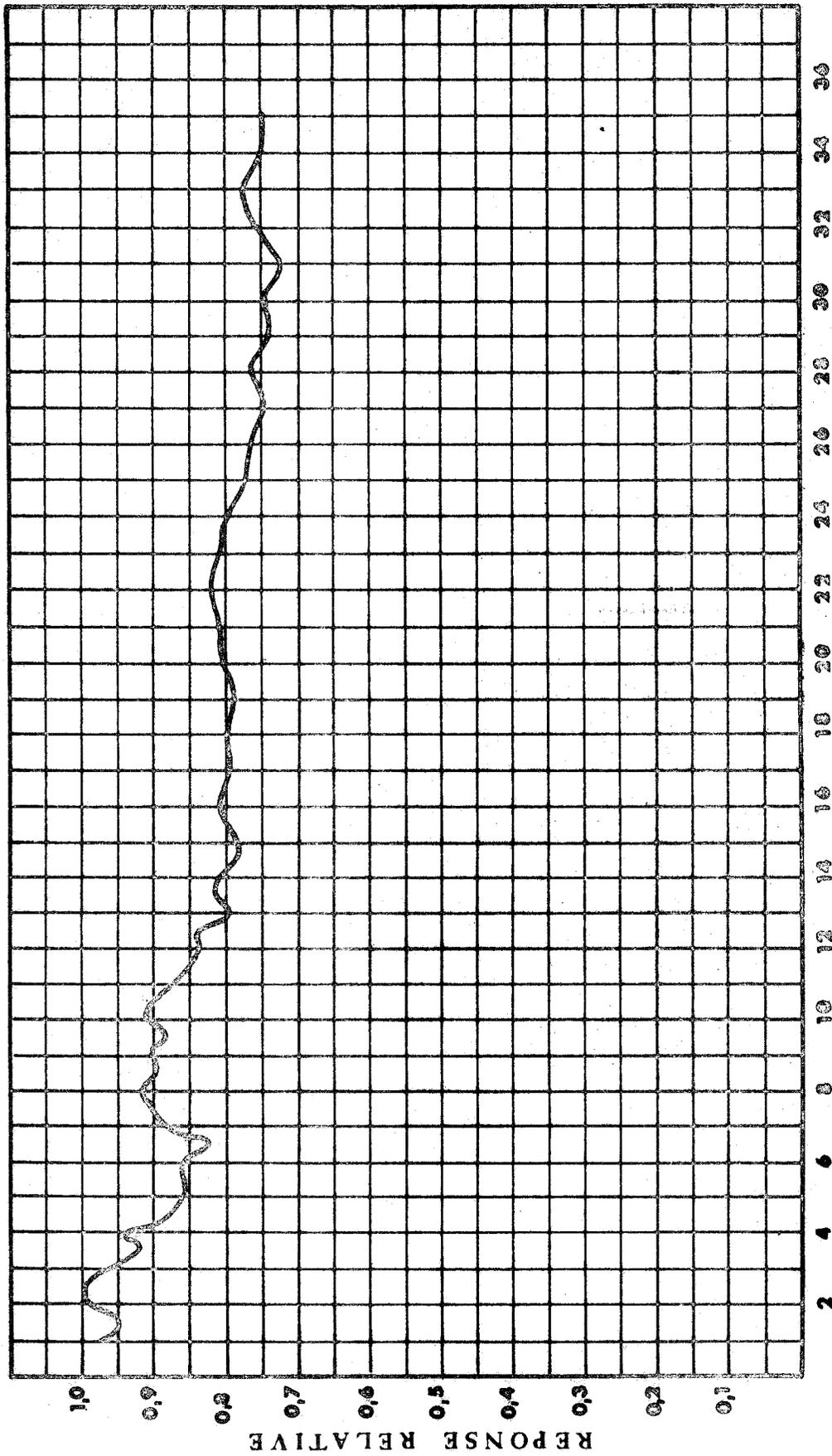


Figure 31 Caractéristiques du détecteur TGS à 25° C.





À EN MICRONS  
 Figure 32 Réponse spectrale relative du détecteur.



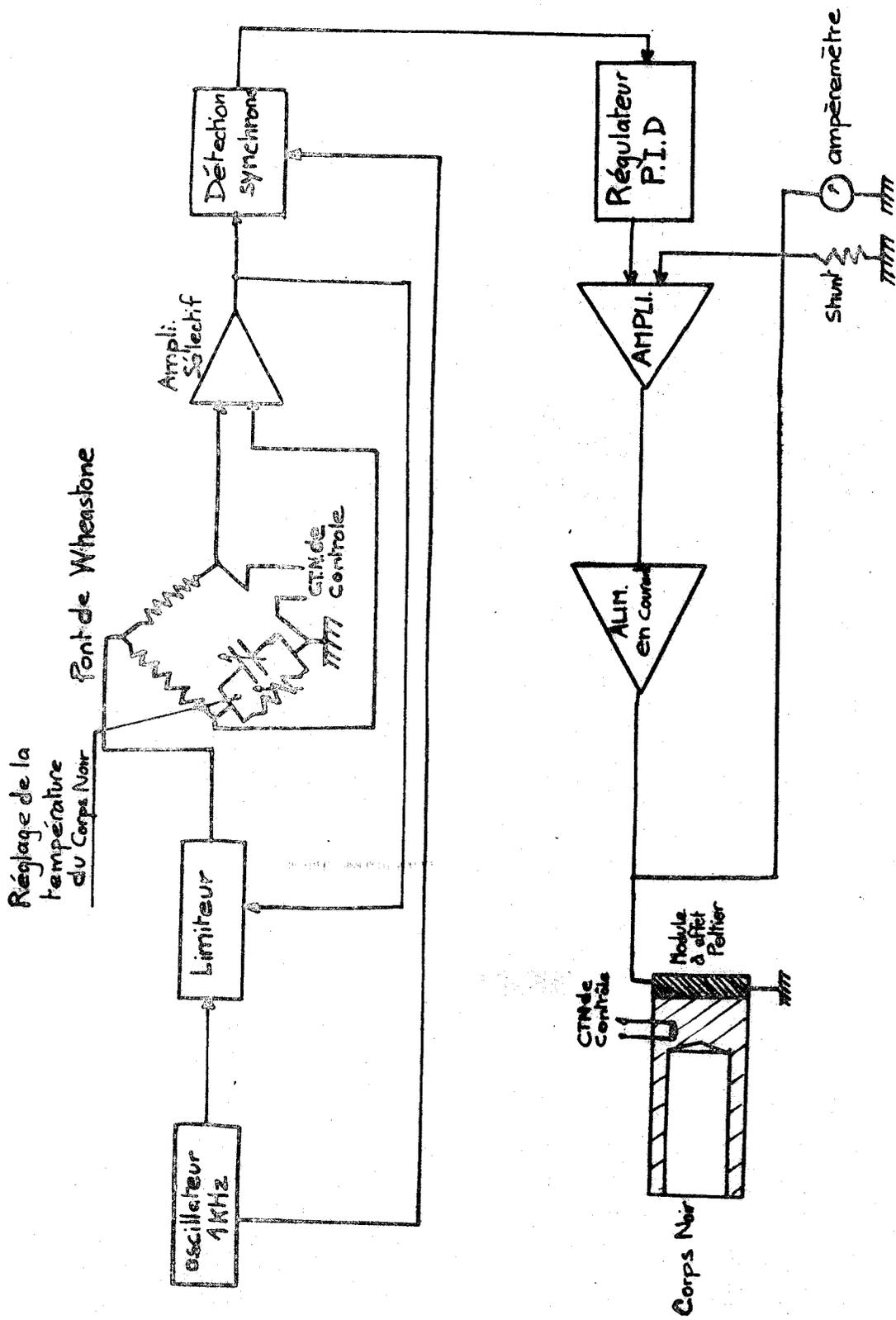


Figure 33 Chaîne synoptique du corps noir étalon.

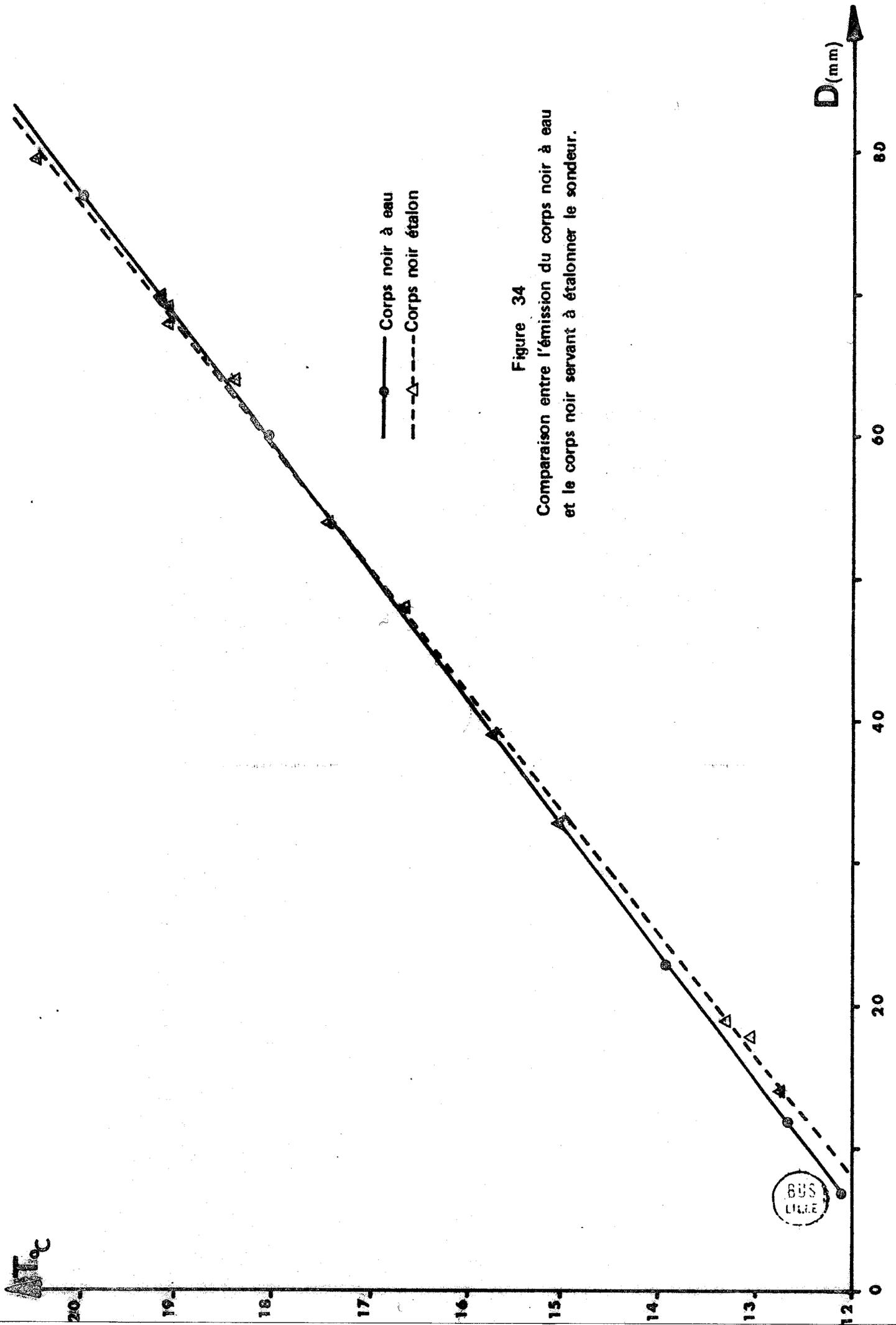


Figure 34  
 Comparaison entre l'émission du corps noir à eau  
 et le corps noir servant à étalonner le sondeur.

BUS LILLE

zéro PAR

a

Filtre F1 (727  $\text{cm}^{-1}$ )  
Constante de temps 2 ( $\Delta f = 1.1 \cdot 10^{-2}$  Hz)

zéro sans alimentation

b

zéro détecteur

$T_{CN} = 21,77 \text{ } ^\circ\text{C}$

0,43  $^\circ\text{C}$

c

$T_{CN} = 13,94 \text{ } ^\circ\text{C}$

19,5 cm

Figure 35 Sensibilité et bruit avec le filtre F1 .



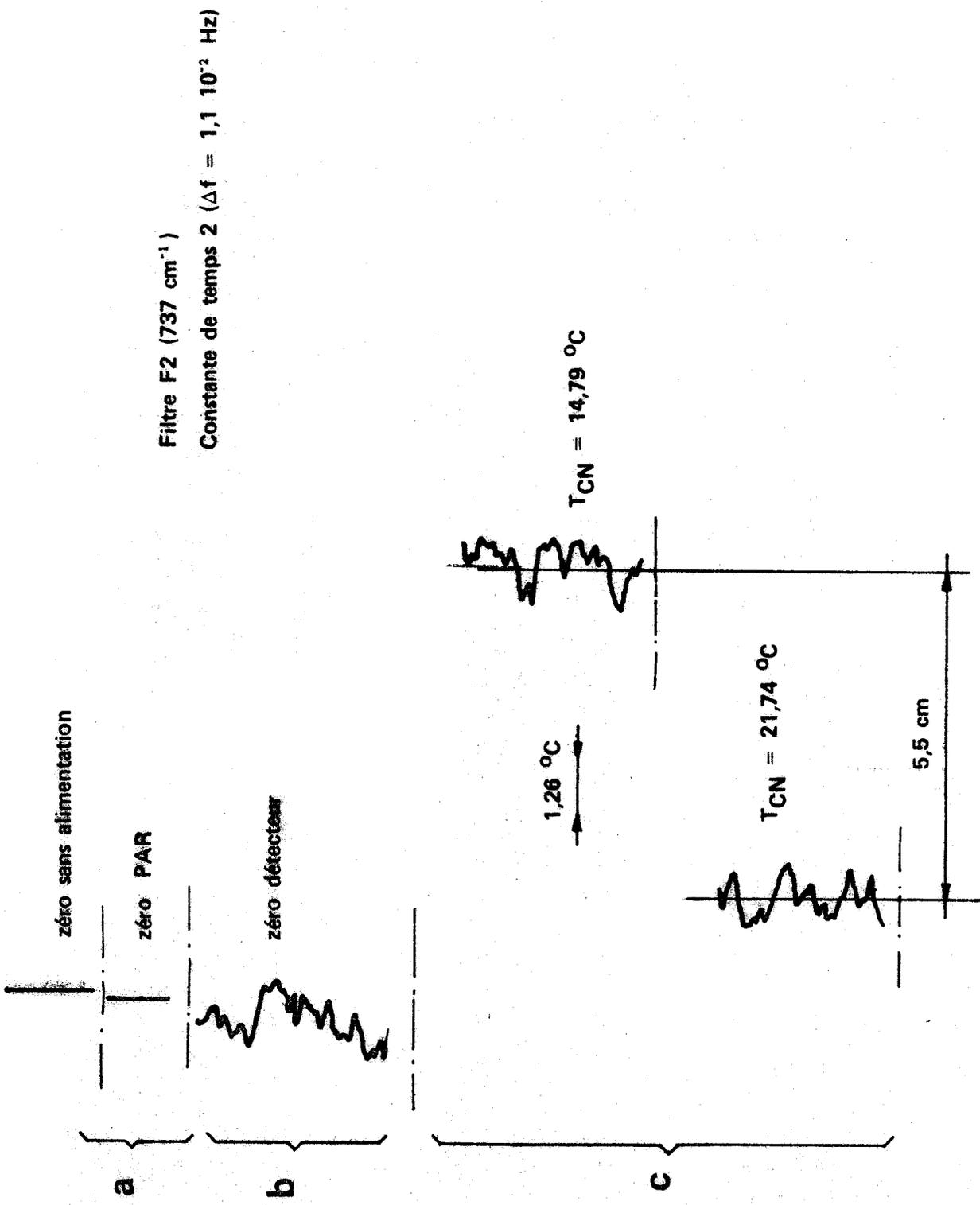


Figure 36 Sensibilité et bruit avec le filtre F2.



Figure 37

1 : profil « Standard »  
2a, 2b, 2c, 2d : profils d'inversion

$r = 70\%$

$C = 320 \text{ ppm}$

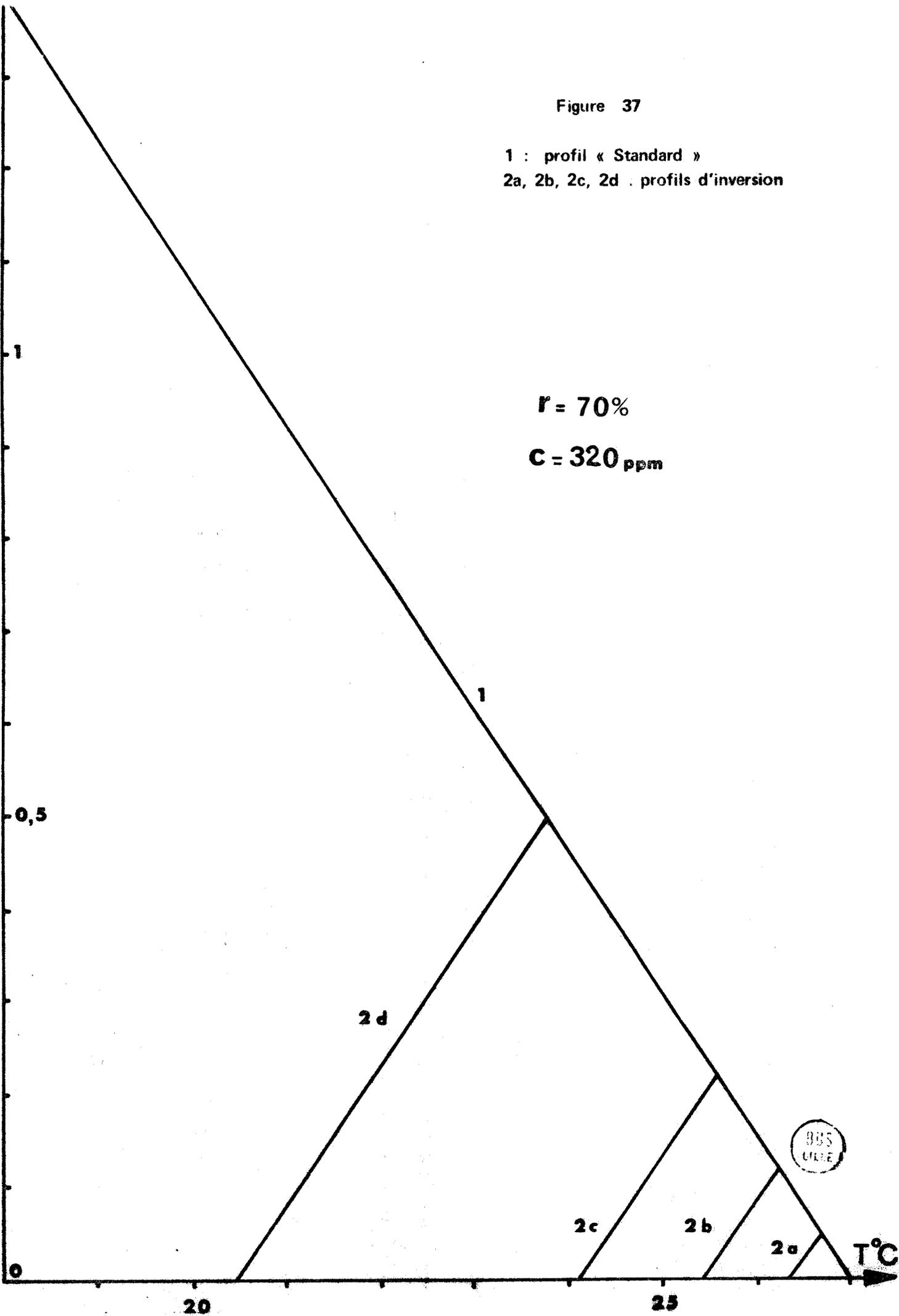


Figure 38

1 : profil « Standard »  
3a, 3b : doubles inversions en basse altitude

$r = 70\%$

$C = 320 \text{ ppm}$

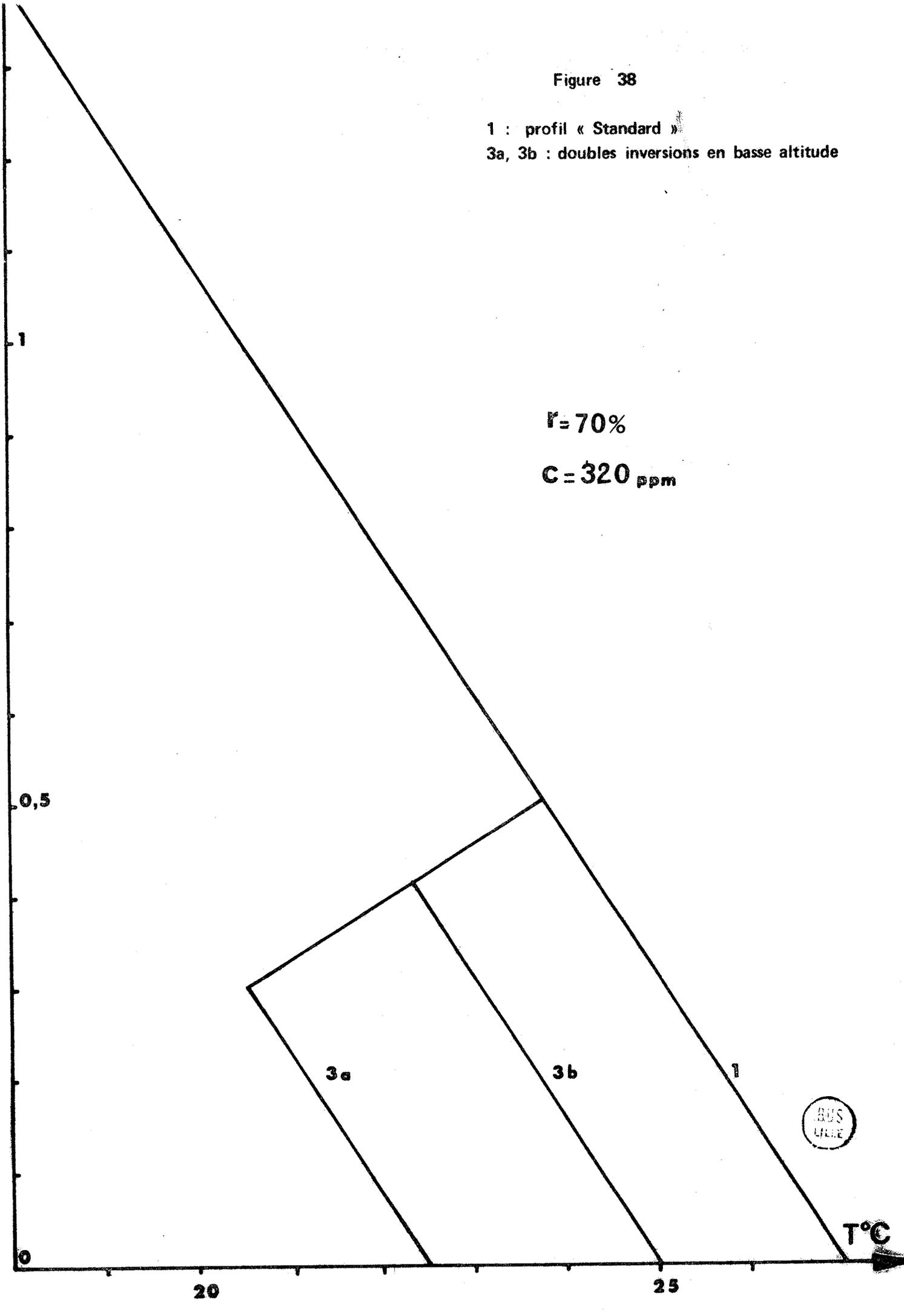


Figure 39

1 : profil « Standard »  
4a, 4b : Doubles inversions en altitude.

$r = 70\%$

$C = 320 \text{ ppm}$

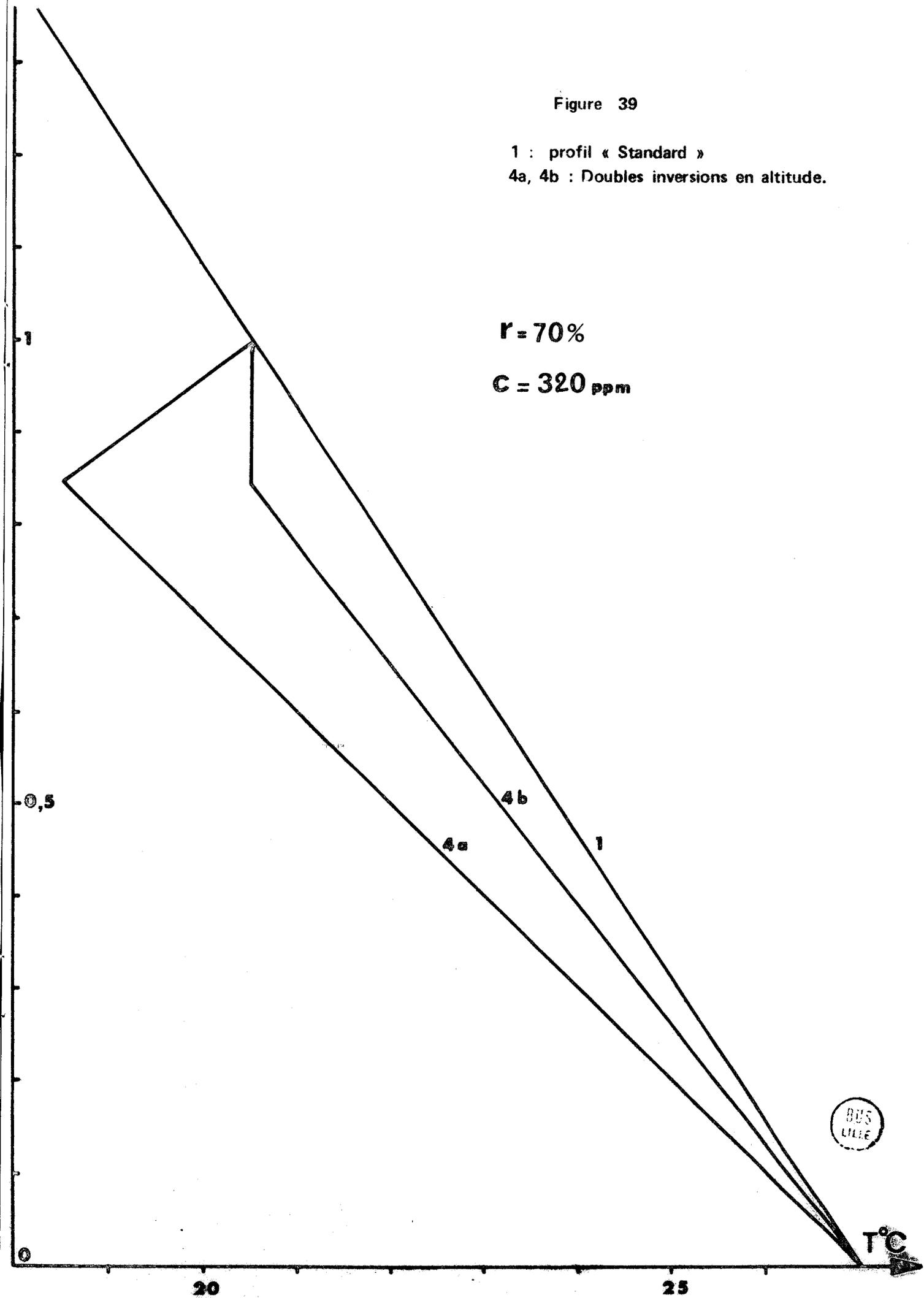
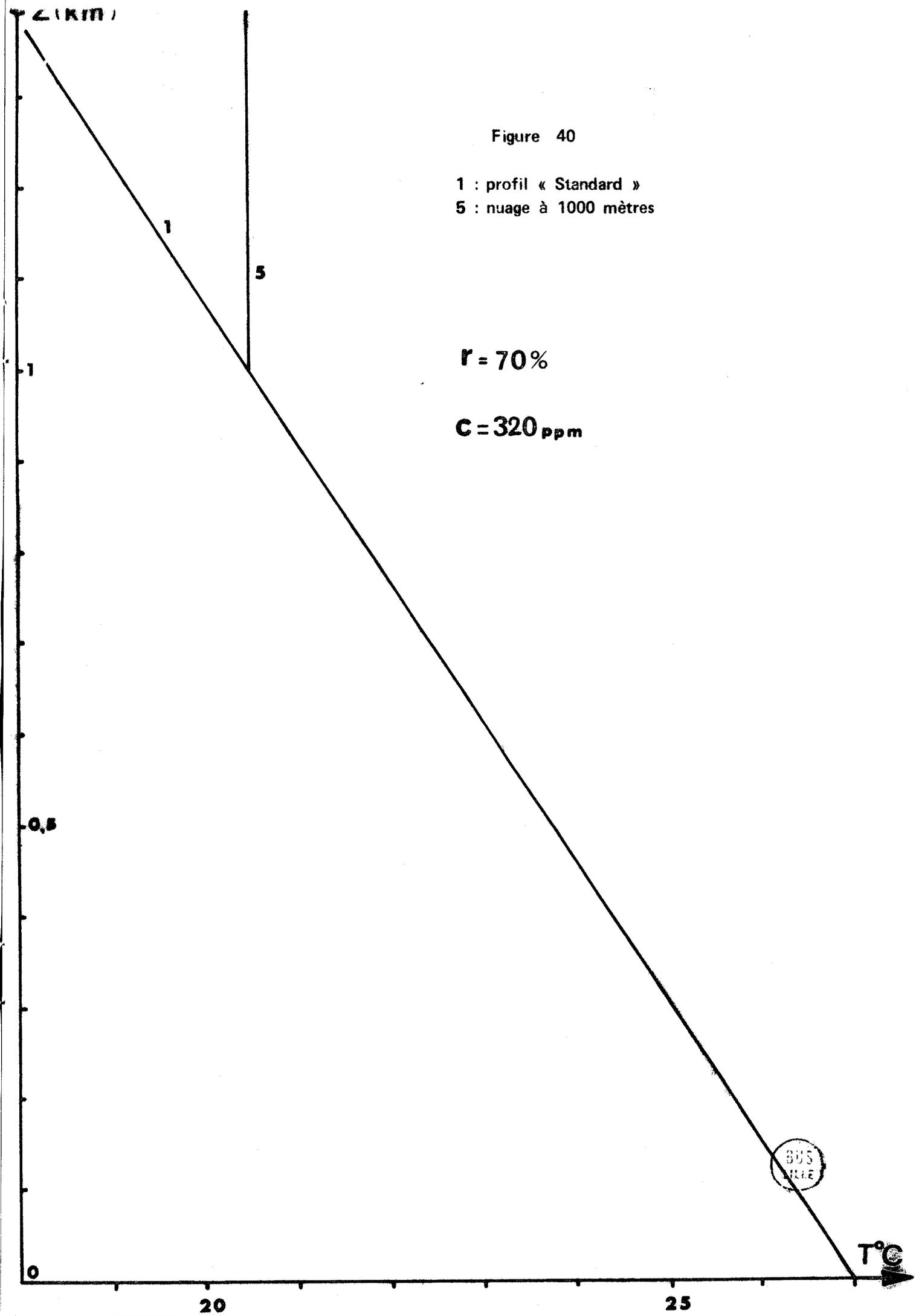


Figure 40

- 1 : profil « Standard »
- 5 : nuage à 1000 mètres

$r = 70\%$

$C = 320 \text{ ppm}$



$\Delta t_{\nu_0}(0, Z; \alpha_i)$

Figure 41

$T = 270 \text{ K}$   
 $r = 70 \%$   
 $c = 320 \text{ ppm}$

Variation, en fonction de l'altitude et pour différents angles de visée, de la transmission atmosphérique intégrée dans le filtre F1.  
Représentation pour les très basses couches.

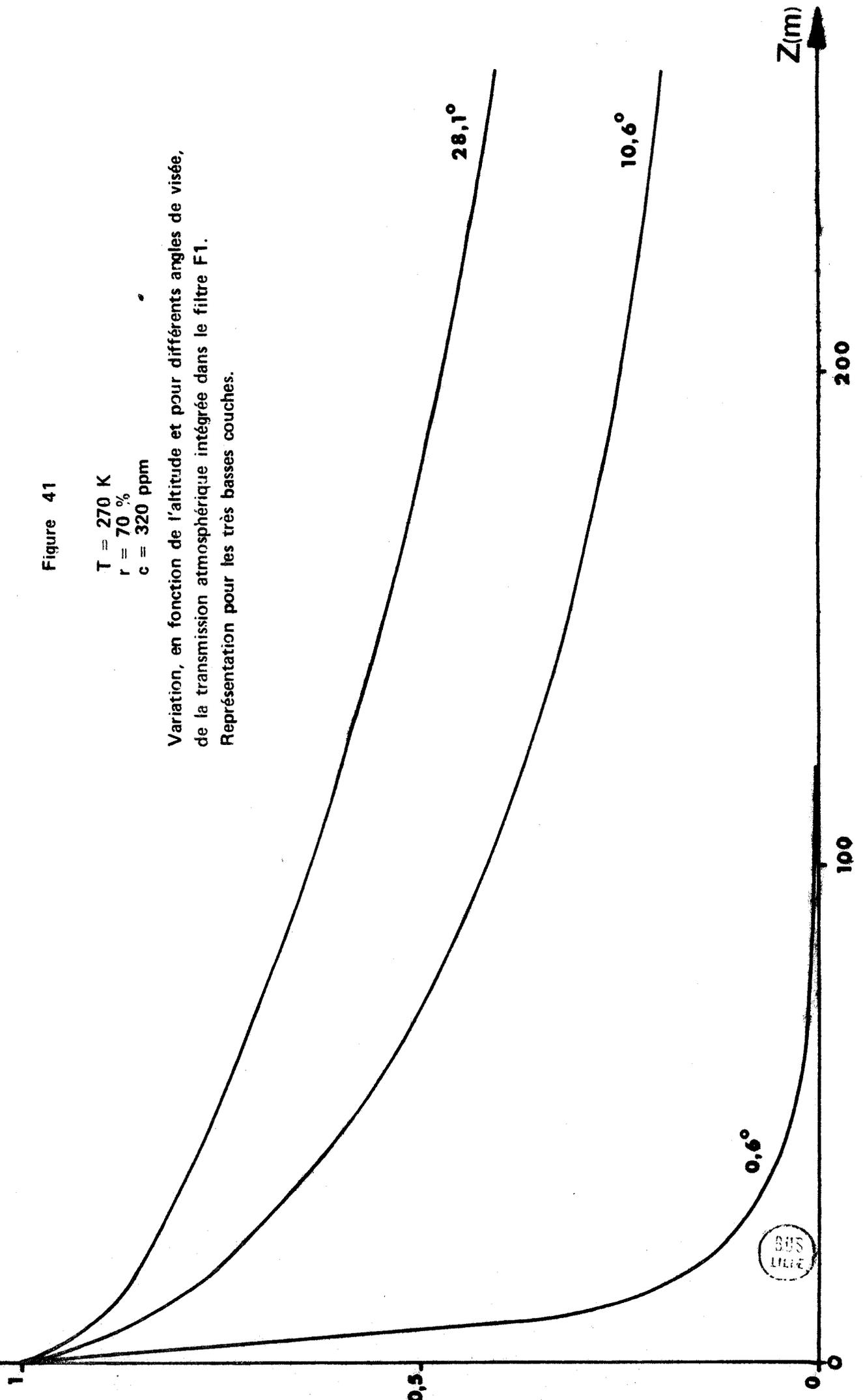
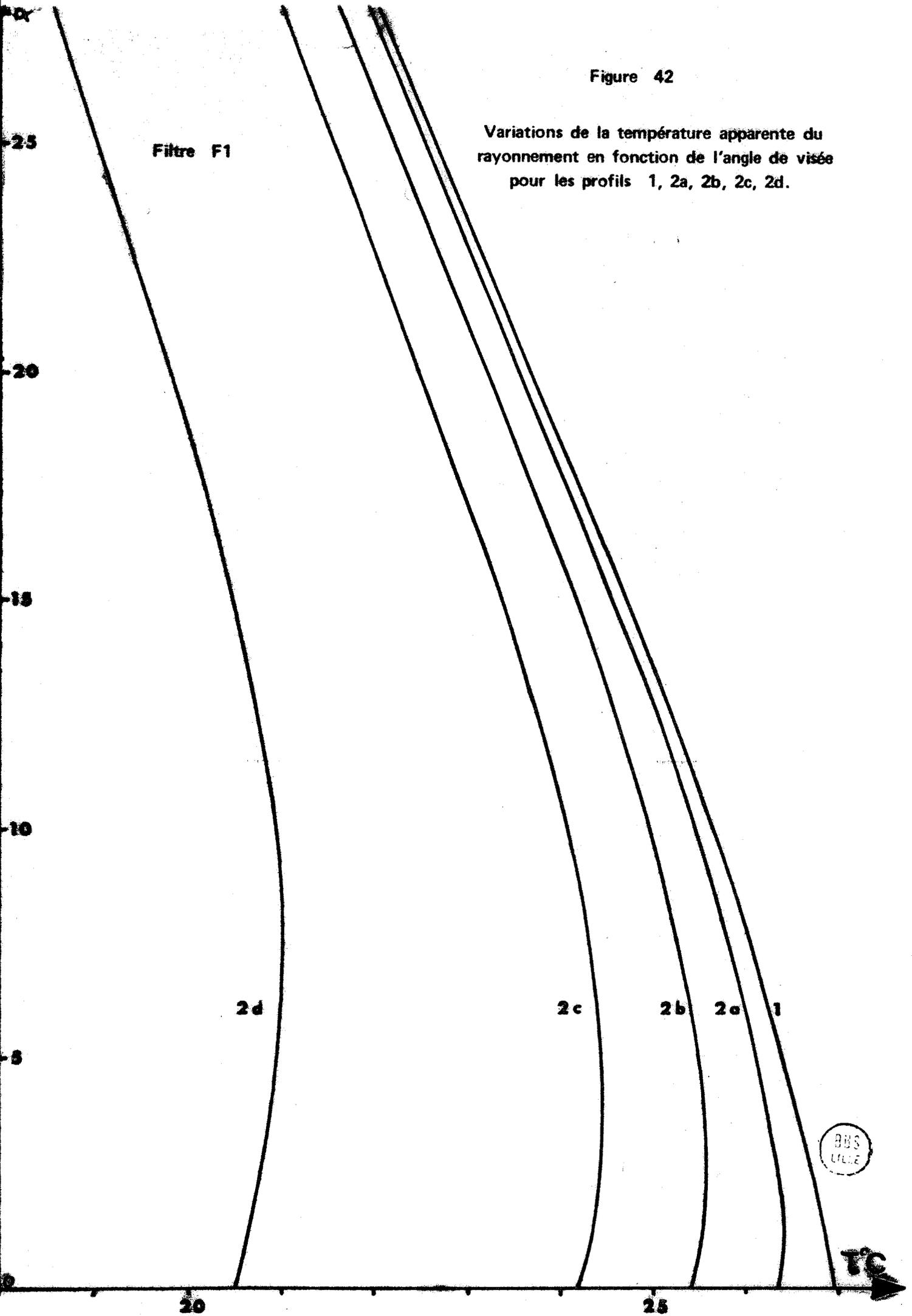


Figure 42

Variations de la température apparente du rayonnement en fonction de l'angle de visée pour les profils 1, 2a, 2b, 2c, 2d.



Fitre F1

Figure 43

Température apparente du rayonnement en  
fonction de l'angle de visée, pour les profils  
1, 3a, 3b.

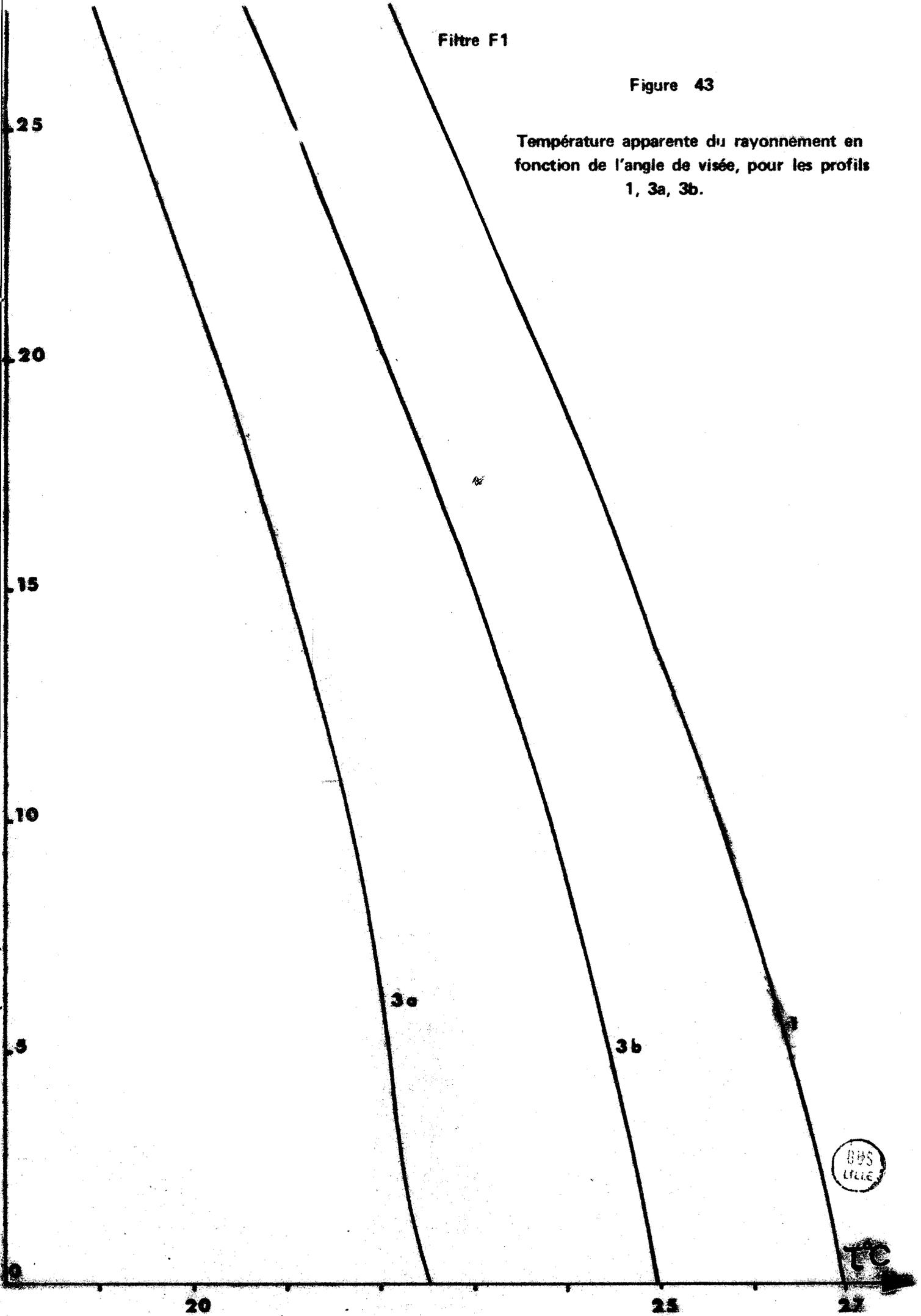
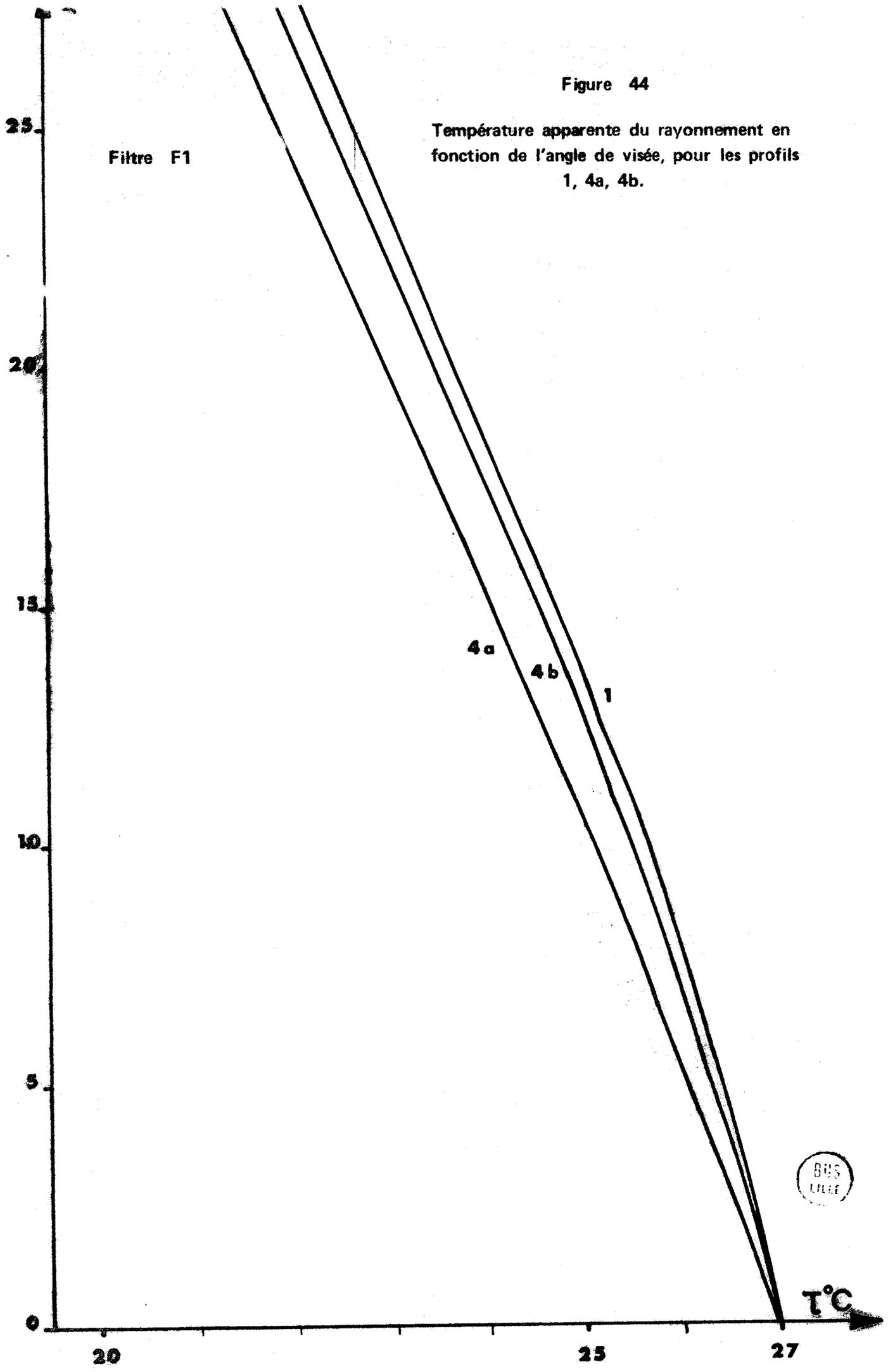


Figure 44

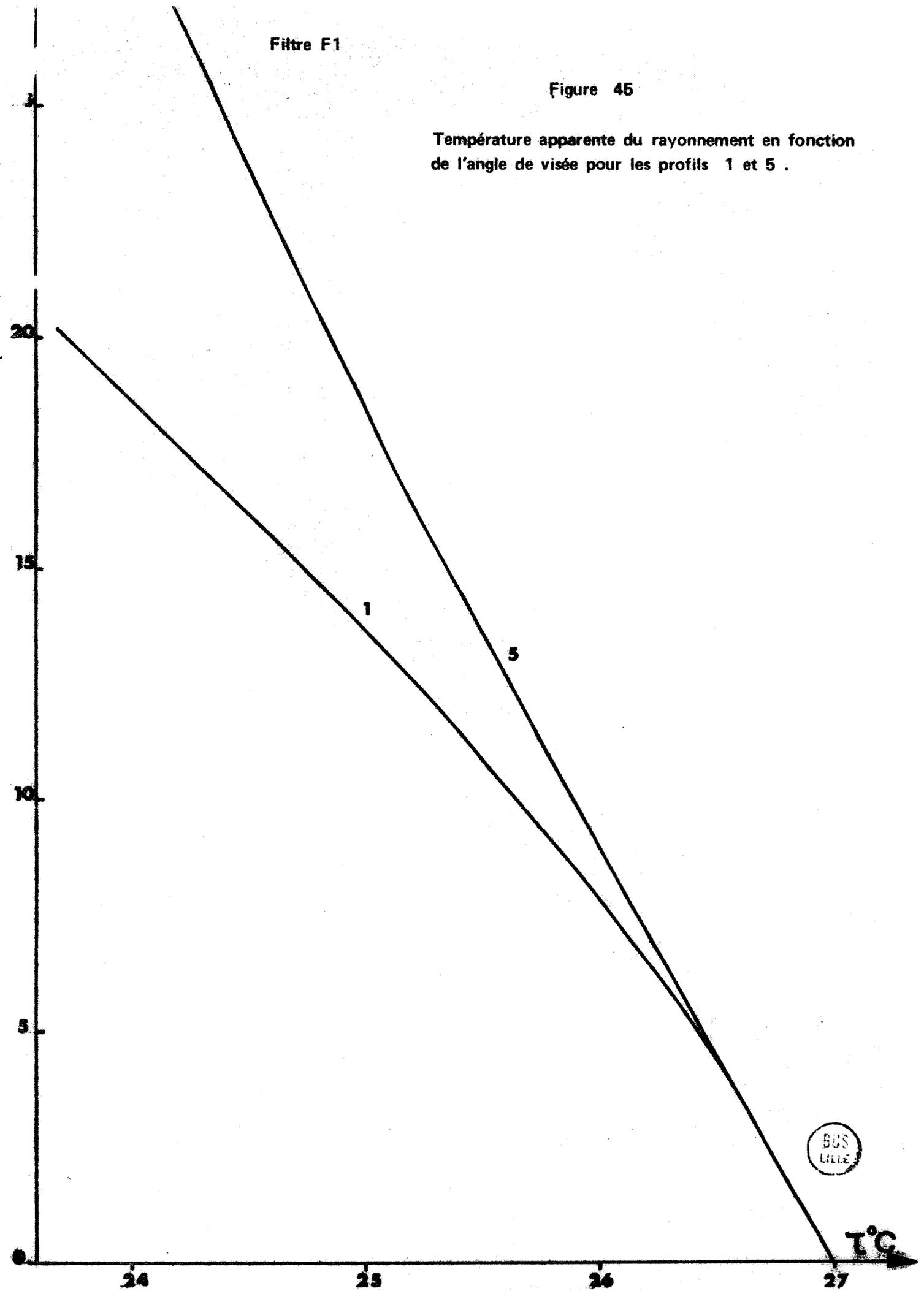
Température apparente du rayonnement en fonction de l'angle de visée, pour les profils 1, 4a, 4b.



Filtre F1

Figure 45

Température apparente du rayonnement en fonction de l'angle de visée pour les profils 1 et 5 .



BUS  
LITTE

T°C

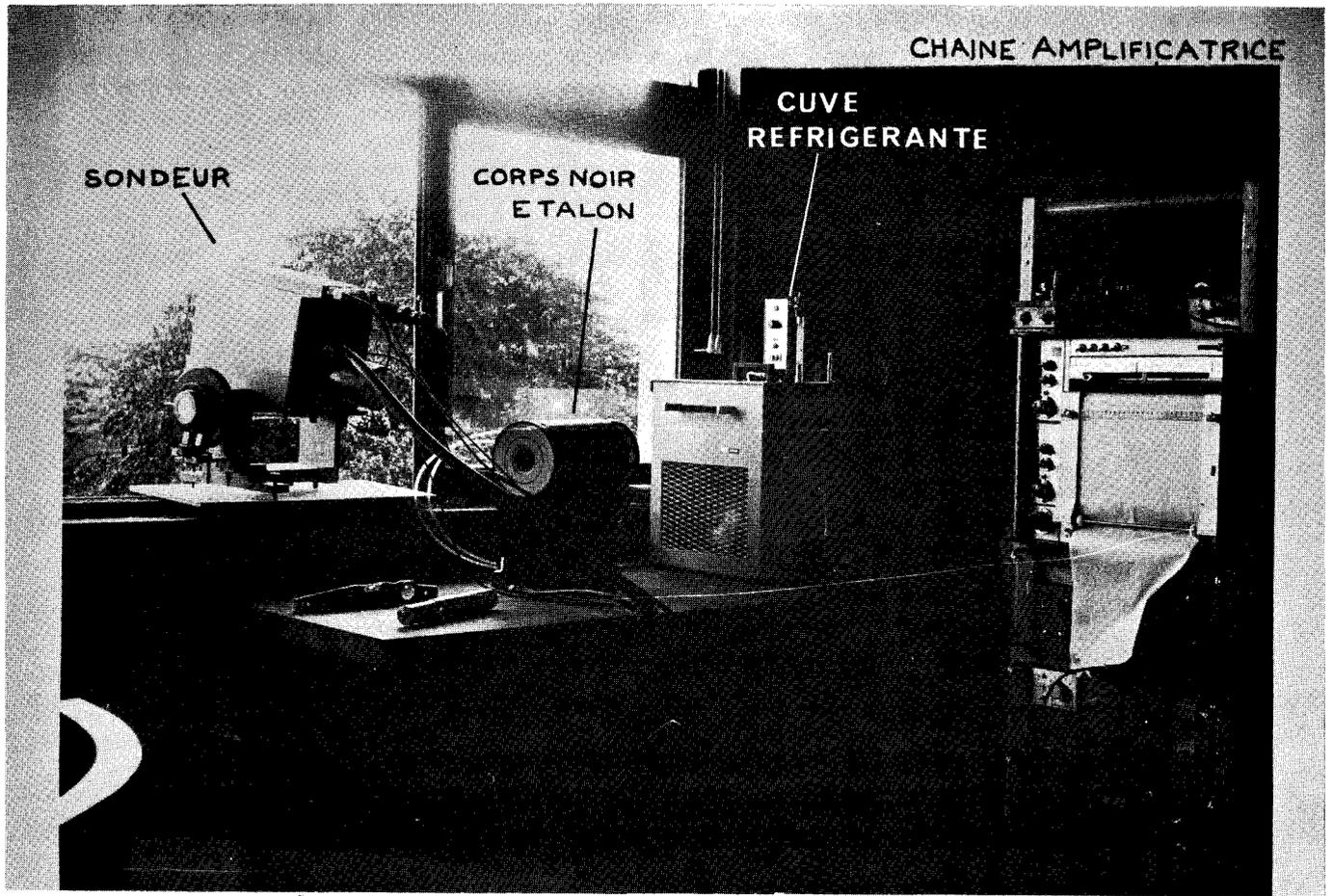


PHOTO I  
SONDEUR EN POSITION DE VISEE

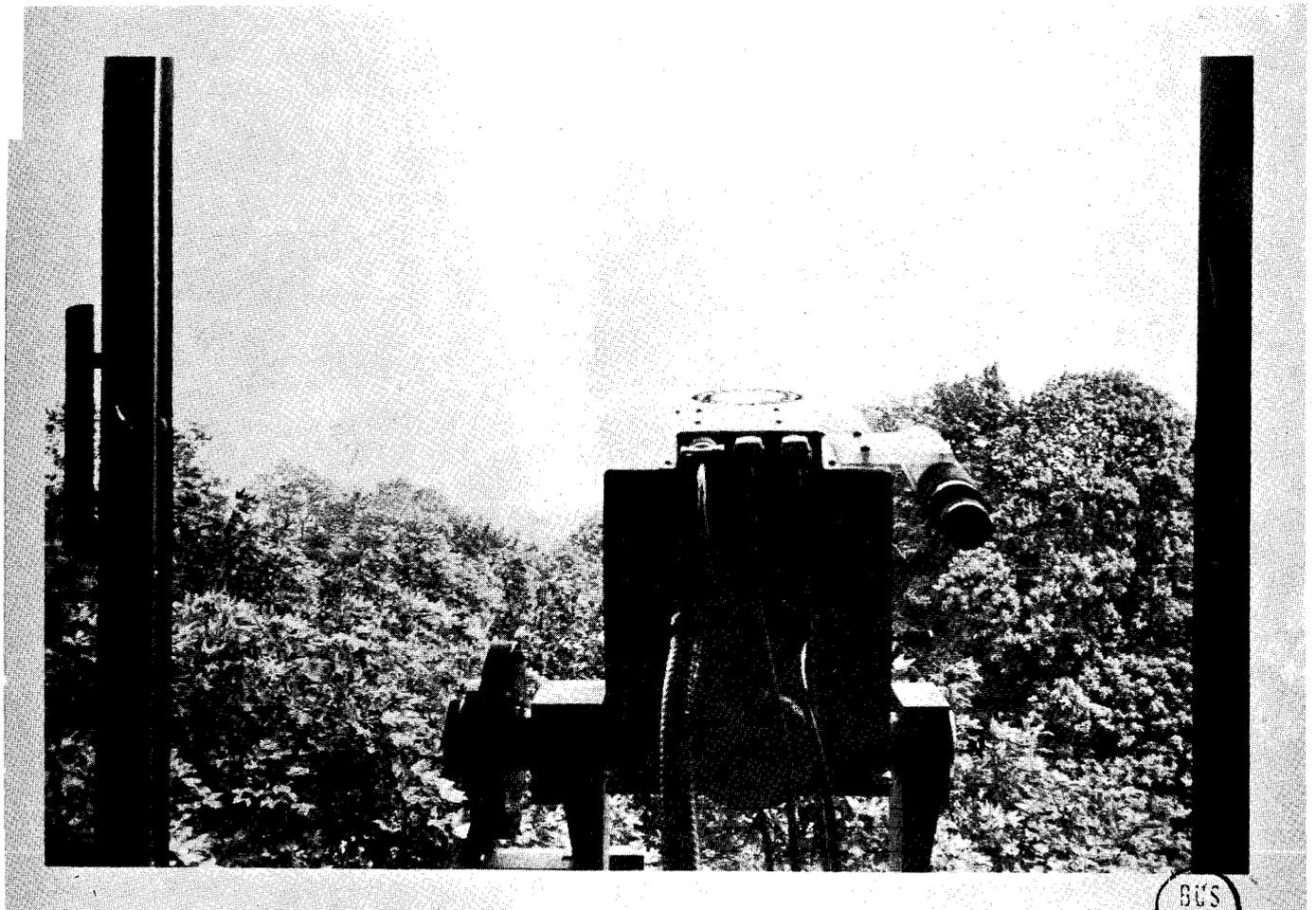


PHOTO II  
VUE DU SITE CHOISI

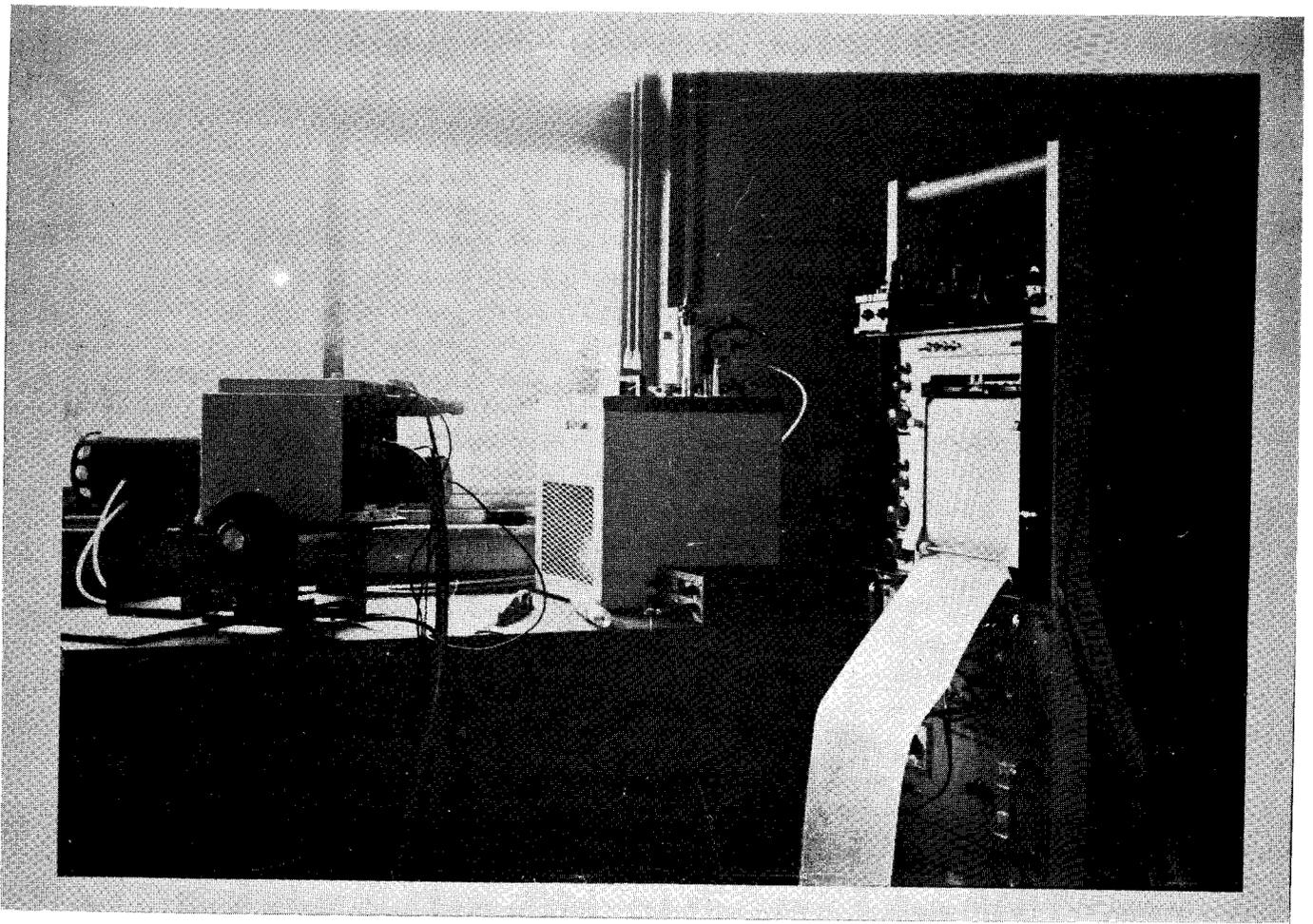


PHOTO III  
ETALONNAGE DU SONDEUR

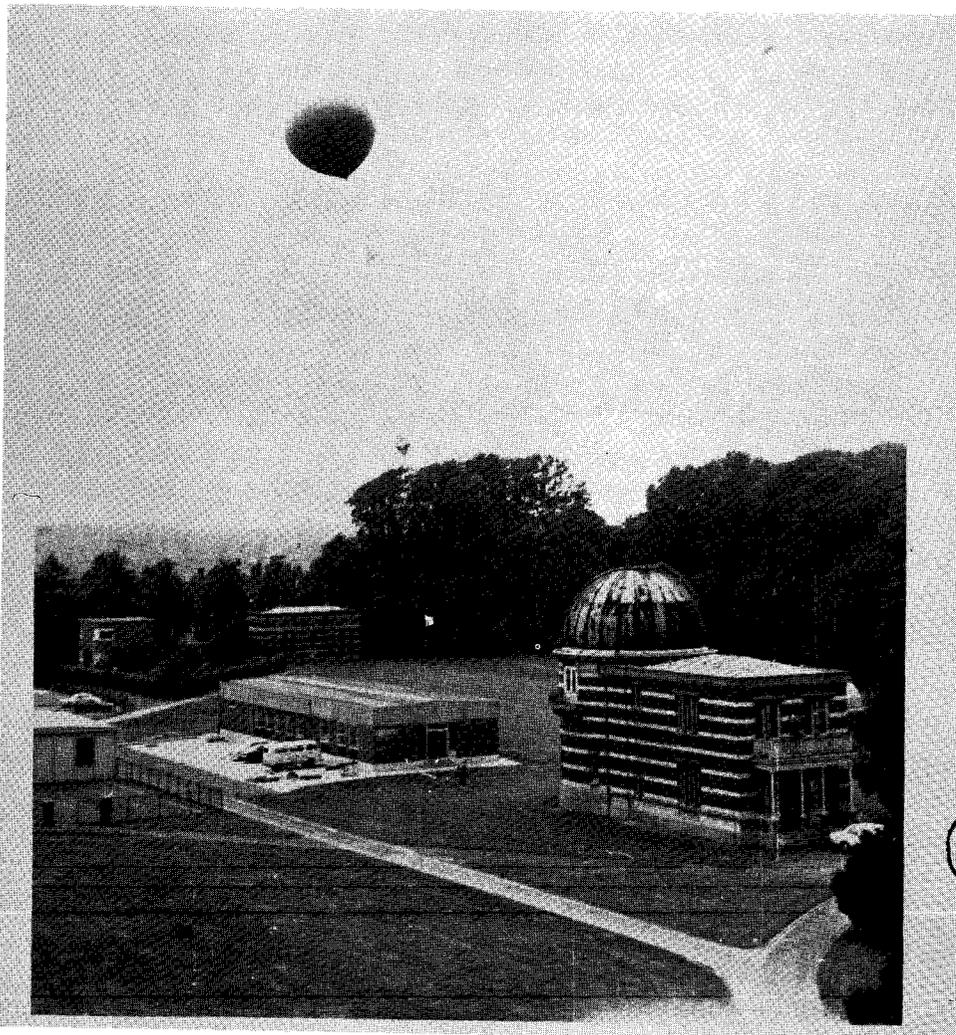
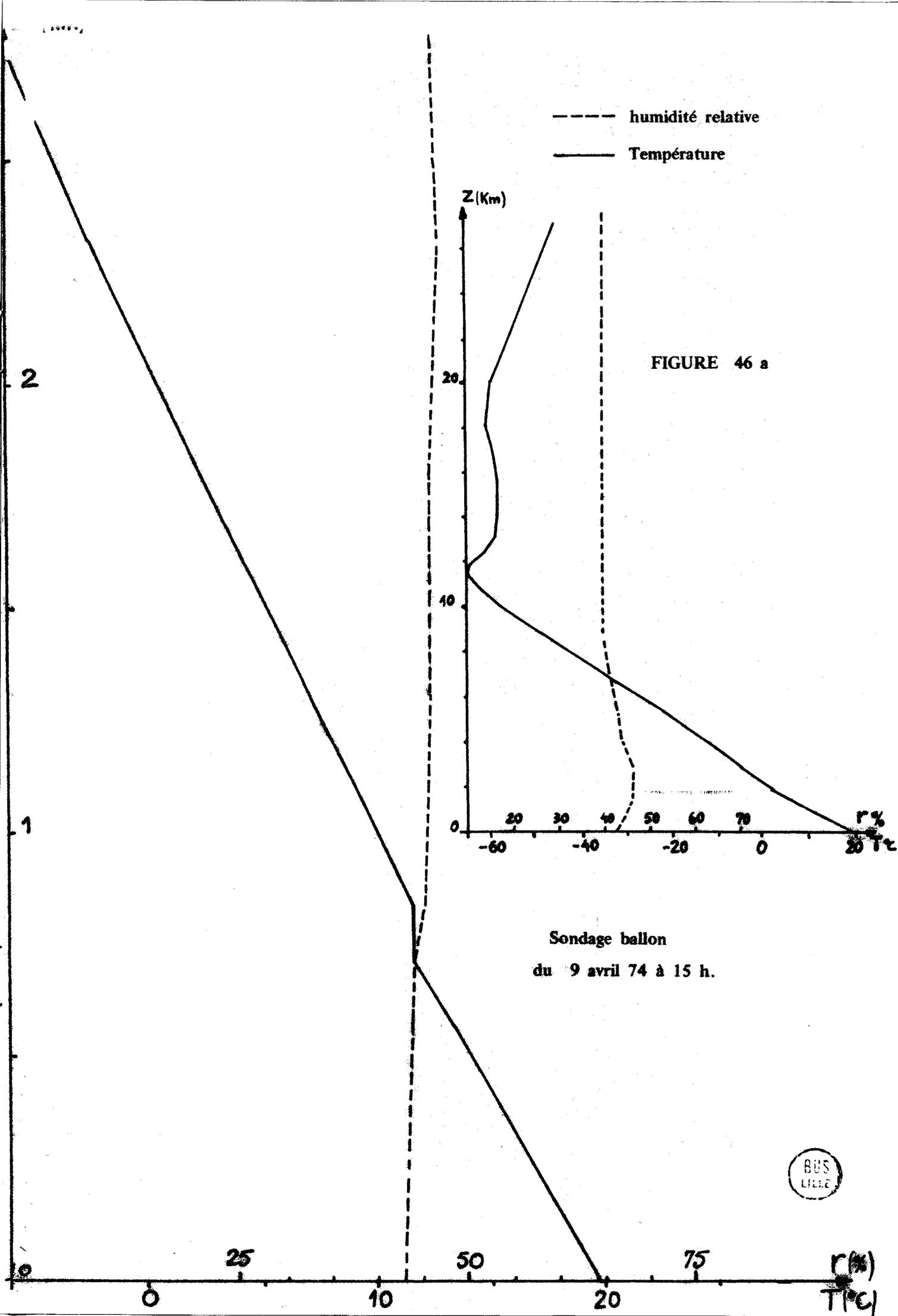
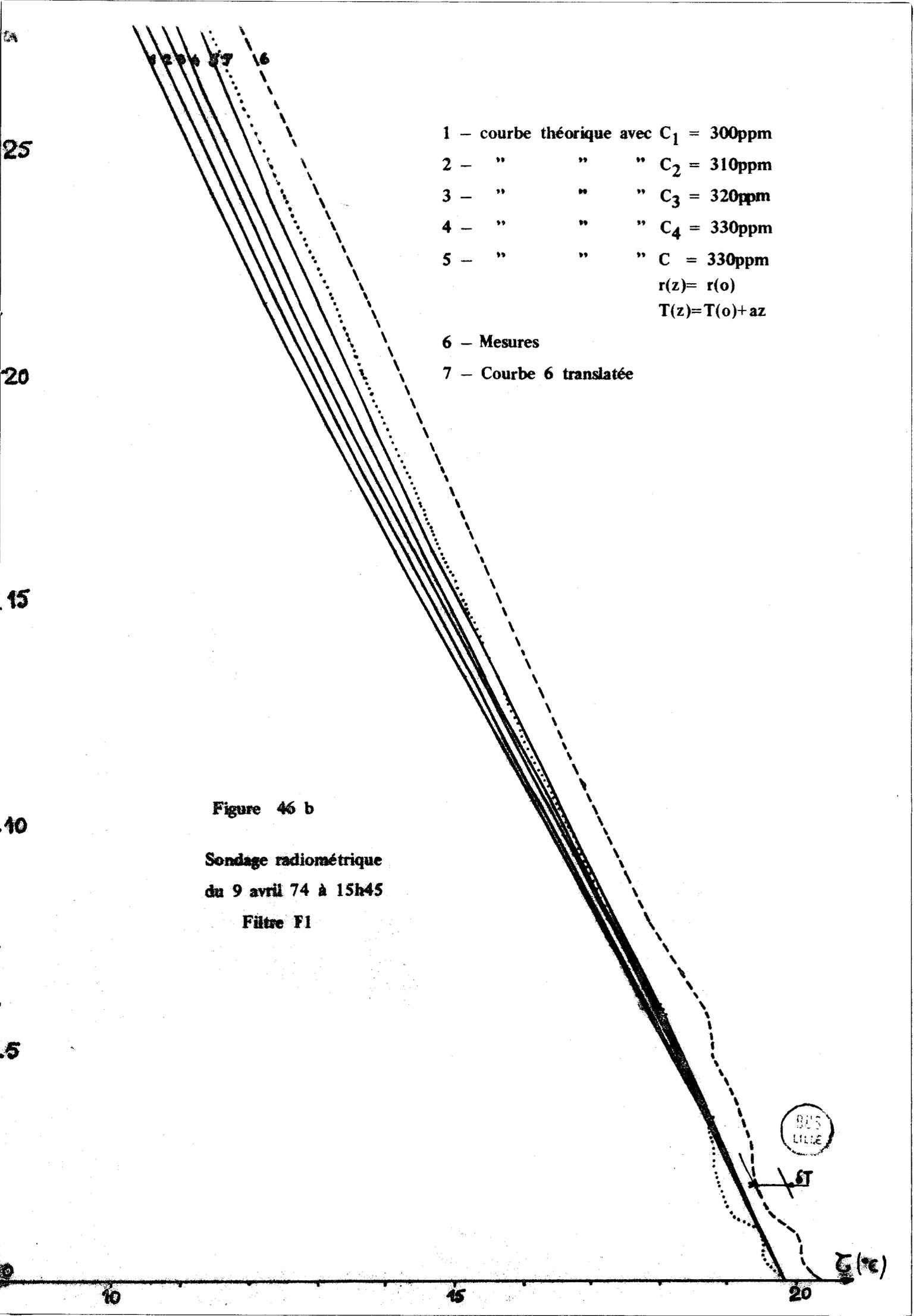


PHOTO IV  
LÂCHER DE BALLON







- 1 - courbe théorique avec  $C_1 = 300\text{ppm}$
  - 2 - " " "  $C_2 = 310\text{ppm}$
  - 3 - " " "  $C_3 = 320\text{ppm}$
  - 4 - " " "  $C_4 = 330\text{ppm}$
  - 5 - " " "  $C = 330\text{ppm}$
- $r(z) = r(0)$   
 $T(z) = T(0) + az$

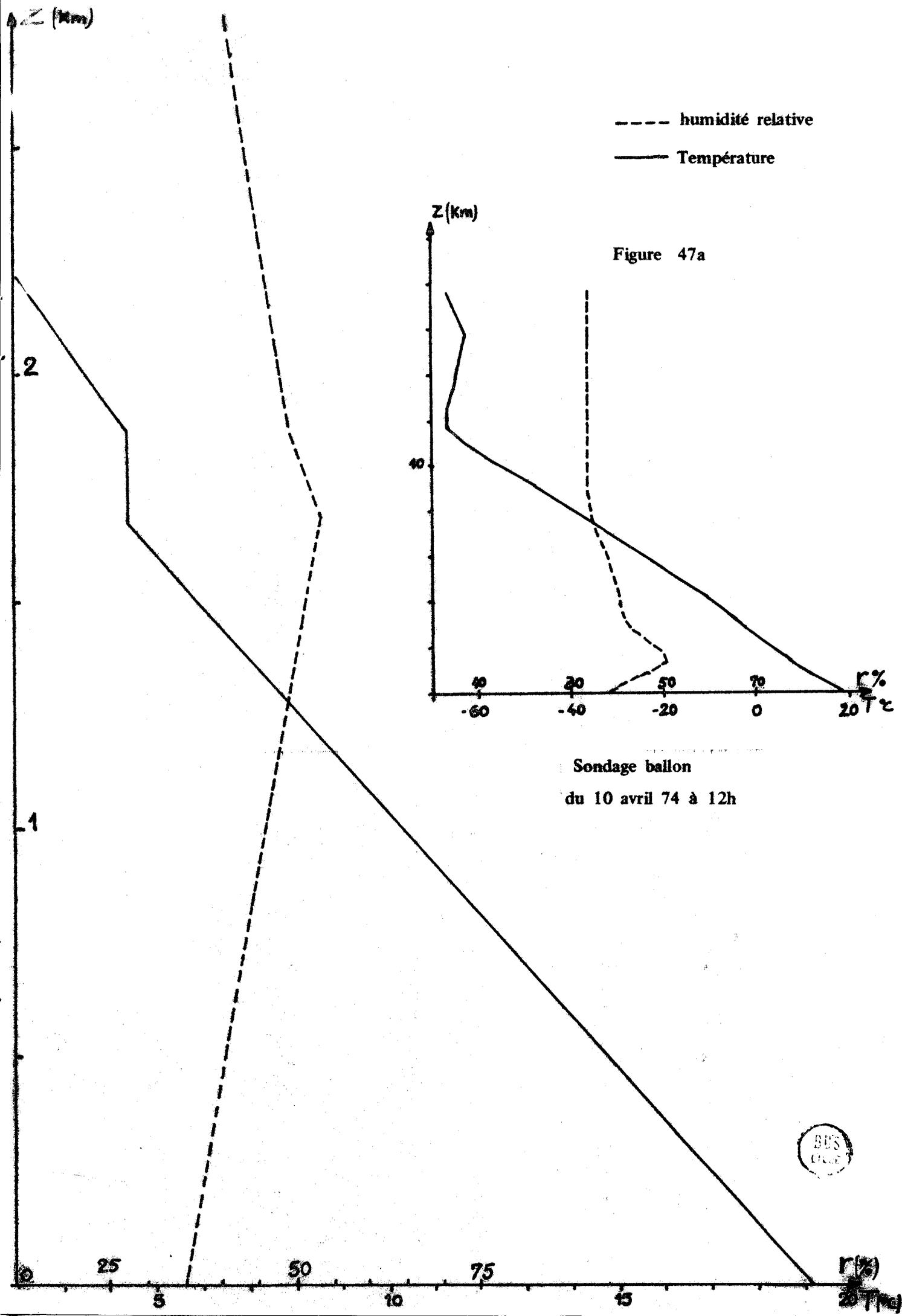
- 6 - Mesures
- 7 - Courbe 6 translaturée

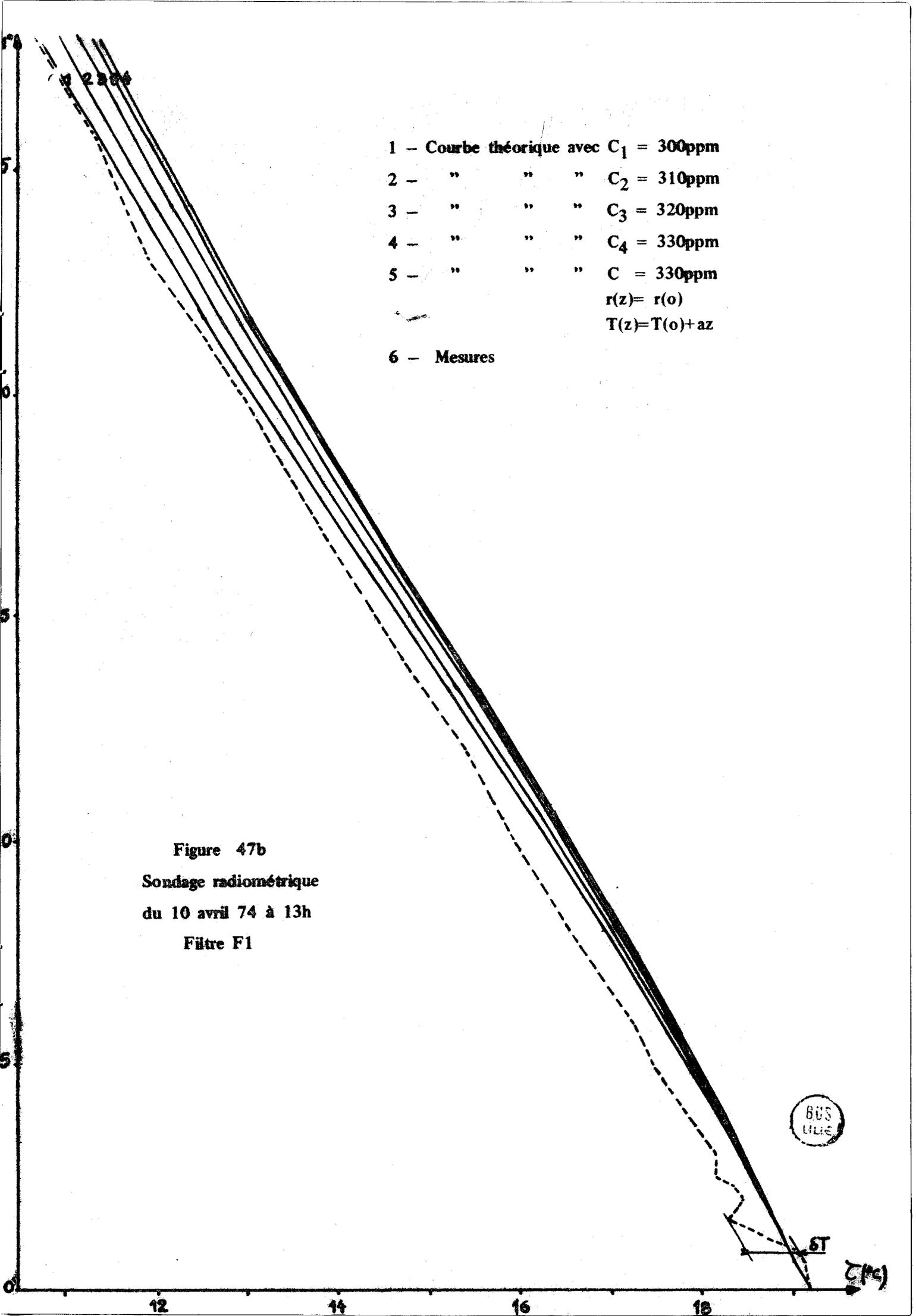
Figure 46 b  
 Sondage radiométrique  
 du 9 avril 74 à 15h45  
 Filtre F1

BUS  
LILLE

$\Delta T$

$G(^{\circ}\text{C})$





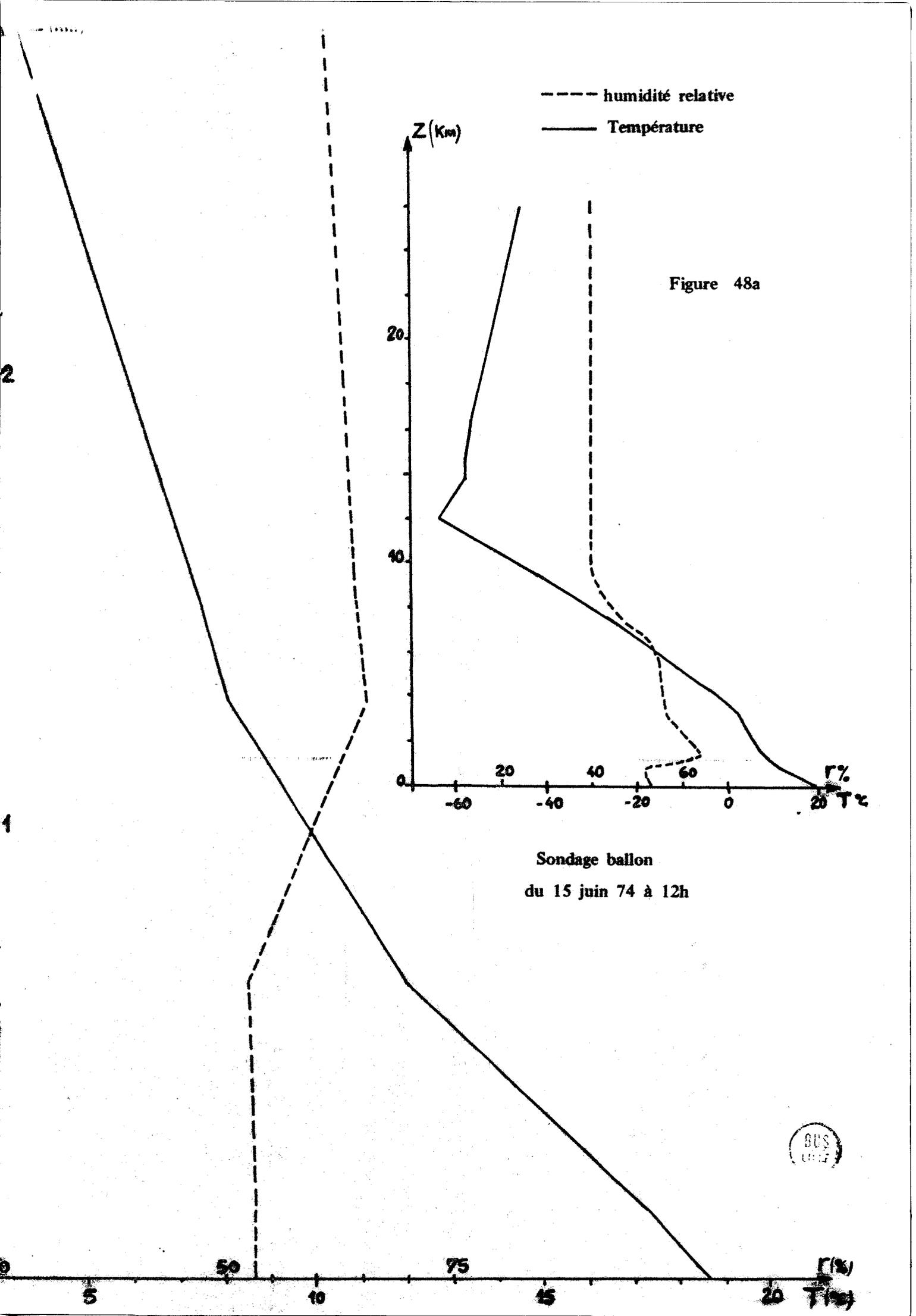
- 1 - Courbe théorique avec  $C_1 = 300\text{ppm}$
  - 2 - " " "  $C_2 = 310\text{ppm}$
  - 3 - " " "  $C_3 = 320\text{ppm}$
  - 4 - " " "  $C_4 = 330\text{ppm}$
  - 5 - " " "  $C = 330\text{ppm}$
  - 6 - Mesures
- $r(z) = r(o)$   
 $T(z) = T(o) + az$

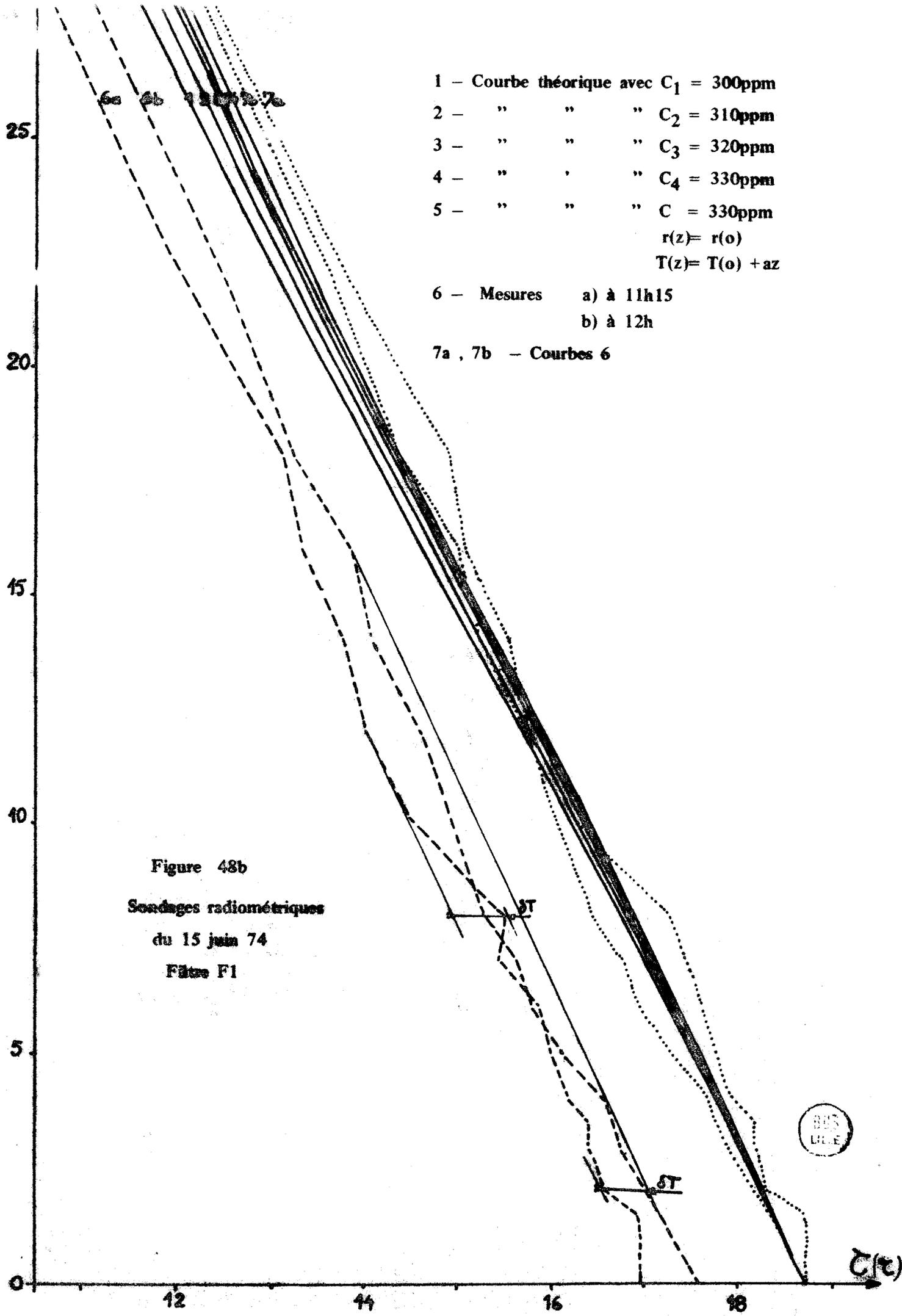
Figure 47b  
 Sondage radiométrique  
 du 10 avril 74 à 13h  
 Filtre F1

BUS  
LILLE

$\delta T$

(10)





- 1 - Courbe théorique avec  $C_1 = 300\text{ppm}$
- 2 - " " "  $C_2 = 310\text{ppm}$
- 3 - " " "  $C_3 = 320\text{ppm}$
- 4 - " " "  $C_4 = 330\text{ppm}$
- 5 - " " "  $C = 330\text{ppm}$   
 $r(z) = r(o)$   
 $T(z) = T(o) + az$
- 6 - Mesures a) à 11h15  
b) à 12h
- 7a , 7b - Courbes 6

Figure 48b  
 Sondages radiométriques  
 du 15 juin 74  
 Filtre F1

BES  
UN.E

$C(t)$

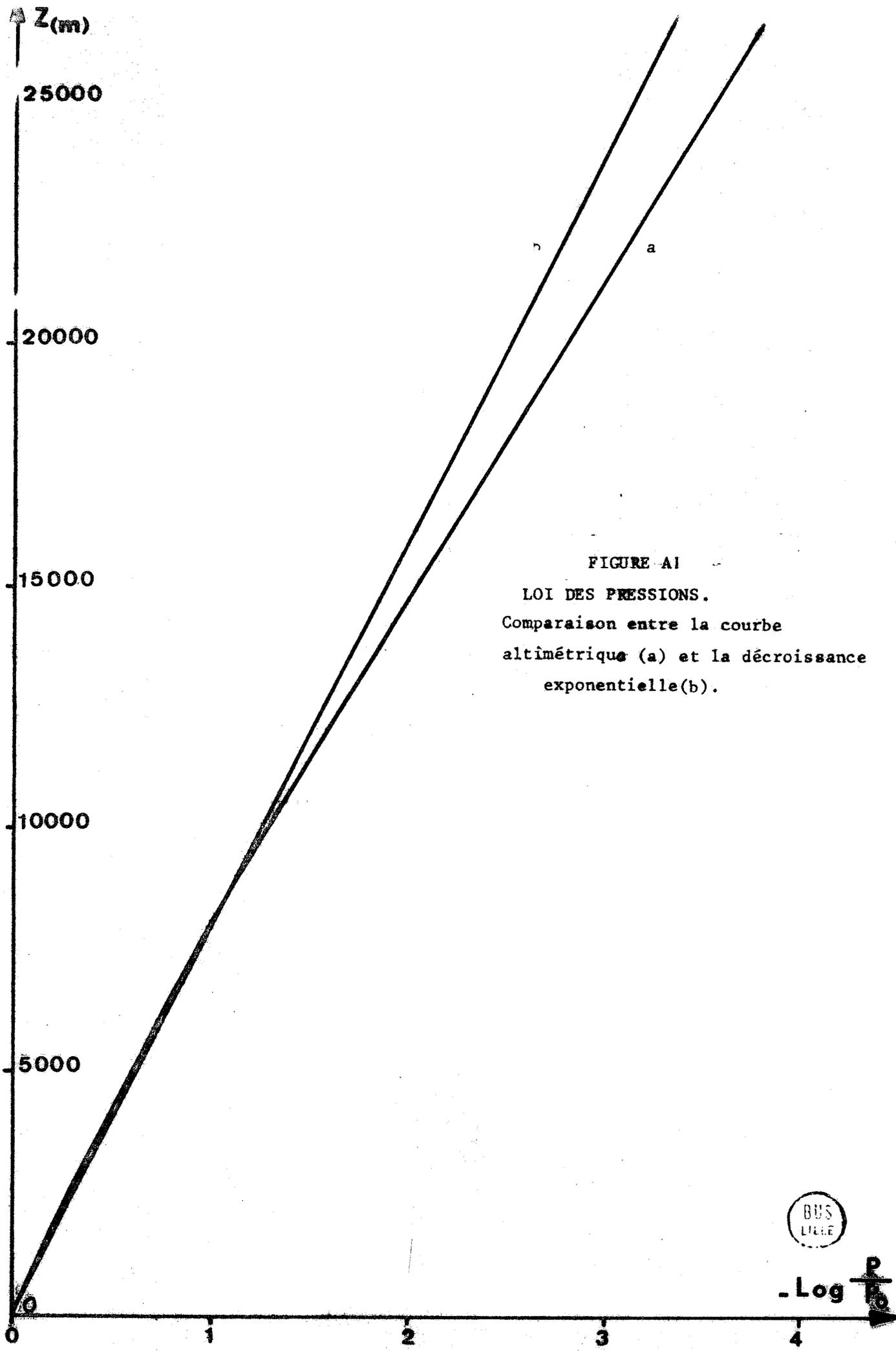
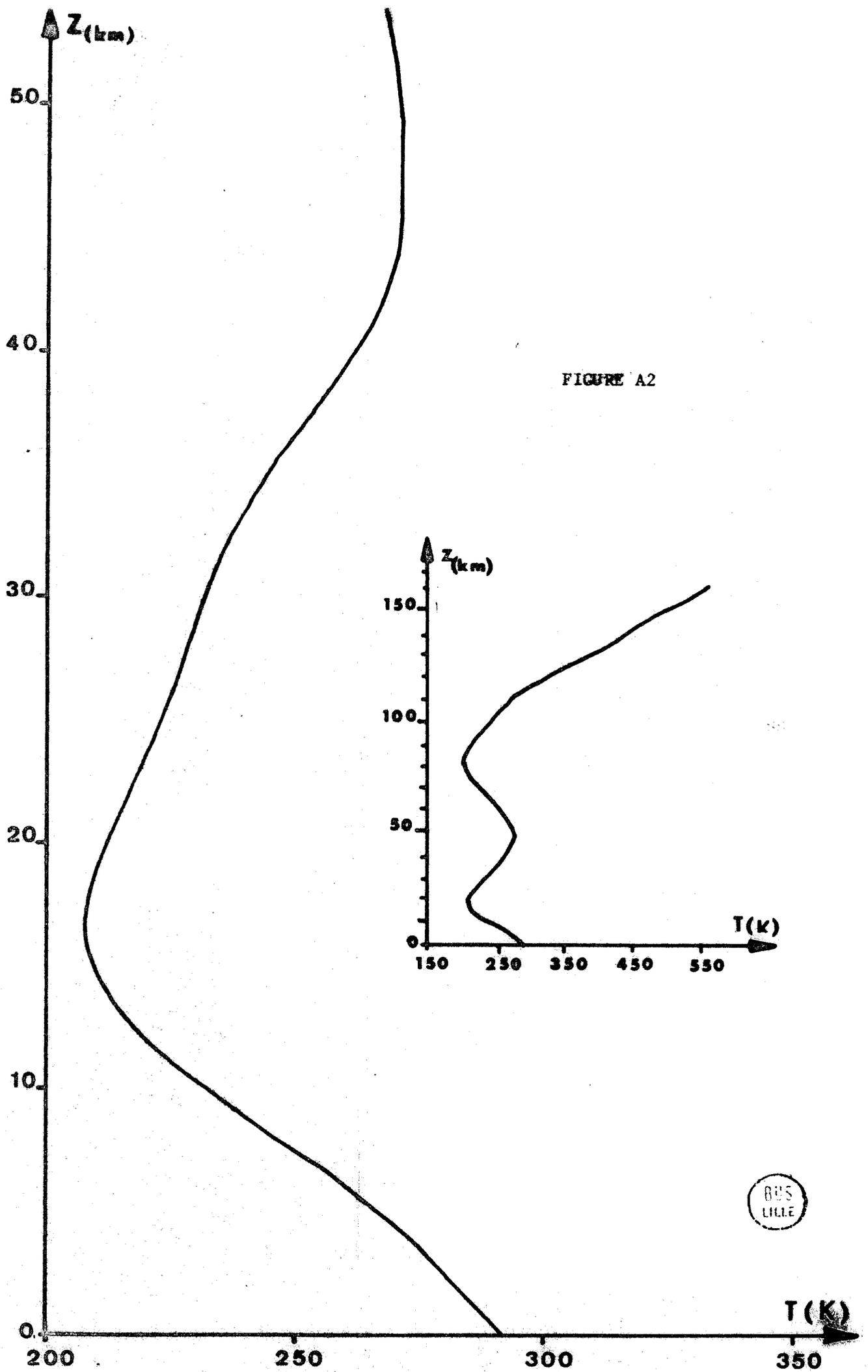


FIGURE A1  
 LOI DES PRESSIONS.  
 Comparaison entre la courbe  
 altimétrique (a) et la décroissance  
 exponentielle (b).



$-\text{Log} \frac{P}{P_0}$



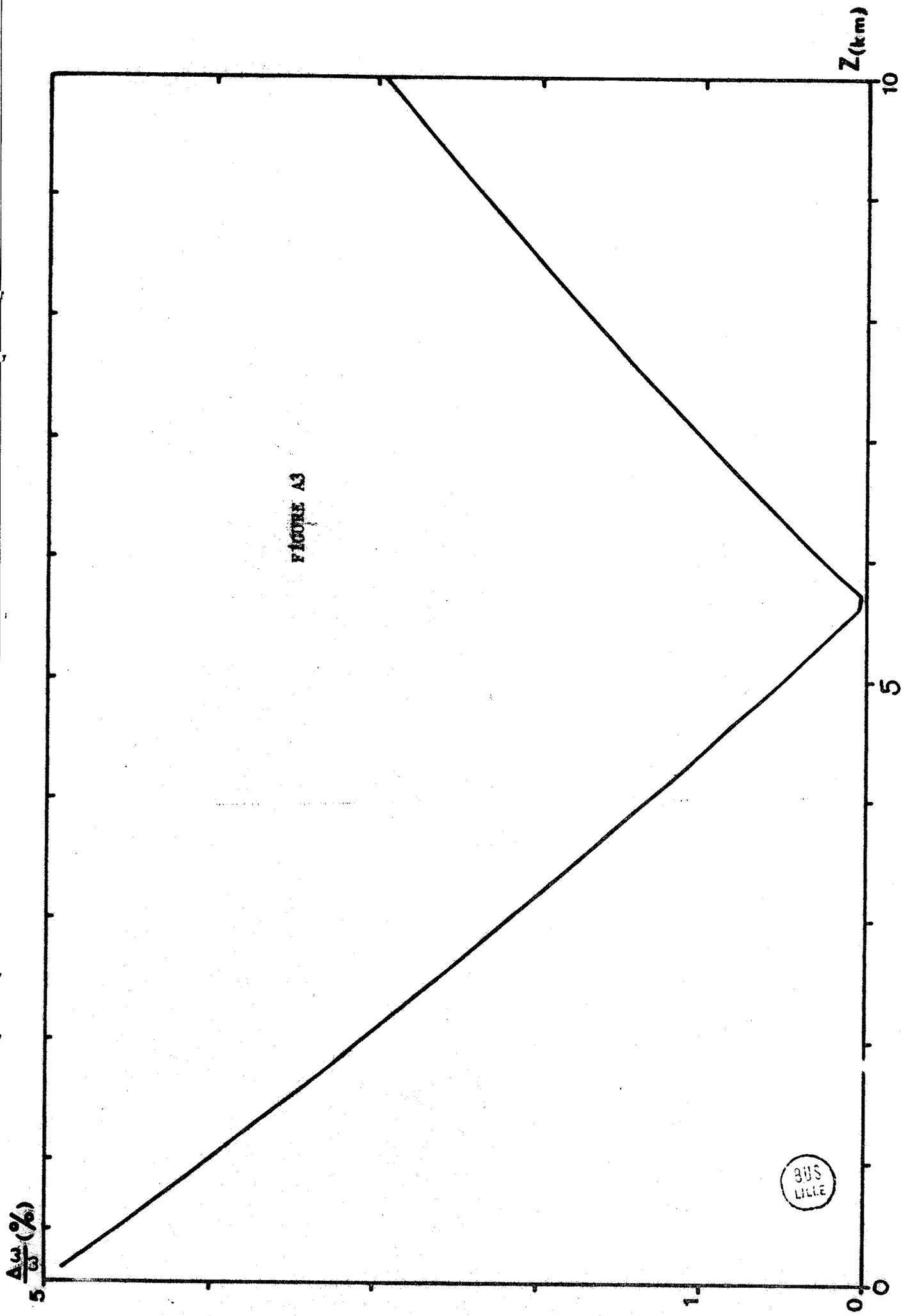


FIGURE A3

BUS  
LIFE

r (z) %	T(z) K	$\lambda$ (0,1000; 1) cm km <sup>-1</sup>	FIGURE A4
90	287	0,845	0,85
	293	1,554	1,57
	303	2,728	
70	283	0,657	0,67
	293	1,250	1,22
	303	2,122	
50	283	0,469	0,47
	293	0,863	0,86
	303	1,515	1,52

TABLEAU A3

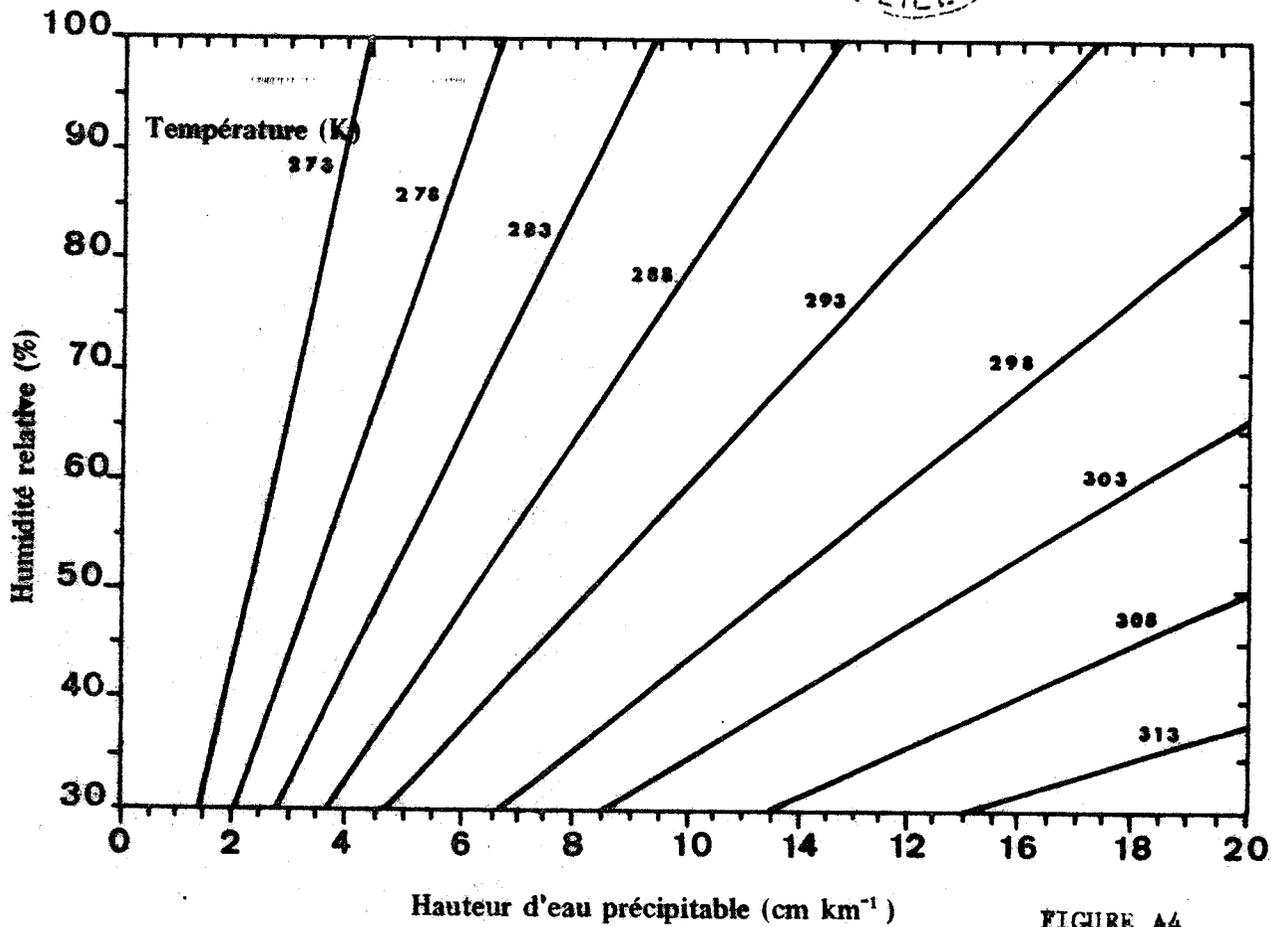


FIGURE A4