

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

50376

1977

N° d'ordre 662

166

50376

1977

166

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ

par

Jean Jacques MORCRETTE

*

CALCUL DES FLUX INFRA ROUGES ET DES TAUX

DE REFROIDISSEMENT RADIATIF

EN ATMOSPHERE NUAGEUSE



Soutenue le 25 novembre 1977 devant la Commission d'examen

Membres du Jury

Mme LENOBLE	Président
M. FOUQUART	Rapporteur
M. BERROIR	Examinateur
M. HERMAN	Examinateur
M. ROSSET	Examinateur
M. SADOURNY	Examinateur

U. E. R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

*"L'homme n'aurait plus rien à demander
à Dieu s'il avait appris à prévoir
correctement le temps".*

M. V. LOMONOSOV

Ce travail a été effectué sous la direction de Monsieur FOUQUART, Maître-Assistant, dans le Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille dirigé par Madame le Professeur LENOBLE. Que tous deux reçoivent ici l'expression de mes sentiments de profonde gratitude.

Je tiens à remercier Madame LENOBLE qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury, et Monsieur HERMAN qui a accepté d'y participer.

Messieurs BERROIR, Professeur à l'Université de Paris VI, ROSSET, Maître-Assistant à l'Université de Clermont-Ferrand, SADOURNY, Maître de Recherche au C.N.R.S., ont accepté de juger mon travail témoignant ainsi de l'intérêt qu'ils portent aux travaux du Laboratoire. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Que Monsieur GONZALES, dont l'aide m'a été précieuse pour les problèmes numériques, les membres du personnel technique de l'U.E.R. de Physique et ceux du C.I.T.I. qui ont participé à ce travail soient ici remerciés pour leur collaboration.

INTRODUCTION.

CHAPITRE I.- RAPPELS.

I. RAYONNEMENTS SOLAIRE ET TERRESTRE

II. ABSORPTION PAR LES DIVERS CONSTITUANTS ATMOSPHERIQUES

1. La vapeur d'eau
2. Le gaz carbonique
3. L'ozone
4. La fenêtre 8-13 μm

III. CALCUL DU TAUX DE REFROIDISSEMENT

A- Calcul des luminances

B- Calcul des flux

C- Intégration sur le nombre d'onde

1. Coefficient d'absorption

2. Modèles de transmission

D- Inhomogénéité du parcours

1. Variation du coefficient d'absorption avec la pression et la température

2. Approximation de CURTIS-GODSON

E- Taux de refroidissement

Tableaux et figures.

CHAPITRE II.- METHODES DE CALCUL RAPIDE DU TAUX DE REFROIDISSEMENT.

INTRODUCTION

I. CALCUL DU BILAN DE RAYONNEMENT EN ATMOSPHERE CLAIRE

1. Approximation "Cooling-to-space"
2. Emissivité
3. Méthode de FELS et SCHWARZKOPF

II. EXTENSION AUX ATMOSPHERES NUAGEUSES

III. MOYENNES CLIMATOLOGIQUES

Figures.

CHAPITRE III.- CALCUL DES FLUX INFRAROUGES ET DES TAUX DE REFROIDISSEMENT
DANS LES COUCHES NUAGEUSES.

INTRODUCTION

I. FONCTIONS DE TRANSMISSION EN ATMOSPHERE DIFFUSANTE

II. METHODE DITE DE LA P1-APPROXIMATION OU D'EDDINGTON

1. Développement théorique
2. Calcul pratique
3. Intégration sur la fréquence

III. MODELE DE NUAGE

1. Granulométrie
2. Contenu en eau
3. Température
4. Répartition des absorbants gazeux hors du nuage
5. Applications numériques

IV. RESULTATS

1. Comparaison avec des résultats d'autres auteurs
2. Contribution des différentes bandes d'absorption au refroidissement total
3. Influence de la répartition en altitude de l'eau liquide
4. Influence de la quantité totale d'eau liquide
5. Influence du rayon des particules diffusantes
6. Influence de la température sur l'émissivité

V. PARAMETRISATION DE L'EMISSIVITE

CONCLUSION

Tableaux et figures.

CONCLUSION.

APPENDICE : L'ABSORPTION DANS LA FENETRE ATMOSPHERIQUE 8 - 13 μ m.

BIBLIOGRAPHIE.

INTRODUCTION.

Le rayonnement joue un rôle fondamental dans les mouvements de l'atmosphère. Si le bilan radiatif global de la planète (flux solaire absorbé moins flux infrarouge émis) peut être considéré comme nul en moyenne annuelle, le bilan local et/ou instantané peut être positif ou négatif, créant ainsi les sources et les puits d'énergie constituant le moteur primaire de la circulation atmosphérique.

De nombreuses études (COX (1969, 1975), KONDRATYEV (1972), FEIGELSON (1970)) ont montré que les nuages et plus particulièrement les nuages étendus constituaient le principal modulateur du rayonnement atmosphérique. Dans le domaine du rayonnement visible, ils réfléchissent une part plus ou moins importante du rayonnement solaire vers l'espace, provoquant ainsi un déficit de l'énergie solaire absorbée par la surface et par les basses couches, et en revanche, aux grandes longueurs d'onde, ils font obstacle au refroidissement du sol et des basses couches et sont à l'origine de l'effet de serre. Par ailleurs, ils sont eux-mêmes le lieu de phénomènes radiatifs très importants qui jouent un rôle dominant dans leur formation, leur maintien ou leur dissipation (GOISSA (1969), KONDRATYEV (1965), PALTRIDGE (1974a,b)).

Or dans les modèles de circulation générale, les nuages sont encore considérés dans le visible comme des surfaces semi réfléchissantes et dans l'infrarouge comme de simples corps noirs, ce qui exclut toute prise en compte des effets de feed-back entre la dynamique des nuages et le rayonnement.

Pour l'étude des interactions entre rayonnement et dynamique, le paramètre principal est la modification locale et temporelle du taux d'échauffement ou de refroidissement radiatif, l'échauffement étant dû d'une manière générale au rayonnement solaire, le refroidissement au rayonnement tellurique. FELS et KAPLAN (1975), en étudiant les conséquences dynamiques de changements systématiques dans le calcul du transfert radiatif de grande longueur d'onde, ont mis en évidence la nécessité d'un calcul précis du taux de refroidissement, confirmant ainsi les conclusions de KONDRATYEV (1965) et HUNT et MATTINGLY (1976).

Dans ce travail sont présentées deux méthodes de calcul des flux infrarouges et des taux de refroidissement :

- la première reprenant celle de FELS et SCHWARZKOPF (1975), rapide et très paramétrisée destinée à être introduite dans le modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique de Paris ;

- la seconde qui prend en compte les phénomènes de diffusion, appliquée à l'étude des flux infrarouges à l'intérieur des nuages et à l'influence des aérosols, et qui a été développée en vue de l'étude des interactions rayonnement-dynamique dans les nuages. Cette deuxième méthode sera utilisée dans un modèle de la couche limite planétaire en présence de nuages stratiformes dans le cadre de la RCP "Flux radiatifs et paramétrisation des nuages dans un modèle dynamique".

CHAPITRE I

RAPPELS

I - RAYONNEMENTS SOLAIRE ET TERRESTRE

Pour étudier le régime radiatif de l'atmosphère terrestre, il est pratique de séparer celui-ci en deux parties

- le régime solaire ou de courte longueur d'onde,
- et le régime terrestre, ou de grande longueur d'onde.

Cette division est possible à cause de la différence d'ordre de grandeur entre la température du soleil et celle de la terre. La haute température du soleil (environ 6000 K) correspond à un rayonnement dont plus de 99 % se trouve à des longueurs d'onde inférieures à 4 μm , alors que les températures beaucoup plus basses de l'atmosphère et des matériaux constituant la surface (généralement inférieures à 300 K) correspondent à un rayonnement de longueur d'onde comprise entre 4 et 100 μm .

Les processus radiatifs les plus importants pour le régime solaire sont l'absorption et la diffusion par les constituants atmosphériques, l'émission de courte longueur d'onde étant tout à fait négligeable en comparaison.

Pour le régime terrestre les deux processus principaux sont l'émission et l'absorption du rayonnement de grande longueur d'onde par tous les matériaux solides, liquides (aérosols, nuages) ou gaz qui constituent le système surface-atmosphère. Les sols, la végétation, l'eau et les autres surfaces naturelles possèdent des caractéristiques d'émission et d'absorption proches de celles de corps gris (émissivité ϵ variant lentement avec la longueur d'onde, mais inférieure à 1) et dans certains cas de corps noir ($\epsilon = 1$). Par rapport aux deux processus précédents, la diffusion joue un rôle beaucoup moins important que pour le rayonnement solaire. On tiendra compte de la diffusion dans les nuages ou par les aérosols quand la dimension des particules diffusantes n'est plus négligeable par rapport à la longueur d'onde, et on négligera l'influence très faible de la diffusion moléculaire aux grandes longueurs d'onde.

Si l'on considère l'atmosphère terrestre en équilibre thermodynamique local, hypothèse correcte jusqu'à environ 50 km d'altitude, l'émission de l'atmosphère est celle d'un corps noir à la même température. La distribution spectrale du rayonnement émis par un corps noir à différentes températures correspondant au domaine terrestre est présentée sur la figure (I-1).

Les courbes sont obtenues à partir de la loi de PLANCK

$$E_{\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1)} \quad (I-1)$$

h constante de PLANCK $6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s

k constante de BOLTZMANN $1,38 \cdot 10^{-23}$ J.K⁻¹

c vitesse de la lumière dans le vide $3 \cdot 10^8$ ms⁻¹

$$C_1 = 2hc^2 = 1,192 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2 \text{ Sr}^{-1}$$

$$C_2 = \frac{hc}{k} = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ mK}$$

Le maximum est obtenu pour des longueurs d'onde situées entre 10 et 12 μm, et le déplacement de la position du maximum avec la température suit la loi de déplacement de WIEN. Une température de 300 K est caractéristique de la surface terrestre et des plus bas niveaux de l'atmosphère à basse et moyenne latitude. Les températures de surface en Arctique en hiver sont de l'ordre de 250 K, et les températures stratosphériques sont habituellement dans le domaine 190 - 220 K.

II - ABSORPTION PAR LES DIVERS CONSTITUANTS ATMOSPHERIQUES

Parmi les différents types d'énergie que peut posséder une molécule de gaz (énergie de translation, électronique, de vibration, de rotation), seuls les deux derniers interviennent dans le domaine 4 à 100 μm caractéristique du rayonnement terrestre. Les changements de niveaux d'énergie ont lieu par absorption ou émission d'un quantum correspondant à une longueur d'onde spécifique, à une raie spectrale.

Les transitions électroniques mettent en jeu des niveaux de haute énergie (plusieurs eV) et les raies spectrales correspondantes se situent dans les parties ultraviolette et visible du spectre. A l'opposé, les transitions de rotation nécessitent relativement peu d'énergie ($\sim 10^{-4}$ eV) et les raies de rotation pure sont habituellement dans l'infrarouge lointain et dans le domaine micro-onde. Les énergies des niveaux de vibration moléculaire se situent entre les deux ($\sim 10^{-1}$ eV). Les raies de vibration apparaissent rarement seules et sont généralement accompagnées de raies de rotation. Ces combinaisons de vibrations moléculaires et de rotations sont responsables des groupes de raies qui forment

les nombreuses bandes de vibration-rotation dans le proche et moyen infrarouge des spectres des gaz atmosphériques.

Les molécules diatomiques O_2 et N_2 , oxygène et azote, symétriques, de moment dipolaire nul, n'interviennent pas dans l'infrarouge.

L'absorption gazeuse et l'émission du rayonnement dans l'atmosphère sont surtout dues à la vapeur d'eau, au gaz carbonique, à l'ozone et aux autres constituants mineurs tels l'oxyde de carbone, l'oxyde nitreux, le méthane, l'oxyde nitrique. Compte tenu de leurs concentrations et de leurs pouvoirs d'absorption respectifs, seuls les trois premiers sont importants pour la détermination du bilan énergétique de l'atmosphère.

1 - La vapeur d'eau

C'est le plus abondant des gaz radiativement importants de l'atmosphère terrestre, et il possède des bandes d'absorption intenses aussi bien dans les domaines de courtes que de grandes longueurs d'onde. La structure thermique de la troposphère est maintenue principalement par la présence de l'eau aussi bien en phase gazeuse qu'en phases liquide ou solide dans le système nuageux de la planète. Dans la troposphère, la vapeur d'eau est le principal absorbant et possède dans tout le spectre infrarouge une opacité mesurable. Sa distribution est de plus extrêmement variable à la fois dans le temps et dans l'espace.

La molécule de vapeur d'eau est une molécule triatomique non linéaire de type toupie asymétrique. Elle possède dans l'infrarouge un spectre de vibration-rotation riche et complexe. Les vibrations fondamentales ν_1 et ν_3 sont à de trop courtes longueurs d'onde ($2,74 \mu\text{m}$ et $2,66 \mu\text{m}$) pour avoir de l'importance dans le rayonnement terrestre, mais elles absorbent des quantités importantes de rayonnement solaire. La fondamentale ν_2 centrée à $6,25 \mu\text{m}$ est, en combinaison avec des transitions de rotation, responsable de la très forte bande à $6,3 \mu\text{m}$ dont les ailes s'étendent de 5 à $9 \mu\text{m}$. Une bande purement rotationnelle s'étend avec une intensité variable de $18 \mu\text{m}$ jusqu'au delà de $100 \mu\text{m}$, avec des ailes se superposant, du côté des courtes longueurs d'onde, à des parties de la bande à $15 \mu\text{m}$ du CO_2 . Ces deux dernières bandes ($6,3 \mu\text{m}$ et rotation) exercent une forte influence sur l'équilibre énergétique de l'atmosphère.

2 - Le gaz carbonique

Puisque la molécule de CO_2 est de type linéaire, le gaz carbonique a

un spectre d'absorption relativement simple. Du fait de la symétrie, la vibration ν_1 est inactive et par ailleurs il n'existe pas de spectre de rotation pure pour la molécule $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$. Les formes isotopiques présentent une structure de rotation faible mais leurs concentrations dans l'atmosphère sont telles qu'elles n'ont pas d'influence majeure sur le régime terrestre. La fondamentale ν_2 centrée à 14,98 μm , combinée avec d'autres bandes, est à l'origine de la très forte bande d'absorption à 15 μm . Du fait de sa position près du maximum de la fonction de PLANCK correspondant aux températures atmosphériques, cette bande est très importante pour le régime radiatif terrestre, particulièrement dans la haute troposphère et la stratosphère. Les bandes ν_3 centrées à 4,3 μm sont aussi très fortes, mais situées dans une région de faible intensité tant du rayonnement solaire que du rayonnement terrestre, elles n'exercent qu'une très faible influence sur le bilan radiatif de l'atmosphère. Les autres bandes du CO_2 dans le domaine infrarouge sont à environ 5 μm , à 9,4 et 10,4 μm et sont beaucoup plus faibles.

3 - L'ozone

La molécule d'ozone de type triatomique non linéaire possède un spectre de rotation relativement fort. Les trois bandes fondamentales de vibration se placent respectivement à 9,066 μm , 14,27 μm et 9,597 μm . Les vibrations ν_3 très forte et ν_1 d'intensité moyenne se combinent pour donner la bande à 9,6 μm de l'ozone. Cette bande située dans une relativement bonne "fenêtre" des autres gaz, et proche du maximum de la fonction de PLANCK, exerce une influence particulière sur le bilan énergétique infrarouge de l'atmosphère, en particulier dans la stratosphère qui correspond au maximum de la distribution de l'ozone. Cette distribution variable avec la latitude et les saisons font de l'ozone un élément important dans le bilan radiatif global. La fondamentale ν_2 masquée par la bande à 15 μm du CO_2 , et une bande à 4,7 μm de forte intensité, mais intervenant dans une région de faible intensité de la distribution d'énergie de PLANCK ont une influence négligeable.

La transmission de l'atmosphère terrestre au niveau du sol en fonction de la longueur d'onde est présentée à basse résolution sur la figure (I-2). Les absorbants gazeux responsables des bandes les plus fortes sont indiqués sur le diagramme. La figure (I-3) présente la convolution de l'absorption correspondante par l'émission du corps noir pour une température de 273 K, en fonction de la longueur d'onde. Cette figure met en relief que l'émission de l'atmosphère dans

la fenêtre 8-13 μm est relativement faible alors que dans les fortes bandes d'absorption de la vapeur d'eau (entre 5 et 8 μm , et au delà de 20 μm) et du gaz carbonique (entre 14 et 16 μm), elle s'approche de celle du corps noir.

La surface du sol émet approximativement comme un corps noir à toutes les longueurs d'onde. Par conséquent, le rayonnement terrestre émis vers l'espace par le sol et l'atmosphère est surtout composé du rayonnement émis par l'atmosphère aux longueurs d'onde des fortes bandes d'absorption et de celui émis par la surface et transmis dans les régions de faible absorption. Le rayonnement terrestre qui atteint le sol depuis le ciel clair au dessus provient de l'émission des gaz atmosphériques et des nuages ou aérosols éventuels.

4 - La fenêtre 8-13 μm

La fenêtre entre 8 et 13 μm correspond au maximum de l'intensité du corps noir aux températures des basses couches de l'atmosphère. Elle influence, plus que toute autre partie du spectre, la divergence du flux radiatif et donc le taux de refroidissement de ces plus basses couches.

Entre 8 et 13 μm , GRASSL (1973) distingue quatre types d'absorption atmosphérique, trois absorptions peu sélectives rangées suivant leur importance pour les latitudes moyennes

* l'absorption de type e ,

** l'absorption par les aérosols ,

*** l'absorption par la vapeur d'eau due à la superposition des ailes de raies éloignées ;

la quatrième absorption, très sélective, est due aux raies présentes dans la fenêtre, de la vapeur d'eau principalement, de l'ozone, du CO_2 et des constituants mineurs.

* L'absorption de type e dépend de la pression partielle de vapeur d'eau et du contenu en vapeur d'eau. Elle serait due selon BIGNELL (1970), GRASSL (1973, 1976) à des dimères de la vapeur d'eau. Ces dimères (associations de molécules par paires) sont d'autant plus fréquents que la pression partielle est élevée. Pour cette raison, cette absorption est particulièrement importante dans les atmosphères humides des zones tropicales et modifie de manière non négligeable le bilan radiatif des basses couches de la troposphère (COX 1969, 1973).

** Les aérosols possèdent un indice de réfraction complexe et participent de ce fait à l'absorption et à l'émission atmosphériques. GRASSL (1973), ACKERMAN et al. (1976) ont montré que cette contribution des aérosols était d'une manière

générale négligeable par rapport à celle des gaz atmosphériques en deçà de 8 μm et au delà de 13 μm mais importante dans la fenêtre. Dans les climats tempérés et froids, les aérosols dans ce domaine de longueur d'onde peuvent intervenir dans le refroidissement radiatif autant que la vapeur d'eau, et même beaucoup plus pour des couches situées sous une inversion de température formant barrière à la diffusion des particules. L'influence des deux autres types d'absorption est beaucoup plus faible, environ 15 % de l'absorption totale selon PLATT et PALTRIDGE (1976).

III - CALCUL DU TAUX DE REFROIDISSEMENT

La détermination des flux infrarouges et du profil du taux de refroidissement radiatif dans l'atmosphère nécessite cinq étapes intervenant dans un ordre variable avec la méthode de calcul employée (RODGERS et WALSHAW (1966)).

- Développement d'une solution formelle de l'équation du transfert radiatif.
- Intégration sur une coordonnée de hauteur pour tenir compte des inhomogénéités de température, de pression et de densités d'absorbants.
- Intégration sur l'intervalle spectral pour obtenir des luminances totales.
- Intégration des luminances sur l'angle zénithal pour obtenir les flux totaux.
- Différentiation de la distribution des flux par rapport à la coordonnée de hauteur pour obtenir la divergence des flux et le taux de refroidissement.

Chacune de ces étapes présente des problèmes particuliers et nécessite l'utilisation d'hypothèses simplificatrices ou d'approximations. Nous présentons celles que nous avons employées.

A - Calcul des luminances

Soit $I_v(M, \vec{s})$ la luminance énergétique monochromatique au point M du rayonnement se propageant dans la direction \vec{s} . L'équation de transfert régissant cette luminance s'écrit,

$$\frac{dI_v(M, \vec{s})}{ds} = -K_v(M) \{I_v(M, \vec{s}) - J_v(M, \vec{s})\}, \quad (I-2)$$

$J_v(M, \vec{s})$ est la fonction source, $K_v(M)$ le coefficient d'extinction totale.

Pour une atmosphère plane parallèle, claire, en équilibre thermodynamique

mique local, l'équation (I-2) (pour le rayonnement terrestre) prend la forme, - 9 -

$$\mu \frac{dI_v(z, \mu)}{dz} = - k_v(z) \{ I_v(z, \mu) - B_v(z) \} , \quad (I-3)$$

où $\mu = \cos\theta$, θ angle zénithal,

$\frac{B_v}{k_v}$ luminance du corps noir à la température $T(z)$,
 $\frac{1}{k_v}$ coefficient d'absorption des gaz.

Définissons la transmission au nombre d'onde v , de la couche située entre les altitudes z et z' , traversée sous l'angle θ ,

$$t_v(z, z'; \mu) = \exp \left\{ - \frac{1}{\mu} \tau_v(z, z') \right\} , \quad (I-4)$$

avec $\tau_v(z, z') = \sum_j \int_z^{z'} k_{v,j}(z'') \rho_j(z'') dz''$ épaisseur optique de la couche,

et $\rho_j(z'')$ densité du $j^{\text{ème}}$ gaz absorbant de coefficient d'absorption $k_{v,j}(z'')$.

En séparant les intensités montante et descendante, et après intégration, nous obtenons

$$\begin{aligned} I_v^+(z, \mu) &= I_v(0, \mu) t_v(0, z; \mu) + \int_0^z B_v(z') dt_v(z', z; \mu) \\ I_v^-(z, \mu) &= I_v(\infty, \mu) t_v(z, \infty; \mu) - \int_z^\infty B_v(z') dt_v(z, z'; \mu) , \end{aligned} \quad (I-5)$$

que nous pouvons encore écrire, après intégration par parties,

$$I_v^+(z, \mu) = \{ I_v^+(0, \mu) - B_v(0) \} t_v(0, z; \mu) + B_v(z) - \int_0^z \frac{dB_v(z')}{dz'} t_v(z', z; \mu) dz' \quad (I-6)$$

$$I_v^-(z, \mu) = \{ I_v^-(\infty, \mu) - B_v(\infty) \} t_v(z, \infty; \mu) + B_v(z) + \int_z^\infty \frac{dB_v(z')}{dz'} t_v(z, z'; \mu) dz' .$$

Les termes entre crochets sont nuls sauf s'il existe une discontinuité de température aux limites. De plus, pour une atmosphère planétaire, aucun rayonnement n'est incident au sommet de l'atmosphère et $I_v^+(\infty, \mu)$ est nul.

8 - Calcul des flux

$$\text{Soit } F_v(z) = 2\pi \int_{-1}^{+1} \mu I_v(\mu, z) d\mu$$

$$= 2\pi \int_0^1 \mu I_v^+(z, \mu) d\mu - 2\pi \int_0^1 \mu I_v^-(z, \mu) d\mu , \quad (I-7)$$

le flux net en z , au nombre d'onde v .

Le gain d'énergie dans une couche dz s'écrit

$$h(z) = \frac{d}{dz} \int_0^\infty F_v(z) dv = \frac{d}{dz} F(z) , \quad (I-8)$$

et le gain en température

$$\frac{\partial T(z)}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_a(z) C_p} \frac{dF(z)}{dz} , \quad (I-9)$$

où $\rho_a(z)$ est la densité de l'air en z et C_p la capacité calorifique à pression constante.

En employant la pression comme coordonnée de hauteur, l'expression précédente devient

$$\frac{\partial T(p)}{\partial t} = \frac{g}{C_p} \frac{dF(p)}{dp} \quad \text{avec } g \text{ accélération de la pesanteur.} \quad (I-10)$$

Sans discontinuités aux limites, le flux net s'écrit

$$F_v(z) = - 2\pi \int_0^1 \int_0^\infty \frac{v}{dz'} \mu t_v(z, z'; \mu) d\mu dz' , \quad (I-11)$$

soit

$$F_v(p) = 2\pi \int_0^{p_0} \frac{dB_v(p')}{dp'} \int_0^1 \exp \left(- \frac{\tau_v(p, p')}{\mu} \right) \mu d\mu dp' . \quad (I-12)$$

En posant $x = \frac{1}{\mu}$, on introduit la fonction exponentielle intégrale d'ordre 3

$$F_v(p) = 2\pi \int_0^{p_0} \frac{dB_v(p')}{dp'} E_3(\tau_v(p, p')) dp' \quad (I-13)$$

avec

$$E_n(a) = \int_1^\infty e^{-au} \frac{du}{u^n}$$

La fonction $E_3(a)$ vaut 0,5 pour $a = 0$ et tend vers 0 quand a tend vers l'infini. Une bonne approximation en est donnée par

$$2E_3(a) \approx \exp(-ra)$$

où r est appelé coefficient de diffusivité (ELSASSER (1942), GOODY (1964)) qui dépend à la fois du nombre d'onde et de la quantité d'absorbant. Sa valeur est comprise entre 1 et 2. La valeur $r = 1,66$ a été testée par RODGERS et WALSHAW (1966) comme donnant les taux de refroidissement avec une précision meilleure que 1,5 % par rapport à un calcul exact, conclusion obtenue également par HUNT et MATTINGLY (1976).

C - Intégration sur le nombre d'onde

1 - Coefficient d'absorption

Pour un gaz absorbant, le coefficient d'absorption k_v peut se mettre sous la forme

$$k_v = \sum_i s_i g_i(v-v_{io}) \quad , \quad (I-14)$$

la sommation portant sur toutes les raies se superposant au nombre d'onde v et centrées respectivement en v_{io} .

Le facteur de forme $g(v-v_o)$ est normalisé suivant

$$\int_{raie} g(v-v_o) d(v-v_o) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} g(x) dx = 1 \quad . \quad (I-15)$$

Dans le cas étudié, pour des pressions supérieures à 100 mb, les raies sont essentiellement élargies par collision des molécules du gaz absorbant entre elles et avec celles des gaz environnants, la forme de la raie est dite de LORENTZ et

$$g(v-v_o) = \frac{\alpha}{\pi \{ (v-v_o)^2 + \alpha^2 \}} \quad (I-16)$$

où α est la demi-largeur de raie.

Aux très faibles pressions, la forme de la raie est due à l'élargissement DOPPLER causé par l'agitation thermique des molécules absorbantes dont la vitesse présente une composante suivant la direction suivie par le rayon lumineux. Pour des pressions inférieures à 100 mb, le profil est dit de VOIGT et correspond au produit de convolution des profils de LORENTZ et DOPPLER; RODGERS et WALSHAW (1966) ont étudié l'altitude critique à partir de laquelle il est nécessaire de tenir compte de la transition des raies d'une forme de LORENTZ à une forme DOPPLER dans des calculs de taux de refroidissement radiatif et ont obtenu, pour

CO_2	52 km,
H_2O	44 km,
O_3	38 km.

Nous restreindrons notre étude à la basse atmosphère ($z < 25$ km) et nous ne considérerons donc que des raies possédant un profil de LORENTZ.

2 - Modèles de transmission

Les coefficients d'absorption varient très rapidement avec le nombre d'onde et présentent une structure de bande complexe. L'intégration sur le nombre d'onde est l'une des plus importantes difficultés numériques pour les études du rayonnement terrestre ; connaissant la position, l'intensité et la forme de toutes les raies d'une bande d'absorption, il est possible, en principe au moins, d'effectuer les intégrations nécessaires numériquement et de résoudre directement l'équation du transfert radiatif pour cette bande. Cependant, cette tâche requiert un temps très long sur un gros calculateur et ne convient donc pas aux besoins immédiats des météorologues. Il est habituel de construire un modèle de bande équivalent et de caractériser l'absorption de la bande en termes de paramètres du modèle. Des comparaisons avec des expériences, ou des calculs plus précis basés sur les caractéristiques des raies de la bande permettent alors de déterminer les paramètres de la bande.

De nombreux modèles de bande ont été développés ; certains modèles très empiriques (GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968), MC CLATCHY et al (1972), SMITH (1970)) sont directement dérivés de mesures en laboratoire, d'autres modèles, plus analytiques correspondent plus ou moins à l'allure générale du spectre d'absorption considéré. C'est ainsi que le modèle régulier (ELSASSER, (1942)) décrit assez bien l'absorption par le gaz carbonique alors que le modèle statistique (GOODY, (1952)) est beaucoup mieux adapté au cas de la vapeur d'eau. C'est

ce dernier modèle que nous donnons dans la suite.

a - Raies identiques espacées régulièrement sans recouvrement

L'absorption pour une raie est fonction du coefficient d'absorption k_v et de la quantité d'absorbant a

$$A_v = 1 - \exp(-k_v a) \quad (I-17)$$

L'absorption intégrée sur toute la raie est appelée largeur équivalente

$$W(a) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_v \, dv = \int_{-\infty}^{+\infty} \{1 - \exp(-k_v a)\} \, dv \quad (I-18)$$

Pour des raies identiques espacées régulièrement avec un intervalle δ , l'absorption moyenne s'écrit

$$\bar{A} = \frac{1}{\delta} \int_{-\infty}^{\infty} \{1 - \exp(-k_v a)\} \, dv = \frac{W}{\delta} \quad (I-19)$$

Pour des raies de LORENTZ, l'expression (I-19) prend la forme

$$\bar{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} \{1 - \exp\left(-\frac{2uy}{x^2 + y^2}\right)\} \, dx, \quad (I-20)$$

avec $x = \frac{v}{\delta}$, $y = \frac{\alpha}{\delta}$ et $u = \frac{Sa}{2\pi\alpha}$

qui peut encore s'écrire à l'aide de la fonction de LADENBERG et REICHE $L(u) = u e^{-u} \{I_0(u) + I_1(u)\}$ où I_0 et I_1 sont les fonctions de BESSEL modifiées de 1^{ère} espèce,

$$\bar{A} = 2\pi y L(u) \quad (I-21)$$

Pour des petites valeurs de u , $L(u)$ tend vers u , et en prenant la limite de l'exponentielle dans l'expression (I-19), il vient

$$\begin{aligned} \bar{A} &= \frac{1}{\delta} \int_{-\infty}^{+\infty} k_v a \, dv = 2\pi y u \\ &= \frac{Sa}{\delta} \end{aligned} \quad (I-22)$$

qui constitue l'approximation de raie faible.

Pour les grandes valeurs de u , $L(u)$ varie comme $\sqrt{\frac{2u}{\pi}}$ et

$$\bar{A} = 2y \sqrt{2\pi u}$$

$$= \frac{1}{\delta} \sqrt{4S\alpha} \quad (I-23)$$

encore appelée approximation de raie forte.

b - Raies d'inégale intensité sans recouvrement

Pour un intervalle Δv contenant N raies d'inégale intensité d'espace-
ment moyen δ , l'absorption moyenne, si les raies sont indépendantes, est

$$\bar{A} = \sum A_i = \frac{1}{N\delta} \sum_i W_i = \frac{\bar{W}}{\delta} \quad (I-24)$$

Si chaque raie est affectée d'une probabilité $p(S)$ dS d'avoir une intensité comprise entre S et $S + dS$, la relation (I-24) devient

$$\bar{A} = \frac{1}{\delta} \int_0^\infty P(S) dS \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-k_v a} \right) dv \quad (I-25)$$

Pour une distribution exponentielle d'intensité $P(S) = \frac{1}{\sigma} e^{-\frac{S}{\sigma}}$ et suivant la relation $k_v = S g_v$

$$\bar{A} = \frac{1}{\delta} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a \sigma g_v}{1 + a \sigma g_v} dv \quad , \quad (I-26)$$

Soit, pour des raies de LORENTZ

$$\bar{A} = \frac{2\pi u y}{\sqrt{2u+1}} \quad \text{avec} \quad y = \frac{\alpha}{\delta} \quad \text{et} \quad u = \frac{\sigma a}{2\pi\alpha} . \quad (I-27)$$

La distribution exponentielle d'intensité est au mieux une approximation d'une bande d'absorption réelle et σ et δ sont des paramètres à choisir pour donner les erreurs minimales. On recherche le meilleur accord avec le cas des raies fortes et celui des raies faibles.

Pour l'approximation de raie faible, u est très petit devant 1 et

$$\bar{A} \approx 2\pi y u \quad (I-28)$$

tandis que les relations (I-22) et (I-24) donnent

$$\bar{A} \approx \frac{1}{N\delta} \sum_{i=1}^N a s_i \quad (I-29)$$

Pour l'approximation de raie forte, u est très grand devant 1 et

$$\bar{A} \approx \pi y \sqrt{2u} \quad (I-30)$$

et les relations (I-23) et (I-24) donnent

$$\bar{A} \approx \frac{1}{N\delta} \sum_{i=1}^N \sqrt{4 s_i \alpha_i a} \quad (I-31)$$

En combinant les relations (I-28) et (I-29), et (I-30) et (I-31) et en écrivant $\Delta v = N\delta$ pour la largeur de l'intervalle, il vient

$$u = \frac{a}{8} \left(\frac{\sum_{i=1}^N s_i}{\sum_{i=1}^N (s_i \alpha_i)^{1/2}} \right)^2 \quad (I-32)$$

et

$$y = \frac{4}{\pi \Delta v} \frac{\left(\sum_{i=1}^N (s_i \alpha_i)^{1/2} \right)^2}{\sum_{i=1}^N s_i} \quad (I-33)$$

c - Modèle statistique pour des raies d'intensité égale sans recouvrement

Pour N raies identiques distribuées au hasard entre $-\frac{N\delta}{2}$ et $+\frac{N\delta}{2}$ la transmission s'écrit

$$T_v = \exp \left(-a \sum_{i=1}^N k_{v_i} \right) = \prod_{i=1}^N \exp(-a k_{v_i}) \quad (I-34)$$

La probabilité de trouver une raie centrée entre v_i et $v_i + dv_i$ est $\frac{dv_i}{\delta}$, avec la normalisation suivante

$$\int_{-\frac{N\delta}{2}}^{+\frac{N\delta}{2}} \frac{dv_i}{\delta} = N \quad (I-35)$$

La transmission moyenne pour une raie s'écrit

$$\bar{T}_i = \frac{1}{N} \left[\int_{-\frac{N\delta}{2}}^{+\frac{N\delta}{2}} \frac{dv_i}{\delta} \exp(-ak_{v_i}) \right] \quad (I-36)$$

Pour les N raies, la transmission moyenne devient

$$\begin{aligned} \bar{T} &= \prod_{i=1}^N \bar{T}_i = \left(\frac{1}{N} \left[\int_{-\frac{N\delta}{2}}^{+\frac{N\delta}{2}} \frac{dv_i}{\delta} \exp(-ak_{v_i}) \right] \right)^N \\ &= \left(1 - \frac{1}{N} \left[\int_{-\frac{N\delta}{2}}^{+\frac{N\delta}{2}} \frac{dv_i}{\delta} \{1 - \exp(-ak_{v_i})\} \right] \right)^N, \end{aligned} \quad (I-37)$$

soit quand N tend vers l'infini

$$\bar{T} \approx \exp \left\{ - \frac{1}{\delta} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-ak_{v_i}}) dv_i \right\} \approx \exp \left(- \frac{W}{\delta} \right) \quad (I-38)$$

d - Modèle statistique général

Pour un intervalle de fréquence contenant N raies, on considère chacune de ces raies comme un élément d'un ensemble infini de raies sans recouvrement distribuées au hasard, d'égale intensité et d'espacement moyen $N\delta$. L'intervalle considéré contient en moyenne une raie de chacun des N ensembles. Suivant la relation (I-38), la transmission moyenne de chaque ensemble s'écrit

$$\bar{T}_i = \exp \left(- \frac{W_i}{N\delta} \right) \quad (I-39)$$

où W_i est la largeur équivalente d'une raie.

La transmission moyenne sur les N ensembles indépendants est alors

$$\begin{aligned} \bar{T} &= \prod_{i=1}^N \bar{T}_i = \exp \left(- \frac{1}{N\delta} \sum_{i=1}^N W_i \right) \\ \bar{T} &= \exp \left(- \frac{1}{\delta} \bar{W} \right) \end{aligned} \quad (I-40)$$

où \bar{W} est la largeur équivalente moyenne d'une raie évaluée au § b.

En reportant les relations (I-24) et (I-27), il vient alors

$$\bar{T} = \exp \left(- \frac{2\pi uy}{\sqrt{2u+1}} \right)$$

que l'on peut écrire avec $X = \sum_{i=1}^N S_i$ et $Y = \sum_{i=1}^N (S_i \alpha_i)^{1/2}$

$$\bar{T} = \exp \left\{ - \frac{\alpha X}{\Delta v} \left(\frac{\alpha X^2}{4 Y^2} + 1 \right)^{-1/2} \right\} \quad (I-41)$$

Pour les quantités de vapeur d'eau habituellement rencontrées dans l'atmosphère, le régime d'absorption est fort, $\frac{\alpha X^2}{Y^2}$ est très grand devant 1, et l'expression (I-41) se simplifie

$$\bar{T} = \exp \left\{ - \frac{2Y \sqrt{\alpha}}{\Delta v} \right\} \quad (I-42)$$

D - Inhomogénéité du parcours

1 - Variation du coefficient d'absorption avec la pression et la température

On montre (voir par exemple GOODY, 1964, chapitre 3) que la demi-largeur de raie de LORENTZ varie comme

$$\alpha(p, T) = \alpha_0 \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (I-43)$$

où T_0 et p_0 correspondent aux conditions standards de température et de pression.

La valeur de n dépend de la nature des molécules qui entrent en collision. Pour des collisions $H_2O - N_2$, BENEDICT et KAPLAN (1959) ont montré que $n = 0,62$ était une bonne valeur représentative.

L'intensité de la raie varie en fonction de la température par l'intermédiaire de la variation de la population des niveaux qui suit la loi de BOLTZMANN ; on obtient pour la vapeur d'eau

$$S(T) = S(T_0) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/2} \exp \left[- \frac{E''}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad ,$$

et pour l'ozone et le gaz carbonique

$$S(T) = S(T_0) \left(\frac{T_0}{T} \right) \exp \left[- \frac{E''}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad ,$$

où k est la constante de BOLTZMANN et E'' l'énergie de rotation du niveau inférieur de la transition.

2 - Approximation de CURTIS-GODSON

La relation (I-41) donne la transmission pour un trajet à pression et température constantes. Pour un trajet le long duquel la pression et la température varient, le calcul de la transmission doit tenir compte des variations du coefficient d'absorption, et on définit un trajet homogène équivalent à la pression p_e , à la température T_e , avec une quantité d'absorbant u_e où u est la quantité d'absorbant a des paragraphes précédents.

Sur un intervalle Δv , large par rapport aux largeurs équivalentes des raies supposées de LORENTZ, pour un trajet de z_1 à z_2 , la transmission

$$t(z_1, z_2) = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} \exp \left(- \int_{z_1}^{z_2} \sum_j \frac{s_j(z) \alpha_j(z) \rho(z)}{\pi \{(v - v_{0j})^2 + \alpha_j(z)^2\}} dz \right) dv \quad (I-45)$$

doit être équivalente à

$$t_e(z_1, z_2) = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} \exp \left(- \sum_j \frac{s_{je} \alpha_{je} u_e}{\pi \{(v - v_{0j})^2 + \alpha_{je}^2\}} \right) dv. \quad (I-46)$$

Pour le régime de raie forte, on peut négliger α_j devant $v - v_{0j}$ au dénominateur. Avec une plus grande précision, on peut le remplacer par α_{je} , et l'on déduit

$$\sum_j s_{je} \alpha_{je} u_e = \int_{z_1}^{z_2} \sum_j s_j(z) \alpha_j(z) \rho(z) dz. \quad (I-47)$$

Pour le régime faible, les exponentielles des expressions (I-45) et (I-46) peuvent être développées et limitées aux deux premiers termes,

$$t(z_1, z_2) \approx \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} \left[1 - \int_{z_1}^{z_2} \sum_j \frac{s_j(z) \alpha_j(z) \rho(z)}{\pi \{(v - v_{0j})^2 + \alpha_j(z)^2\}} dz \right] dv. \quad (I-48)$$

L'intervalle Δv est par hypothèse très grand devant les α_j ; les limites de l'intégrale sur la fréquence sont infinies pour chaque raie, on peut inverser l'ordre des intégrales, et après intégration sur la fréquence grâce à la relation (I-15), on déduit

$$\sum_j s_{je} u_e = \int_{z_1}^{z_2} \sum_j s_j(z) \rho(z) dz. \quad (I-49)$$

Les intensités S_j ne variant que par l'intermédiaire de la température, les expressions (I-47) et (I-49) s'écrivent

$$\sum_j S_{je} \alpha_{je} u_e = \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) \sum_j S_j \{T(z), \alpha_j \ln p(z), T(z)\} dz \quad (I-50)$$

et

$$\sum_j S_{je} u_e = \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) \sum_j S_j \{T(z)\} dz . \quad (I-51)$$

Pour tenir compte de l'inhomogénéité du parcours, on écrit la transmission de la relation (I-41) sous la forme

$$t = \exp \left[- \frac{\overline{u_e X}_e}{\Delta v} \left(\frac{\overline{u_e X}_e^2}{4 \overline{u_e Y}_e^2} + 1 \right)^{-1/2} \right] \quad (I-52)$$

avec

$$\overline{u_e X}_e = \sum_j S_{je} u_e \quad (I-53)$$

$$\overline{u_e Y}_e^2 = \left[\sum_j (S_{je} \alpha_{je})^{1/2} \right]^2 u_e \approx \sum_j S_{je} \alpha_{je} u_e$$

En introduisant les fonctions $U(T)$ et $V(T)$ telles que

$$U(T) = \frac{\sum_j S_j(T)}{\sum_j S_j(T_o)} \quad V(T) = \left[\frac{\sum_j (S_j(T) \alpha_j(T))^{1/2}}{\sum_j (S_j(T_o) \alpha_j(T_o))^{1/2}} \right]^2, \quad (I-54)$$

$\overline{u_e X}_e$ et $\overline{u_e Y}_e^2$ s'écrivent respectivement

$$\overline{u_e X}_e = \{ \sum_j S_j(T_o) \} \int_{z_1}^{z_2} U\{T(z)\} \rho(z) dz = X(T_o) u_e , \quad (I-55)$$

$$\overline{u_e Y}_e^2 = \{ \sum_j (S_j(T_o) \alpha_j(T_o))^{1/2} \}^2 \int_{z_1}^{z_2} V\{T(z)\} \frac{p(z)}{p_o} \rho(z) dz = Y(T_o)^2 v_e . \quad (I-56)$$

Le terme $\frac{p(z)}{p_o}$ apparaît dans l'expression de v_e pour tenir compte de l'effet de pression sur les demi-largeurs de raie (cf. relation (I-43)).

En appliquant l'équation de l'équilibre hydrostatique à l'atmosphère, soit

$$dp = - \rho_a(z) g dz , \quad (I-57)$$

et en introduisant le rapport de mélange massique $C(z) = \frac{\rho(z)}{\rho_a(z)}$ (où $\rho_a(z)$ est la masse volumique de l'air) et la variable $\phi = \frac{p}{p_0}$, les expressions (I-55) et (I-56) deviennent

$$\overline{u_e^x} = X(T_0) \int_{\phi_2}^{\phi_1} \frac{C(\phi)}{g} p_0 U(\phi) d\phi \quad (I-58)$$

$$\overline{u_e^y} = Y(T_0)^2 \int_{\phi_2}^{\phi_1} \frac{C(\phi)}{g} p_0 V(\phi) \phi d\phi \quad (I-59)$$

RODGERS et WALSHAW (1966) donnent une formulation empirique des fonctions $U(T)$ et $V(T)$

$$\log U(T) = a(T-260) + b(T-260)^2 \quad (I-60)$$

$$\log V(T) = a'(T-260) + b'(T-260)^2$$

avec T en degrés Kelvin.

Les figures (I-4) et (I-5) présentent le spectre de la vapeur d'eau respectivement entre 0 et 1200 cm^{-1} et 1200 et 2200 cm^{-1} pour trois quantités d'absorbant correspondant à des visées verticales depuis le sol, à 5 km et à 10 km d'altitude pour l'atmosphère standard US 62 calculé par le modèle LOWTRAN de SELBY, SHETTLE et Mc CLATCHY (1976).

Le spectre est divisé en N intervalles Δv_i suffisamment larges pour que les demi-largeurs de raie soient négligeables devant Δv_i et que la structure fine des raies soit lissée, mais en même temps suffisamment étroits pour que la fonction de PLANCK puisse être considérée comme constante à l'intérieur de chaque intervalle.

Les segments présentent dans les différents intervalles spectraux retenus la valeur de la transmission donnée par le modèle statistique en régime moyen (équ. (I-41), segments en pointillé) et en régime fort (équ. (I-42), segments en trait plein). Pour une transmission inférieure à 80 %, les segments sont confondus ; le régime fort représente alors une très bonne approximation.

La comparaison avec le spectre calculé par SELBY et al. montre que le modèle statistique décrit bien la transmission. De plus, la facilité de mise en oeuvre de ce modèle rend celui-ci bien adapté au type de calculs menés, peu sensibles à la nature exacte du spectre.

Le tableau (I-1) présente les paramètres $\frac{X}{\Delta v}$ et $\frac{4XY}{\Delta v}^2$ du modèle statistique, et les coefficients a , b , a' , et b' de correction de l'effet de température pour l'approximation de CURTIS-GODSON (équ. (I-60)).

La dépendance en température de la bande à $6,3 \mu\text{m}$ est ignorée en première approximation, car cette bande est principalement due à des raies fortes qui ne dépendent que faiblement de la température.

E - Taux de refroidissement

En intégrant sur le nombre d'onde à l'aide du modèle statistique sur les N intervalles spectraux, l'expression (I-9) devient

$$\frac{\partial T(p)}{\partial t} = \frac{g}{C_p} \sum_{n=1}^N \frac{\partial F_n(p)}{\partial p} \quad (I-61)$$

avec

$$F_n(p) = \int_{\Delta v_n} F_v(p) dv \quad (I-62)$$

$$F_n(p) = B_n\{T^*\} t_n(p^*, p, r) + \int_{p_0}^{p^*} \frac{\partial B_n(p')}{\partial p'} t_n(p, p'; r) dp' . \quad (I-63)$$

L'expression (I-63) est obtenue en considérant la différence des intensités montante et descendante de l'expression (I-6) prises en terme de flux, c'est à dire en utilisant le facteur de diffusivité r dans le calcul des transmissions et en multipliant par π les luminances $B(T)$ du corps noir. On a de plus supposé qu'il n'y a pas de discontinuité de température au sol, qu'aucun rayonnement n'est incident au sommet de l'atmosphère, mais que le calcul est limité en altitude à un niveau de pression p^* et de température T^* différente du zéro absolu.

Pratiquement, l'atmosphère est divisée en L couches séparées par $L + 1$ niveaux indexés de 0 à L . La matrice $t_n(p_i, p_j)$ $i, j = 0, L$ décrivant la transmission entre les différents niveaux de l'atmosphère est évaluée pour chaque intervalle spectral en tenant compte de la vapeur d'eau, du gaz carbonique et de l'ozone. Chaque élément de cette matrice dépend des éléments correspondants des

matrices $u_e(p_i, p_j)$ et $v_e(p_i, p_j)$ des relations (I-55) et (I-56) intégrant ainsi les variations de la température et de la pression le long des trajets atmosphériques. Une fois les flux nets calculés à tous les niveaux, le taux de refroidissement pour chaque couche est obtenu en différentiant le gradient du flux par rapport à la pression.

$$\frac{\partial T(p_i, p_{i-1})}{\partial t} \sim \frac{F(p_i) - F(p_{i-1})}{p_i - p_{i-1}} \quad (I-64)$$

Ainsi développé, ce calcul des taux de refroidissement radiatif est très proche de celui de RODGERS et WALSHAW.

Limites cm^{-1}	$\frac{X}{\Delta v}$ en $\text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$	$\frac{4Y^2X}{\Delta v}$	a 10^{-3}K^{-1}	b 10^{-6}K^{-2}	a' 10^{-3}K^{-1}	b' 10^{-6}K^{-2}
0 - 40	579,75	0,093	-6,75	8,55	-8,38	4,56
40 - 160	7210,3	0,182	-2,93	2,01	-2,68	1,57
160 - 280	6024,8	0,094	1,43	-13,0	2,03	-10,3
280 - 380	1614,1	0,081	9,59	-41,8	9,08	-38,1
380 - 500	139,03	0,080	14,3	-23,7	15,1	-54,1
500 - 560	27,46	0,069	15,4	-22,0	16,6	-37,0
560 - 760	4,425	0,052	16,6	-49,4	17,6	-56,6
760 - 800	0,3182	0,059	20,4	-52,1	22,1	-75,6
800 - 900	0,0715	0,067	24,1	-40,3	26,2	-74,1
900 - 1000	0,0209	0,051	12,9	-165,0	28,5	-86,8
1000 - 1200	0,119	0,089	/	/	/	/
1200 - 1350	15,0	0,075	/	/	/	/
1350 - 1450	256,6	0,120	/	/	/	/
1450 - 1550	1034,4	0,196	/	/	/	/
1550 - 1650	752,4	0,130	/	/	/	/
1650 - 1750	1175,8	0,167	/	/	/	/
1750 - 1850	381,9	0,128	/	/	/	/
1850 - 1950	69,8	0,084	/	/	/	/
1950 - 2050	11,8	0,080	/	/	/	/
2050 - 2200	11,8	0,080	/	/	/	/

TABLEAU I-1: Coefficients et paramètres du modèle statistique

Entre 0 et 1000 cm^{-1} d'après GOODY (1964) - Entre 1000 et 2200 cm^{-1} d'après BENEDICT et CALFEE (1967).



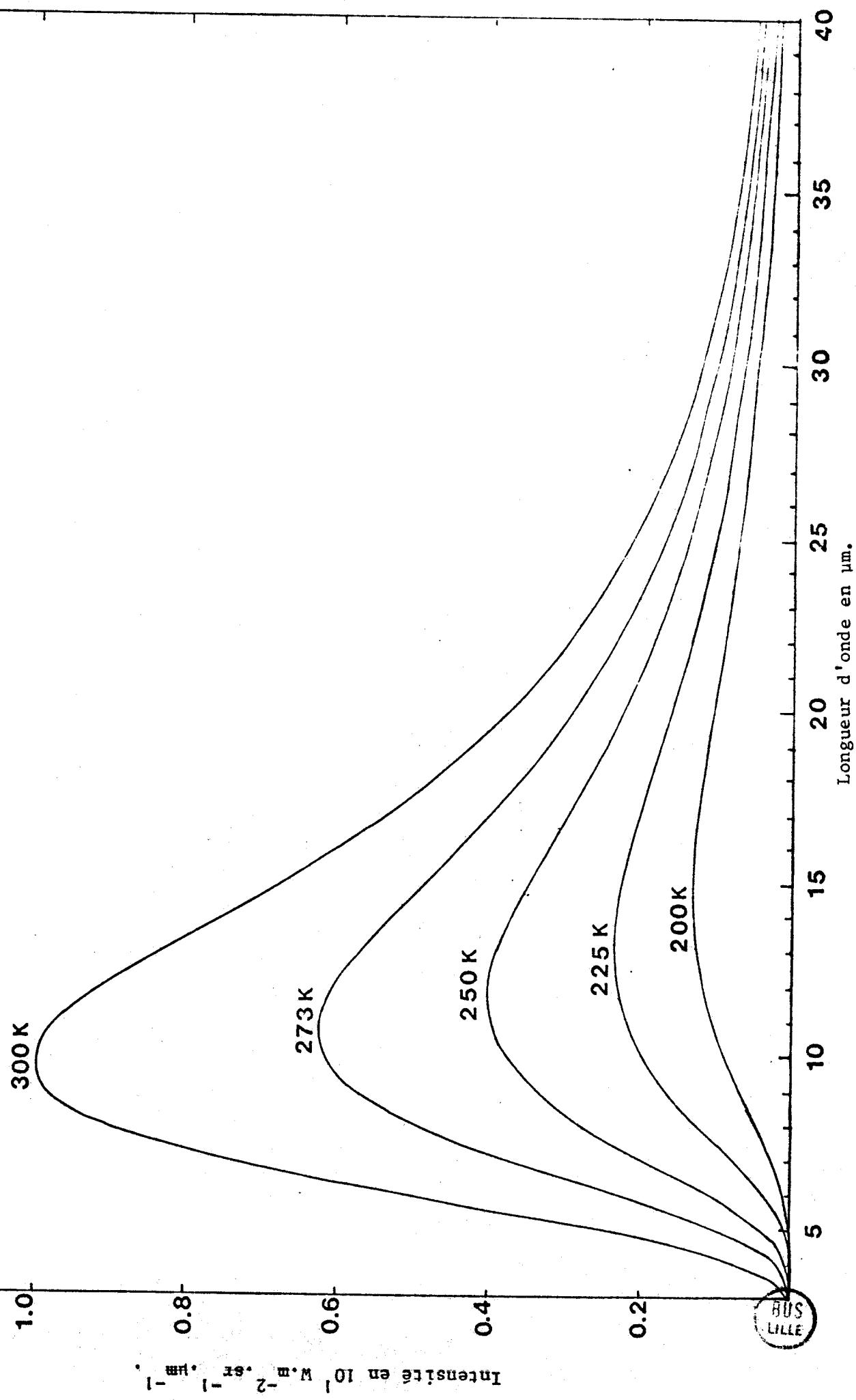


fig. I-1: Distribution spectrale du rayonnement du corps noir

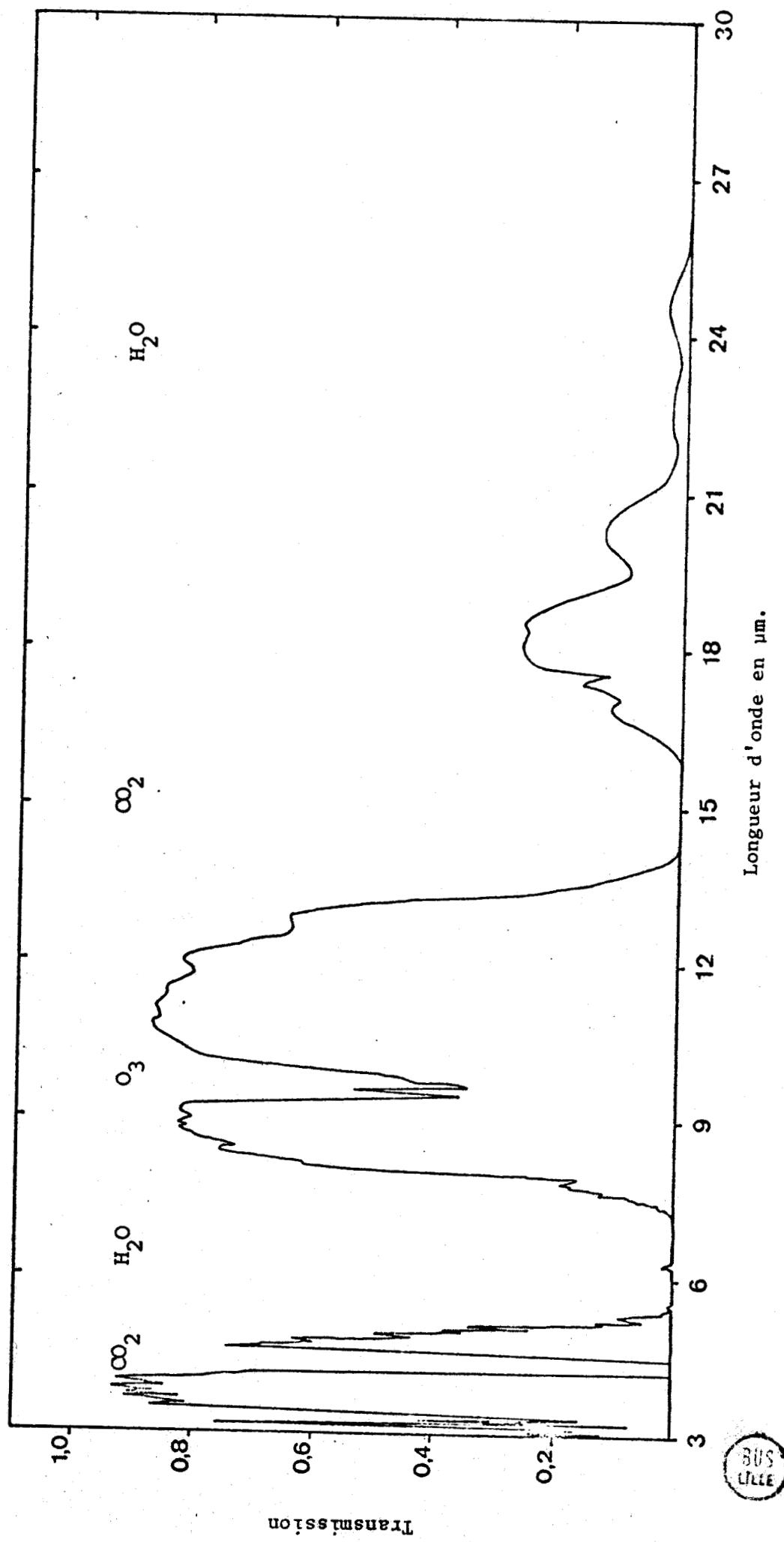


fig. I-2: Transmission de l'atmosphère terrestre au niveau du sol

Intensité en $10^1 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}$

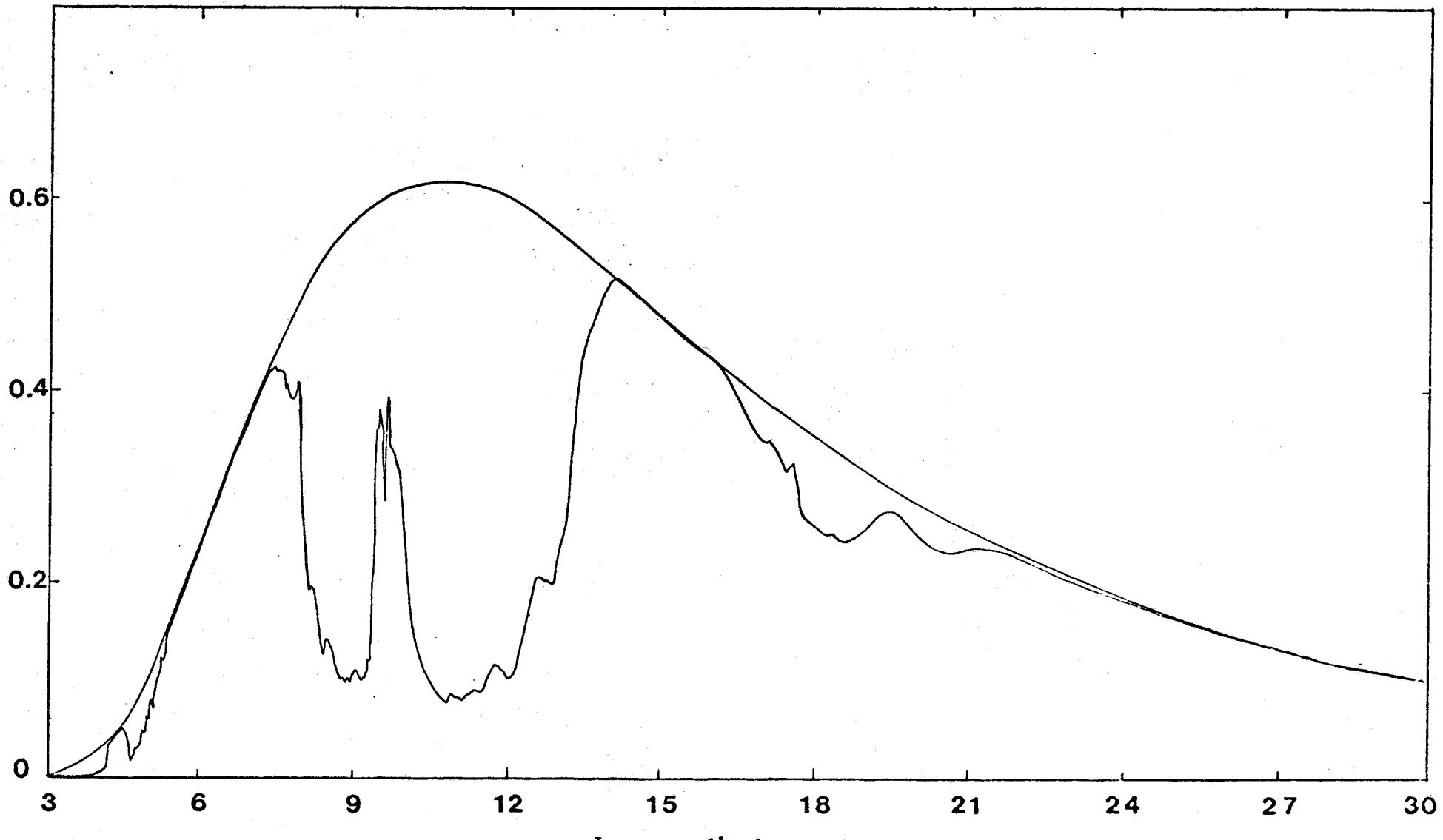


fig. I-3: Convolution de l'énergie émise par un corps noir à 273 K par transmission de l'atmosphère au niveau du sol.

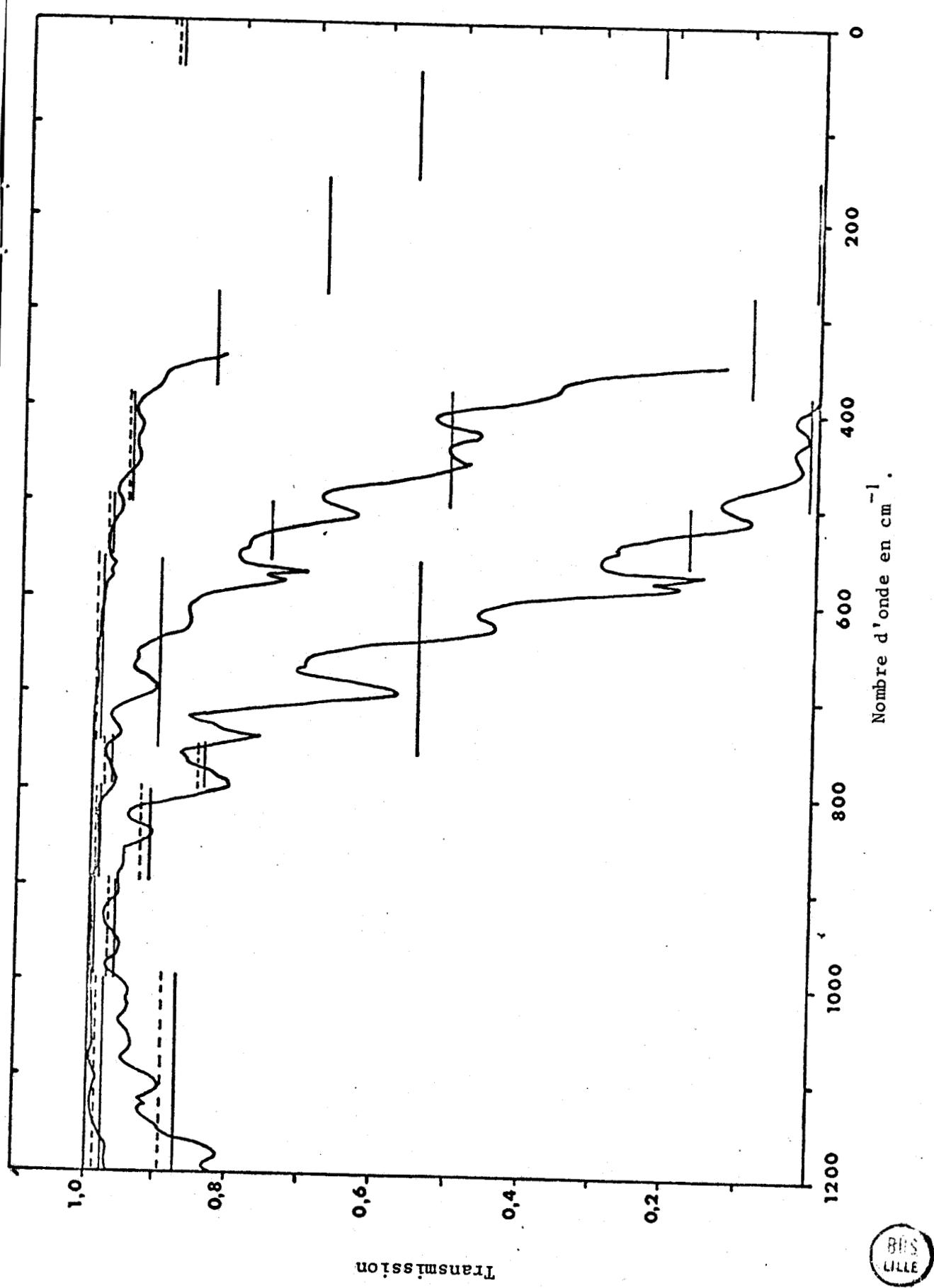


fig. I-4 : Spectre de la vapeur d'eau

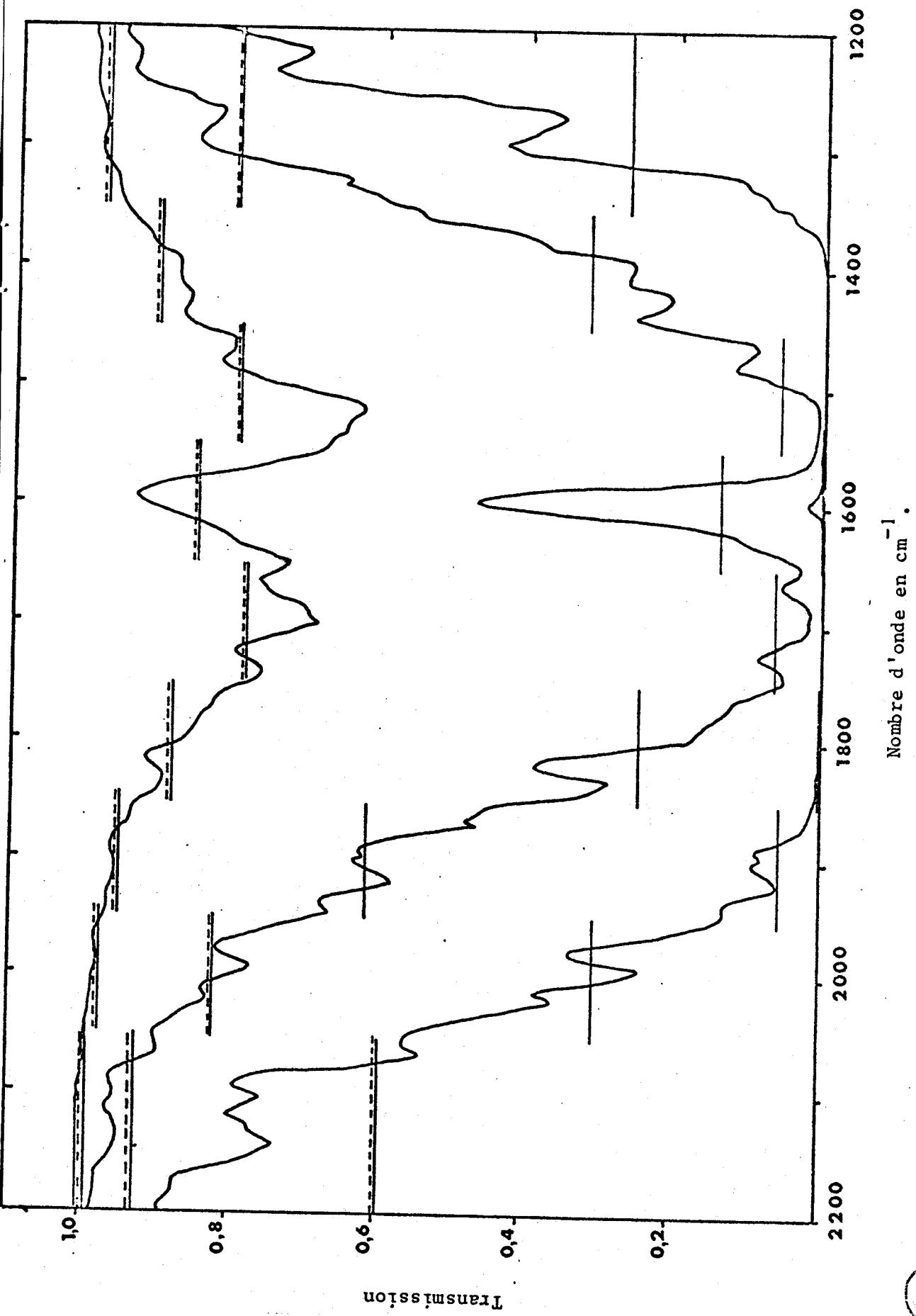


fig. I-5 : Spectre de la vapeur d'eau

505
SUS
LILLE

CHAPITRE II

METHODES DE CALCUL RAPIDE DU TAUX DE REFROIDISSEMENT

INTRODUCTION

Théoriquement, l'évaluation la plus précise des taux de refroidissement nécessite d'intégrer directement les relations (I-6). RODGERS et WALSHAW sont restés très proches de cette démarche, et leur méthode qui utilise le modèle statistique, l'approximation de CURTIS-GODSON et le facteur de diffusivité donne des résultats qui constituent une référence pour les différents auteurs.

Pour les applications météorologiques et climatologiques, cette méthode est cependant trop élaborée car très coûteuse en temps de calcul en machine.

De nombreuses tentatives ont été faites pour mettre au point des méthodes hautement paramétrisées, de précision moindre mais de rapidité très accrue.

Nous présenterons tout d'abord deux de ces méthodes ; puis dans un troisième paragraphe une méthode composite proposée par FELS et SCHWARZKOPF (1975), que nous avons développée en vue de l'intégrer comme routine de rayonnement dans le modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique.

I - CALCUL DU BILAN DE RAYONNEMENT EN ATMOSPHERE CLAIRE

1 - Approximation "Cooling to space"

En tenant compte de l'ensemble des approximations développées dans la première partie, le calcul du taux de refroidissement se fait par l'intermédiaire des équations suivantes

$$\frac{\partial T(p)}{\partial t} = \frac{g}{C_p} \sum_{n=1}^N \frac{\partial F_n(p)}{\partial p} \quad (\text{II-1})$$

avec

$$F_n(p) = B_n\{T^*\} t_n^*(p^*, p, r) + \int_{p^*}^{p_0} \frac{\partial B_n(p')}{\partial p'} t_n(p, p'; r) dp' \quad (\text{II-2})$$

où les variables marquées d'une astérisque correspondent au sommet de l'atmosphère.

Dans l'expression de $F_n(p)$, flux net au niveau de pression p pour l'intervalle Δv_n , le terme de gauche correspond au rayonnement perdu par le

niveau vers l'espace tandis que l'intégrale décrit les échanges radiatifs du niveau avec tous les autres niveaux de l'atmosphère.

La durée du calcul en machine dépend à la fois du nombre N d'intervalles spectraux et du nombre L de couches qui intervient particulièrement dans l'intégrale de l'équation (II-2).

RODGERS et WALSHAW (1966), FEIGELSON (1970) KONDRATYEV (1972) ont montré que dans de nombreuses situations atmosphériques, la contribution majeure au refroidissement provenait du refroidissement perdu vers l'espace (cooling-to-space), les échanges entre les différentes couches de l'atmosphère étant beaucoup plus faibles. La figure (II-1) présente pour différentes situations atmosphériques le refroidissement total et le refroidissement vers l'espace d'après RODGERS et WALSHAW.

Pour une atmosphère isotherme à la température T , l'intégrale de l'équation (II-2) disparaît et le taux de refroidissement s'écrit

$$\frac{\partial T(p)}{\partial t} = \frac{g}{C_p} \sum_{n=1}^N B_n(T) \frac{\partial t_n}{\partial p} (p^*, p; r) . \quad (II-3)$$

L'approximation "cooling-to-space" consiste à utiliser l'équation (II-3) pour calculer le taux de refroidissement à tous les niveaux, même si la température n'est pas constante

$$Q_{CTS}(p) = \frac{g}{C_p} \sum_{n=1}^N B_n\{T(p)\} \frac{\partial t_n}{\partial p} (p^*, p; r) . \quad (II-4)$$

L'économie de temps de calcul porte sur l'évaluation de la matrice $t_n(p_i, p_j)$ $i, j = 0, L$ qui est réduite dans l'équation (II-4) à une seule colonne $t_n(0, p_j)$ $j = 0, L$.

2 - Emissivité

Parallèlement à l'approximation "cooling-to-space", d'autres auteurs ont développé la méthode des émissivités.

Pour les quantités de vapeur d'eau rencontrées habituellement dans l'atmosphère, l'absorption est en régime de raie forte. Si l'on néglige de plus la variation de la température le long du chemin atmosphérique, les fonctions U et V de l'équation (I-54) sont égales à l'unité et la transmission n'est plus fonction que de la quantité d'absorbant (équ. (I-59))

$$u(p, p') = \int_{\phi_2}^{\phi_1} \frac{C(\phi)}{g} p_S \phi \, d\phi \quad . \quad (II-5)$$

qui est indépendante de l'intervalle spectral, p_S est la pression au sol et ϕ vaut p/p_S .

La matrice $u(p_i, p_j)$ $i, j = 0, L$ est donc calculée une fois pour toutes et non N fois comme précédemment.

On peut alors définir pour l'ensemble du spectre des fonctions de transmission moyenne pondérées par l'émission du corps noir

$$G_1(T, u) = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^{\infty} \pi B_v(T) t_v(u) \, dv \quad . \quad (II-6)$$

$$= \frac{\pi}{\sigma T^4} \sum_{n=1}^N B_n(T) t_n(u) \quad ,$$

et

$$G_2(T, u) = \frac{1}{4\sigma T^3} \int_0^{\infty} \pi \frac{dB_v(T)}{dT} t_v(u) \, dv \quad . \quad (II-7)$$

$$= \frac{\pi}{4\sigma T^3} \sum_{n=1}^N \frac{dB_n(T)}{dT} t_n(u) \quad .$$

Le flux net de l'équation (II-2) prend l'expression suivante

$$F(p) = G_1\{T^*, u(p^*, p)\} \sigma T^{*4} + \int_{p^*}^{p_S} \sigma \frac{dT^4}{dp} G_2\{T(p'), u(p, p')\} dp' \quad . \quad (II-8)$$

Pour l'atmosphère divisée en couches, avec $T_0 = T^*$, $p_0 = p^*$ et $p_L = p_S$

$$F(p_\ell) = G_1\{T_0, u(p_0, p_\ell)\} \sigma T_0^4 + \frac{1}{2} \sum_{i=0}^L (\sigma T_{i+1}^4 - \sigma T_i^4) \times \left[G_2\{T_{i+1}, u(p_{i+1}, p_\ell)\} + G_2\{T_i, u(p_i, p_\ell)\} \right] \quad . \quad (II-9)$$

Cas des couches adjacentes

Pour les couches adjacentes au niveau de calcul la fonction de transmission tend très vite vers 1 (cf. fig. (II-2)) et l'intégration par trapèzes

effectuée dans la relation (II-9) conduit à des erreurs importantes. Pour ces couches, on écrit

$$I = \int_{p_{\ell-1}}^{p_\ell} \frac{d}{dp} \{ \sigma T^4(p') \} G_2\{T(p'), u(p_\ell, p_{\ell-1})\} dp' \quad (II-10)$$

si $u = u(p_\ell, p_{\ell-1})$

$$I = \int_0^u \frac{d}{du} (\sigma T^4) G_2(T, u') du' \quad (II-11)$$

En supposant que le gradient de T^4 est constant dans la couche

$$\begin{aligned} I &= \frac{\sigma (T_\ell^4 - T_{\ell-1}^4)}{u} \int_0^u G_2\{T, u'\} du' \\ &= \frac{\sigma (T_\ell^4 - T_{\ell-1}^4)}{u} G_3(T, u) \end{aligned} \quad (II-12)$$

Ce terme remplace alors le terme correspondant de la relation (II-9).

Cette méthode est tout à fait comparable à la méthode des émissivités développée en particulier par RODGERS (1967); elle a été la plus fréquemment retenue pour le calcul des flux infrarouges, puisqu'elle est à la base des chartes de rayonnement (ELSASSER (1942), MOLLER (1943), YAMAMOTO (1952)). Cependant, elle s'avère d'une précision en général insuffisante.

Note

Les fonctions G_1 , G_2 , G_3 peuvent être précalculées. On notera que l'intégrale $\frac{1}{\sigma T^4} \int_{\Delta v}^{\infty} \pi B_v(T) dv$ peut être obtenue à partir d'un développement en série rapidement convergente (PIVOVONSKI (1963))

$$\frac{1}{\sigma T^4} \int_v^{\infty} \pi B_v(T) dv = \frac{15}{\pi^4} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-mv}}{m^4} (((mv+3)mv+6)mv+6) ,$$

où

$$v = \frac{C_2 v}{T} \quad \text{avec} \quad C_2 = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ mK} .$$

Les figures (II-3) et (II-4) présentent les variations des fonctions G_1 et G_2 avec la température pour différentes quantités d'absorbant entre 10^{-6} et 100 g.cm^{-2} . Pour une quantité d'absorbant donnée, les fonctions G_1 , G_2 et G_3 varient avec une bonne approximation de façon linéaire avec la température sur l'intervalle 220 - 260 K et sur l'intervalle 260 - 300 K. Pour éviter de stocker en mémoire toutes les valeurs précalculées des fonctions G_1 , G_2 et G_3 , on décrit par un développement par les approximants de PADE (FOUQUART, 1975) la variation de ces fonctions avec la quantité d'absorbant pour les températures 220, 260 et 300 K

$$G_i(T, u) = \frac{\sum_{k=0}^{K-1} a_k(T) u^k}{\sum_{k=0}^K b_k(T) u^k} \quad (\text{II-13})$$

La figure (II-5) présente les valeurs de la fonction G_2 obtenues par intégration directe (en trait continu) et celles calculées à partir des approximants de PADE (croix).

3 - Méthode de FELS et SCHWARZKOPF

FELS et SCHWARZKOPF (1975) ont montré que pour certaines situations atmosphériques l'approximation cooling-to-space et le calcul par les émissivités donnent le taux de refroidissement avec une forte imprécision, mais que dans tous les cas une très bonne approximation consiste à prendre

$$Q_{FS} = Q^e - Q_{CTS}^e + Q_{CTS} \quad (\text{II-14})$$

où Q_{CTS}^e est le taux de refroidissement calculé à l'aide des émissivités en utilisant l'approximation cooling-to-space, c'est à dire les relations (II-4) et (II-6)

$$Q_{CTS}^e(p_\ell) = \frac{g}{C_p} \frac{\sigma T_{\ell-1/2}^4}{(p_\ell - p_{\ell-1})} \left[G_1\{T_{\ell-1/2}, u(p_o, p_\ell)\} - G_1\{T_{\ell-1/2}, u(p_o, p_{\ell-1})\} \right]. \quad (\text{II-15})$$

Dans la relation (II-14), le terme Q_{CTS} est calculé exactement suivant la relation (II-4) en utilisant l'approximation de CURTIS-GODSON pour déterminer les différentes quantités d'absorbant ; la transmission est obtenue en faisant le produit des transmissions correspondant à tous les absorbants gazeux, gaz carbonique, ozone, vapeur d'eau où la contribution du continuum de la fenêtre atmos-

phérique est prise en compte (cf. appendice). Le terme Q^e est évalué suivant la relation (II-9) et (II-12). Les fonctions G_1 , G_2 et G_3 qui interviennent dans le calcul de Q^e et Q_{CTS}^e ne font intervenir que la transmission de la vapeur d'eau. L'expression (II-14) est rapide à calculer :

Q_{CTS}^e est calculé pour les N intervalles spectraux, mais ne prenant en compte que les interactions entre le niveau considéré et l'espace, il ne fait intervenir que les transmissions $t_n(p_o, p_j)$ $j = 0, L$, $n = 1, N$.

Q^e fait intervenir les transmittivités G_1 , G_2 , G_3 pour des quantités d'absorbant $u(p_i, p_j)$, i et j variant de 0 à L , car ce terme prend en compte les interactions entre tous les niveaux de l'atmosphère, mais l'intégration sur le nombre d'onde est déjà effectuée par définition des fonctions G_1 , G_2 et G_3 .

Q_{CTS}^e est le terme le plus rapide à calculer puisqu'il ne fait intervenir G_1 que pour des quantités d'absorbant $u(p_o, p_j)$ pour $j = 0, L$.

Résultats

La figure (II-6) compare les taux de refroidissement radiatif donnés par différentes méthodes pour un même modèle d'atmosphère (LONDON (1952)). Les méthodes d'ELSASSER (1942), de BROOKS (1950), de YAMAMOTO (1952), de YAMAMOTO et ONISHI (1953) sont basées sur des chartes, celle de RODGERS et WALSHAW (1966) est une méthode numérique. La figure (II-7) présente les différents termes de l'équation (II-14). Les trois termes sont du même ordre de grandeur ce qui justifie la méthode de FELS et SCHWARZKOPF.

II - EXTENSION AUX ATMOSPHERES NUAGEUSES

La méthode de FELS et SCHWARZKOPF, comme l'approximation cooling-to-space ou le calcul par les émissivités, peut s'appliquer aux atmosphères nuageuses pour des nuages considérés comme des corps noirs. Dans le modèle d'atmosphère les nuages occupent toute l'épaisseur d'une ou plusieurs couches, avec une nébulosité $C(p_i, p_{i-1})$, fraction de la surface couverte par le nuage entre les niveaux p_i et p_{i-1} . Ils sont introduits dans tous les termes de l'équation (II-14) en multipliant par $1 - C(p_i, p_{i-1})$ la transmission $t\{u(p_i, p_{i-1})\}$ pour le terme Q_{CTS}^e , les fonctions G_1 , G_2 , G_3 pour les termes Q_{CTS}^e et Q^e .

Nous avons calculé par la méthode présentée ci-dessus les profils de refroidissement pour une même atmosphère avec et sans nuages. Les données sont

de LONDON (1952) qui définit le type de nuage et la nébulosité moyenne aux différentes altitudes. On trouvera dans le tableau ci-dessous les valeurs utilisées dans ce calcul.

Type de nuage	Nébulosité %	base - sommet km
Ci	12,1	9,8
As	5	4,4
Ns	6,3	1,5-4,4
St	7,6	1,5
Cu	13,5	1,5-2,3
Cb	4,5	1,8-5

La figure (II-8) présente les modifications du profil de refroidissement. On peut remarquer qu'en haut de l'atmosphère, au-dessus du nuage le plus élevé, les profils clair (en pointillé) et nuageux (en trait plein) sont confondus, et que la présence de nuages introduit de forts refroidissements dans les couches correspondants aux nuages et amène un refroidissement plus faible dans les couches inférieures à celles-ci.

III - MOYENNES CLIMATOLOGIQUES.

Les figures (II-10 a,b,c,d,e,f) présentent en trait fort le profil du taux de refroidissement radiatif et en trait plus fin celui de la quantité $\epsilon_1 = Q_{\text{appr}} - Q_{\text{CTS}}$, que nous appellerons terme d'échange, pour 6 modèles types d'atmosphère, respectivement US 1962, Tropical, Moyenne Latitude été, Moyenne Latitude hiver, Arctique été et Arctique hiver. On notera que les échelles sont différentes pour les deux profils. Les caractéristiques de température, pression et densités d'absorbant aux différents niveaux peuvent être pris dans SELBY et MC CLATCHY (1975). On peut constater que la quantité ϵ_1 ne dépasse jamais 0,2 °C c'est à dire qu'en première approximation le taux de refroidissement est insensible à la valeur du terme d'échange. On peut donc envisager comme KONDRATYEV (1972) une méthode basée sur des termes d'échange précalculés à partir de données clima-

tologiques, la précision sera toujours supérieure à 0,2 °C.

Pour une application météorologique dans un modèle de circulation générale, on prend donc le modèle climatique correspondant à la région d'étude parmi les six précédemment mentionnés et l'on calcule une fois pour toutes le terme d'échange.

$$\varepsilon_1(\bar{r}) = Q_{\text{appr}}(\bar{r}) - Q_{\text{CTS}}(\bar{r}) \quad (Q_{\text{appr}} = Q_{\text{FS}}) \quad (\text{II-16})$$

On note par \bar{r} la répartition moyenne climatique, et par r la répartition vraie. Pour calculer le taux de refroidissement, on évaluera alors

$$\begin{aligned} Q_{\text{appr}}(r) &= \varepsilon_1(\bar{r}) + Q_{\text{CTS}}(r) \\ &= Q_{\text{appr}}(\bar{r}) - Q_{\text{CTS}}(\bar{r}) + Q_{\text{CTS}}(r) \end{aligned} \quad (\text{II-17})$$

Une telle méthode est moins précise que celle de FELS et SCHWARZKOPF présentée précédemment, mais est plus rapide puisqu'elle ne nécessite que le calcul de $Q_{\text{CTS}}(r)$. Son utilisation pour une atmosphère nuageuse peut apparaître dénuée de sens.

Pour la justifier, les profils de refroidissement en atmosphère nuageuse ont été déterminés par la méthode développée au chapitre III, pour une atmosphère contenant 2 et 3 couches nuageuses. Pour l'ensemble de ces tests, les résultats sont présentés sur la figure II-11 et sont en accord avec les observations de FEIGELSON (1970) dont nous reportons les résultats dans le tableau ci-dessous

Couches atmosphériques	Nombre de couches nuageuses		
	1	2	3
entre les nuages	0	3	4
dans les nuages	43	62	80
au-dessus du nuage	57	35	16

Fraction en % du refroidissement total de l'atmosphère.

L'essentiel du refroidissement se produit dans les couches nuageuses ou dans la couche surmontant le nuage le plus élevé, et correspond au terme $Q_{CTS}(r)$. La méthode utilisant les répartitions moyennes climatiques est applicable en atmosphère nuageuse, puisque le terme d'échange $\epsilon_1(r)$ prend en compte les refroidissements faibles intervenant entre les nuages et sous le nuage le plus bas.

La figure (II-12) présente les $\epsilon_2 = Q_{appr} - Q_{CTS}^e$ pour les différents modèles d'atmosphère. Une méthode similaire qui simplifierait encore davantage pourrait être appliquée qui ne nécessiterait que le calcul de Q_{CTS}^e , plus rapide encore que celui de Q_{CTS} . Elle n'est, pour le moment, pas applicable car les quantités ϵ_2 prennent des valeurs importantes en bas de l'atmosphère (pour $z \leq 2$ km) et en haut de la troposphère (pour $z \geq 11$ km).

Cela est dû au fait que l'absorption par le gaz carbonique et par le continuum de la vapeur d'eau ne sont pas pris en compte lors du calcul des fonctions G_1 , G_2 et G_3 . Alors que le problème est ardu pour la fonction G_3 qui fait intervenir l'intégrale de la transmission (cf. éq. (II-12)), l'introduction de l'influence du gaz carbonique et de celle du continuum dans le calcul de la fonction G_1 qui intervient seule dans le calcul de Q_{CTS}^e en utilisant une répartition climatologique moyenne, améliorerait la précision sur le terme Q_{CTS}^e et diminuerait donc les écarts du zéro de la fonction ϵ_2 , les fonctions G_2 et G_3 pouvant restées calculées uniquement en fonction de la vapeur d'eau puisqu'elles n'interviennent que pour le calcul des interactions entre les différents niveaux de l'atmosphère, qui ne contribuent que peu au refroidissement radiatif total.

On trouvera dans l'Appendice le traitement de l'absorption du continuum de la vapeur d'eau dans la fenêtre atmosphérique, et les valeurs du terme d'échange ϵ_2 calculé en tenant compte de l'influence du gaz carbonique et du continuum dans la fonction G_1 .

Comparaison des durées de calcul

Le calcul a été mené pour un modèle d'atmosphère comprenant 33 couches sur un calculateur CII 10070. Les temps de calcul sont présentés ci-dessous

Q_{FS}	0,08 mn ,
Q_{CTS} climatique	0,02 mn ,
Q_{CTS}^e climatique	0,01 mn .

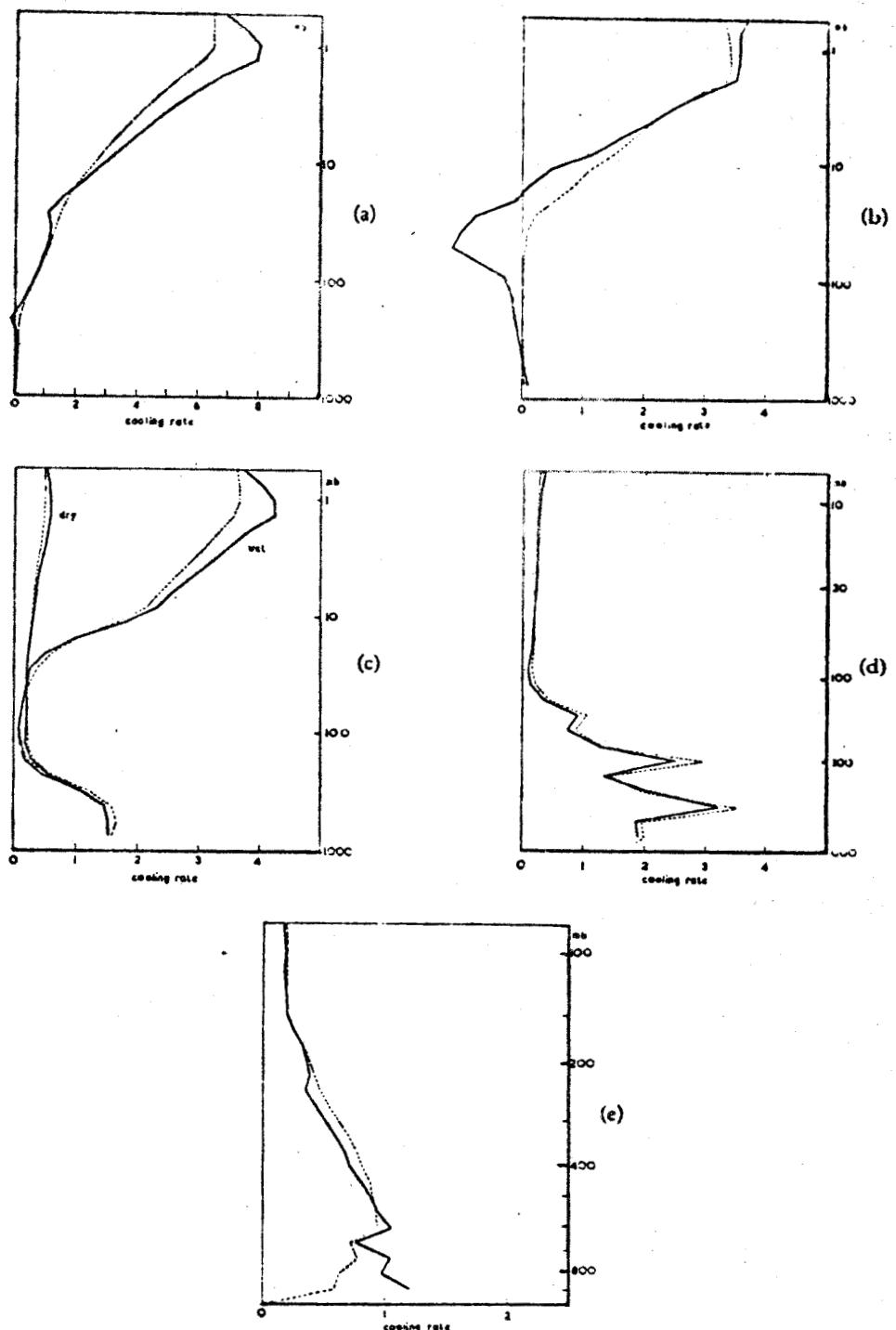


Fig. II-1 - Comparaison du taux de refroidissement vers l'espace (en pointillé) et du taux de refroidissement total (en trait continu)

- a - pour la bande à 15 μm du CO₂ avec profil de température standard
- b - pour la bande à 9,6 μm de O₃ et une atmosphère tropicale
- c - profil de température standard pour une stratosphère "sèche" et une stratosphère "humide"
- d - pour H₂O et une atmosphère tropicale
- e - pour H₂O et une atmosphère arctique

les taux de refroidissement sont en °C/jour, la pression (échelle de droite) en mb.

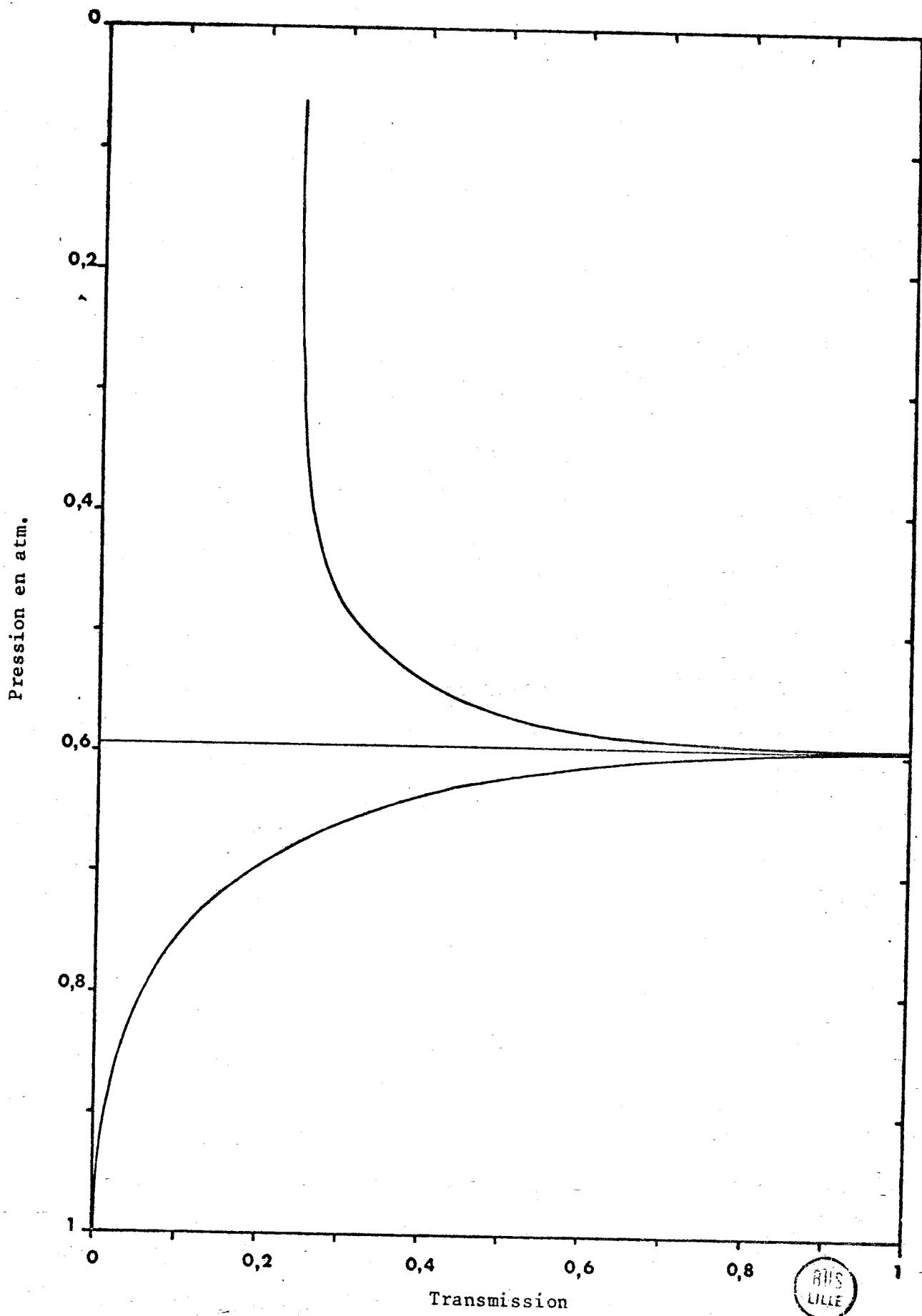
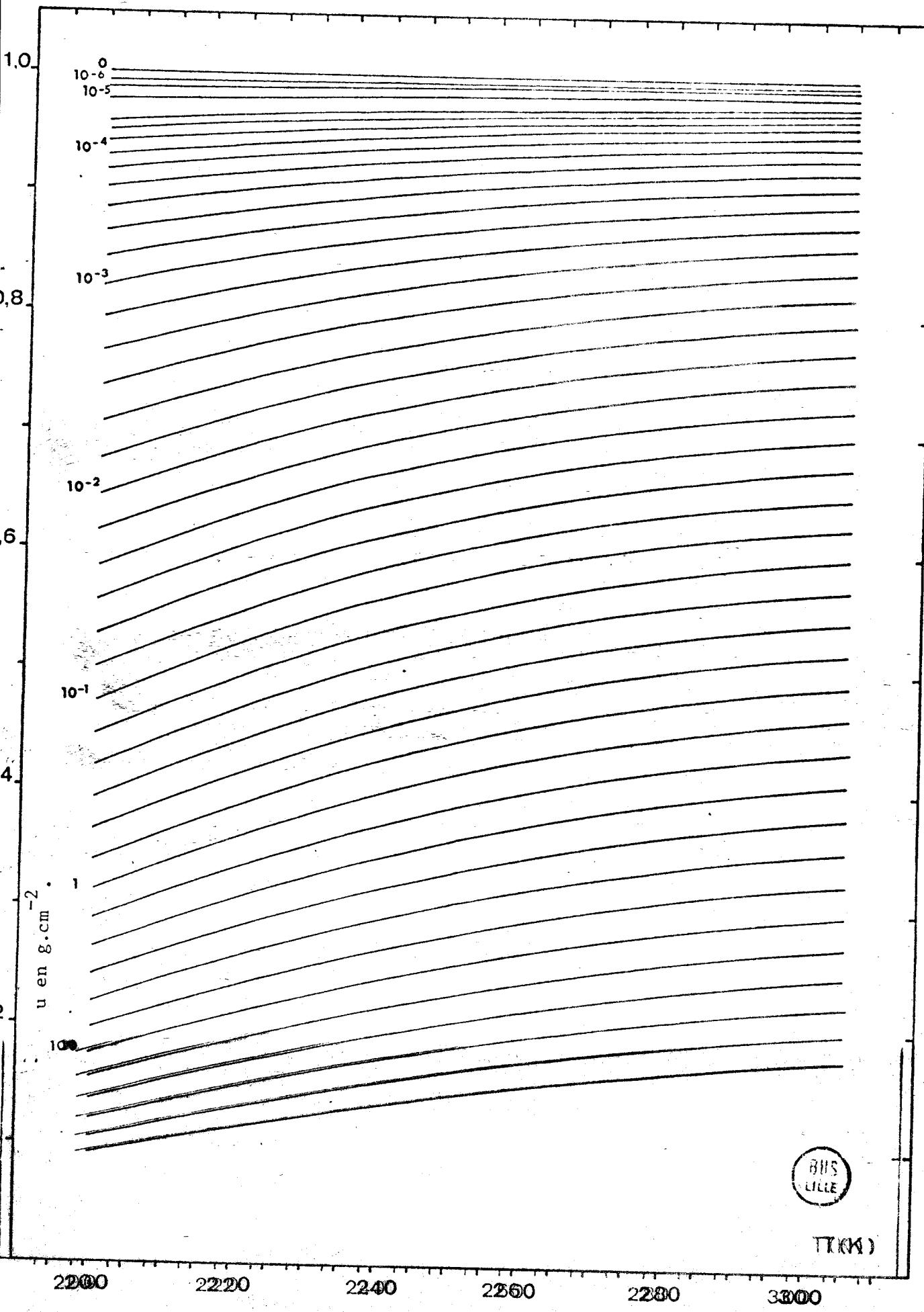


fig. II-2 : Variation de la transmission pour des niveaux proches du niveau de calcul.



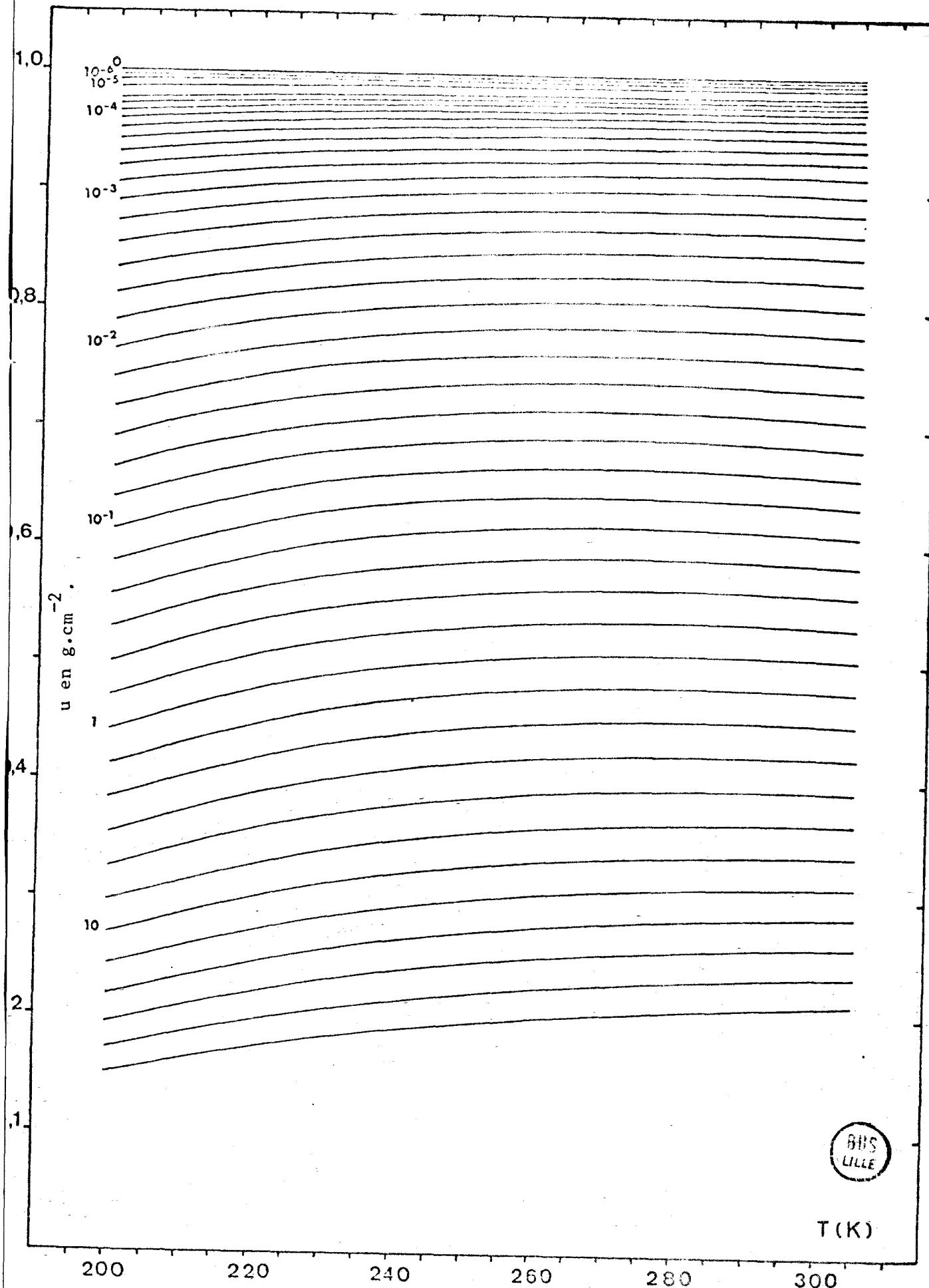


fig. II-4 : Abaque de la fonction G_2 (T, u).

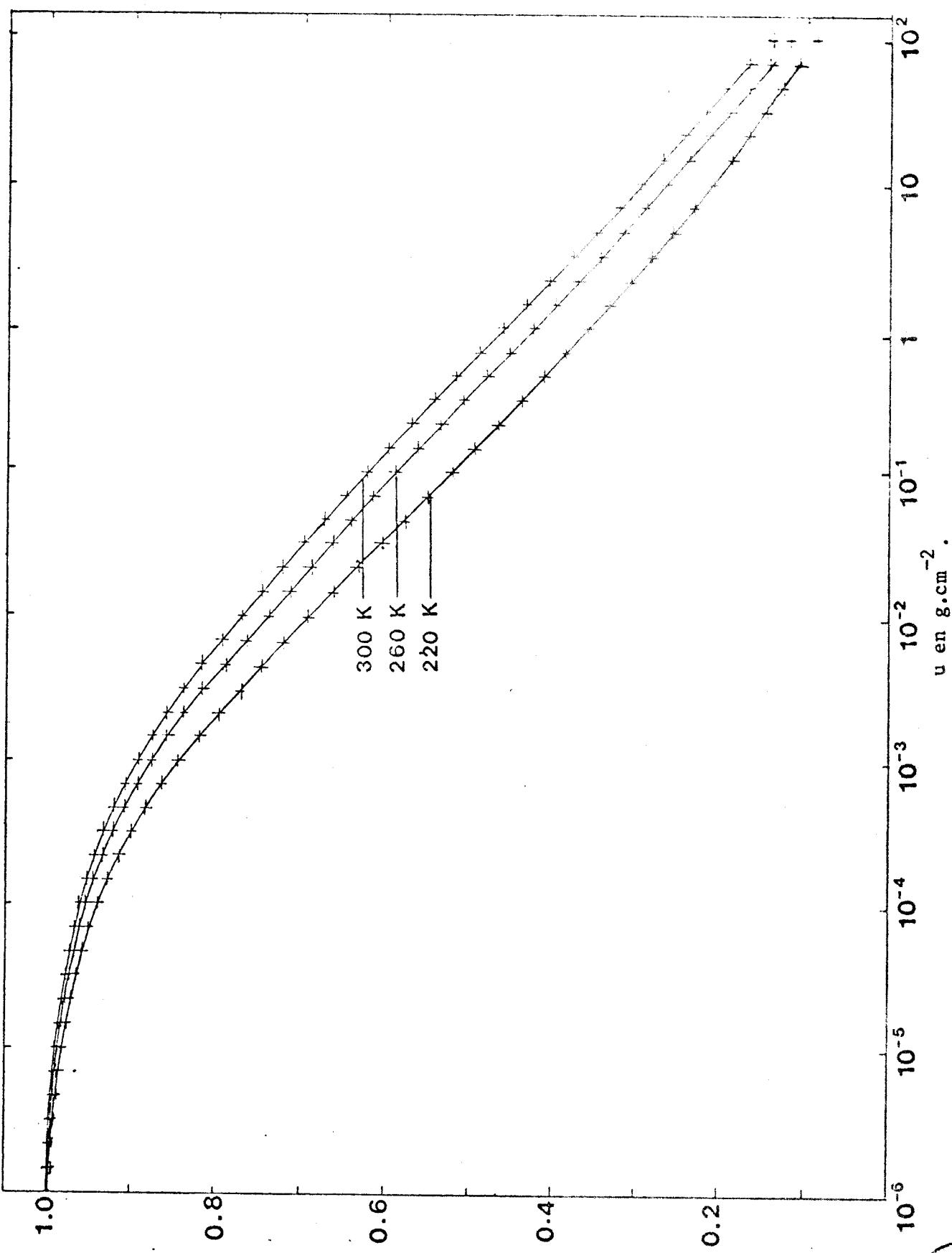


fig. II-5 : Restitution de la fonction $G2(T, u)$ par les approximants de PADE.

BUIS
LEFE

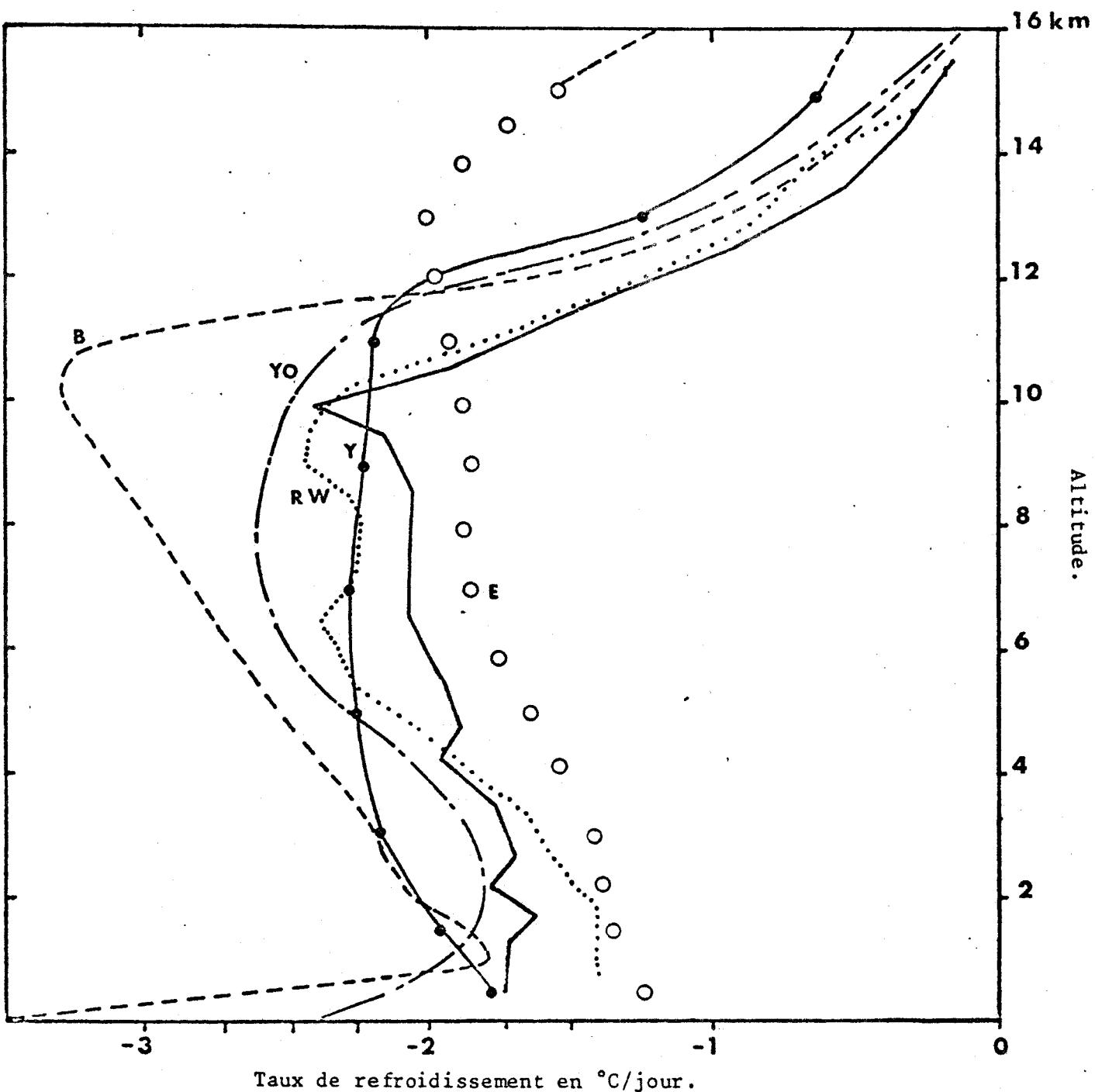


fig. II-6 : Comparaison des profils de refroidissement radiatif obtenus par : B BROOKS (1950), Y YAMAMOTO (1952), E ELSASSER (1942), YO YAMAMOTO et ONISHI (1953), RW RODGERS et WALSHAW (1966), en trait plein, nos résultats.

Le diagramme a été tiré de GOODY (1964); les données sont de LONDON (1952) pour les latitudes 0° - 10° N.

BUS
LILLE

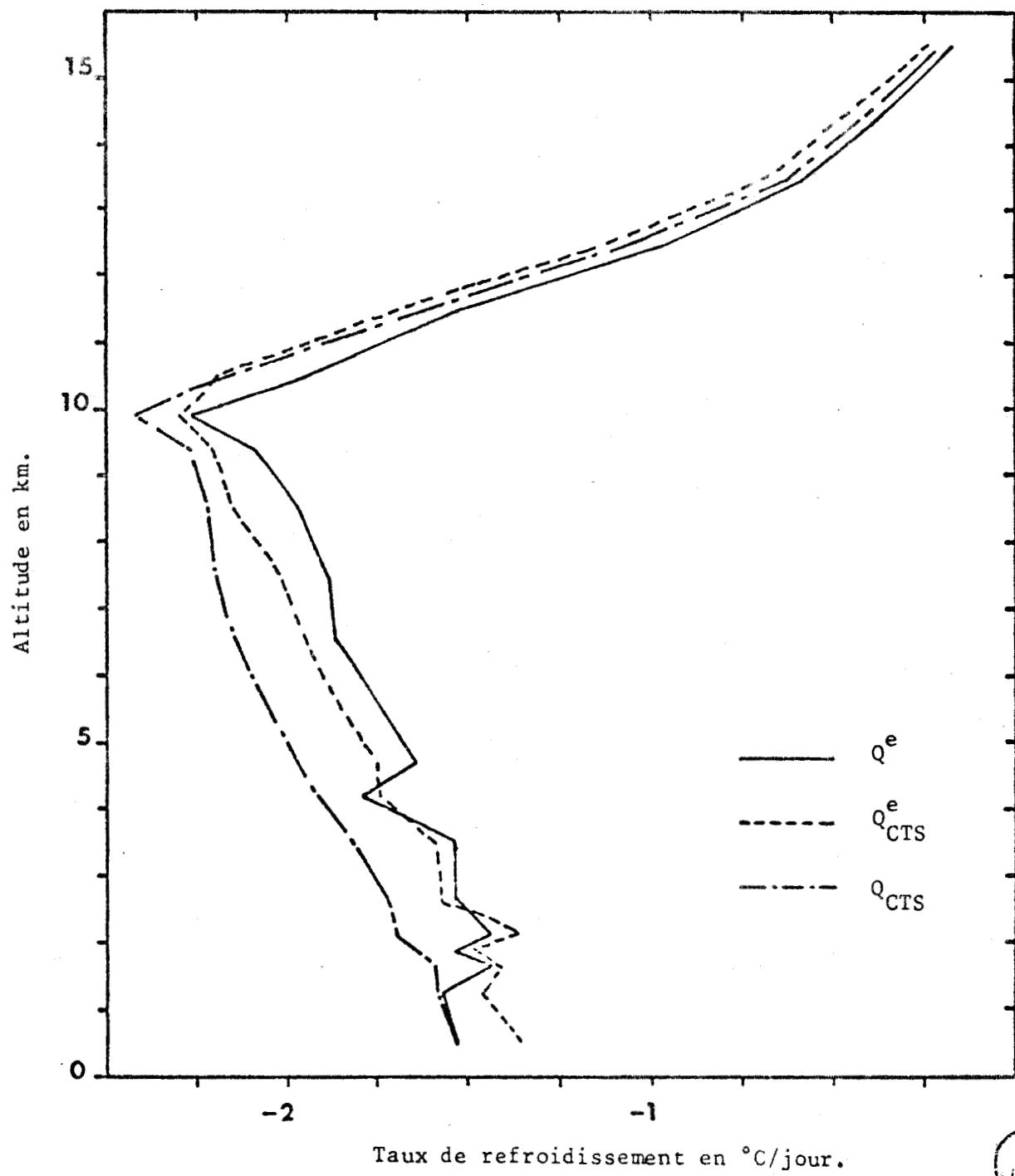


fig. II-7 : Contribution des différents termes au refroidissement total.

RIIS
LILLE

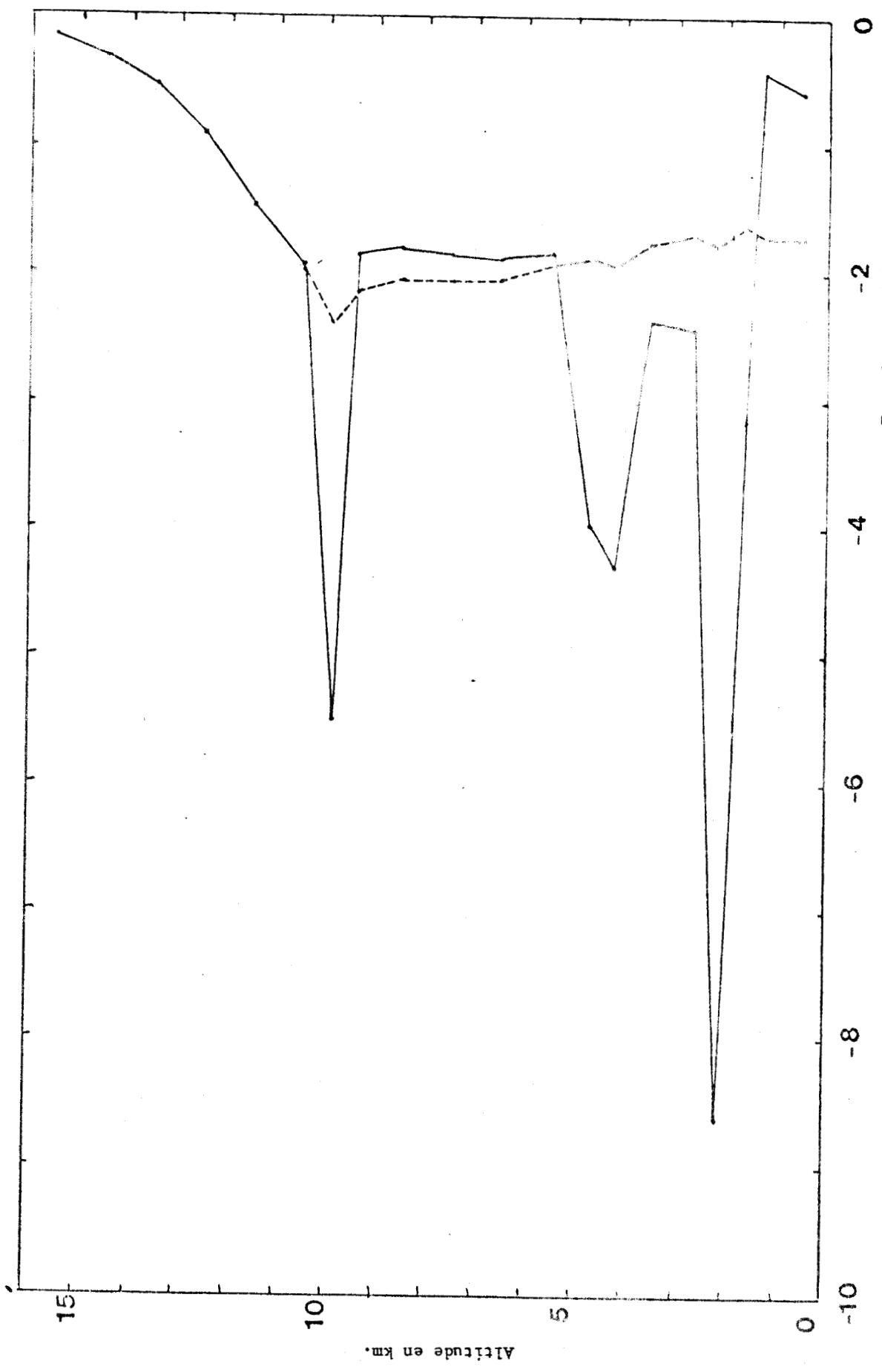


Fig. II-8 : Modification du profil de refroidissement due à la présence de nuages.

3711
SUS

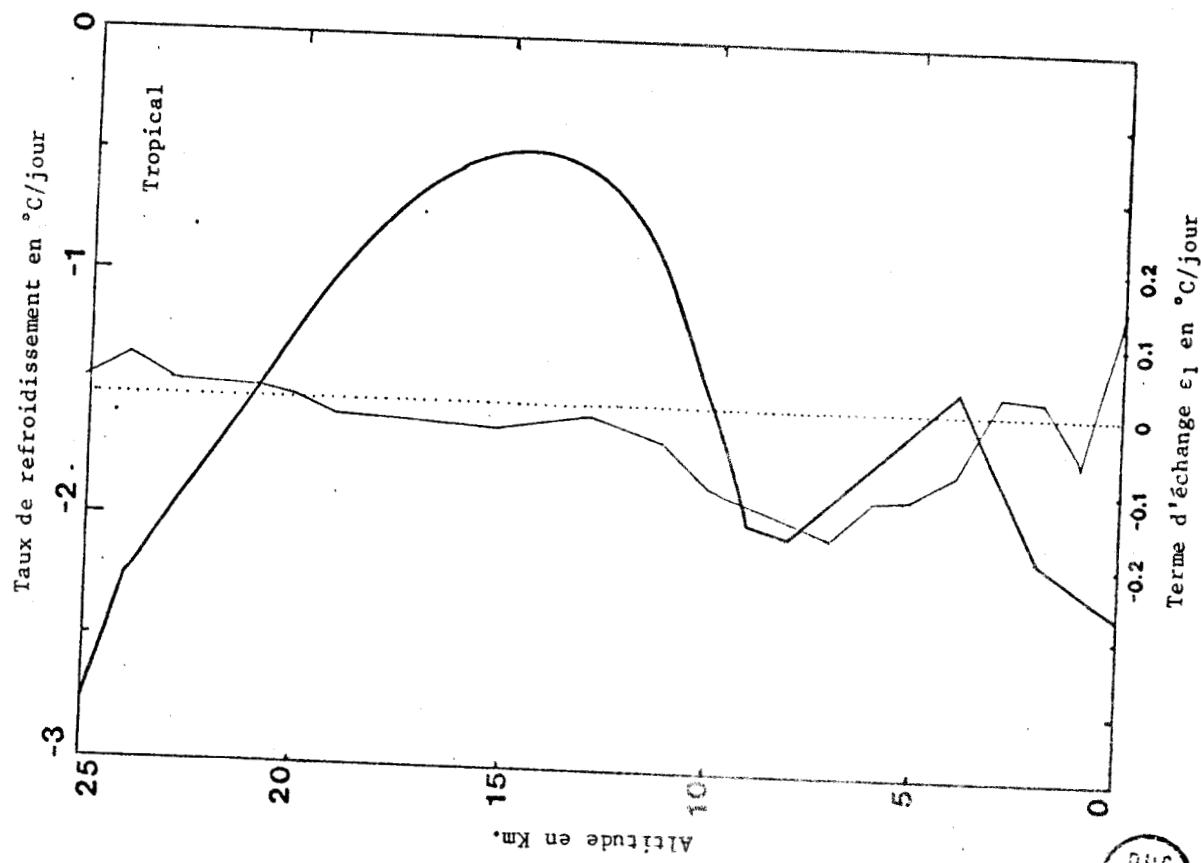


fig. II-10b

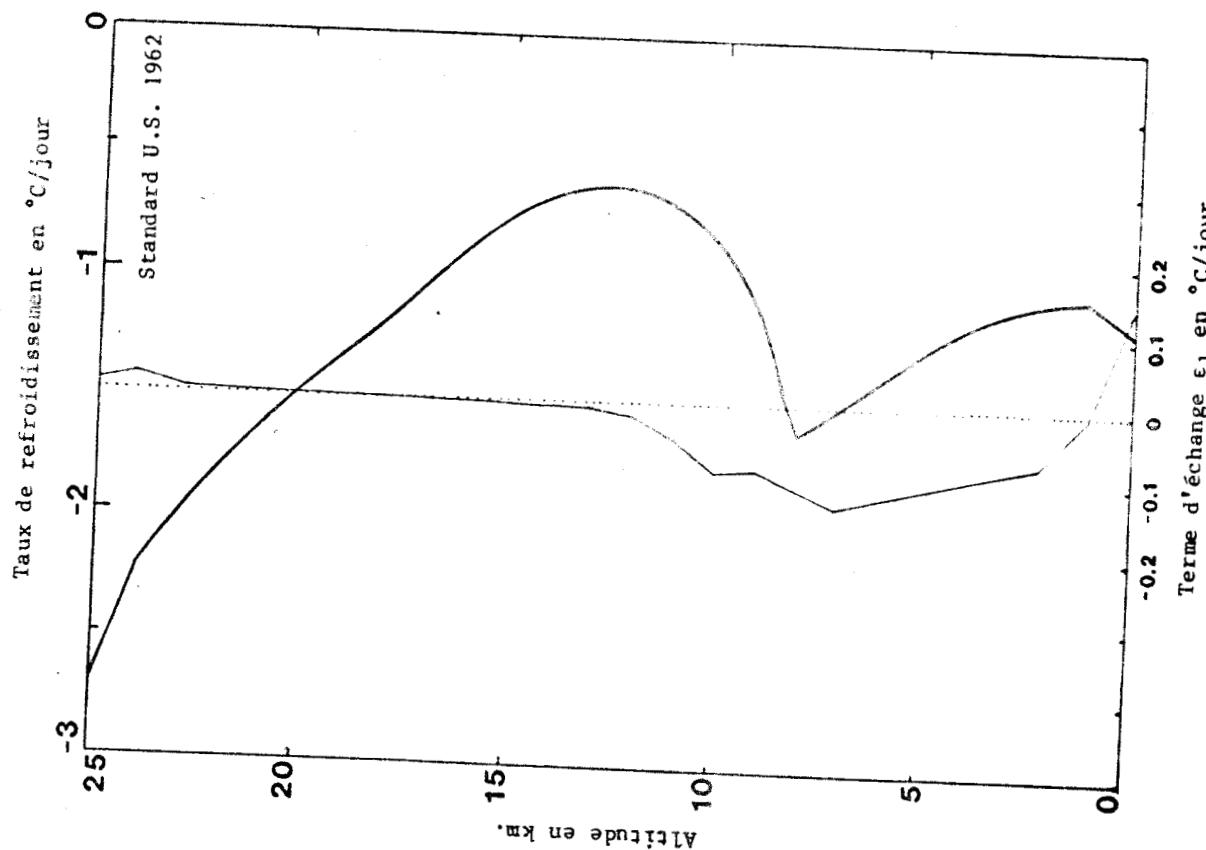


fig. II-10a

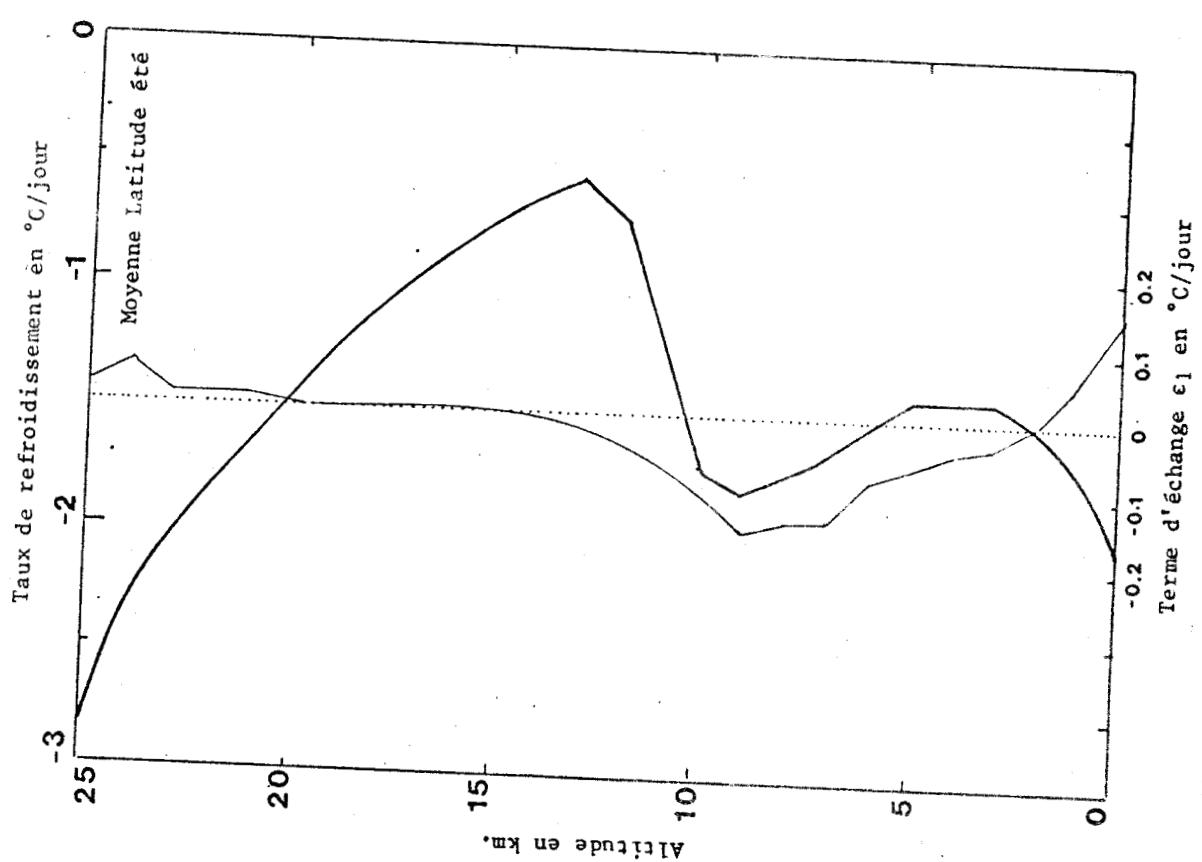


fig. II-10c

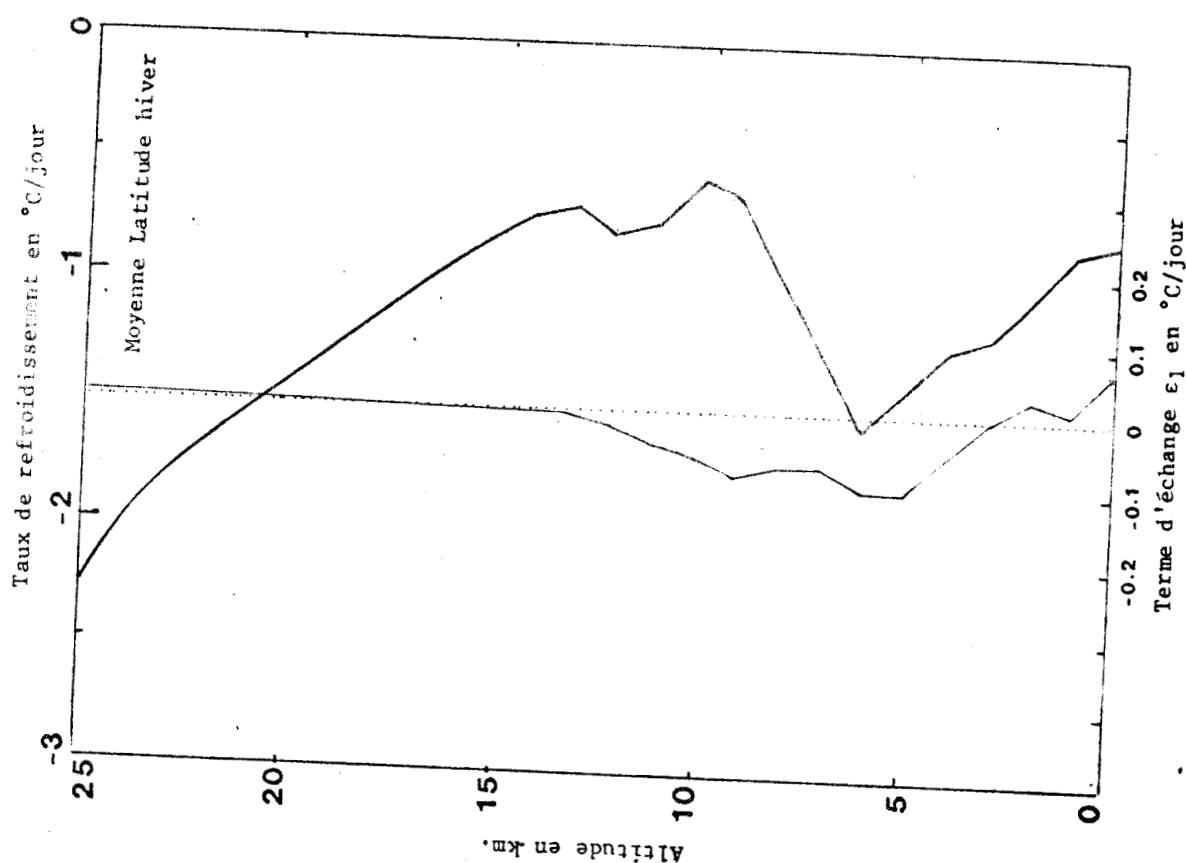
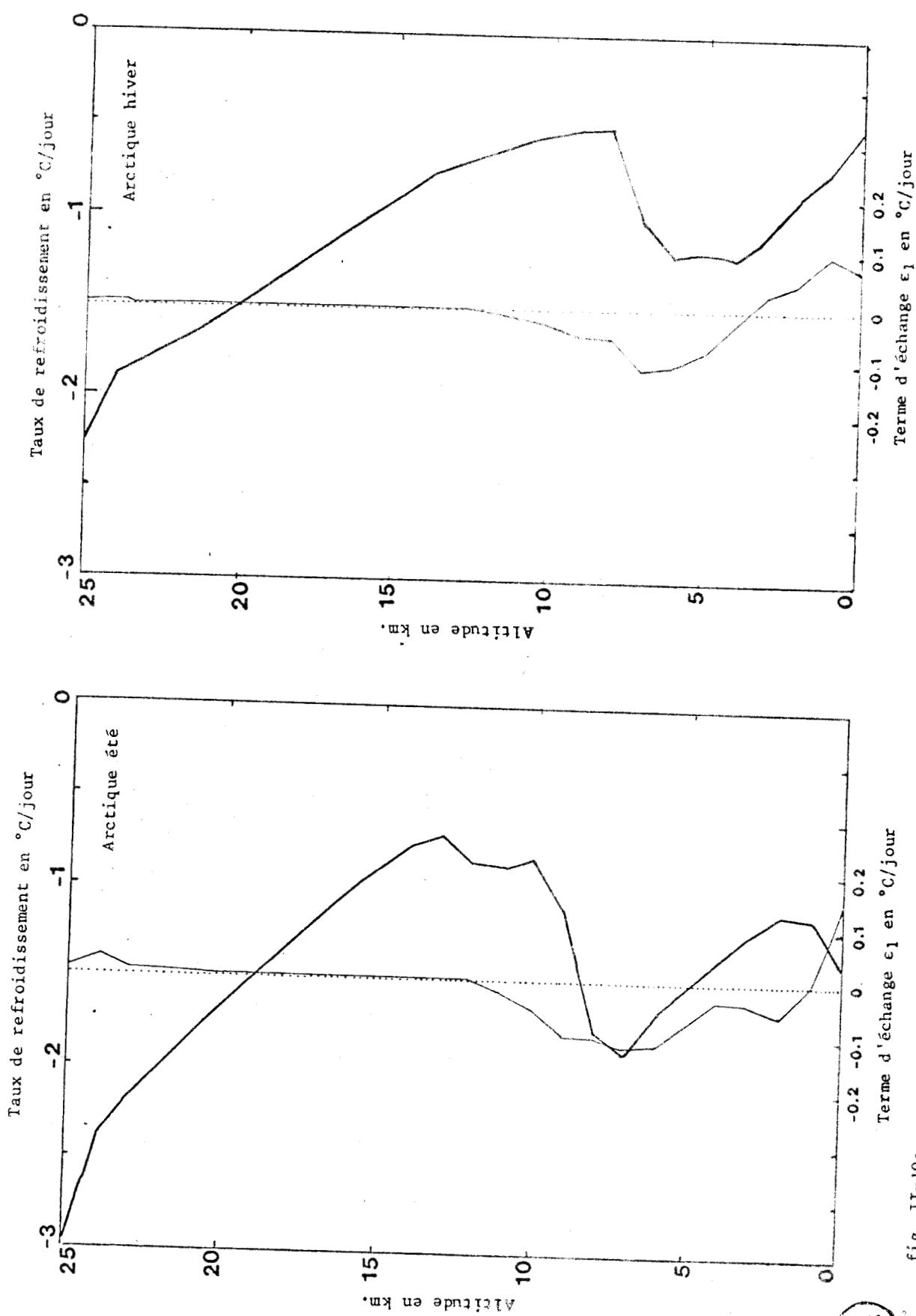


fig. II-10c

BU
LILLE



BU
ILLER

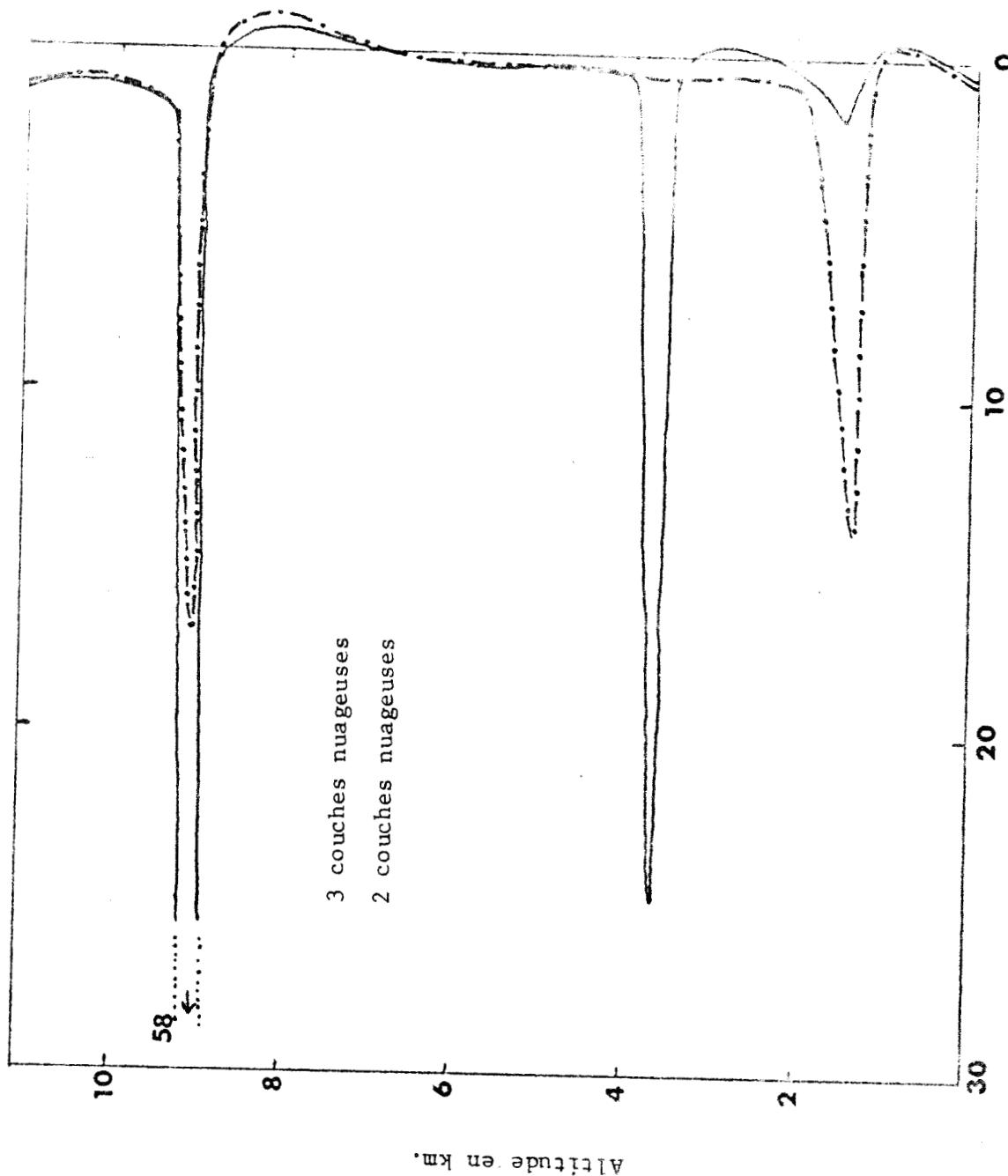


fig. 11-11 : Refroidissement d'une atmosphère nuageuse calculé par la méthode du troisième chapitre.

LIBRARY
LILLE

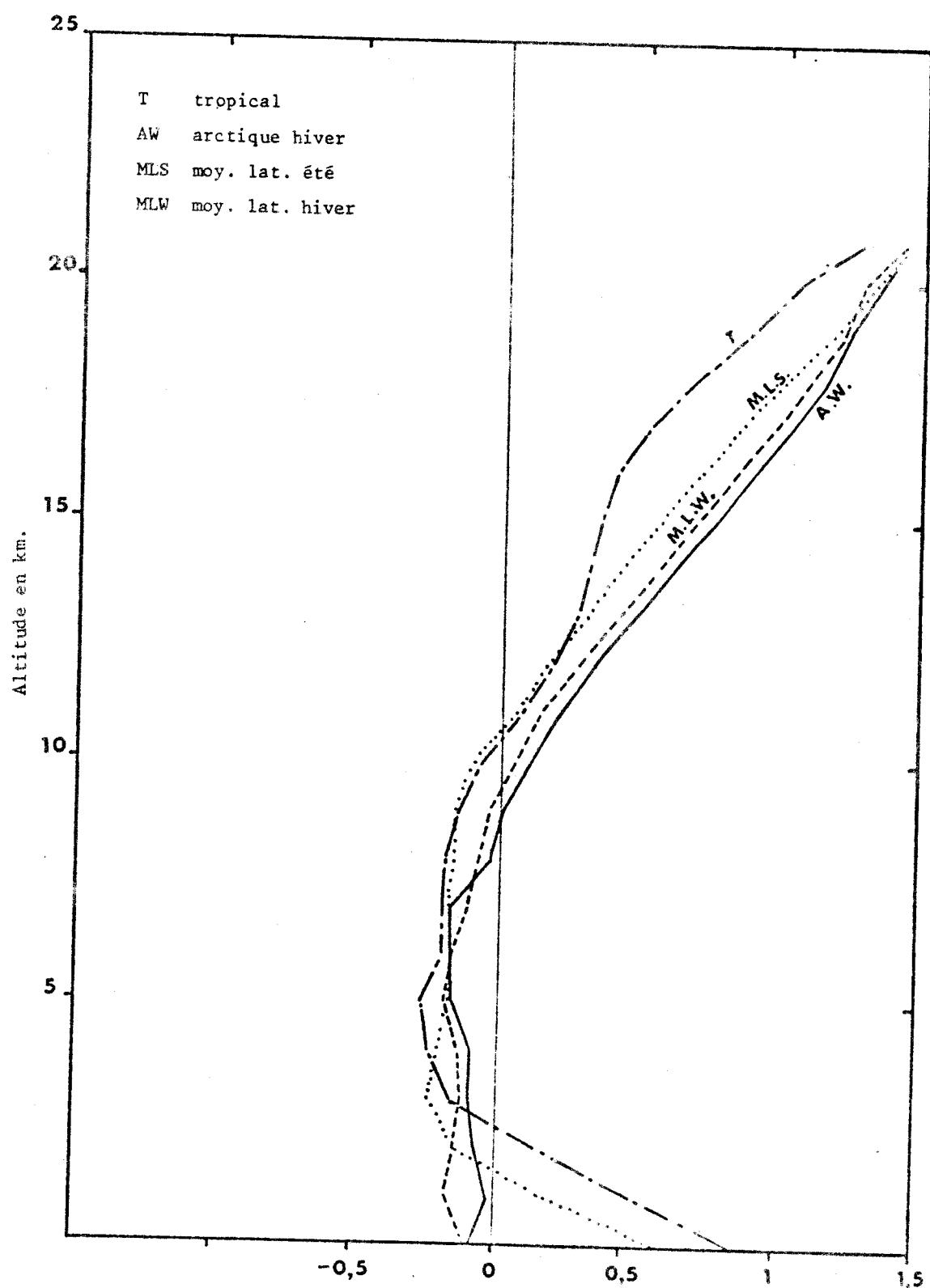


fig. II-12 : Profil du terme d'échange ϵ_2 en $^{\circ}\text{C/jour}$.



CHAPITRE III

CALCUL DES FLUX INFRAROUGES ET DES
TAUX DE REFROIDISSEMENT DANS LES
COUCHES NUAGEUSES.

INTRODUCTION

Un examen de la nébulosité globale moyenne déduite des observations des satellites météorologiques montre clairement une organisation à grande échelle de la couverture nuageuse et du type de nuages. Ces systèmes nuageux étendus modifient considérablement le bilan de rayonnement des zones considérées : d'une part ils contribuent à augmenter considérablement l'albédo du système terre-atmosphère, d'autre part, dans le domaine du rayonnement tellurique ils font obstacle au refroidissement vers l'espace des couches inférieures et du sol, provoquant ainsi ce que l'on appelle "l'effet de serre"; enfin ils sont eux-mêmes le lieu de phénomènes radiatifs importants : un fort réchauffement dans le domaine des courtes longueurs d'onde du fait de l'allongement du chemin optique parcouru par le rayonnement solaire et un fort refroidissement infrarouge. Il est donc primordial d'inclure les effets radiatifs des formations nuageuses étendues dans les modèles de circulation générale.

La plupart des modèles de circulation générale traitent les interactions entre rayonnement et nuages d'une façon assez primitive en préspécifiant dans le domaine de courtes longueurs d'onde leur albédo et dans le domaine du rayonnement tellurique leur émissivité en fonction de leur épaisseur optique dans le visible. Celle-ci est d'ailleurs fixée arbitrairement comme une fonction du type et de l'altitude des nuages à partir de moyennes statistiques.

Par ailleurs les critères permettant de prédire la présence de nuages dans une maille du modèle sont eux-mêmes généralement mal définis. Dans ces conditions les effets de "feed back" du rayonnement sur le nuage qui entraînent des changements dans les caractéristiques de celui-ci et par suite des modifications du champ de rayonnement ne peuvent pas être appréhendés correctement par le modèle.

Du point de vue radiatif les nuages les plus importants dans la modélisation de la circulation générale sont ceux qui possèdent une grande étendue spatiale et temporelle, ce sont

- les systèmes nuageux stratiformes de la couche limite planétaire
- les systèmes de cirrostratus étendus, en particulier ceux situés près de la troposphère et les systèmes d'altostratus associés aux zones frontales et aux vestiges du cumulonimbus.

Le Joint Organizing Committee du GARP a émis des recommandations

pressantes quant à l'étude de ces systèmes nuageux ce qui a donné naissance au sous programme STRATEX (Stratocumulus Experiment). C'est dans ce cadre que peuvent s'inscrire les études menées en France (RCP "Flux radiatifs et paramétrisation des nuages dans un modèle dynamique") sur la modélisation des nuages stratiformes de la couche limite planétaire. Les études déjà menées et résumées dans le rapport du groupe STRATEX "Extended Cloudiness and the Radiative Budget" (1975, 1976) ont mis l'accent sur plusieurs points essentiels :

. d'une part la détermination du profil du refroidissement radiatif dans les nuages stratiformes. Celui-ci joue en effet un rôle considérable dans la stabilité du nuage en maintenant l'inversion de température au sommet contre l'introduction d'air chaud et sec dans la couche nuageuse. Pour déterminer ce profil de refroidissement, nous avons développé une méthode rapide de calcul des flux infrarouges en atmosphère diffusante. Cette méthode qui sera ajustée par rapport aux résultats expérimentaux obtenus au cours de la campagne NEPHOS (rapport R.C.P. 413, (1977)) devrait entre autres choses, permettre d'introduire dans un modèle intégral de la couche limite planétaire (FRAVALO et ROSSET (1977)) les termes de rayonnement de façon précise,

. d'autre part la détermination des émissivités des stratocumulus comme une fonction du contenu en eau liquide qui représente le paramètre le plus aisément accessible. Pour cela, nous avons utilisé pour une couche diffusante donnée une procédure calculant la reflectivité R_v et la transmittivité T_v par la méthode du noyau exponentiel (C. BROGNIEZ, 1975) et nous avons déduit l'émissivité E_v par application directe de la loi de KIRCHHOF ($E_v = 1 - R_v - T_v$).

Les variations de l'émissivité et du profil de refroidissement en fonction de différents paramètres caractéristiques de la couche nuageuse (répartition et contenu total d'eau liquide, température, rayon des particules diffusantes) sont étudiées parallèlement pour des modèles théoriques de nuages stratiformes et présentées dans la suite.

I - FONCTIONS DE TRANSMISSION EN ATMOSPHERE DIFFUSANTE

Dans le cas des atmosphères diffusantes, les processus d'absorption et de diffusion ont lieu simultanément ; dans ces conditions, le trajet réellement suivi par le rayonnement n'est plus défini et il n'est donc pas possible d'utiliser des modèles de bande tels que, par exemple, le modèle statistique.

Dans ce paragraphe, nous décrivons le modèle de transmission utilisé.

Dans une atmosphère diffusante, l'équation de transfert (I-2) s'exprime encore sous la forme

$$\mu \frac{dI_v}{dz}(z; \mu, \phi) = - K_v(z) \{ I_v(z; \mu, \phi) - J_v(z; \mu, \phi) \} \quad (\text{III-1})$$

où la fonction source J_v s'écrit

$$J_v(z; \mu, \phi) = \frac{\sigma(z)}{4\pi K_v(z)} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I_v(z; \mu', \phi') P_v(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{1}{K_v(z)} \{ k_c(z) + k_v(z) \} B_v \{ T(z) \} \quad (\text{III-2})$$

Dans la relation (III-2),

$\mu = \cos\theta$ avec θ angle zénithal,

ϕ est l'azimuth,

$\sigma(z)$, le coefficient de diffusion,

$k_c(z)$, le coefficient d'absorption propre des particules diffusantes,

$k_v(z)$, le coefficient d'absorption moléculaire des gaz,

$K_v(z)$, le coefficient d'extinction totale, tel que

$$K_v(z) = \sigma(z) + k_c(z) + k_v(z). \quad (\text{III-3})$$

$P_v(\mu, \phi; \mu', \phi')$, est la fonction de phase définissant la possibilité pour un rayonnement incident (μ', ϕ') d'être diffusé dans la direction (μ, ϕ) .

On définit la quantité $\bar{\omega}_v$, albédo pour une diffusion, par

$$\bar{\omega}_v = \frac{\sigma(z)}{K_v(z)} \quad (\text{III-4})$$

En introduisant la profondeur optique τ_v telle que $d\tau_v = - K_v(z) dz$, on obtient l'équation (III-1) sous la forme

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau}(\tau, \mu, \phi) = - I_v(\tau, \mu, \phi) + \frac{\bar{\omega}_v}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} P_v(\mu, \phi; \mu', \phi') I_v(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' + (1 - \bar{\omega}_v) B_v \{ T(\tau) \} \quad (\text{III-5})$$

Dans un intervalle Δv , si $p(k) dk$ représente pour le coefficient d'absorption moléculaire la probabilité d'être compris entre k et $k + dk$,

l'intensité moyenne s'écrira

$$I_{\Delta\nu} = \int_0^{\infty} p(k) I(k) dk . \quad (\text{III-6})$$

En discrétilisant la probabilité $p(k)$, le problème se réduit à la détermination de la transmission moyenne sous la forme

$$\psi_{\Delta\nu}(u) = \sum_{i=1}^N p(k_i) \exp(-k_i u) \quad (\text{III-7})$$

Cette méthode est d'un usage fréquent dans le domaine des courtes longueurs d'onde (WISCOMBE, (1976) ; QUENZEL, (1977)).

Les coefficients k_i doivent évidemment être tous positifs et les poids $p(k_i)$ sont normalisés de telle façon que

$$\sum_{i=1}^N p(k_i) = 1 \quad (\text{III-8})$$

Le spectre a été divisé en 25 intervalles spectraux pour lesquels on a calculé la valeur moyenne des coefficients de diffusion σ , d'extinction $\sigma + k_c$ et les coefficients d'absorption sous la forme (III-7) à l'aide d'un programme qui nous a été fourni par GELEYN (1975).

En ce qui concerne le modèle d'absorption gazeuse les calculs ont été effectués pour 50 valeurs de la transmission, correspondant à 50 quantités d'absorbant entre $10^{-6} \text{ g.cm}^{-2}$ et 100 g.cm^{-2} , données par le modèle statistique.

Pour ne pas allonger le calcul des flux, nous avons limité la somme à 5 termes ce qui donne une précision de l'ordre de 1 % par rapport au modèle d'origine. La figure (III-1) présente pour 6 intervalles spectraux la transmission en fonction de la quantité d'absorbant, en trait continu calculée par le modèle statistique, les points correspondant aux valeurs calculées par les sommes d'exponentielles. Le tableau (III-1) donne pour les 25 intervalles spectraux utilisés dans nos calculs les valeurs des coefficients k_i et $p(k_i)$ des sommes d'exponentielles. A l'exception de l'intervalle $560 - 760 \text{ cm}^{-1}$ où l'absorbant pris en compte est le gaz carbonique (bande à $15 \mu\text{m}$), les coefficients correspondant à l'absorption par la vapeur d'eau.

Dans un tel modèle de bande, les coefficients d'absorption k_i doivent être indépendants de la température et de la pression. Pour tenir compte des variations de celles-ci le long d'un parcours atmosphérique, les quantités

d'absorbants sont calculées suivant "l'approximation d'échelle".

La quantité d'absorbant le long du parcours atmosphérique

$$u = \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) dz \quad (III-9)$$

(où ρ est la masse volumique) est remplacée par une quantité d'absorbant pondérée

$$u^* = \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) \left(\frac{p(z)}{p_0} \right)^n \left(\frac{T_0}{T(z)} \right)^{n/2} dz \quad (III-10)$$

Pour le régime de raie faible, l'absorption est indépendante de la pression (cf. éq. I-29) et n vaut zéro. Pour le régime de raie forte, (cf. éq. I-31) n est égal à 1. Dans les calculs d'absorption dans la basse atmosphère, il est d'usage de prendre n entre 0,5 et 1. Nous retiendrons les valeurs de SELBY et Mc CLATCHY (1975), soit

$$n = 0,9 \quad \text{pour } H_2O,$$

$$n = 0,75 \quad \text{pour } CO_2,$$

$$n = 0,4 \quad \text{pour } O_3.$$

En appliquant l'équation de l'équilibre hydrostatique et en introduisant la variable $\phi = \frac{p}{p_0}$, la relation (III-10) devient

$$u^* = \frac{p_0}{g} \int_{\phi_2}^{\phi_1} \frac{\rho(\phi)}{\rho_{air}(\phi)} \phi^n \left(\frac{T_0}{T(\phi)} \right)^{n/2} d\phi \quad (III-11)$$

Comme $\rho_{air}(\phi)$ varie avec la pression et la température, il vient

$$u^* = \frac{p_0}{g \rho_{air}^0} \int_{\phi_2}^{\phi_1} \rho(\phi) \phi^{n-1} \left(\frac{T_0}{T(\phi)} \right)^{\frac{n}{2}-1} d\phi \quad (III-12)$$

Pratiquement, les paramètres ϕ , $\rho(\phi)$ et $T(\phi)$ sont discrétisés sur l'ensemble de l'atmosphère et la quantité d'absorbant pondérée est évaluée sous la forme

$$u^* = \frac{p_0}{ng \rho_{air}^0} \sum_{j=1}^{\ell_2} \rho_j \left(\frac{T_0}{T_j} \right)^{\frac{n}{2}-1} (\phi_j^n - \phi_{j-1}^n) \quad (III-13)$$

la sommation portant sur les ℓ couches séparant les niveaux de pression ϕ_1 et ϕ_2 .

La constante $\frac{P_0}{n g \rho_0 \text{air}}$, pour les densités d'absorbants introduites en g.m^{-3} , vaut 0,888 pour H_2O (en cm.pr.), 2,96 pour CO_2 (en kg.m^{-2}) et 932,3 pour O_3 (en cm.atm.), en cohérence avec les valeurs des coefficients k_i et $p(k_i)$ du tableau III-1.

II - MÉTHODE DITE DE LA P1-APPROXIMATION OU D'EDDINGTON.

1 - Développement théorique

L'approximation d'EDDINGTON consiste à écrire dans l'équation de transfert (III-5) la luminance sous la forme

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) + \mu I_1(\tau) \quad (\text{III-14})$$

En développant la fonction de phase en série de fonctions de LEGENDRE associées (CHANDRASEKHAR, (1960)) et en gardant la forme (III-14) pour la luminance tous les termes d'ordre supérieur à 1 disparaissent lors de l'intégration de l'équation (III-5) sur μ et ϕ , d'où le nom de P1 - Approximation. On peut alors approcher la fonction de phase sous la forme

$$P(\theta) = 1 + \beta_1(\tau) \cos\theta, \quad (\text{III-15})$$

avec $\cos\theta = \mu \mu' + (1-\mu^2)^{1/2} (1-\mu'^2)^{1/2} \cos(\phi-\phi')$,

où θ est l'angle entre les luminances incidente et diffusée.

En remplaçant $I_v(\tau, \mu)$ et $P_v(\mu, \phi; \mu', \phi')$ par leurs expressions respectives et en intégrant sur μ et ϕ , l'intégrale de l'équation (III-5) devient

$$\int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} P_v(\mu, \phi; \mu', \phi') I_v(\mu', \phi') d\mu' d\phi' = 4\pi(I_0 + \mu g I_1), \quad (\text{III-16})$$

où $g = \frac{\beta_1}{3}$

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P(\theta) \cos\theta d(\cos\theta) = \frac{\beta_1}{3}$$

D'où la forme de l'équation de transfert

$$\mu \frac{d}{d\tau}(I_0 + \mu I_1) = - (I_0 + \mu I_1) + \bar{\omega}_0(I_0 + \mu g I_1) + (1 - \bar{\omega}_0) B(\tau). \quad (\text{III-17})$$

En multipliant les deux membres de l'équation (III-17) par μ et en intégrant par rapport à μ , il vient

$$\frac{dI_1}{d\tau} = - 3(1-\bar{\omega}_0) (I_0 - B(\tau)) ; \quad (III-18)$$

de même, en multipliant les deux membres de l'équation (III-17) par μ^2 et après intégration par rapport à μ , il vient

$$\frac{dI_0}{d\tau} = - (1-\bar{\omega}_0 g) I_1 . \quad (III-19)$$

En dérivant l'équation (III-19) par rapport à τ et en substituant grâce à l'équation (III-18), on détermine les solutions du système sous la forme

$$I_0 = C_1 \exp(-k\tau) + C_2 \exp(+k\tau) + B(\tau) , \quad (III-20)$$

$$I_1 = p(C_1 \exp(-k\tau) - C_2 \exp(+k\tau)) - \frac{1}{1-\bar{\omega}_0 g} \cdot \frac{dB}{d\tau}$$

avec

$$k = \{3(1-\bar{\omega}_0 g) (1-\bar{\omega}_0)\}^{1/2} , \quad (III-21)$$

$$et \quad p = \{3(1-\bar{\omega}_0 g)^2 (1-\bar{\omega}_0)\}^{1/2}$$

Les flux sont obtenus à partir des termes I_0 et I_1 par les relations

$$F^+(t) = \pi \{I_0(t) + \frac{2}{3} I_1(t)\} \quad (III-22)$$

$$F^-(t) = \pi \{I_0(t) - \frac{2}{3} I_1(t)\}$$

Le flux net $F(t) = F^+(t) - F^-(t)$ permet d'accéder aux taux de refroidissement

$$\frac{\partial h}{\partial t} (t) = \frac{g}{C_p} \cdot \frac{dF(t)}{dp} . \quad (III-23)$$

2 - Calcul pratique

Pratiquement, on considère l'atmosphère plane parallèle divisée en N couches par $N + 1$ niveaux (sommet de l'atmosphère niveau 0, sol niveau N). Pour

chacun de ces niveaux, on connaît la température T_i et la pression p_i , et au milieu de chacune des couches ainsi définies les densités d'absorbants.

On considère un gradient de la luminance du corps noir linéaire entre deux niveaux τ_i et τ_{i+1} , soit

$$B(\tau) = B(\tau_i) + (\tau - \tau_i) \frac{B(\tau_{i+1}) - B(\tau_i)}{(\tau_{i+1} - \tau_i)}$$

(III-24)

pour $\tau_i \leq \tau \leq \tau_{i+1}$

$$= a_i + (\tau - \tau_i) b_i .$$

Les constantes C_1^i et C_2^i caractéristiques du transfert radiatif dans les différentes couches sont obtenues par résolution du système linéaire de $2N$ équations à $2N$ inconnues déterminé par les conditions aux limites et les conditions de continuité à chaque niveau de l'atmosphère.

. Au sommet de l'atmosphère, le flux descendant est nul

$$F^+(0) = 0 = I_o(0) + \frac{2}{3} I_1(0) \quad (III-25)$$

soit $C_1^1 \left(1 + \frac{2}{3} p_1\right) + C_2^1 \left(1 - \frac{2}{3} p_1\right) + B(0) - \frac{2}{3} \frac{b_1}{1 - \bar{\omega}_1 g_1} = 0.$

. A la base de l'atmosphère, pour un sol d'albédo A au niveau $\tau^+ = \tau_N$, le flux montant s'écrit

$$F^+(\tau^*) = A F^+(\tau^*) + (1-A) B(\text{sol}),$$

$$I_o(\tau^*) - \frac{2}{3} I_1(\tau^*) = A(I_o(\tau^*) + \frac{2}{3} I_1(\tau^*)) + (1-A) B(\text{sol}),$$

Soit après réorganisation

$$C_1^N e^{-k_N \tau^*} \left(1 - A - \frac{2}{3}(1+A)p_N\right) + C_2^N e^{k_N \tau^*} \left(1 - A + \frac{2}{3}(1+A)p_N\right) = - \frac{2}{3} (1+A) \frac{b_N}{1 - \bar{\omega}_N g_N} + (1-A) (B(\text{sol}) - B(\tau^*)) \quad (III-26)$$

Ce dernier terme est nul sauf s'il existe une discontinuité de température entre le sol et la couche d'air située juste au-dessus.

• Pour chaque niveau τ_i , nous avons par continuité

$$I_o^i(\tau_i) = I_o^{i+1}(\tau_i) \quad \text{et} \quad I_l^i(\tau_i) = I_l^{i+1}(\tau_i)$$

Soit

$$c_1^i e^{-k_i \tau_i} + c_2^i e^{+k_i \tau_i} = c_1^{i+1} e^{-k_{i+1} \tau_i} + c_2^{i+1} e^{k_{i+1} \tau_i}$$

$$p_i c_1^i e^{-k_i \tau_i} - p_i c_2^i e^{k_i \tau_i} - \frac{b_i}{1 - \bar{\omega}_i g_i} = p_{i+1} c_1^{i+1} e^{-k_{i+1} \tau_i} \quad (\text{III-27})$$

$$- p_{i+1} c_2^{i+1} e^{k_{i+1} \tau_i} - \frac{b_{i+1}}{1 - \bar{\omega}_{i+1} g_{i+1}}$$



D'où la matrice $\|A\|$ du système linéaire

$$\begin{array}{cccccc}
 1 + \frac{2}{3} p_1 & 1 - \frac{2}{3} p_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 -k_1 \tau_1 & k_1 \tau_1 & -k_2 \tau_1 & -e^{k_2 \tau_1} & 0 & 0 \\
 e & e & -p_2 e & p_2 e & 0 & 0 \\
 p_1 e & -p_1 e & -k_2 \tau_1 & -k_2 \tau_1 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & -k_2 \tau_2 & -k_2 \tau_2 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & p_2 e & -p_2 e & -k_2 \tau_2 & -e^{k_2 \tau_2} \\
 0 & 0 & p_2 e & -p_2 e & -p_3 e & p_2 e^{k_3 \tau_2} \\
 0 & 0 & p_2 e & -p_2 e & -p_3 e & p_2 e^{k_3 \tau_2} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & e^{k_{N-1} \tau_{N-1}} & -e^{k_N \tau_{N-1}} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & p_{N-1} e^{-k_{N-1} \tau_{N-1}} & -p_{N-1} e^{k_{N-1} \tau_{N-1}} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -p_N e^{-k_N \tau_N} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & \alpha_1 e^{-k_N \tau_N} & \alpha_2 e^{-k_N \tau_N}
 \end{array}$$

(III-26)

FEES
EE

$$\text{avec } \alpha_1 = 1-A - \frac{2}{3}(1+A)p_N \quad (\text{III-29})$$

$$\alpha_2 = 1-A + \frac{2}{3}(1+A)p_N$$

Le système complet s'écrit

$$\|A\|x = \begin{pmatrix} C_1^1 \\ C_2^1 \\ \vdots \\ C_1^i \\ C_2^i \\ \vdots \\ C_1^N \\ C_2^N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -B(o) + \frac{2}{3} b_1 / (1 - \bar{\omega}_1 g_1) \\ 0 \\ \vdots \\ b_{i-1} / (1 - \bar{\omega}_{i-1} g_{i-1}) - b_i / (1 - \bar{\omega}_i g_i) \\ 0 \\ \vdots \\ b_{N-1} / (1 - \bar{\omega}_{N-1} g_{N-1}) - b_N / (1 - \bar{\omega}_N g_N) \\ \alpha_o \end{pmatrix} = \|B\| \quad (\text{III-30})$$

$$\text{avec } \alpha_o = (1-A)(B(\text{sol})-B(\tau)) - \frac{2}{3} \frac{b_N}{1 - \bar{\omega}_N g_N}$$

Dans les régions de forte absorption, pour des nuages d'épaisseur optique importante, les termes en $\exp(+k_i \tau_i)$ prenant des valeurs très grandes, posent des problèmes numériques de dépassement de la capacité de la machine. Pour résoudre cette difficulté, nous avons, en réalité, posé le système linéaire sous la forme

$$\|A'\|x = \begin{pmatrix} C_1^1 \\ C_2^1 e^{+k_1 \tau_1} \\ \vdots \\ C_1^i \\ C_2^i e^{+k_i \tau_i} \\ \vdots \\ C_1^N \\ C_2^N e^{+k_N \tau_N} \end{pmatrix} = \|B\| \quad (\text{III-31})$$

avec $\|A\| =$

$$\begin{bmatrix}
 1 + \frac{2}{3} p_1 & 1 - \frac{2}{3} p_1 & -k_1 \tau_1 & 0 & 0 & 0 \\
 -k_1 \tau_1 & 1 & -k_2 \tau_1 & -k_2(\tau_2 - \tau_1) & 0 & 0 \\
 e & -e & -p_2 e & -k_2(\tau_2 - \tau_1) & 0 & 0 \\
 p_1 e & -p_1 & -k_2 \tau_1 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & -k_2 \tau_2 & -k_3 \tau_2 & -k_3(\tau_3 - \tau_2) & 0 \\
 0 & 0 & p_2 e & -p_2 & p_3 e & 0
 \end{bmatrix}
 \quad
 \begin{bmatrix}
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0
 \end{bmatrix}
 \quad
 \begin{bmatrix}
 -k_N \tau_{N-1} & -k_N(\tau_N - \tau_{N-1}) & -k_N \tau_N & \alpha_1 e & \alpha_2 \\
 e^{-k_N \tau_{N-1}} & 1 & -e^{-k_N \tau_N} & -e^{-p_N e} & \\
 -k_{N-1} \tau_{N-1} & -p_{N-1} & -k_{N-1} \tau_{N-1} & -p_{N-1} & \\
 p_{N-1} e & 0 & 0 & 0 & \\
 0 & 0 & 0 & 0 & \\
 0 & 0 & 0 & 0 &
 \end{bmatrix}
 \quad
 \text{(III-3)}$$



3 - Intégration sur la fréquence

Ainsi présenté, le calcul donne des flux monochromatiques. Pour obtenir des résultats intégrés sur tout le spectre, il faut définir les profondeurs optiques des différents niveaux de l'atmosphère, les coefficients k_j d'absorption moléculaire, l'albédo pour une diffusion $\bar{\omega}$, le terme β_j du développement de la fonction de phase pour chaque nombre d'onde et intégrer. C'est ce que nous avons fait pour les 25 intervalles spectraux.

Les flux sont alors obtenus par

$$F^{\uparrow}(p) = \sum_{i=1}^{25} \left(\sum_{j=1}^5 p(k_j) F_{\Delta\nu_i}^{\uparrow} \{\bar{\omega}(k_j)\} \right) \quad (\text{III-33})$$

pour le flux montant et une expression équivalente pour le flux descendant.

Les $p(k_j)$ sont les poids associés aux différents coefficients d'absorption k_j de l'équation (III-7).

III - MODELE DE NUAGE.

Les propriétés radiatives d'un nuage dépendent de

- sa température,
- sa nature, gouttelettes d'eau ou cristaux de glace,
- sa granulométrie,
- son contenu en eau, lié à la granulométrie et à son épaisseur.

Nous nous sommes particulièrement intéressés aux stratocumulus de la couche limite planétaire, donc à des nuages d'eau liquide.

1 - Granulométrie

Nous retiendrons pour la granulométrie la répartition du rayon des gouttes donnée par DEIRMENDJIAN (1969)

$$n(r) = \alpha r^a \exp(-br) \quad (\text{III-34})$$

La dérivée par rapport à r ,

$$\frac{d}{dr} \{n(r)\} = \alpha r^{a-1} (a-br) \exp(-br) \quad (\text{III-35})$$

s'annule pour $r = 0$, $r = \infty$ et $r_c = \frac{a}{b}$, rayon modal correspondant au maximum de la distribution.

Grâce à la relation $\int_0^\infty r^n \exp(-br) dr = \frac{n!}{b^{n+1}}$ pour n entier, on détermine aisément

- le nombre total de gouttes, $N = \int_0^\infty n(r) dr$,
- le volume total occupé par les gouttes, $V = \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} r^3 n(r) dr$, (III-36)
- le volume moyen occupé par une goutte, $v = \frac{V}{N}$,
- le rayon moyen, $\langle r \rangle = \frac{1}{N} \int_0^\infty r n(r) dr$,
- le rayon effectif moyen,

$$r_e = \frac{\int_0^\infty r^3 n(r) dr}{\int_0^\infty r^2 n(r) dr} \quad (III-37)$$

Pour une polydispersion possédant une distribution de taille relativement étroite, r_e est équivalent au rayon des particules d'une monodispersion présentant les mêmes caractéristiques de diffusion. On pourra donc, à l'aide de ce rayon effectif moyen appréhender d'une manière approchée les problèmes de diffusion d'une polydispersion en terme de monodispersion équivalente.

2 - Contenu en eau

Puisque 1 gramme d'eau occupe 1 centimètre cube, le volume total occupé par les gouttes donne le contenu total en eau liquide L .

Nous avons envisagé trois répartitions possibles pour l'eau liquide,

- le profil rectangulaire ;

l'eau est répartie uniformément dans les différentes couches du nuage,

- le profil linéaire ;

la densité d'eau liquide croît linéairement avec la hauteur dans le nuage depuis la base jusqu'au sommet du nuage,

- le profil triangulaire ;

la densité d'eau liquide croît linéairement avec la hauteur dans le nuage depuis la base jusqu'à une altitude z_0 à partir de laquelle elle décroît pour être nulle au sommet. De nombreuses observations sur des nuages stratiformes (PALTRIDGE (1974 a,b)) indiquent que le sommet du banc de nuages stratiformes n'est pas homogène, mais qu'il existe des tourbillons, des trous correspondant à de l'air non nuageux parmi des tours d'eau condensée. Une telle répartition

amène à considérer une densité d'eau liquide plus faible dans la partie sommitale du nuage, et justifie le profil triangulaire.

Le modèle de GOISSA (1969) pour un stratus moyen construit à partir de nombreuses mesures aéroportées effectuées entre 1964 et 1967 présente une répartition similaire.

Le schéma III-2 présente pour un même contenu total en eau liquide, correspondant à la surface des différentes figures, les trois répartitions précisées ci-dessus.

A l'intérieur du nuage, on considère la densité de vapeur d'eau en g.m^{-3} correspondant à la saturation à la température ambiante suivant la relation donnée par SELBY et Mc CLATCHY (1975)

$$\rho(T) = A \exp(18,9766 - 14,9595 A - 2,4388 A^2) \quad (\text{III-38})$$

avec

$$A = \frac{273,15}{T}$$

Pour les mêmes raisons que pour l'eau liquide, nous avons pour la partie sommitale du nuage associé au profil triangulaire de la densité d'eau liquide une valeur de la densité de vapeur d'eau intermédiaire entre la valeur saturée et la valeur de l'atmosphère standard pour la pression et la température ambiantes.

3 - Température

Pour l'atmosphère au-dessus du nuage, la température en degrés Kelvin varie suivant le gradient standard

$$T(z) = 288 - 6,5 z \quad \text{pour} \quad z \leq 11 \text{ km},$$

(III-39)

$$T(z) = 216,5 \quad \text{pour} \quad z \geq 11 \text{ km}.$$

A l'intérieur du nuage, deux profils de température ont été utilisés

- un profil isotherme à la température du sommet du nuage appelé profil 1 sur le schéma III-2,
- un profil avec une inversion au sommet du nuage et un gradient dans le nuage appelé profil 2.

Les températures du sommet et de la base du nuage sont des données du modèle. En dessous du nuage, la température varie linéairement entre la température à la base du nuage et la température du sol.

4 - Répartition des absorbants gazeux hors du nuage

Les niveaux de pression sont répartis suivant l'équation de l'équilibre hydrostatique, pour une atmosphère isotherme

$$p(z) = p_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) , \quad (\text{III-40})$$

où H est l'échelle de hauteur de l'atmosphère qui vaut 8 km, et z l'altitude.

Ces approximations sont relativement grossières aux grandes altitudes. Cependant, notre modèle étant limité aux premiers kilomètres de la troposphère, l'erreur ainsi introduite reste négligeable.

La répartition de la densité de vapeur d'eau suit la relation

$$\rho(z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H_0}\right) , \quad (\text{III-41})$$

où H_0 est l'échelle de hauteur de la vapeur d'eau (2 km) et ρ_0 est la valeur au sol.

L'absorption par le gaz carbonique est prise en compte à tous les niveaux du modèle en considérant une concentration volumique constante de 330 ppm. L'effet de l'ozone est négligé, du fait du peu d'influence de cet absorbant aux altitudes considérées dans notre modèle.

5 - Applications numériques

Nous avons retenu pour le nuage le modèle C1 de DEIRMENDJIAN et des monodispersions de rayon 1 μm , 3 μm , 6 μm , 10 μm et 15 μm .

La distribution des gouttes du modèle C1 s'écrit

$$n(r) = 2,373 r^6 \exp(-1,5r) \quad (\text{III-42})$$

et une telle granulométrie, présentée sur la figure III-3, correspond aux valeurs suivantes des paramètres

$$N = 100 \text{ gouttes / cm}^3 ,$$

$r_c = 4 \mu\text{m}$, rayon modal,

$\langle r \rangle = 4,67 \mu\text{m}$, rayon moyen,

$r_e = 6 \mu\text{m}$, rayon effectif moyen,

$\rho_v = 0,063 \text{ g.cm}^{-3}$, contenu total en eau liquide.

Pour un tel nuage de particules polydispersées supposées sphériques, les coefficients efficaces d'extinction et de diffusion sont respectivement donnés en cm^{-1} par

$$\sigma_{\text{ext}} = \int_0^{\infty} \pi r^2 n(r) K_1(r, v, m) dr \quad \text{et} \quad \sigma_{\text{dif}} = \int_0^{\infty} \pi r^2 n(r) K_2(r, v, m) dr. \quad (\text{III-43})$$

L'intégration est effectuée entre 0 et l'infini pour tenir compte de l'ensemble des gouttes de la distribution et $K_1(r, v, m)$ et $K_2(r, v, m)$ sont respectivement les coefficients d'extinction et de diffusion (sans dimension) fournis par la théorie de MIE qui dépendent du rayon r des particules, du nombre d'onde v et de l'indice de réfraction m .

La fonction de phase $p(\theta)$, présentée pour différentes longueurs d'onde sur les figures III-4 et 5, est développée sous la forme

$$p(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) \quad , \quad (\text{III-44})$$

avec

$$\beta_{\ell} = \frac{1}{\sigma_{\text{dif}}} \int_0^{\infty} \pi r^2 n(r) K_2(r, v, m) \beta_{\ell}(r, v, m) dr. \quad (\text{III-45})$$

Les valeurs retenues pour $\bar{\omega}_o$, σ_{dif} et $\beta_1/3$ pour les différents intervalles spectraux sont présentées dans le tableau III-2. Elles ont été obtenues à partir des valeurs calculées par DEVAUX et LENOBLE (1972) entre 560 et 2500 cm^{-1} . Entre 0 et 560 cm^{-1} , les valeurs ont été prises chez WICKRAMASINGHE (1972).

Un programme de calcul mis au point par HERMAN (1968) nous a permis de calculer pour les mêmes intervalles spectraux les $K_1(r, m, v)$, $K_2(r, m, v)$ et les facteurs d'asymétrie $g = \beta_1/3$ pour les monodispersions de rayon 1, 3, 6, 10 et $15 \mu\text{m}$, à partir de l'indice de réfraction de l'eau tabulé par HALE et QUERY (1973) (présenté sur la figure III-6). Le tableau III-3 compare les valeurs obtenues pour le facteur d'asymétrie, l'albédo pour une diffusion $\bar{\omega}_o = K_2/K_1$ et le coefficient d'extinction avec celles compilées par IRVINE et POLLACK (1968). Les figures III-7 et 8 présentent les variations en fonction du nombre d'onde du facteur

d'asymétrie et de l'albédo pour une diffusion, pour les différentes monodispersions.

IV - RESULTATS

1 - Comparaison avec des résultats d'autres auteurs

Dans le but d'estimer la précision de notre méthode de calcul, nous avons comparé le profil de refroidissement obtenu avec celui donné par GOISSA (1969) pour un stratus moyen défini à partir de nombreuses observations aéroportées. La figure III-9 présente les deux profils, en trait plein les valeurs de GOISSA, et les nôtres en pointillé. GOISSA donne les profils de température, de densité d'eau liquide et de rapport de mélange massique, et les flux nets, mais ne fournit aucune indication sur la granulométrie. Nous avons adopté la granulométrie C_1 de DEIRMENDJIAN. Le profil est respecté à moins de 0,1 °C/h au-dessus et en-dessous du nuage. Dans le nuage, nous trouvons bien un très fort refroidissement dans la partie supérieure, et un léger échauffement à la base. Sur l'amplitude du refroidissement sommital, l'écart atteint 1,6 °C/h. L'utilisation d'une granulométrie différente peut être à l'origine de cet écart. De plus, le modèle de GOISSA a été obtenu expérimentalement à partir d'un ensemble d'observations moyennées. Ces moyennes ont été effectuées sur des paramètres dont l'interdépendance n'est pas linéaire, ainsi température et flux ou densité d'eau liquide et flux. On notera donc l'accord qualitatif sans s'attarder à un désaccord quantitatif qui ne semble pas significatif.

Nous avons d'autre part comparé pour des modèles similaires de nuages les émissivités obtenues par YAMAMOTO, TANAKA et ASANO (1970) avec les valeurs obtenues par la méthode du noyau exponentiel dans laquelle ont été entrées comme données les valeurs de l'albédo de diffusion, de l'épaisseur optique, du facteur d'asymétrie données par notre méthode. La comparaison n'a pu être plus directe puisque notre méthode donne des flux montants et descendants où il n'est pas possible de dissocier flux émis, transmis et réfléchis. Il faut cependant remarquer que la méthode du noyau exponentiel est quant à ses hypothèses simplificatrices très semblable à la nôtre. La granulométrie du nuage de YAMAMOTO et al., est celle de l'altostratus de DIEM (1948) dont les rayons minimum, maximum et modal sont respectivement 1, 13 et 4,5 μm . La densité d'eau liquide (LWC) est de $0,28 \text{ gm}^{-3}$. Nous avons retenu pour nos calculs la granulométrie C_1 de DEIRMENDJIAN pour la

même densité d'eau liquide et pour des nuages d'épaisseur 2 m, 10 m et 50 m correspondant respectivement au contenu total en eau liquide $5,6 \cdot 10^{-5}$, $2,8 \cdot 10^{-4}$ et $1,4 \cdot 10^{-3}$ g.cm $^{-2}$. YAMAMOTO et al, prennent en compte l'absorption gazeuse de la vapeur d'eau à partir des résultats de COWLING (1950), tandis que notre modèle tient compte de l'absorption de la vapeur d'eau, en particulier de celle des dimères dans la fenêtre, et de l'absorption de la bande à 15 μm du CO₂. Les résultats sont présentés sur la figure III-10, en trait plein les valeurs de YAMAMOTO et al, en pointillé les nôtres. Sur l'ensemble du spectre, nos valeurs sont inférieures pour les trois nuages, ce qui peut s'expliquer par l'emploi de granulométries différentes et une résolution spectrale différente (les calculs de YAMAMOTO sont effectués tous les 50 cm $^{-1}$, alors que notre résolution moyenne est de 50 cm $^{-1}$ dans la fenêtre atmosphérique et de 100 cm $^{-1}$ pour le reste du spectre). De plus, la méthode de calcul de YAMAMOTO prend en compte l'influence d'un sol plus chaud que le nuage, que nous n'avons pas intégré dans notre modèle.

La même comparaison a été effectuée avec un nuage de particules mono-dispersées de rayon 6 μm , proche du rayon effectif moyen de la granulométrie de DIEM ; les valeurs obtenues pour l'émissivité sont là encore inférieures.

Nous avons présenté sur la figure III-10 par des croix et des points les résultats donnés directement par notre méthode, respectivement pour le nuage de 10 m et celui de 2 m d'épaisseur. Ces résultats ont été obtenus en considérant une atmosphère avec une densité très faible de vapeur d'eau en dehors du nuage et un sol très froid (190 K) de façon à limiter au maximum les contributions des flux réfléchi et transmis au flux total. L'accord est très bon dans la fenêtre entre les résultats de notre méthode et ceux donnés par la méthode du noyau exponentiel. Par contre, dans les régions de forte absorption gazeuse, l'influence de la réflexion et de la transmission perturbent les résultats.

En conclusion, malgré la difficulté d'effectuer des calculs sur le même modèle de nuage puisque les granulométries ne sont pas connues précisément, l'ensemble de ces deux comparaisons permet de conclure à un bon accord qualitatif.

Notre méthode de calcul des flux infrarouges et des taux de refroidissement a aussi été testée sur un modèle d'atmosphère claire (LONDON, 1952). Sur la figure III-11, nous avons fait apparaître les profils obtenus par RODGERS et WALSHAW (1966), BROOKS (1950), ELSASSER (1942), la méthode de FELS et SCHWARZKOPF (1975) présentée au deuxième chapitre, et la méthode présentée dans ce troisième chapitre. Les désaccords paraissent importants, de l'ordre de 0,5 °C/jour, dans la haute troposphère ; dans les basses couches, en effet, ils s'expliquent par le

fait que nous avons pris en compte l'absorption par le continuum de la vapeur d'eau (cf. Appendice). Les écarts observés pour les niveaux supérieurs peuvent être expliqués par des instabilités numériques qui prennent leur origine dans l'évaluation du terme $\frac{dB}{d\tau}$ de l'équation III-20. Pour les couches supérieures de l'atmosphère, l'absorption est faible, les épaisseurs optiques très petites et la division par $\Delta\tau$ n'a pas beaucoup de sens physique.

Dans la mesure où nous avons développé cette méthode de façon à permettre l'étude des nuages bas, ces désaccords principalement localisés dans la haute troposphère ne sont pas trop importants. De plus, même dans le cas d'une étude des nuages élevés, le refroidissement dans le nuage prend des valeurs très supérieures aux écarts observés et l'erreur relative résultante est très faible.

2 - Contribution des différentes bandes d'absorption au refroidissement total

Les contributions au refroidissement total de la fenêtre atmosphérique, de la bande de rotation de la vapeur d'eau, de la bande à 15 μm du CO_2 et de la bande à 6,3 μm de la vapeur d'eau sont présentées sur la figure III-12 pour un nuage de granulométrie C₁ situé entre 1,5 et 2,5 km, isotherme à 271,9 K avec une répartition rectangulaire de densité d'eau liquide égale à 0,4 gm^{-3} . Le contenu total en eau liquide est de $4 \cdot 10^{-2} \text{ g.cm}^{-2}$ et un tel nuage est très proche d'un corps noir. On peut remarquer à l'intérieur du nuage le refroidissement nul, qui correspond à un flux net nul, dès que l'on est éloigné de plus de 100 m des limites supérieure ou inférieure du nuage.

Le terme dominant est le refroidissement par la fenêtre atmosphérique qui contribue pour plus des 2/3 au refroidissement total. Les refroidissements dûs respectivement à la bande de rotation et au gaz carbonique ont des contributions sensiblement équivalentes dans un tel nuage. La contribution de la bande à 6,3 μm est tout à fait négligeable, environ 1 % du refroidissement total (cf. fig. III-12).

Pour le nuage étudié, le refroidissement d'environ 30 °C/h au sommet du nuage est suffisant pour réduire la température du nuage à celle équivalente à une radiance de corps noir à 213 K en 100 minutes. De telles discontinuités, de température ne se rencontrent évidemment pas ; en fait il vaudrait mieux parler de refroidissement radiatif instantané. Pratiquement le refroidissement au sommet et le léger réchauffement à la base provoquent des mouvements turbulents à l'in-

térieur du nuage et plus particulièrement à sa surface supérieure ; ceux-ci forcent vers le bas des filaments d'air supérieur stable plus sec et plus chaud qui subissent un mélange rapide avec l'air turbulent (STULL, 1973). Il y a donc conversion d'énergie : l'inversion sommitale de température est maintenue par refroidissement radiatif et évaporation des gouttelettes contre cette entrée d'air chaud et contre l'échauffement solaire (FRAVALO et ROSSET, 1977).

3 - Influence de la répartition de l'eau liquide

La figure III-13 montre le profil de flux net calculé pour un nuage avec un profil d'eau liquide (LWC) mesuré expérimentalement (GOISSA, 1968) et le profil de flux net calculé pour un nuage homogène de même extension verticale, de même contenu total en eau liquide placé dans les mêmes conditions atmosphériques de température et de répartition de vapeur d'eau. Le taux de refroidissement étant proportionnel au gradient du flux net, les taux de refroidissement dans le nuage réaliste sont beaucoup moins forts que ceux calculés pour un nuage homogène idéal.

Sauf indications contraires, nous considérerons désormais dans toute la suite un modèle de nuage que nous appellerons nuage A.

Ce nuage de 300 m d'épaisseur est situé entre 2200 et 2500 m d'altitude ; sa densité d'eau liquide est de $0,18 \text{ gm}^{-3}$, ce qui correspond à un contenu total de $1,62 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-2}$. La température de la base du nuage et de la couche d'air sec située juste au-dessus du nuage est de 271,9 K et la température du sol est de 288 K.

Le tableau III-4 présente pour le nuage A les valeurs du refroidissement pour différents profils de LWC et de température. Pour les deux derniers modèles, la densité de vapeur d'eau prend dans la couche sommitale juste en haut du nuage une valeur intermédiaire entre la valeur saturée et la valeur correspondant à l'atmosphère standard définie au § III-4.

Les quatre premiers profils de refroidissement correspondent au profil de température 1, c'est à dire à un nuage isotherme à la température du sommet du nuage. On peut remarquer que le nuage ayant toujours le même contenu total en eau liquide, le profil de refroidissement hors du nuage reste inchangé. L'émissivité du nuage qui ne dépend que de ce contenu total en eau restant identique, le profil de refroidissement au-dessus et en-dessous du nuage est essentiellement commandé par le profil de température, comme on peut le constater en comparant les résultats présentés dans les deux dernières colonnes du tableau

III-4 qui considère le même nuage pris respectivement isotherme (profil 1) et muni d'un gradient et d'une inversion au sommet (profil 2) (cf. fig. III-2).

A l'intérieur du nuage, le refroidissement est directement lié au contenu en eau liquide de chaque couche, ainsi que l'on peut le remarquer en comparant les trois premiers profils. La comparaison des troisième et quatrième profils montre l'influence du découpage en couches. Le troisième modèle considère un profil triangulaire dont la partie supérieure est décrite par trois couches, tandis que la partie supérieure du profil du quatrième modèle ne fait qu'une seule couche. Dans le troisième modèle, le fort refroidissement intervient à une profondeur relativement grande, conséquence des valeurs très faibles des épaisseurs optiques des trois premières couches.

On remarquera que pour les quatre premiers modèles le refroidissement intégré sur toute la couche nuageuse est constant avec une précision de 2 %.

En conclusion, on retiendra comme modèle réaliste de nuage le profil triangulaire de LWC proche des observations de PALTRIDGE et des moyennes de GOISSA.

4 - Influence de la quantité d'eau liquide

Les résultats présentés dans le tableau III-5 correspondent aux profils de refroidissement calculés pour un nuage de type A pour des contenus d'eau liquide croissants. Les densités retenues sont $0,05 \text{ gm}^{-3}$, $0,1 \text{ gm}^{-3}$ et $0,4 \text{ gm}^{-3}$ valeurs indiquées comme minimale et maximale pour des nuages stratiformes par ZDUNKOWSKI et CRANDALL (1971), auxquelles nous avons adjoint les valeurs $0,18 \text{ gm}^{-3}$ utilisée par PALTRIDGE (1974) et $0,28 \text{ gm}^{-3}$ utilisée par YAMAMOTO et al. (1970).

La stabilisation du profil de refroidissement hors du nuage pour des contenus totaux en eau liquide supérieure à $1,62 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-2}$ montre que le nuage peut être assimilé à un corps noir.

On aboutit aux mêmes conclusions en étudiant sur la figure III-14 les variations de l'émissivité spectrale pour différents contenus en eau liquide. Pour les très faibles contenus en eau, l'émissivité obtenue correspond à celle des constituants gazeux (vapeur d'eau à saturation, CO_2) présents dans la couche.

On peut remarquer sur le tableau III-5 l'évolution parallèle du refroidissement du sommet et de l'échauffement à la base qui augmentent avec l'accroissement de la densité d'eau liquide, les discontinuités du profil devenant de plus en plus fortes pour la première et la dernière couche du nuage.

Pour les faibles quantités d'eau, le nuage a une émissivité faible, est transparent et la base du nuage ne se réchauffe donc pas. Pour un contenu en eau liquide très grand, on tend vers la situation présentée sur la figure III-12 avec des effets extrêmes aux limites supérieure et inférieure du nuage et un refroidissement / échauffement nul au milieu du nuage ; cette situation est due à un gradient de flux net nul, les flux montant et descendant à un niveau donné dans le nuage étant tous deux égaux à la valeur du flux du corps noir à la température du nuage.

5 - Influence du rayon des particules diffusantes

L'effet de la variation du rayon des gouttes sur l'émissivité et sur le profil de refroidissement a été étudié pour le nuage A avec un profil triangulaire de LWC et le profil 2 de température (inversion au sommet du nuage). Dans le tableau III-6 figurent les profils de refroidissement pour une distribution du rayon des gouttes suivant le modèle C_1 de DEIRMENDJIAN, et pour des gouttes monodispersées de rayon 1, 3, 6, 10, 15 et 30 μm . Les figures III-15, 16 et 17 présentent la même étude pour l'émissivité spectrale.

On remarquera que le profil de refroidissement et l'émissivité ne sont que très faiblement modifiés quand on passe de la polydispersion C_1 à la monodispersion équivalente (rayon r égal à r_e , rayon effectif moyen de la polydispersion). On peut donc envisager de prendre en compte les propriétés de diffusion de nuage en terme de monodispersion équivalente.

D'autre part, pour des particules de rayon faible devant la longueur d'onde (1 et 3 μm), les profils de refroidissement sont proches. Ils se modifient rapidement avec l'augmentation du rayon qui amène des effets similaires à une diminution du contenu en eau liquide (cf. Tableau III-4) : le nuage est plus transparent, les basses couches ne s'échauffent pas, les discontinuités aux limites sont beaucoup plus faibles. Aux grandes longueurs d'onde, l'émissivité augmente fortement lorsque le rayon des gouttes diminue ; cette variation est essentiellement due à la décroissance de l'albédo de diffusion (cf. fig. III-8) ; lorsque le paramètre de MIE $\alpha = 2\pi r/\lambda$ tend vers zéro, l'extinction est dominée par l'absorption propre des gouttes (VAN DE HULST, 1957).

Dans les nuages vrais, forte densité d'eau liquide et grand rayon des gouttes vont de pair comme l'ont montré de nombreuses observations, en particulier lors de l'expérience NEPHOS. Un modèle de nuage très réaliste devrait asso-

cier à un accroissement de la densité d'eau liquide une augmentation du rayon des gouttes depuis la base jusqu'au sommet du nuage. Cet effet contribuerait encore à diminuer l'amplitude des discontinuités du profil de refroidissement aux limites supérieure et inférieure du nuage.

6 - Influence de la température sur l'émissivité

Nous avons déjà vu au paragraphe 3 que le profil de température pilotait le profil de refroidissement (cf. Tableau III-3). Nous avons étudié l'effet de la température sur l'émissivité spectrale pour le nuage A homogène et isotherme. Comme on peut le constater sur la figure III-18, l'effet reste faible et ne correspond qu'à la variation de l'émissivité des gaz contenus dans la couche, c'est-à-dire le gaz carbonique et la vapeur d'eau dont la densité à saturation varie avec la température.

On peut envisager une modélisation du nuage à partir de données climatiques statistiques où la température du nuage serait fixée en fonction de l'altitude.

V - PARAMETRISATION DE L'EMISSIVITE

Ainsi que nous l'avons déjà souligné dans l'introduction à ce troisième chapitre, la paramétrisation de l'émissivité des nuages en fonction d'une caractéristique aisément accessible est une nécessité pour pouvoir prendre en compte les interactions entre rayonnement et dynamique dans les modèles de circulation générale. Actuellement, les paramétrisations envisagées le sont en fonction du contenu total en eau liquide qui est une variable fondamentale du nuage.

Les figures III-19 et III-20 présentent l'émissivité, la transmittivité et la réflectivité calculées par la méthode du noyau exponentiel intégrées sur l'ensemble du spectre du rayonnement terrestre en fonction du contenu total en eau liquide, pour le nuage A homogène, pour différentes monodispersions et aux températures 0 °C et 15 °C. Pour les faibles contenus en eau liquide ($< 2 \cdot 10^{-5} \text{ g.cm}^{-2}$), les différents paramètres tendent vers les valeurs correspondant à la couche gazeuse. On peut remarquer que intégrée sur tout le spectre, l'émissivité croît quand le rayon des particules diminue.

Une paramétrisation complète et précise de l'émissivité en fonction

du contenu total en eau liquide nécessiterait de prendre en considération la variation des coefficients d'absorption et de diffusion avec la longueur d'onde et la taille des particules, l'absorption par les gaz présents dans la couche nuageuse.

On peut envisager dans une première étape de séparer dans l'émissivité totale les contributions respectives des gaz et de l'eau liquide en écrivant

$$\epsilon_{\text{tot}} = (1 - \epsilon_{\text{el}}) \epsilon_g + \epsilon_{\text{el}} \quad , \quad (\text{III-47})$$

où ϵ_{tot} , ϵ_{el} et ϵ_g correspondent respectivement à l'émissivité totale, de l'eau liquide et des constituants gazeux de la couche nuageuse.

La figure III-21 présente l'émissivité totale calculée directement (en trait plein) et restituée à partir de la relation III-47 (points). L'erreur relative atteint 10 % pour des contenus en eau liquide de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4} \text{ g.cm}^{-2}$. Une telle erreur est néanmoins acceptable dans la mesure où elle intervient dans la zone de croissance de la courbe et non dans les parties asymptotiques.

Compte tenu des conclusions des paragraphes II-4 et II-5, le terme ϵ_g varierait légèrement avec la température tandis que le terme ϵ_{el} indépendant de la température pourrait être déterminé pour une monodispersion équivalente. Les valeurs de l'émissivité des gaz ϵ_g peuvent être calculées connaissant l'épaisseur de la couche nuageuse en supposant une densité de vapeur d'eau saturée à la température du nuage.

L'émissivité des gouttes du nuage peut être en première approximation estimée à partir de la théorie de l'obstruction (PALTRIDGE, 1974) sur la base de sphères 100 % absorbantes.

On suppose n gouttes de rayon r dans une colonne verticale de section unité. La section efficace des gouttes de cette colonne est $n\pi r^2$ et leur masse vaut $\frac{4}{3} n\pi r^3$ pour des gouttes d'eau dont la masse volumique est 1 dans le système C.G.S.. Le coefficient d'absorption (ou d'obstruction) par unité de masse vaut

$$a = \frac{3}{4r} \quad . \quad (\text{III-48})$$

La luminance I d'un faisceau vertical de radiation émergeant de la colonne est alors donnée par

$$I = I_0 \exp \left(-\frac{3L}{4r} \right) \quad (\text{III-49})$$

où I_0 est la luminance initiale du faisceau et L le contenu total en eau liquide de la colonne (en g.cm^{-2}). L'émissivité de la colonne correspond à la quantité $(I_0 - I)/I_0$ et l'émissivité totale du nuage (en terme de flux) est

$$\epsilon_{\text{el}} = 1 - \exp \left(-1,66 \frac{3L}{4r} \right) \quad (\text{III-50})$$

Le facteur de diffusivité 1,66 prend en compte l'intégration de la luminance sur les différentes directions d'émergence.

Le rayon effectif moyen des gouttes dans un stratocumulus moyen est de l'ordre de 5 à 10 μm (CARRIER et al, 1967) et la relation (III-50) devient

$$F = F_0 \{ 1 - \exp(-a_1 L) \}$$

où a_1 est de l'ordre de $1,2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, pour des gouttes de rayon 10 μm .

La figure III-22 présente l'émissivité en fonction du contenu total en eau liquide L obtenue par différents auteurs. Les ronds correspondent aux mesures expérimentales de PALTRIDGE (1974) et la zone hachurée définit l'imprécision possible sur ces mesures. La courbe en trait plein $\epsilon = 1 - \exp(-300 L)$ est la courbe dérivée par PALTRIDGE à partir de ses mesures la courbe $\epsilon = 1 - \exp(-1200 L)$ figure en trait plein l'émissivité obtenue par la théorie de l'obstruction. Nous avons présenté nos résultats obtenus pour la polydispersion C_1 de DEIRMENDJIAN (en pointillé) et pour la monodispersion de rayon 10 μm (-.-). La courbe en tirets correspond aux résultats de YAMAMOTO et al. (1970). On peut noter l'accord général des courbes théoriques qui donnent cependant une émissivité supérieure aux émissivités mesurées.

Nous considérerons que l'ensemble des facteurs qui perturbent les mesures expérimentales de l'émissivité, en particulier les inhomogénéités tant horizontales que verticales, expliquent ces différences avec les émissivités théoriques. D'ailleurs des mesures effectuées par PLATT (1976) donnent une courbe d'émissivité moyenne très proche de la courbe correspondant à la monodispersion de rayon 10 μm . Elle est présentée (-.-.-) sur la figure III-22.

Epaisseur de la couche refroidie

Nous avons déjà vu que la couche supérieure du nuage est le siège d'un fort refroidissement. Cette couche a une épaisseur variable qui dépend

de la répartition et de la densité de l'eau liquide. Pour un nuage isotherme à la température T , le flux net à un niveau de profondeur z est donné par

$$F(z) = F_B^\uparrow(z) - F_S^\downarrow(z) \\ = (1-\epsilon') F_B^\uparrow + \epsilon' \sigma T^4 - (1-\epsilon'') F_S^\downarrow - \epsilon'' \sigma T^4 \quad (\text{III-51})$$

où F_B^\uparrow est le flux montant à la base du nuage et F_S^\downarrow le flux descendant au sommet du nuage.

Les émissivités ϵ' et ϵ'' correspondent respectivement aux parties inférieure et supérieure du nuage par rapport au niveau Z . En appelant Z l'épaisseur totale du nuage, ϵ' et ϵ'' sont reliées à l'émissivité totale ϵ par

$$\epsilon = 1 - \exp(-a'Z) \quad \epsilon' = 1 - \exp\{-a'(Z-z)\} \quad \epsilon'' = 1 \exp\{-a'z\}, \quad (\text{III-52})$$

où a' est en km^{-1} .

En introduisant les expressions des émissivités et en dérivant la relation (III-51) par rapport à z , il vient

$$\exp\{-a'(Z-z)\} \{F_B^\uparrow - \sigma T^4\} + \exp(-a'z) \{F_S^\downarrow - \sigma T^4\} = 0 \quad (\text{III-53})$$

d'où l'on tire la valeur z_h

$$z_h = \frac{1}{2} \left[Z + \frac{1}{a'} \log \left(\frac{F_S^\downarrow - \sigma T^4}{\sigma T^4 - F_B^\uparrow} \right) \right].$$

A partir de cette épaisseur z_h , le flux net est nul ou constant et le refroidissement est donc nul. Tout le refroidissement s'est donc effectué dans la partie supérieure du nuage d'épaisseur z_h .

Bilan radiatif global

L'échauffement dû à l'absorption du rayonnement solaire a été calculé pour le nuage de GOISSA (1969), déjà présenté dans ce chapitre au § IV-1. Le taux d'échauffement est évalué à l'aide d'un programme mis au point au laboratoire (FOUQUART, BONNEL, MORCRETTE, (1976)). Nous avons présenté dans le tableau III-7, les taux de refroidissement, d'échauffement et le bilan radiatif calculés par nos méthodes et les valeurs correspondantes de GOISSA obtenues

expérimentalement à partir d'un ensemble d'observations moyennes. L'échauffement est dans l'ensemble de l'atmosphère sous évalué. Ces écarts comme ceux observés sur le profil de refroidissement peuvent être expliqués par les différences de granulométrie et par le fait que ces résultats ont été obtenus par des moyens tout à fait différents, calcul numérique d'une part, valeurs moyennes d'observations d'autre part.

Le bilan radiatif que nous avons obtenu amène des mouvements convectifs plus importants dans le nuage, mais diminue l'influence diurne du rayonnement solaire. Le refroidissement total n'est modulé que pour environ 10 % par le rayonnement solaire.

CONCLUSION

La méthode de calcul des flux infrarouges et des taux de refroidissement radiatif que nous avons développée pour des atmosphères diffusantes s'avère bien adaptée au calcul dans les milieux nuageux. Alors que l'ensemble des méthodes décrites dans la littérature (ZDUNKOWSKI et al. (1971), YAMAMOTO et al. (1966, 1970)), considèrent des nuages homogènes, isotropes et isothermes, notre méthode permet de traiter un nuage dont les profils verticaux de température, de répartition de l'eau liquide, des absorbants gazeux, de rayon des particules diffusantes peuvent être quelconques, il serait donc possible de tester un modèle de nuages très réaliste dont la densité d'eau liquide et le rayon des gouttes augmenteraient depuis la base jusqu'au sommet du nuage, ainsi que de nombreuses observations l'ont montré. Les résultats de l'expérience NEPHOS permettront une telle étude approfondie de nuages réalistes.

Cette méthode pourrait être appliquée à d'autres types de nuages, en particulier les nuages de glace tels les cirrus, en considérant comme l'indique VAN DE HULST (1957) les cristaux de glace comme des particules sphériques de rayon équivalent $r = (A/4\pi)^{1/2}$ où A est la surface de la particule.

De la même manière, connaissant les caractéristiques de diffusion de grande longueur d'onde des aérosols, notre méthode permettrait d'étudier la modification du refroidissement due aux aérosols et de contribuer à l'étude des basses couches de l'atmosphère.

La méthode mise au point prend en compte les phénomènes de diffusion par une approximation relativement simple, ce qui a pour conséquence une précision à priori inférieure aux méthodes précédemment mentionnées qui utilisent des approximations beaucoup plus élaborées, qui par ailleurs consomment beaucoup de temps en machine.

La rapidité de calcul de notre méthode permettra à celle-ci d'être utilisée comme sub-routine dans un modèle de couche limite en présence de stratocumulus.

Cependant notre méthode comme toutes celles présentées dans la littérature a pour limitation essentielle l'absence de données précises sur les nuages, granulométrie, densité d'eau liquide, etc..., due principalement au caractère très inhomogène des nuages, surtout dans leur extension horizontale. Mais aucune de ces méthodes ne peut en tenir compte.

$\Delta\nu_{\text{cm}^{-1}}$	A_1	K_1	A_2	K_2	A_3	K_3	A_4	K_4	A_5	K_5
2200-2050	0,226542	0,199526	0,182249	5,75440	0,031143	0,060256	0,154339	30,1995	0,405727	0,870964
2050-1950	0,226542	0,199526	0,182249	5,75440	0,031143	0,060256	0,154339	30,1995	0,505727	0,870964
1950-1850	0,046397	2344,23	0,203846	12,8825	0,040492	0,128825	0,225511	69,1831	0,478755	2,51189
1850-1750	0,082362	4786,30	0,352169	39,8107	0,297913	288,403	0,26496	9,77237	0,0	0,0
1750-1650	0,097110	3630,78	0,028444	30903,0	0,439644	117,490	0,288706	831,764	0,146097	22,9087
1650-1550	0,099515	2754,23	0,021382	19498,4	0,400919	66,0693	0,282400	467,735	0,195784	15,1356
1550-1450	0,092273	3630,78	0,022449	30903,0	0,442430	120,226	0,298488	851,138	0,144360	23,4423
1450-1350	0,073487	3890,45	0,328840	29,5121	0,282334	208,930	0,315339	7,07946	0,0	0,0
1350-1200	0,210476	0,218776	0,178032	6,16595	0,024961	0,0660693	0,171676	31,6228	0,414855	0,954993
1200-1140	0,036322	1,86209	0,041051	8,51138	0,639680	0,014544	0,233638	0,239883	0,047309	0,0
1140-1080	0,042876	0,933254	0,022071	5,49441	0,656349	0,010000	0,098119	0,177828	0,180586	0,0
1080-1000	0,065668	0,676083	0,009994	4,16669	0,616744	0,010000	0,026680	0,158489	0,284914	0,0
1000- 940	0,006924	0,78630	0,023310	0,48779	0,499813	0,010000	0,465952	0,0	0,0	0,0
900- 840	0,003702	12,0226	0,091687	0,288403	0,021212	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
840- 800	0,049950	0,794328	0,003959	3,80189	0,662429	0,645654	0,650226	0,010000	0,233173	0,0
800- 760	0,042536	1,62181	0,027871	6,76683	0,649774	0,010000	0,10461	0,173780	0,179201	0,0
760-560	0,276804	0,134896	0,161471	4,57088	0,102893	0,0138038	0,221113	0,229087	0,058706	0,0
560- 500	0,167230	0,288403	0,172860	7,58778	0,010641	0,0389045	0,099767	26,3027	0,359065	0,562341
500- 380	0,063881	2931,21	0,024269	0,204174	0,276437	0,0891251	0,218312	38,9045	0,430956	1,28825
380- 280	0,095192	3162,28	0,046137	28183,8	0,415917	17,7828	0,230572	104,713	0,404841	3,63078
280- 160	0,109579	676,083	0,123711	42638,0	0,375165	85,1138	0,300464	2137,96	0,090781	50,1187
160- 40	0,136000	45708,8	0,387764	389,045	0,437142	3311,31	0,039094	104,731	0,0	0,0
40- 0	0,090722	6918,31	0,353838	42,6580	0,297360	316,228	0,258080	10,4713	0,0	0,0

$$A_i = p(k_i) ; K_i = k_i \text{ de l'eq. III-7}$$

TABLEAU III-1

Coefficients des sommes d'exponentielles pour la transmission de la vapeur d'eau.

¶ Pour l'intervalle 760 - 560 cm^{-1} , les coefficients sont pour la transmission du gaz carbonique (bande à 15 μm).



Limites de l'intervalle Spectral en cm^{-1}	Facteur d'asymétrie $g = \beta_1/3$	Albédo pour une diffusion $\bar{\omega}$	Coefficient efficace de diffusion normalisé. σ_{dif}
0 - 40	0	0	0
40 - 160	0,057	0,033	5 E - 6
160 - 280	0,117	0,248	3,8 E - 5
280 - 380	0,233	0,497	7,6 E - 5
380 - 500	0,467	0,464	7,1 E - 5
500 - 560	0,717	0,425	6,5 E - 5
560 - 760	0,744	0,349	5,357 E - 5
760 - 800	0,803	0,311	3,897 E - 5
800 - 840	0,823	0,296	3,272 E - 5
840 - 900	0,843	0,317	3,068 E - 5
900 - 940	0,858	0,385	3,493 E - 5
940 - 1000	0,864	0,519	5,354 E - 5
1000 - 1080	0,869	0,636	8,015 E - 5
1080 - 1140	0,871	0,706	1,059 E - 4
1140 - 1200	0,873	0,722	1,212 E - 4
1200 - 1350	0,875	0,745	1,431 E - 4
1350 - 1450	0,875	0,757	1,605 E - 4
1450 - 1550	0,888	0,705	1,465 E - 4
1550 - 1650	0,903	0,631	1,246 E - 4
1650 - 1750	0,912	0,611	1,192 E - 4
1750 - 1850	0,890	0,682	1,406 E - 4
1850 - 1950	0,876	0,739	1,597 E - 4
1950 - 2050	0,862	0,786	1,770 E - 4
2050 - 2200	0,848	0,824	1,901 E - 4

TABLEAU III.2.

Paramètres de diffusion de la polydispersion C 1.



λ en μm	Indice de réfraction	Rayon de la monodisper- sion	Facteur d'asymétrie calculé	I.P.	w_o calculé	I.P.	K_1 calculé	I.P.
5	1,325 - 0,0124 i * 1,331 - 0,0123 i	1	0,3036	0,3043	0,8007	0,8081	0,2354	0,2419
		3	0,8257	0,8241	0,9276	0,9297	2,4881	2,5576
		10	0,7604	0,7656	0,7357	0,7415	1,9944	2,0170
9	1,262 - 0,0400 i * 1,269 - 0,0405 i	1	0,0865	0,0870	0,1793	0,1861	0,0888	0,0908
		3	0,6945	0,6945	0,6252	0,6340	0,7021	0,7339
		10	0,9149	0,9123	0,7770	0,7694	3,1750	3,2097
11,5	1,126 - 0,1415 i * 1,145 - 0,1530 i	1	0,0508	0,0510	0,0162	0,0185	0,2038	0,2196
		3	0,5059	0,5118	0,1522	0,1686	0,6439	0,7060
		10	0,9232	0,9219	0,3978	0,4168	1,7007	1,8262
30,3	1,550 - 0,3274 i * 1,652 - 0,3369 i	1	0,0085	0,0092	0,0051	0,0068	0,1334	0,1288
		3	0,0775	0,0829	0,1060	0,1350	0,5116	0,5281
		10	0,6886	0,6900	0,4591	0,4935	2,4288	2,7446
100	1,957 - 0,4532 i * 1,878 - 0,5292 i	1	0,0010	0,0009	0,0003	0,0003	0,0386	0,0478
		3	0,0086	0,0081	0,0082	0,0066	0,1207	0,1488
		10	0,0958	0,0908	0,1956	0,1650	0,6603	0,7582

TABLEAU III.3.

Comparaison des paramètres de diffusion

I.P. : IRVINE et POLLACK (1968)



Profil d'eau liquide	Rectangulaire	Linéaire	Triangulaire	Triangulaire	Triangulaire
	Isotherme	Isotherme	3 couches isotherme	1 couche isotherme profil 1	1 couche profil 2
altitude en km					
3	- 1,30	- 1,31	- 1,30	- 1,30	- 1,40
2,6	- 1,92	- 1,93	- 1,91	- 1,93	- 2,46
2,54	- 2,28	- 2,29	- 2,26	- 2,28	- 4,37
2,52	- 2,59	- 2,60	- 2,57	- 2,60	- 5,43
2,50	- 3,02	- 3,04	- 2,99	- 3,03	- 7,28
2,49	- 149	- 270	- 16,2		
2,48	- 129	- 203	- 31,6		
2,46	- 106	- 136	- 53,0	- 122	- 118
2,44	- 81,6	- 79,3	- 202	- 139	- 92,4
2,42	- 62,5	- 45,9	- 114	- 78,4	- 52,6
2,40	- 47,7	- 25,0	- 64,9	- 43,3	- 27,9
2,35	- 28,8	- 4,21	- 21,8	- 11,7	- 0,66
2,30	- 9,64	+ 10,6	+ 5,76	+ 9,43	+ 13,8
2,25	+ 6,21	+ 13,4	+ 13,1	+ 14,5	+ 14,6
2,20	+ 25,0	+ 6,74	+ 7,11	+ 7,52	+ 5,08
2,15	+ 1,22	+ 1,21	+ 1,19	+ 1,21	+ 0,14
2,10	+ 1,28	+ 1,27	+ 1,26	+ 1,27	+ 0,65
2,0	+ 0,49	+ 0,49	+ 0,47	+ 0,49	+ 0,06
1,0	- 0,04	- 0,04	- 0,05	- 0,04	- 0,17
0	- 0,59	- 0,59	- 0,60	- 0,59	- 0,69
froidissement total du nuage	- 29,84	- 29,79	- 29,41	- 29,78	- 21,43

TABLEAU III-4

Variation du profil de refroidissement (en °C/jour) avec la répartition de la densité d'eau liquide et la température.

Nuage A polydispersion C₁



Contenu total en eau li- quide en g/cm ²	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$1,62 \cdot 10^{-3}$	$2,52 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$
Altitude en km					
3	- 1,26	- 1,29	- 1,30	- 1,31	- 1,31
2,6	- 1,81	- 1,89	- 1,92	- 1,93	- 1,94
2,54	- 2,13	- 2,23	- 2,28	- 2,29	- 2,30
2,52	- 2,44	- 2,54	- 2,59	- 2,60	- 2,62
2,5	- 2,87	- 2,97	- 3,02	- 3,03	- 3,05
2,49	- 44,5	- 85,6	- 149	- 222	- 304
2,48	- 41,2	- 77,8	- 129	- 182	- 229
2,46	- 37,7	- 68,4	- 106	- 136	- 154
2,44	- 33,8	- 57,7	- 81,6	- 93,0	- 91,9
2,42	- 30,3	- 48,6	- 62,5	- 63,9	- 55,5
2,40	- 27,1	- 40,6	- 47,7	- 43,9	- 34,0
2,35	- 22,0	- 29,1	- 28,8	- 22,4	- 14,7
2,30	- 15,7	- 15,6	- 9,64	- 3,75	- 0,50
2,25	- 10,0	- 4,14	+ 6,21	+ 12,4	+ 13,5
2,20	- 4,74	+ 6,89	+ 25,0	+ 40,2	+ 51,5
2,15	+ 0,76	+ 1,08	+ 1,22	+ 1,25	+ 1,26
2,10	+ 0,83	+ 1,14	+ 1,28	+ 1,31	+ 1,32
2,0	+ 0,05	+ 0,35	+ 0,49	+ 0,52	+ 0,53
1,0	- 0,45	- 0,17	- 0,04	- 0,00	- 0,00
0,0	- 1,03	- 0,73	- 0,59	- 0,55	- 0,54

TABLEAU III-5

Variation du profil de refroidissement (en °C/jour) avec la quantité d'eau liquide.

Nuage type A

profil rectangulaire

polydispersion C₁

Altitude km	Polydispersion			Monodispersion de rayon r				
	C_1	$r_e = 6\mu\text{m}$	1 μm	3 μm	6 μm	10 μm	15 μm	30 μm
3,0	- 1,30	- 1,29	- 1,31	- 1,30	- 1,29	- 1,27	- 1,23	- 1,23
2,6	- 1,93	- 1,87	- 1,94	- 1,92	- 1,88	- 1,84	- 1,74	- 1,74
2,54	- 2,28	- 2,21	- 2,29	- 2,27	- 2,22	- 2,16	- 2,04	- 2,04
2,52	- 2,60	- 2,52	- 2,61	- 2,58	- 2,53	- 2,47	- 2,35	- 2,35
2,5	- 3,03	- 2,94	- 3,03	- 3,01	- 2,95	- 2,89	- 2,77	- 2,77
2,46	- 122	- 151	- 150	- 122	- 91,1	- 66,7	- 35,5	- 35,5
2,44	- 139	- 133	- 136	- 135	- 117	- 93,1	- 53,0	- 53,0
2,42	- 78,4	- 64,1	- 66,4	- 75,4	- 74,7	- 65,3	- 41,8	- 41,8
2,40	- 43,3	- 33,0	- 33,4	- 41,6	- 46,8	- 45,1	- 32,8	- 32,8
2,35	- 11,7	- 8,57	- 7,19	- 11,5	- 18,3	- 22,4	- 21,2	- 21,2
2,30	+ 9,43	+ 9,66	+ 11,5	+ 8,83	+ 1,87	- 4,74	- 10,5	- 10,5
2,25	+ 14,5	+ 17,45	+ 18,3	+ 14,0	+ 7,46	+ 1,71	- 4,40	- 4,40
2,20	+ 7,52	+ 9,95	+ 10,0	+ 7,34	+ 4,37	+ 1,89	- 1,11	- 1,11
2,15	+ 1,21	+ 1,19	+ 1,24	+ 1,21	+ 1,13	+ 0,99	+ 0,60	+ 0,60
2,10	+ 1,27	+ 1,25	+ 1,29	+ 1,27	+ 1,19	+ 1,05	+ 0,66	+ 0,66
2,00	+ 0,49	+ 0,46	+ 0,51	+ 0,48	+ 0,41	+ 0,27	- 0,11	- 0,11
1,0	- 0,04	- 0,06	- 0,02	- 0,04	- 0,11	- 0,24	- 0,58	- 0,58
0,0	- 0,59	- 0,61	- 0,57	- 0,60	- 0,67	- 0,80	- 1,14	- 1,14

TABLEAU III-6

Variations du profil de refroidissement (en $^{\circ}\text{C/jour}$) avec le rayon des gouttes.

Nuage A profil triangulaire.

INRA
SIS

Altitude en m	Taux de refroidissement		Taux d'échauffement		Bilan radiatif	
	GOISSA	Nos résultats	GOISSA	Nos résultats	GOISSA	Nos résultats
100	0,00	- 0,03	0,03	0,02	0,03	- 0,01
420	0,08	0,10	0,16	0,04	0,24	0,14
470	0,20	0,31	0,24	0,06	0,44	0,37
520	0,02	0,20	0,29	0,11	0,31	0,31
570	0,00	0,06	0,28	0,19	0,28	0,25
620	- 0,14	- 0,02	0,44	0,35	0,30	0,33
670	- 0,40	- 0,15	0,44	0,44	0,04	0,29
720	- 0,65	- 1,24	0,48	0,54	0,17	- 0,70
770	- 3,55	- 5,14	0,63	0,44	- 2,92	- 4,70
820						
1100	- 0,06	- 0,06	0,07	0,05	0,01	0,01
1900	- 0,09	- 0,08	0,07	0,05	- 0,02	- 0,03
2800						

Albédo du sol = 0 ; hauteur du soleil 40°. Toutes les valeurs sont en °C/heure.

TABLEAU III-7

Comparaison des refroidissement, échauffement et bilan global pour le nuage de GOISSA (1969).



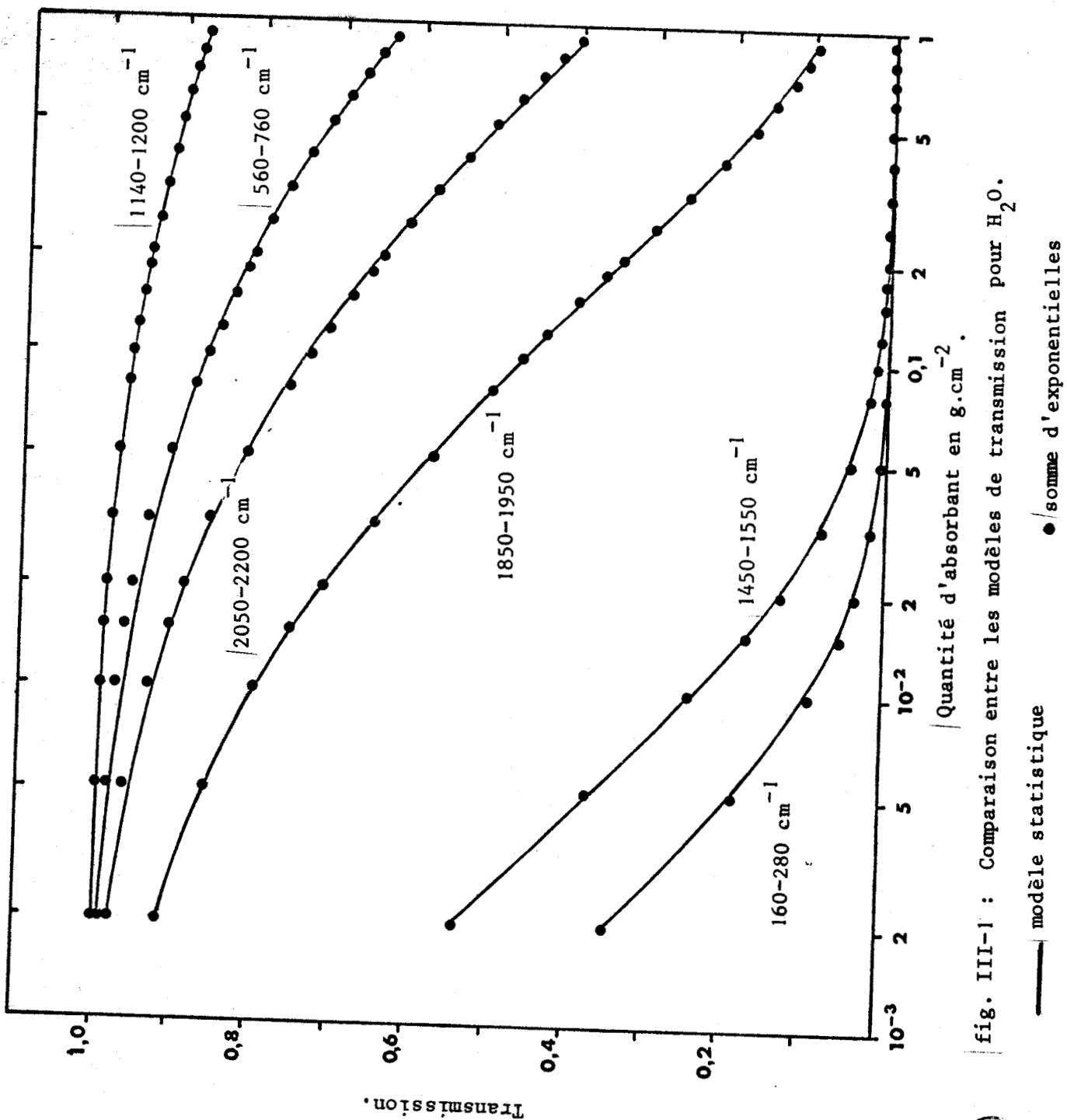


fig. III-1 : Comparaison entre les modèles de transmission pour H_2O .



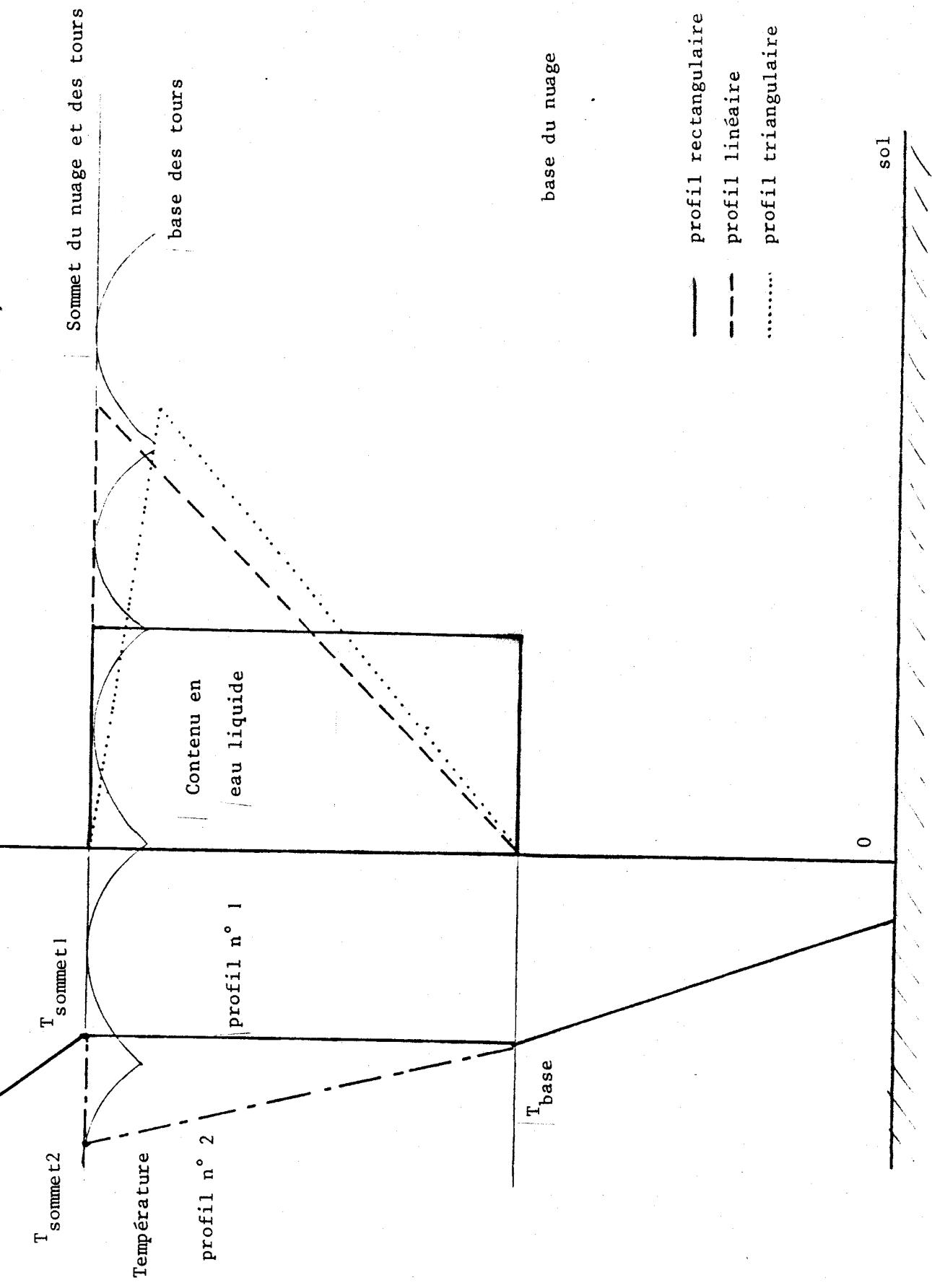


fig. III-2 : Répartition de l'eau liquide et profils de température dans le nuage.

15

10

Rayon en $\mu\text{m.}$

5

fig. III-3 : Granulométrie C1.

0

-2

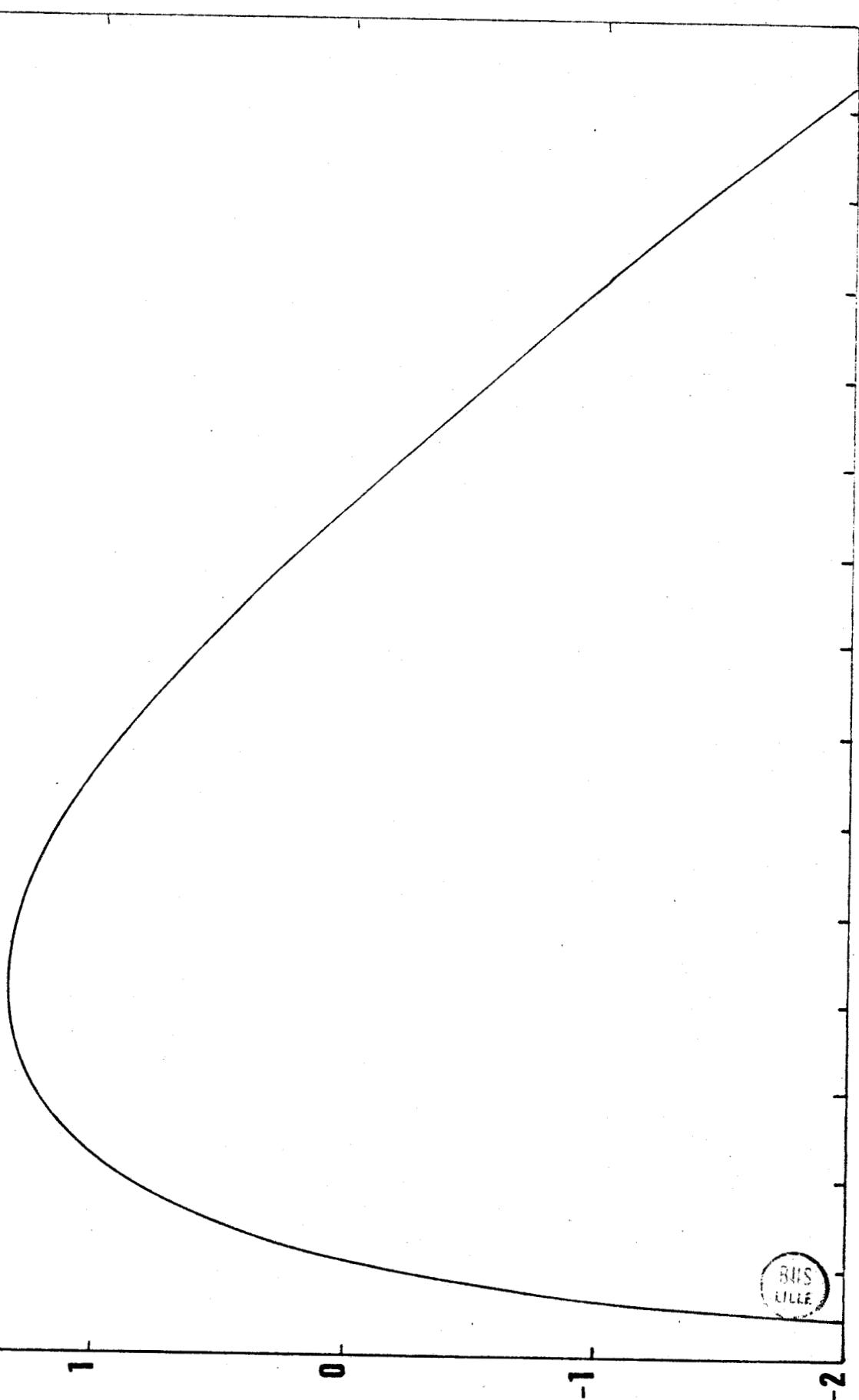
-1

0

1

2

\log (nombre de gouttes) en cm^{-3}



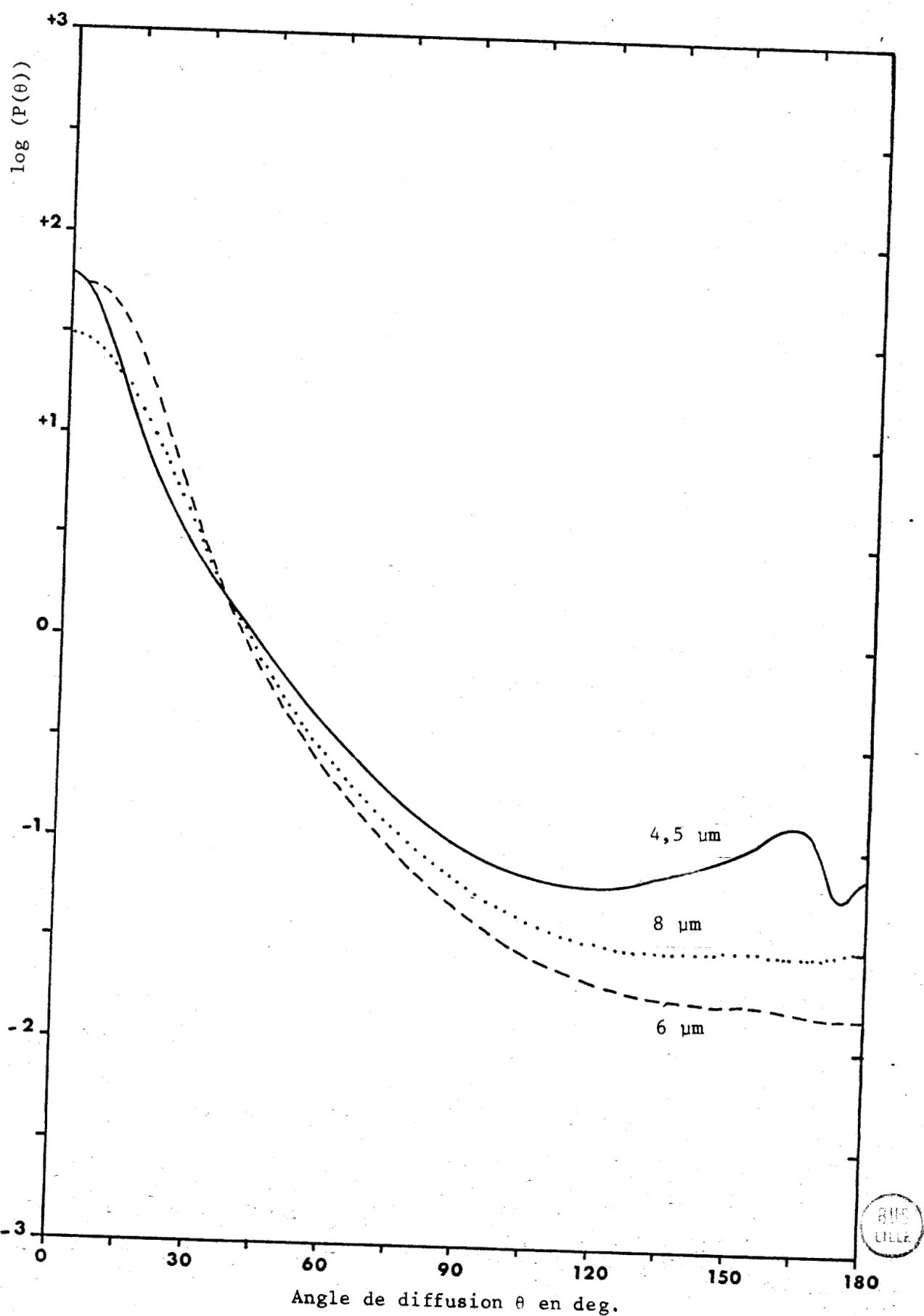


fig. III-4 : Fonction de phase de la polydispersion C1.

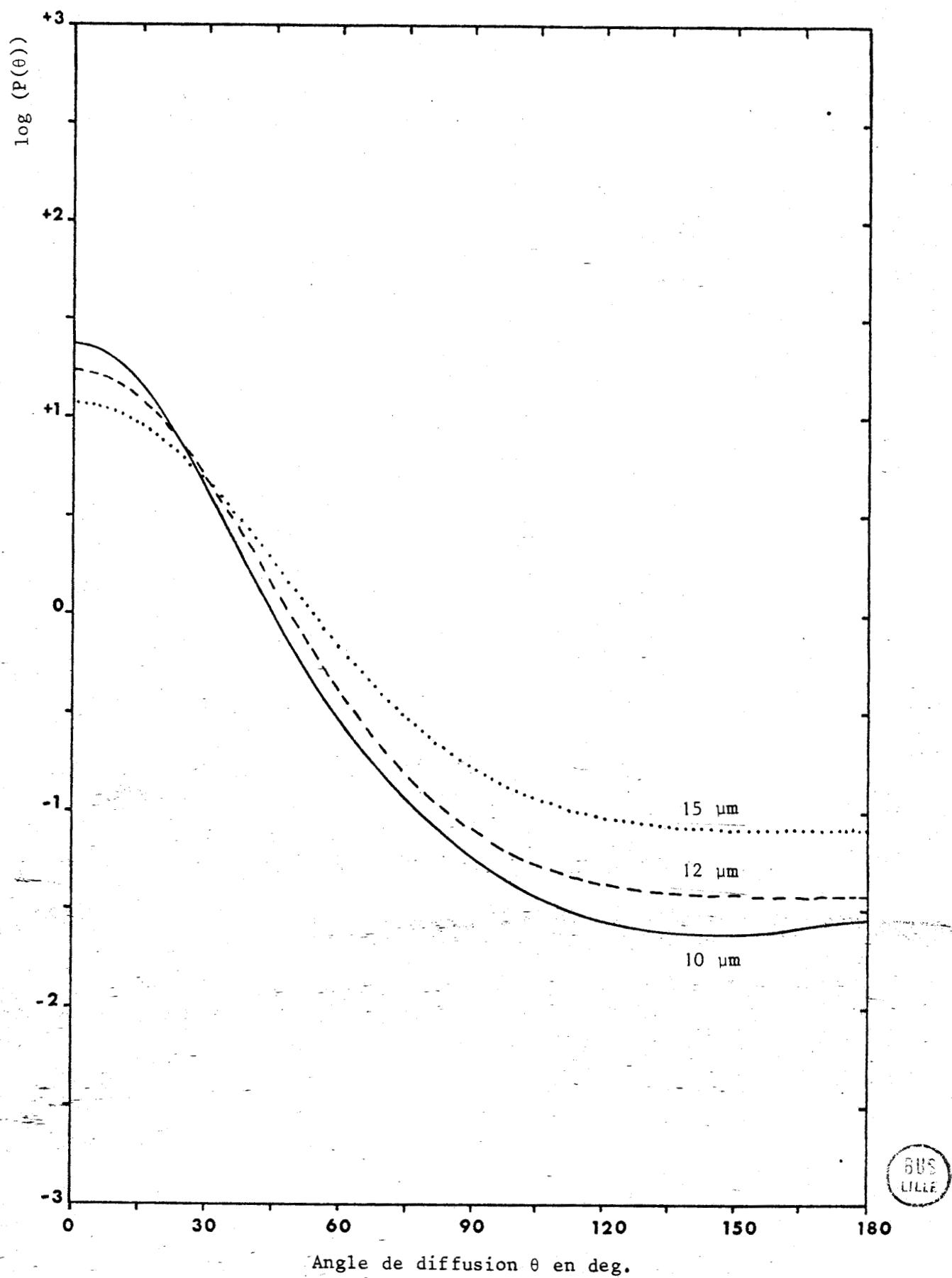
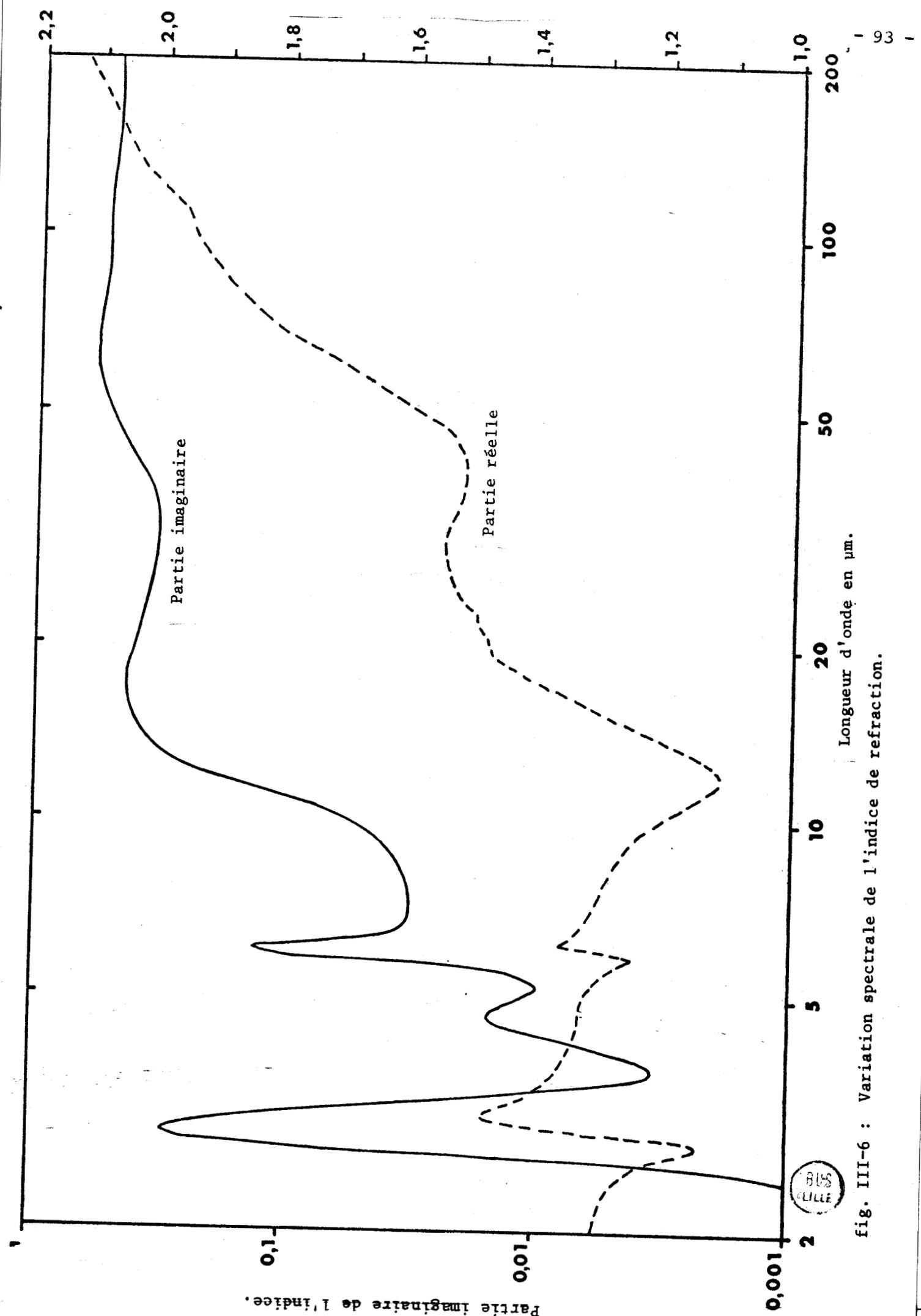


Fig. III-5 : Fonction de phase de la polydispersion C1.



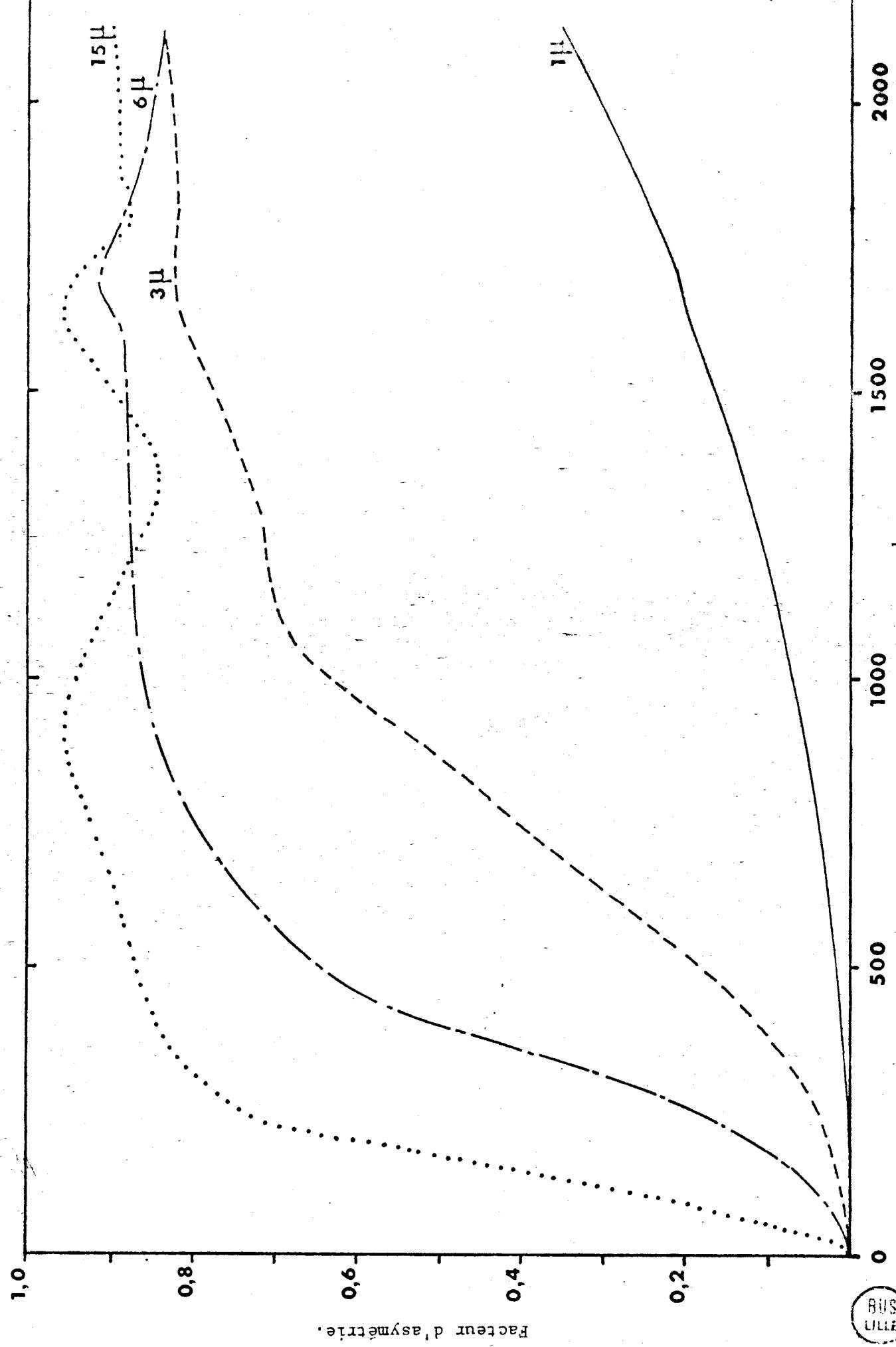


fig. III-7 : Variation spectrale du facteur d'asymétrie.

Nombre d'onde en cm^{-1} .

BUS
LILLE

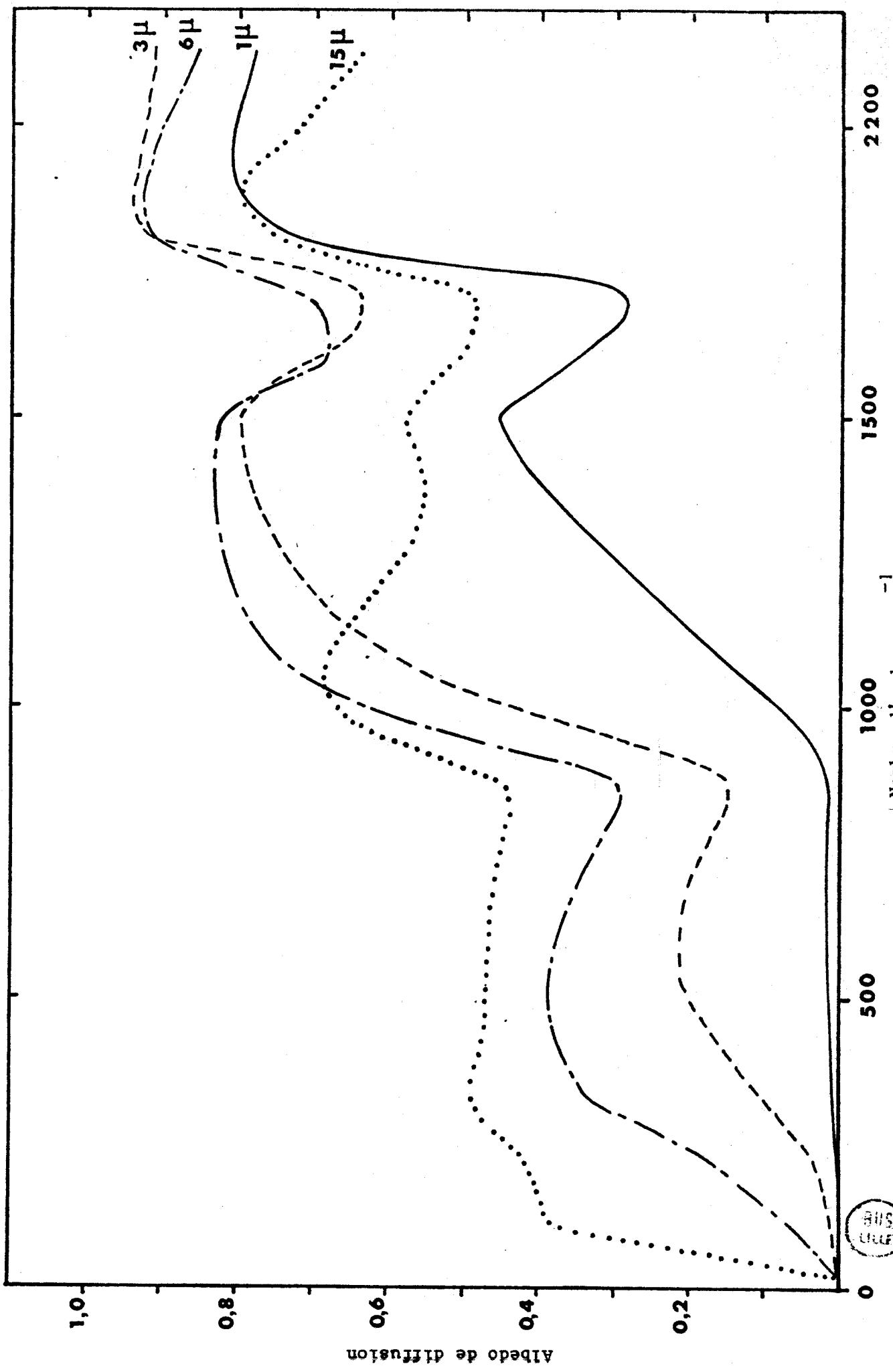


fig. III-8 : Variation spectrale de l'albedo de diffusion.

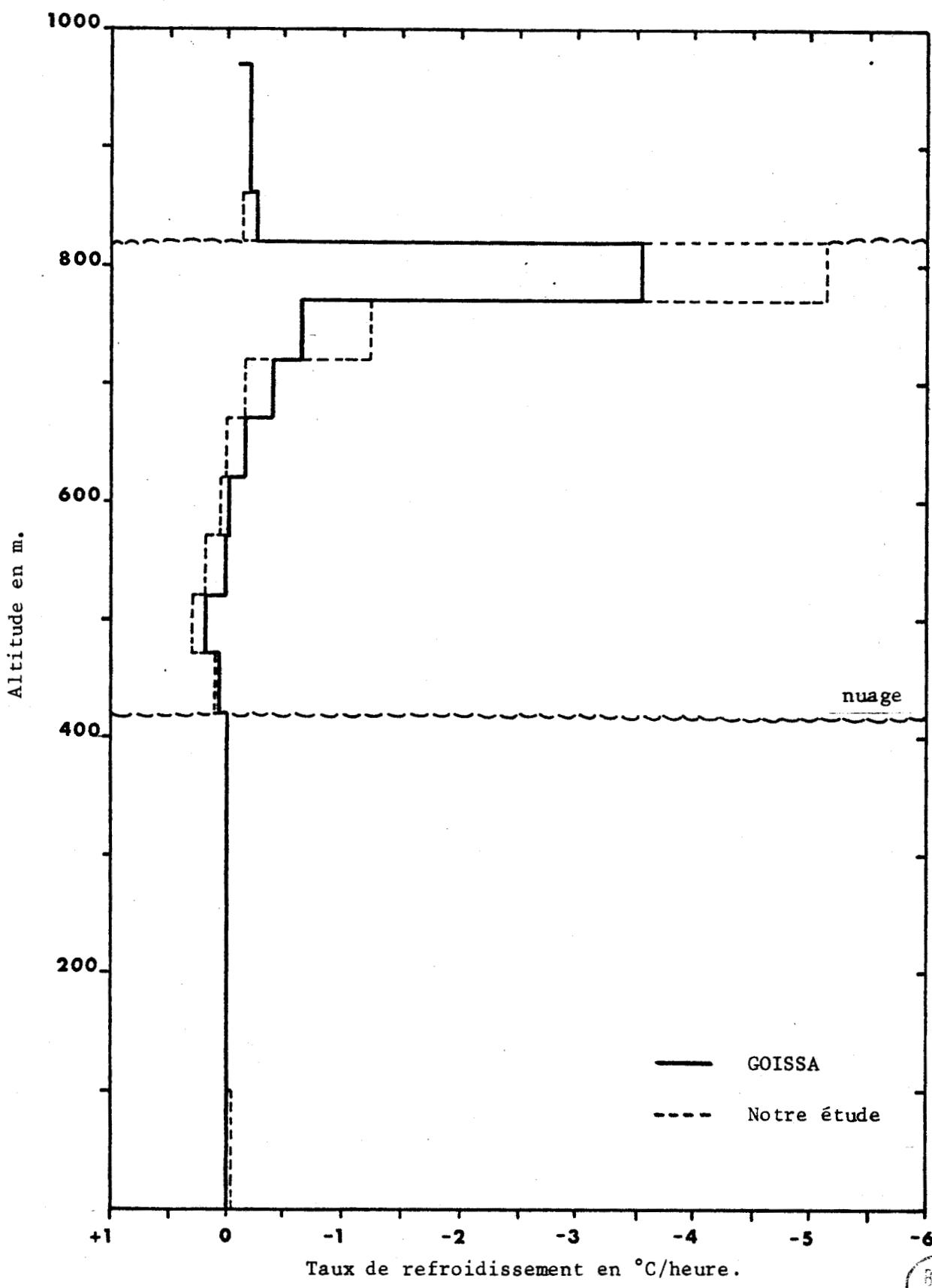


fig. III-9 : Comparaison des profils de refroidissement.



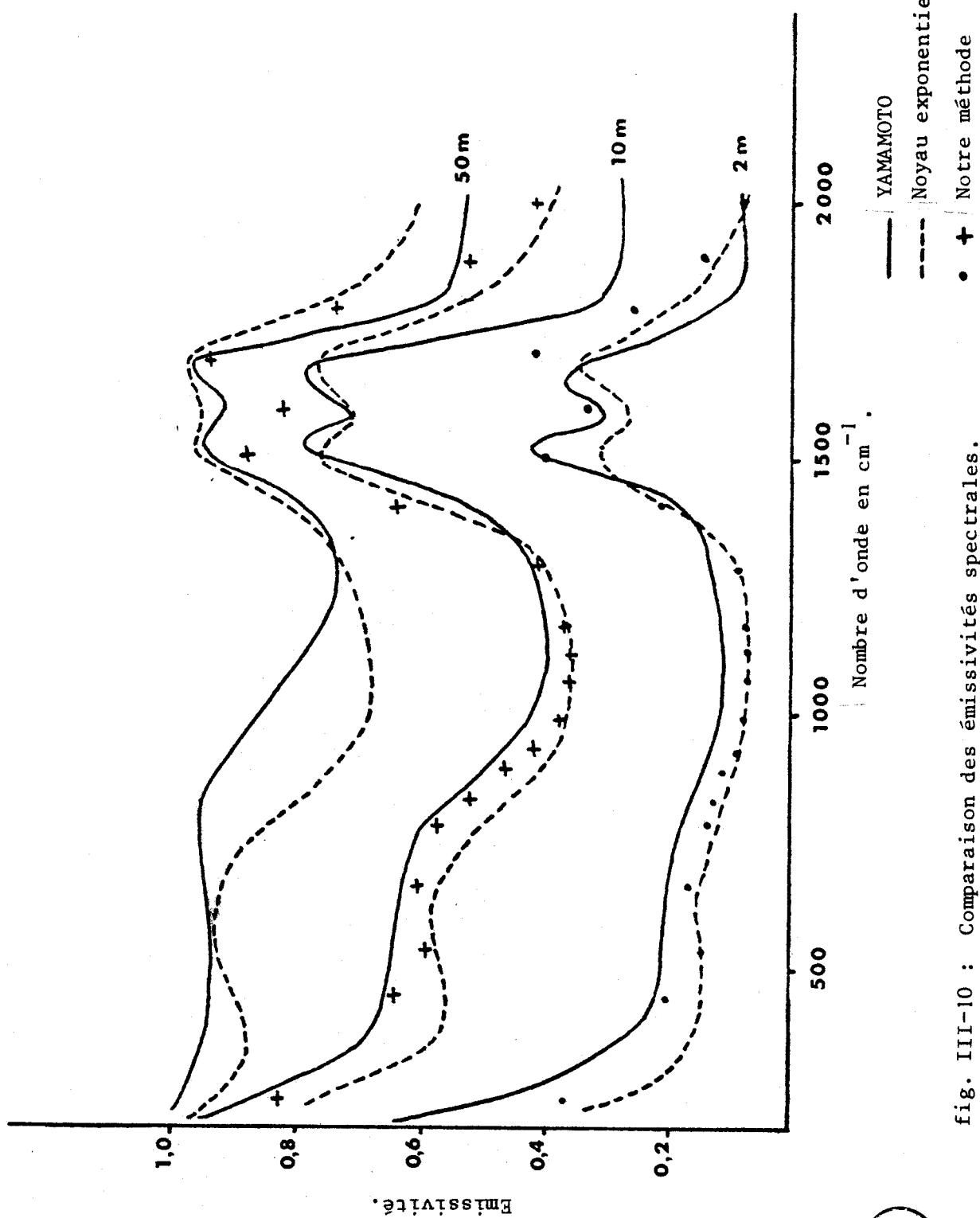


fig. III-10 : Comparaison des émissivités spectrales.

305
LILLE

Altitude en km.

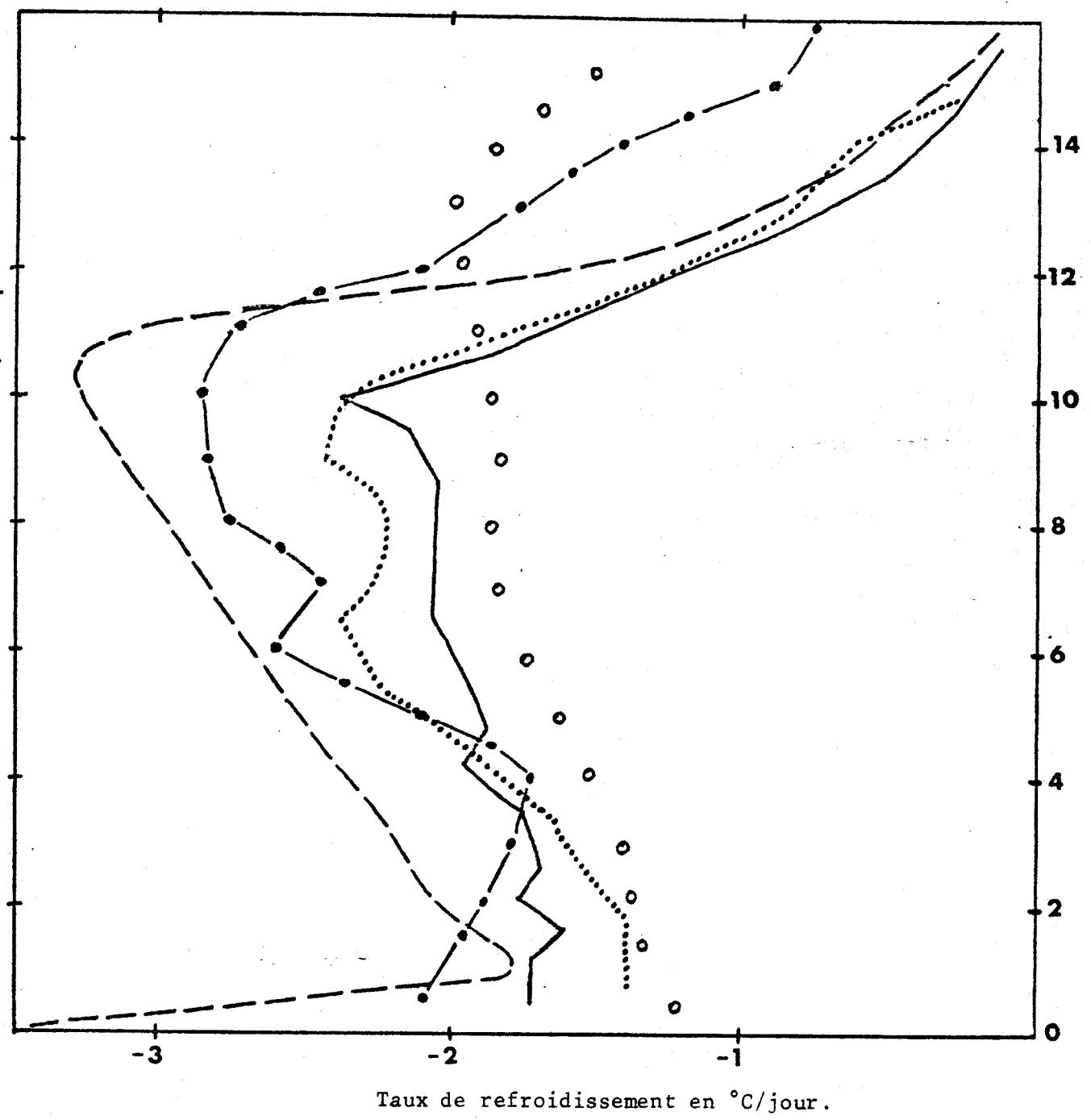


fig. III-11 : Comparaison des profils de refroidissement radiatif.

- ELSASSER
- BROOKS
- FELS-SCHWARZKOPF
- RODGERS-WALSHAW
- nos résultats

BHS
VILLE

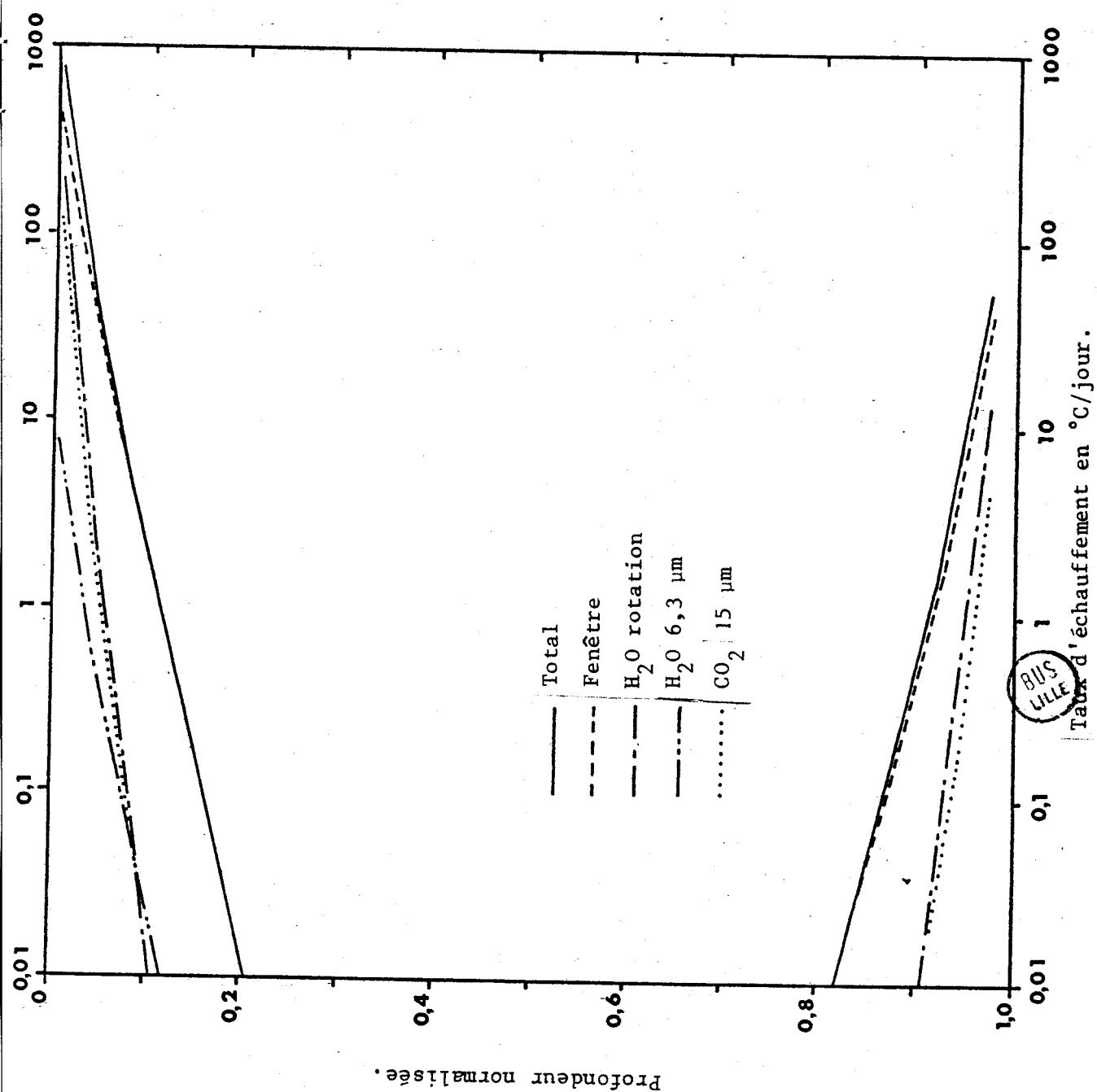


fig. III-12 : Contribution des différentes bandes d'absorption au refroidissement total.

au refroidissement total.

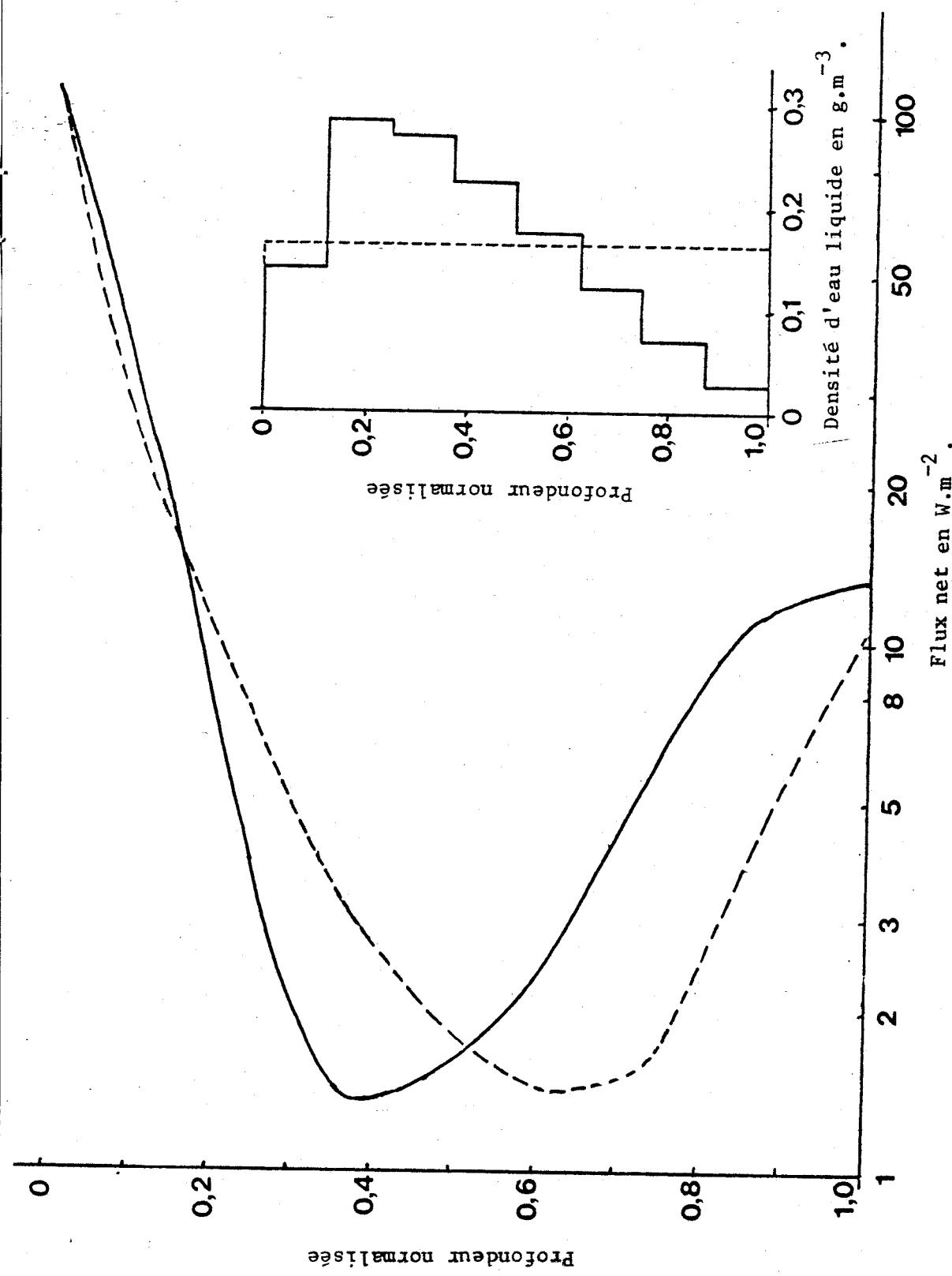


fig. III-13 : Variation du profil du flux net avec la répartition de l'eau liquide.

3775
B15

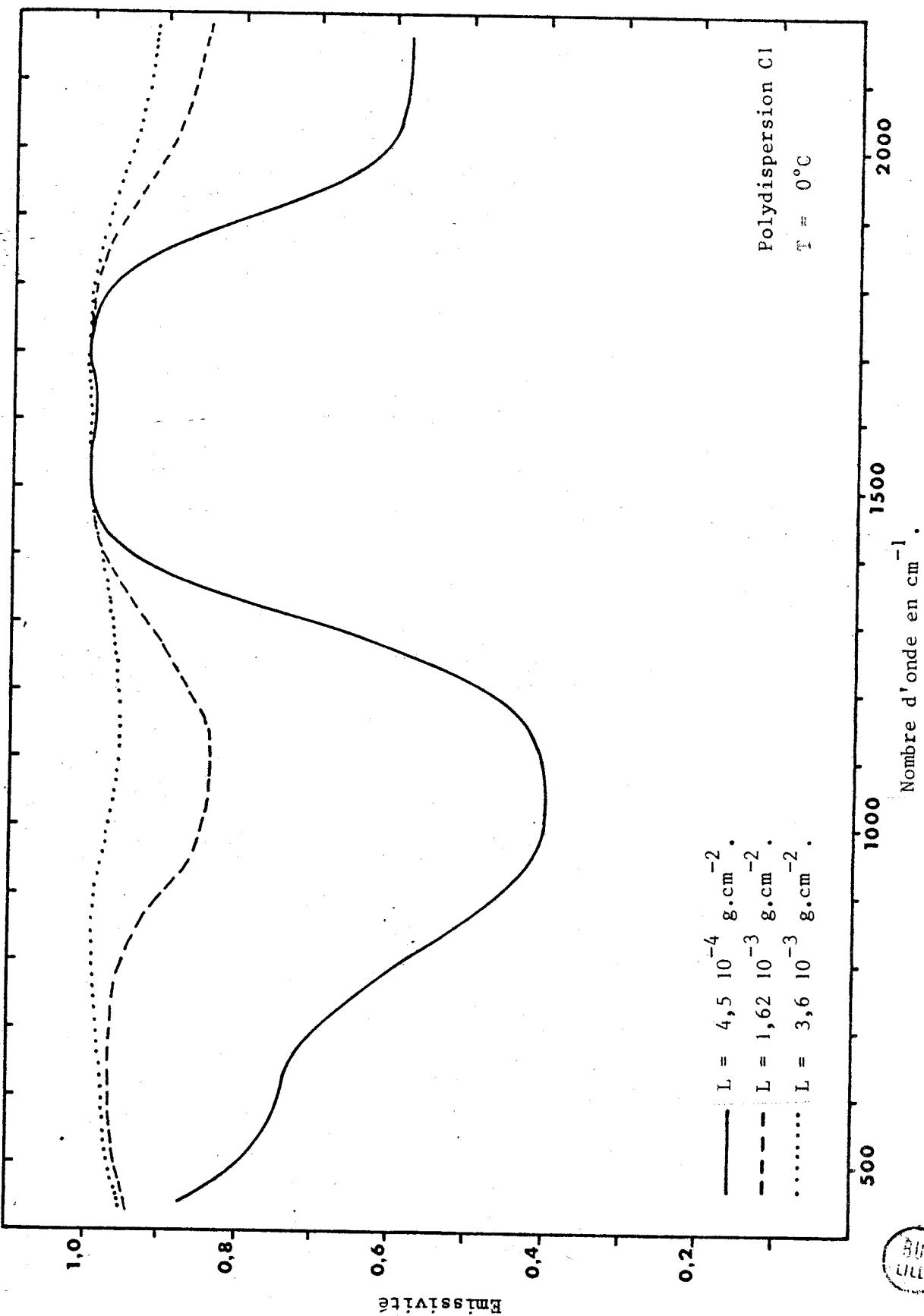


Fig. III-14 : Variation de l'émissivité spectrale avec le contenu total en eau liquide.

DU
SIECLE

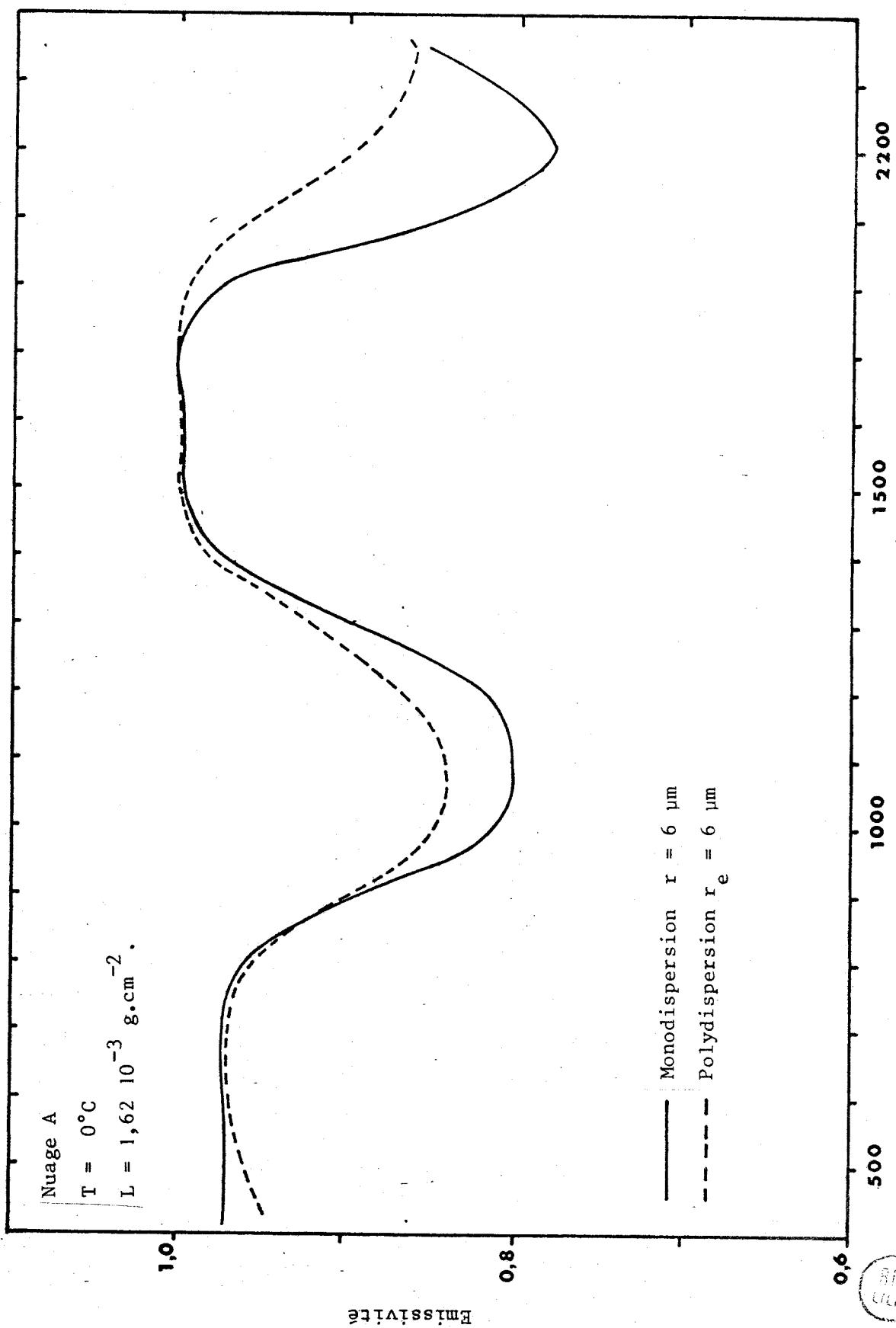


Fig. III-15 : Comparaison des émissivités spectrales pour la polydispersion C1 et la monodispersion équivalente.

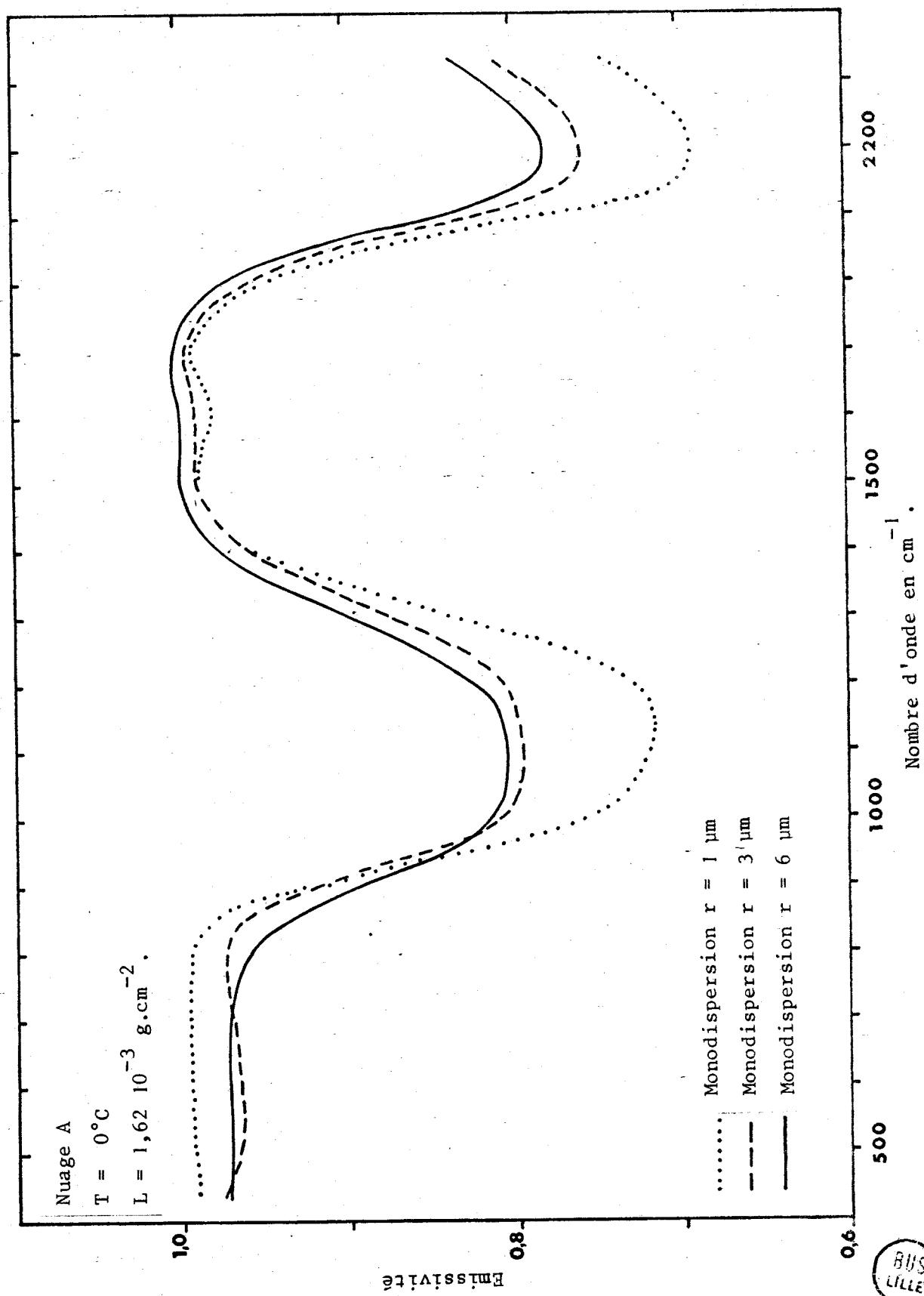


fig. III-16 : Variation de l'émissivité spectrale avec le rayon des particules.

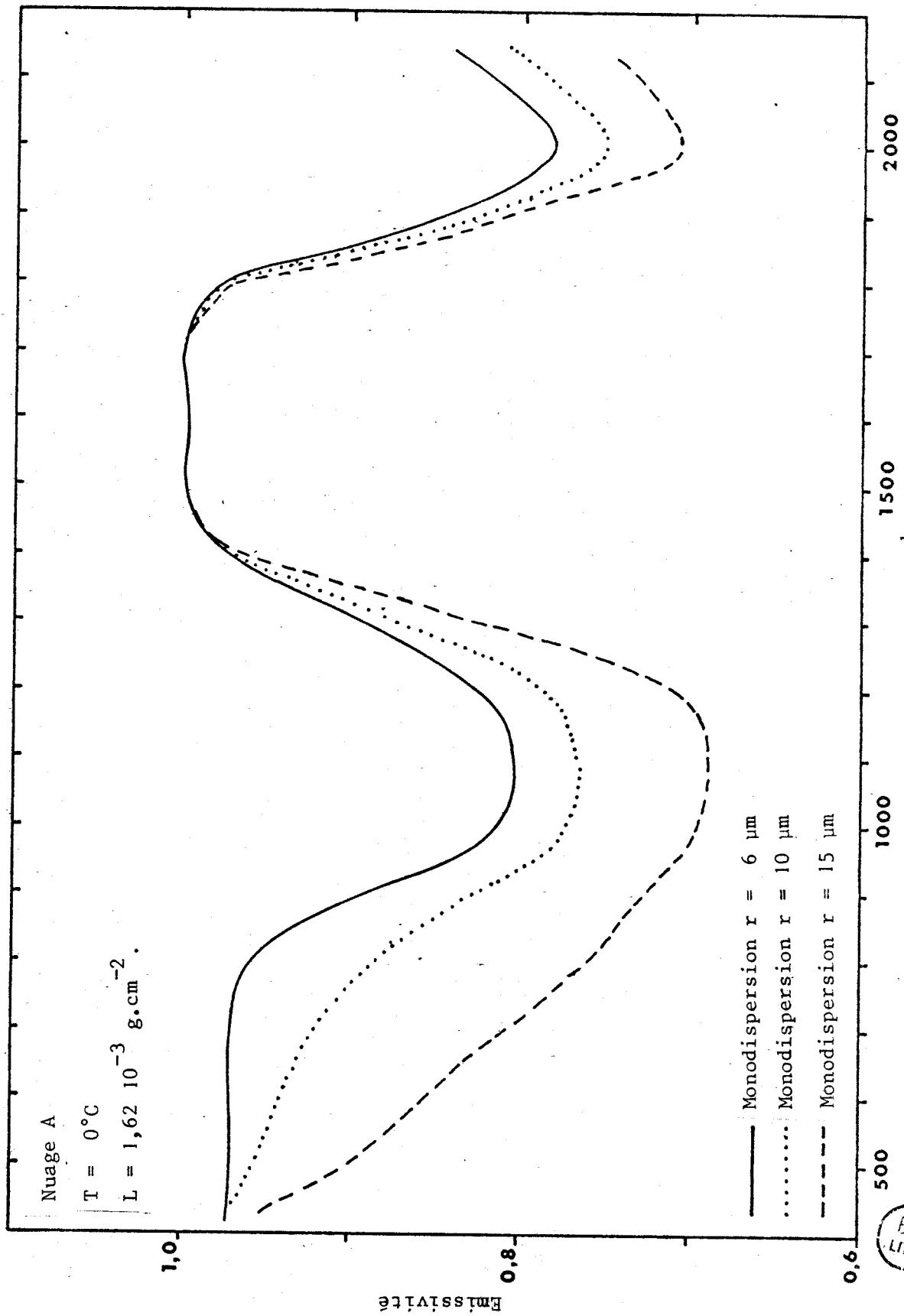


fig. III-17 : Variation de l'émissivité spectrale avec le rayon des particules.

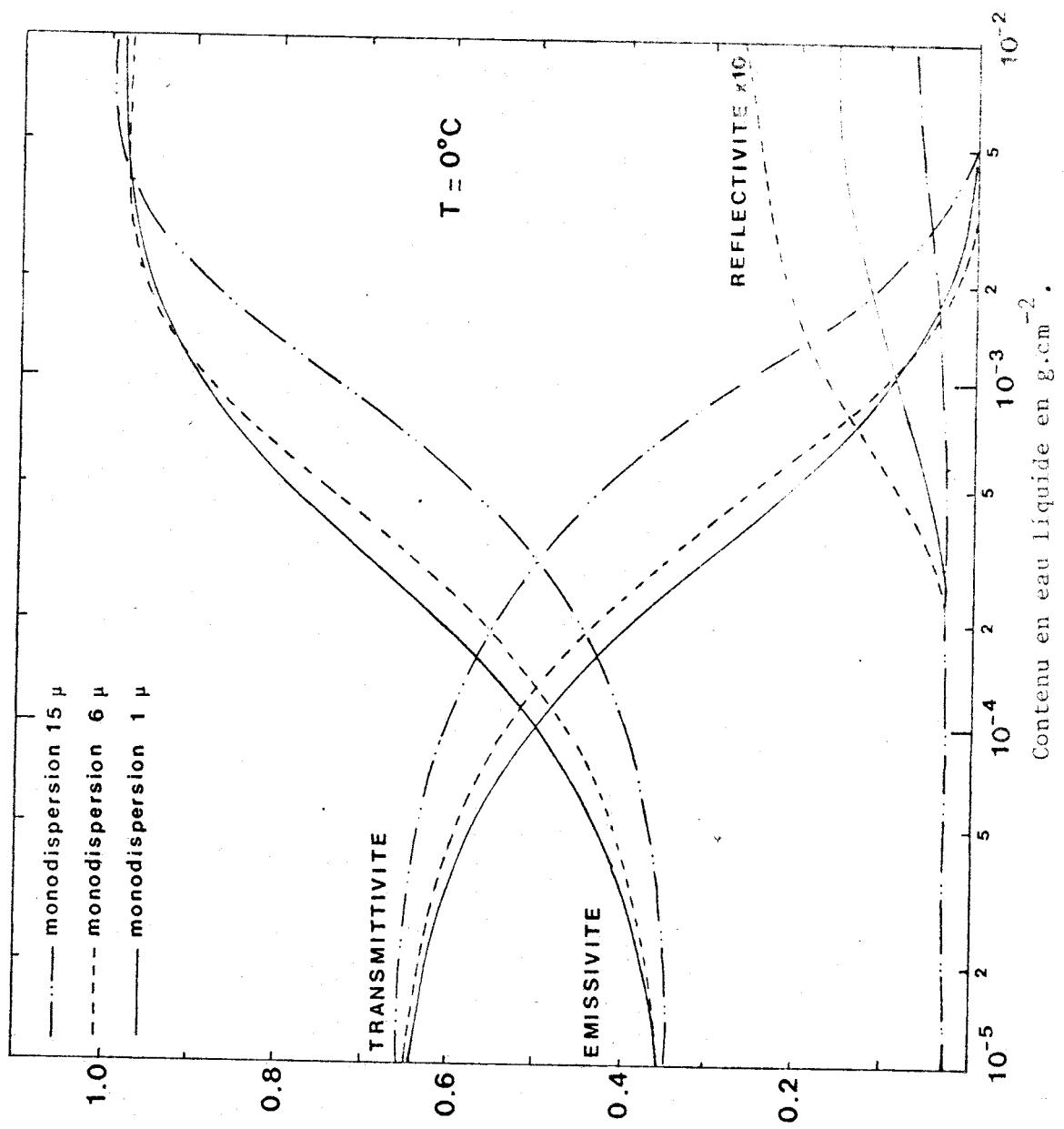


fig. III-19 : Variation des émissivité, réflectivité et transmittivité avec le contenu en eau liquide.

Nuage A

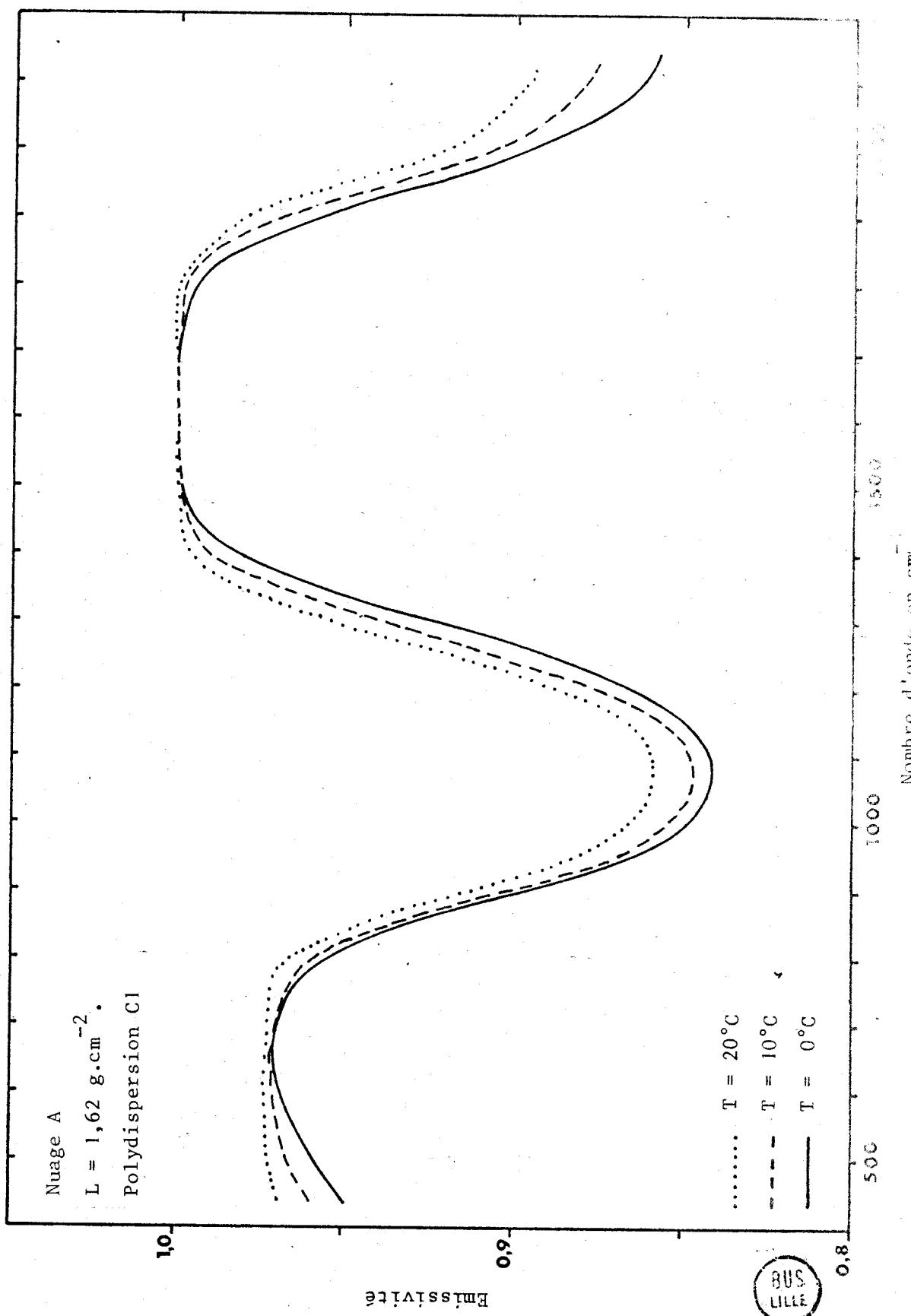


fig. III-18 : Variation de l'émissivité spectrale avec la température.

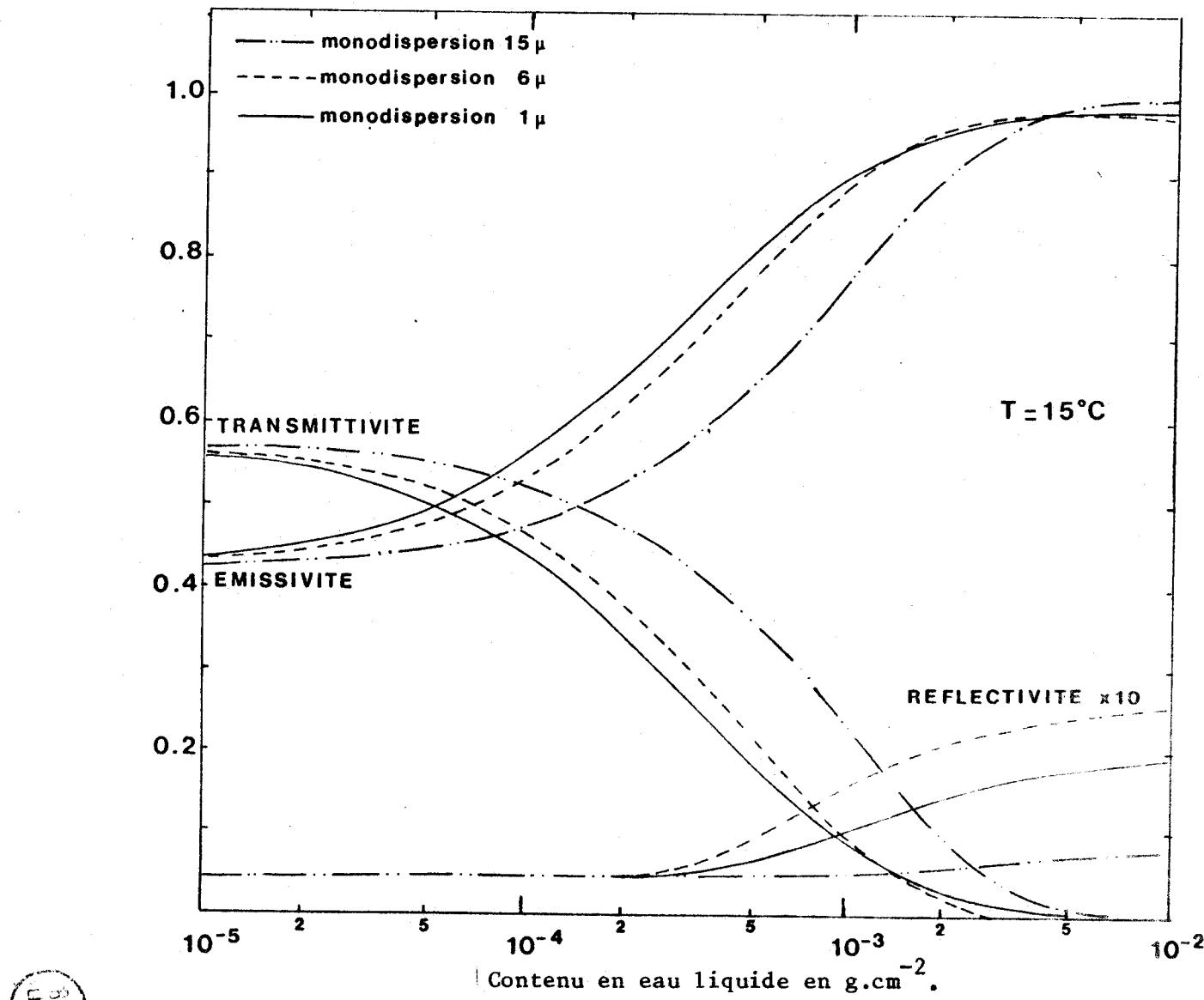


fig. III-20 : Variation des émissivité, reflectivité et transmittivité avec le contenu en eau liquide.

Nuage A

31/05/85

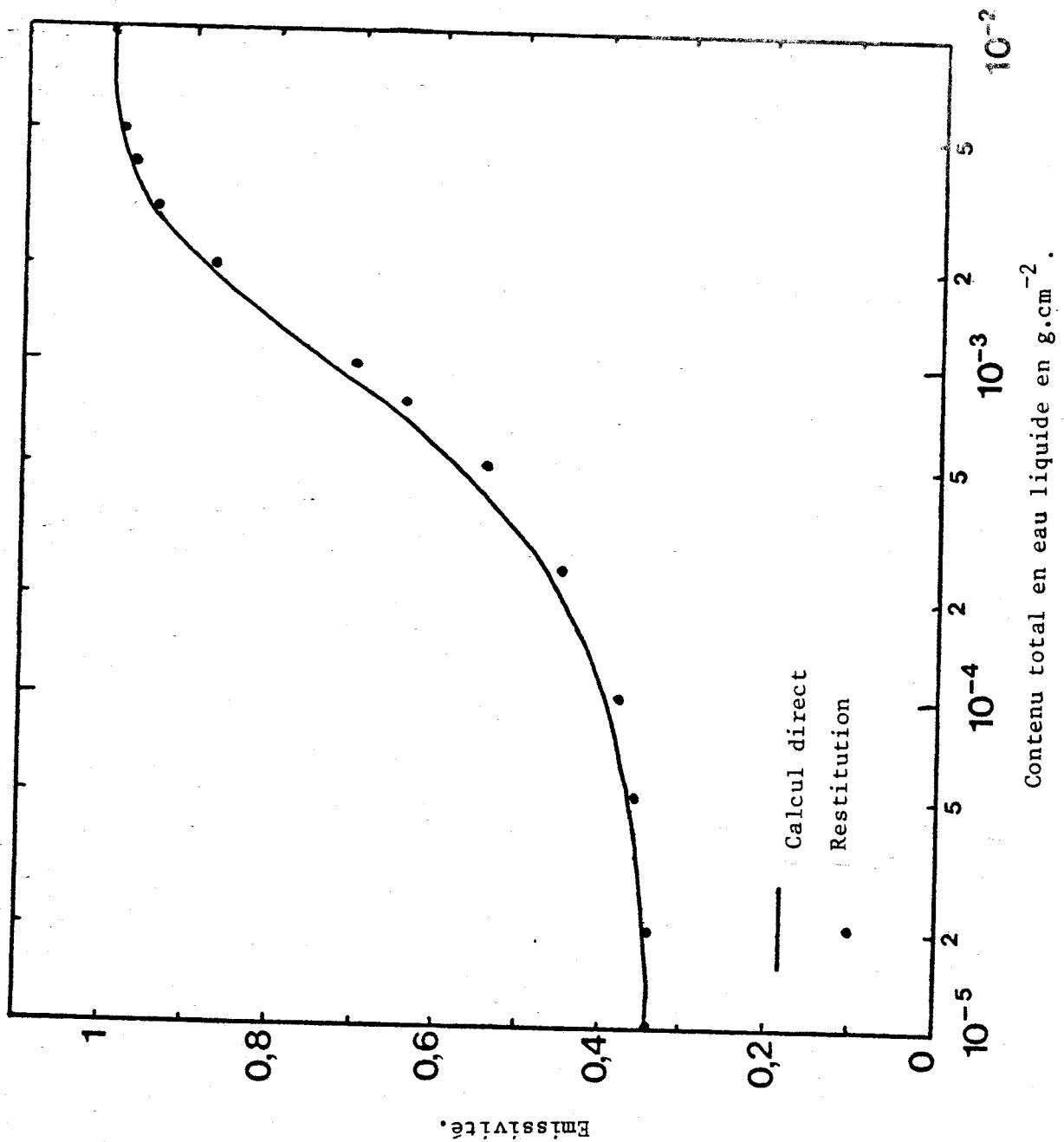


fig. III-21 : Restitution de l'émissivité par $\epsilon_{\text{tot}} = (1-\epsilon_{e1})\epsilon_g + \epsilon_{e1}$

BIB
LILLE

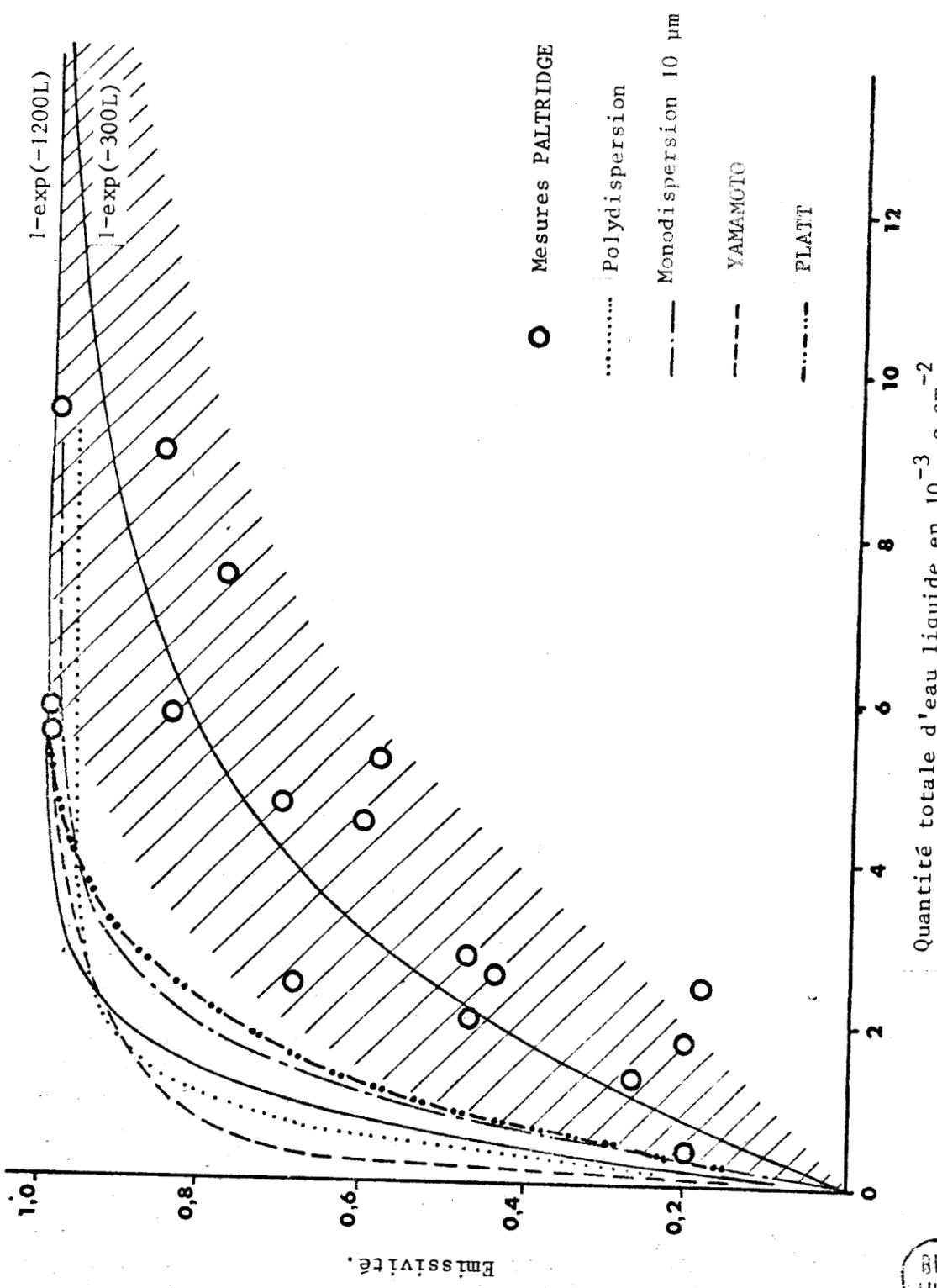


fig. III-22 : Comparaison des émissivités de l'eau liquide.

BUS
LILLE

CONCLUSION.

CONCLUSION

Dans ce travail, le premier chapitre est consacré aux difficultés inhérentes au calcul des flux infrarouges et des taux de refroidissement, et aux simplifications et approximations qui permettent de les surmonter :

- le facteur de diffusivité utilisé pour prendre en compte l'intégration sur l'angle zénithal,
- le spectre entre 0 et 2500 cm^{-1} divisé en 25 intervalles dans lesquels la transmission est calculée par le modèle statistique,
- l'approximation de CURTIS-GODSON pour tenir compte des variations de la température et de la pression le long de parcours atmosphériques.

Dans le deuxième chapitre, nous nous sommes intéressés aux méthodes rapides de calcul du taux de refroidissement. - L'approximation du refroidissement vers l'espace et le calcul par les émissivités sont deux méthodes rapides qui se révèlent peu précises dans certaines circonstances atmosphériques. Après une étude bibliographique, une méthode composite proposée par FELS et SCHWARZKOPF (1975) nous a semblé présenter un bon compromis entre rapidité et précision. Cette méthode utilise les approximations étudiées dans le premier chapitre et prend en compte l'influence des couches proches du niveau de calcul d'une manière simple. Nous avons développé cette méthode et nous y avons intégré l'absorption par le continuum de la vapeur d'eau dans la fenêtre atmosphérique entre 8 et 13 microns. Le taux de refroidissement est donné par

$$Q_{\text{appr}} = Q^e - Q_{\text{CTS}}^e + Q_{\text{CTS}}$$

où Q^e est le refroidissement calculé par les émissivités, Q_{CTS} le refroidissement vers l'espace calculé exactement et Q_{CTS}^e le refroidissement vers l'espace calculé par les émissivités.

Nous avons envisagé des extensions de cette méthode à partir des moyennes climatiques, extensions qui augmentent la rapidité de la procédure, mais en diminuent la précision d'environ $0,2 \text{ }^{\circ}\text{C/jour}$. Le refroidissement est alors évalué par

$$Q_{\text{appr}}(r) = Q_{\text{appr}}(\bar{r}) - Q_{\text{CTS}}(\bar{r}) + Q_{\text{CTS}}(r)$$

où \bar{r} correspond aux profils climatiques de densités d'absorbants et de température, et r aux profils exacts. Une relation analogue est proposée avec le terme

Q_e
CTS.

Il est à remarquer que la méthode de FELS et SCHWARZKOPF ne représente qu'un compromis entre précision et rapidité et que le développement d'une méthode hautement paramétrisée, rapide et précise pour le calcul des taux de refroidissement reste un problème entier.

Dans le troisième chapitre, nous avons développé une méthode originale de calcul des flux infrarouges et des taux de refroidissement radiatif en atmosphère diffusante à partir de l'approximation d'EDDINGTON. L'atmosphère est stratifiée, le gradient de T^4 est constant dans chaque couche, mais les répartitions verticales de température et de densités d'absorbants et de diffusants peuvent être quelconques. L'absorption moléculaire est calculée à partir d'un modèle de transmission sous forme de sommes d'exponentielles.

La méthode a été appliquée à l'étude de modèles théoriques de nuages stratiformes. L'influence sur l'émissivité et sur le profil de refroidissement de variations des différents paramètres caractéristiques de la couche nuageuse a été étudiée. De cette étude, il ressort que

- l'émissivité et le taux de refroidissement d'un nuage de particules poly-dispersées peuvent être calculées en terme de monodispersion équivalente,
- le profil de refroidissement est particulièrement sensible à la répartition et à la quantité totale d'eau liquide. L'influence du profil de température et du rayon des particules diffusantes pour être moins forte doit cependant être prise en compte,
- un modèle réaliste de nuage stratiforme correspond à la répartition "triangulaire" de la densité d'eau liquide,
- plus des 2/3 du refroidissement interviennent dans la fenêtre atmosphérique.

A partir de ces résultats, une paramétrisation de l'émissivité totale du nuage est proposée en fonction de l'émissivité de l'eau liquide et de celle des gaz présents dans la couche nuageuse, l'émissivité de l'eau liquide étant évaluée en fonction du contenu total en eau liquide. En première approximation, cette paramétrisation est indépendante du rayon des particules diffusantes.

Un bon accord est obtenu avec les résultats théoriques de YAMAMOTO et al. (1970) et les mesures expérimentales de PLATT (1976).

La méthode développée et les résultats obtenus dans ce troisième chapitre constituent un outil de travail et des éléments pour l'étude des interactions entre le rayonnement et la dynamique des nuages.

APPENDICE.

APPENDICEL'ABSORPTION DANS LA FENETRE ATMOSPHERIQUE

La compréhension du transfert radiatif dans la fenêtre atmosphérique entre 715 et 1200 cm⁻¹ (8 et 14 microns) est particulièrement importante, car, le maximum de la fonction du corps noir aux températures terrestres se situant dans ou près de ce domaine spectral, l'échange d'énergie à ces longueurs d'onde est considérable. De plus, du fait de la bonne transparence de la fenêtre, ce transfert radiatif se produit directement entre la surface et l'espace, ou entre les nuages et l'espace. Or ce refroidissement vers l'espace -cooling-to-space- représente une partie importante du refroidissement total (cf. fig. II-1), en particulier pour une atmosphère contenant des particules diffusantes, nuages ou aérosols.

Dans cet intervalle spectral, on peut distinguer de nombreuses raies faibles de la vapeur d'eau, des raies de constituants mineurs, deux bandes d'absorption de l'ozone et deux bandes très faibles du gaz carbonique. Se superpose à cet ensemble de raies une absorption continue de la vapeur d'eau, qui s'étend au delà dans la bande de rotation.

Les premières explications de ce continuum d'absorption étaient basées sur une absorption due aux effets combinés des ailes de fortes raies de rotation situées dans l'infrarouge lointain et sur une absorption due aux aérosols. BIGNELL (1970) met en évidence un nouveau type d'absorption montrant une dépendance linéaire par rapport à la pression de vapeur d'eau et montre que cette absorption a une dépendance négative par rapport à la température, de 2 % par degré Kelvin. Bien qu'aucune explication définitive n'ait été avancée, BIGNELL, et BURROUGHS (1969) ont suggéré que les caractéristiques observées étaient liées à la présence de molécules dimères de l'eau, (H₂O)₂; GRASSL (1974) montre que de telles molécules présenteraient une dépendance quadratique de la pression de vapeur d'eau.

Le mécanisme d'absorption reste non résolu, bien qu'il apparaisse que l'absorption soit probablement due à une molécule complexe de la vapeur d'eau et d'un autre gaz abondant dans l'atmosphère ou à une molécule polymère de la vapeur d'eau.

Le coefficient total d'absorption des gaz dans la fenêtre atmosphérique peut s'écrire

$$k_v = k_{v_1}(T)p + k_{v_2}(T)e + k_{v_3}(T)f(p) + k_{v_4}(T)f'(p) , \quad (A-1)$$

où les variables e et p réfèrent respectivement à la pression partielle de vapeur d'eau et à la pression ambiante. Les deux premiers termes correspondent au coefficient total d'absorption du continuum, les deux derniers représentant l'absorption sélective due respectivement à la vapeur d'eau et aux autres gaz.

La contribution des différents termes selon PALTRIDGE et PLATT (1976) est approximativement de 15 % pour k_{v_1} , 70 % pour k_{v_2} , 11 % pour k_{v_3} et 4 % pour k_{v_4} .

Le continuum de la vapeur d'eau

Dans notre étude, l'absorption par le continuum a été pris en compte suivant les résultats de ROBERTS, SELBY et BIBERMAN (1976) que nous présentons maintenant.

A partir des mesures expérimentales de BURCH (1971), l'atténuation par le continuum est relié empiriquement aux interactions entre molécules, c'est à dire aux collisions $H_2O - H_2O$ et aux collisions $H_2O - N_2$ (puisque l'azote est présent pour 80 % dans l'air).

La transmission prend la forme

$$T_v = \exp(-k_v w L) , \quad (A-2)$$

$$\text{où } k_v = C_S \left\{ e + \frac{C_N}{C_S} (p-e) \right\} . \quad (A-3)$$

Les pressions p et e sont en atmosphère, w définit la quantité de vapeur d'eau par unité de longueur du trajet (en $g.cm^{-2} km^{-1}$) et L est la longueur du trajet atmosphérique. Les coefficients C_S et C_N sont en général respectivement appelés coefficient d'autoélargissement et coefficient d'élargissement par l'azote.

ROBERTS et al (1976) donnent une expression empirique pour le coefficient d'autoélargissement de BURCH

$$C_S(v, 296) = 4,18 + 5578 \exp(-7,87 \cdot 10^{-3} v) \quad (A-4)$$

pour ν , nombre d'onde, en cm^{-1} et C_S en $\text{g} \cdot \text{m}^{-1} \text{cm}^2$ atmosphère à 296 K.

La figure (A-1) donne les valeurs du coefficient d'autoélargissement suivant la longueur d'onde selon différents auteurs BIGNELL (1970), GRASSL (1973 a, b, 1975), TOMASI (1974), SELBY (1976). La courbe en trait plein correspond aux valeurs de ROBERTS et al que nous avons retenues pour notre modèle d'absorption.

La dépendance par rapport à la température du coefficient C_S est paramétrisée par ROBERTS et al sous la forme

$$C_S(\nu, T) = C_S(\nu, 296) \exp\left\{1800\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{296}\right)\right\} \quad (\text{A-5})$$

Les mêmes auteurs donnent pour le rapport C_N/C_S la valeur 0,002 obtenue par moindres carrés sur des données expérimentales. Cependant, le manque de données ne leur permet pas de déterminer la variation de ce rapport avec la température et avec la longueur d'onde.

Le coefficient d'absorption s'écrit donc

$$k_\nu = C_S(\nu, 296) \left[e \exp\left(6,08\left(\frac{296}{T} - 1\right)\right) + 0,002(p-e) \right] \quad (\text{A-6})$$

avec $e = 4,56 \cdot 10^{-5} \text{ wt}$:

w (en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \text{km}^{-1}$) peut être déterminé connaissant la température T et l'humidité relative R_h (en %) par

$$w = 10^{-3} R_h \rho(T)$$

où $\rho(T)$ densité de vapeur à la saturation (en gm^{-3}) à la température T est donnée par la relation (III-38)

$$\rho(T) = \frac{T}{T} \exp\left\{18,9766 - 14,9595 \frac{T}{T} - 2,4388 \frac{T}{T}^2\right\}$$

La figure (A-2) présente l'effet de l'introduction de l'absorption du continuum suivant ROBERTS et al dans le modèle de calcul développé au chapitre II. La courbe en trait plein est le profil de refroidissement calculé par RODGERS et WALSHAW (1966) en considérant pour le continuum un coefficient d'absorption gris de $0,1 \text{ g}^{-1} \text{cm}^{-2}$. La courbe en pointillé présente les résultats de GRASSL (1974) obtenus par la même méthode avec une absorption du continuum

sous la forme (A-1) et des valeurs des coefficients obtenus à partir de mesures expérimentales. Les carrés représentent les valeurs obtenues par la méthode de FELS et SCHWARZKOPF avec le coefficient d'absorption gris, introduit uniquement dans le terme Q_{CTS} . Les points correspondent au même calcul que précédemment mais avec l'absorption de type e traitée selon ROBERTS et al. Les ronds présentent le profil de refroidissement avec l'absorption selon ROBERTS intégrée dans tous les termes de l'équation (II-14).

Cette absorption du continuum a été introduite dans les fonctions entre 840 et 1200 cm^{-1} , en considérant que la quantité d'absorbant dans l'absorption du continuum est 100 fois moins grande que la quantité de vapeur d'eau. Cette valeur a été déterminée à partir de moyennes climatiques.

La figure A-3 présente pour différents modèles d'atmosphère, tropical, arctique hiver, moyenne latitude été et moyenne latitude hiver, le terme d'échange $\epsilon_2 = Q_{appr}(\bar{r}) - Q_{CTS}^e(\bar{r})$ (cf. 2e chapitre, III) dans lequel sont intégrées l'influence du continuum d'absorption de la vapeur d'eau dans la fenêtre atmosphérique, et celle de la bande à $15 \mu\text{m}$ du CO_2 . La quantité de gaz carbonique est reliée à la quantité de vapeur d'eau en considérant une variation de 10^{-2} à 1 g.cm^{-2} de CO_2 pour une variation de 10^{-6} à 10 g.cm^{-2} d' H_2O . Une telle relation déterminée à partir de moyennes climatiques, est grossière, mais on remarquera en comparant les figures A-3 et II-12 l'amélioration obtenue tant dans les basses couches que dans les couches supérieures de l'atmosphère. L'écart observé à partir de km est dû à l'influence de l'ozone. La paramétrisation introduite est très élémentaire et doit être raffinée ; cependant une telle méthode qui évalue-rait le taux de refroidissement sous la forme

$$Q_{appr}(r) = \epsilon_2^{(\bar{r})} + Q_{CTS}^e(r)$$

où $\epsilon_2(\bar{r})$ serait calculé une fois pour toutes à partir de valeurs climatiques de la température et des densités d'absorbants, serait la plus rapide de toutes celles envisagées dans le deuxième chapitre.

Coefficient d'autoélargissement en $\text{g} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{atm.}$

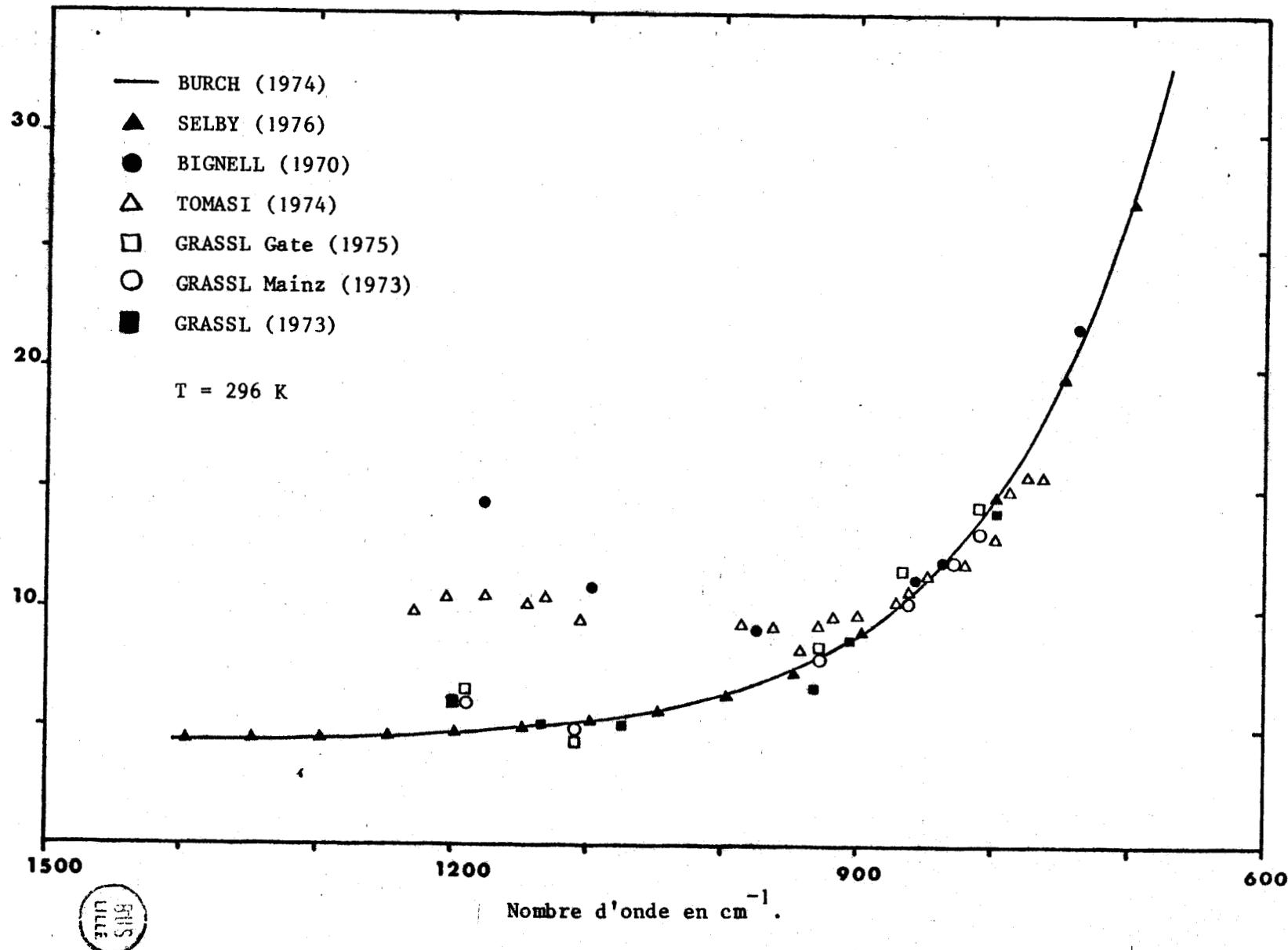


fig. A-1 : Coefficient d'autoélargissement, comparaison et variation spectrale.



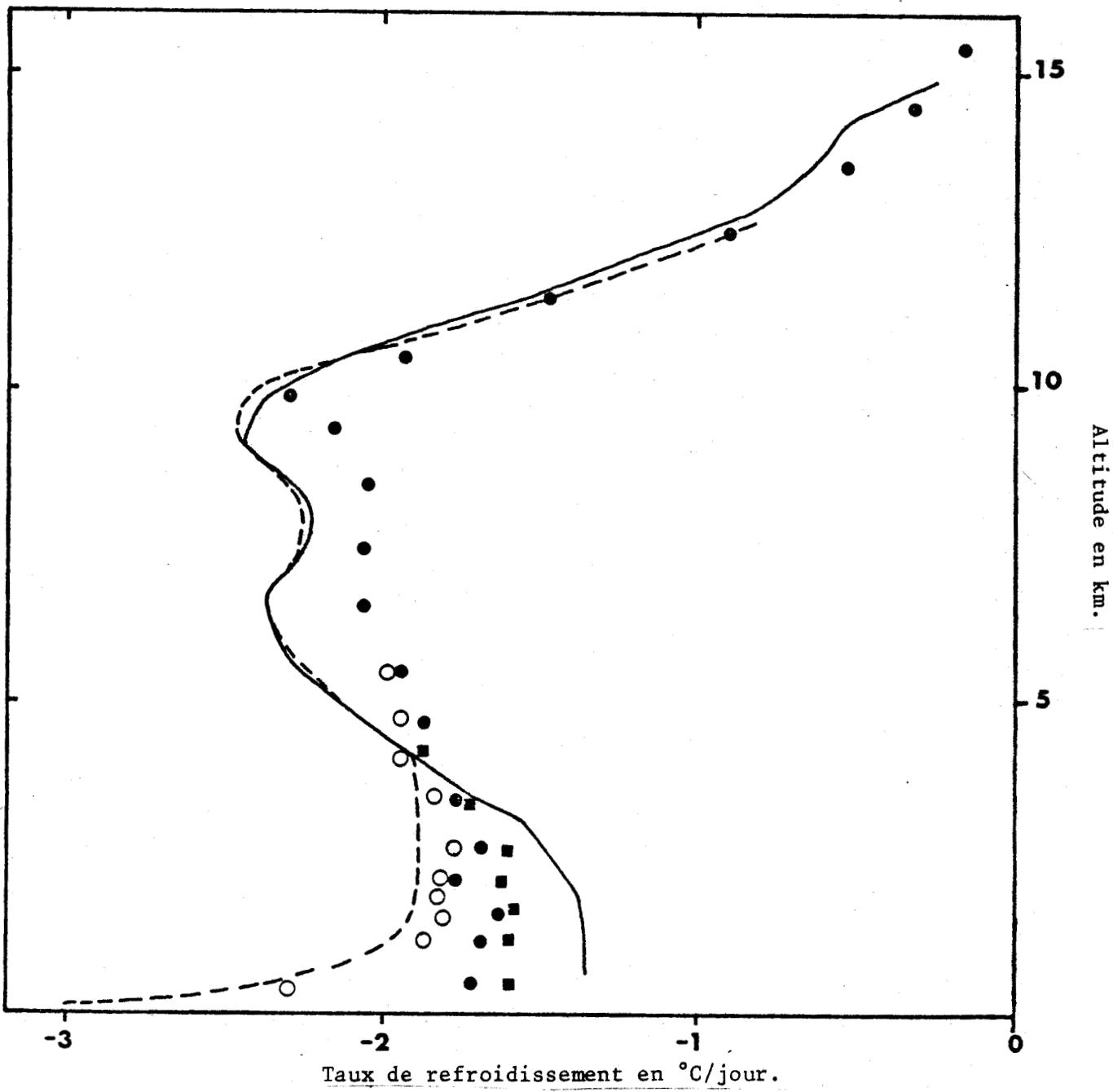


fig. A-2 : Effet de l'introduction du continuum sur les résultats de différentes méthodes de calcul.

BUS
LILLE

RODGERS et WALSHAW (1966)

GRASSL (1973)

■ FELS et SCHWARZKOPF (1975) coefficient gris dans Q_{CTS} .

● coefficient de ROBERTS dans Q_{CTS} .

○ coefficient de ROBERTS dans tous les termes.

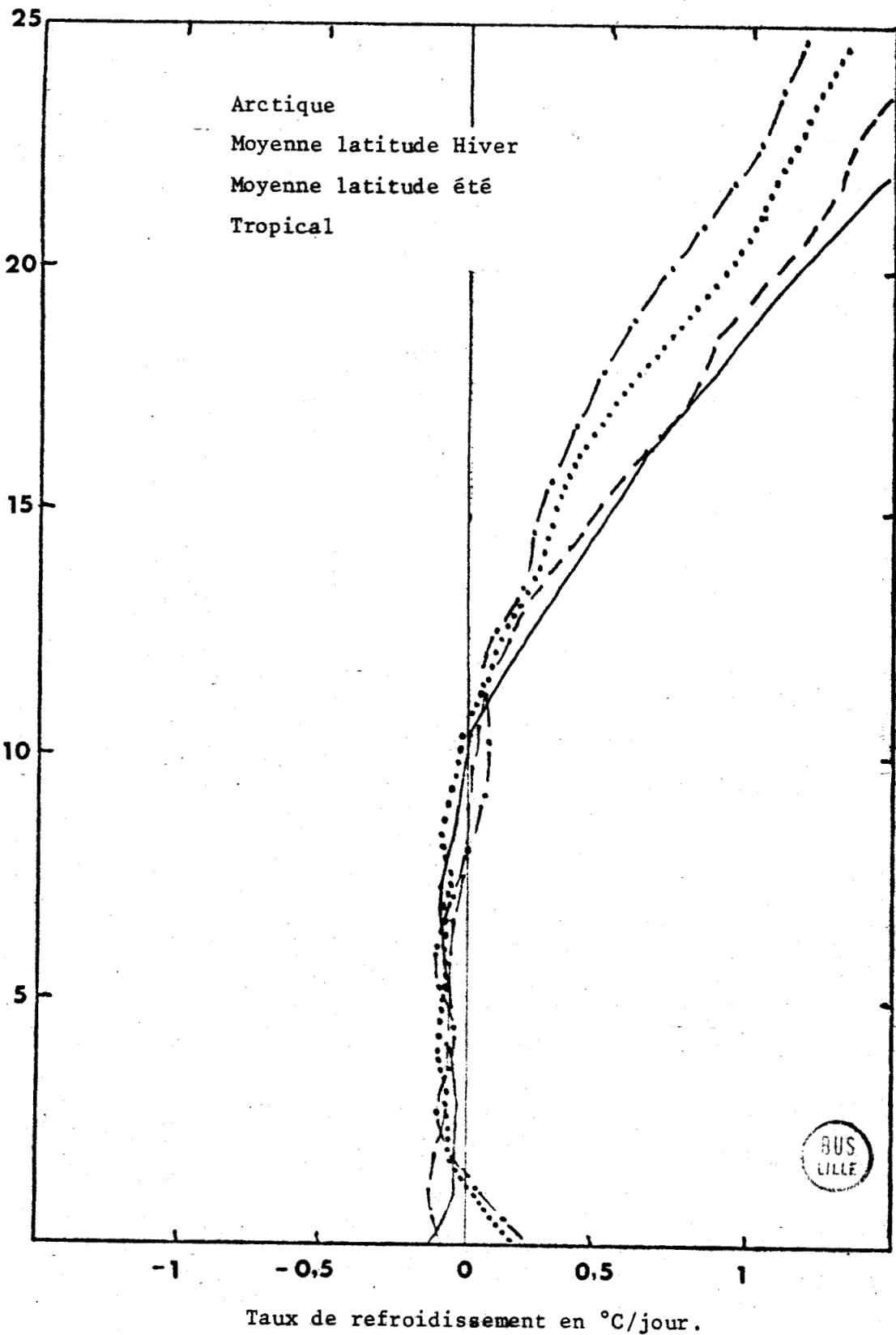


fig. A-3 : Terme d'échange $\varepsilon_2 = Q_{FS} - Q_{CTS}^e$.

BIBLIOGRAPHIE.

ACKERMAN, T.P., LIOU, K.N., LEOVY, C.B., 1976, J.A.M., 15, p 28-35

Infrared Radiative Transfer in Polluted Atmospheres.

BENEDICT, W.S., CALFEE, R.F., 1967, ESSA Prof. Paper 2, U.S. Govt. Printing Office
Line parameters for the 1.9 and 6.3 micron water vapor bands.

BENEDICT, W.S., KAPLAN, L.D., 1959, J.Chem.Phys., 30, p 388-399

Calculations of Line Widths in H_2O-N_2 Collisions.

BIGNELL, K.J., 1970, Quart.J.R.Met.Soc., 96, p 390-403

Infrared Continuum.

BIGOUD, C., 1975, Thèse de 3^{ème} cycle, Univ. de Lille

Calcul approché des flux radiatifs en milieu diffusant.

BROOKS, D.L., 1950, J.Meteorol., 7, p 313-321

A tabular method for the computation of temperature change by infrared radiation in the free atmosphere.

BURCH, D.E., GRYVNAK, D.A., GATES, F.J., 1974, AFCRL- 74-0377

Continuum absorption by H_2O between 330 and 825 cm^{-1} .

BURROUGHS, W.J., JONES, R.G., GEBBIE, H.A., 1969, J.Q.S.R.T., 9, p 809-824

A study of submillimeter atmospheric absorption using a HCN maser.

CHANDRASEKHAR, S., 1960, Radiative Transfer, Dover Publications, New York.

COWLING, T.G., 1950, Philos.Mag., 41, p 109-123

Atmospheric Absorption of Heat Radiation by Water Vapour.

COX, S.K., 1969, J.A.S., 26, p 1347

Observational evidence of anomalous infrared cooling in a clear tropical atmosphere.

COX, S.K., 1973, Quart.J.R.Met.Soc., 99, p 669-679

Infrared heating calculations with a water vapour pressure broadened continuum.

DEIRMENDJIAN, D., 1969, Electromagnetic scattering on spherical polydispersions, Elsevier Publishing Company, New York.

DEVAUX, C., LENOBLE, J., 1972, Rapport Contrat D.G.R.S.T. 66-00-201

Etude du transfert de rayonnement dans les nuages.

DIEM,M.,1948, Meteorol.Rundsch.,9/10,p 261-273

The measurement of cloud elements.

ELSASSER,W.M.,1942, Heat Transfer by Infrared Radiation in the Atmosphere,
Harvard Meteorological Studies, Harvard Univ. Press.

FEIGELSON,Ye.M.,1970, The Radiative Heat Exchange and Clouds,
Gidrometeoizdat, Leningrad.

FELS,S.B.,KAPLAN,L.D.,1975, J.A.S.,32,p 779-789

A test of the role of longwave radiative transfer in a general
circulation model.

FELS,S.B.,SCHWARZKOPF,M.D.,1975, J.A.S.,32,p 1475-1488

The simplified exchange approximation: a new method for radiative
transfer calculations.

FOUQUART,Y.,1975, Thèse d'Etat, Univ. de Lille,

Contribution à l'étude des spectres reflechis par les atmosphères
planétaires diffusantes; Application à Vénus.

FOUQUART,Y.,BONNEL,B.,MORCRETTE,J.J., Parameterization of fluxes and heating
rates in a cloudy atmosphere, présenté à l'Int.Radiation Symposium,
Garmish-Partenkirchen, Août 1976.

FRAVALO,C.,ROSSET,R.,1977, Etude préliminaire d'une méthode de paramétrisation
de la couche limite planétaire marine surmontée d'un banc de stratocumulus,
à paraître.

GELEYN,F.,1975, Communication personnelle.

GOISSA,N.I.,1969, Trans.Ukrainian Res,Hydromet.Inst.,82,p 28-41,
An experimental model of the radiation regime of an "average" stratiform
cloud.

GOLUBITSKIY,B.M.,MOSKALENKO,N.I.,1968, Izv.Ocean.Atm.Phys.,4,p 194-204.

GOODY,R.M.,1964, Atmospheric Radiation, Theoretical Basis, Clarendon Press, Oxford.

GRASSL,H.,1973a, Contrib.Atmos.Phys.,46,p 75-88,

Separation of atmospheric absorbers in the 8-13 micron region.

GRASSL,H., 1973b, Tellus, 25, p 386-395,

Aerosol influence on radiative cooling.

GRASSL,H., 1974, Contrib. Atmos. Phys., 47, p 1-13,

Influence of different absorbers in the window region on radiative cooling.

GRASSL,H., 1976, Contrib. Atmos. Phys., 49, p 225-236,

A new type of absorption in the atmospheric infrared window region due to water vapor polymers.

HALE,G.M., QUERY,M.R., 1973, Appl. Opt., 12, p 555-563.

Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region.

HERMAN,M., 1968, Thèse d'Etat, Univ. de Lille,

Contribution à l'étude du transfert radiatif dans un milieu diffusant et absorbant.

HUNT,G.E., MATTINGLY,S.R., 1976, J.Q.S.R.T., 16, p 505-520,

Infrared radiative transfer in planetary atmospheres; Effects of computational and spectroscopic economies on thermal heating/cooling rates.

IRVINE,W.M., POLLACK,J.B., 1968, Icarus, 8, p 324-360

Infrared optical properties of water and ice spheres.

KONDRATYEV,K.Ya., 1972, Radiation processes in the atmosphere, W.M.O., n°309, Genève.

LONDON,J., 1952, J. Meteorol., 9, p 145-151,

The distribution of radiational temperature change in the Northern hemisphere during March.

McCLATCHY,R.A., FENN,R.W., SELBY,J.E.A., VOLZ,F.E., GARING,J.S., 1972,

Optical properties of the atmosphere, AFCRL-72-0497, Envir. Res. Papers n°411.

MÜLLER,F., 1943, Das Strahlungsdiagramm, Reichsampt für Wetterdienst, Luftwaffe.

PALTRIDGE,G.W., 1974a, J.G.R., 79, p 4053-4058,

Infrared emissivity, shortwave albedo and the microphysics of stratiform clouds.

PALTRIDGE,G.W., 1974b, J.A.S., 31, p 244-250,

Atmospheric radiation and the gross characteristics of stratiform clouds.

PALTRIDGE, G.W., PLATT, C.M.R., 1976, Radiative Processes in Meteorology and Climatology, Elsevier Scientific Publishing Company, New York.

PIVOVONSKY, M., NAGEL, M.R., 1971, Tables of Black Body Radiation Functions, The Mac Millan Company, New York.

PLATT, C.M.R., 1976, Quart. J.R. Met. Soc., 102, p 553-562,
Infrared absorption and liquid water content in stratocumulus clouds.

QUENZEL, H., BAKAN, S., KOEPKE, P., 1977, Equivalence of radiation in absorption bands calculated via exponential series and via path length distribution, à paraître dans Contrib. Atmos. Phys.

ROBERTS, R.E., SELBY, J.E.A., BIBERMAN, L.M., 1976, Appl. Opt., 15, p 2085-2090,
Infrared continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8-12 μm window.

RODGERS, C.D., 1967, Quart. J.R. Met. Soc., 93, p 43-54,
The use of emissivity in atmospheric radiation calculations.

RODGERS, C.D., WALSHAW, C.D., 1966, Quart. J.R. Met. Soc., 92, p 67-92,
The computation of infrared cooling rate in planetary atmospheres.

SELBY, J.E.A., McCLATCHY, R.A., 1975, Atmospheric Transmittance from 0.25 to 28.5 μm : Computer Code LOWTRAN 3, AFCLR-75-0255, Envir. Res. Papers n° 513.

SELBY, J.E.A., SHETTLE, E.P., McCLATCHY, R.A., 1976, Supplement LOWTRAN 3B, AFGL-76-0258, Envir. Res. Papers n° 587.

SHETTLE, E.P., WEINMAN, J.A., 1970, J.A.S., 27, p 1048-1055, The transfer of solar irradiance through inhomogeneous turbid atmospheres evaluated by Eddington's approximation.

SMITH, W.L., 1969, ESSA Technical Report, ESC 47.

STULL, R.B., 1973, J.A.S., 30, p 1092-1099,
Inversion rise model based on penetrative convection.

TOMASI, C., GUGSI, R.I., VITTORI, O., 1974, J.A.S., 31, p 251.

VAN DE HULST, H.C., 1957, Light Scattering by Small Particles, John Wiley & Sons, New York, Chapman and Hall, London.

WICKRAMASINGHE, N.C., 1972, Light Scattering Functions for Small Particles,

Adam Hilger, London.

WISCOMBE, W.J., EVANS, J.W., 1977, J. Computational Physics, 24, p 416-444,
Exponential Sum Fitting of Radiative Transmission Functions.

YAMAMOTO, G., 1952, Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, 4, p 9-23,
On a radiation chart.

YAMAMOTO, G., ONISHI, G., 1953, Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, 4, p 108,
A chart for the calculation of radiative temperature changes.

YAMAMOTO, G., TANAKA, M., ASANO, S., 1970, J.A.S., 27, p 282-292,
Radiative transfer in water clouds in the infrared region.

YAMAMOTO, G., TANAKA, M., KAMITANI, K., 1966, J.A.S., 23, p 305-313,
Radiative transfer in water clouds in the 10-micron window region.

ZDUNKOWSKI, W.G., CRANDALL, W.K., 1971, Tellus, 23, p 517-527,
Radiative transfer of infrared radiation in model clouds.

GARP CLIMATE DYNAMICS SUB-PROGRAMME, Extended Cloudiness and the Radiation
Budget, World Meteorological Organization, Genève, 1975.

