

50376  
1991  
64 N° d'ordre: 537

67 882

50376  
1991  
64

## THESE

présentée à

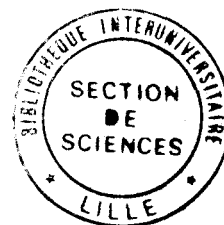
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES  
DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LILLE I EN PHYSIQUE

par

Hong-Bin CHEN



*SIMULATION D'OBSERVATIONS SATELLITAIRES PASSIVES EN MICRO-ONDE;  
INFLUENCE DE LA NEBULOSITE ET DES PRECIPITATIONS SUR LES  
TEMPERATURES DE BRILLANCE; INVERSION DE PARAMETRES NUAGEUX  
A PARTIR DES MESURES DU SONDEUR MICRO-ONDE METEOSAT*

soutenue le 11 Janvier 1991 devant la Commission d'Examen

### Membres du Jury:

Mme	J. LENOBLE	Professeur, Université de Lille I	Président
M.	A. CHEDIN	Directeur de Recherche CNRS, LMD	Rapporteur
M.	C. KLAPISZ	Professeur, CNET/CRPE	Rapporteur
M.	R. ROSSET	Professeur, Université de Clermond II	Examineur
M.	P.Y. DESCHAMPS	Directeur de Recherche CNES, LERTS	Examineur
M.	M. HERMAN	Professeur, Université de Lille I	Examineur
M.	Y. FOUQUART	Professeur, Université de Lille I	Examineur

U.F.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE  
LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

*à ma famille*

*à tous ceux qui me sont précieux*

## REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Madame J. Lenoble qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury.

Mes vifs remerciements vont également à Messieurs A. Chédin et C. Klapisz qui ont accepté de rapporter sur ce travail et de faire partie du jury.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur M. Herman pour ses précieux conseils, son encouragement et son aide constante au cours de la réalisation de ce travail.

Je suis très reconnaissant à Monsieur R. Rosset qui a bien voulu juger mon travail et qui était mon responsable de DEA.

Je remercie Monsieur P.Y. Deschamps qui m'a proposé un sujet compatible avec mes activités professionnelles et qui m'a dirigé dans ce travail avec beaucoup d'attention.

Je remercie également Monsieur Y. Fouquart pour m'avoir accueilli dans le laboratoire et pour l'honneur qu'il me fait de participer à ce jury.

Je suis reconnaissant à tous ceux qui m'ont aidé, encouragé pour réaliser ce travail.

## RESUME

L'utilisation des radiomètres micro-ondes sur un satellite est un moyen puissant d'observation de l'atmosphère et de la surface terrestre.

Ce travail décrit la mise au point d'un code numérique permettant de calculer, dans des conditions variées, la température de brillance observée par un radiomètre micro-onde depuis un satellite. Ce code est basé sur l'équation de transfert radiatif et sur l'hypothèse d'une atmosphère plane parallèle. La validation de ce code s'est effectuée en comparant nos résultats à des simulations d'autres codes trouvées dans la littérature. On a également comparé à des mesures MSU par ciel clair les résultats déduits de radiosondages simultanés. La simulation de la température de brillance a permis d'effectuer une étude de sensibilité des signaux micro-ondes aux paramètres de nuage et de précipitation. Cette étude montre la possibilité de retrouver certains de ces paramètres. Enfin, des algorithmes d'inversion ont été établis pour remonter à certains des paramètres de nuage à partir des mesures de radiométrie micro-onde. La comparaison entre les valeurs inversées et les valeurs d'entrée initiales montre qu'une certaine information concernant les nuages peut être extraite des mesures du sondeur micro-onde Météosat (MMS) qui sera embarqué sur le satellite METEOSAT de seconde génération.

### Mots clés

micro-onde	absorption	diffusion
extinction	simulation	température de brillance
sensibilité	inversion	

**Simulation of the Microwave Brightness Temperature;  
Signal Sensitivity to the Cloud and Rainfall Parameters;  
Study of the Possibility to Retrieve Some Cloud Parameters  
from the Measurements in Five Channels of the MMS**

**ABSTRACT**

Microwave radiometry from space is a powerful technique for remote sensing of the earth's atmosphere and surface.

In this report we describe a numerical code designed to calculate the brightness (or apparent) temperature "seen" by passive microwave sensors aboard earth-orbiting satellites. This code is based on the radiative transfer equation for the plane-parallel atmospheres. It was tested by comparing our results with the other's and with the satellite measurements. By using this code, the simulations of brightness temperature were performed in order to study the signal sensitivity to cloud and precipitation parameters. It is shown from this study that some parameters can be retrieved from passive microwave measurements at the well chosen wavelengths. Then, test algorithm has been established for retrieving the attainable cloud parameters and the sea surface temperature (in cloudy atmosphere). The intercomparison between the retrieved and "true" values of these parameters shows that some cloud information can be effectively extracted from the measurements of MMS (Meteosat Microwave Sounder), which is planned to be carried on the second-generation Meteosat satellite.

	<b>Key</b>	<b>Words</b>
microwave	absorption	scattering
extinction	simulation	brightness temperature
sensitivity	retrieve	

Table des matières

<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>1 CARACTERISTIQUES D'ABSORPTION ET DE DIFFUSION DES MICRO-ONDES</b>	<b>4</b>
1.1 INTRODUCTION . . . . .	5
1.2 ABSORPTION PAR LES GAZ ATMOSPHERIQUES . . . . .	6
1.2.1 Définition des paramètres . . . . .	6
1.2.2 Absorption par la vapeur d'eau . . . . .	10
1.2.3 Absorption par l'oxygène . . . . .	14
1.2.4 Absorption totale des gaz atmosphériques et transmission atmosphérique . . . . .	18
1.3 ABSORPTION ET DIFFUSION PAR LES NUAGES ET LES PRECIPITATIONS . . . . .	23
1.3.1 Interaction avec une particule sphérique . . . . .	23
1.3.2 Coefficients de diffusion et d'absorption pour les nuages et les précipitations . . . . .	27
1.3.3 Fonctions de phase pour la diffusion . . . . .	31
1.4 CONCLUSION . . . . .	36
<b>2 SIMULATION DES TEMPERATURES DE BRILLANCE</b>	<b>37</b>
2.1 FORMULATION DU PROBLEME . . . . .	38
2.1.1 Equation de transfert radiatif . . . . .	38
2.1.2 Définition de la température de brillance $T_B$ . . . . .	39
2.1.3 Solution de l'équation de transfert radiatif . . . . .	42
2.1.4 Température de brillance mesurée depuis le satellite . . . . .	43
2.2 DESCRIPTIF DES METHODES DE CALCUL DE $T_B$ ET DU CODE NUMERIQUE . . . . .	48
2.3 DONNEES ENTREES DANS LA SIMULATION DE $T_B$ . . . . .	56
2.3.1 Modèle d'atmosphère . . . . .	56
2.3.2 Modèle de surface . . . . .	57
2.3.3 Modèle de nuage non précipitant . . . . .	65
2.3.4 Modèle de précipitation . . . . .	71
<b>3 VALIDATION DU MODELE DE TRANSFERT RADIATIF</b>	<b>79</b>
3.1 INTERCOMPARAISON AVEC D'AUTRES CODES . . . . .	80
3.2 CALCULS DES $T_B$ s AUX FREQUENCES DU SMMR . . . . .	87
3.3 SIMULATION DES RELATIONS $T_B-R$ . . . . .	87

3.4	INTERCOMPARAISON ENTRE LES TEMPERATURES DE BRILLANCE MESUREES DU MSU ET CALCULEES . . . . .	89
4	<b>ETUDE DE SENSIBILITE DES SIGNAUX MICRO-ONDE AUX PARAMETRES DES NUAGES ET DES PRECIPITATIONS</b>	<b>98</b>
4.1	INTRODUCTION . . . . .	99
4.2	SENSIBILITE DES SIGNAUX AUX PARAMETRES DES NUAGES NON PRECIPITANTS . . . . .	100
4.2.1	Coefficients d'extinction et de diffusion . . . . .	100
4.2.2	Contenu total en eau liquide <i>TLWC</i> . . . . .	102
4.2.3	Influence des autres paramètres sur la relation $T_B$ — <i>TLWC</i> . . . . .	104
4.2.4	Fréquences optimales pour la mesure du <i>TLWC</i> . . . . .	113
4.2.5	Hauteur du sommet du nuage . . . . .	115
4.3	SENSIBILITE DES SIGNAUX AUX PARAMETRES DE PRECIPITATIONS . . . . .	118
4.3.1	Taux de précipitations . . . . .	120
4.3.2	Influence des autres paramètres sur la relation $T_B$ — <i>R</i> . . . . .	122
4.3.3	Hauteur du niveau de gel . . . . .	129
4.3.4	Influences de l'eau liquide et de la glace sur la relation $T_B$ — <i>R</i> . . . . .	129
4.3.5	Paramètres secondaires de précipitations . . . . .	139
4.4	SENSIBILITE DES SIGNAUX AUX PARAMETRES DU SPECTRE GRANULOMETRIQUE . . . . .	147
4.5	CONCLUSIONS . . . . .	151
5	<b>ETUDE DE L'INVERSION DES PARAMETRES NUAGEUX A PARTIR DES MESURES DU SONDEUR MICRO-ONDE METEOSAT</b>	<b>153</b>
5.1	RAPPEL DES OBJECTIFS . . . . .	154
5.2	DESCRIPTION DU RADIOMETRE MMS . . . . .	155
5.3	PRINCIPE DE LA METHODE STATISTIQUE D'INVERSION . . . . .	157
5.4	CREATION D'UNE BANQUE DE DONNEES PRECALCULEES . . . . .	158
5.5	RESULTATS ET VERIFICATION . . . . .	160
5.6	AMELIORATION DE L'ALGORITHME . . . . .	165
5.7	CONCLUSION . . . . .	169
	<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>170</b>
	<b>ANNEXE 1</b>	<b>172</b>
	<b>ANNEXE 2</b>	<b>178</b>
	<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>200</b>

## NOTATIONS

$a$	:	albédo ( $k_d/k_e$ )
$a_n$	:	coefficient de Mie
$b_n$	:	coefficient de Mie
$B(f, T)$	:	fonction de Planck
$c$	:	vitesse de la lumière dans le vide
$ET$	:	écart-type
$EM$	:	écart-moyen
$e_h$	:	émissivité de surface en polarisation horizontale
$e_v$	:	émissivité de surface en polarisation verticale
$F$	:	fonction (facteur) de forme de raie
$f$	:	fréquence
$f_{lm}$	:	fréquence de résonance
$H$	:	épaisseur de précipitation
$H_{0°C}$	:	altitude du niveau de l'isotherme zéro
$H_e$	:	épaisseur effective de précipitation
$H_{som}$	:	altitude du sommet du nuage
$\Delta H$	:	épaisseur du nuage
$H_v$	:	échelle de hauteur de la vapeur d'eau
$h$	:	constante de Planck
$I$	:	luminance (intensité spécifique)
$J$	:	fonction de source
$k$	:	nombre d'onde
$k_g$	:	coefficient d'absorption due aux gaz
$k_{H_2O}$	:	coefficient d'absorption de la vapeur d'eau
$k_{O_2}$	:	coefficient d'absorption de l'oxygène
$k_a, k_d$ et $k_e$	:	coefficients d'absorption, de diffusion et d'extinction
$LWC$	:	contenu en eau liquide
$Np$	:	néper
$N(r), n(r)$	:	distribution granulométrique
$N_t$	:	nombre total des particules par unité de volume
$n', n''$	:	parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction de l'eau
$P$	:	pression
$P(h, v)$	:	fonctions de phase
$Q_a, Q_d$ et $Q_e$	:	sections efficaces d'absorption, de diffusion et d'extinction
$R$	:	taux de pluie
$R_c$	:	taux de pluie calculé



$RLWC$	:	contenu en eau liquide précipitante
$\mathcal{R}$	:	coefficient de corrélation
$r$	:	rayon des particules sphériques
$r_c$	:	rayon modal de la granulométrie
$S$	:	paramètre de sensibilité
$SST$	:	température de surface de l'océan
$S_{lm}$	:	intensité (force) de la raie
$S_{sw}$	:	salinité de l'eau
$T$	:	température physique
$T_S$	:	température physique de la surface
$TLWC$	:	contenu total (ou intégré) en eau liquide
$T_B$	:	température de brillance monochromatique
$T_{Binc}$	:	température de brillance incidente sur la surface
$T_{DN}$	:	température de brillance descendant de l'atmosphère
$T_{UP}$	:	température de brillance montant de l'atmosphère
$T_{COS}$	:	température de brillance cosmique
$T_{SN}$	:	température de brillance issue de la surface
$T_d$	:	température de brillance due à la diffusion
$T_{moy}$	:	température moyenne du nuage
$T_{som}$	:	température du sommet du nuage
$T_r$	:	transmission atmosphérique
$U$	:	vitesse du vent au-dessus de l'océan
$v(r)$	:	vitesse limite de chute des gouttes de pluie
$z$	:	altitude
$\alpha$	:	paramètre de la granulométrie
$\Gamma$	:	réflectivité de surface
$\gamma$	:	paramètre de la largeur de raie
$\epsilon$	:	constante diélectrique
$\theta$	:	angle zénital
$\theta_d$	:	angle de diffusion
$\theta_i$	:	angle d'incidence
$\kappa$	:	constante de Boltzmann
$\lambda$	:	longueur d'onde
$\rho_v$	:	densité de la vapeur d'eau
$\sigma^\circ$	:	coefficient de diffusion de surface
$\tau$	:	épaisseur optique
$\phi$	:	angle azimutal
$\chi$	:	paramètre de Mie ( $2\pi r/\lambda$ )

## ABREVIATIONS

- AMSU : Advanced Microwave Sounding Unit
- DMSP : Defence Meteorological Satellite Program
- MMS : Meteosat Microwave Sounder
- MSU : Microwave Sounding Unit
- NEMS : Nimbus-E Microwave Spectrometer
- SMMR : Scanning Multichannel Microwave Radiometer
- SSM/I : Special Sensor Microwave/Imager
- SSM/T : Special Sensor Microwave/Temperature
- 
- AFGL : Air Force Geophysical Laboratory, USA
- CNRS : Centre National de la Recherche Scientifique
- IAP : Institute of Applied Physics, Univ. of Bern, Switzerland
- MIT : Massachusetts Institute of Technology, USA
- OXF : University of Oxford, U.K.

## INTRODUCTION

L'utilisation en télédétection de radiomètres micro-ondes (ou hyperfréquences) à bord de satellite date de la première moitié des années 60s. Depuis, c'est devenu un champ actif de recherche. En effet, c'est en 1968 que quatre radiomètres micro-ondes embarqués sur un satellite russe Cosmos 243 furent pour la première fois destinés à l'observation de notre planète. Dès lors, une série de radiomètres micro-ondes a été lancée pour divers objectifs d'étude scientifique (Njoku, 1982; Pampaloni, 1989; Staelin, 1981; Swift, 1980; Ulaby *et al*, 1981, etc).

Les principaux avantages des signaux micro-ondes sont d'une part leur capacité à pénétrer les nuages et certaines précipitations et d'autre part leur indépendance vis à vis de l'éclairement solaire.

En effet, les nuages et les précipitations sont totalement opaques dans le visible et l'infrarouge, alors qu'ils sont transparents ou semi-transparentes aux longueurs d'onde millimétriques.

Les nuages de glace qui sont suffisamment denses pour obscurcir la surface terrestre n'ont qu'une activité très faible pour les longueurs d'onde supérieures à 1 *cm* (i.e.  $f < 30$  GHz). De même, les nuages constitués d'eau liquide n'ont d'effet significatif que pour les longueurs d'onde inférieures à 2 *cm* ( $f > 15$  GHz), cet effet n'étant vraiment important que pour les longueurs d'onde inférieures à 1 *cm* ( $f > 30$  GHz).

Par contre, les précipitations ont un rôle plus important que les nuages. Mais, celui-ci reste négligeable si la longueur d'onde est supérieure à 4 *cm* ( $f < 7.5$  GHz); toute fois il devient réellement important pour les longueurs d'onde de 2 *cm*, et seulement si les précipitations sont extrêmement intenses.

Une autre raison de l'utilisation des micro-ondes est simplement que les informations qui en découlent sont différentes de celles disponibles dans le visible et dans l'infrarouge. Donc, quand les conditions sont favorables pour les trois

domaines de longueur d'onde, les informations de ces trois régions ne sont pas redondantes mais complémentaires.

Cependant, la mesure du rayonnement micro-onde présente un inconvénient majeur: l'état actuel de la technologie ne permet pas d'obtenir dans le domaine des micro-ondes une résolution spatiale du même ordre de grandeur que celle obtenue dans l'infrarouge (1.4 km pour les canaux 3.7  $\mu m$ , 11  $\mu m$  et 12  $\mu m$  de l'AVHRR de TIROS N; 110 km pour le canal 6.6 GHz du SMMR de NIMBUS-G, par exemple). Cet inconvénient provient de ce que la résolution spatiale est déterminée par la largeur d'ouverture du faisceau d'antenne et l'altitude de la plate-forme. En fait, l'ouverture du faisceau étant inversement proportionnelle au nombre d'onde et à l'aire d'antenne, une petite ouverture du faisceau nécessite donc une large antenne. La résolution spatiale linéaire de tous les radiomètres micro-ondes actuellement en cours de vol est typiquement de l'ordre de 15 à 110 km; l'utilisation de ces mesures est donc limitée aux applications qui ne nécessitent qu'une résolution spatiale de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres. Dans un avenir proche, l'application de la nouvelle technique de la synthèse d'ouverture ("aperture synthesis" en anglais) permet d'améliorer la résolution spatiale (Le Vine *et al.*, 1989).

L'observation de l'atmosphère et de la surface terrestre par radiométrie micro-onde nécessite une connaissance des caractéristiques d'absorption et de diffusion par les constituants atmosphériques (gaz, nuages et précipitations) dans le domaine des longueurs d'onde considéré. Le Chapitre 1 est consacré au rappel de ces caractéristiques. On disposera alors de toutes les expressions mathématiques utiles aux calculs des coefficients d'absorption par les principaux gaz absorbants d'une part et des coefficients d'absorption et de diffusion par les particules sphériques de nuage et de précipitation d'autre part.

Le Chapitre 2 présente la mise au point, à partir de l'équation du transfert radiatif et dans l'hypothèse d'une atmosphère plane-parallèle, d'un code numérique

permettant la simulation de la température de brillance monochromatique  $T_B$ . Celle-ci est équivalente à l'énergie thermique émise par le système atmosphère-surface. La simulation peut s'effectuer dans des conditions variées qui sont données par différents modèles d'atmosphère, de surface, de nuage et de précipitation.

Dans le Chapitre 3, on donne quelques exemples de calculs de l'épaisseur optique et de la température de brillance. L'intercomparaison de nos résultats avec ceux trouvés dans la littérature ou avec ceux issus de mesures satellitaires assure la validité de notre modèle direct de transfert radiatif.

Le Chapitre 4 est consacré à l'étude de sensibilité de la température de brillance à certains paramètres de nuage et de précipitation. Cette étude vise à examiner les variations de la température de brillance, dans quatre fenêtres atmosphériques bien séparées dans le domaine des micro-ondes, avec un des paramètres de nuage ou de précipitation. Elle nous a conduit à évaluer les fréquences optimales pour l'extraction de certains paramètres de nuage et de précipitation.

En se basant sur cette étude de sensibilité, on décrit dans le Chapitre 5 des algorithmes d'inversion de certains paramètres de nuage et de la température de surface de l'océan. Les inversions ont été réalisées à partir des mesures dans les cinq canaux du MMS (Meteosat Microwave Sounder). L'application de ces algorithmes à un ensemble de données simulées confirme l'utilité des fréquences du MMS dans l'inversion des paramètres de nuage.

CHAPITRE \_\_\_\_\_ I

CARACTERISTIQUES D'ABSORPTION  
ET DE DIFFUSION DES MICRO-ONDES

## 1.1 INTRODUCTION

Il est très important d'avoir une connaissance à priori sur le comportement des interactions des micro-ondes avec les constituants atmosphériques dans la télédétection de micro-ondes. A partir d'une telle connaissance, les techniques de télédétection de micro-ondes peuvent être employées pour observer les paramètres atmosphériques (température, humidité, ...) et les conditions météorologiques. De plus, cette connaissance apporte la correction atmosphérique à appliquer aux observations de la surface de l'océan et des terres émergées.

Le comportement spectral des interactions des micro-ondes avec les constituants atmosphériques fait l'objet de ce chapitre. Nous traitons d'abord les caractéristiques d'absorption des gaz atmosphériques. Nous considérons ensuite l'absorption et la diffusion par les nuages et les précipitations.

## 1.2 ABSORPTION PAR LES GAZ ATMOSPHERIQUES

### 1.2.1 Définition des paramètres

Le rayonnement est absorbé (ou émis) par une molécule quand une transition a lieu d'un niveau d'énergie bas (supérieur) à un niveau supérieur (inférieur). La fréquence  $f_{im}$  du quantum absorbé (ou émis) est donnée par la formule de Bohr,

$$f_{im} = \frac{E_m - E_l}{h}, \quad (1.1)$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $E_m$  et  $E_l$  sont respectivement les énergies internes moléculaires des états supérieur et inférieur. La transition peut concerner les changements d'énergie électronique, vibrationnelle et rotationnelle, ou une quelconque combinaison de ces trois types. Le spectre d'absorption dû à une transition simple est appelé raie d'absorption. La transition des états de rotation pure donne les raies de rotation qui se situent dans la région des micro-ondes et de l'infrarouge lointain du spectre. Les changements d'énergie entre les états de vibration pure sont de plusieurs ordres de grandeur plus grands que les changements d'énergie de rotation pure; les transitions de vibration n'apparaissent donc jamais seules, mais sont toujours accompagnées de nombreuses transitions de rotation. Cette condition produit un groupe de raies, souvent appelées bandes de vibration-rotation. De telles bandes se trouvent dans le visible rouge et le proche infrarouge (thermique). Enfin, les larges différences d'énergie associées aux transitions électroniques (comparées aux transitions de vibration pure et de rotation) donnent usuellement des systèmes complexes de bandes associant les variations simultanées des trois types d'énergie.

L'absorption d'énergie électromagnétique par des molécules à l'état gazeux implique l'interaction du champ électromagnétique incident avec un moment dipolaire ou quadrupolaire électronique ou magnétique des molécules. Parmi les divers gaz de l'atmosphère terrestre, l'oxygène et la vapeur d'eau sont les seuls con-



stituants qui présentent des bandes d'absorption significatives dans le spectre des micro-ondes. La molécule d'oxygène a un moment magnétique permanent. L'interaction magnétique avec le champ incident produit une famille de raies de rotation au voisinage de 60 GHz et une raie isolée à 118.75 GHz. La vapeur d'eau, par contre, est une molécule polaire avec une dipole électrique. L'interaction électrique avec le champ incident produit des raies de rotation à 22.2 GHz, 183.3 GHz, et à plusieurs fréquences dans la région de l'infrarouge lointain (au-dessus de 300 GHz).

Le spectre d'absorption (ou d'émission) d'une molécule correspondant aux transitions pures des états d'énergie de la molécule est constitué de raies nettement définies (Fig.1.1(a)). Un tel spectre pourrait être la caractéristique d'un système isolé, non perturbé et stationnaire. En réalité, les molécules en mouvement interagissent constamment par collision avec les autres molécules, ou avec d'autres objets matériels (tels que les particules poussières). Ces perturbations causent un élargissement de raie, comme le montre la Figure 1.1(b). Parmi les diverses sources de l'élargissements des raies spectrales (Townes et Schawlow, 1955; Grody et Cock, 1970), l'élargissement de pression, lié aux collisions des molécules, est le plus important pour l'absorption atmosphérique dans le domaine du spectre des micro-ondes. Le spectre d'absorption de la transition entre les niveaux d'énergie  $E_l$  et  $E_m$  peut être écrit sous la forme suivante:

$$k_a = \frac{4\pi f}{c} S_{lm} F(f, f_{lm}), \quad (1.2)$$

où

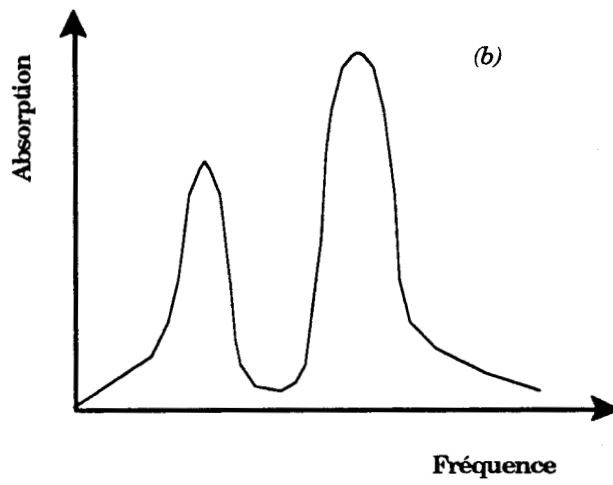
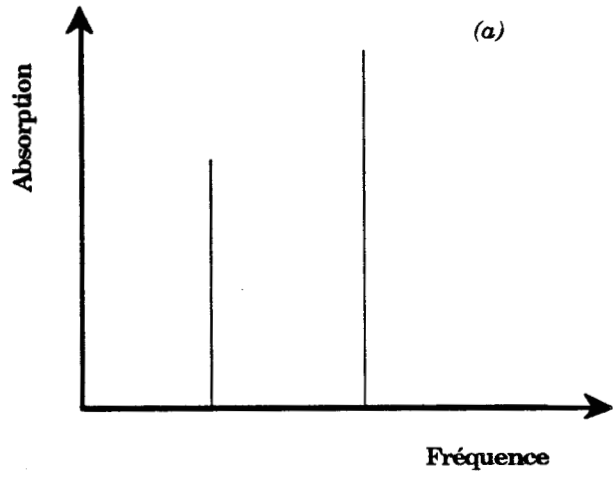
$k_a$  = coefficient d'absorption d'énergie, Néper  $m^{-1}$ ,

$f$  = fréquence, Hz,

$f_{lm}$  = fréquence de résonance pour la transition entre les états d'énergie  $E_l$  et  $E_m$ , Hz,

$c$  = vitesse de la lumière,  $3 \times 10^8 m s^{-1}$ ,

$S_{lm}$  = intensité de la raie  $lm$ , Hz,



**Fig.1.1** Spectre d'absorption: (a) d'une molécule isolée; (b) d'un gaz

$F$  = fonction de forme de raie,  $\text{Hz}^{-1}$ .

L'intensité  $S_{lm}$  de la raie  $lm$  d'un gaz atmosphérique spécifique est déterminée par le nombre des molécules absorbantes de ce gaz par unité de volume, la température du gaz, et les paramètres moléculaires associés à cette transition. Les expressions pour  $S_{lm}$  sont données plus loin pour les raies d'absorption de la vapeur d'eau et de l'oxygène.

La fonction de forme de raie  $F(f, f_{lm})$  décrit la forme du spectre d'absorption à partir de la fréquence de résonance  $f_{lm}$ . Différentes fonctions de forme de raie, basées sur différents modèles de la nature des collisions entre les molécules, ont été déduites et utilisées pour les spectres micro-ondes. La plus simple est la fonction de Lorentz,

$$F_L(f, f_{lm}) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{(f_{lm} - f)^2 + \gamma^2}, \quad (1.3)$$

où  $\gamma$  est le paramètre de la largeur de raie qui est proportionnel à la pression du gaz considéré. La fonction de Lorentz est en général valable pour les raies étroites dont les valeurs de  $\gamma$  sont beaucoup plus petites que les fréquences de transition  $f_{lm}$ . Ceci a été confirmé par la raie de la vapeur d'eau à 22.3 GHz aux pressions de 1 à 17 millibars (Liebe *et al.*, 1969; Liebe et Dillon, 1969). Pour accommoder les niveaux de pression correspondant aux conditions atmosphériques, pour lesquelles  $\gamma$  et  $f_{lm}$  sont du même ordre, Van Vleck et Weisskopf (1945) ont développé la fonction

$$F_{vw}(f, f_{lm}) = \frac{1}{\pi} \frac{f}{f_{lm}} \left[ \frac{\gamma}{(f_{lm} - f)^2 + \gamma^2} + \frac{\gamma}{(f_{lm} + f)^2 + \gamma^2} \right]. \quad (1.4)$$

Pour  $f = f_{lm}$ , le second terme dans le crochet est négligeable. Dans ce cas, l'équation (1.4) se réduit à  $F_{vw} \simeq 1/(\pi\gamma)$ . Les mesures ont montré un bon accord avec les calculs basés sur la forme de raie (éq.1.4) pour des fréquences voisines de la fréquence résonnante  $f_{lm}$ , mais ont indiqué des déviations considérables dans les ailes lointaines.

A partir d'un ensemble d'hypothèses différentes (de celles faites par Van Vleck et Weisskopf) caractérisant les statistiques du processus de collision, Gross (1955) a déduit une fonction de forme de raie qui prend la même forme que  $F_{vw}(f, f_{lm})$  près de la résonance, mais semble fournir un meilleur accord avec les mesures dans les ailes lointaines (Zhevakin et Naumov, 1967; Hall, 1967). La formule de forme de raie de Gross, déduite indépendamment par Zhevakin et Naumov (1963), et parfois appelée forme de raie dynamique, est donnée par

$$F_G(f, f_{lm}) = \frac{1}{\pi} \frac{4f f_{lm} \gamma}{(f_{lm}^2 - f^2)^2 + 4f^2 \gamma^2}. \quad (1.5)$$

Bien que la fonction de forme de raie de Gross fournisse un meilleur accord avec les données d'absorption que celle de Van Vleck-Weisskopf, cette dernière continue à avoir une large utilisation dans les calculs d'absorption des micro-ondes. En fait, la différence entre les deux fonctions est très petite pour les raies d'absorption du domaine des micro-ondes, et la différence ne devient notable que dans le domaine de l'infrarouge thermique, où l'absorption est en partie due aux contributions des ailes des raies d'absorption éloignées, situées dans la partie sub-millimétrique du spectre.

### 1.2.2 Absorption par la vapeur d'eau

Le coefficient d'absorption d'une raie spectrale en néper par kilomètre ( $Npkm^{-1}$ ) est donné par

$$k(f, f_{lm}) = \frac{4\pi f}{c} S_{lm} F_G(f, f_{lm}) \quad Npkm^{-1}, \quad (1.6)$$

où nous utilisons la fonction de forme de raie de Gross  $F_G$  pour les raisons exposées précédemment. Pour une raie  $lm$  de vapeur d'eau, l'intensité  $S_{lm}$  peut s'écrire

$$S_{lm} = S_{lm0} f_{lm} \rho_v T^{-5/2} e^{-E_l/\kappa T}, \quad (1.7)$$

où  $S_{lm0}$  est une constante caractérisant la transition  $lm$ ,  $\rho_v$  la densité de la vapeur d'eau,  $\kappa$  la constante de Boltzmann, et  $T$  la température thermodynamique. En

portant (éq.1.7) dans (éq.1.6), nous obtenons

$$k(f, f_{lm}) = \frac{4\pi}{c} S_{lm0} [f f_{lm} \rho_v T^{-5/2} e^{-E_l/\kappa T} F_G(f, f_{lm})] \quad Npkm^{-1}. \quad (1.8)$$

Dans la région des micro-ondes (1—300 GHz), la vapeur d'eau a deux raies d'absorption de rotation à 22.235 GHz et 183.31 GHz. Il y a, cependant, d'autres raies à des fréquences supérieures, qui donnent une contribution à l'absorption des micro-ondes de 1 à 300 GHz. D'après Waters (1976), il est suffisant de tenir compte de l'influence des dix plus basses fréquences résonnantes pour la région 1 à 300 GHz. Le coefficient d'absorption de vapeur d'eau  $k_{H_2O}(f)$  est alors donné par

$$k_{H_2O}(f) = \sum k(f, f_{lm}), \quad (1.9)$$

où la somme porte sur les dix raies des plus basses fréquences. Avec l'équation (1.8), nous avons

$$k_{H_2O}(f) = \frac{4\pi}{c} f \rho_v T^{-5/2} \times \sum S_{lm0} f_{lm} e^{-E_l/\kappa T} F_G(f, f_{lm}) \quad Npkm^{-1}. \quad (1.10)$$

Si nous posons  $lm = 1$  pour la raie 22.235 GHz,  $lm = 2$  pour 183.31 GHz, etc., en introduisant la fonction de forme de raie de Gross  $F_G$  et en normalisant T à 300 K, l'expression ci-dessus devient

$$k_{H_2O}(f) = 3.454 \times 10^{-11} f^2 \rho_v \left( \frac{300}{T} \right)^{5/2} \times \sum_{i=1}^{10} S_{i0} f_i^2 e^{-E_i/\kappa T} \times \left[ \frac{\gamma_i}{(f_i^2 - f^2)^2 + 4f^2 \gamma_i^2} \right] \quad Npkm^{-1}. \quad (1.11)$$

Si nous définissons de plus

$$E'_i = E_i/\kappa, \quad (1.12)$$

$$A_i = S_{i0} f_i^2 / S_{10} f_1^2, \quad (1.13)$$

et introduisons un facteur de conversion de telle sorte que  $f$ ,  $f_i$  et  $\gamma_i$  soient en GHz, l'équation (1.11) devient

$$k_{H_2O} = 2f^2 \rho_v \left( \frac{300}{T} \right)^{5/2} \times \sum_{i=1}^{10} A_i e^{-E'_i/T} \times \left[ \frac{\gamma_i}{(f_i^2 - f^2)^2 + 4f^2 \gamma^2} \right] \text{ Npkm}^{-1}. \quad (1.14)$$

TABLEAU 1.1 — Valeurs des paramètres de raie pour les dix transitions les plus basses de la vapeur d'eau

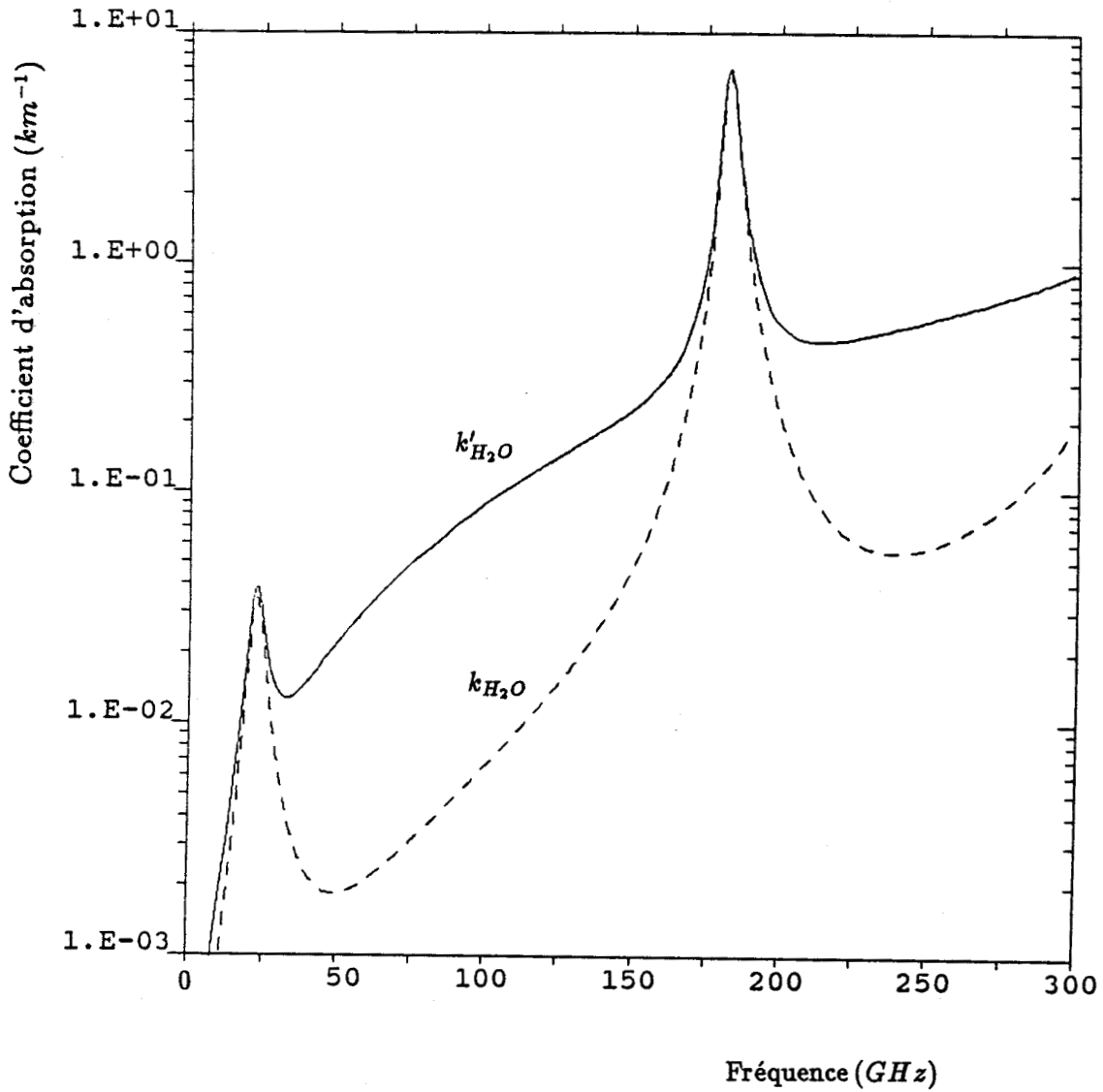
$i$	$f_i$ (GHz)	$E'_i$ (K <sup>-1</sup> )	$A_i$	$\gamma_{i0}$ (GHz)	$a_i$	$x$
1	022.23515	644	0.23	2.85	1.75	0.626
2	183.31012	196	9.65	2.68	2.03	0.649
3	323.0000	1850	77.00	2.30	1.95	0.420
4	325.1538	454	26.64	3.03	1.85	0.619
5	380.1968	306	150.08	3.19	1.82	0.630
6	390.0000	2199	29.24	2.11	2.03	0.330
7	436.0000	1507	44.07	1.50	1.97	0.290
8	438.0000	1070	160.63	1.94	2.01	0.360
9	442.0000	1507	135.90	1.51	2.02	0.332
10	448.0008	412	224.06	2.47	2.19	0.510

Le Tableau 1.1 donne les valeurs de  $A_i$ ,  $E'_i$ , et  $f_i$  pour  $i = 1$  à 10. Le paramètre de largeur de raie est donné par

$$\gamma_i = \gamma_{i0} \left( \frac{P}{1013} \right) \left( \frac{300}{T} \right)^a \left[ 1 + 10^{-2} a_i \frac{\rho_v T}{P} \right] \text{ GHz}, \quad (1.15)$$

où  $\gamma_{i0}$ ,  $a_i$ , et  $x$  sont aussi données dans le Tableau 1.1. Notons que dans les formules ci-dessus,  $P$  est en millibar,  $T$  en Kelvin et  $\rho_v$  en gramme par mètre cube.

La Figure 1.2 montre le spectre d'absorption de la vapeur d'eau dans le domaine de micro-ondes. La courbe en tiretés correspond à l'expression (1.14) de  $k_{H_2O}(f)$ , c'est-à-dire à la forme de raie de Gross. La courbe en trait plein



**Fig.1.2** Coefficients d'absorption de la vapeur d'eau atmosphérique pour les conditions au niveau de la mer, soit:  $T = 300 K$ ,  $\rho_v = 7.5 gm^{-3}$  et  $P = 1013 mbar$ .  $k_{H_2O}$  et  $k'_{H_2O}$  sont respectivement les coefficients d'absorption sans et avec la correction du continuum.

représente le coefficient  $k'_{H_2O}(f)$ , égal à  $k_{H_2O}(f)$  plus un terme de correction  $\Delta k(f)$ , soit

$$k'_{H_2O} = k_{H_2O}(f) + \Delta k(f) \quad Npk\text{m}^{-1}. \quad (1.16)$$

Le terme de correction  $\Delta k(f)$  a été ajusté empiriquement par Gaut et Reifensstein (1971), à partir d'une comparaison des coefficients d'absorption calculés et mesurés, et s'écrit

$$\Delta k(f) = 1.094 \times 10^{-6} \rho_v \left(\frac{300}{T}\right)^{2.1} \left(\frac{P}{1013}\right) f^2 \quad Npk\text{m}^{-1}, \quad (1.17)$$

où toutes les quantités ont été définies précédemment. Ce terme de correction tient simplement compte de l'absorption due au continuum dont les causes ne sont pas encore parfaitement connues.

Nous utiliserons désormais l'équation (1.16) dans nos calculs du coefficient d'absorption de la vapeur d'eau entre 1 à 300 GHz.

### 1.2.3 Absorption par l'oxygène

Le spectre d'absorption des micro-ondes de l'oxygène est constitué de nombreuses raies d'absorption dans la région de 50—70 GHz (dit " 60 GHz oxygen complex " en anglais) et d'une raie isolée à 118.75 GHz. Aux pressions de la basse atmosphère terrestre, l'élargissement par pression fait se superposer les raies du complexe et forme une bande continue d'absorption, centrée à 60 GHz.

La méthode traditionnelle utilisée pour calculer le coefficient d'absorption du complexe d'oxygène à 60 GHz consiste en une sommation des coefficients d'absorption des raies individuelles (Meeks et Lilley, 1963; Tolbert et Straiton, 1963; Carter *et al.*, 1968), en utilisant la fonction de forme de raie de Van Vleck-Weisskopf (éq.1.4). Des calculs similaires ont aussi été faits (Rober, 1972; Zhevakin et Naumov, 1965) en utilisant la fonction de forme de raie de Gross (éq.1.5).



D'après la théorie de "l'élargissement par collision", le paramètre de largeur d'une raie doit être proportionnel à la pression partielle d'oxygène  $P_{O_2}$ :

$$\gamma = \gamma_0 P_{O_2}, \quad (1.18)$$

où  $\gamma_0$  est la largeur de raie à  $P_{O_2} = 1 \text{ mbar}$ . En fait, pour accorder les valeurs d'absorption ainsi calculées avec les mesures expérimentales réalisées à une pression environ d'une atmosphère (1013 mbar), il est nécessaire d'utiliser des valeurs de  $\gamma_0$  qui sont de 2 à 3 fois plus petites que celles mesurées spectroscopiquement aux pressions faibles (Artman et Gorton, 1954) où les raies individuelles peuvent être distinguées.

Pour résoudre cette dépendance de largeur de raie non constante en pression, Rosenkranz (1975) a appliqué la théorie de bandes composées de raies superposées au complexe d'oxygène de 60 GHz et employé les approximations raisonnables pour réduire la complexité du calcul pour l'utilisation pratique dans les différents domaines.

Suivant les travaux de Rosenkranz (1975, 1988), pour une concentration atmosphérique d'oxygène de 0.21 par unité de volume, le coefficient d'absorption de l'oxygène dans l'air est donné par

$$k_{O_2}(f) = 3.707 \times 10^{-3} f^2 \left( \frac{P}{1013} \right) \left( \frac{300}{T} \right)^2 F' \text{ Npkm}^{-1}. \quad (1.19)$$

La fonction de  $F'$  incorpore les intensités de raies et détermine (ensemble avec le facteur  $f^2$ ) la forme du coefficient d'absorption. Elle est donnée par une sommation sur les valeurs du nombre impair  $N$  du quantum rotationnel, pour  $N \leq 33$  (la contribution des raies avec  $N \geq 33$  étant insignifiante); avec

$$F' = \frac{0.7\gamma_b}{f^2 + \gamma_b^2} + \sum_{N=1}^{33} \Phi_N [g_{N+}(f) + g_{N+}(-f) + g_{N-}(f) + g_{N-}(-f)],$$

$$(N = 1, 3, \dots, 33) \quad (1.20)$$

où

$$g_{N\pm}(f) = \frac{\gamma_N(d_{N\pm})^2 + P(f - f_{N\pm})Y_{N\pm}}{(f - f_{N\pm})^2 + \gamma_N^2}, \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned} \Phi_N = 4.6 \times 10^{-3} \left(\frac{300}{T}\right)(2N + 1) \\ \times \exp \left[ -6.89 \times 10^{-3} N(N + 1) \left(\frac{300}{T}\right) \right]. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Les quantités  $\gamma_N$  et  $\gamma_b$  sont respectivement les paramètres de largeur de raie résonnante et nonrésonnante, et sont données par

$$\gamma_N = 1.18 \left(\frac{P}{1013}\right) \left(\frac{300}{T}\right)^{0.85} \quad \text{GHz}, \quad (1.23)$$

$$\gamma_b = 0.49 \left(\frac{P}{1013}\right) \left(\frac{300}{T}\right)^{0.89} \quad \text{GHz}. \quad (1.24)$$

Les  $d_{N+}$  et  $d_{N-}$  sont respectivement les amplitudes des raies  $f_{N+}$  et  $f_{N-}$ , et sont données par

$$\begin{aligned} d_{N+} &= \left[ \frac{N(2N + 3)}{(N + 1)(2N + 1)} \right]^{1/2}, \\ d_{N-} &= \left[ \frac{(N + 1)(2N + 1)}{N(2N + 1)} \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

Enfin, les fréquences résonnantes  $f_{N+}$  et  $f_{N-}$  et les paramètres  $Y_{N+}$  et  $Y_{N-}$  (dits paramètres d'interférence) sont donnés dans le Tableau 1.2 pour  $N=1$  à 33. Sauf pour la raie  $N=1$ , dont la fréquence résonnante est à 118.75 GHz, les fréquences résonnantes des 16 raies sont distribuées dans le domaine de fréquences approximativement de 50 à 70 GHz.

TABLEAU 1.2 — Fréquences et coefficients d'interférence  
pour 17 raies résonnantes du spectre de l'oxygène  
(Rosenkranz, 1988)

N	Fréquences (GHz)		Coefficients d'interférence (mbar <sup>-1</sup> )	
	f <sub>N+</sub>	f <sub>N-</sub>	Y <sub>N+</sub> (×10 <sup>-4</sup> )	Y <sub>N-</sub> (×10 <sup>-4</sup> )
1	56.2648	118.7503	2.77	-2.44
3	58.4466	62.4863	6.27	-4.68
5	59.5910	60.3061	6.77	-6.18
7	60.4348	59.1642	3.29	-4.12
9	61.1506	58.3239	-1.59	0.317
11	61.8002	57.6125	-2.07	0.115
13	62.4112	56.9682	-4.16	3.40
15	62.9980	56.3634	-4.48	3.92
17	63.5685	55.7838	-4.44	4.01
19	64.1278	55.2214	-4.09	4.34
21	64.6789	54.6711	-5.07	4.78
23	65.2241	54.1300	-5.40	5.16
25	65.7647	53.5957	-5.61	5.40
27	66.3020	53.0668	-5.90	5.72
29	66.8367	52.5422	-6.19	6.05
31	67.3694	52.0212	-6.47	6.35
33	67.9007	51.5030	-6.72	6.33

Comme dans le cas de la vapeur d'eau, le coefficient d'absorption de l'oxygène  $k_{O_2}(f)$  est complété par un terme de correction afin de simuler l'absorption due au continuum de l'air (Liebe, 1985):

$$\Delta k_{O_2}(f) = 0.0419 f^2 \left\{ 2a_0 P \left( \frac{300}{T} \right)^2 \frac{1}{\gamma_0 [1 + (f/\gamma_0)^2] [1 + (f/60)^2]} + a_p P^2 \left( \frac{300}{T} \right)^{4.5} \right\} \quad (1.25)$$

avec

$$\begin{aligned} a_0 &= 3.07 \times 10^{-4}, \\ a_p &= 1.40 \times 10^{-10} (1 - 1.2 \times 10^{-5} f^{1.5}), \\ \gamma_0 &= 5.6 \times 10^{-4} (P + 1.54 \rho_v \frac{T}{300}) \left( \frac{300}{T} \right)^{0.8}. \end{aligned}$$

Le coefficient d'absorption complet de l'oxygène est alors donné par

$$k'_{O_2}(f) = k_{O_2}(f) + \Delta k_{O_2}. \quad (1.26)$$

Le spectre d'absorption de l'oxygène  $k'_{O_2}(f)$  a été calculé et tracé sur la Figure 1.3. Les calculs sont faits pour les conditions atmosphériques au niveau de la mer, soit:  $T = 300 K$ ,  $\rho_v = 7.5 \text{ gm}^{-3}$  et  $P = 1013 \text{ mbar}$ .

#### 1.2.4 Absorption totale des gaz atmosphériques et transmission atmosphérique

En plus de l'oxygène et de la vapeur d'eau, certains gaz et polluants atmosphériques ont des raies d'absorption dans le spectre micro-onde, par exemple,  $O_3$ ,  $SO_2$ ,  $NO_2$ , et  $N_2O$ . Mais leur concentration relative au niveau de la mer est tellement faible que leur contribution au spectre d'absorption en micro-onde est négligeable devant celles de l'oxygène et de la vapeur d'eau. Le coefficient d'absorption total dû aux gaz,  $k_g(f)$ , est donc la somme des coefficients d'absorption de l'oxygène et de la vapeur d'eau:

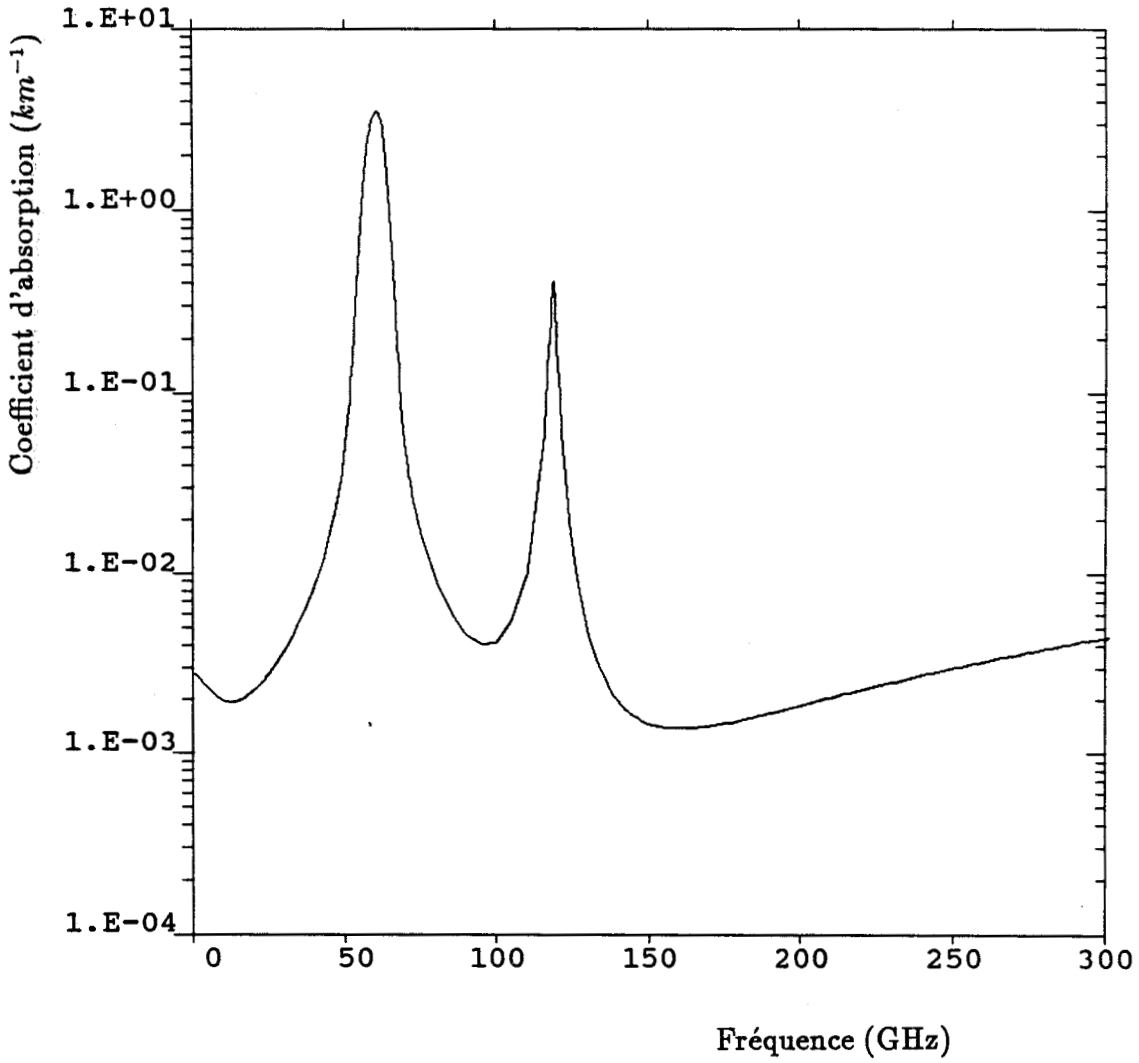
$$k_g(f) = k'_{H_2O}(f) + k'_{O_2}(f) \quad \text{Npkm}^{-1} \quad (1.27)$$

où  $k'_{H_2O}$  est donné par (éq.1.16) et  $k'_{O_2}$  par (éq.1.26).

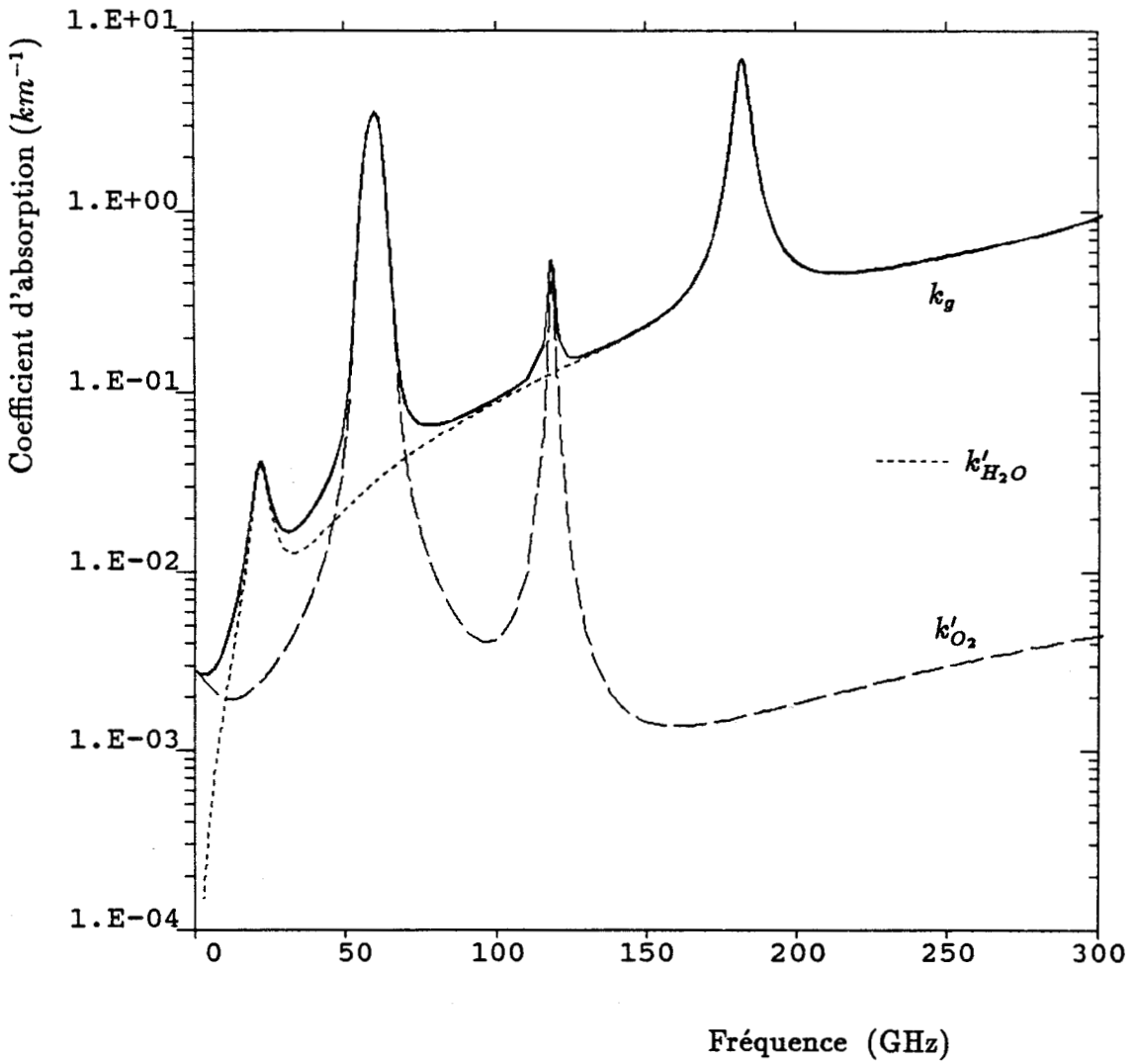
La Figure 1.4 présente la variation de  $k_g(f)$  en fonction de la fréquence pour les conditions atmosphériques au niveau de la mer. Sur la même figure nous avons reporté les deux courbes  $k'_{H_2O}(f)$  et  $k'_{O_2}(f)$ .

La transmission de l'atmosphère est une quantité fondamentale pour les observations de télédétection en micro-ondes, à partir d'une plateforme de satellite. Elle est définie par

$$\mathcal{T}_r(\theta) = e^{-\tau_\theta}, \quad (1.28)$$



**Fig.1.3** Coefficient d'absorption de l'oxygène  $k'_{O_2}$ , en fonction de la fréquence pour les conditions au niveau de la mer de  $T = 300 K$ ,  $\rho_v = 7.5 gm^{-3}$  et  $P = 1013 mbar$ .



**Fig.1.4** Coefficient d'absorption total atmosphérique  $k_g$  pour les mêmes conditions qu'aux deux figures précédentes. On a reporté aussi les coefficients d'absorption des deux principaux gaz absorbants  $H_2O$  et  $O_2$ .

où  $\tau_\theta$  est l'épaisseur optique (atténuation intégrée) de l'atmosphère entière sous l'angle zénithal  $\theta$ .

Pour  $\theta$  inférieur à  $60^\circ$ , une atmosphère stratifiée peut être assimilée à une atmosphère plane, les effets de réfraction étant négligeables, et l'épaisseur optique s'écrit alors

$$\tau_\theta = \int_0^\infty k_e(z) \sec \theta dz, \quad (1.29)$$

où  $k_e(z)$  est le coefficient d'extinction à l'altitude  $z$  au-dessus de la surface.

Par ciel clair, l'atmosphère peut être considérée comme un milieu non diffusant dans le domaine des micro-ondes,  $k_e$  est donc égal au coefficient d'absorption des gaz  $k_g$ . La transmission atmosphérique  $\mathcal{T}_r(\theta)$  s'écrit

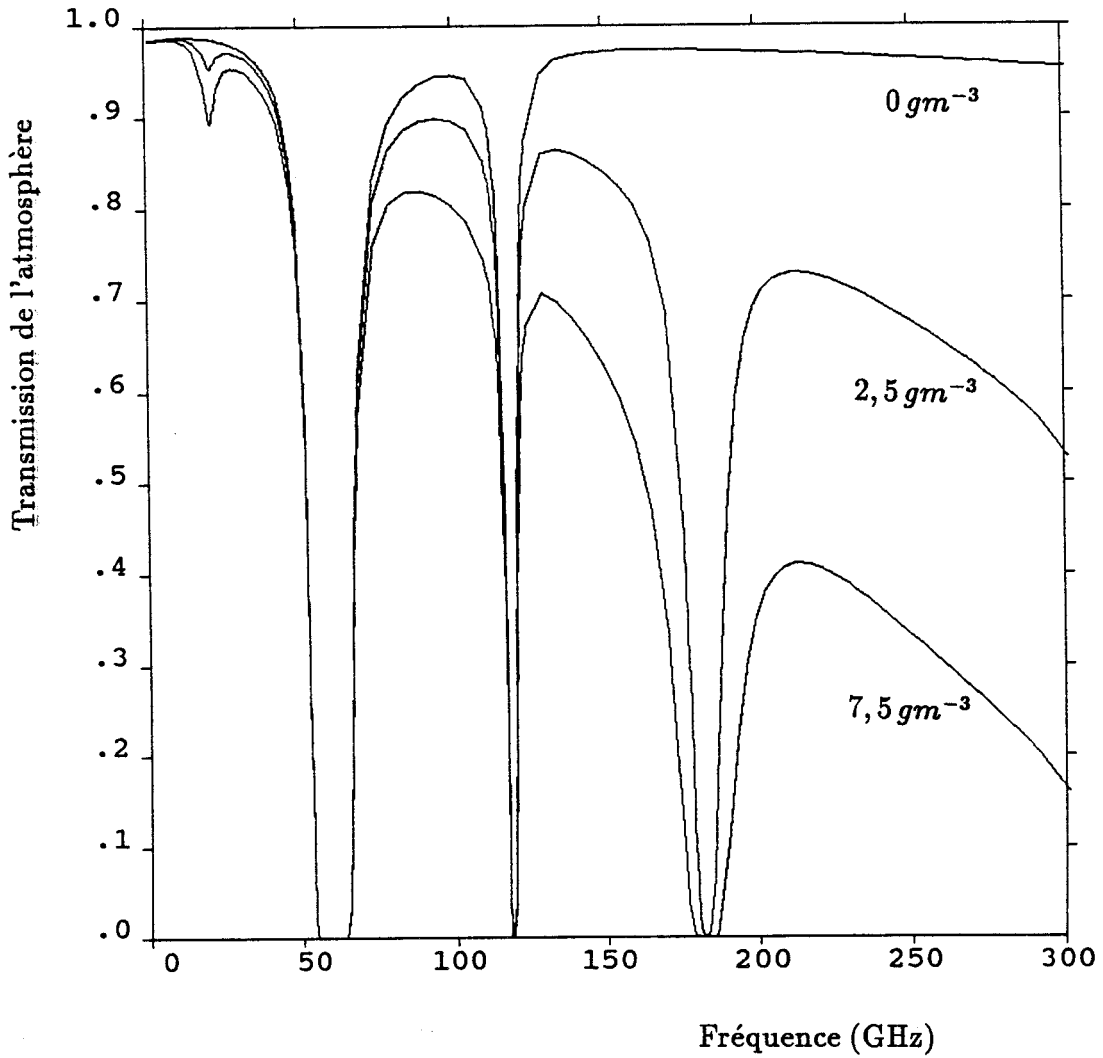
$$\mathcal{T}_r(\theta) = e^{-\tau_\theta \sec \theta} \quad (1.30)$$

où

$$\tau_0 = \int_0^\infty k_g(z) dz \quad (1.31)$$

est l'épaisseur optique au zénith.

La Figure 1.5 illustre la transmission d'une atmosphère U.S. standard en fonction de la fréquence pour trois densités différentes de la vapeur d'eau au niveau de la mer: 0, 2.5 et 7.5  $gm^{-3}$ . Nous constatons l'existence de plusieurs fenêtres atmosphériques autour de 35, 94, 140 et 225 GHz. Sur la même figure, nous constatons aussi que la transmission atmosphérique se dégrade beaucoup lorsque la densité de la vapeur d'eau  $\rho_v$  augmente. Ceci s'explique par le fait que le coefficient d'absorption de la vapeur d'eau est directement proportionnel à sa densité  $\rho_v$ .



**Fig.1.5** Transmission au zénith d'une atmosphère standard dans le domaine des fréquences de 1 à 300 GHz pour les trois valeurs de l'humidité:  $\rho_v = 0, 2.5$  et  $7.5 \text{ gm}^{-3}$  au niveau de la surface. On voit apparaître les différentes fenêtres atmosphériques.



### 1.3 ABSORPTION ET DIFFUSION PAR LES NUAGES ET LES PRÉCIPITATIONS

On s'est limité jusqu'ici aux conditions de ciel clair, où l'absorption et l'émission sont uniquement dues aux gaz atmosphériques et sont les résultats de transitions des états d'énergie de molécules individuelles. L'interaction des ondes électromagnétiques avec les particules (telles que celles des nuages, brumes, et précipitations) est de nature différente et peut concerner à la fois l'absorption et la diffusion. Dans cette section, nous allons considérer d'abord l'interaction du rayonnement avec une seule particule, puis nous étudierons le cas d'un ensemble de particules; nous présenterons enfin les fonctions de phase de diffusion.

#### 1.3.1 Interaction avec une particule sphérique

Lorsqu'une onde plane rencontre une particule sphérique dont les propriétés diélectriques diffèrent de celles du milieu extérieur, une partie de l'énergie du champ incident est absorbée par la particule, et une autre est diffusée dans toutes les directions, sous forme d'un champ électromagnétique de même longueur d'onde que l'onde incidente.

Le problème de l'absorption et la diffusion par une sphère diélectrique de rayon arbitraire  $r$  a été résolu par Mie (1908); la solution a été depuis reformulée par plusieurs auteurs notamment Straton (1941), Van de Hulst (1957), et Deirmendjian (1969). Le problème est formulé en fonction des paramètres suivants:

- le paramètre de Mie  $\chi = k_m r = 2\pi r / \lambda_m = 2\pi r \sqrt{\epsilon'_{rm}} / \lambda_0$ , où  $k_m$  est le nombre d'onde dans le milieu environnant,  $\lambda_m$  et  $\lambda_0$  les longueurs d'onde dans le milieu extérieur et dans le vide respectivement,  $\epsilon'_{rm}$  la partie réelle de la constante diélectrique relative du milieu ( $\epsilon'_{rm} = 1$  et  $\lambda_m = \lambda_0$  pour l'air

atmosphérique);

- l'indice de réfraction complexe  $n = n_p/n_m = (\epsilon_{cp}/\epsilon_{cm})^{1/2}$  où  $n_p$  et  $n_m$  sont les indices de réfraction complexes du matériau constituant la sphère et du milieu extérieur, et  $\epsilon_{cp}$  et  $\epsilon_{cm}$  sont les constantes diélectriques complexes correspondantes;
- un angle de diffusion  $\Theta$  formé par les vecteurs des ondes incidente et diffusée.

Pour décrire l'absorption par la particule, nous introduisons la section efficace d'absorption  $Q_a$  qui est le rapport de l'énergie absorbée sur la densité d'énergie incidente. Par analogie, nous définissons les sections efficaces de diffusion et d'extinction  $Q_d$  et  $Q_e$  pour décrire la diffusion et l'extinction de la particule. Il faut noter que  $Q_e = Q_a + Q_d$  et que toutes ces sections sont en  $m^2$ .

La solution de Mie donne les expressions des sections efficaces de diffusion, d'extinction et d'absorption d'une sphère sous la forme de séries convergentes qui s'écrivent:

$$Q_d(n, \chi) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1)(|a_l|^2 + |b_l|^2), \quad (1.32)$$

$$Q_e(n, \chi) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \text{Re}\{a_l + b_l\}, \quad (1.33)$$

$$Q_a(n, \chi) = Q_e(n, \chi) - Q_d(n, \chi), \quad (1.34)$$

où  $a_l$  et  $b_l$  sont les coefficients de Mie qui s'obtiennent à partir de fonctions de Bessel d'arguments complexes  $n$  et  $\chi$ . Pour la simplifier le calcul, Deirmendjian (1969) a développé un procédé itératif, utilisant les formules de récurrence des fonctions de Bessel. Son développement conduit aux expressions

$$a_l = \frac{(\frac{A_l}{n} + \frac{l}{\chi}) \text{Re}\{W_l\} - \text{Re}\{W_{l-1}\}}{(\frac{A_l}{n} + \frac{l}{\chi}) W_l - W_{l-1}} \quad (1.35)$$

et

$$b_l = \frac{(nA_l + \frac{l}{\chi}) \text{Re}\{W_l\} - \text{Re}\{W_{l-1}\}}{(nA_l + \frac{l}{\chi}) W_l - W_{l-1}}, \quad (1.36)$$

où

$$W_l = \left(\frac{2l-1}{\chi}\right)W_{l-1} - W_{l-2} \quad (1.37)$$

avec

$$\begin{aligned} W_0 &= \sin \chi + i \cos \chi, \\ W_{-1} &= \cos \chi - i \sin \chi, \end{aligned}$$

et

$$A_l = -\frac{l}{n\chi} + \left[\frac{l}{n\chi} - A_{l-1}\right]^{-1} \quad (1.38)$$

avec

$$A_0 = \cot n\chi. \quad (1.39)$$

Si l'on écrit l'indice complexe sous la forme  $n = n' - in''$ , l'équation (1.39) peut s'exprimer sous la forme:

$$A_0 = \frac{\sin n'\chi \cos n'\chi + i \sinh n'' \cosh n''\chi}{\sin^2 n'\chi + \sinh^2 n''\chi}. \quad (1.40)$$

La forme des coefficients de Mie ci-dessus est sans approximation et s'adapte bien au programme.

Les équations (1.32) à (1.34) montrent que les caractéristiques de diffusion et d'absorption d'une particule sphérique dans l'air sont déterminées par deux paramètres: (1) le paramètre de Mie  $\chi$ ; (2) l'indice de réfraction complexe  $n$ . La Figure 1.6 montre un exemple des variations de  $Q_d$ ,  $Q_e$  et  $Q_a$  normalisées par  $\pi r^2$  en fonction du paramètre de Mie  $\chi$  pour une valeur donnée de  $n$  ( $3.0 - i1.8$ ). On distingue plusieurs régions. Lorsque  $\chi \ll 1$ , alors  $Q_d \ll Q_a$ , ce qui nous donne  $Q_e \simeq Q_a$ . Cette région correspond à la région de Rayleigh où nous pouvons garder un seul terme significatif dans les séries de Mie (équations (1.32) à (1.34)). Quand  $\chi$  augmente,  $Q_d$  croît rapidement tandis que  $Q_a$  décroît lentement pour  $\chi > 0.5$ . Enfin,  $Q_d$ ,  $Q_e$  et  $Q_a$  tendent vers leurs valeurs limites ( $2\pi r^2$  pour  $Q_e$ ) pour  $\chi \gg 1$ .

En annexe 1 sont données les propriétés diélectriques dans le domaine des micro-ondes pour plusieurs types de substances (l'eau et la glace, par exemple).

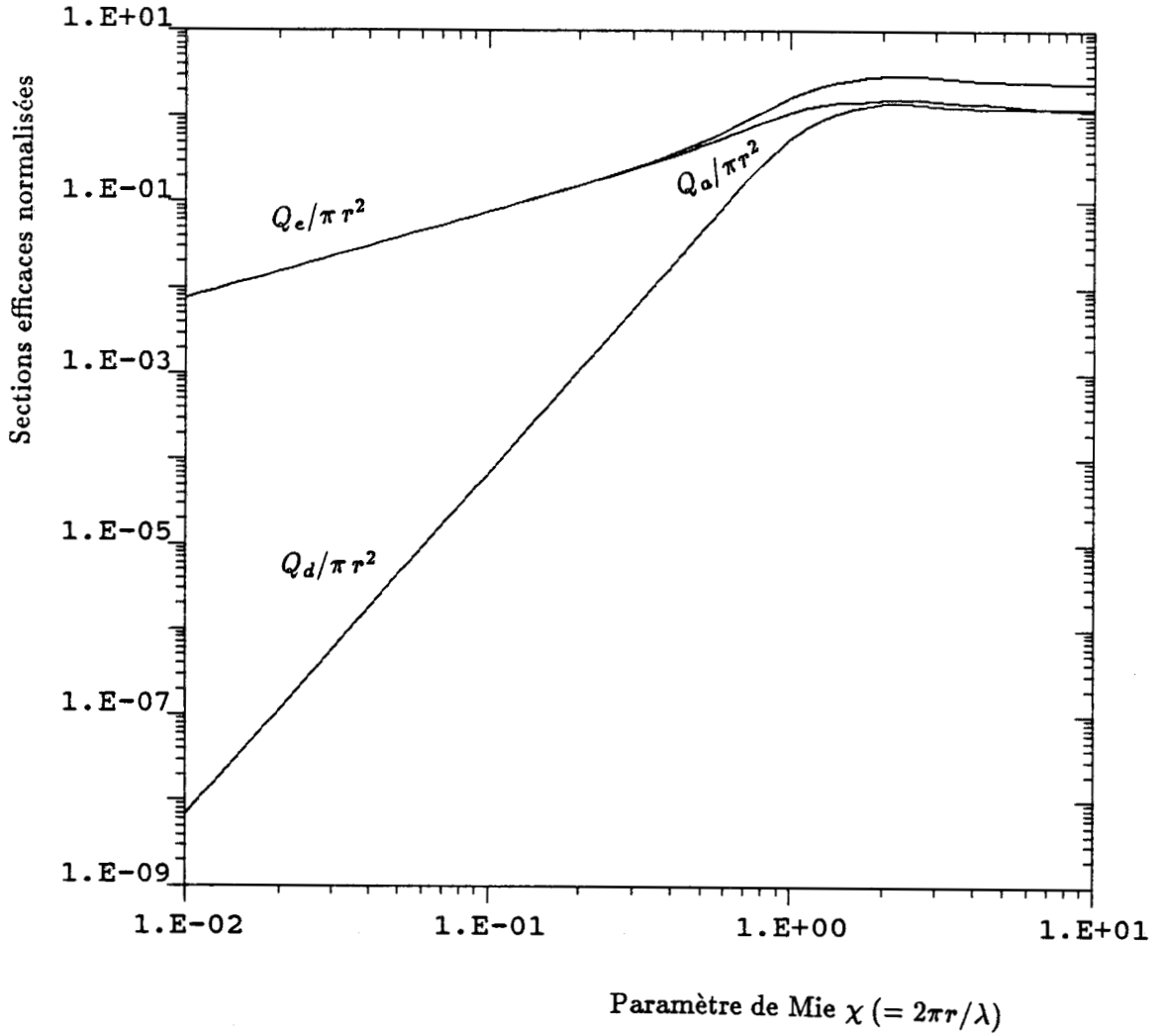


Fig.1.6 Variation des sections efficaces normalisées  $Q_d/\pi r^2$ ,  $Q_a/\pi r^2$  et  $Q_e/\pi r^2$  en fonction du paramètre de Mie  $\chi$ .

A partir de cette information,  $n$  peut être calculé. Les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction de l'eau sont tracées sur la Figure 1.7 en fonction de la fréquence, pour deux températures:  $-10$  et  $+10$  °C. Les courbes ont été calculées à partir de

$$\begin{aligned} n_e &= n'_e + in''_e = \sqrt{\epsilon_e} \\ &= \operatorname{Re}\{\sqrt{\epsilon_e}\} - i\operatorname{Im}\{\sqrt{\epsilon_e}\} \end{aligned} \quad (1.41)$$

soit

$$n'_e = \operatorname{Re}\{\sqrt{\epsilon}\}$$

et

$$n''_e = |\operatorname{Im}\{\sqrt{\epsilon_e}\}|$$

où  $\epsilon_e$  est la constante diélectrique complexe de l'eau (cf. Annexe 1).

La Figure 1.8 donne un exemple du calcul de  $Q_d$  et  $Q_e$  à partir des équations (1.32) et (1.33) en fonction de la fréquence pour des gouttes d'eau liquide de rayon  $100 \mu m$  et  $1000 \mu m$  et pour deux températures  $10$  °C et  $-10$  °C.

On remarque que pour la petite goutte de rayon  $100 \mu m$ ,  $Q_d$ ,  $Q_e$  et  $Q_a$  croissent linéairement avec la fréquence dans pratiquement tout le domaine des micro-ondes. Pour la grosse goutte d'eau précipitante, les variations des sections efficaces en fonction de la fréquence ont deux régimes dans le domaine des micro-ondes: un régime de croissance et un régime de saturation. On remarque aussi que  $Q_d$ ,  $Q_e$  et  $Q_a$  sont influencées non seulement par la fréquence, mais aussi par la température. Ceci est dû au fait que  $n$  est généralement une fonction à la fois de la fréquence et de la température pour un matériau donné.

### 1.3.2 Coefficients de diffusion et d'absorption pour les nuages et les précipitations

Les résultats précédents concernent une seule particule donnée. Lorsqu'on s'intéresse à un volume contenant de nombreuses particules, celles-ci sont supposées réparties

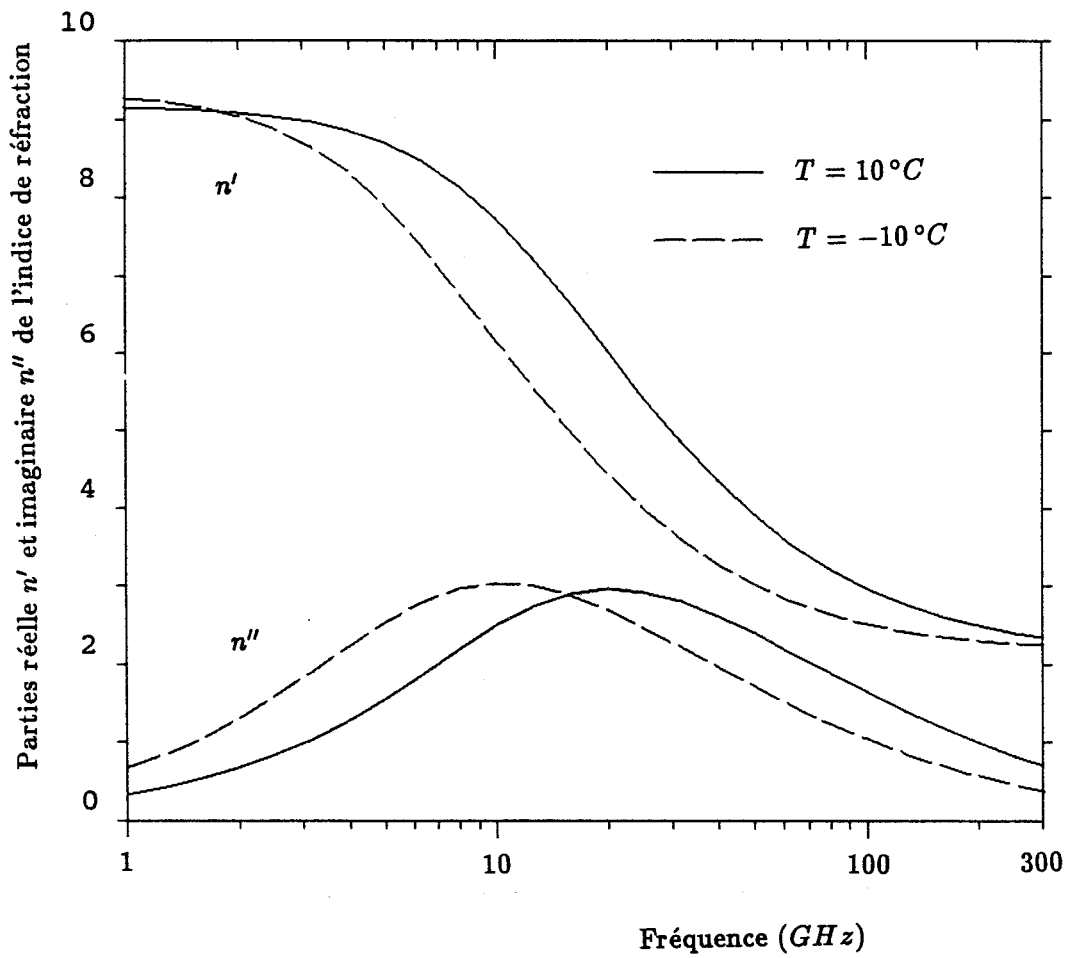


Fig.1.7 Variation en fonction de la fréquence des parties réelle et imaginaire de l'indice de l'eau pure aux températures de  $+10$  et  $-10^\circ\text{C}$ .

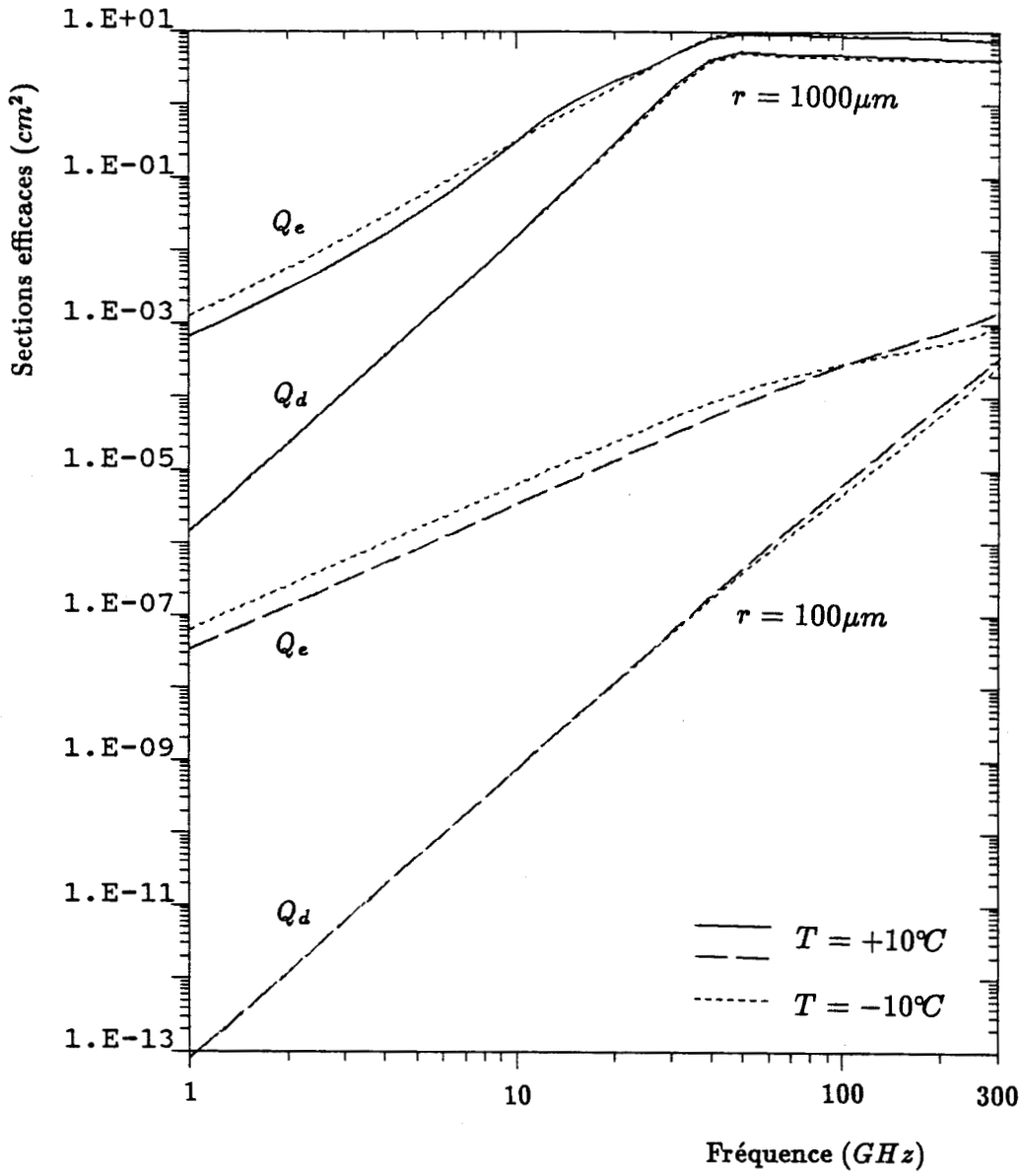


Fig.1.8 Sections efficaces de diffusion  $Q_d$  et d'extinction  $Q_e$  en fonction de la fréquence pour deux rayons des gouttes d'eau  $r$ : 100 et 1000  $\mu\text{m}$ .

au hasard dans le volume; il n'y a donc pas de cohérence entre les champs diffusés par les particules individuelles. De plus, la concentration de particules est souvent suffisamment faible pour qu'on puisse négliger les interactions entre les particules. Dans ces conditions, nous pouvons conclure que les contributions des particules individuelles dans le volume considéré peuvent être simplement additionnées.

Le coefficient de diffusion volumique  $k_d$  est la somme des sections efficaces de diffusion par unité de volume; son unité s'exprime en  $m^2 \times (Npm^{-3})$ , c'est-à-dire  $Npm^{-1}$ . La distribution de tailles des particules dans un nuage est souvent décrite par une fonction continue  $n(r)$  dite la distribution spectrale ou la granulométrie des gouttelettes, qui définit la concentration partielle des gouttelette ayant des dimensions entre  $r$  et  $r + dr$  par unité de volume. On a alors

$$k_d = \int_{r_1}^{r_2} n(r)Q_d(r)dr \quad (1.42)$$

où

$k_d$  = coefficient de diffusion volumique,  $Npm^{-1}$ ,

$n(r)$  = granulométrie de diffuseurs,  $m^{-4}$ ,

$Q_d(r)$  = section efficace de diffusion d'une sphère de rayon  $r$ ,

$r_1, r_2$  = respectivement la limite inférieure et supérieure des rayons de gouttelettes contenues dans le volume considéré.

Il est parfois commode d'exprimer  $k_d$  en fonction du paramètre sans dimension de Mie  $\chi = 2\pi r/\lambda_0$ ; on écrira

$$k_d = \frac{\lambda_0}{2\pi} \int_0^\infty n(\chi)Q_d(\chi)d\chi, \quad (1.43)$$

où il est sous entendu que  $n(\chi) = 0$  pour  $r < r_1$  ou  $r > r_2$ . En remplaçant  $Q_d$  dans (éq.1.42) par  $Q_e$  et  $Q_a$  respectivement, on obtient des expressions similaires pour les coefficients d'extinction et d'absorption  $k_e$  et  $k_a$

$$k_e = \frac{\lambda_0}{2\pi} \int_0^\infty n(\chi)Q_e(\chi)d\chi, \quad (1.44)$$

$$k_a = \frac{\lambda_0}{2\pi} \int_0^\infty n(\chi)Q_a(\chi)d\chi. \quad (1.45)$$



### 1.3.3 Fonctions de phase pour la diffusion

En plus des coefficients  $k_d$  et  $k_a$ , nous devons en principe connaître les fonctions de phase pour décrire complètement le phénomène de diffusion par les particules. Le problème est résolu par Mie, Straton, Van de Hulst et Deirmendjian, mais nous suivrons ici les notations de Tsang et Kong (1976) qui ont développé quatre fonctions de phase permettant de tenir compte de l'état de polarisation du rayonnement. Dans les calculs futurs, nous adopterons leurs formules dont le développement est résumé ci-dessous.

Soit (cf. Fig.1.9) une sphère de rayon  $r$ , de permittivité  $\epsilon$ , recevant une onde plane arbitrairement polarisée dont le champ électrique  $\vec{E}_i(\vec{r})$  se décompose sous la forme

$$\vec{E}_i(\vec{r}) = (\vec{h}_i E_{h_i} + \vec{v}_i E_{v_i}) \exp(i\vec{k}_i \cdot \vec{r}) \quad (1.46)$$

où les vecteurs unitaires  $\vec{h}_i$  et  $\vec{v}_i$  désignent les directions du champ  $\vec{E}_i(\vec{r})$  pour les polarisations horizontale et verticale. Le champ électrique diffusé, à grande distance de la sphère, peut être décrit par un vecteur  $\vec{E}_d(\vec{r})$  qu'on peut décomposer suivant les directions  $\vec{h}_d$  et  $\vec{v}_d$  sous la forme

$$\vec{E}_d(\vec{r}) = \vec{h}_d E_{h_d} + \vec{v}_d E_{v_d} \quad (1.47)$$

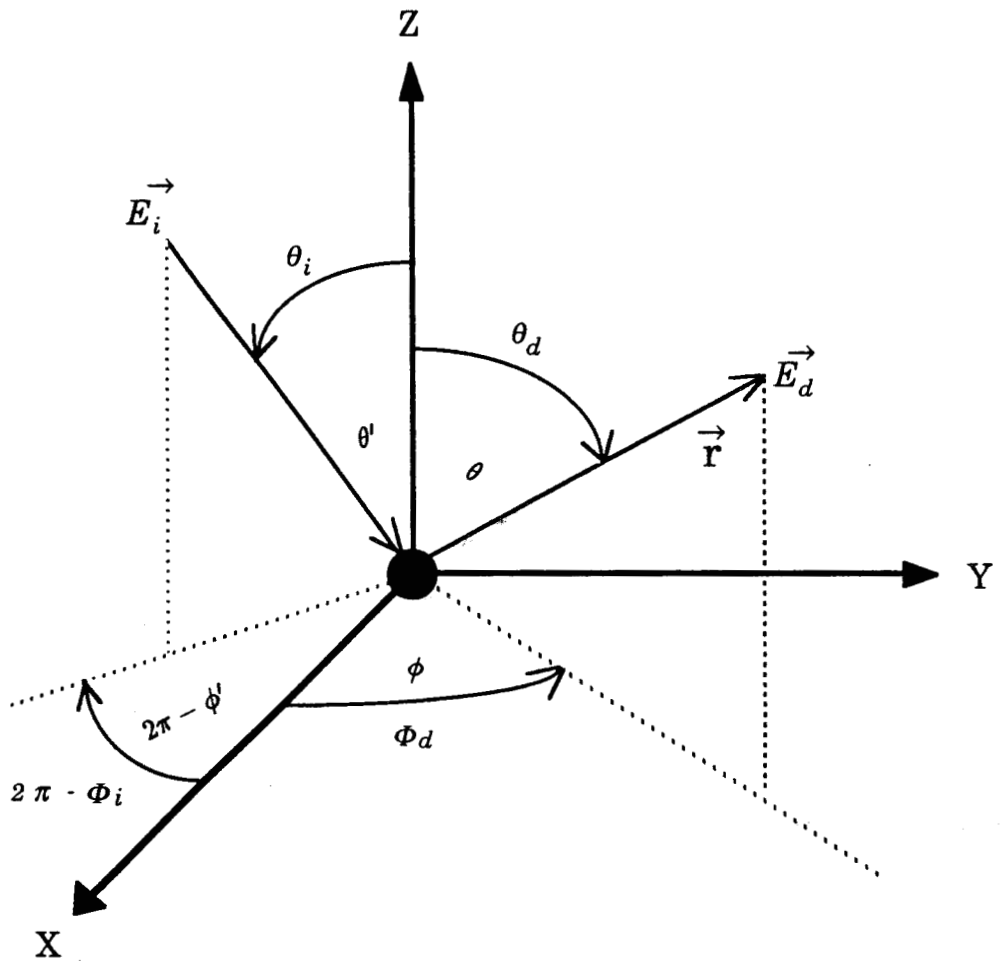
On notera que  $\vec{h}_i$  et  $\vec{h}_d$  étant horizontaux, et  $\vec{v}_i$  et  $\vec{v}_d$  dans les plans méridiens, ces vecteurs sont disposés arbitrairement par rapport au plan de diffusion. Alors, les amplitudes de diffusion  $E_{h_d}$  et  $E_{v_d}$  sont données par

$$\left. \begin{aligned} E_{h_d} &= C_{h_d v_i}(\theta_d, \phi_d; \theta_i, \phi_i) E_{v_i} + C_{h_d h_i}(\theta_d, \phi_d; \theta_i, \phi_i) E_{h_i}, \\ E_{v_d} &= C_{v_d v_i}(\theta_d, \phi_d; \theta_i, \phi_i) E_{v_i} + C_{v_d h_i}(\theta_d, \phi_d; \theta_i, \phi_i) E_{h_i}, \end{aligned} \right\} \quad (1.48)$$

où  $\theta_d, \phi_d, \theta_i$  et  $\phi_i$  sont les angles comptés dans le système des coordonnées sphériques.

Notons que  $\theta = \theta_d, \phi = \phi_d, \theta' = \theta_i$  et  $\phi' = \phi_d$  (cf. Fig.19). On a

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{h_d v_i}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) \\ C_{h_d h_i}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) \\ C_{v_d v_i}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) \\ C_{v_d h_i}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) \end{array} \right\} = -\frac{i \exp(ikr)}{kr} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^l (2 - \delta_m) \frac{(2l+1)(l-m)!}{l(l+1)(l+m)!}$$



**Fig.1.9** Géométrie du problème de la diffusion par une sphère

$$\times \left\{ \begin{array}{l} \left( a_l \frac{m}{\sin \theta_i} P_l^m(\cos \theta_i) \frac{dP_l^m(\cos \theta)}{d\theta} + b_l \frac{m}{\sin \theta} P_l^m(\cos \theta) \frac{dP_l^m(\cos \theta_i)}{d\theta_i} \right) \sin m(\phi - \phi_i) \\ \left( a_l \frac{dP_l^m(\cos \theta)}{d\theta} \frac{dP_l^m(\cos \theta_i)}{d\theta_i} + b_l \frac{m^2}{\sin \theta \sin \theta_i} P_l^m(\cos \theta) P_l^m(\cos \theta_i) \right) \cos m(\phi - \phi_i) \\ \left( a_l \frac{m^2}{\sin \theta \sin \theta_i} P_l^m(\cos \theta) P_l^m(\cos \theta_i) + b_l \frac{dP_l^m(\cos \theta)}{d\theta} \frac{dP_l^m(\cos \theta_i)}{d\theta_i} \right) \cos m(\phi - \phi_i) \\ \left( a_l \frac{m}{\sin \theta} P_l^m(\cos \theta_i) \frac{dP_l^m(\cos \theta_i)}{d\theta_i} + b_l \frac{m}{\sin \theta_i} P_l^m(\cos \theta_i) \frac{dP_l^m(\cos \theta)}{d\theta} \right) \sin m(\phi - \phi_i) \end{array} \right\} \quad (1.49)$$

où  $k = 2\pi/\lambda$  est le nombre d'onde,  $a_l$  et  $b_l$  sont donnés par (éq.1.35) et (éq.1.36),  $P_l^m(\cos \theta)$  est la fonction associée de Legendre de degré  $l$  et d'ordre  $m$ , et  $\delta_m$  le nombre de Neumann;  $\delta_m = 0$  pour  $m \neq 0$  et  $\delta_0 = 1$ .

Le rayonnement micro-onde considéré présentera toujours ici une symétrie de révolution par rapport à la verticale. On n'aura donc à considérer que les fonctions de phase d'une sphère  $(h, v')$ ,  $(h, h')$ ,  $(v, v')$ , et  $(v, h')$  définies par

$$\left\{ \begin{array}{l} (h, v') \\ (h, h') \\ (v, v') \\ (v, h') \end{array} \right\} = \int_0^{2\pi} d\phi' r^2 \left\{ \begin{array}{l} |C_{hv'}(\theta, \phi; \theta', \phi')|^2 \\ |C_{hh'}(\theta, \phi; \theta', \phi')|^2 \\ |C_{vv'}(\theta, \phi; \theta', \phi')|^2 \\ |C_{vh'}(\theta, \phi; \theta', \phi')|^2 \end{array} \right\}, \quad (1.50)$$

où l'intégration est due à la symétrie azimutale du rayonnement incident. En substituant (éq.1.49) dans (éq.1.50), évaluant l'intégration et réarrangeant l'ordre de la sommation, nous obtenons

$$\left. \begin{array}{l} (h, v') = \frac{16\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left| \sum_{l=m}^{\infty} \frac{m}{l(l+1)} [a_l s_l^m(\mu) t_l^m(\mu') + b_l t_l^m(\mu) s_l^m(\mu')] \right|^2, \\ (h, h') = \frac{8\pi}{k^2} \left| \sum_{l=1}^{\infty} \frac{a_l}{l(l+1)} s_l^0(\mu) s_l^0(\mu') \right|^2 \\ \quad + \frac{16\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left| \sum_{l=m}^{\infty} \frac{1}{l(l+1)} [a_l s_l^m(\mu) s_l^m(\mu') + b_l m^2 t_l^m(\mu) t_l^m(\mu')] \right|^2, \\ (v, v') = \frac{8\pi}{k^2} \left| \sum_{l=1}^{\infty} \frac{b_l}{l(l+1)} s_l^0(\mu) s_l^0(\mu') \right|^2 \\ \quad + \frac{16\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left| \sum_{l=m}^{\infty} \frac{1}{l(l+1)} [a_l m^2 t_l^m(\mu) t_l^m(\mu') + b_l s_l^m(\mu) s_l^m(\mu')] \right|^2, \\ (v, h') = \frac{16\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left| \sum_{l=m}^{\infty} \frac{m}{l(l+1)} [a_l t_l^m(\mu) s_l^m(\mu') + b_l s_l^m(\mu) t_l^m(\mu')] \right|^2, \end{array} \right\} \quad (1.51)$$

où  $\mu = \cos \theta$ ,  $\mu' = \cos \theta'$ ,

$$t_l^m(\mu) = \frac{P_l^m(\mu)}{\sqrt{1-\mu^2}} \left( \frac{(2l+1)(l-m)!}{2(l+m)!} \right)^{1/2}, \quad (1.52)$$

et

$$s_l^m(\mu) = l \mu t_l^m(\mu) - \left( \frac{(2l+1)(l^2-m^2)}{2l-1} \right)^{1/2} t_{l-1}^m(\mu). \quad (1.53)$$

La fonction  $t_l^m$  obéit aux relations de récurrence suivantes:

$$\left. \begin{aligned} t_{l+1}^{m+1}(\mu) &= -[(2m+3)/(2m+2)]^{1/2} (1-\mu^2)^{1/2} t_l^m(\mu), \\ t_{m+1}^m(\mu) &= (2m+3)^{1/2} \mu t_m^m(\mu), \\ t_l^m(\mu) &= \left( \frac{2l+1}{l^2-m^2} \right)^{1/2} \left[ (2l-1)^{1/2} \mu t_{l-1}^m(\mu) - \left( \frac{(l-1)^2-m^2}{2l-3} \right)^{1/2} t_{l-2}^m(\mu) \right] \end{aligned} \right\} \quad (1.54)$$

avec une valeur initiale  $t_1^1(\mu) = -\frac{1}{2}\sqrt{3}$ . Il est à noter que la section efficace de diffusion peut être exprimée en termes de fonctions de phase par

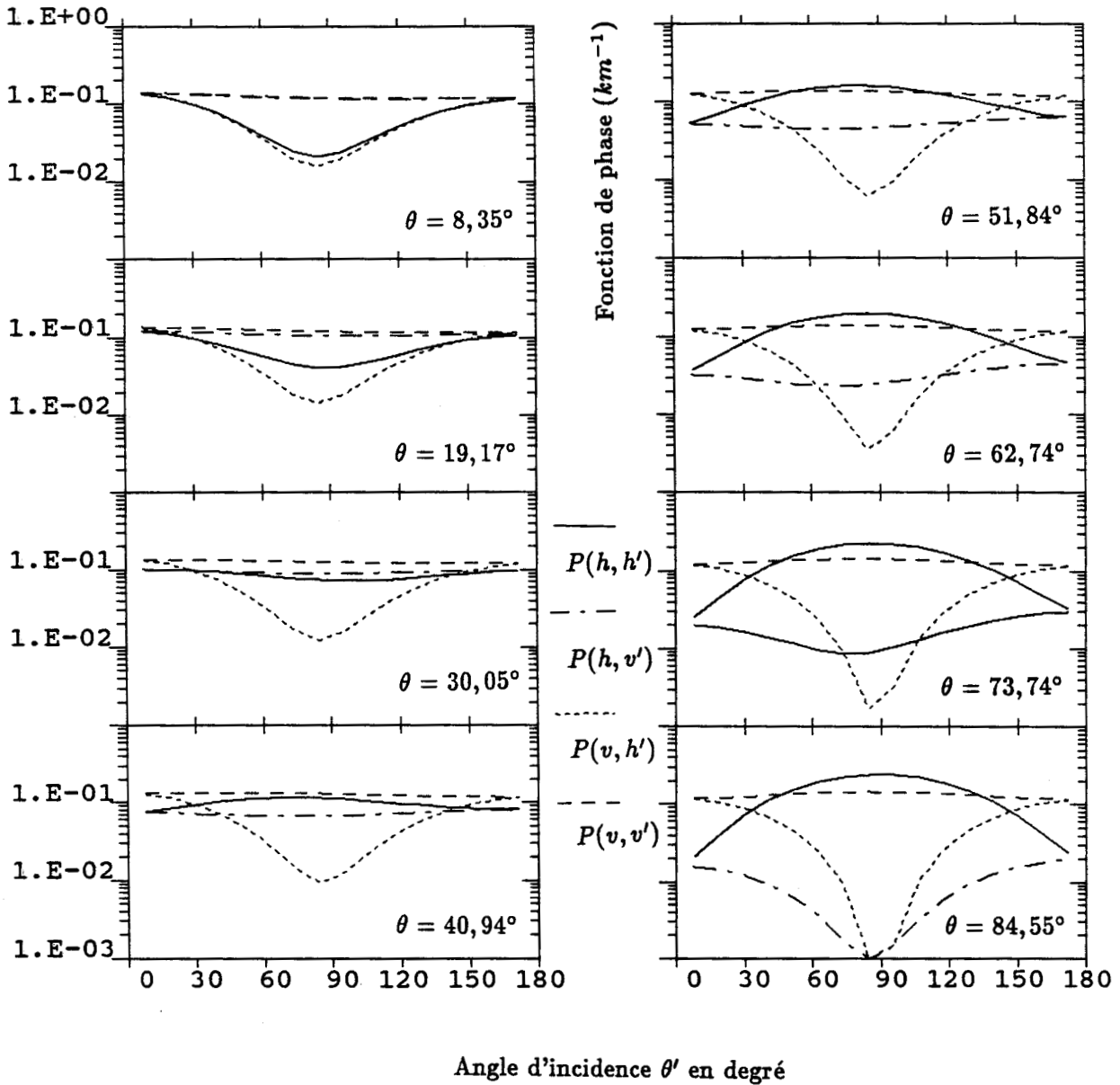
$$\begin{aligned} Q_d &= \int_{-1}^{+1} [(h, v') + (h, h')] d\mu \\ &= \int_{-1}^{+1} [(v, v') + (v, h')] d\mu. \end{aligned} \quad (1.55)$$

Cette relation est très utile pour valider les résultats calculés à partir de l'équation (1.51), par comparaison aux valeurs de  $Q_d$  déduites respectivement de (équ.1.32) et de (équ.1.55).

Pour un ensemble de diffuseurs sphériques, les fonctions de phase peuvent s'obtenir par une intégration de (équ.1.51) sur la distribution granulométrique  $n(r)$  de la même façon que (équ.1.43):

$$\left. \begin{aligned} P(h, v') &= \frac{1}{k} \int_0^\infty n(\chi) (h, v') d\chi, \\ P(h, h') &= \frac{1}{k} \int_0^\infty n(\chi) (h, h') d\chi, \\ P(v, v') &= \frac{1}{k} \int_0^\infty n(\chi) (v, v') d\chi, \\ P(v, h') &= \frac{1}{k} \int_0^\infty n(\chi) (v, h') d\chi. \end{aligned} \right\} \quad (1.56)$$

La Figure 1.10 donne l'allure des fonctions de phase à 37 GHz pour la granulométrie de Marshall-Palmer (cf. §2.2.4) pour un taux de pluie  $12.5 \text{ mm hr}^{-1}$ .



**Fig.1.10** Fonctions de phase à 37 GHz suivant les angles d'incidence pour un taux de précipitation de  $12.5 \text{ mmhr}^{-1}$  (la granulométrie de Marshall—Palmer). Les fonctions sont tracées pour différentes valeurs d'angles de diffusion  $\theta$ .

#### 1.4 C O N C L U S I O N

Le spectre des micro-ondes offre de bonnes conditions de transmission. Dans la région 1-15 GHz, l'atmosphère est pratiquement transparente, même en présence de nuages et de précipitations faibles. Ceci rend cette bande particulièrement séduisante pour les observations de l'océan et du terrain à partir de la plateforme d'un satellite.

Les résonances d'absorption dues à la vapeur d'eau (à 22.23 et 183.3 GHz) et à l'oxygène (dans la région 50—70 GHz et à 118.75 GHz) peuvent être utilisées pour restituer les profils atmosphériques de température et de vapeur d'eau à partir des mesures radiométriques auprès du maximum d'absorption.

Entre les maxima d'absorption existent des fenêtres atmosphériques qui sont convenables pour les observations du terrain, en particulier la fenêtre à 35 GHz.

De plus, certains paramètres de nuage et de précipitation peuvent être estimés par radar et radiomètre micro-onde.

CHAPITRE II

SIMULATION DES TEMPERATURES DE BRILLANCE

## 2.1 FORMULATION DU PROBLEME

### 2.1.1 Equation de transfert radiatif

Notre simulation des signaux radiométriques en micro-onde se base sur l'équation de transfert radiatif, qui s'écrit

$$dI_f(\vec{r}) = -k_e I_f(\vec{r}) dr + [k_a J_a(\vec{r}) + k_d J_d(\vec{r})] dr, \quad (2.1)$$

où: •  $I_f(\vec{r})$  est la luminance monochromatique à la fréquence  $f$  pour une bande de fréquence  $\Delta f$  et pour une direction de propagation  $\vec{r}$ .

•  $k_e = k_a + k_d$  représente le coefficient d'extinction,  $k_a$  et  $k_d$  étant les coefficients d'absorption et de diffusion respectivement.

•  $J_a(\vec{r})$ , la fonction source de l'émission thermique du corps noir à la température  $T(\mathbf{r})$  est donnée par la loi de Planck:

$$\begin{aligned} J_a(\vec{r}) &= B[f, T(\mathbf{r})] \Delta f \\ &= \frac{2hf^3}{c^2} \left( \frac{1}{e^{hf/\kappa T(\mathbf{r})} - 1} \right) \Delta f. \end{aligned} \quad (2.2)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $\kappa$  constante de Boltzmann et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

•  $J_d(\vec{r})$  est la fonction source du rayonnement de diffusion dans la direction  $\vec{r}$  provenant des rayonnements se propageant dans les autres directions  $\vec{r}'$ ; elle peut être exprimée par

$$J_d(\vec{r}) = \frac{1}{k_d} \int_{\Omega} I_f(\vec{r}') P(\vec{r}, \vec{r}') d\Omega' \quad (2.3)$$

où  $P(\vec{r}, \vec{r}')$  est la fonction de phase de diffusion.

Dans (éq.2.1), le produit sans dimension  $k_e dr$  est souvent abrégé par

$$d\tau = k_e dr, \quad (2.4)$$



qui est un incrément de l'épaisseur optique. En portant (éq.2.4) dans (éq.2.1) et après un réarrangement, nous obtenons l'équation différentielle

$$\frac{dI}{d\tau} + I = J \quad (2.5)$$

avec

$$\begin{aligned} J &= \left( \frac{k_a}{k_e} J_a + \frac{k_d}{k_e} J_d \right) \\ &= [(1 - a)J_a + aJ_d], \end{aligned} \quad (2.6)$$

où  $a = k_d/k_e$ .

### 2.1.2 Définition de la température de brillance

Pour les températures terrestres et la plupart des fréquences micro-ondes, l'approximation de Jeans—Rayleigh est justifiée. Elle simplifie la loi de Planck (éq.2.2) et donne une relation linéaire entre la luminance du corps noir et la température thermométrique  $T$  du corps:

$$I(f, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \left( \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} \right) \Delta f = \frac{2f^2k}{c^2} T \Delta f. \quad (2.7)$$

D'après l'approximation de Jeans—Rayleigh, la luminance  $I_f(\vec{r})$  peut toujours être associée à une température de brillance:

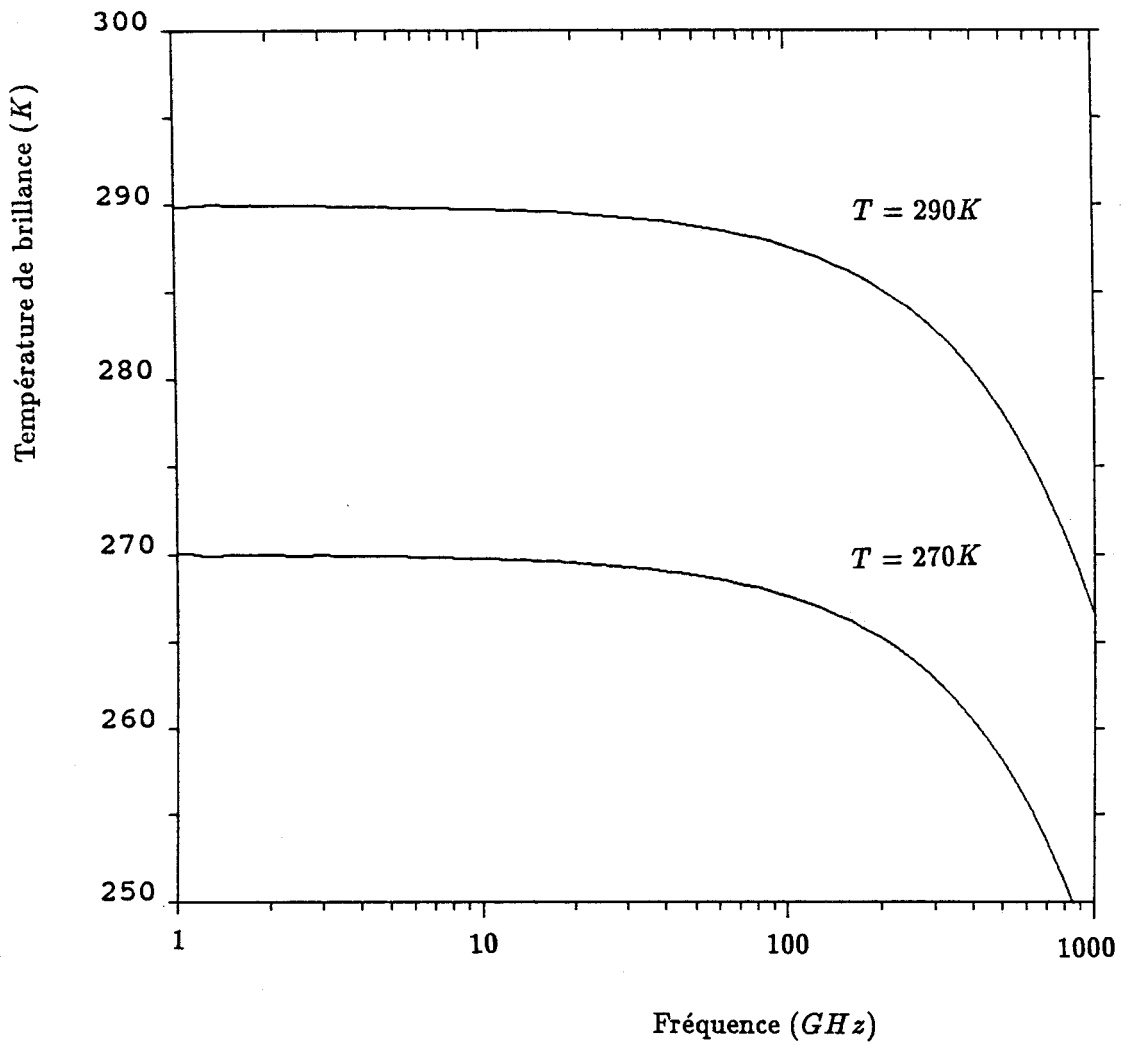
$$I_f(\vec{r}) = \frac{2kf^2}{c^2} T_B \Delta f, \quad (2.8)$$

d'où

$$T_B = \frac{c^2}{2kf^2} I_f(\vec{r}) \frac{1}{\Delta f}. \quad (2.9)$$

Notons que l'indice  $f$  est omis pour  $T_B$  afin d'alléger l'écriture dans tout ce qui suit.

La Figure 2.1 montre la variation de la température de brillance  $T_B$  associée au rayonnement d'un corps noir en fonction de la fréquence pour deux



**Fig.2.1** Température de brillance du corps noir de la loi de Planck en fonction de la fréquence pour les deux valeurs de température physique:  $T = 290 K$  et  $T = 270 K$ .

températures physiques  $T$ : 290 et 270  $K$ . Nous remarquons sur cette Figure qu'il y a pas de différence entre  $T_B$  et  $T$  pour les basses fréquences ( $f < 100$  GHz) où l'approximation de Jeans—Rayleigh s'applique parfaitement; pour les fréquences élevées, un écart apparaît et il atteint 7  $K$  à 300 GHz.

L'approximation de Jeans—Rayleigh peut aussi être utilisée pour définir les fonctions source.

Selon la loi de Kirchhoff, l'émission thermique doit être égale à l'absorption dans les conditions de l'équilibre thermodynamique local. Par conséquent, la fonction source d'absorption  $J_a$  est isotrope et peut être donnée par la loi de Planck. Bien que la loi de Kirchhoff ne soit rigoureuse que pour les conditions strictes de l'équilibre thermodynamique, elle est applicable avec une bonne précision si le gradient spatial de la température dans le milieu n'est pas très grand. C'est le cas dans l'atmosphère terrestre. En supposant valable l'approximation de Jeans—Rayleigh, nous avons alors

$$J_a(\vec{r}) = \frac{2k f^2}{c^2} T_a(\vec{r}) \Delta f, \quad (2.10)$$

où  $T_a(\vec{r})$  est la température de brillance du milieu à  $\vec{r}$ . Elle est égale à la température thermodynamique de l'atmosphère pour les fréquences inférieures à 100 GHz (voir Fig.2.1).

La fonction source de diffusion peut également être associée à une température radiométrique de diffusion:

$$J_d(\vec{r}) = \frac{2k f^2}{c^2} T_d(\vec{r}) \Delta f. \quad (2.11)$$

En portant (éq.2.8) dans (éq.2.3) et en égalisant celle-ci avec (éq.2.11), nous avons

$$T_d(\vec{r}) = \frac{1}{k_d} \int_{\Omega} T_B(\vec{r}') P(\vec{r}, \vec{r}') d\Omega'. \quad (2.12)$$

Avec les équations (2.8) et (2.11), la fonction source totale s'écrit

$$J(\vec{r}) = (1 - a)J_a(\vec{r}) + aJ_d(\vec{r})$$

$$= [(1 - a)T_a(\mathbf{r}) + aT_d(\mathbf{r})] \frac{2kf^2}{c^2} \Delta f, \quad (2.13)$$

En remplaçant  $J(\mathbf{r})$  par l'expression ci-dessus et  $I_f(\mathbf{r})$  par (éq.2.8), l'équation différentielle (éq.2.5) devient

$$\frac{dT_B}{d\tau} + T_B = [(1 - a)T_a + aT_d]. \quad (2.14)$$

### 2.1.3 Solution de l'équation de transfert radiatif

La solution formelle de l'équation ci-dessus s'obtient par l'intégration de l'épaisseur optique le long du trajet de 0 à  $\mathbf{r}$ :

$$T_B(\mathbf{r}) = T_B(0)e^{-\tau(0,\mathbf{r})} + \int_0^{\mathbf{r}} k_e(\mathbf{r}')[(1 - a)T_a(\mathbf{r}') + aT_d(\mathbf{r}')]e^{-\tau(\mathbf{r},\mathbf{r}')}d\mathbf{r}'. \quad (2.15)$$

Dans cette relation, le premier terme de droite représente la contribution de la température de brillance incidente au point  $\mathbf{r} = 0$ ,  $T_B(0)$ , réduite par le facteur  $\exp[-\tau(0,\mathbf{r})]$  dû à l'extinction par le parcours du milieu de 0 à  $\mathbf{r}$ . Le second terme est la contribution totale de l'émission et de la diffusion par les constituants le long du parcours de propagation.

Pour une atmosphère plane parallèle, les paramètres de température et des coefficients d'extinction, d'absorption, et de diffusion sont des fonctions simples de l'altitude. Avec les relations  $\mathbf{r} = z \sec \theta$  et  $d\mathbf{r} = dz \sec \theta$ , la solution de l'expression (éq.2.15) peut donc prendre la forme suivante:

$$T_B(\theta; H) = T_B(\theta; H_0)e^{-\tau(H_0,H)\sec \theta} + \int_{H_0}^H k_e(z) [(1 - a)T_a(z) + aT_d(\theta; z)] e^{-\tau(z,H)\sec \theta} dz \sec \theta, \quad (2.16)$$

où  $\theta$  est l'angle zénithal,  $H_0$  et  $H$  sont les deux niveaux d'altitude, et  $\tau(z, H)$  est l'épaisseur optique de la couche verticale entre les niveaux  $z$  et  $H$ .

## 2.1.4 Température de brillance mesurée depuis le satellite

Dans un premier temps, nous considérons une atmosphère plane parallèle claire.

Comme le montre la Figure 2.2(a), la température de brillance qu'un radiomètre micro-onde sur satellite peut mesurer se compose de quatre contributions:

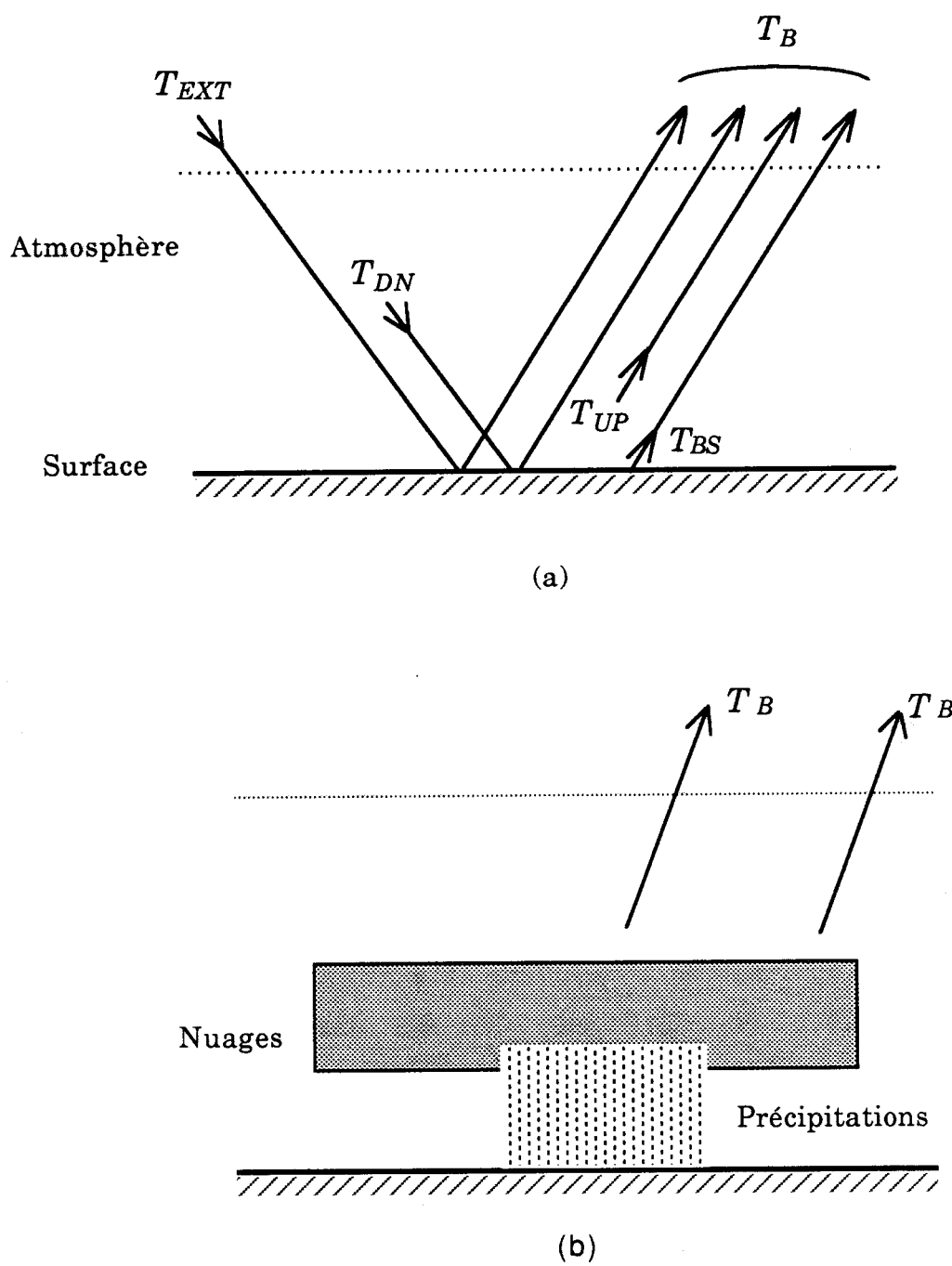
1.  $T_{UP}$ : température de brillance montante de l'atmosphère, associée au rayonnement atmosphérique montant;
2.  $T_{BS}$ : température de brillance de la surface, atténuée par la couche atmosphérique avant de parvenir au radiomètre;
3.  $T_{DN}$ : température de brillance descendante de l'atmosphère, réfléchiée par la surface, puis atténuée par l'atmosphère;
4.  $T_{EXT}$ : température de brillance extraterrestre, qui est atténuée par l'atmosphère, réfléchiée par la surface terrestre, puis atténuée encore une fois par l'atmosphère avant d'arriver au détecteur.

### Température de brillance montante de l'atmosphère $T_{UP}$

En ciel clair, l'atmosphère est considérée comme non diffusante dans le domaine des micro-ondes, donc,  $a \simeq 0$  et  $k_e = k_a$ . Selon la solution de l'équation de transfert (éq.2.16), la température de brillance montante de l'atmosphère est

$$T_{UP}(\theta) = \sec \theta \int_0^{\infty} k_a(z) T_a(z) e^{-\tau(z, \infty) \sec \theta} dz, \quad (2.17)$$

où  $T_a(z)$  est la température de brillance du corps noir à la température atmosphérique  $T(z)$  au niveau d'altitude  $z$ , s'apparentant à  $T(z)$  aux basses fréquences micro-ondes. Le domaine d'intégration s'étend de  $z = 0$  jusqu'à l'infini puisque  $k_a$  s'annule aux hautes altitudes.



**Fig.2.2** Illustration des contributions du rayonnement au signal radiométrique: (a) en atmosphère claire; (b) en atmosphère nuageuse

### Température de brillance de la surface $T_{BS}$

L'émission de la surface terrestre est décrite par la loi de Kirchhoff. Alors, la température de brillance de la surface  $T_{BS}$  s'exprime par

$$T_{BS}(\theta) = e(\theta) T_{SN}, \quad (2.18)$$

où  $e$  est l'émissivité de surface, et  $T_{SN}$  la température de brillance d'un corps noir à la température de surface  $T_S$ , égale à  $T_S$  dans le domaine de validité de l'approximation de Jeans—Rayleigh.

### Température de brillance descendante de l'atmosphère $T_{DN}$

Elle représente la luminance descendante atmosphérique et est donnée par une expression similaire à (éq.2.17):

$$T_{DN}(\theta) = \sec \theta \int_0^{\infty} k_a(z) T_a(z) e^{-\tau(0,z) \sec \theta} dz, \quad (2.19)$$

où  $\tau(0, z)$  est l'épaisseur optique de la couche atmosphérique entre la surface et le niveau d'altitude  $z$ .

### Température de brillance extraterrestre $T_{EXT}$

La contribution provenant de l'espace au sommet de l'atmosphère est

$$T_{EXT} = T_{COS} + T_{GAL}, \quad (2.20)$$

où  $T_{COS}$  et  $T_{GAL}$  sont les températures de brillance cosmique et galactique respectivement.

La radiation cosmique est indépendante de la fréquence et de l'angle d'incidence; elle a une valeur constante  $T_{COS} = 2.7 K$ , qui est parfois appelée la température de brillance du fond du ciel. La contribution galactique  $T_{GAL}$ , par contre, dépend de la direction d'incidence du fait e de la non uniformité de la luminance émise par les différentes parties de la galaxie.  $T_{GAL}$  est maximum dans la direction du centre de la galaxie et minimum dans la direction des pôles galactiques.  $T_{GAL}$  varie aussi

largement avec la fréquence. Au-dessus de 5 GHz, elle est très petite même dans la direction du centre galactique et peut être négligée. Par contre, au-dessous de 1 GHz, sa contribution de  $T_{GAL}$  devient significative.

Dans la luminance extraterrestre peuvent quelquefois intervenir les contributions de points source, tel que le soleil. Mais, ces contributions ne seront pas prises en compte car on fait rarement des mesures en visant un point source comme le soleil.

Dans la suite, nous ne prendrons que la contribution cosmique  $T_{COS}$  en considération.

Donc, la température de brillance mesurée depuis un satellite en atmosphère claire est donnée par

$$T_B(\theta) = T_{UP}(\theta) + e(\theta)T_{SN}e^{-\tau \sec \theta} + [1 - e(\theta)] T_{Binc}(\theta) e^{-\tau \sec \theta} \quad (2.21)$$

où  $\tau$  est l'épaisseur optique totale de l'atmosphère; la quantité  $(1 - e(\theta))$  est la réflectivité de la surface et  $T_{Binc}$  est la température de brillance incidente sur la surface puis moyennée dans l'espace supérieure. Si la surface terrestre réfléchit spéculairement, alors

$$T_{Binc}(\theta) = T_{DN}(\theta) + T_{COS}e^{-\tau \sec \theta}. \quad (2.22)$$

Pour une surface lambertienne, on a (cf. §2.3.2)

$$T_{Binc}(\theta) = 2 \int_0^{\pi/2} T_B(0; \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta, \quad (2.23)$$

où  $T_B(0; \vartheta)$  est la température de brillance descendante au niveau de la surface.

Dans ce qui précède, nous avons ignoré la dépendance suivant l'angle azimuthal  $\phi$  grâce à l'hypothèse selon laquelle l'atmosphère est horizontalement stratifiée. De plus, il n'a pas encore été pris en compte la dépendance de  $T_B$  en polarisation. La



luminance émise par l'atmosphère est non polarisée, mais l'émission et la diffusion par la surface dépendent en général de la polarisation. Compte tenu de cela, la température de brillance à simuler en ciel clair s'exprime alors par la relation suivante:

$$T_B(\theta; p) = T_{UP}(\theta) + e(\theta; p)T_{SN}e^{-\tau \sec \theta} + [1 - e(\theta; p)] T_{Binc}(\theta) e^{-\tau \sec \theta}, \quad (2.24)$$

où  $p$  désigne l'état de polarisation linéaire considérée ( $p = h$  ou  $v$ ;  $h$  et  $v$  désignant respectivement les polarisations horizontale et verticale.)

En atmosphère nuageuse (voir Fig.2.2(b)), les effets de diffusion par les particules nuageuses et les effets de polarisation (très importants dans certains cas) doivent être pris en compte dans la simulation de la température de brillance  $T_B$ . Celle-ci peut encore s'exprimer par la relation (éq.2.24). Mais, nous devons tenir compte des effets de diffusion dans les expressions des températures de brillance montante et descendante; celles-ci s'écrivent (cf. équations (2.17), (2.19), (2.12) et (1.56))

$$T_{UP}(\theta; p) = \sec \theta \int_0^\infty [k_a(z)T_a(z) + k_d(z)T_d(z; \theta; p)] e^{-\tau(z, \infty) \sec \theta} dz \quad (2.25)$$

et

$$T_{DN}(\theta; p) = \sec \theta \int_0^\infty [k_a(z)T_a(z) + k_d(z)T_d(z; \theta; p)] e^{-\tau(0, z) \sec \theta} dz \quad (2.26)$$

avec

$$T_d(\theta; z; h) = \frac{1}{k_d(z)} \int_0^\pi [P(h, h')T_B(z; \theta'; h) + P(h, v')T_B(z; \theta'; v)] \sin \theta' d\theta' \quad (2.27)$$

et

$$T_d(\theta; z; v) = \frac{1}{k_d(z)} \int_0^\pi [P(v, v')T_B(z; \theta'; v) + P(v, h')T_B(z; \theta'; h)] \sin \theta' d\theta'. \quad (2.28)$$

En conclusion, la simulation des signaux d'un radiomètre micro-onde sera effectuée à partir de (éq.2.24) avec (éq.2.22) ou (éq.2.23) et avec (éq.2.17) et (éq.2.19) en ciel clair ou avec (éq.2.25)—(éq.2.28) en atmosphère diffusante.

## 2.2 DESCRIPTIF DES METHODES DE CALCUL DE $T_B$ ET DU CODE NUMERIQUE

Pour réaliser la simulation de la température de brillance  $T_B$ , un programme de calcul doit être mis en oeuvre.

Dans le programme de calcul deux cas se distinguent: l'atmosphère claire et l'atmosphère nuageuse.

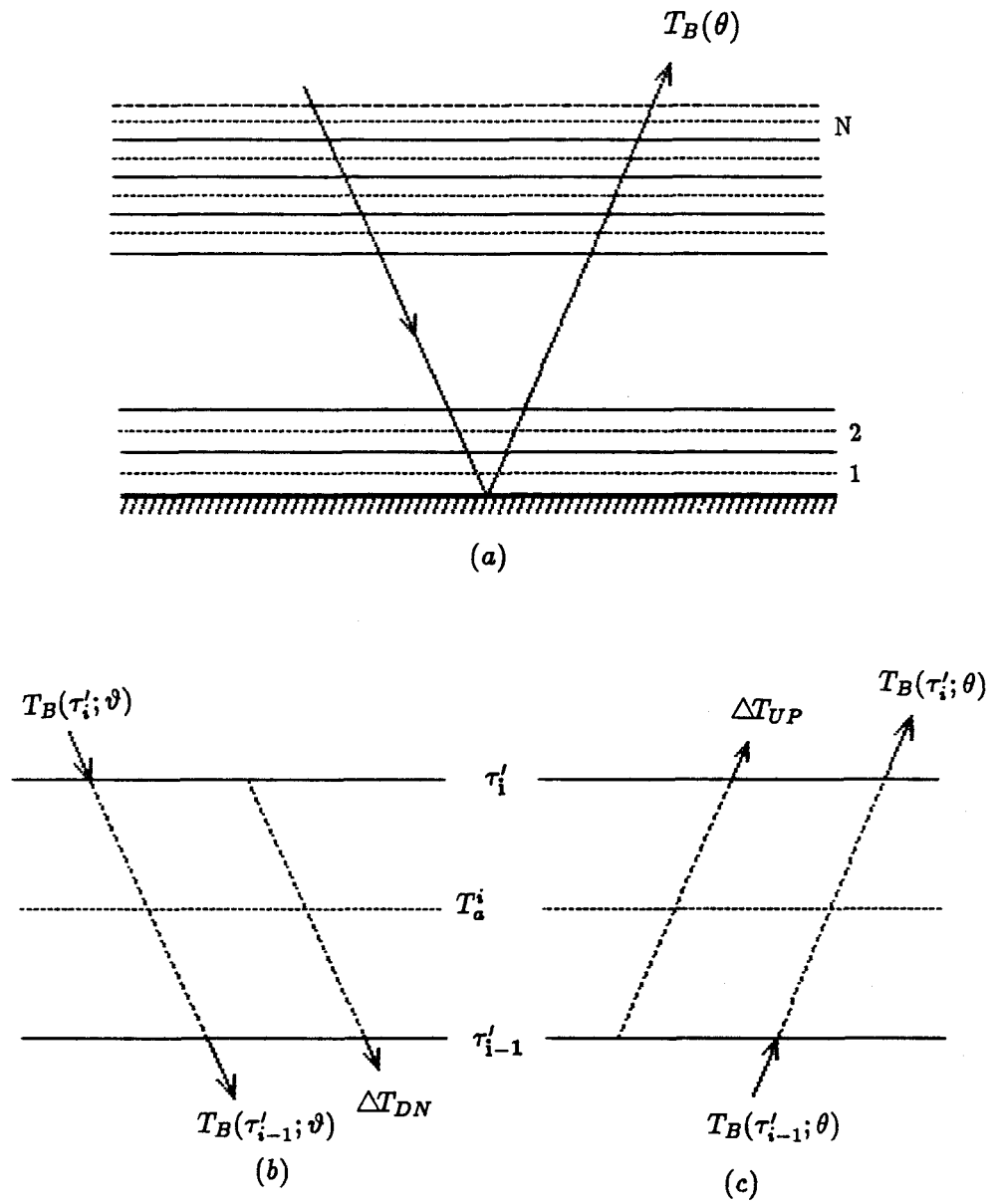
### Cas de l'atmosphère claire

La simulation de la température de brillance dans le cas de l'atmosphère claire est fondée sur les relations (éq.2.24), (éq.2.17) et (éq.2.19) et avec (éq.2.22) ou (éq.2.23).

On voit que pour simuler  $T_B$  on doit effectuer sur l'ensemble de l'atmosphère les intégrations du produit  $k_a(z)T_a(z)e^{-\tau \sec \theta}$ . Ces intégrations ne peuvent généralement pas être évaluées analytiquement puisque les termes à intégrer ne sont pas une fonction simple (ou intégrable) de  $\tau'$  (ou  $z$ ).

Pratiquement, on divise l'atmosphère plane parallèle en  $\mathcal{N}$  couches par  $\mathcal{N} + 1$  niveaux (surface niveau 0, sommet de l'atmosphère niveau  $\mathcal{N}$ ; Fig.2.3(a)). Chacune de ces couches est de même épaisseur optique  $\delta\tau$  et caractérisée par des paramètres atmosphériques de température et du coefficient d'absorption uniformes. Ces paramètres uniformes dans une couche entre les niveaux  $i$  et  $i - 1$  sont fixés par la valeur moyennée des paramètres aux niveaux  $i$  et  $i - 1$ .

La température de brillance de l'atmosphère  $T_{UP}$  ou  $T_{DN}$  est alors égale à la somme des contributions provenant de chacune de ces couches. Les intégrations (éq.2.17) et (éq.2.19) peuvent donc s'effectuer couche par couche. Pour une de ces couches entre les niveaux  $i$  et  $i - 1$  (Fig.2.3(b)),  $T_a^i$  étant constante, il est facile d'effectuer l'intégration pour  $\Delta T_{DN}$ , qui représente la contribution de cette couche



**Fig.2.3** Atmosphère plane parallèle: (a) division en  $N$  couches; (b) et (c) une couche homogène.

à l'émission descendante:

$$\begin{aligned}\Delta T_{DN} &= \sec \theta \int_{\tau'_{i-1}}^{\tau'_i} T_a^i e^{-(\tau' - \tau'_{i-1}) \sec \theta} d\tau' \\ &= T_a^i (1 - e^{-\delta\tau \sec \theta})\end{aligned}\quad (2.29)$$

et  $\Delta T_{UP}$ , qui représente sa contribution à l'émission montante

$$\begin{aligned}\Delta T_{UP} &= \sec \theta \int_{\tau'_{i-1}}^{\tau'_i} T_a^i e^{-(\tau'_i - \tau') \sec \theta} d\tau' \\ &= T_a^i (1 - e^{-\delta\tau \sec \theta})\end{aligned}\quad (2.30)$$

qui sont identiques, comme on peut s'y attendre.

Si le produit  $\delta\tau \sec \theta$  est très petit,  $(1 - e^{-\delta\tau \sec \theta}) \simeq \delta\tau \sec \theta$ , ce qui suggère une simple intégration par la méthode des trapèzes. La Figure 2.4 présente les variations du rapport de  $(1 - e^{-\delta\tau \sec \theta})$  sur le produit  $\delta\tau \sec \theta$  en fonction de  $\delta\tau$ , pour quatre angles  $\theta$ :  $0^\circ$ ,  $25^\circ$ ,  $50^\circ$  et  $75^\circ$ . On constate que le rapport s'éloigne de 1 quand  $\delta\tau$  et les angles ne sont pas petits. C'est pourquoi nous n'avons pas directement appliqué à l'intégration pour  $T_{UP}$  ou  $T_{DN}$  la méthode des trapèzes, qui pourrait conduire à des erreurs importantes pour des atmosphères très atténuantes ou pour des grands angles .

Connaissant la température de brillance incidente sur le sommet de l'atmosphère,  $T_B(\tau'_N; \vartheta)$  ( $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$ ) =  $T_{COS} = 2.7 K$ , on peut déterminer la température de brillance descendante à un niveau quelconque, correspondant à l'épaisseur optique  $\tau'_{i-1}$  (Fig.2.3(b));

$$T_B(\tau'_{i-1}; \vartheta) = T_B(\tau'_i; \vartheta) e^{-\delta\tau \sec \vartheta} + T_a^i (1 - e^{-\delta\tau \sec \vartheta}). \quad (2.31)$$

Pour l'ensemble de l'atmosphère, la température de brillance descendante au niveau de la surface  $T_B(\vartheta)$  se calcule couche par couche du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface. On a alors

$$T_B(\vartheta) = T_{COS} e^{-\tau \sec \vartheta} + \sum_{i=1}^N T_a^i (1 - e^{-\delta\tau \sec \vartheta}) e^{-\tau'_{i-1} \sec \vartheta} \quad (2.32)$$

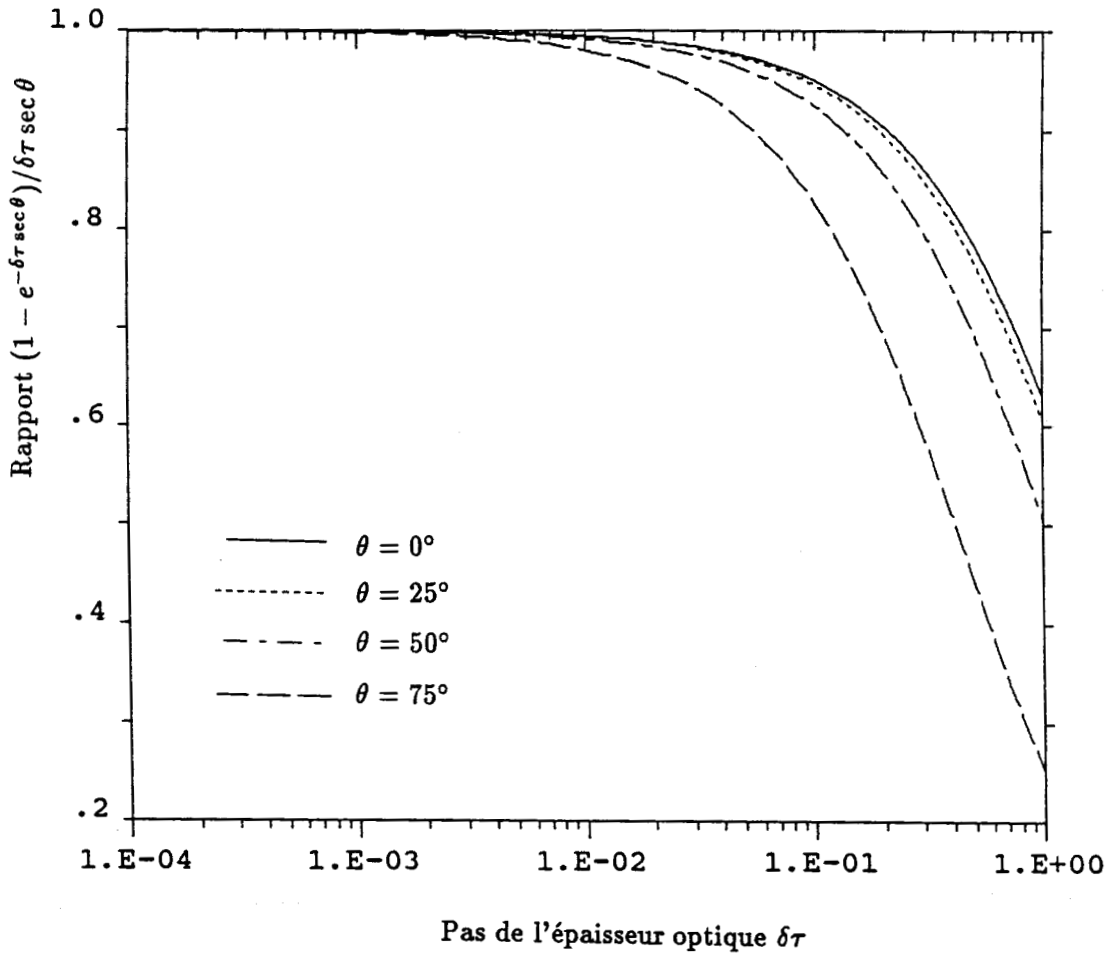


Fig.2.4 Rapport de  $(1 - e^{-\delta\tau \sec \theta})$  sur  $(\delta\tau \sec \theta)$  en fonction de  $\delta\tau$  pour quatre valeurs de l'angle zénithal  $\theta$ .

où le premier terme de droite représente la contribution cosmique atténuée par l'atmosphère et le second terme, le rayonnement atmosphérique émis descendant.

De la même façon, la température de brillance montante ( $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ) au niveau  $i$  (Fig.2.3(c)) est donnée par la relation:

$$T_B(\tau'_i; \theta; p) = T_B(\tau'_{i-1}; \theta; p) e^{-\delta\tau \sec \theta} + T_a^i (1 - e^{-\delta\tau \sec \theta}) \quad (2.33)$$

avec

$$T_B(\tau'_0; \theta; p) = e(\theta; p) T_{SN} + [1 - e(\theta; p)] T_{Binc}(\theta) \quad (2.34)$$

où  $T_{Binc}$  est déduite de (éq.2.22) ou de (éq.2.23) selon le type de surface.

Finalement, l'évolution de (éq.2.33) couche par couche du bas vers le haut pour l'ensemble de l'atmosphère claire nous permet d'obtenir les températures de brillance au sommet de l'atmosphère, i.e., celles qui peuvent être mesurées par un radiomètre sur satellite:

$$T_B(\theta; p) = \sum_{i=1}^N T_a^i (1 - e^{-\delta\tau \sec \theta}) e^{-(\tau - \tau'_i) \sec \theta} + e(\theta; p) T_{SN} e^{-\tau \sec \theta} + [1 - e(\theta; p)] T_{Binc}(\theta) e^{-\tau \sec \theta}. \quad (2.35)$$

### Cas de l'atmosphère nuageuse

Dans ce cas, les effets de diffusion sont en général à prendre en compte. Nous avons alors à utiliser (éq.2.25) et (éq.2.26) dans lesquelles apparaît une intégration sur les angles  $\theta'$ . Celle-ci représente la contribution due à la diffusion, dans la direction de visée  $\theta$ , des rayonnements provenant des autres directions. Elle est couramment approchée par une quadrature de Gauss de la forme (Chandrasekhar, 1960):

$$\begin{aligned} k_d^i T_d(\tau; \theta; p) &= \int_0^\pi [P(p, p') T_B(\tau'_i; \theta'; p') + P(p, q') T_B(\tau; \theta'; q')] \sin \theta' d\theta' \\ &= \int_{-1}^{+1} [P(p, p') T_B(\tau'_i; \mu'; p') + P(p, q') T_B(\tau; \mu'; q')] d\mu' \end{aligned}$$

$$\simeq \sum_{-\mathcal{L}}^{+\mathcal{L}} a_j \left[ P(p, p'_j) T_B(\tau'_i; \mu'_j, p') + P(p, q'_j) T_B(\tau'_i; \mu'_j, q') \right]. \quad (2.36)$$

où  $a_j$  et  $\mu'_j$  ( $j = (0, ) \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \mathcal{L}$ ) sont les coefficients de Christoffel et les racines de l'équation de Legendre (i.e., les points de Gauss) respectivement. Notons que  $a_{-j} = a_j$  et  $\mu_{-j} = -\mu_j$ .

L'intégration sur la verticale (ici  $\tau'$ ) pour  $T_B$  est aussi évaluée couche par couche pour l'ensemble de l'atmosphère en discrétisant tous les paramètres ( $T$ ,  $P$ ,  $k_e$ , etc.). Pour avoir une solution exacte des températures de brillance il faut en principe résoudre un système d'équations différentielles avec les conditions aux limites de la surface et du sommet de l'atmosphère. Au lieu d'une solution aussi laborieuse, nous adoptons la méthode itérative de Wilheit et Chang (1977) dont les étapes sont les suivants:

(1) Les valeurs initiales des températures de brillance  $T_B^0(\tau_i; \mu_j; p)$  sont calculées en négligeant les effets de diffusion par les nuages pour  $\mathcal{N}$  couches et pour  $2\mathcal{L}$  angles définis par les points de Gauss  $\mu_j$

(2) En employant les valeurs obtenues précédemment  $T_B^0$  dans la relation (éq.2.36) l'on détermine l'incrément  $T_d$  des  $T_B$ s dû aux effets de diffusion.

(3) Compte tenu du terme de diffusion  $T_d$ , on évalue les températures de brillance descendantes puis celles montantes  $T_B^1(\tau'_i; \mu_j; p)$  couche par couche comme en ciel clair, mais en remplaçant  $T_a^i$  dans (éq.2.32) et (éq.2.33) par  $[(1 - a)T_a^i + aT_d]$ .

(4) Les étapes (2) et (3) se déroulent itérativement jusqu'à ce que la précision voulue soit atteinte ( $|T_B^m(\mu_j; p) - T_B^{m-1}(\mu_j; p)| \leq 0.1 K$ , par exemple).

(5) Enfin, les températures de brillance dans la direction d'observation sont calculées par interpolation avec celles obtenues aux angles de Gauss.

Dans le programme, le nombre de couches divisant la couche nuageuse est fixé à 50; le nombre des points de Gauss est 16. Les valeurs de  $\mu_j$  et  $a_j$  ( $j = +1, +2, \dots, +8$ ) sont reportées dans le Tableau 2.1. Le nombre des itérations

en cas d'atmosphère nuageuse dépend de l'albédo ( $k_d/k_e$ ) de diffusion.

TABLEAU 2.1 — Valeurs de  $\mu_j$  et  $a_j$

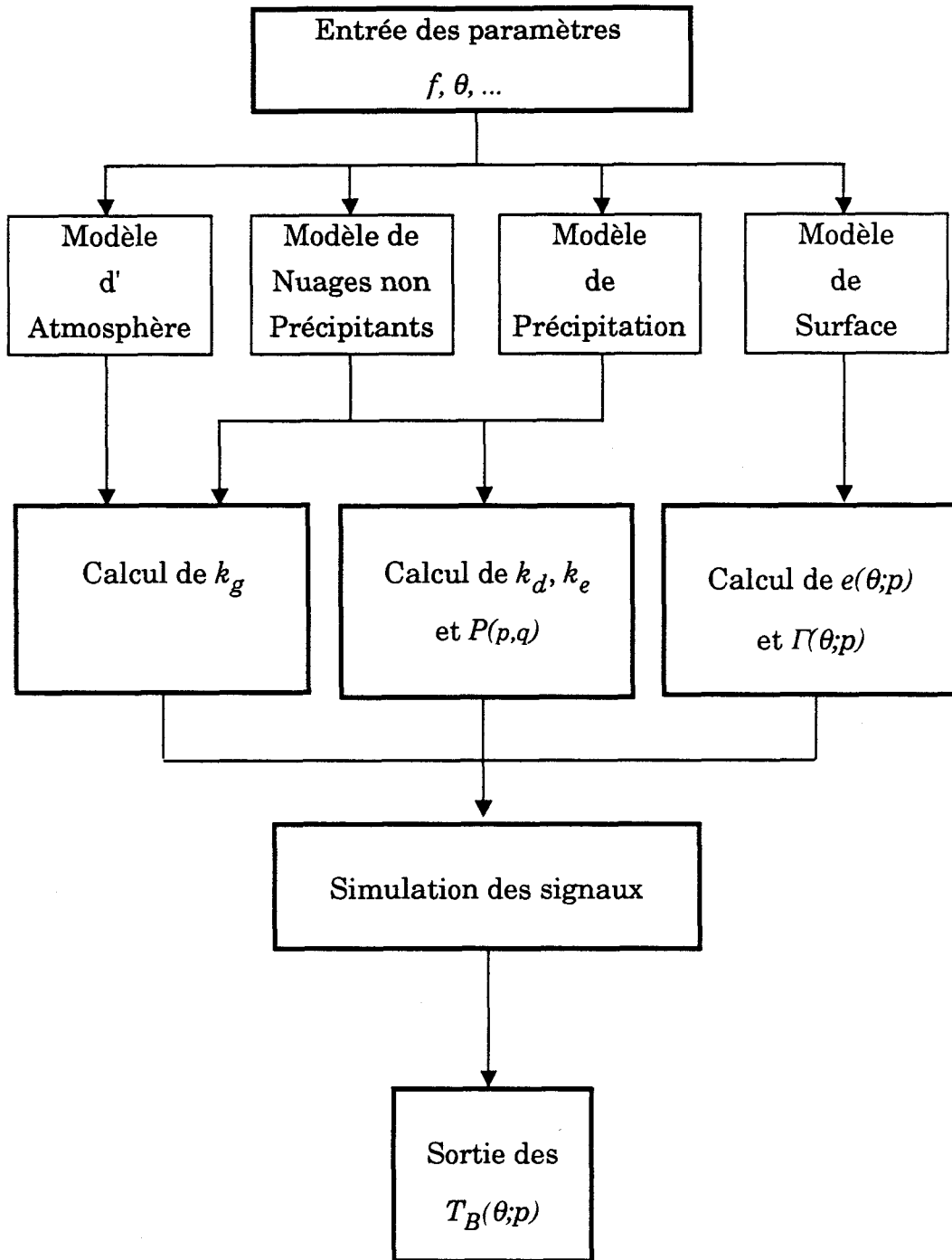
Numéro des points $j$	$\mu_j$	$a_j$
1	0.989400934991	0.027152459411
2	0.944575023073	0.062253523938
3	0.865631202387	0.095158511682
4	0.755404408355	0.124628971255
5	0.617876244402	0.149595988816
6	0.458016777657	0.169156519395
7	0.281603550779	0.182603415044
8	0.095012509837	0.189450610455

La Figure 2.5 présente un organigramme de la simulation. Les principaux paramètres d'entrée sont la fréquence  $f$ (GHz), l'angle de la visée du radiomètre  $\theta$  et les numéros des modèles d'atmosphère, de surface, de nuage ou de précipitation.

Un listing du logiciel en FORTRAN réalisant la simulation de  $T_B$  se trouve en Annexe 2.

Les sous-routines "COEFH2O" et "COEFO2" calculent les coefficients d'absorption  $k'_{H_2O}$  et  $k'_{O_2}$ , respectivement. Le coefficient total d'absorption et la transmission atmosphérique sont donnés par "ABGAS". La sous-routine "REFL" permet d'obtenir les valeurs de réflectivité spéculaire de la surface. Les coefficients d'absorption, de diffusion et d'extinction des nuages et précipitations sont calculés par la sous-routine "MIHVHV" et les fonctions de phase aux points de Gauss sont aussi fournies par "MIHVHV" mais avec "TSMN". La sous-routine "TBCLR" donne les températures de brillance  $T_B$ s aux  $\mathcal{N} + 1$  niveaux sans tenir compte de l'effet de diffusion. Les signaux micro-ondes passifs par atmosphère claire ou nuageuse sont simulés à travers la sous-routine "TBMWV".





**Fig.2.5** Organigramme de la simulation de la température de brillance.

## 2.3 DONNEES ENTREES DANS LA SIMULATION DE $T_B$

La simulation de la température de brillance  $T_B$  observée en atmosphère claire nécessite la connaissance des profils atmosphériques de température, de pression, et d'humidité et des conditions de surface. En présence de nuages ou de précipitations dans l'atmosphère, les données caractéristiques des nuages ou des précipitations sont par ailleurs nécessaires. L'ensemble de ces informations peut être soit tiré des radiosondages, des mesures in situ des propriétés de la surface, et des mesures in situ des paramètres de nuage ou de précipitation, soit fourni par des modèles climatiques moyens. Ceux-ci sont disponibles dans le programme de calcul et sont présentés ici dans la suite.

### 2.3.1 Modèle d'atmosphère

Nous retiendrons les huit modèles d'atmosphères standards de McClatchey (1971). Ces modèles issus des données climatiques sont représentatifs des différentes saisons et des différentes latitudes. Ils sont présentés au Tableau 2.2.

TABLEAU 2.2 — Modèles d'atmosphère

Numéro	Types d'atmosphère
A1	Tropical
A2	Subtropical été
A3	Subtropical hiver
A4	Moyenne latitude été
A5	Moyenne latitude hiver
A6	Subarctique été
A7	Subarctique hiver
A8	U.S. standard 1962

En plus des profils verticaux donnés par ces modèles, la répartition en altitude de l'humidité est supposée varier suivant la loi exponentielle:

$$\rho_v(z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H_v}\right), \quad (2.37)$$

où  $\rho_0$ , variant de  $10^{-2}$  à  $30 \text{ gm}^{-3}$ , est le contenu en vapeur d'eau au niveau de la mer et  $H_v$  est l'échelle de hauteur de la vapeur d'eau, égale à  $2 \text{ km}$ . Il sera parfois nécessaire et commode d'utiliser la répartition exponentielle de l'humidité avec les profils de température et de pression des modèles.

La concentration des aérosols et les concentrations en ozone et en dioxyde de carbone ne sont pas introduites dans le programme car leur effet dans le domaine des micro-ondes est très faible et donc négligeable.

### 2.3.2 Modèle de surface

La surface de la terre peut à la fois émettre un rayonnement propre et réfléchir le rayonnement descendant de l'atmosphère dans le domaine des micro-ondes. Les phénomènes d'émission et de réflexion de la surface sont en général caractérisés par les paramètres d'émissivité  $e(\theta; p)$  et de réflectivité  $\Gamma(\theta; p)$  respectivement. En équilibre thermodynamique local, la loi de Kirchhoff nous conduit à la relation

$$e(\theta; p) = 1 - \Gamma(\theta; p). \quad (2.38)$$

Nous pouvons naturellement séparer deux types de surface: la surface plane homogène et la surface rugueuse. Une surface est considérée plane si la variation du relief est petite par rapport à la longueur d'onde utilisée, ce qui est le toujours cas pour la surface de l'eau calme (mer et lac, par exemple). En revanche, une surface de sol ou une mer agitée est plus souvent rugueuse électromagnétiquement.

### Surface spéculaire

Une surface électromagnétiquement plane est souvent appelée surface spéculaire. La réflexion et la transmission d'une telle surface sont définies par la loi de Snell.

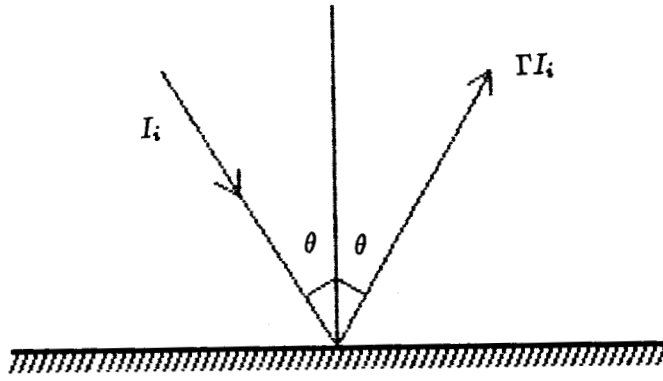
Considérons deux milieux homogènes séparés par une interface plane (Fig.2.6(a)). Chaque milieu est caractérisé par une constante diélectrique complexe  $\epsilon_c$  et une perméabilité magnétique  $\mu$ .  $\epsilon_c$  et  $\mu$  sont égales à l'unité pour le milieu supérieur (l'atmosphère). La réflectivité d'une surface spéculaire est donnée par les relations de Fresnel<sup>[28],[77]</sup>:

$$\begin{aligned} \Gamma^{sp}(\theta; h) &= \left| \frac{\mu_2 \cos \theta - \sqrt{\mu_2 \epsilon_2 - \sin^2 \theta}}{\mu_2 \cos \theta + \sqrt{\mu_2 \epsilon_2 - \sin^2 \theta}} \right|^2, \\ \Gamma^{sp}(\theta; v) &= \left| \frac{\epsilon_2 \cos \theta - \sqrt{\mu_2 \epsilon_2 - \sin^2 \theta}}{\epsilon_2 \cos \theta + \sqrt{\mu_2 \epsilon_2 - \sin^2 \theta}} \right|^2, \end{aligned} \quad (2.39)$$

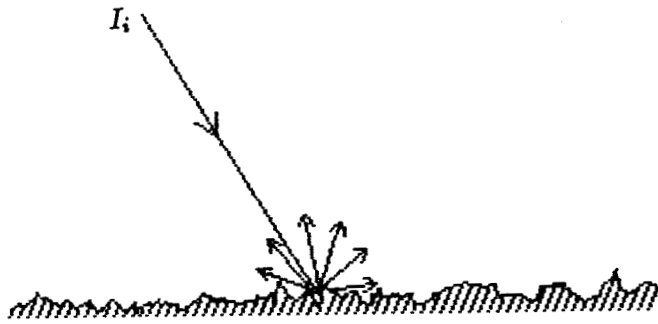
où  $h$  et  $v$  désignent les deux polarisations orthogonales,  $\epsilon_2$  est la constante diélectrique complexe relative, et  $\mu_2$  est la perméabilité magnétique relative du milieu sous la surface (l'eau ou le sol). Des données de  $\epsilon_2$  se trouvent en Annexe 1 pour plusieurs types de matériau. On prend  $\mu_2 = 1$  pour des matériaux non magnétiques.

A partir de ces données et en portant (éq.2.39) dans (éq.2.38), nous pouvons aisément déterminer l'émissivité spéculaire, qui est une fonction de la fréquence, de la polarisation, de l'angle d'incidence, ainsi que des paramètres de la surface (température, salinité de l'eau, type du sol, etc.).

La Figure 2.7 montre les variations angulaires de  $e(\theta; h)$  (en continu) et  $e(\theta; v)$  (en tireté) pour quelques types de surface plane, l'échelle de droite représentant la réflectivité correspondante. Sur cette Figure, on constate que pour une surface spéculaire l'émissivité en polarisation verticale est supérieure à celle en polarisation horizontale sauf aux angles d'incidence très petits ( $\theta < 5^\circ$ ). Par ailleurs,

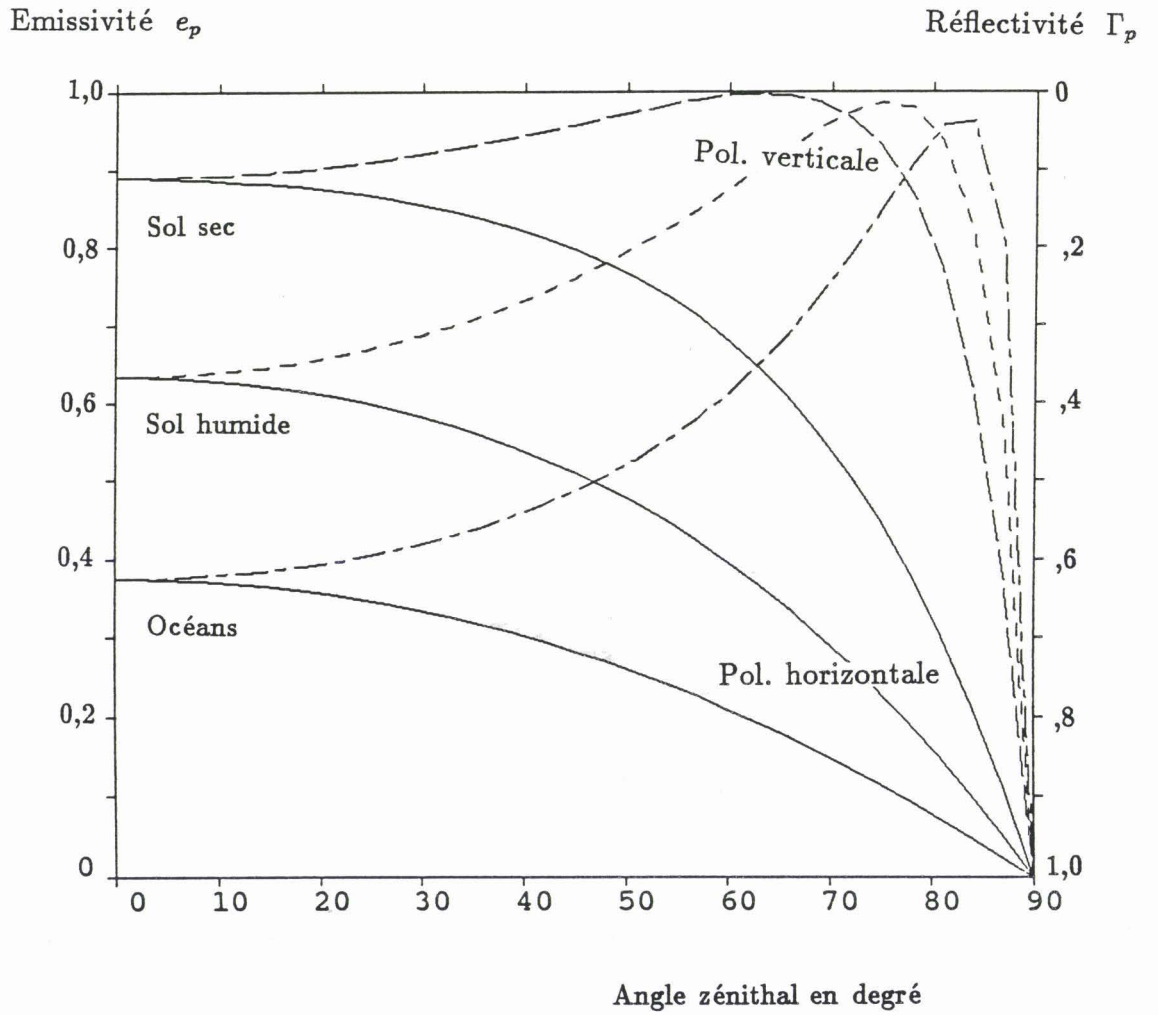


(a)



(b)

**Fig.2.6** Réflexion par la surface spéculaire (a) et par la surface lambertienne (b).



**Fig.2.7** Emissivité et réflectivité calculées à 10 GHz en fonction de l'angle zénithal pour trois types de surface.

l'émissivité des sol est toujours nettement plus grande que celle de la surface de la mer sauf aux angles proches de 90°. Ceci pose une grande difficulté pour l'observation de l'atmosphère au-dessus de sol, puisque cette observation sera faite sur une scène trop brillante (chaude).

La Figure 2.8 donne un autre exemple de calcul d'émissivité d'une surface maritime à partir de (éq.2.39) et (éq.3.38). On constate une augmentation de l'émissivité de la surface avec la fréquence.

### Surface rugueuse

La réflexion d'une surface rugueuse est due à la diffusion de surface qu'on peut caractériser par les coefficients bidirectionnels de diffusion de surface  $\sigma_{p;p_d}^{\circ}(\theta_i, \phi_i; \theta_d, \phi_d)$  et  $\sigma_{p;q_d}^{\circ}(\theta_i, \phi_i; \theta_d, \phi_d)$ . (En ce qui concerne la géométrie du problème, on peut se référer à la Figure 1.9. La diffusion par la surface est bien sûr seulement dans l'hémisphère supérieure). En fonction de  $\sigma^{\circ}$ , Peake (1959) a développé les expressions générales de l'émissivité d'une surface rugueuse en équilibre thermodynamique local,

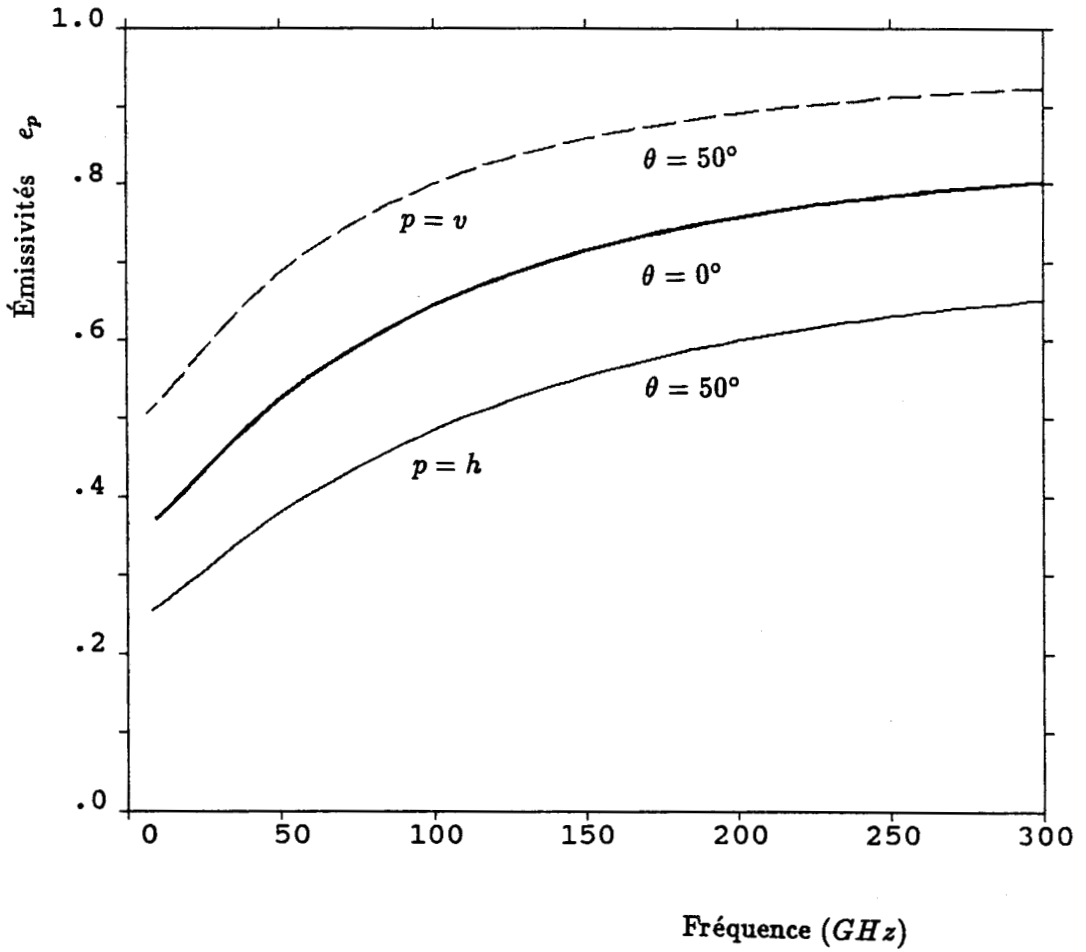
$$e(\theta_i, \phi_i; p_i) = 1 - \frac{1}{4\pi \cos \theta_i} \int \left[ \sigma_{p;p_d}^{\circ}(\theta_i, \phi_i; \theta_d, \phi_d) + \sigma_{p;q_d}^{\circ}(\theta_i, \phi_i; \theta_d, \phi_d) \right] d\Omega_d, \quad (2.40)$$

où l'intégration est effectuée sur l'hémisphère supérieur au-dessus de la surface et où  $q$  désigne la direction de la polarisation orthogonale à  $p$ . Des modèles bidirectionnels pour  $\sigma^{\circ}$  ont été développés pour les statistiques des surfaces Gaussienne et non Gaussienne par de nombreux auteurs (Peake, 1959; Ulaby *et al.*, 1982; etc.).

Pour une surface parfaitement rugueuse dite surface lambertienne (Fig.2.6(b)), la variation angulaire de  $\sigma^{\circ}$  ne dépend que du produit  $\cos \theta \cos \theta_d$ ;

$$\sigma_{pp_d}^{\circ} + \sigma_{pq_d}^{\circ} = \sigma_0^{\circ} \cos \theta \cos \theta_d,$$

où  $\sigma_0^{\circ}$  est une constante liée aux propriétés diélectriques de la surface. En por-



**Fig.2.8** Emissivité de la surface spéculaire océanique en fonction de la fréquence pour deux valeurs de l'angle zénithal  $\theta$ .



tant l'expression ci-dessus dans (éq.2.40), nous obtenons l'émissivité d'une surface lambertienne

$$\begin{aligned} e(\theta, \phi; p) &= 1 - \frac{1}{4\pi \cos \theta} \int_{\phi_d=0}^{2\pi} \int_{\theta_d=0}^{\pi/2} \sigma_0^o \cos \theta \cos \theta_d \sin \theta_d d\phi_d d\theta_d \\ &= 1 - \frac{\sigma_0^o}{4}, \end{aligned} \quad (2.41)$$

qui est indépendante de la direction et non polarisée.

Pour une surface qui n'est ni parfaitement plane ni parfaitement rugueuse, les coefficients de diffusion, ainsi que l'émissivité, dépendent des propriétés non seulement diélectriques mais aussi géométriques de la surface.

Les surfaces rugueuses peuvent se subdiviser en certains sous groupes: surfaces d'eau, surfaces de sol nu, surfaces de neige, surfaces de glace, couverts végétal ou de forêt, etc.. Pour ces surfaces particulières, de nombreux modèles de l'émissivité ont été établis pour certaines fréquences micro-ondes par divers auteurs (Stogryn, 1967; Wilheit, 1979; Pandey et Kakar, 1982; Wentz, 1983; Choudhury *et al.*, 1979; Wang *et al.*, 1981, 1983; Tsang et Newton, 1982; Mo, 1987; et etc.). Un bon résumé de ces modèles a été réalisé par Isaacs *et al.* (1989). Ici, nous retenons un modèle d'émissivité de l'océan développé par Wilheit (1979).

Pour une surface de mer agitée, la rugosité et l'écume superficielle font varier l'émissivité (Hollinger, 1971; Wentz, 1975; Wilheit, 1979; Smith, 1988; etc.). Certains auteurs (Wilheit, 1979; Wentz, 1983; etc.) lient cette variation directement à la vitesse du vent  $U$ , car le vent est responsable à la fois de la rugosité et de l'écume si sa force dépasse une certaine valeur ( $U > 7$  m/s généralement). Wilheit (1979) a ainsi développé un modèle qui inclut les effets de la rugosité et de l'écume. Dans son modèle, la surface de l'océan est supposée couverte partiellement d'écume (pour les vitesses du vent à 20 m d'altitude supérieures à 7 m/s). La réflectivité de la surface est réduite à

$$\Gamma^w(\theta; p) = (1 - K) \Gamma^r(\theta; p) \quad (2.42)$$

avec le taux de couverture de l'écume

$$\begin{aligned} K &= 0 & U &\leq 7m/s, \\ K &= a(1 - e^{-f/f_0})(U - 7) & U &> 7m/s \end{aligned}$$

où  $a = 0.006 m/s$ ,  $f_0 = 7.5$  GHz et  $f$  est la fréquence utilisée.  $\Gamma^r(\theta; p)$ , la réflectivité de la surface rugueuse sans écume, est calculée à l'aide d'un modèle à deux échelles<sup>[28][50][51]</sup>,

$$\Gamma^r(\theta; p) = \frac{1}{4\pi \cos \theta} \int_{\Omega_d} [\sigma_{pv}^o(\vec{n}, \vec{n}_d) + \sigma_{ph}^o(\vec{n}, \vec{n}_d)] d\Omega_d$$

avec

$$\begin{aligned} \vec{n}_d &= \vec{x} \sin \theta_d \cos \phi_d + \vec{y} \sin \theta_d \sin \phi_d + \vec{z} \cos \theta_d, \\ \vec{n} &= \vec{x} \sin \theta \cos \phi + \vec{y} \sin \theta \sin \phi + \vec{z} \cos \theta, \end{aligned}$$

$$\sigma_{pq}^o(\vec{n}, \vec{n}_d) = \frac{q^4 U_{pq}^2}{2q_x^2 g_x g_y} \exp \left[ -\frac{1}{2q_z^2} \left( \frac{q_x^2}{g_x^2} + \frac{q_y^2}{g_y^2} \right) \right],$$

$$q_x = \sin \theta_d \cos \phi_d - \sin \theta \cos \phi,$$

$$q_y = \sin \theta_d \sin \phi_d - \sin \theta \sin \phi,$$

$$q_z = \cos \theta_d - \cos \theta,$$

$$q^2 = q_x^2 + q_y^2 + q_z^2,$$

$$U_{hh} = C [R_{||}(\vec{h}_d \cdot \vec{n})(\vec{h} \cdot \vec{n}_d) + R_{\perp}(\vec{v}_d \cdot \vec{n})(\vec{v} \cdot \vec{n}_d)],$$

$$U_{vh} = C [R_{||}(\vec{v}_d \cdot \vec{n})(\vec{h} \cdot \vec{n}_d) - R_{\perp}(\vec{h}_d \cdot \vec{n})(\vec{v} \cdot \vec{n}_d)],$$

$$U_{hv} = C [R_{||}(\vec{h}_d \cdot \vec{n})(\vec{v} \cdot \vec{n}_d) - R_{\perp}(\vec{v}_d \cdot \vec{n})(\vec{h} \cdot \vec{n}_d)],$$

$$U_{vv} = C [R_{||}(\vec{v}_d \cdot \vec{n})(\vec{v} \cdot \vec{n}_d) + R_{\perp}(\vec{h}_d \cdot \vec{n})(\vec{h} \cdot \vec{n}_d)],$$

$$\vec{h}_d = -\vec{x} \sin \phi_d + \vec{y} \cos \phi_d,$$

$$\vec{v}_d = \vec{x} \cos \theta_d \cos \phi_d + \vec{y} \cos \theta_d \sin \phi_d - \vec{z} \sin \theta_d,$$

$$\vec{h} = -\vec{x} \sin \phi + \vec{y} \cos \phi,$$

$$\vec{v} = -\vec{x} \cos \theta \cos \phi - \vec{y} \cos \theta \sin \phi - \vec{z} \sin \theta,$$

$$C = [(\vec{n} \cdot \vec{h}_d)^2 + (\vec{n} \cdot \vec{v}_d)^2]^{-1},$$

$$g_x^2 = 0.003 + 1,92 \times 10^{-3} U,$$

$$g_y^2 = 3.16 \times 10^{-3} U,$$

et les coefficients de réflexion de Fresnel,  $R_{||}$  et  $R_{\perp}$ , sont donnés par (éq.2.39):

$$R_{||} = \Gamma^{sp}(\theta; h)^{1/2} \text{ et } R_{\perp} = \Gamma^{sp}(\theta; v)^{1/2}.$$

Enfin, l'émissivité est aussi calculé à partir de (éq.2.40) avec (éq.2.42):

$$e(\theta; p) = 1 - \Gamma^w(\theta; p).$$

La température de brillance dans la direction  $\vec{n}$  résultant de la diffusion par

la surface de l'océan est donnée par

$$T_B^d(\theta; p) = \frac{1}{4\pi \cos \theta} \int [\sigma_{pv}^o(\vec{n}, \vec{n}_d) + \sigma_{ph}^o(\vec{n}, \vec{n}_d)] T_{DN}(\vec{n}_d) d\Omega_d.$$

Notons qu'en outre, il y a d'autres facteurs qui peuvent influencer l'émissivité de la surface océanique. Par exemple, l'émissivité dépend légèrement de la température de surface et de l'angle entre la direction d'observation et la direction du vent. Mais, la modélisation de ces effets n'est pas achevée.

Dans notre calcul, nous envisageons les trois cas suivants: les surfaces en réflexion spéculaire et lambertienne de l'eau ou du sol et la surface de la mer agitée. La surface lambertienne est généralement une bonne approximation de la majorité des surfaces naturelles rugueuses du sol à l'échelle des longueurs d'onde du centimètre et millimètre. Celles-ci étant couramment utilisées dans le cadre de la télédétection satellitaire en micro-onde. Nous supposons que pour une surface lambertienne une valeur constante de l'émissivité est arbitrairement choisie entre 0.5 et 1.0 ( i.e.,  $\sigma_o^o = 0 \sim 2$  dans (éq.2.41) ).

### 2.3.3 Modèle de nuage non précipitant

En atmosphère nuageuse, les signaux radiométriques à simuler sont bien sûr influencés par la présence d'une (ou plusieurs) couche nuageuse. Les paramètres qui interviennent dans la simulation sont

- la phase des particules constituant le nuage (gouttelettes d'eau ou cristaux de glace),
- la granulométrie de ces particules,
- la répartition en altitude de la température et de l'humidité,

- l'altitude du sommet du nuage et son épaisseur,
- la répartition en altitude du contenu en eau qui est liée à la granulométrie et à l'épaisseur du nuage.

Nous nous limiterons ici au cas des nuages en phase liquide.

### Température

En dehors du nuage, la répartition en altitude de la température est décrite par les modèles d'atmosphère. A l'intérieur du nuage, nous utiliserons trois profils de température pour une étude ultérieure de la sensibilité de  $T_B$  :

- le profil donné par le modèle d'atmosphère,
- un profil isotherme, la température étant la moyenne de celles du sommet et de la base du nuage; cette moyenne étant due au mouvement convectif ainsi qu'au mécanisme de mélange vertical dans le nuage,
- un profil avec une inversion au sein du nuage.

Ces trois profils de température sont illustrés sur la Figure 2.9(a).

### Contenu en eau

Le contenu en eau liquide (*LWC*: Liquid Water Content, en anglais) est défini comme la quantité d'eau liquide dans un volume unité dans le nuage. Pour la même raison que ci-dessus, nous prendrons trois répartitions possibles du *LWC* :

- un profil rectangulaire; l'eau liquide est répartie uniformément dans le nuage,
- un profil linéaire; le *LWC* croît linéairement avec l'altitude depuis la base jusqu'au sommet du nuage,
- un profil triangulaire; la densité d'eau liquide croît linéairement depuis

la base du nuage jusqu'à une altitude  $z_m$  à partir de laquelle elle décroît pour être nulle au sommet.

Ces trois répartitions du  $LWC$  sont schématisées sur la Figure 2.9(b).

Quant à la vapeur d'eau, sa répartition en altitude à l'extérieur du nuage suit le modèle d'atmosphère. A l'intérieur du nuage, la vapeur d'eau est supposée atteindre sa saturation à la température atmosphérique. Dans ce cas la densité de vapeur d'eau  $\rho_v$  est fonction de la température de l'air, exprimée par exemple par la relation analytique de Selby et McClatchey (1975):

$$\rho_v(z) = A \exp(18.9766 - 14.9595A - 2.4388A^2) \quad (2.43)$$

avec

$$A = \frac{273.15}{T},$$

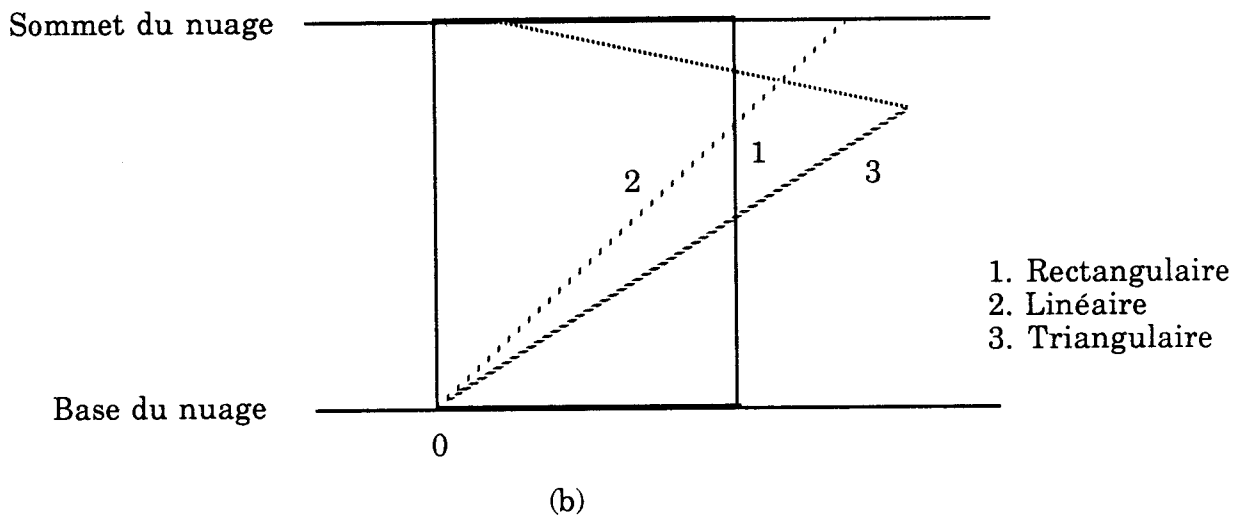
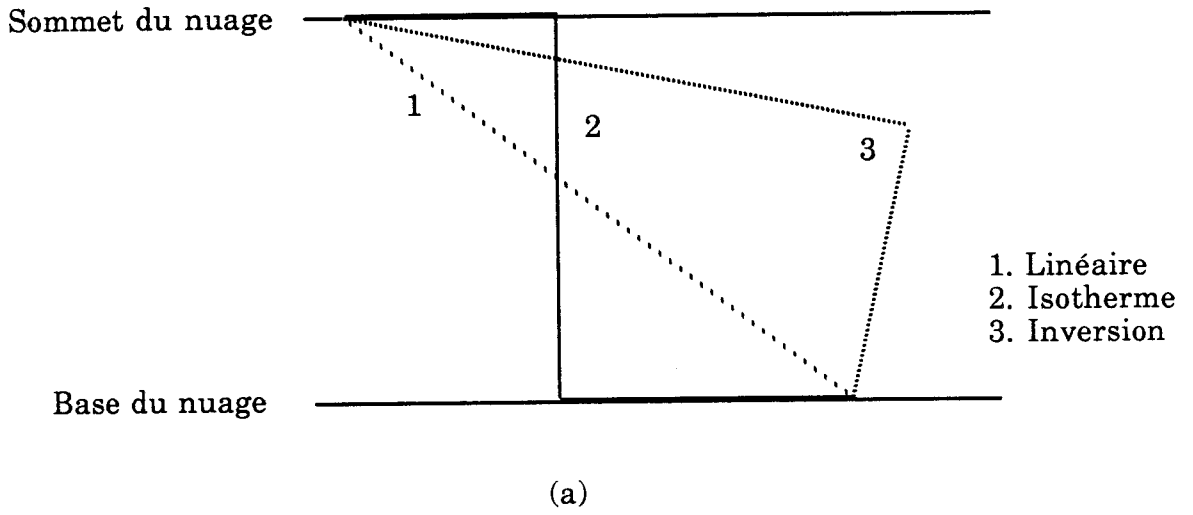
où  $T$  est la température ambiante en degré kelvin.

### Altitudes de la base et du sommet du nuage

Les altitudes de la base et du sommet du nuage sont très variables d'un nuage à l'autre.

Le Tableau 2.3 donne les valeurs des altitudes de la base et du sommet du nuage pour dix modèles typiques de nuage (Gaut et Reifenstein, 1971; Falcone et al., 1979; Wilheit et Chang, 1980; Slobin, 1982).

Les valeurs du contenu en eau liquide  $LWC$  et du contenu total en eau liquide  $TLWC$  (ou l'eau liquide intégrée) pour chaque type du nuage sont aussi indiquées dans ce Tableau. Elles représentent une moyenne et peuvent varier considérablement dans des nuages de même type.



**Fig.2.9** Répartition en altitude de la température (a) et du contenu en eau liquide (LWC) (b) dans le nuage

TABLEAU 2.3 — Modèles typiques de nuage

Numéro	Type de nuages	Base (km)	Sommet (km)	LWC (gm <sup>-3</sup> )	TLWC (gcm <sup>-2</sup> )
C1	Cumulus	0.7	2.7	1.00	0.200
C2	Altostratus	2.4	2.9	0.41	0.021
C3	Stratocumulus	0.6	1.3	0.55	0.033
C4	Nimbostratus	.16	1.0	0.61	0.051
C5	Stratus	.16	.66	0.42	0.021
C6	Stratus	0.3	1.0	0.29	0.020
C7	Stratus- stratocumulus	.66	2.0	0.15	0.020
C8	Stratocumulus	.16	.66	0.30	0.015
C9	Nimbostratus	.66	2.7	0.65	0.133
C10	Cu congestus	.66	3.4	0.57	0.156

### Granulométrie $n(r)$

La distribution spectrale de gouttelettes nuageuses varie avec le type de nuages. Elle est différente dans un même nuage et varie pendant l'évolution du nuage. Malgré cela, des mesures expérimentales ont montré que dans la majorité des cas, les distributions granulométriques ont une forme caractéristique. Généralement, la concentration en gouttelettes croît rapidement depuis une valeur faible jusqu'à un maximum puis décroît lentement du côté des grosses gouttelettes. Une telle distribution peut être décrite avec une précision raisonnable par la fonction lognormale<sup>[52] [57]</sup> ou la fonction gamma modifiée (Deirmendjian, 1969; etc.).

Nous prendrons ici pour la granulométrie du nuage la distribution gamma, qui s'écrit

$$n(r) = a r^\alpha \exp(-br), \quad (2.44)$$

où  $a$ ,  $\alpha$ , et  $b$  sont les paramètres granulométriques; ils sont donnés dans le Tableau 2.4 pour certains types de nuages.

TABLEAU 2.4 — Paramètres de la granulométrie et valeurs du  $N_t$  et du  $LWC$

Numéro	Types de nuages	$a$	$\alpha$	$b$	$r_c$ ( $\mu m$ )	$N_t$ ( $cm^{-3}$ )	$LWC$ ( $gm^{-3}$ )
D1	Brume dense	0.027	3	0.30	10	20	0.37
D2	Cumulus	2.604	3	0.50	6	250	1.00
D3	Altostratus	6.268	5	1.11	4.5	400	0.41
D4	Stratocumulus	0.437	5	0.80	6.3	200	0.55
D5	Nimbostratus	11.09	1	0.33	3	100	0.61
D6	Stratus	27.00	2	0.60	3.3	250	0.29
D7	Stratocumulus	9.375	2	0.50	4	150	0.30
D8	Nimbostratus	7.680	2	0.425	4.7	200	0.65
D9	Stratus- stratocumulus	52.73	2	0.75	2.7	250	0.15
D10	Cumulus- cumulus congestus	1.41	2	0.33	6.1	80	0.57

(D'après Falcone *et al.*, 1979)

Les deux dernières colonnes du Tableau indiquent le nombre total de gouttelettes par unité de volume  $N_t$  et la valeur du contenu en eau liquide  $LWC$  en  $gm^{-3}$ , qui sont liés à la granulométrie (éq.2.44) et déterminés par les relations suivantes:

$$\begin{aligned}
 N_t &= \int_0^\infty n(r) dr \\
 &= a \int_0^\infty r^\alpha \exp(-br) dr = \frac{a}{b^{\beta_1}} \Gamma(\beta_1)
 \end{aligned}
 \tag{2.45}$$

et

$$\begin{aligned}
 LWC &= \frac{4}{3} \times 10^{-6} \pi \int_0^\infty r^3 n(r) dr \\
 &= \frac{4}{3} \times 10^{-6} \pi a \int_0^\infty r^{\alpha+3} \exp(-br) dr \\
 &= \frac{4 \times 10^{-6} a \pi}{3 b^{\beta_2}} \Gamma(\beta_2)
 \end{aligned}
 \tag{2.46}$$

où  $\Gamma$  est la fonction gamma,  $\beta_1 = \alpha + 1$ , et  $\beta_2 = \alpha + 4$ .

Un autre paramètre intéressant est le rayon modal  $r_c$  où la granulométrie  $n(r)$  est maximum. Il est égal à

$$r_c = \frac{\alpha}{b}.
 \tag{2.47}$$

Les valeurs de  $r_c$  pour les dix granulométries sont reportées dans le Tableau 2.4.



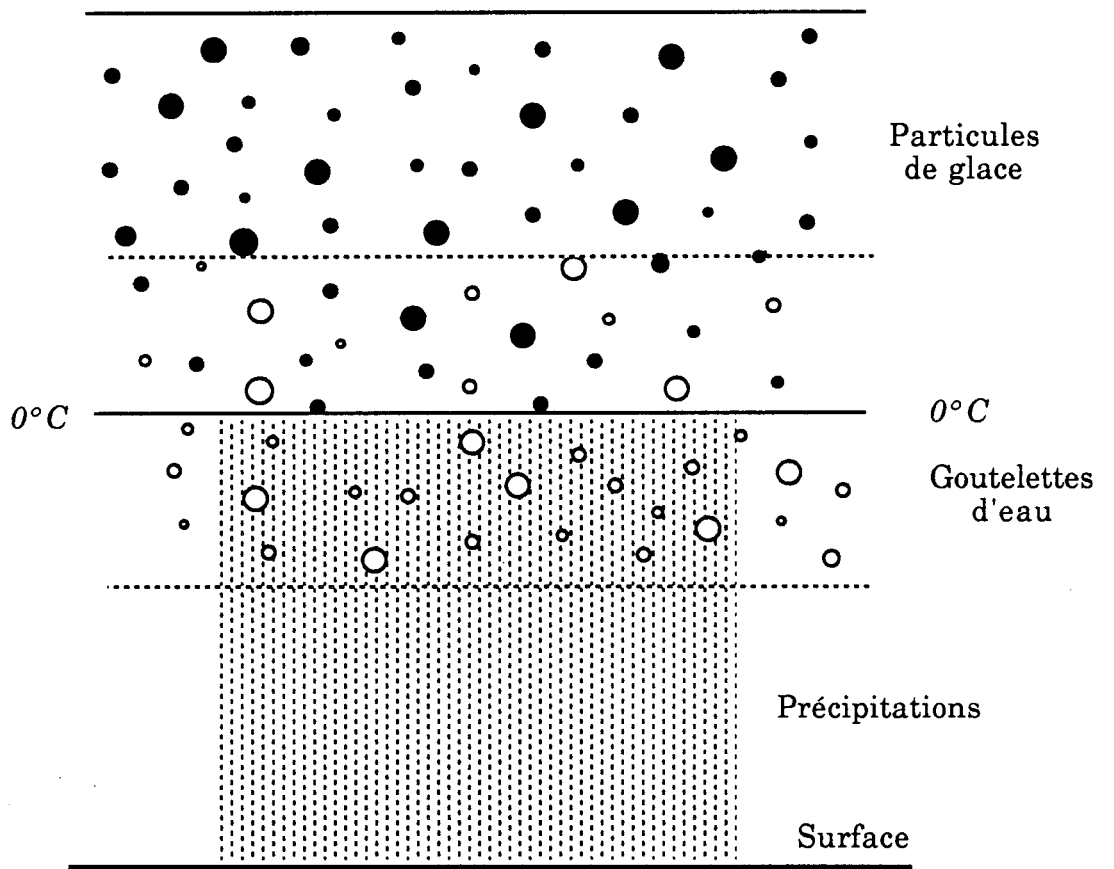
### 2.3.4 Modèle de précipitation

Les précipitations peuvent être considérées comme des nuages à part entière dont la base atteint la surface terrestre. Mais les gouttes de précipitation sont typiquement de deux ordres de grandeur plus grosses que les gouttelettes des nuages non précipitants. Les vitesses limites de chute des particules de précipitations sont ainsi considérables, ce qui les fait tomber rapidement vers la surface.

Un nuage précipitant est très difficile à modéliser. Le modèle pour simuler la formation, le développement et la dispersion des systèmes nuageux (précipitant ou non précipitant) ne cesse pas de se développer et donc devient de plus en plus sophistiqué (Ogura, 1973; Hall, 1980; Tripoli, 1982; Cotton, 1982; Ziegler, 1985; etc.).

Mugnai et Smith (1988) ont utilisé un modèle de nuage de Hall (1980) pour étudier les caractéristiques du transfert radiatif d'un nuage précipitant aux multi-fréquences micro-ondes. Mugnai *et al.* (1990) ont couplé un modèle très sophistiqué de nuage (3—D, dépendant du temps) avec le modèle de transfert radiatif pour analyser les contributions de la distribution verticale des différentes hydrométéores dans le nuage aux températures de brillance des fréquences du SSM/I (Special Sensor Microwave/Imager: 19.35, 22.23, 37 et 85.5 GHz).

Comme le montre la Figure 2.10, nous considérerons simplement une couche uniforme de précipitation constituée de gouttes d'eau sphériques (i.e., gouttes de pluie) et accompagnée des couches nuageuses en eau liquide et/ou en glace. Une telle structure verticale des précipitations est observée par le radar météorologique (Falcone *et al.*, 1979). La distribution horizontale des précipitations est aussi supposée uniforme. Ceci est d'autant mieux vérifié que les précipitations sont stratiformes.



**Fig.2.10** Schéma d'un modèle simple de précipitation

### Épaisseur de précipitations

Suivant les travaux de Wilheit *et al.* (1977), l'épaisseur de la couche de pluie est déterminée par le niveau de l'isotherme 0 °C. Pour des précipitations intenses tombant des nuages convectifs, l'altitude haute des précipitations peut dépasser ce niveau. Nous reprendrons pour l'épaisseur effective de la pluie en *km* la simple relation de Stutzman et Dishman (1982):

$$\begin{aligned} H_e &= H_0 & R &\leq 10 \text{ mm/h} \\ H_e &= H_0 + \log(R/10) & R &> 10 \text{ mm/h} \end{aligned} \quad (2.48)$$

### Température

Nous retenons les trois profils de température précisés précédemment pour les modèles de nuage (cf. Fig.2.9(a)).

### Contenu en eau

Compte tenu que les nuages accompagnent les précipitations, une quantité d'eau liquide de  $0.25 \text{ gm}^{-3}$  est ajoutée uniformément dans une couche à la partie supérieure des précipitations, une partie de cette couche du nuage d'eau liquide (surfondue) pouvant surmonter les précipitations.

Pour la vapeur d'eau, la valeur de l'humidité relative est supposée décroître linéairement de 100% au niveau de la base du nuage d'eau liquide jusqu'à 80% à la surface.

### Granulométrie

De nombreux auteurs se sont attachés à mesurer et à modéliser les distributions de tailles des gouttes de précipitations. Nous utilisons, dans notre simulation, une distribution exponentielle établie à partir des mesures au sol par Marshall et Palmer (1948):

$$N(r) = N_0 \exp(-\Lambda r) \quad (2.49)$$

avec

$$\Lambda = 82 R^{-0.21},$$

où  $N_0 = 0.16$  en  $cm^{-4}$ ;  $\Lambda$  est en  $cm^{-1}$  et  $R$  est le taux de pluie nominal, en  $mm\ hr^{-1}$ .

La distribution de Marshall—Palmer est couramment utilisée dans la littérature à cause de sa simplicité liée à l'utilisation d'un seul paramètre.

### Vitesse limite de chute des précipitations

La vitesse terminale de chute de gouttes de pluie dépend principalement de leur taille. Des expressions analytiques de cette dépendance ont été établies par divers auteurs<sup>[2],[52],[57]</sup>. Nous utilisons deux expressions de formes différentes<sup>[51],[52],[57]</sup>:

$$v(r) = 2562 r^{0.8} \quad (2.50)$$

et

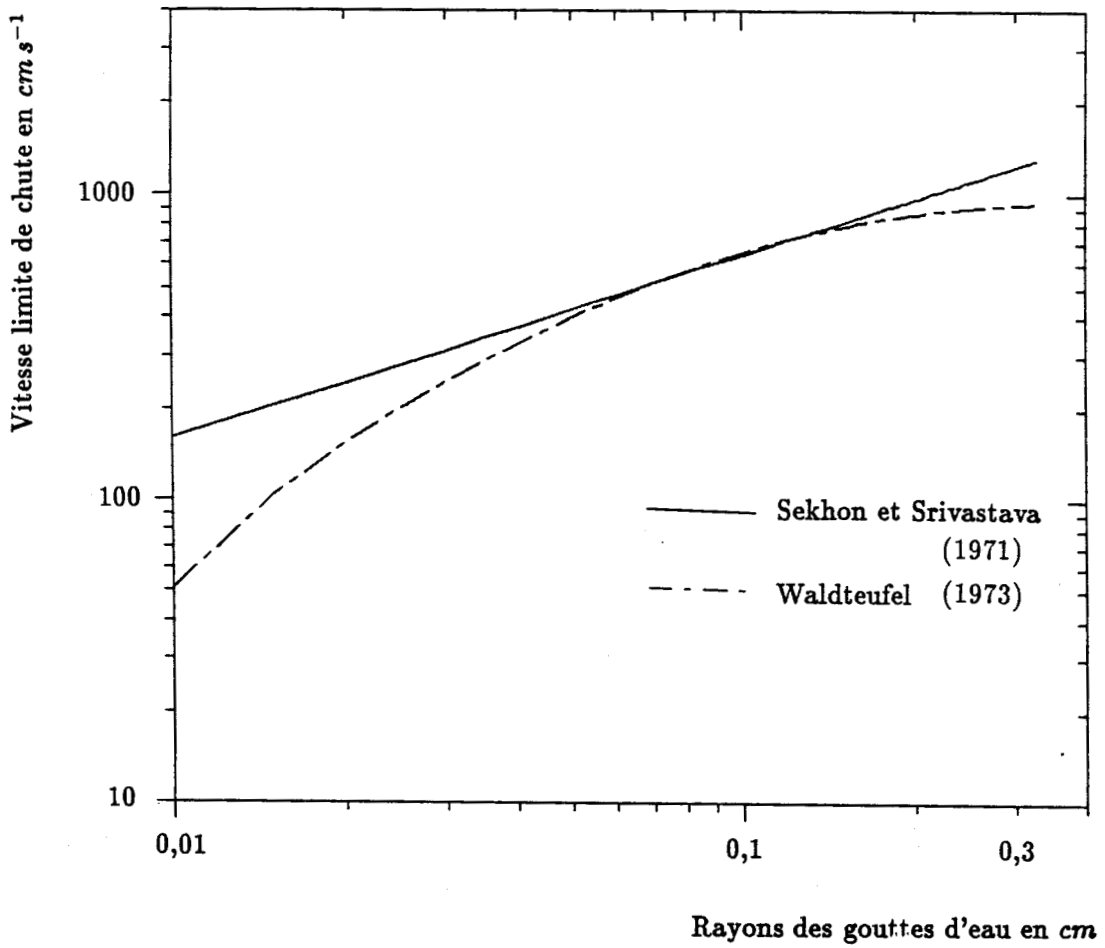
$$v(r) = 965 - 1030 \exp(-12r) \quad (2.51)$$

où (éq.2.50) est proposée par Sekhon et Srivastava (1971) et (éq.2.51) par Waldteufel (1973).

Il faut signaler que pour les petites dimensions ( $r < 0.0054\ cm$ ), la vitesse limite de chute donnée par la relation de Waldteufel est négative.

D'ailleurs, les deux expressions ne sont valables qu'au voisinage du niveau de la mer. Aux niveaux supérieurs, le traînage d'air est moins fort en raison de la diminution de la densité de l'air. Selon Foote et du Toit (1969), les expressions de la vitesse limite de chute de précipitations à une altitude  $z$  peuvent être obtenues en multipliant (éq.2.50) ou (éq.2.51) par un facteur  $(\rho/\rho_0)^{-0.4}$ , où  $\rho$  et  $\rho_0$  sont les densités de l'air au niveau d'altitude  $z$  et au niveau de la mer respectivement.

Les deux courbes  $v(r)$  tracées à la Figure 2.11 correspondent aux expressions de (éq.2.50) et (éq.2.51) pour les conditions normales au niveau de la mer.



**Fig.2.11** Variation de la vitesse terminale de chute des gouttes d'eau au niveau du sol, en fonction de leur dimension.

### Taux de précipitation

Le taux de précipitation (ou intensité)  $R$ , défini comme la quantité d'eau traversant une section horizontale de surface unité pendant un certain intervalle de temps, est exprimé par une hauteur sur un temps (millimètre par heure  $mm\ hr^{-1}$ , par exemple). C'est le paramètre le plus facilement et le plus fréquemment mesuré, au sol par pluviomètre et à certaines altitudes au moyen d'un radar météorologique.

Il peut s'obtenir par l'équation

$$R_c = \frac{4\pi}{3} 3.6 \times 10^4 \int_{r_{min}}^{r_{max}} r^3 N(r) [v(r) - w] dr \quad (2.52)$$

où l'indice  $c$  signifie " calculé " à partir de l'équation ci-dessus;  $N(r)$  est donnée par la granulométrie M—P (éq.2.49);  $v(r)$  est en  $cm\ s^{-1}$ ,  $w$  est la composante verticale de la vitesse de l'air comptée positivement vers le haut. Dans le calcul pratique, on supposera  $w = 0$ , ce qui est vrai pour les mesures au sol.

L'intégration de (éq.2.52) commence par  $r_{min} = 0.015\ cm$  au lieu de  $r_{min} = 0$  afin d'éviter une surestimation du nombre des petites gouttes de la granulométrie M—P (Falcone *et al.*, 1979, parmi d'autres). La limite supérieure de l'intégration  $r_{max}$  est raisonnablement fixée à  $0.33\ cm$  car les rayons de gouttes d'eau dépassent très rarement  $0.3\ cm$  à cause du mécanisme de scindement.

La Figure 2.12 présente les taux de pluie calculés  $R_c$ , en fonction du taux nominal  $R$ , pour les deux relations de la vitesse terminale de chute (éq.2.50) et (éq.2.51).

Nous remarquons que les deux droites  $R_c—R$ , déduites d'une régression linéaire, ne sont pas confondues et que l'accord entre  $R_c$  et  $R$  n'est pas parfait. Cependant, nous avons en tout cas une très bonne corrélation entre le taux de pluie calculé et celui qui caractérise la granulométrie M—P. Cela nous permet d'envisager un seul paramètre, noté  $R$ , dans la suite.

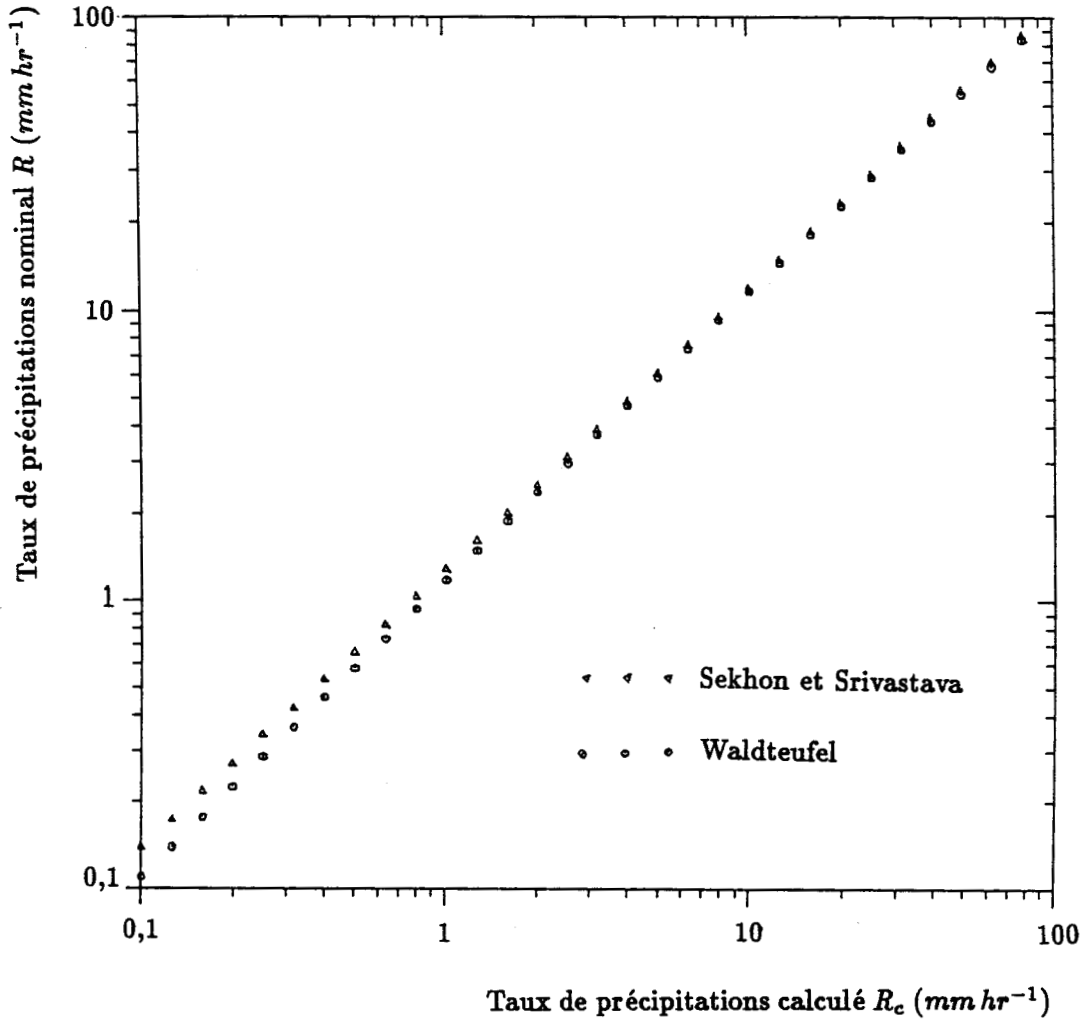


Fig.2.12 Comparaison du taux de précipitation calculé avec le taux nominal pour les deux expressions de la vitesse limite de chute des gouttes d'eau.

### Couche de glace

En ce qui concerne un nuage précipitant avec présence de glace, on ne dispose pas d'une relation unique et simple entre le taux de précipitation et les paramètres caractérisant le nuage de glace au-dessus. On considère simplement qu'au-dessus des précipitations il existe une couche nuageuse d'une certaine épaisseur, constituée de particules sphériques de glace dont la distribution granulométrique pour les précipitations stratiformes est définie par

$$n(r) = ar^\alpha e^{-br^\beta}. \quad (2.53)$$

Elle est aussi définie par (éq.2.49) (distribution M—P) pour les précipitations convectives (Spencer, 1986; Prigent-Benoît, 1988). Le contenu en glace est raisonnablement supposé proportionnel à l'intensité de précipitations  $R$ .

Dans un premier temps, nous n'avons pas inséré dans notre modèle une zone de transition en-dessous du niveau de 0 °C, où les particules de glace sont fondantes au cours de la descente (une bande brillante observée par radar). Les cristaux de glace non sphériques, les petits grêlons et les neiges ne sont pas considérés ici à cause de la difficulté du traitement.

Bien entendu, ce modèle de nuage précipitant est trop simple pour être réaliste. Mais il nous suffit pour l'étude de sensibilité menée dans le Chapitre 4. Signalons que d'autres modèles de nuage précipitant simples sont proposés par de nombreux auteurs (par exemple, Wilheit *et al.*, 1977; Rodgres et Siddalingaiah, 1983; Spencer, 1986; Prigent-Benoît, 1988).



CHAPITRE III

VALIDATION DU MODELE DE TRANSFERT RADIATIF

3.1 INTERCOMPARAISON AVEC D'AUTRES  
CODES

Pour une intercomparaison entre les résultats calculés par notre modèle de transfert radiatif et d'autres codes (par exemple du AFGL, CNRS), nous avons utilisé les fréquences de l'AMSU (Advanced Microwave Sounding Unit) (voir Tab.3.1) et les trois modèles d'atmosphère suivant les propositions de Kunzi (1987).

TABLEAU 3.1 — 20 canaux de l'AMSU

Canal	Fréquence (GHz)	*	**
1	23.8		
2	31.4		
3	50.3		
4	52.8		
5	53.596		
6	54.4		
7	54.94		
8	55.5		
9	57.29		
10	57.29	±0.217	
11	57.29	±0.3222	±0.048
12	57.29	±0.3222	±0.022
13	57.29	±0.3222	±0.010
14	57.29	±0.3222	±0.0045
15	89		
16	89		***
17	166		
18	183.31	± 1.0	
19	183.31	± 3.0	
20	183.31	± 7.0	

Note: \* Deux bandes latérales identiques.

\*\* Quatre bandes latérales identiques.

\*\*\* Différente largeur d'ouverture d'antenne pour canal 16.

Les Tableaux 3.2 présentent les valeurs de l'épaisseur optique (i.e. opacité) calculées pour tous les canaux de l'AMSU et pour les trois modèles d'atmosphère: U.S. Standard, tropicale et subarctique hiver.

TABLEAU 3.2a — Comparaison des valeurs  
de l'épaisseur optique monochromatique  
pour une atmosphère U.S. Standard

Canal	AFGL	IAP	CNRS	MIT	****	Ecart 1	Ecart 2
1	.0947	.0927	.0932	.1002	.0914	.0075	.0088
2	.0472	.0510	.0525	.0640	.0461	.0168	.0179
3	.4064	.3698	.3751	.4209	.3754	.0511	.0451
4	1.192	1.115	1.118	1.209	1.205	.0944	.0904
5	1.721	2.041	2.101	2.124	2.112	.4033	.3912
6	3.895	3.845	3.734	3.927	3.808	.1933	.1190
7	5.961	5.969	5.776	5.992	5.780	.2152	.2111
8	9.060	9.237	8.875	9.115	8.857	.3619	.3800
9		22.82	22.36		22.51	.4600	.3100
10		25.18			25.05		.1300
11		27.63			26.69		.9400
12		29.48			29.36		.0600
13		32.62			32.03		.5900
14		35.19			34.77		.4200
16	.1849	.1760	.1850	.1934	.1897	.0174	.0137
17	.6290	.7293	.7583	.7386	.7671	.1293	.1381
18	15.65	15.41	14.47		15.20	1.182	.7300
19	6.897	7.294	6.319	6.502	6.880	.9745	.5610
20	2.198	2.423	2.282	2.382	2.370	.2241	.1713

AFGL : Air Force Geophysical Lab., USA

IAP : Inst. Appl. Phys., Univ. Bern, Switzerland

CNRS : Cent. Nat. de la Rech. Scient., France

MIT : Massachusetts Institute of Technology, USA

\*\*\*\* : Notre calcul

TABLEAU 3.2b — Comparaison des valeurs  
de l'épaisseur optique monochromatique  
pour une atmosphère tropicale

Canal	IAP	CNRS	OXF.	****	Ecart 1	Ecart 2
1	.2439	.2335	.2353	.2418	.0104	.0083
2	.1134	.1133	.1204	.1120	.0070	.0084
3	.4651	.4787	.5052	.4761	.0401	.0291
4	1.236	1.251	1.314	1.265	.0775	.0490
5	2.182	2.258	2.242	2.293	.0765	.1113
6	4.007	3.900	4.053	3.911	.1526	.1420
7	6.115	5.938	6.092	5.987	.1767	.1280
8	9.321	8.970	9.210	8.940	.3510	.3810
9	22.31	21.84		21.81	.4700	.5000
10	24.68			23.85		.8300
11	27.05			26.39		.6600
12	29.76			29.01		.7500
13	31.99			31.61		.3800
14	34.60			34.15		.3500
16	.5208	.5292	.5079	.5126	.0213	.0103
17	2.445	2.391	2.301	2.260	.1373	.1850
18	40.53			39.86		.6700
19	20.19			21.04		.8500
20	7.205	6.097	6.600	6.507	1.109	.1713

OXF. : University of Oxford, U. K.

TABLEAU 3.2c — Comparaison des valeurs  
de l'épaisseur optique monochromatique  
pour une atmosphère subarctique hiver

Canal	IAP	CNRS	OXF.	****	Ecart 1	Ecart 2
1	.0393	.0403	.0522	.0468	.0129	.0072
2	.0353	.0362	.0510	.0371	.0157	.0129
3	.3745	.3705	.4094	.4335	.0620	.0389
4	1.111	1.092	1.215	1.204	.1227	.1120
5	2.010	2.029	2.105	2.094	.0952	.0840
6	3.799	3.644	3.894	3.835	.2502	.1910
7	5.947	5.703	5.980	5.830	.2765	.1495
8	9.315	8.897	9.210	8.990	.4180	.3250
9	23.93	23.39		23.38	.5400	.5500
10	26.31			25.93		.3750
11	28.79			27.61		1.180
12	31.28			30.31		.9710
13	33.80			32.96		.8379
14	36.36			35.58		.7800
16	.0908	.0876	.1102	.1101	.0226	.0225
17	.2240	.2454	.2506	.2473	.0266	.0233
18	5.088	5.147	5.159	5.100	.0711	.0586
19	2.421	2.328	2.390	2.407	.093	.0790
20	.7907	.8090	.8166	.8040	.0259	.0133

Dans ces Tableaux, la colonne nommée "Ecart 1" indique la différence maximum entre les autres codes (de 3ieme à 6ieme colonnes); la colonne appelée "Ecart 2" est la différence maximum entre notre épaisseur optique et les quatre autres.

En comparant ces deux colonnes, on remarque que l'Ecart 1 est supérieur à l'Ecart 2 dans la majorité de cas, ce qui signifie que nos résultats sont encadrés par ceux des autres codes. Cela constitue une bonne épreuve de la validité de notre code.

Nous avons aussi calculé les températures de brillance dans les 20 canaux de l'AMSU en ciel clair à la fois sur la terre avec une réflectivité de surface de 0.05 et sur l'océan avec la réflectivité de surface déduite de la relation  $\Gamma = 0.638 - 0.00272 f$  ( $f$  en GHz). D'après Kunzi (1987), la température de surface est fixée à celle de l'air juste au-dessus.

Les résultats du calcul des températures de brillance sont rassemblés dans les Tableaux 3.3.

TABLEAU 3.3a — Intercomparaison  
des températures de brillance monochromatiques  
sur la mer et la terre pour une atmosphère U.S. Standard

Canal	Océan					Terre		
	AGFL	IAP	CNRS	MIT	****	IAP	CNRS	****
1	149.7	151.3	150.1	149.4	149.5	274.8	274.9	274.3
2	142.4	144.9	144.6	144.7	145.5	274.2	274.4	273.6
3	212.4	210.8	209.5	209.3	209.8	272.9	272.9	273.5
4	249.9	250.4	248.7	249.0	248.6	265.0	264.7	263.5
5	251.9	250.3	247.8	249.8	249.1	250.2	250.7	251.6
6	238.1	238.1	237.5	237.3	236.6	238.2	237.8	236.6
7	229.1	228.4	228.0	227.7	227.8	228.5	228.0	227.5
8	222.4	221.7	221.8	221.2	221.4			
9	218.2	218.1	218.3	217.9	217.7			
10	219.7	220.0	220.4	219.5	219.3			
11	223.7	224.3	224.5	223.7	223.5			
12	230.5	231.4	231.7	230.3	229.6			
13	241.1	242.0	242.2	240.8	240.7			
14	253.4	254.3	253.6	253.7	253.3			
16	205.7	206.9	207.0	207.1	207.2	275.5	275.9	274.8
17	266.0	269.6	268.7	268.6	266.3	278.1	277.6	276.0
18	245.0	244.3	244.3	244.0	244.4			
19	258.3	257.4	257.6	257.3	257.4			
20	270.9	270.8	270.2	270.0	269.4	271.0	270.6	269.5

**TABLEAU 3.3b — Intercomparaison  
des températures de brillance monochromatiques  
sur la mer et la terre pour une atmosphère tropicale**

Canal	Océan			Terre		
	IAP	CNRS	****	IAP	CNRS	****
1	194.5	189.3	189.0	288.3	288.0	287.0
2	169.1	166.9	167.7	286.9	286.7	285.5
3	232.7	231.3	231.5	285.4	285.1	284.7
4	264.1	262.7	262.2	275.9	275.4	276.9
5	259.9	256.9	256.4	262.1	259.1	259.9
6	244.2	243.3	243.1	244.3	243.5	243.2
7	230.7	229.7	228.5	230.7	229.1	228.5
8	218.6	218.6	218.1			
9	206.9	207.8	206.5			
10	213.2	214.1	212.2			
11	223.6	223.7	223.5			
12	234.7	234.7	234.4			
13	246.1	246.0	245.2			
14	256.5	255.9	254.9			
16	256.3	253.8	253.4	290.4	290.7	290.1
17	287.0	287.2	287.3	287.2	287.7	287.4
18	251.2	251.6	249.9			
19	264.5	266.3	264.3	264.5	266.3	264.3
20	277.2	278.5	276.4			

TABLEAU 3.3c — Intercomparaison  
des températures de brillance monochromatiques  
pour l'atmosphère modèle subarctique hiver

Canal	Océan			Terre		
	IAP	CNRS	****	IAP	CNRS	****
1	128.8	128.6	128.6	245.0	245.1	244.4
2	132.8	132.7	132.7	244.8	245.0	244.1
3	199.1	196.9	198.2	247.3	247.2	246.8
4	236.1	234.2	233.4	245.5	245.2	244.7
5	237.9	236.1	235.4	239.0	237.4	237.6
6	229.5	229.2	229.0	229.4	229.1	229.1
7	222.7	222.4	222.1	222.7	222.4	222.1
8	218.3	218.2	218.0			
9	215.6	215.5	215.4			
10	214.4	214.5	213.8			
11	214.5	214.8	214.7			
12	218.0	218.3	217.6			
13	225.3	225.6	224.9			
14	236.2	235.8	235.5			
16	181.5	180.9	182.1	245.7	246.1	245.9
17	237.2	237.6	236.8	248.5	248.7	247.9
18	242.3	238.3	242.3	242.2	238.4	242.3
19	251.4	250.1	250.9	250.3	249.0	249.7
20	254.3	253.5	254.2	252.5	252.1	252.3

On voit qu'il existe des différences entre les différents calculs. Ces différences sont essentiellement tributaires du traitement spectroscopique différent de la vapeur d'eau et de l'oxygène.

D'après ces Tableaux, on ne peut pas juger quel modèle fournit les meilleurs résultats. Quoi qu'il en soit, on peut dire que notre modèle de transfert radiatif donne des résultats aussi bons que les autres puisque les dispersions entre nos calculs et les autres sont limitées.



### 3.2 CALCULS DES TEMPERATURES DE BRILLANCE AUX FREQUENCES DU SMMR

On a présenté sur la Figure 3.1 deux exemples de calcul de températures de brillance pour deux types de polarisation aux cinq fréquences du SMMR (6.6, 10.7, 18, 21 et 37 GHz) en ciel clair sur l'océan. Le premier exemple pour des conditions de surface correspondant à une vitesse du vent  $U$  de  $5\text{ m/s}$ , une température de surface  $SST$  de  $5\text{ }^\circ\text{C}$  et une humidité  $\rho_v$  de  $3\text{ gm}^{-3}$  et le deuxième pour  $U = 20\text{ m/s}$ ,  $SST = 25\text{ }^\circ\text{C}$  et  $\rho_v = 19\text{ gm}^{-3}$ .

Sur la même Figure, on a porté aussi les mesures du SMMR dans une zone aux moyennes latitudes sur l'atlantique (40–50 N, 30–50 W). Ces mesures, obtenues pour plusieurs dates comprises entre le 1/5/84 et le 10/7/84, ont été faites dans les conditions de ciel clair. Pour en assurer, on a dans un premier temps consulté les cartes météorologiques. On a ensuite calculé le contenu total en eau liquide nuageux à l'aide d'un algorithme de Wilhelm et Chang (1980) puis éliminé les pixels dont le contenu total en eau liquide dépassant une certaine valeur ( $5\text{ mgcm}^{-2}$  dans notre cas).

On voit qu'en général, nos simulations des températures de brillance pour deux cas quasi-extrêmes encadrent bien les mesures satellitaires en ciel clair. Pour une comparaison plus approfondie, il serait souhaitable de connaître plus précisément les conditions d'atmosphère et de surface au moment du passage du satellite. Une telle comparaison sera abordée plus loin en utilisant des données satellitaires du MSU.

### 3.3 SIMULATION DES RELATIONS $T_B - R$

Dans le cas de précipitations, on a simulé les températures de brillance  $T_B$  aux trois fréquences du SMMR en fonction du taux de pluie  $R$  au sol pour une épaisseur de

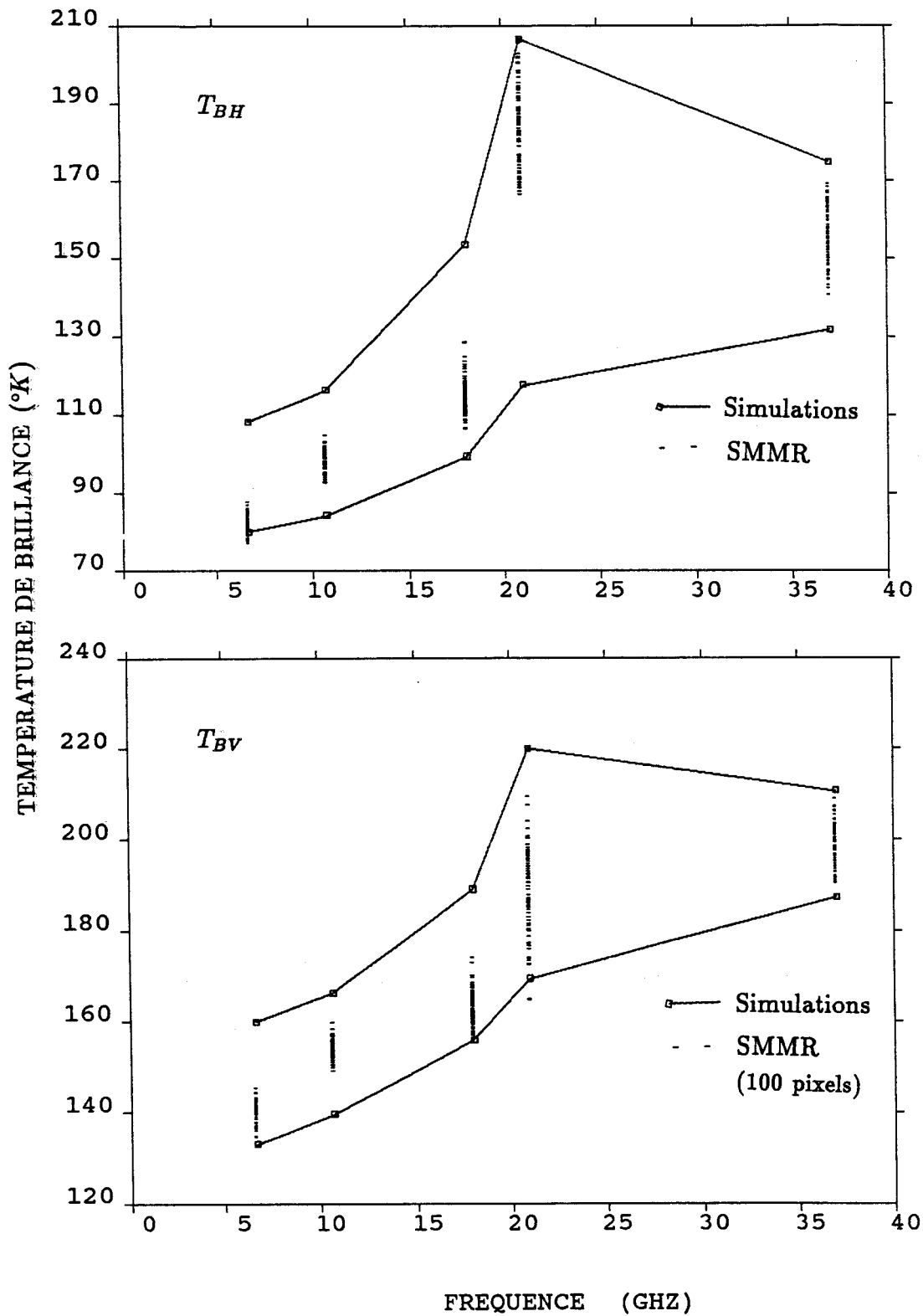


Fig.3.1 Températures de brillance aux cinq fréquences du SMMR: 6.6, 10.7, 18, 21 et 37 GHz. La simulation est représentée pour deux types de conditions de surface et d'atmosphère différentes.

pluie de 4 *km*.

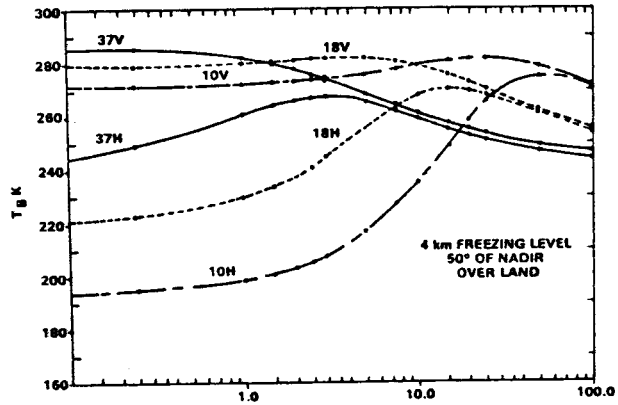
La Figure 3.2 montre nos résultats et ceux de Rodgers et Siddalingaiah (1983). Une comparaison grossière montre que nos relations de  $T_B-R$  ont la même allure que celles de Rodgers et Siddalingaiah. Cela semble alors valider notre modèle en présence de précipitations.

Signalons que les différences entre les deux résultats (5 degrés au maximum) sont dues au fait que les modèles utilisés ne sont pas les mêmes.

### 3.4 INTERCOMPARAISON ENTRE LES TEMPERATURES DE BRILLANCE MESUREES DU MSU ET CALCULEES

Le MSU (Microwave Sounding Unit) est un radiomètre micro-onde embarqué à bord des satellites NOAA. Il mesure le rayonnement émis par l'atmosphère et la terre aux fréquences: 50.31, 53.73, 54.96 et 57.95 GHz. Le canal fenêtre à 50.31 GHz observe la surface terrestre. Les trois autres canaux sont utilisés essentiellement pour sonder les profils atmosphériques de température, surtout en présence de nuages.

Une intercomparaison entre les mesures satellitaires du MSU et les calculs nous fournirait une autre validation directe de notre modèle. Les données satellitaires du MSU et les données radiosondages associées nous ont été généreusement fournies par le Laboratoire de Météorologie Dynamique. Ces données concernent exclusivement des cas d'atmosphère claire, de nuit et sur la mer. Elles se classent selon trois types géographiques: tropical, tempéré et polaire. Les mesures satellitaires du MSU ont été corrigées pour une émissivité de surface égale à 1 et ramenées au nadir.



(Rodgers and Siddalingaiah, 1983)

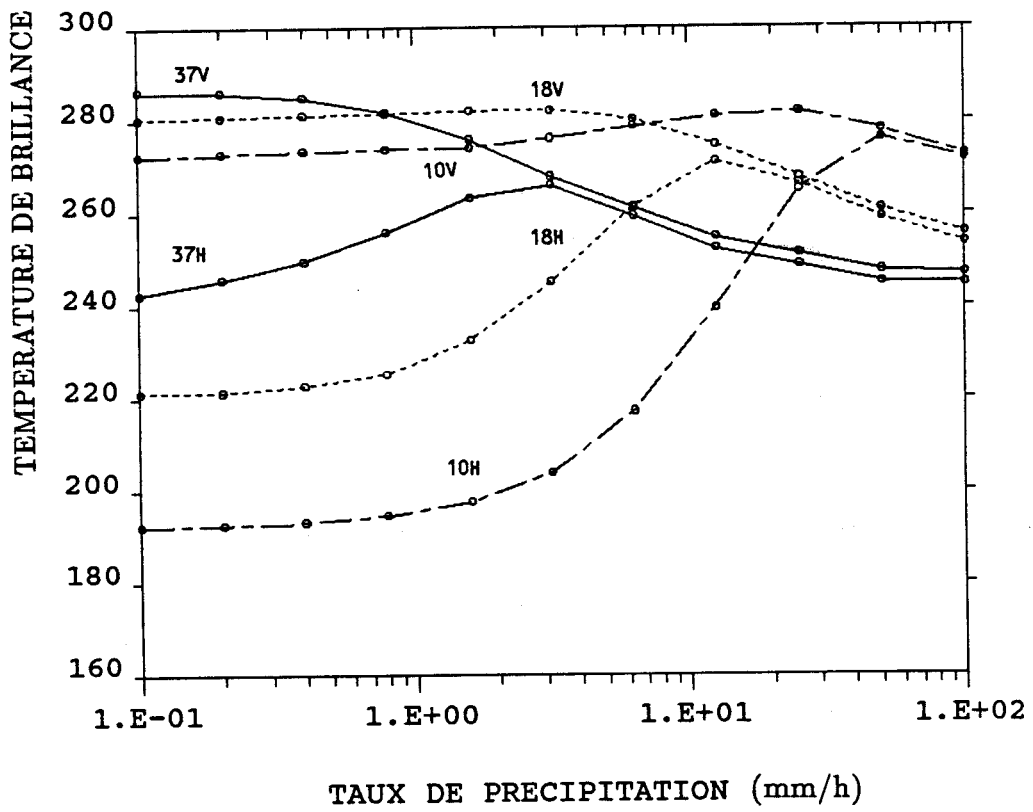


Fig.3.2 Températures de brillance calculées aux trois fréquences (10, 18 et 37 GHz) en fonction du taux de pluie pour deux types de polarisation.

A partir des données issues des radiosondages, les températures de brillance sont calculées par notre modèle et comparées avec celles mesurées par le satellite. Cette intercomparaison est présentée sur les Figures 3.3 pour les quatre canaux MSU, les trois bandes de latitudes et les deux satellites (NOAA 10 et 11).

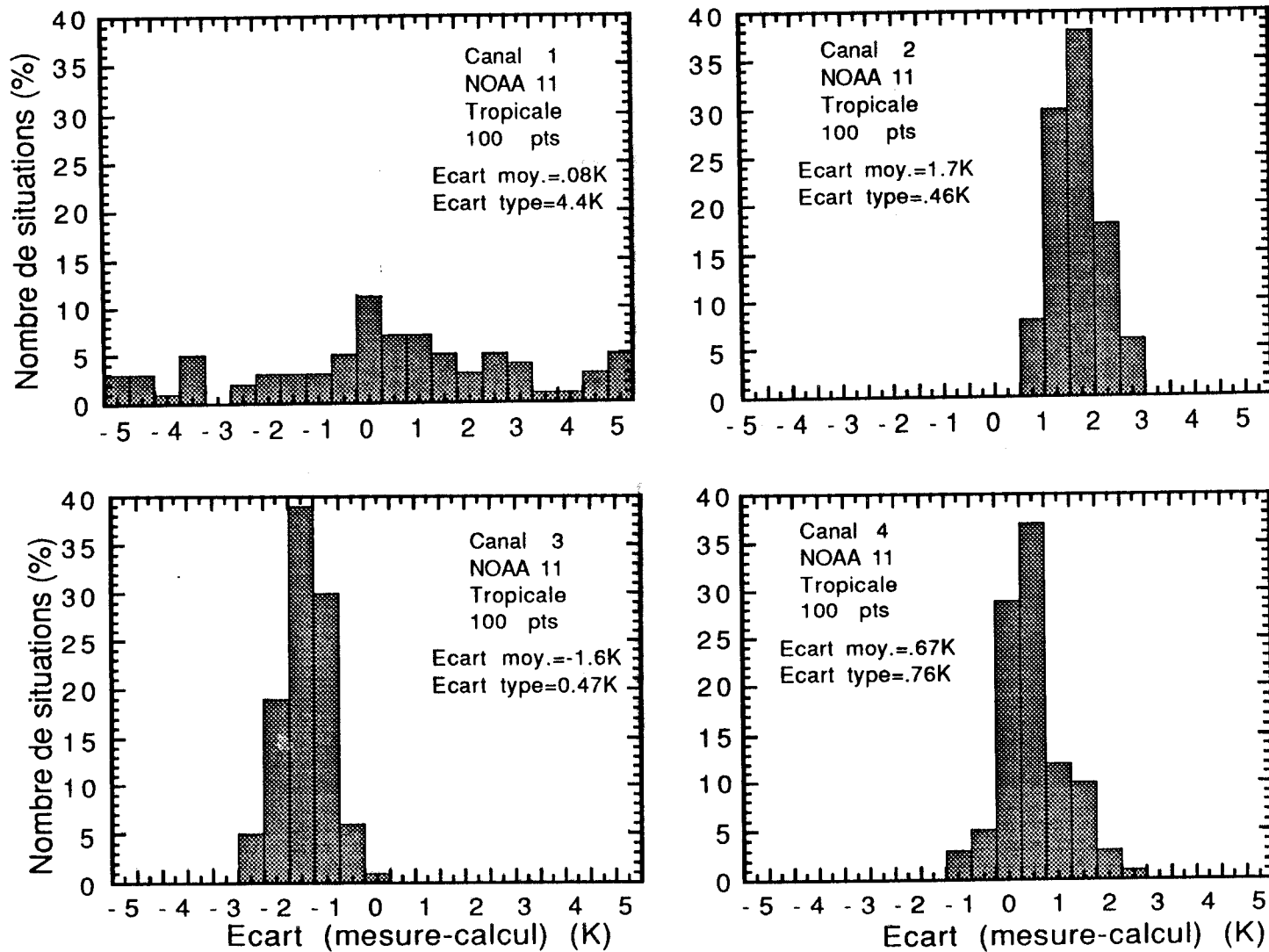
On remarque que dans le premier canal, le biais entre mesure et calcul est très large. Ceci s'explique par le fait que les températures de brillance mesurées dans ce canal sont très dépendantes de l'état de surface de la mer inconnu. Dans les trois autres canaux, les résultats de l'intercomparaison semblent assez satisfaisants d'après les valeurs de l'écart type (i.e. déviation standard).

Afin de préciser cette intercomparaison, les valeurs de l'écart moyen et de l'écart type sont rassemblés dans le Tableau 3.4.

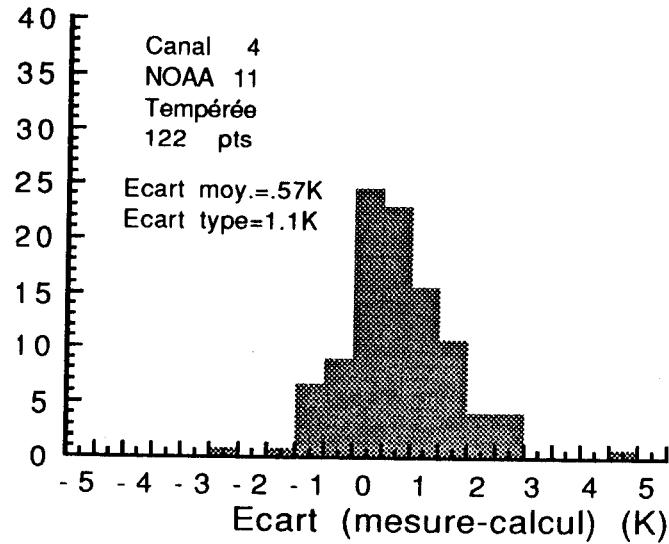
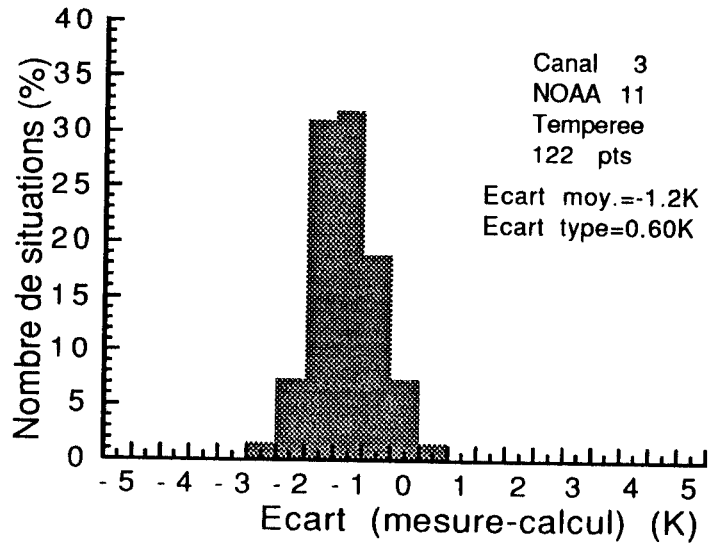
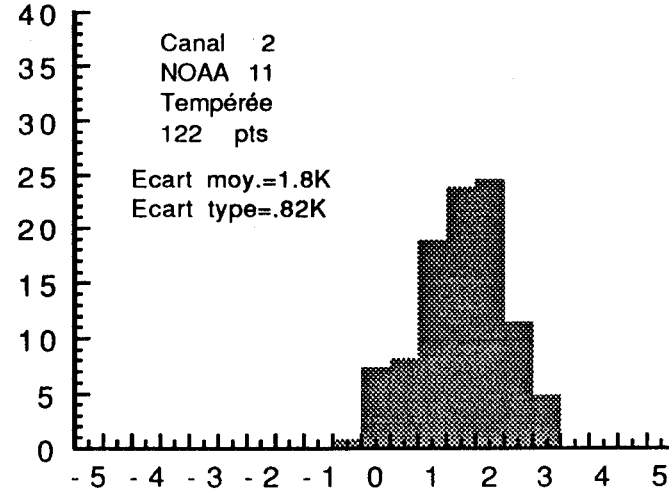
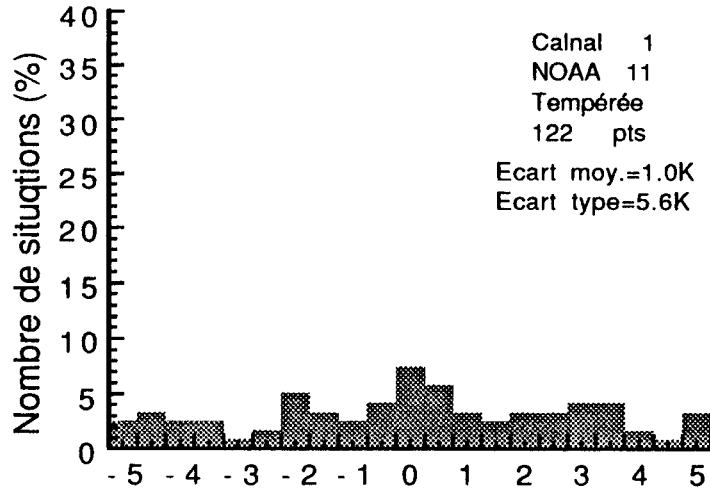
TABLEAU — 3.4 Valeurs de l'écart moyen EM (K) et de l'écart type ET (K)

	Canal	1		2		3		4	
Satellite	Latitude	EM	ET	EM	ET	EM	ET	EM	ET
NOAA 11	tropicale	-0.8	4.4	1.7	.46	-1.6	.47	.67	.76
	tempérée	1.0	5.6	1.8	.82	-1.2	.60	.57	1.1
	polaire	-3.8	14.8	2.0	.90	-1.5	1.1	-.8	1.81
NOAA 10	tropicale	0.9	4.5	2.0	.44	-1.3	.56	1.3	.84
	tempérée	1.6	5.2	2.2	.79	-.68	.69	1.2	.99
	polaire	-6.0	21.	2.3	.85	-1.3	1.3	-.64	1.83

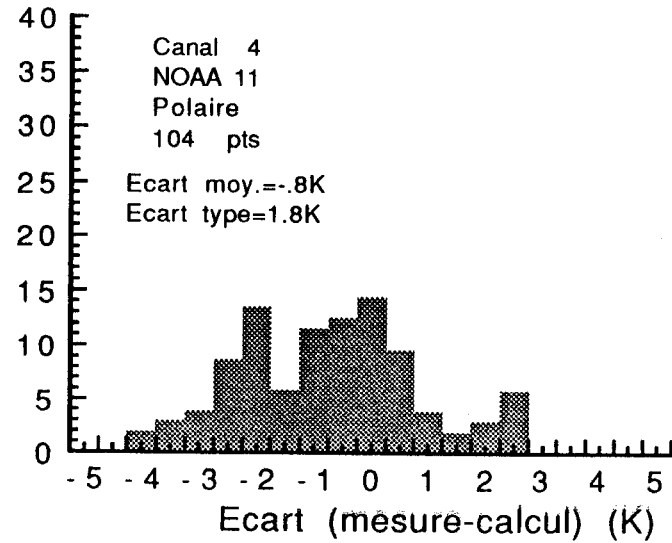
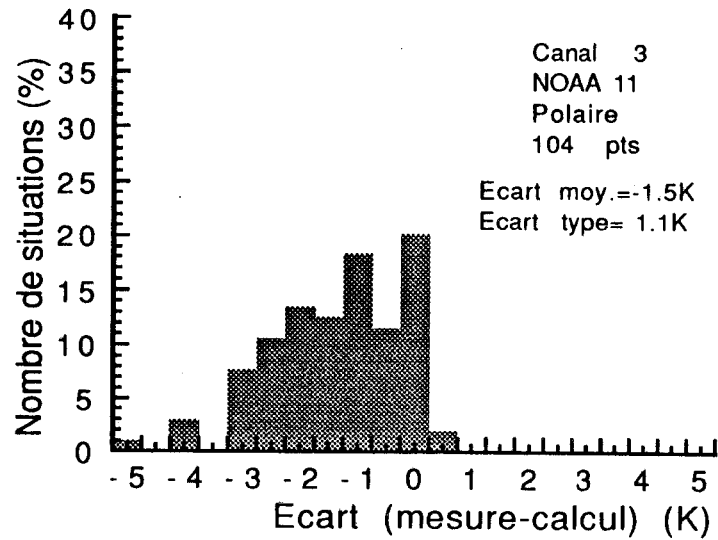
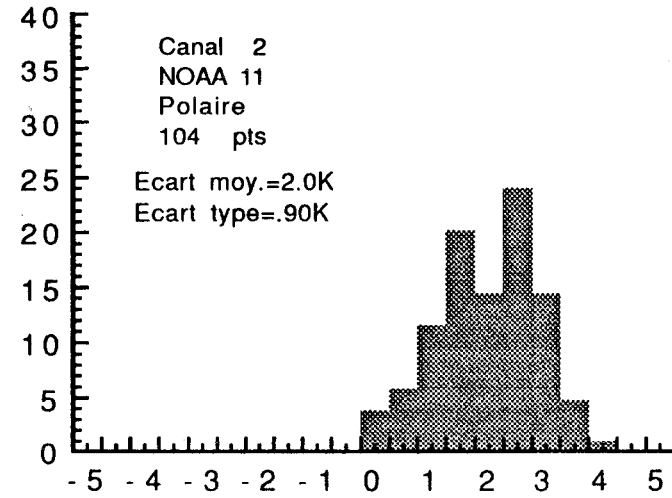
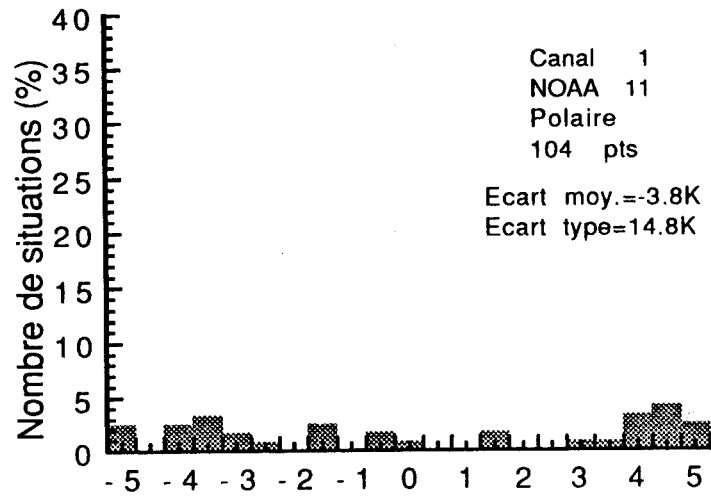
On remarque que les résultats sont très proches entre les deux satellites et qu'indépendamment du satellite ils se dégradent légèrement vers les régions polaires. En tous cas, les biais entre les mesures et les calculs sont limités dans les trois canaux qui observent l'atmosphère.



**Fig.3.3** Histogrammes de comparaison entre les températures de brillance mesurées du MSU et calculées par le modèle pour les quatre canaux MSU.

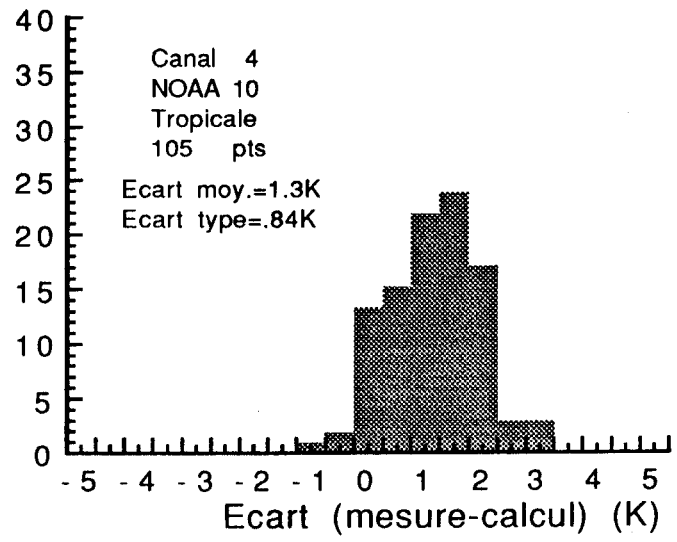
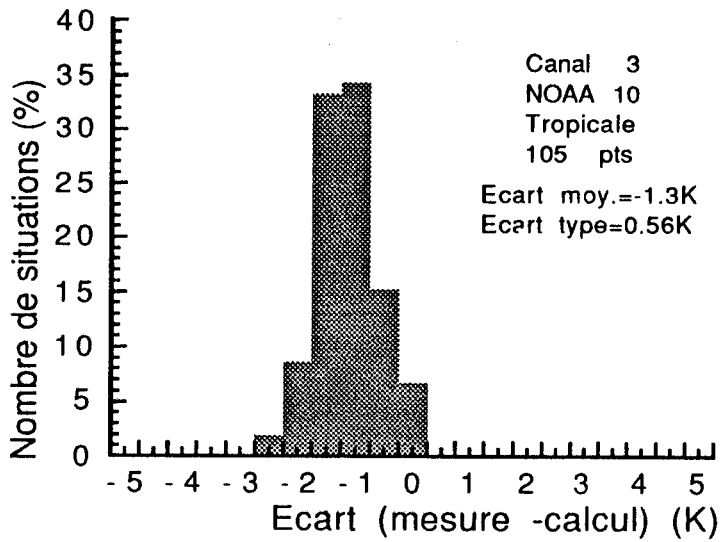
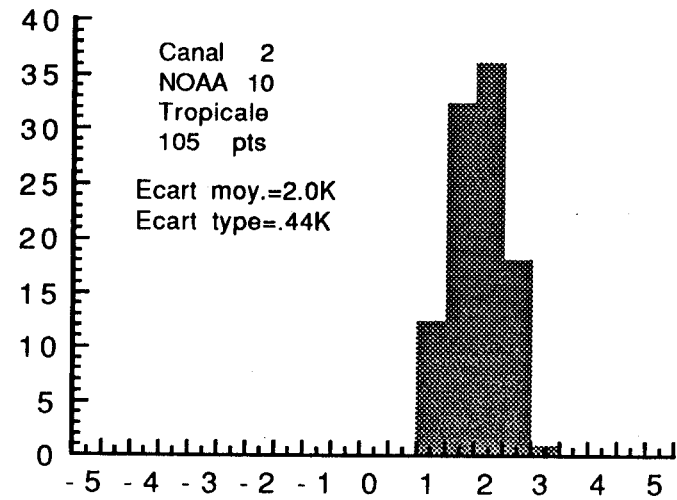
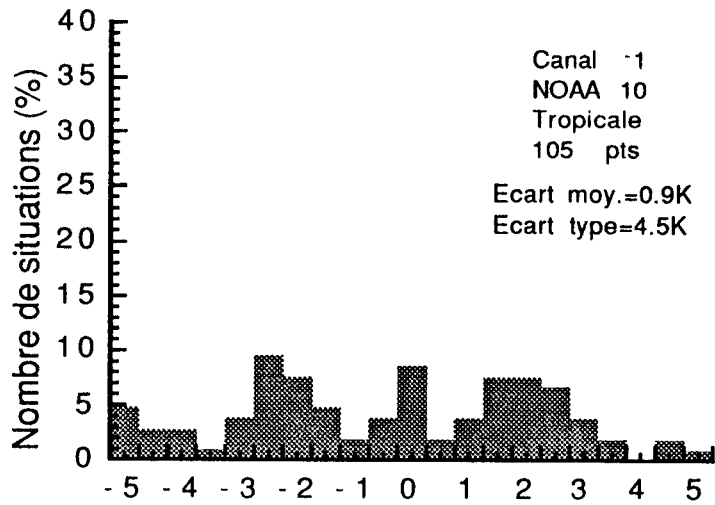


(suite)

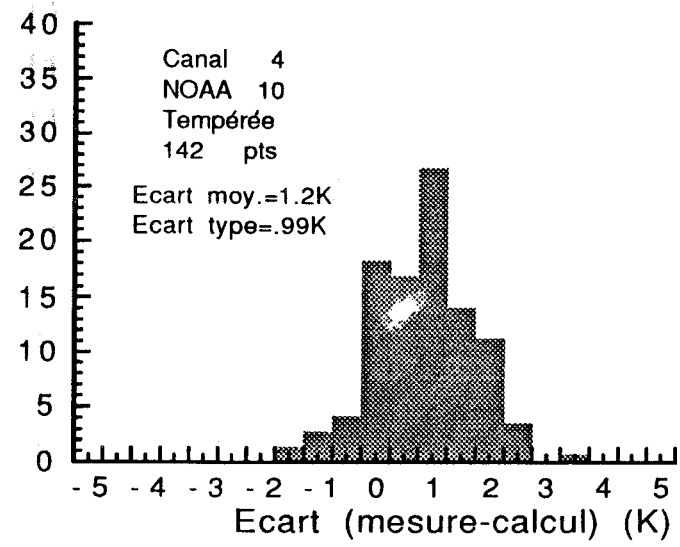
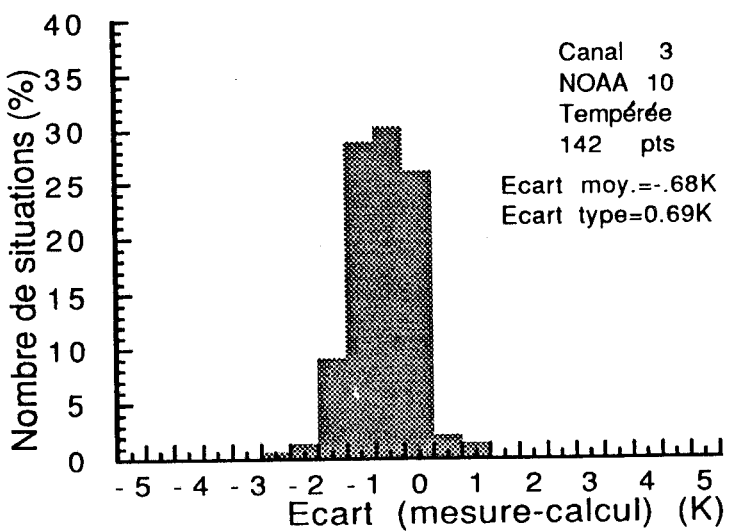
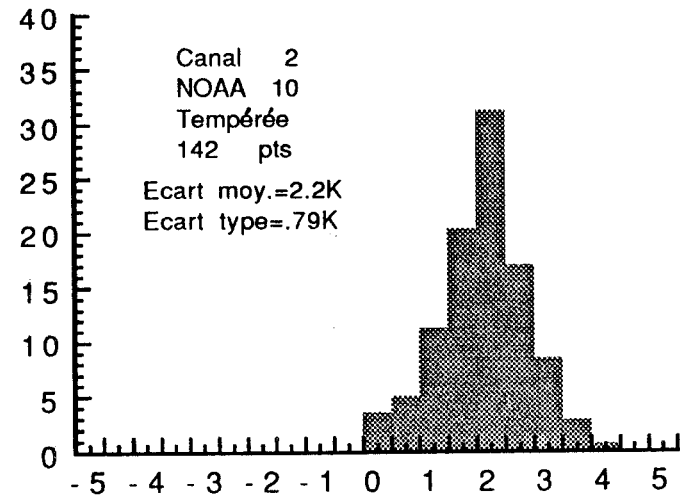
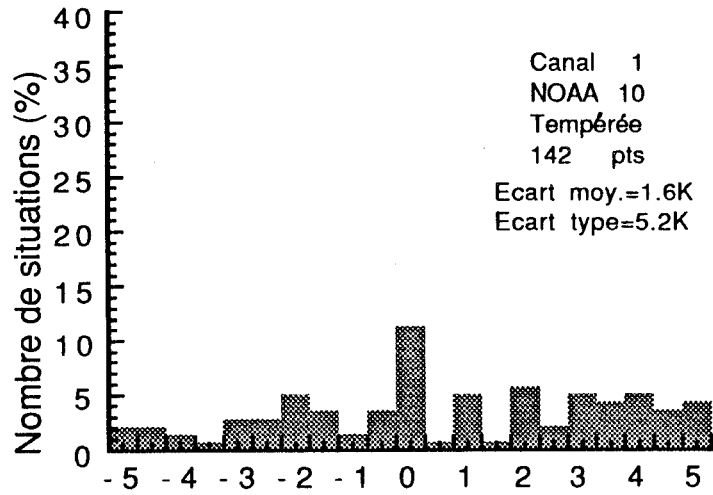


(suite)

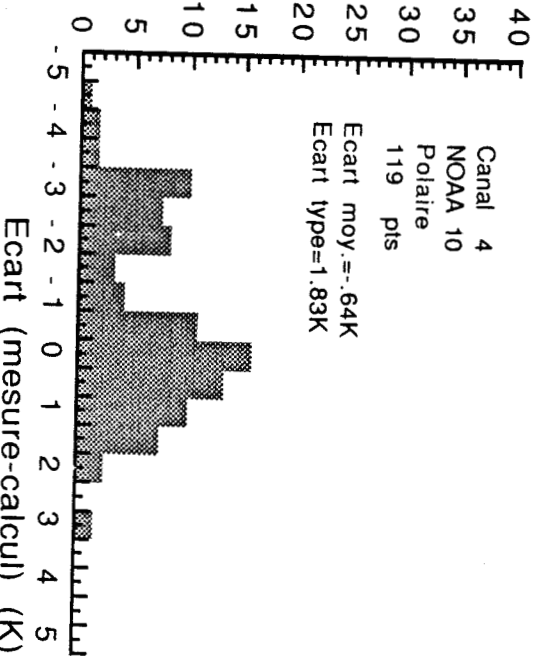
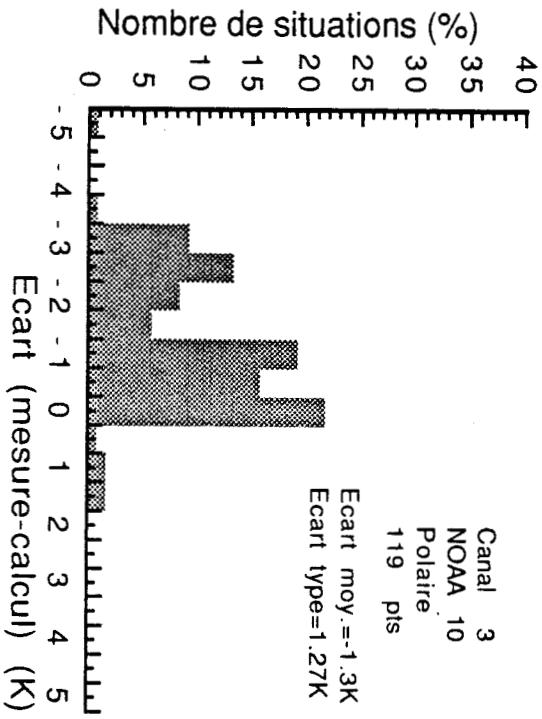
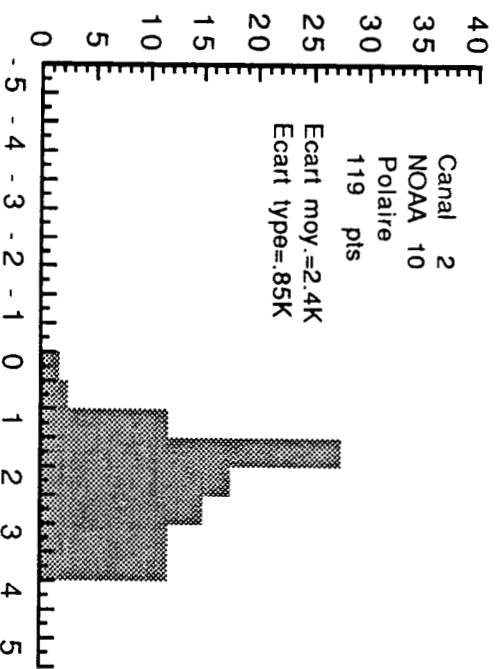
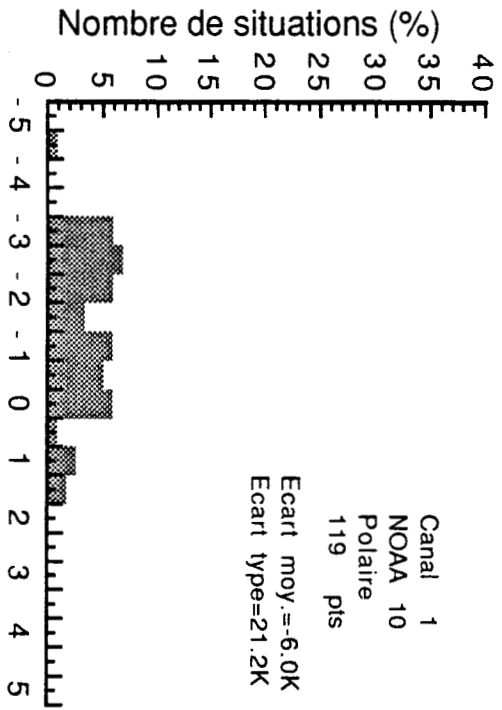




(suite)



(suite)



(suite)

CHAPITRE \_\_\_\_\_ IV

ETUDE DE SENSIBILITE DES SIGNAUX  
MICRO-ONDES  $T_B$  AUX PARAMETRES  
DE NUAGE ET DE PRECIPITATION



#### 4.1 INTRODUCTION

Il est maintenant établi que les signaux radiométriques micro-ondes (i.e.  $T_{BS}$ ) sont influencés par la présence de nuage ou de précipitation. Il est intéressant de savoir qualitativement et quantitativement jusqu'à quel point les signaux sont affectés par la variation de chaque paramètre de nuage et de précipitation.

Ce chapitre présente une étude de sensibilité des signaux micro-ondes passifs à certains des paramètres de nuage et de précipitation.

L'étude a été faite pour une atmosphère standard et pour quatre fréquences: 10, 37, 110 et 220 GHz. Ces fréquences, toutes dans les fenêtres atmosphériques, sont bien séparées et donc représentatives du domaine des micro-ondes de 1 à 300 GHz. Les fréquences basses sont utilisées par les radiomètres millimétriques en cours. Les sondeurs millimétriques opérant aux hautes fréquences (jusqu'à 200 GHz) seront embarqués sur les satellites météorologiques futures. Pour citer quelques exemples, on devrait avoir AMSU-B à bord des TIROS-Next, SSM/T-2 à bord de DMSP, MMS à bord du METEOSAT de deuxième génération.

Le principe de l'étude de sensibilité est de faire varier un paramètre quelconque du nuage ou de précipitation et de quantifier son impact sur les températures de brillance calculées en gardant constants tous les autres paramètres intervenant dans le calcul.

## 4.2 SENSIBILITE DES SIGNAUX AUX PARAMETRES DES NUAGES NON PRECIPITANTS

### 4.2.1 Coefficients d'extinction et de diffusion

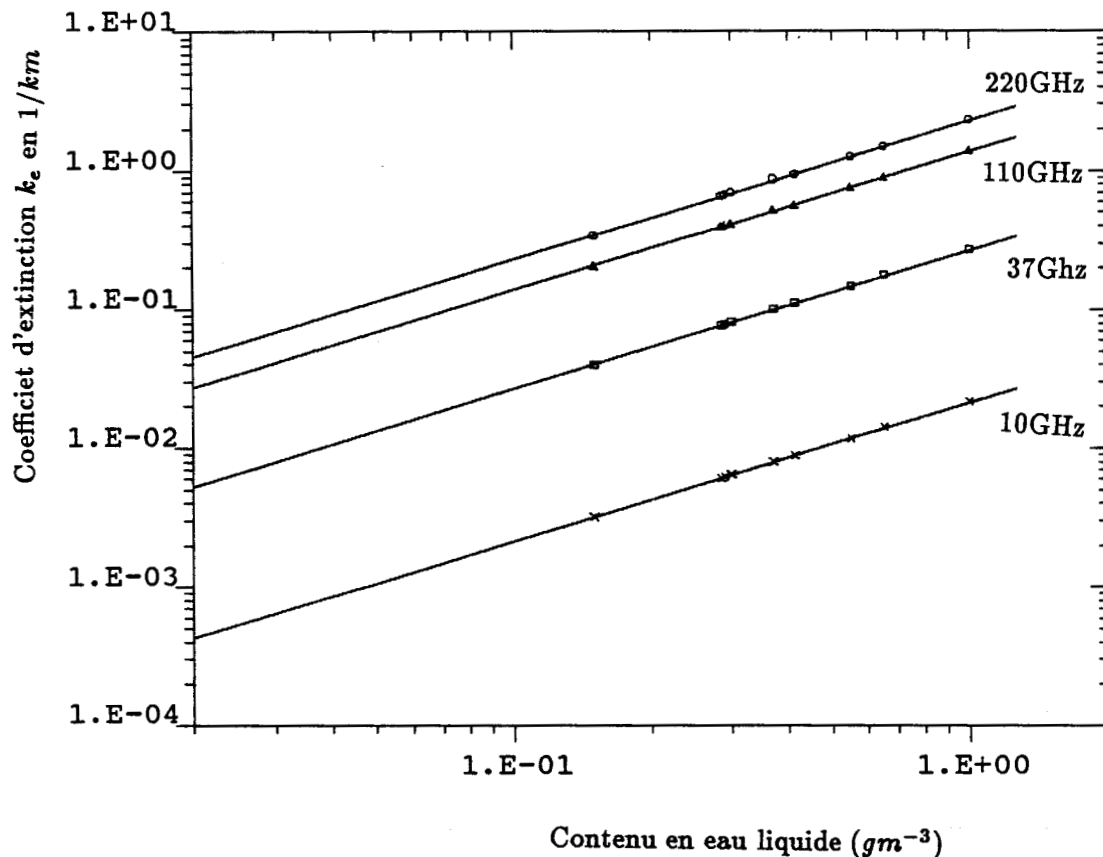
On admet maintenant que les paramètres de nuage liés au spectre granulométrique n'ont d'influence sur les signaux radiométriques qu'à travers les coefficients d'extinction et de diffusion. Selon le calcul, pour des gouttelettes d'eau nuageuse dont les rayons sont normalement inférieurs à  $50 \mu m$  le coefficient de diffusion est beaucoup plus petit que le coefficient d'absorption pour les fréquences de 1 à 300 GHz; les effets de diffusion par le nuage contenant ces particules d'eau liquide peuvent donc être négligés.

La Figure 4.1 présente le coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide  $LWC$ . Les quatre droites correspondent aux quatre fréquences 10, 37, 110 et 220 GHz et sont tracées à l'aide de l'approximation de Rayleigh, c'est-à-dire la relation:

$$k_e \simeq k_a = k'_1 LWC, \quad (4.1)$$

où  $k'_1$ , en  $km^{-1}/(gm^{-3})$ , est une fonction de la fréquence et de la température.

Sur cette même Figure, on a par ailleurs porté par symbole les résultats obtenus à partir de la théorie de Mie (cf. §1.3.1 et §1.3.2) pour les dix granulométries données par les modèles de nuage de Chapitre 2 (voir Tableau 2.4). On voit que ces résultats sont bien représentés par les droites de l'approximation de Rayleigh. Ceci révèle le fait que l'absorption et la réémission dans le nuage ne dépendent pas du spectre granulométrique. Il en résulte qu'à partir des données radiométriques micro-ondes il n'est pas possible de retrouver les paramètres de la granulométrie des gouttelettes dans les nuages peu denses ou les brouillards puisque les signaux ne sont pas du tout sensibles aux paramètres granulométriques.



**Fig.4.1** Coefficients d'extinction  $k_e$  par les nuages en fonction du contenu en eau liquide pour les quatre fréquences. Les droites sont l'approximation de Rayleigh ( $k_e \cong k_a$ ); les symboles sont les valeurs exactes ( $k_e = k_a + k_d$ ) obtenues à partir de la théorie de Mie pour les 10 granulométries de nuages "typiques" du Tableau 2.4.

Cela présente, cependant, l'avantage de ne pas connaître parfaitement la distribution granulométrique pour estimer les autres paramètres de nuage, par exemple le contenu en eau liquide *LWC*.

#### 4.2.2 Contenu total en eau liquide *TLWC*

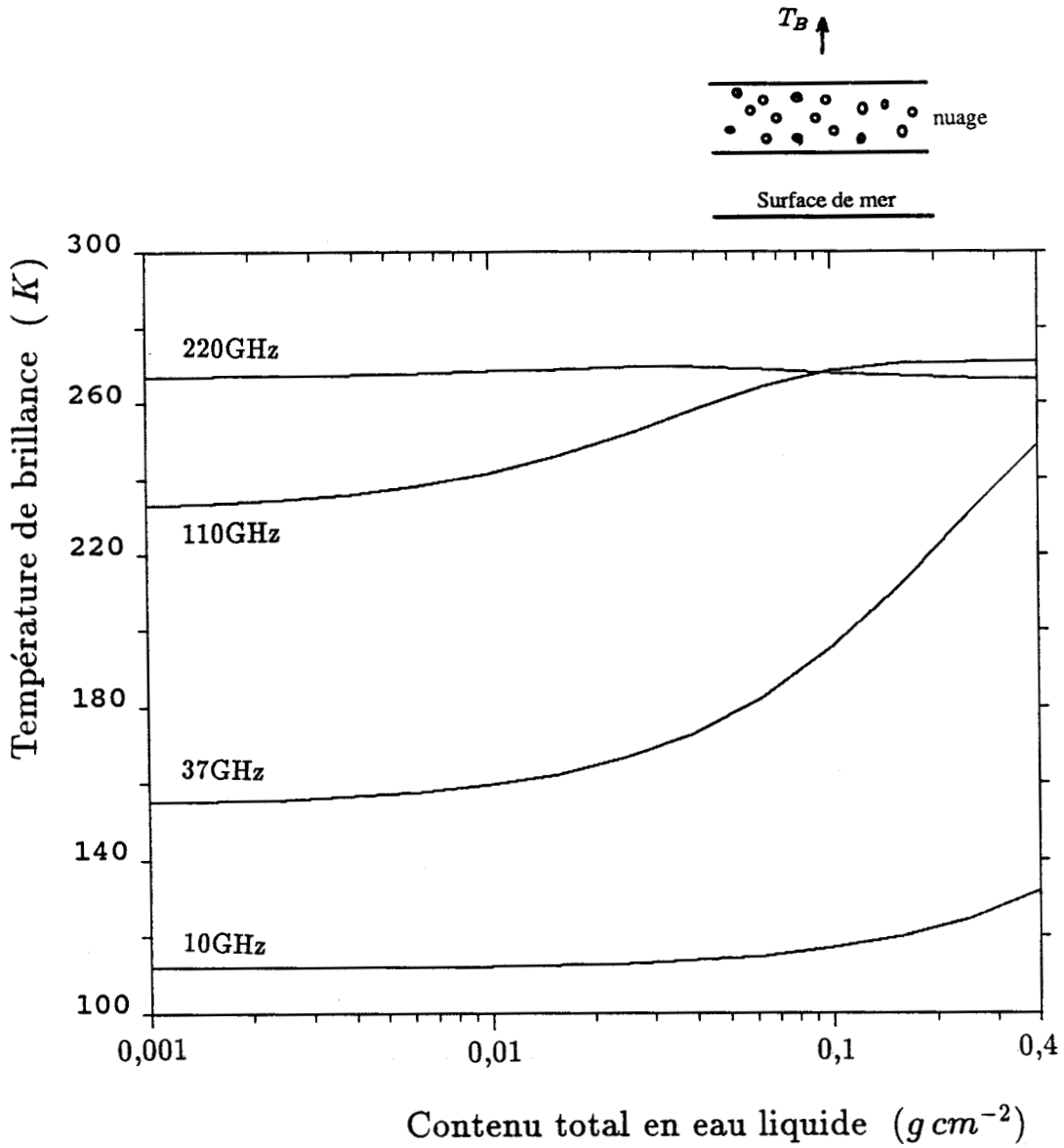
Le contenu total en eau liquide (*TLWC*: total or integrated liquid water content) (ou précipitable) est la quantité d'eau totale contenue dans une colonne de base unité dans le nuage. Il est simplement le produit du contenu en eau liquide *LWC* par l'épaisseur du nuage si le nuage est homogène en *LWC*.

Nous avons simulé les températures de brillance en fonction du contenu total en eau liquide *TLWC*. Le calcul s'est fait tout d'abord pour une atmosphère standard (A8) avec une couche de nuage du *LWC* homogène se trouvant de 1 à 2 *km*.

Les résultats pour une surface spéculaire de la mer et pour quatre fréquences sont portés sur la Figure 4.2. On observe de faibles sensibilités au *TLWC* pour les deux fréquences extrêmes: 10 et 220 GHz. La faible sensibilité à 10 GHz surtout pour les *TLWC* inférieurs à  $0.1g\ cm^{-2}$  est due aux faibles coefficients d'absorption ainsi qu'aux faibles effets de la réémission par le nuage (cf. Fig.4.1); la très faible sensibilité à 220 GHz est au contraire due aux trop grandes valeurs du coefficient d'absorption qui produisent la saturation des signaux.

Les fréquences 37 et 110 GHz sont assez sensibles au *TLWC*. Mais leur sensibilité est différente: elle est plus grande à 110 GHz qu'à 37 GHz pour les *TLWCs* faibles à moyens; pour les grandes valeurs du *TLWC*, cette tendance s'inverse.





**Fig.4.2** Températures de brillance en fonction du  $TLWC$ . Les simulations ont été faites au-dessus de l'océan spéculaire, sous l'angle de nadir, pour une atmosphère U.S. Standard et pour un nuage de 1 km d'épaisseur.

### 4.2.3 Influences des autres paramètres sur la relation $T_B$ — $TLWC$

Pour compléter l'étude de sensibilité au  $TLWC$ , nous voulons connaître l'influence des autres paramètres sur la relation  $T_B$ — $TLWC$  en prenant comme référence la simulation décrite ci-dessus, i.e., la simulation des observations au nadir pour une atmosphère standard et sur la surface spéculaire de la mer.

#### Influence de la polarisation

Les courbes  $T_B$  calculées dans les mêmes conditions que précédemment mais pour un angle d'observation  $\theta$  de  $50^\circ$  (l'angle optimal pour la séparation des polarisations), sont représentées sur la Figure 4.3.

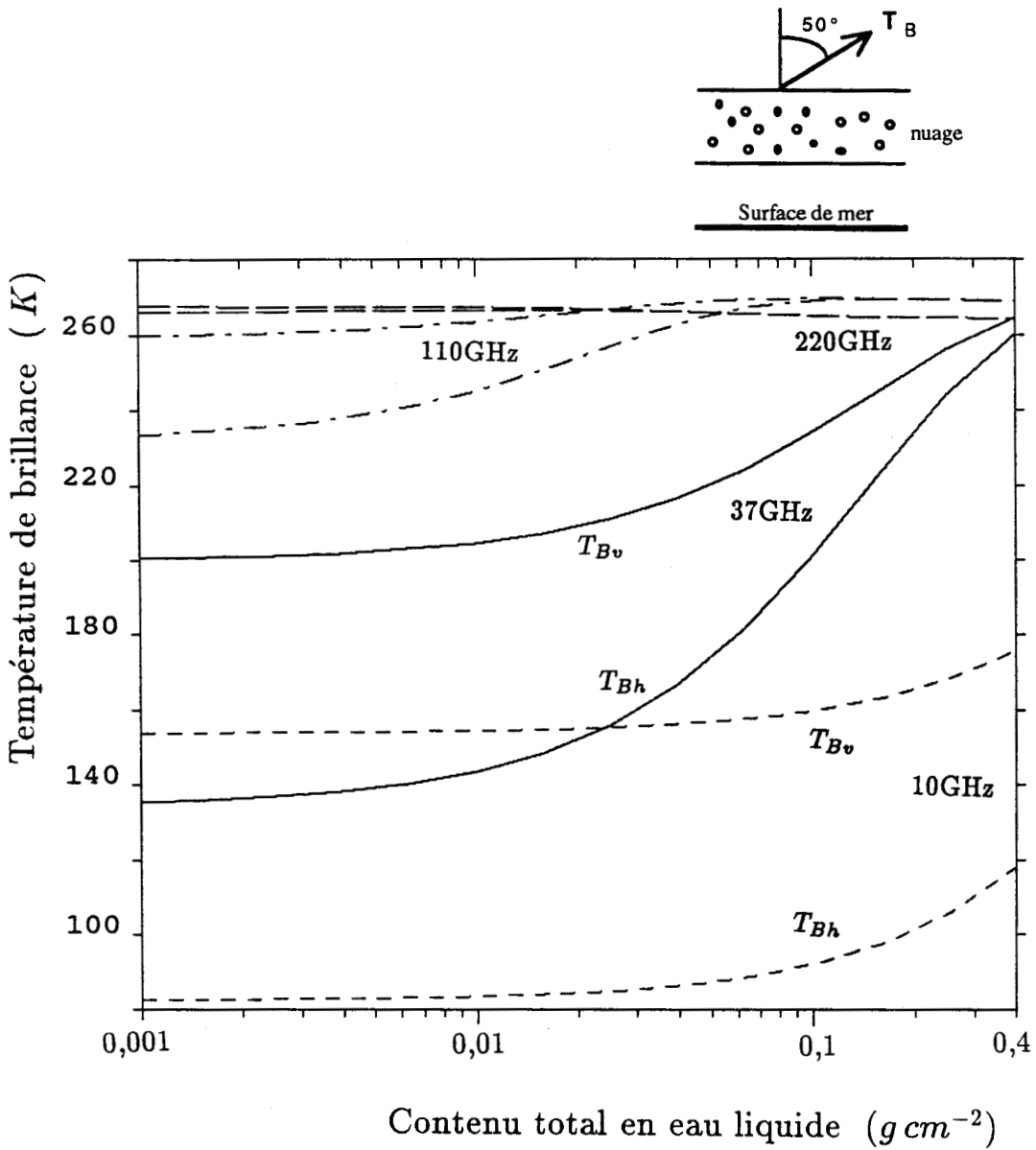
Elles montrent que la température de brillance est moins sensible au  $TLWC$  en polarisation verticale ( $T_{Bv}$ ) qu'en polarisation horizontale ( $T_{Bh}$ ). Ce résultat n'est pas surprenant puisque la surface plane de la mer est plus "brillante" en polarisation verticale qu'en polarisation horizontale, i.e.,  $e_v(50^\circ) > e_h(50^\circ)$ . Une plus grande émissivité affaiblit toujours le contraste entre les nuages et la surface (c'est-à-dire la scène d'observation).

#### Influence du profil de $LWC$ dans le nuage

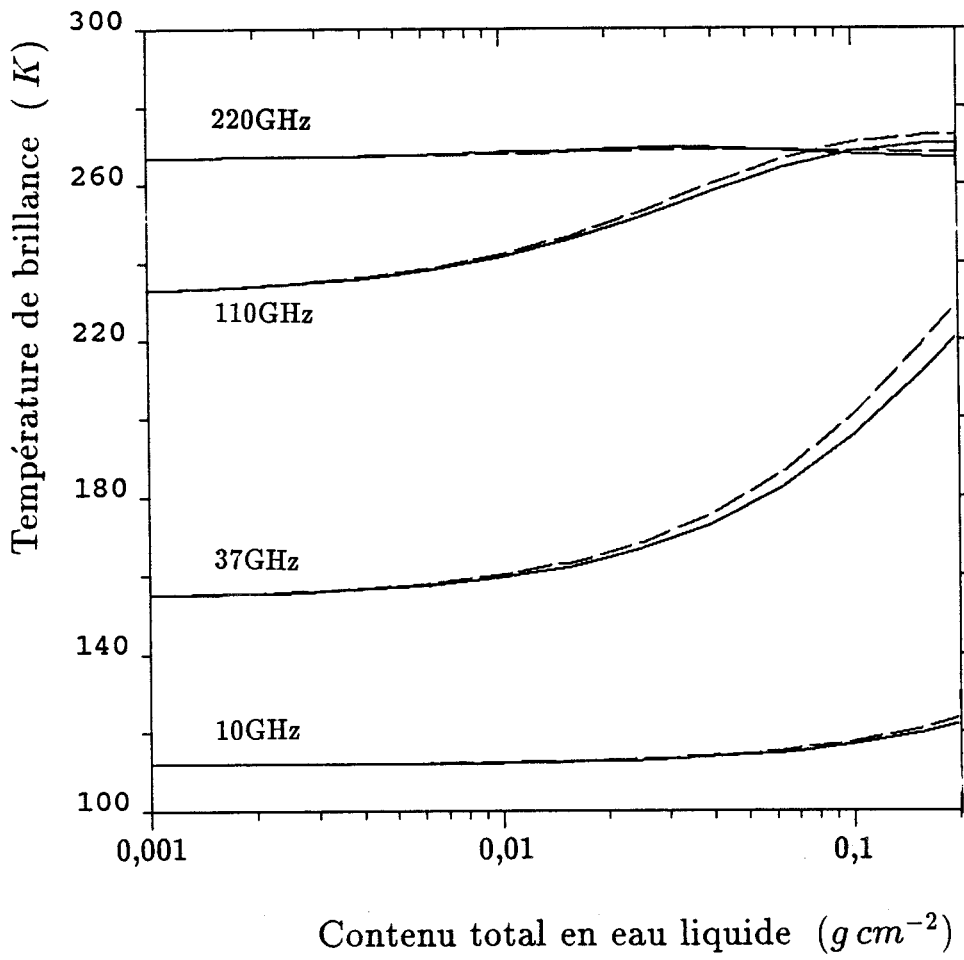
Nous avons fait la simulation de la relation  $T_B$ — $TLWC$  en utilisant les trois profils du contenu en eau liquide  $LWC$  (rectangulaire, linéaire et triangulaire) pour une valeur constante du contenu total en eau liquide dans une colonne du nuage. Le calcul montre que la relation  $T_B$ — $TLWC$  ne subit pas de changement sensible pour les trois profils différents de  $LWC$  si le contenu total en eau liquide  $TLWC$  dans une colonne de nuage est maintenu constant.

#### Influence du profil de température dans le nuage

On a tracé sur la Figure 4.4 la température de brillance en fonction du  $TLWC$



**Fig.4.3** Températures de brillance en deux polarisations en fonction du TLWC pour les mêmes conditions qu'à la Figure précédente, mais l'angle d'observation étant de 50°.



**Fig.4.4** Relation entre la température de brillance et le contenu total en eau liquide *TLWC* pour deux profils de température dans les nuages.

pour un nuage isotherme (en tireté). La simulation pour le profil de température avec un gradient donné par le modèle d'atmosphère est prise comme référence (en continu).

L'écart entre les deux courbes, pour les  $TLWC$ s élevés, révèle une influence du profil de température dans le nuage. Mais cette influence n'est pas très importante pour les  $TLWC$ s faibles.

### **Influence du type d'atmosphère**

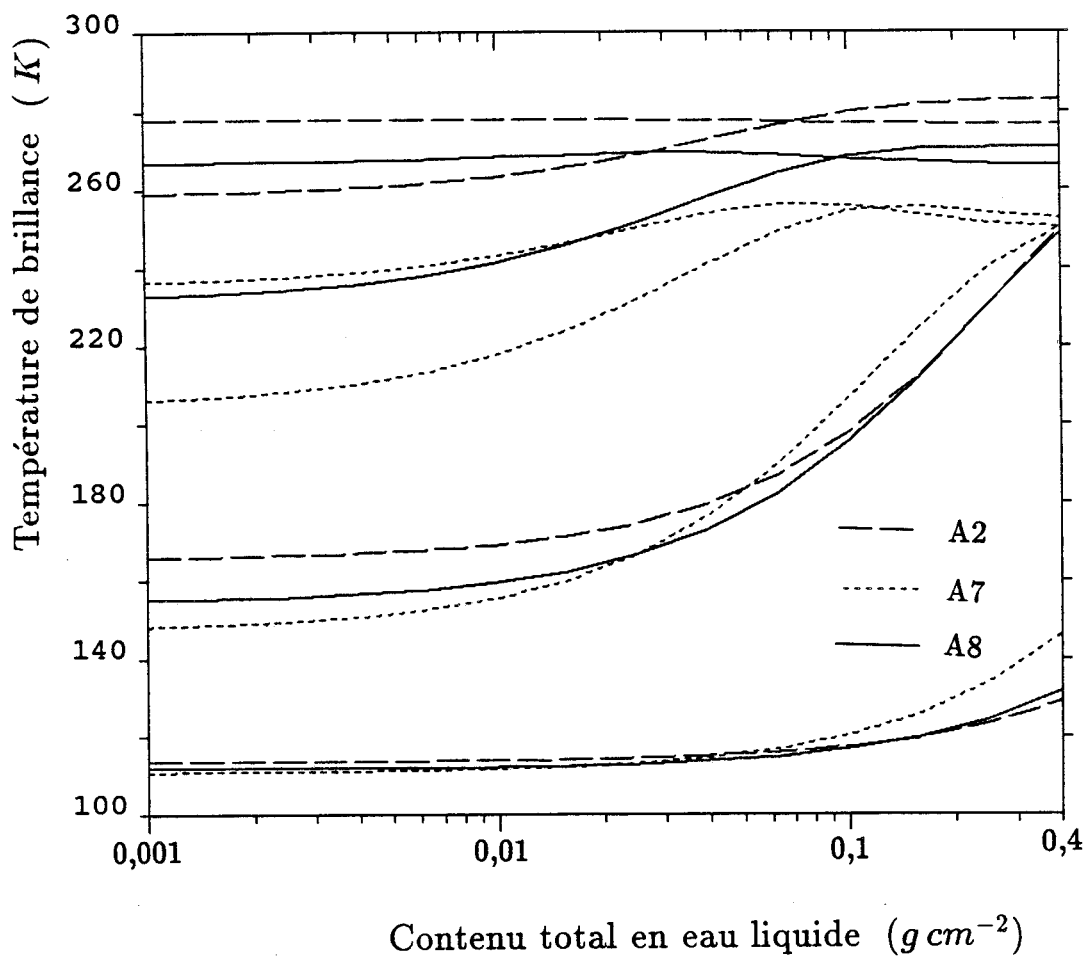
On remarque sur la Figure 4.5 que les sensibilités de  $T_B$ s au contenu total en eau liquide pour toutes les fréquences sont plus grandes dans l'atmosphère froide et sèche (A7: subarctique hiver) que dans l'atmosphère chaude et humide (A2: tropicale). Ceci est probablement lié au fait qu'à toutes les fréquences l'atmosphère froide et sèche au-dessus du nuage est moins opaque et donc atténue moins le rayonnement provenant justement du sommet du nuage que l'atmosphère chaude et humide. De plus, la contribution au  $T_B$  de l'émission atmosphérique au-dessus du nuage est moins importante dans l'atmosphère froide et sèche A7 que dans l'atmosphère chaude et humide A2.

### **Influence du type de surface**

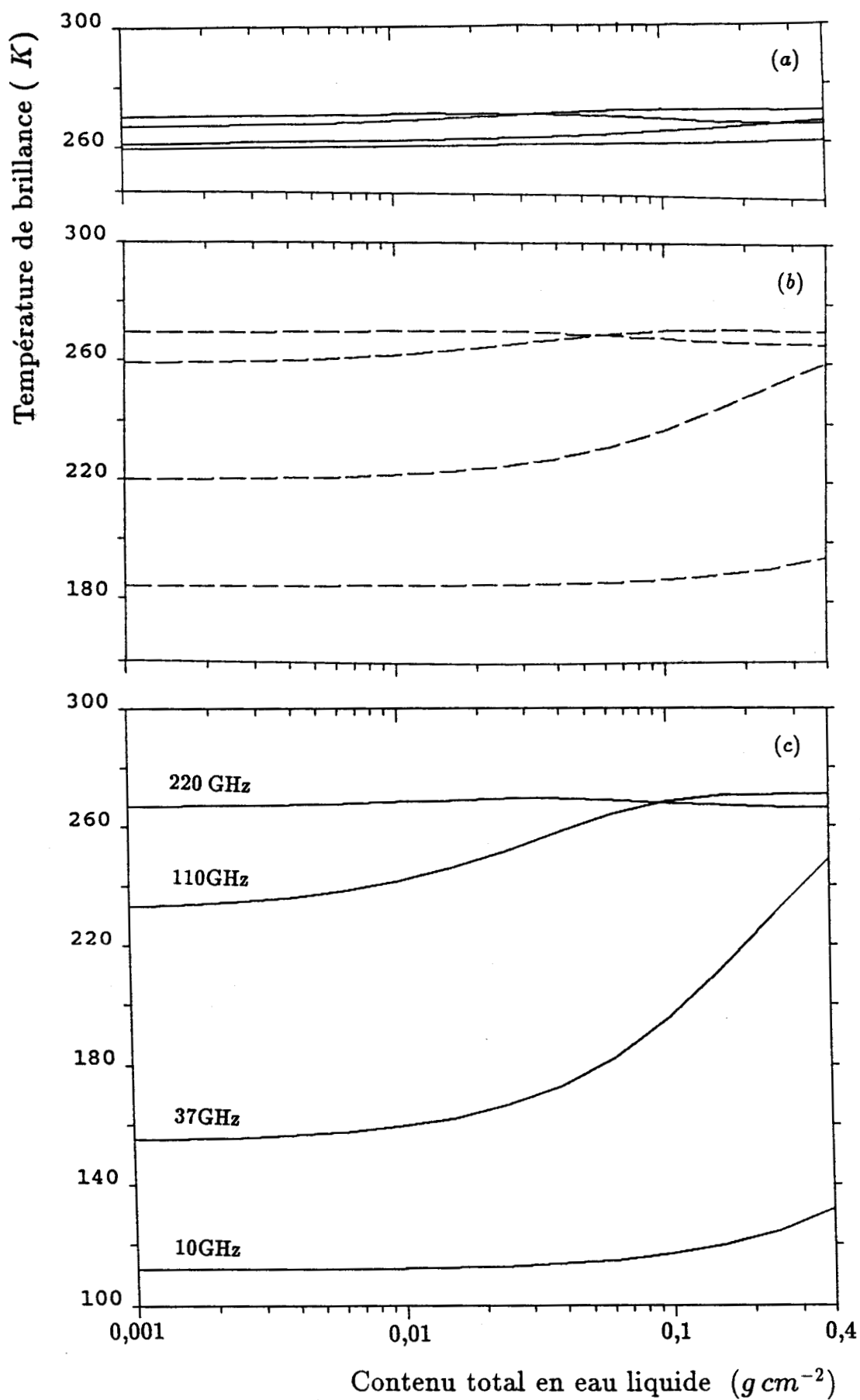
Nous avons simulé la relation  $T_B$ — $TLWC$  pour trois surfaces spéculaires différentes: océan, sol humide et sol sec.

La sensibilité est très différente selon le type de surface. Ceci est mis en évidence par la Figure 4.6: la sensibilité est plus faible sur une surface plus "brillante", c'est-à-dire une surface de forte émissivité. Par exemple, la température de brillance à 37 GHz varie de 155.8 à 253.1 K sur l'océan mais de 261.1 à 267.5 K seulement sur le sol sec lorsque le  $TLWC$  passe de 0.001 à 0.4  $gcm^{-2}$ .

Il est donc beaucoup plus difficile de déterminer le  $TLWC$  au-dessus du sol à cause de la grande réduction de sensibilité.



**Fig.4.5** Relation entre la température de brillance et le contenu total en eau liquide *TLWC* pour trois types d'atmosphère (A2: tropicale; A7: subarctique hiver et A8: U.S. Standard).



**Fig.4.6** Relation entre la température de brillance et le TLWC au-dessus des différents types de surface: (a) sol sec; (b) sol humide et (c) océan.

### **Influence des conditions de surface océanique**

La Figure 4.7 présente la variation des températures de brillance en fonction du contenu total en eau liquide  $TLWC$  pour deux valeurs de la vitesse du vent au-dessus de l'océan:  $U = 0$  et  $20 \text{ m/s}$ .

On remarque que sauf aux fréquences très élevées (qui ne sont pas sensibles au  $TLWC$  du fait de leur grande opacité), l'influence de la vitesse du vent est très importante sur les relations  $T_B—TLWC$ , surtout pour les contenus totaux en eau liquide faibles. Cette influence diminue les sensibilités de  $T_B$  au  $TLWC$  parce que la vitesse du vent fait augmenter toujours l'émissivité de surface océanique et donc affaiblit le contraste entre la cible (nuage) et la scène d'observation (surface de l'océan).

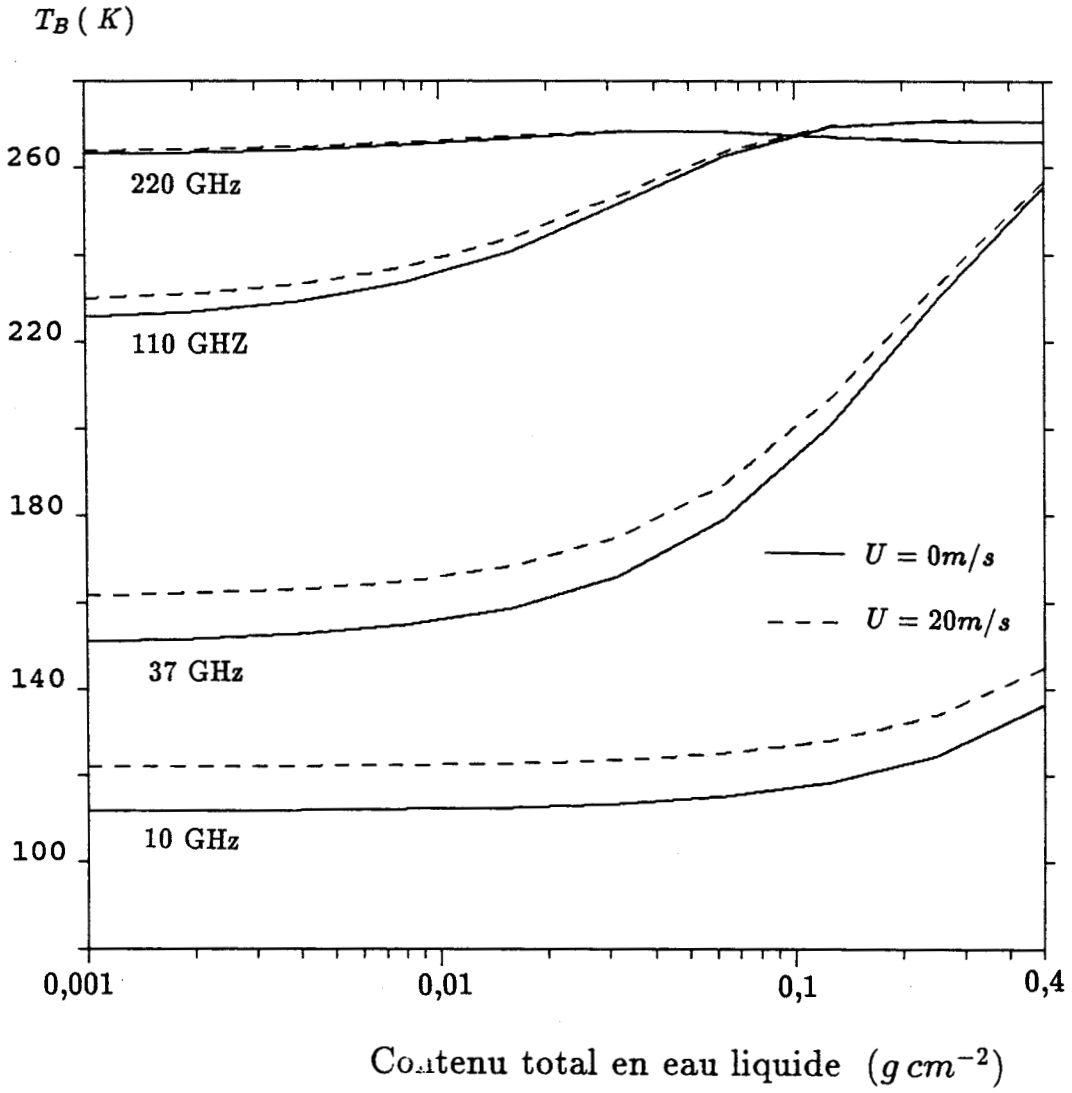
Une autre simulation montre que la température de surface a aussi son influence sur les relations  $T_B—TLWC$ , surtout aux basses fréquences. Il est donc nécessaire de corriger ces influences de surface en connaissant à priori les conditions de surface (par exemple, en utilisant des canaux aux basses fréquences fenêtres) quand on détermine le  $TLWC$  dans les nuages par radiométrie micro-onde.

### **Influence de la présence de précipitation**

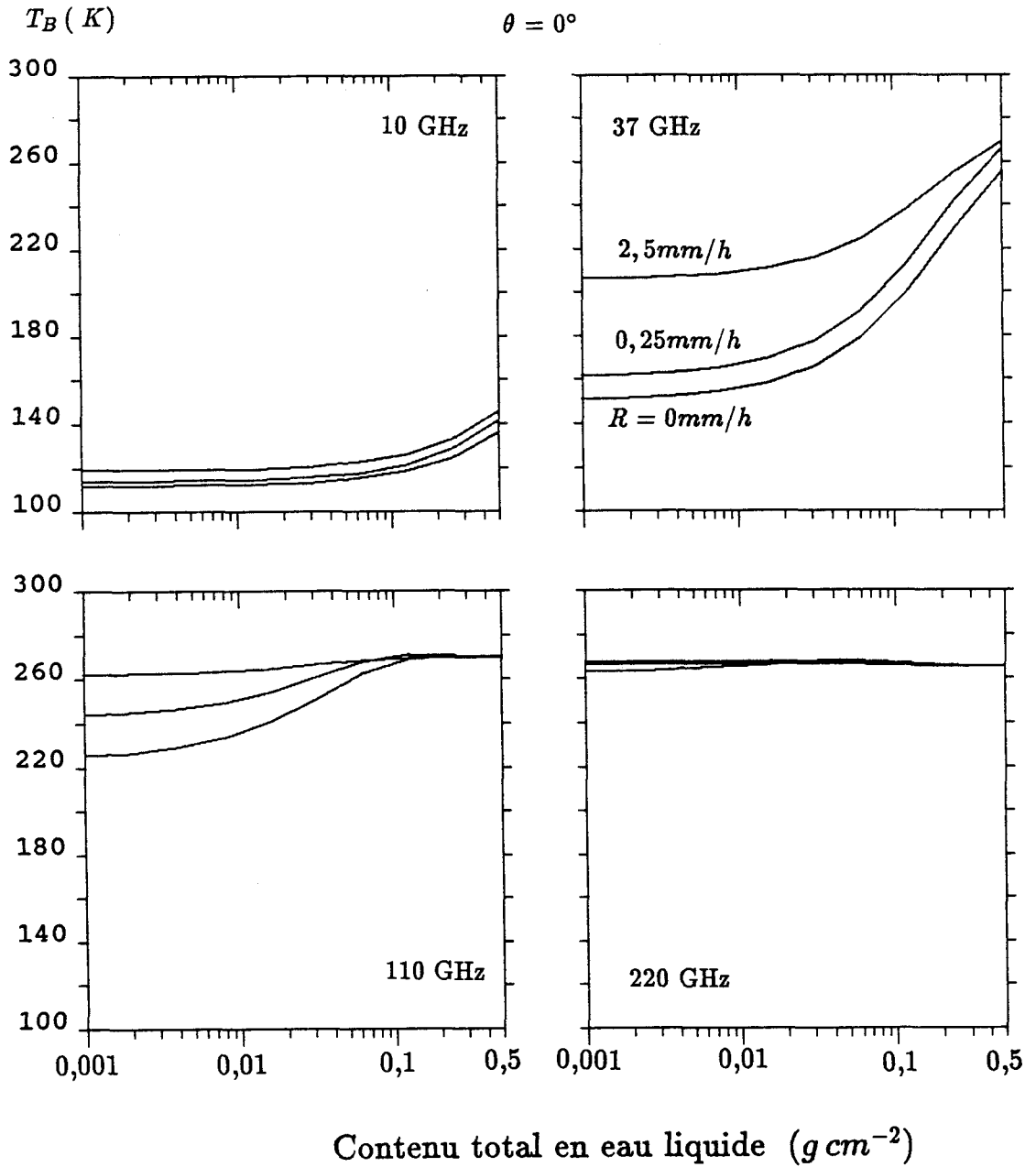
Nos avons simulé les relations  $T_B—TLWC$  en ajoutant une couche de précipitations en-dessous du nuage.

D'après la Figure 4.8, la présence de précipitations même à l'intensité très faible réduit beaucoup les sensibilités de  $T_B$  au contenu total en eau liquide  $TLWC$ . Cette influence est plus importante aux hautes fréquences qu'aux basses fréquences. Il serait peu probable de restituer le contenu total en eau liquide  $TLWC$  en cas de présence de précipitations.





**Fig.4.7** Variation des températures de brillance en fonction du contenu total en eau liquide TLWC pour deux valeurs de la vitesse du vent au-dessus de l'océan.



**Fig.4.8** Diagrammes des relations entre la température de brillance  $T_B$  et le contenu total en eau liquide  $TLWC$  pour les quatre fréquences et pour trois valeurs du taux de pluie  $R$ .

#### 4.2.4 Fréquences optimales pour la mesure du *TLWC*

Nous définissons un paramètre de sensibilité au contenu total en eau liquide *TLWC* par:

$$S = \frac{\Delta T_B}{\Delta TLWC} \quad (4.2)$$

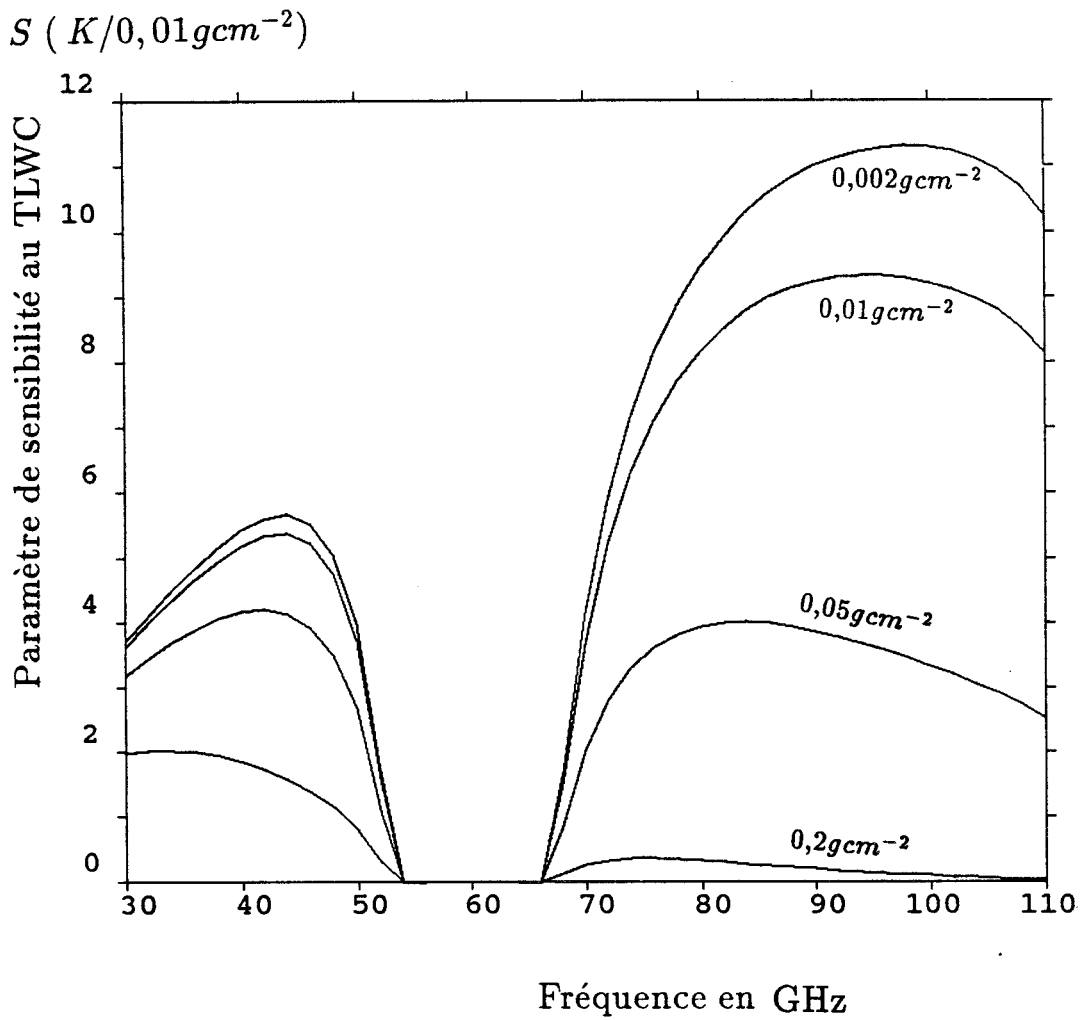
où  $\Delta T_B$  est la variation de température de brillance causée par une petite variation du *TLWC*, les autres paramètres restant constants.

La Figure 4.9 présente la variation du paramètre de sensibilité *S* au *TLWC* dans le domaine de fréquences de 30 à 110 GHz, respectivement pour quatre valeurs du *TLWC*: 0.002, 0.01 0.05 et 0.2  $gcm^{-2}$ .

Pour des contenus totaux en eau liquide *TLWC*s peu élevés (inférieurs à 0.05  $gcm^{-2}$ ), on observe sur cette Figure des maxima du paramètre *S* à 90 GHz environ pour les *TLWC* peu élevés. Les fréquences autour de 90 GHz sont donc optimales pour la mesure du *TLWC* faible et moyen dans les nuages contenant uniquement des gouttelettes d'eau liquide.

Par ailleurs, on remarque sur cette Figure que pour estimer le contenu total en eau liquide très élevé ou en présence de glace, le choix d'une fréquence autour de 35 GHz semble être judicieux. Les fréquences plus élevées sont très sensibles à la glace (voir §4.3.4).

La nullité du paramètre de sensibilité au *TLWC* au voisinage de 60 GHz correspond à l'opacité de l'atmosphère au-dessus des nuages, due à la très forte absorption par l'oxygène.



**Fig.4.9** Paramètre de sensibilité au contenu total en eau liquide *TLWC* en fonction de la fréquence de 30 à 110 GHz pour quatre valeurs du *TLWC*.

### 4.2.5 Hauteur du sommet du nuage

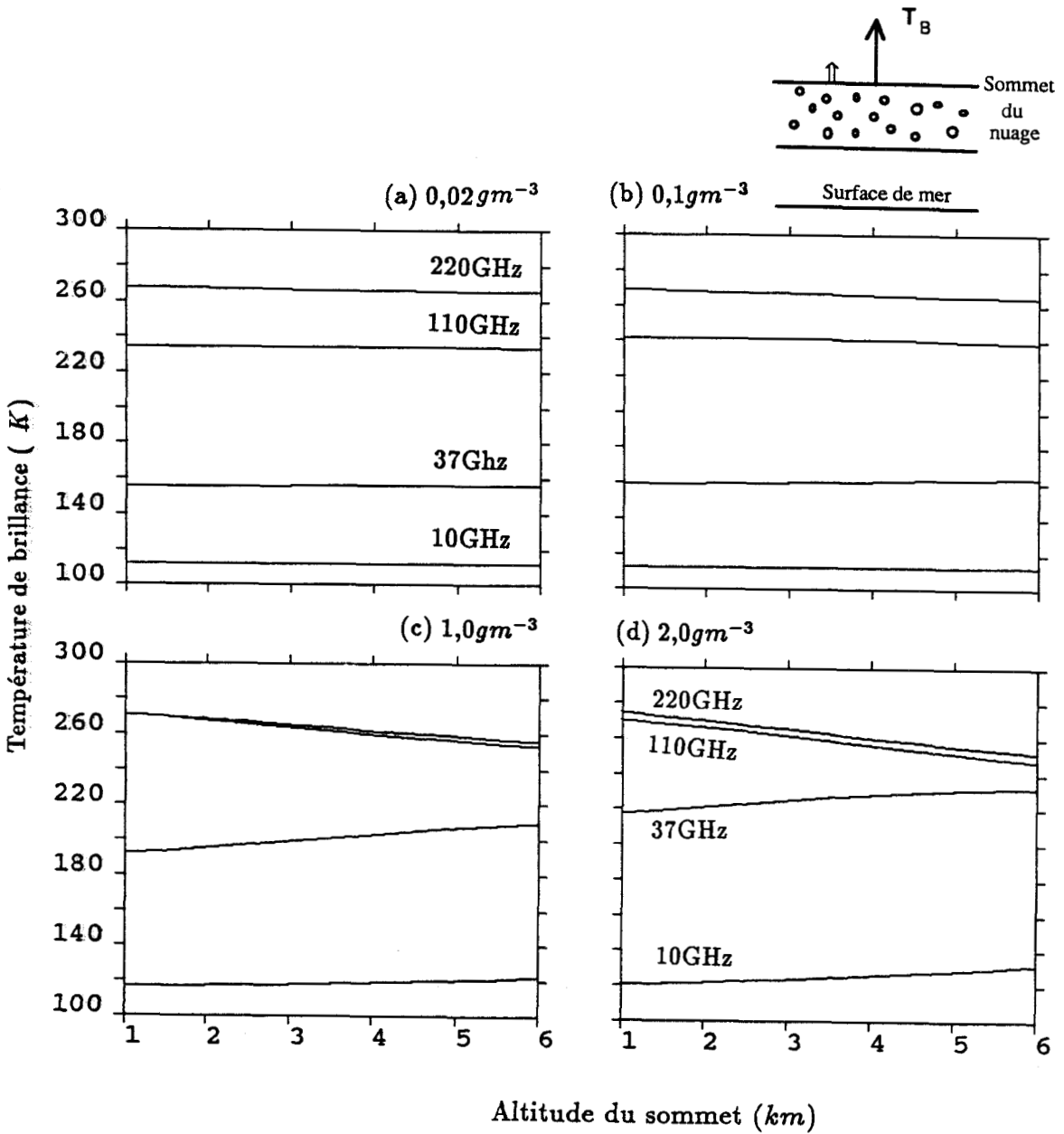
Pour observer la sensibilité des signaux radiométriques à la hauteur du sommet du nuage, nous avons fait varier cette dernière de 1 *km* à 6 *km* pour un nuage d'épaisseur 1 *km* et pour quatre valeurs du contenu en eau liquide *LWC*: 0.02, 0.2, 1 et 2  $gm^{-3}$ .

La Figure 4.10 présente les résultats des simulations au-dessus de l'océan.

D'après cette Figure, la sensibilité à la hauteur du nuage est plus importante pour les *LWC*s plus élevés.

On remarque aussi que la tendance de  $T_B$  suivant l'augmentation de l'altitude du nuage est différente pour les basses et hautes fréquences. Ce phénomène est dû au fait que le coefficient d'absorption par les nuages est fonction non seulement de la fréquence mais aussi de la température du nuage (voir Fig.4.11). Aux basses fréquences, le coefficient d'absorption  $k_a$  croît quand la température s'abaisse (donc quand le niveau de la couche nuageuse s'élève); les nuages plus élevés ont ainsi de plus grandes émissivités, les températures de brillance à ces fréquences peuvent donc croître avec l'augmentation du niveau du nuage malgré la baisse de la température physique du nuage. C'est le cas pour les deux basses fréquences 10 et 37 GHz sur la Figure 4.10. Pour ce qui est des hautes fréquences,  $k_a$  diminue avec la baisse de la température. Donc, les températures de brillance tendent toujours à décroître avec la hauteur du nuage.

Des simulations pour les nuages de 0.5 *km* et de 2 *km* d'épaisseur et pour d'autres types de surface nous ont mené à des conclusions similaires.



**Fig.4.10** Variation des températures de brillance en fonction de l'altitude du sommet du nuage d'une épaisseur de  $1\text{ km}$  pour les différentes valeurs du contenu en eau liquide  $LWC$ .

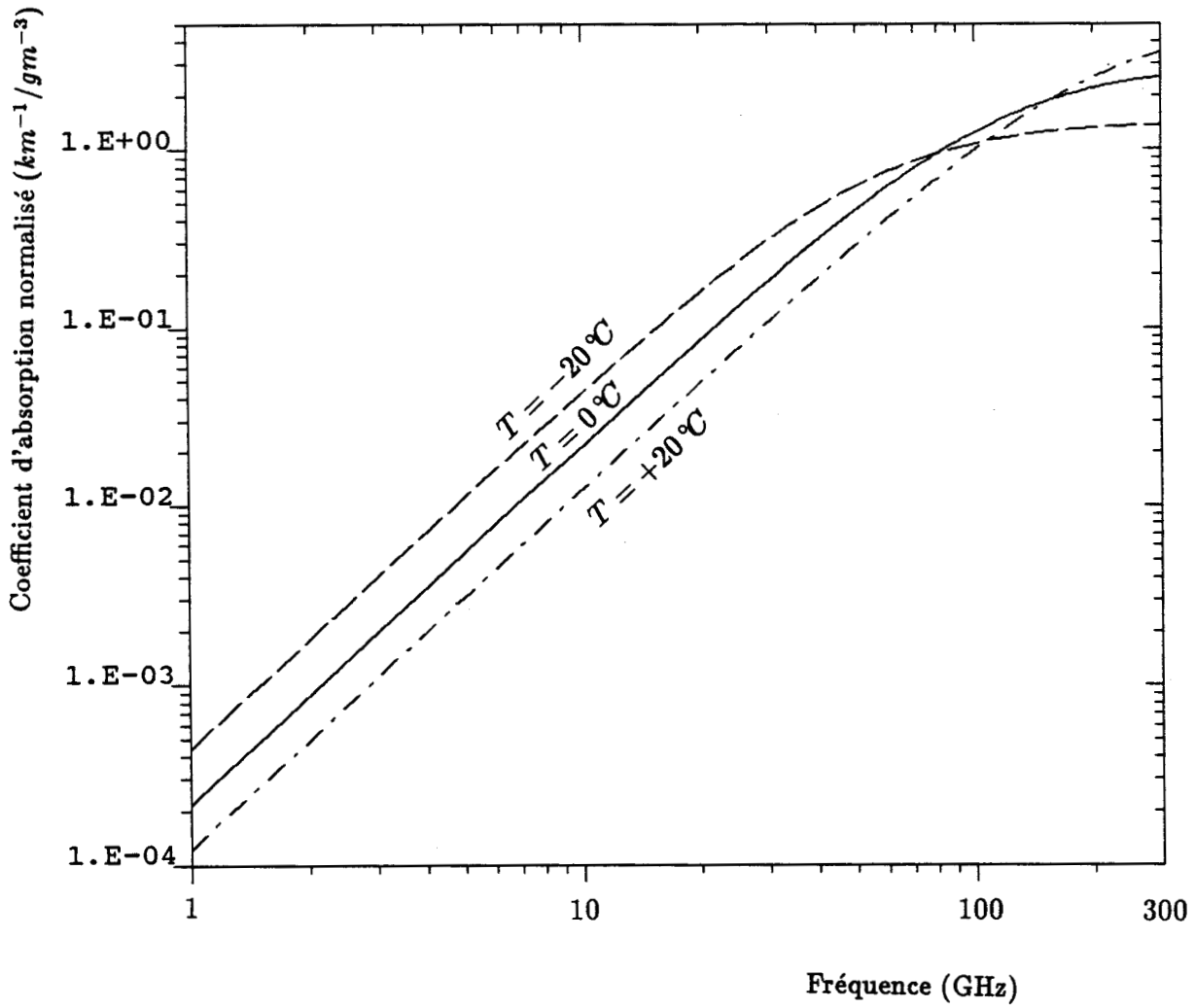


Fig.4.11 Coefficient d'absorption de 1 gm<sup>-3</sup> du LWC en fonction de la fréquence pour trois valeurs de température: -20, 0 et +20 °C.

### 4.3 SENSIBILITE DES SIGNAUX AUX PARAMETRES DE PRECIPITATIONS

Le problème des précipitations est plus complexe que celui des nuages non précipitants parce que l'effet de diffusion par les grosses gouttes intervient dans la simulation.

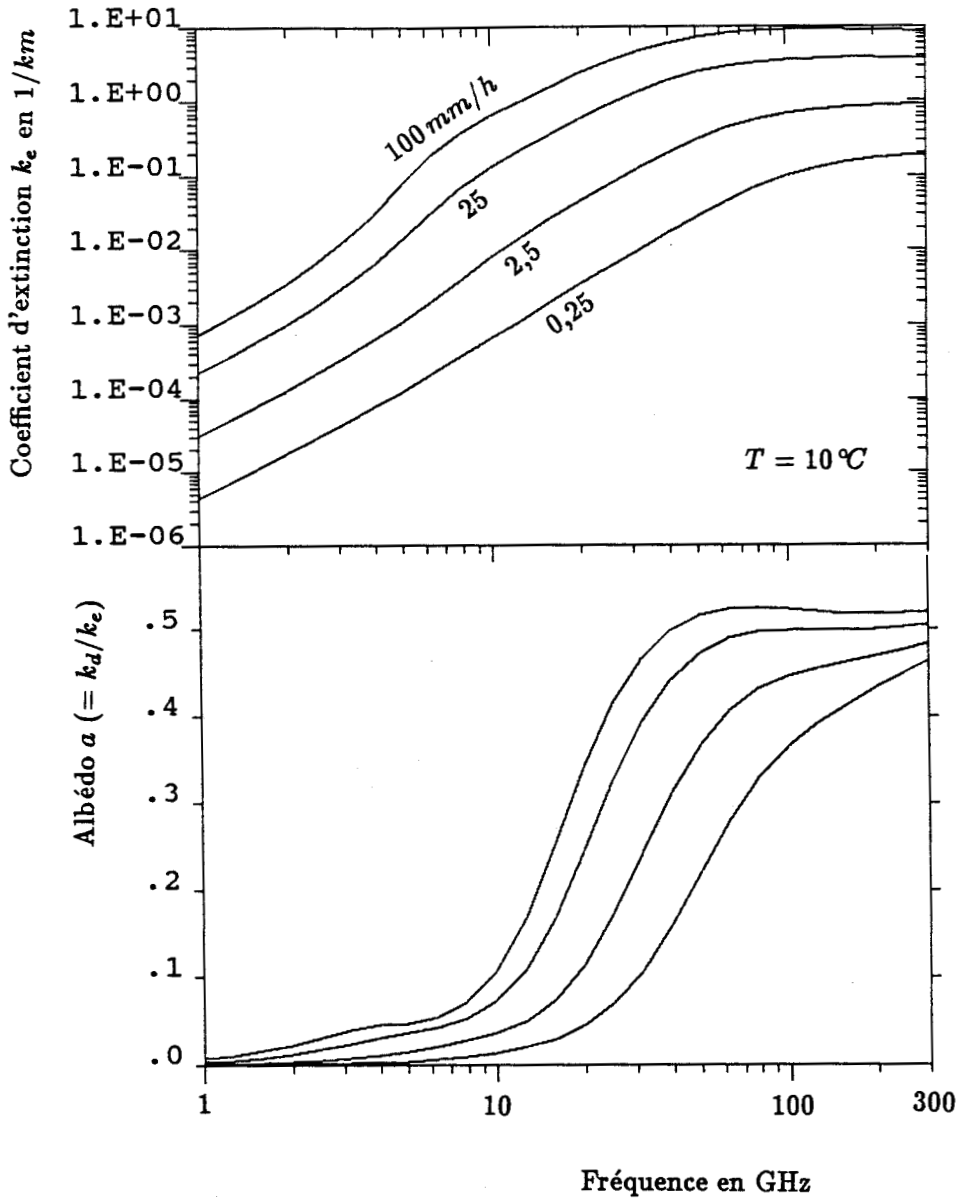
Pour une couche de nuage contenant des gouttelettes d'eau dont les rayons sont généralement inférieurs à  $50 \mu m$ , on ne prend en compte que l'effet d'absorption ainsi que l'effet de réémission qui fait principalement croître la température observée aux fréquences non saturées.

En ce qui concerne les précipitations, l'effet de diffusion, comparable dans la majorité des cas à l'effet d'absorption, atténue toujours l'énergie arrivant au radiomètre.

La Figure 4.12 présente le coefficient d'extinction (en haut) et l'albédo ( $= k_d/k_e$ , en bas) en fonction de la fréquence pour quatre valeurs du taux de pluie. On peut observer sur cette Figure une augmentation rapide du coefficient d'extinction et de l'albédo avec la fréquence et avec le taux de pluie.

Les deux paramètres les plus importants des précipitations sont le taux de précipitation et l'épaisseur de la colonne de pluie (ou niveau de gel). La sensibilité des signaux radiométriques  $T_{BS}$  à ces deux paramètres sera étudiée par la suite. On effectuera un peu plus loin une étude de sensibilité des  $T_{BS}$  à deux paramètres "secondaires" de précipitations (rapport de l'eau précipitante sur l'eau liquide totale et masse partielle du spectre granulométrique).





**Fig.4.12** Coefficient d'extinction de la pluie et albédo calculés en fonction de la fréquence pour quatre valeurs de l'intensité de précipitation.

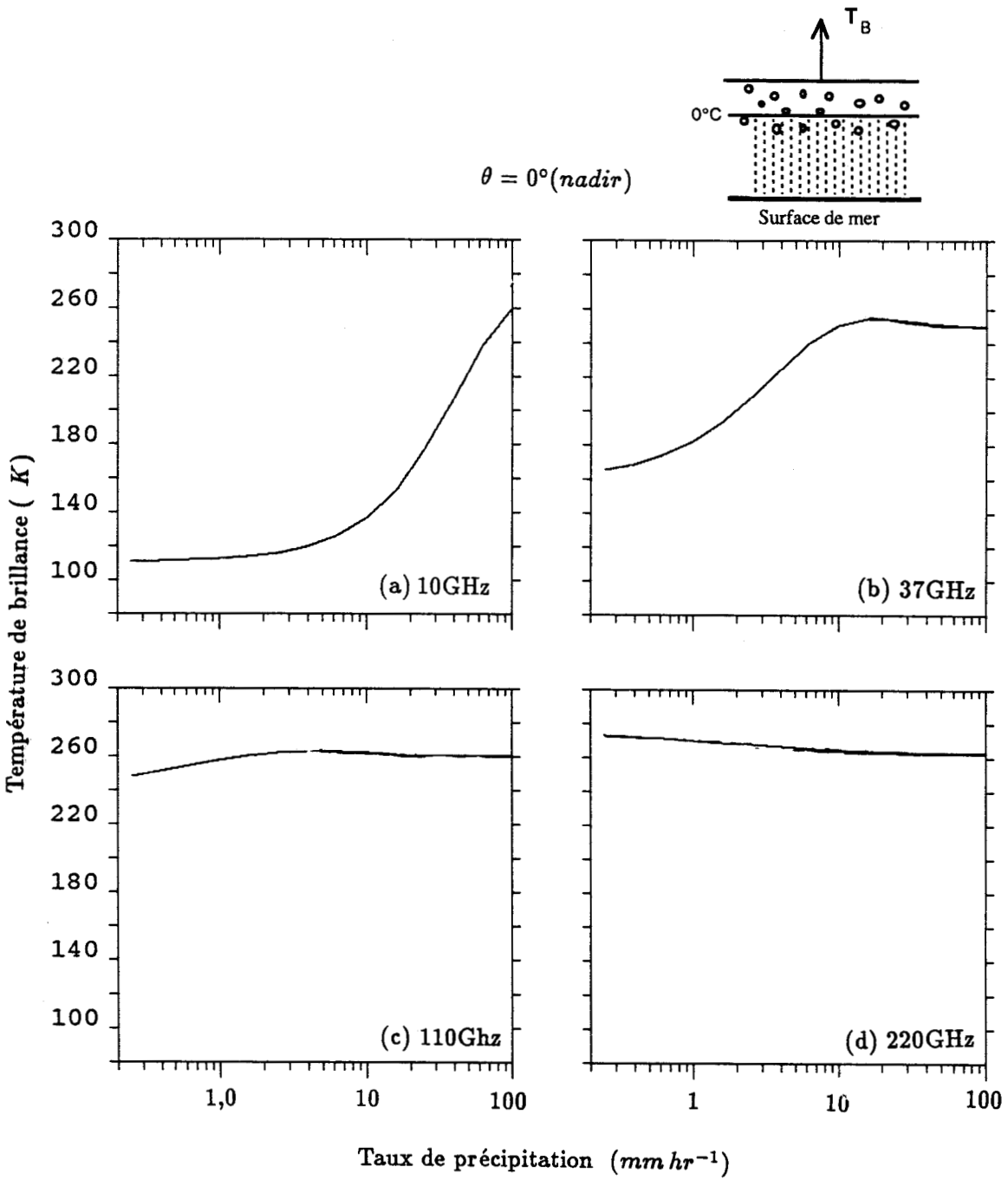
### 4.3.1 Taux de précipitations

La relation entre la température radiométrique et le taux de pluie sur les océans a été établie dans une atmosphère U.S. Standard en utilisant le simple modèle de précipitation donné au chapitre 2. Dans un premier temps, nous avons ignoré les nuages de glace et définit l'épaisseur de précipitations par l'altitude de l'isotherme zéro.

Les résultats sont résumés sur la Figure 4.13 pour quatre fréquences. On peut faire les remarques suivantes:

1. A 10 GHz, la température de brillance augmente avec le taux de pluie dans presque tout le domaine de variation du taux de pluie, de 0 à  $100 \text{ mmhr}^{-1}$ . Cela s'explique par le fait qu'à cette fréquence, l'effet d'absorption ainsi que celui de réémission prédomine même pour les taux de pluie très élevés et donc masque totalement l'effet de diffusion. Les fréquences autour de 10 GHz sont alors envisageables pour couvrir une grande gamme de la mesure des taux de précipitation sur les océans.

2. L'effet de diffusion à 37 GHz est important mais pas assez pour obscurcir complètement l'effet d'émission pour les taux de pluie faibles et moyens. En conséquence, la réponse radiométrique à 37 GHz croît avec le taux de pluie dans la gamme de 0 à  $10 \text{ mmhr}^{-1}$ . Elle atteint à  $10 \text{ mmhr}^{-1}$  environ sa valeur maximale qui est déterminée par la température moyenne des nuages précipitants. Au-dessus de  $10 \text{ mmhr}^{-1}$ , la température de brillance tend à décroître. Cette décroissance est due à l'effet de diffusion dans la partie supérieure des nuages précipitants à un niveau de plus en plus élevé. L'estimation du taux de pluie par radiométrie à 37 GHz ne peut donc être faite que pour les précipitations peu intenses si l'on n'utilise que la croissance  $T_B-R$ . La décroissance peut aussi être employée pour estimer l'importance du taux de précipitation si l'ambiguïté entre les régimes de croissance et décroissance est levée.



**Fig.4.13** Températures de brillance en fonction du taux de pluie au-dessus de l’océan spéculaire. Les figures sont dans l’ordre pour les fréquences: (a) 10 GHz, (b) 37 GHz, (c) 110 GHz et (d) 220 GHz.

3. A 110 GHz, comme à 37 GHz, la variation de la température de brillance en fonction du taux de pluie présente deux régimes; mais la dynamique de la variation de  $T_B$  est moins prononcée car l'effet de diffusion est comparable à l'effet d'émission même pour les taux de pluie très faibles (voir Fig.4.12).

4. A 220 GHz, l'effet de diffusion est prédominant dans toute la gamme du taux de pluie. Il fait disparaître complètement le régime de croissance. La décroissance monotone de la relation  $T_B-R$  peut être utilisée pour détecter la présence de précipitations.

### 4.3.2 Influences des autres paramètres sur la relation $T_B-R$

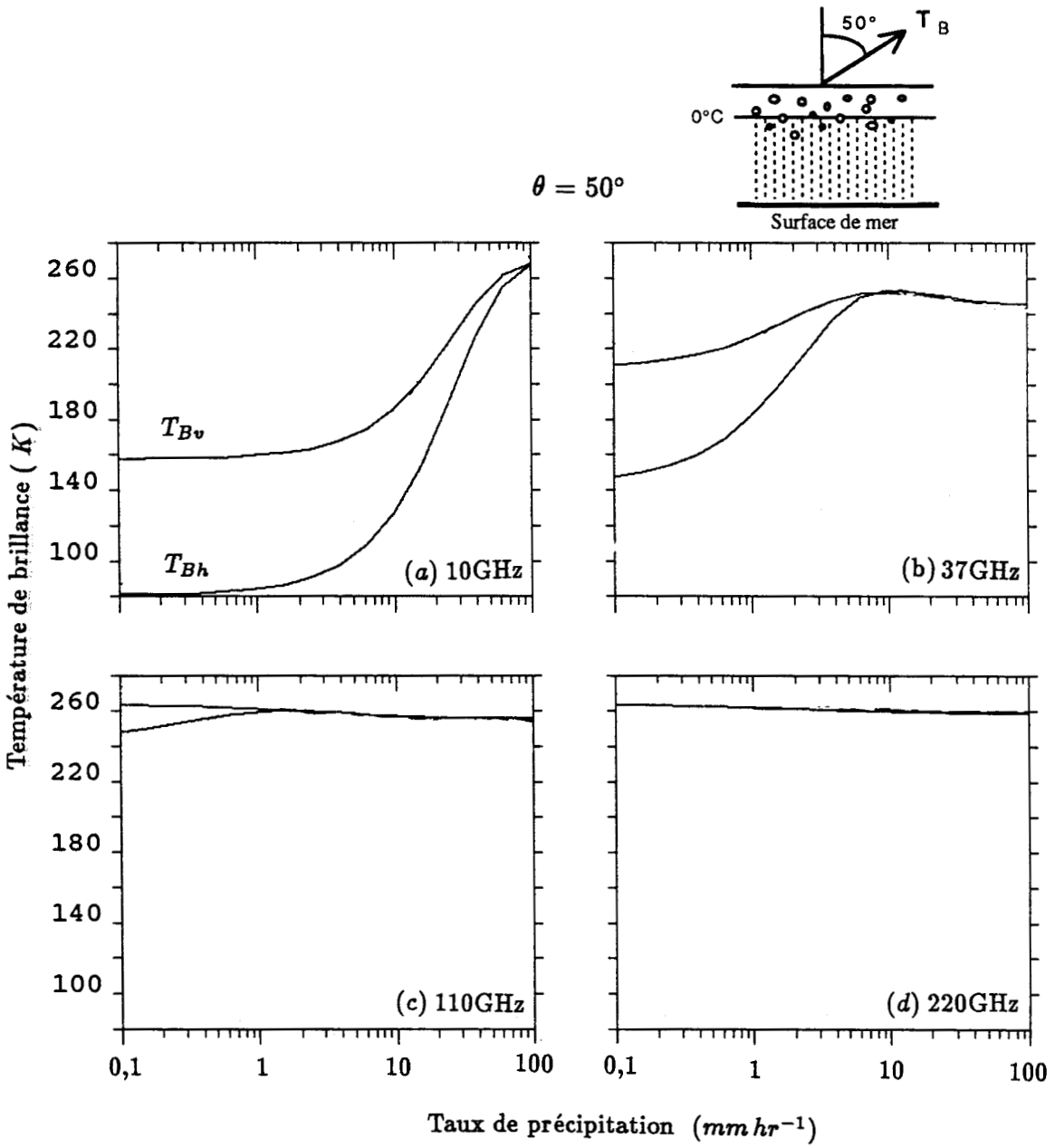
Comme dans le cas de l'influence des autres paramètres géophysiques sur la relation  $T_B-TLWC$ , nous allons examiner, en prenant comme référence la simulation décrite ci-dessus, l'impact sur la relation  $T_B-R$  des autres paramètres géophysiques (y compris la polarisation).

#### Influence de la polarisation

La Figure 4.14 présente les températures de brillance pour les polarisations horizontale et verticale en fonction du taux de pluie, pour l'angle de visée de  $50^\circ$  (un angle optimal pour la séparation des polarisations) sur un océan spéculaire. D'après cette Figure, on remarque que:

1. Aux deux fréquences les plus basses, la température de brillance pour la polarisation horizontale,  $T_{Bh}$ , est plus sensible à la variation du taux de pluie que celle pour la polarisation verticale,  $T_{Bv}$ , parce que l'influence de la surface sur les températures observées est moins importante pour la polarisation horizontale que pour la polarisation verticale ( $e_h(50^\circ) < e_v(50^\circ)$ ).

2. La différence entre les températures simulées pour les polarisations



**Fig.4.14** Températures de brillance en fonction du taux de précipitation pour deux types de polarisation. L'angle d'observation est de 50 degrés.

horizontale et verticale décroît quand le taux de pluie augmente. Cette différence ( $T_{Bv} - T_{Bh}$ ) pourrait être utilisée pour estimer les précipitations, surtout aux basses fréquences.

3. Aux hautes fréquences et aux taux de pluie élevés, la grande opacité fait disparaître l'effet de la surface polarisée et donc la différence entre  $T_{Bh}$  et  $T_{Bv}$ , pour des précipitations constituées de gouttes d'eau sphériques. La sensibilité de  $T_B$  au  $R$  est donc la même pour les deux polarisations. Cependant, la polarisation à haute fréquence (par exemple, 110 GHz) peut permettre de caractériser la phase de glace au sommet des nuages précipitants si l'on est sûr de la présence de précipitations. En effet, les cristaux de glace sont généralement non sphériques et donc polarisants.

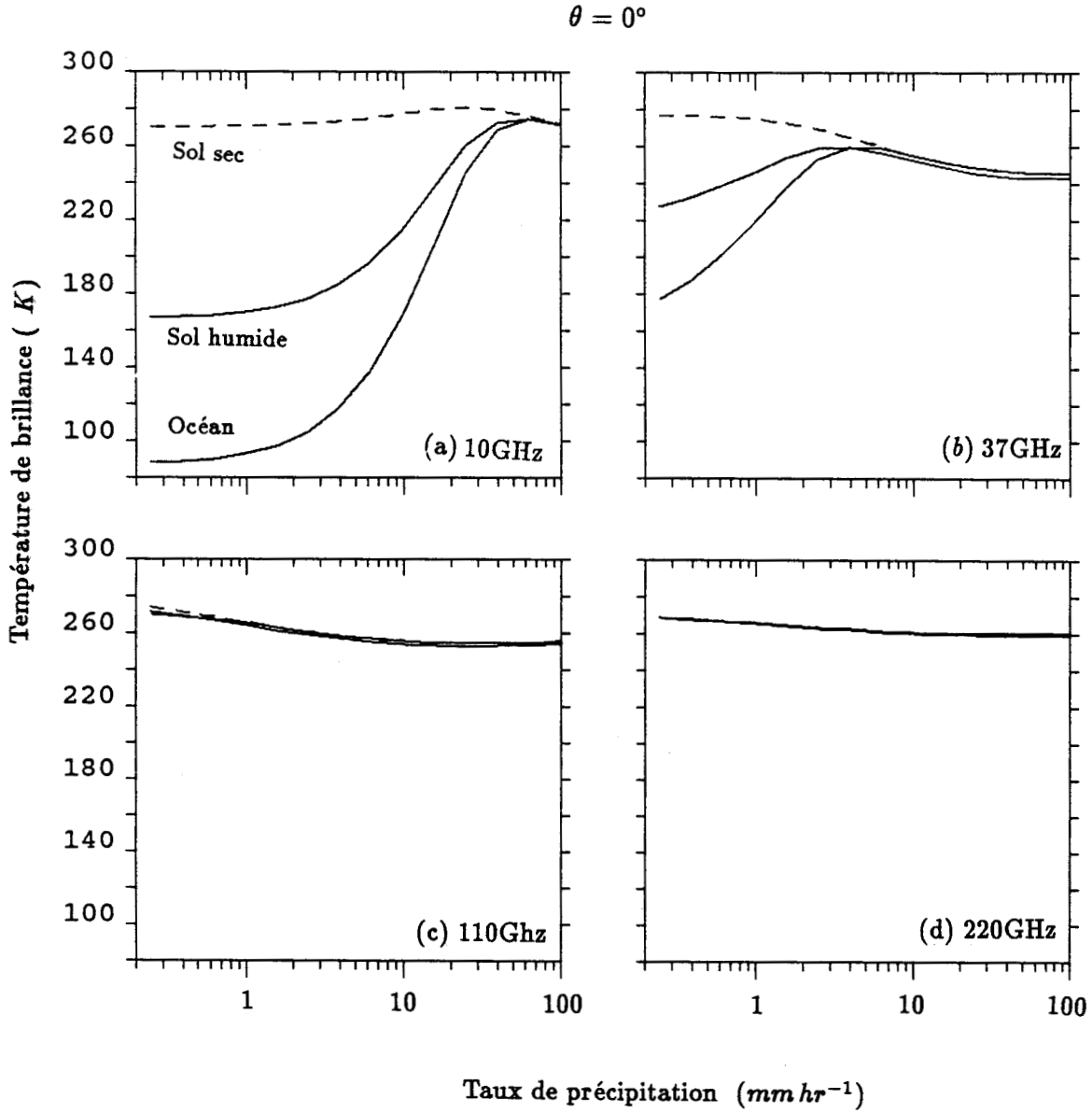
#### **Influence des différents types de surface**

Si l'on passe d'une surface spéculaire de la mer à une surface spéculaire de sol humide puis à une surface de sol sec lambertienne, la simulation (Fig.4.15(a) et (b)) montre que la sensibilité de la température de brillance au taux de pluie diminue aux basses fréquences. Le régime de croissance  $T_B - R$  n'est pas aussi bien applicable sur la terre que sur les océans pour la mesure des précipitations.

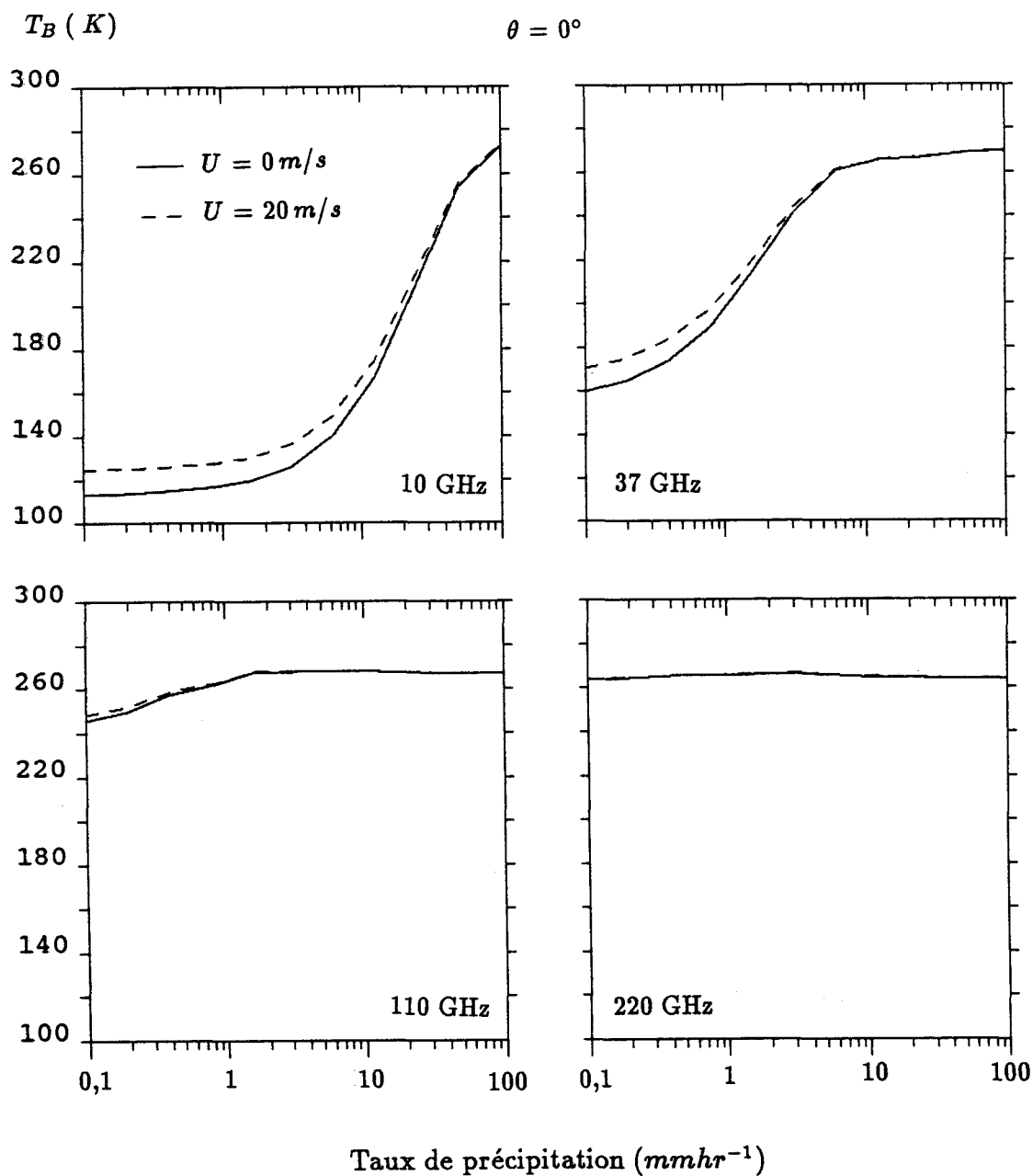
Pour les deux hautes fréquences, les Figures 4.15(c) et 4.15(d) ne font pas apparaître de différence entre les trois types de surfaces. Cela vient de ce qu'aux hautes fréquences, la couche de la pluie est opaque et obscurcit complètement l'effet de surface.

#### **Influence de la vitesse du vent de surface océanique**

La Figure 4.16 indique l'influence de la vitesse du vent de surface sur la relation  $T_B - R$ . Cette influence est plus importante aux faibles taux de précipitation. La mesure du taux de précipitation en utilisant le régime de croissance aux basses fréquences nécessite une correction de l'effet des paramètres de surface comme dans le cas de mesure du contenu total en eau liquide  $TLWC$ .



**Fig.4.15** Températures de brillance en fonction du taux de précipitation au-dessus de trois différents types de surface.



**Fig.4.16** Diagrammes des températures de brillance pour les quatres fréquences en fonction du taux de précipitation au-dessus de l’océan avec une température de surface de 288 K. Les courbes en continu et en tireté sont pour les deux valeurs de la vitesse du vent  $U = 0 m/s$  et  $U = 20 m/s$  respectivement.



### Influence de l'épaisseur des précipitations

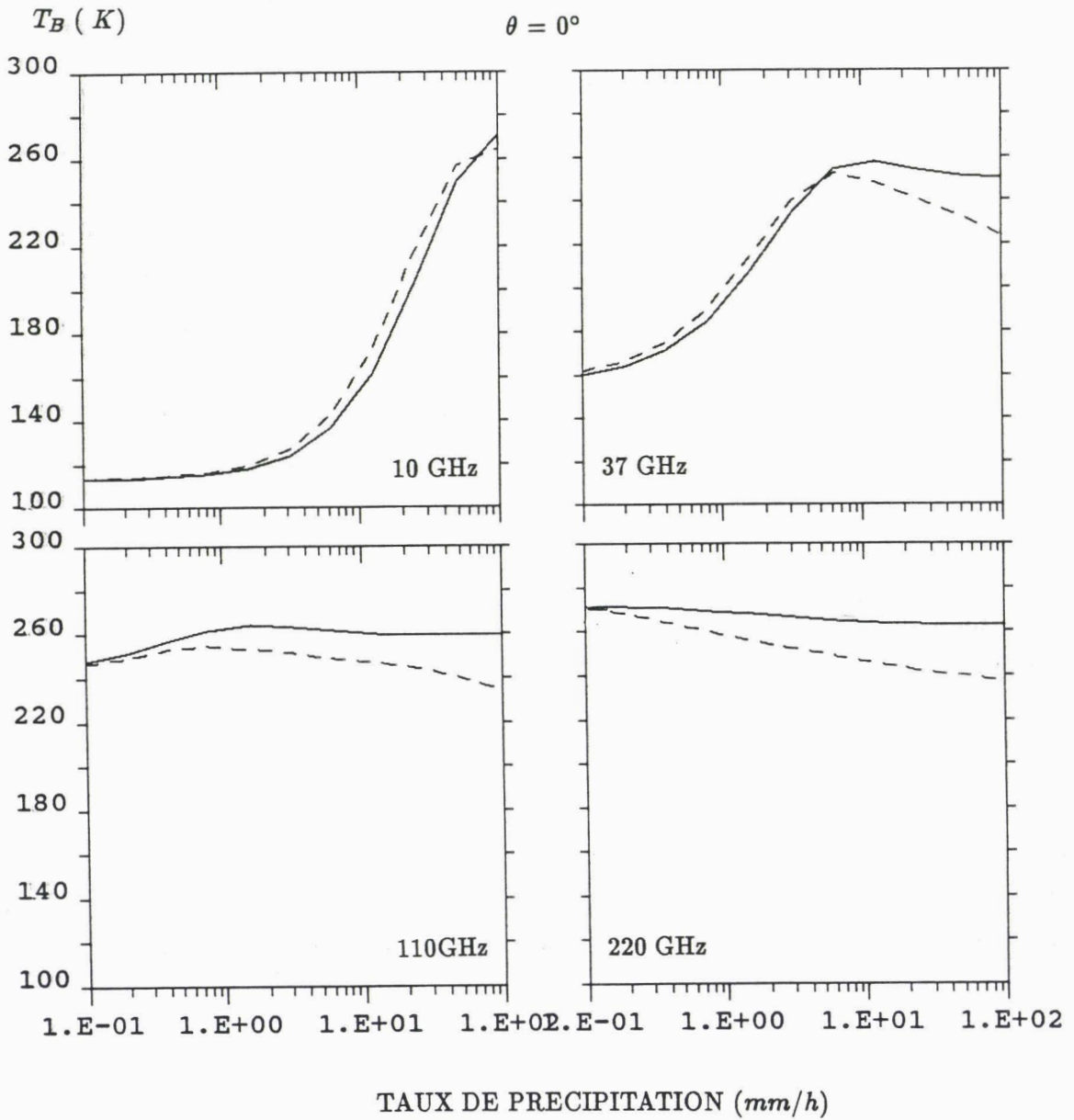
Dans les précédentes simulations de la relation  $T_B—R$ , l'épaisseur des précipitations est déterminée par l'altitude de l'isotherme 0 °C. Mais pour des précipitations provenant de nuages fortement convectifs, l'altitude haute des précipitations surmonte le niveau 0 °C. Ce fait est observé par le radar météorologique<sup>[2],[57],[69]</sup>.

La Figure 4.17 présente en tireté les simulations de la relation  $T_B—R$  avec la relation de Stutzman et Dishman (éq.2.48) pour l'épaisseur de la pluie. Sur cette Figure on peut faire les remarques suivantes:

1. A la plus basse fréquence 10 GHz, l'augmentation de l'épaisseur de la pluie n'a pas d'influence sur la relation  $T_B—R$  pour les faibles précipitations mais fait croître les  $T_{Bs}$  pour les plus importantes. Pour une intensité forte de la pluie, l'épaisseur des précipitations augmente de plusieurs kilomètres selon la relation de Stutzman et Dishman. Ainsi, elle peut atteindre 5 km pour un taux de pluie de 100 mm/h. Cette augmentation énorme de l'épaisseur des précipitations abaisse les  $T_B$  parce que l'effet d'émission n'est plus dominant aux grands taux de pluie.

2. A 37 GHz, l'augmentation de l'épaisseur fait croître les  $T_{Bs}$  pour les précipitations faibles et médiocres. Pour les précipitations moyennes et fortes l'élévation de l'altitude haute des précipitations diminue les  $T_{Bs}$ .

3. Aux hautes fréquences, l'épaississement de la couche de précipitations diminue les températures de brillance  $T_{Bs}$  parce que la partie effective de la couche de précipitations se trouve à une altitude de plus en plus froide (au-dessus de l'isotherme zéro).



**Fig.4.17** Diagrammes des températures de brillance pour les quatre fréquences en fonction du taux de précipitation. La courbe en continu correspond à une épaisseur de précipitation constante  $H = H_0 \cdot C$ ; celle en tireté à une épaisseur de pluie variant suivant la relation de Stutzman et Dishman  $H = H_0 \cdot C + \log R/10$ .

### 4.3.3 Hauteur du niveau de gel

L'altitude du niveau de gel (ou fonte) est un paramètre important intervenant dans la simulation de la relation  $T_B-R$ . Ce paramètre détermine l'épaisseur de la colonne de pluie ainsi que l'épaisseur optique des précipitations et donc affecte les signaux micro-ondes. On doit connaître la hauteur du niveau de gel afin de réaliser la mesure de précipitations au niveau du sol par radiométrie micro-onde.

On a représenté sur la Figure 4.18 les variations de température radiométrique  $T_B$  aux quatre fréquences en fonction du niveau de gel sur l'océan pour les quatre valeurs du taux de pluie: 0.25, 2.5, 25 et 100  $mmhr^{-1}$ . On peut remarquer que ces quatre fréquences sont toutes sensibles à la variation du niveau de gel et que la sensibilité aux hautes fréquences (110 et 220 GHz) tend à diminuer quand le taux de pluie augmente.

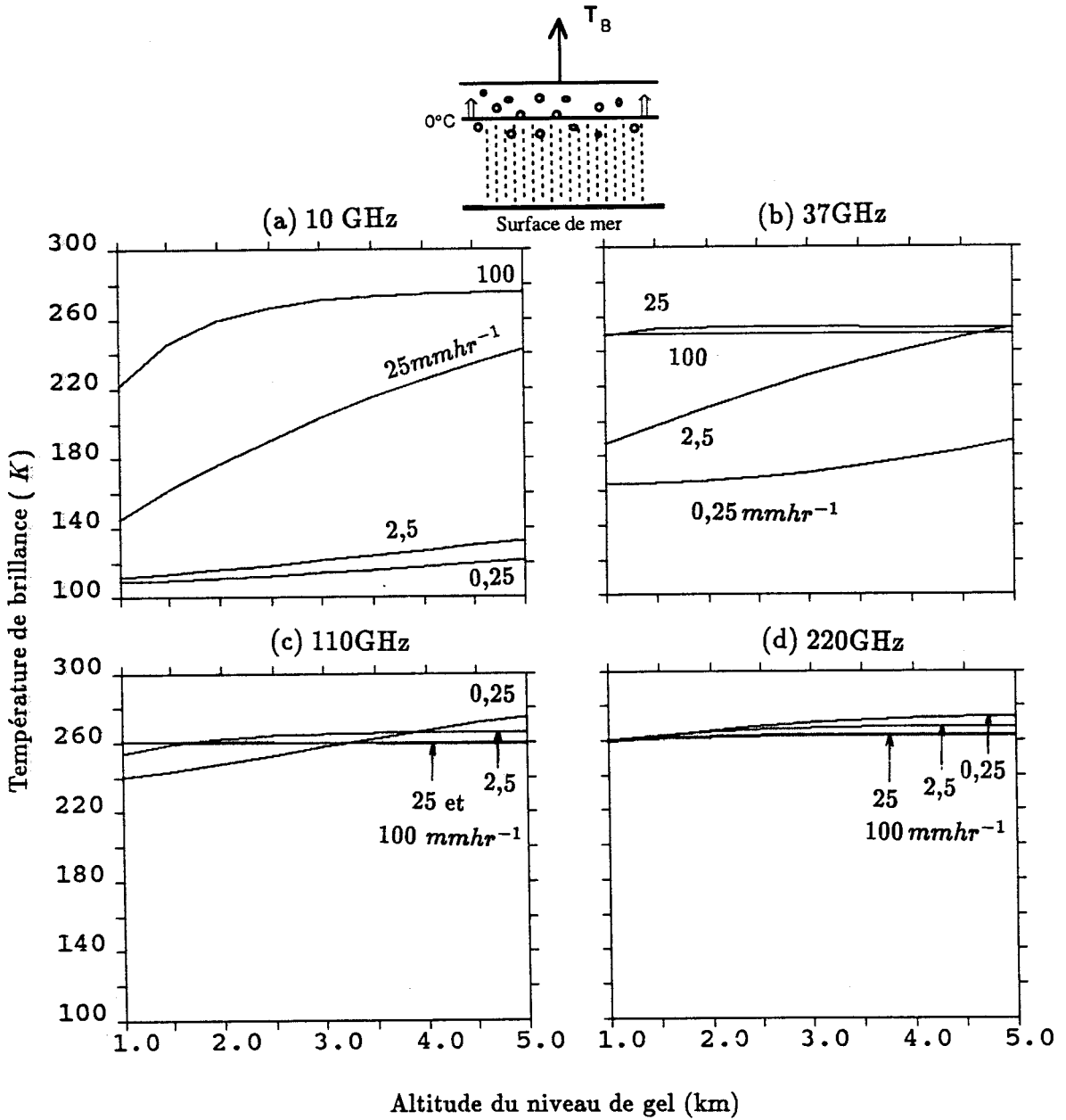
On peut faire les mêmes remarques en examinant une simulation sur les terres émergées.

Par conséquent, la hauteur du niveau de gel peut être estimée en utilisant un autre canal micro-onde. Par ailleurs, l'information du niveau de gel peut être fournie par d'autres moyens, le radar météorologique par exemple<sup>[2], [57]</sup>.

### 4.3.4 Influence de l'eau liquide et de la glace sur la relation $T_B-R$

#### Influence de l'eau liquide

Dans un nuage précipitant, il y a des gouttelettes d'eau liquide qui n'arrivent jamais au sol. Ces minuscules gouttelettes ne sont pas prises en compte dans la granulométrie distributionnelle M—P. Une quantité d'eau liquide constante de  $0.25gm^{-3}$  a été ajoutée au nuage précipitant dans les études précédentes. Cepen-



**Fig.4.18** Variation de la Température de brillance suivant la hauteur du niveau de gel pour quatre valeurs du taux de pluie: 0.25, 2.5, 25 et 100 mmhr<sup>-1</sup>.

dant, d'après des mesures expérimentales (Falcone *et al.*, 1979), le contenu en eau liquide  $LWC$  est proportionnel à l'exponentielle de l'intensité de pluie  $R$ . Pour examiner l'influence de l'eau liquide sur la relation  $T_B-R$ , on suppose simplement que  $LWC = 0.05 R$ . Un modèle aussi simple sans glace peut être utilisé pour les précipitations tombant des nuages chauds que l'on rencontre fréquemment dans les régions tropicales.

Les Figure 4.19 et 4.20 montrent pour les quatre fréquences l'influence de l'eau liquide nuageuse sur les relations  $T_B-R$  au-dessus de deux types de surface. On remarque à propos de ces deux figures que:

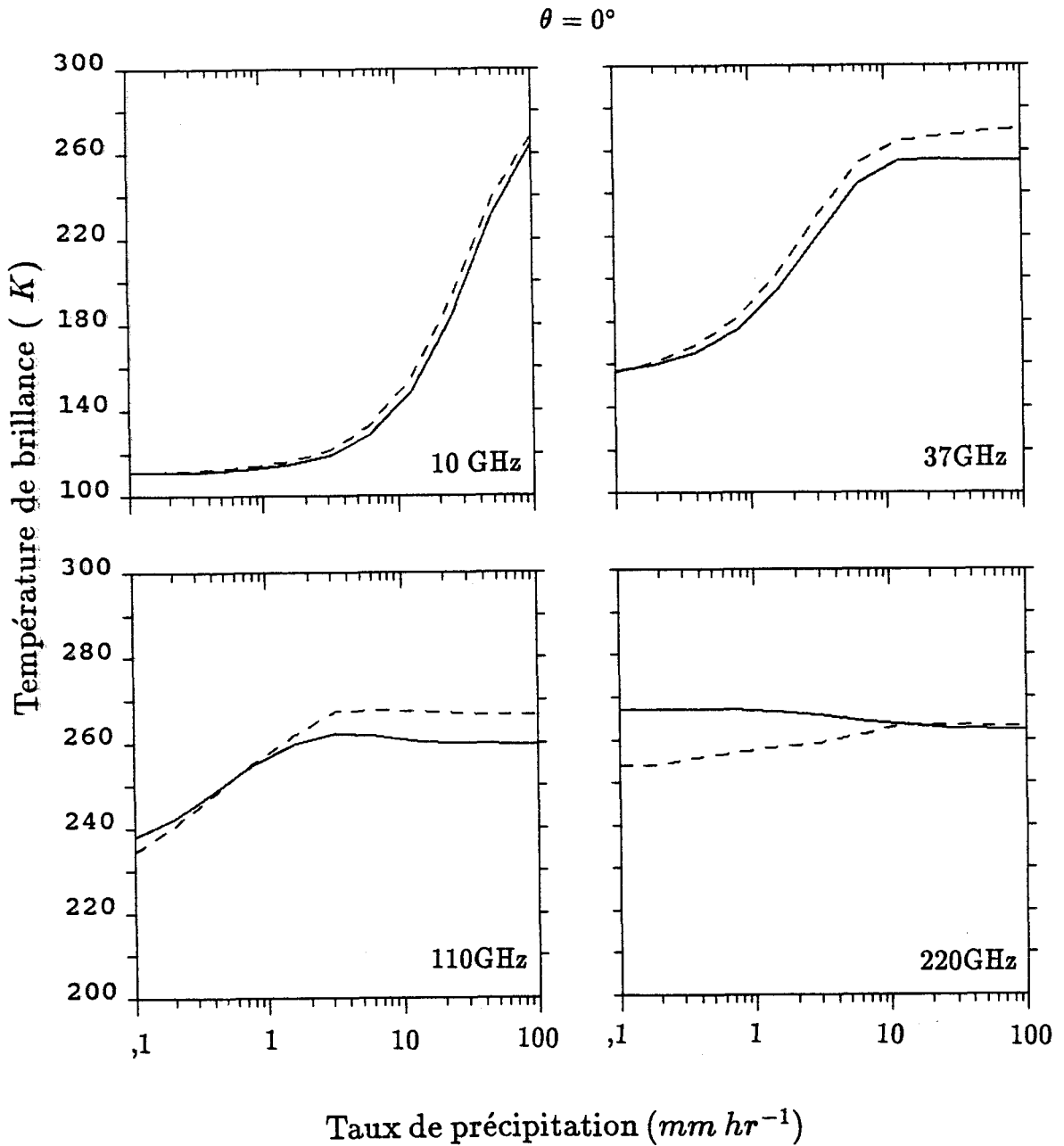
1. A la plus basse fréquence 10 GHz, quel que soit le taux de précipitation  $R$  et le contenu en eau liquide  $LWC$ , la température de brillance est peu sensible à l'eau liquide nuageuse, surtout au-dessus de la surface de forte émissivité. L'effet du nuage liquide peut donc être négligé devant celui des précipitations aux basses fréquences.

2. A 37 GHz, la relation  $T_B-R$  est influencée, cette influence augmentant suivant le contenu en eau liquide. Il s'ensuit que les effets du nuage et des précipitations sont comparables aux fréquences autour de 37 GHz.

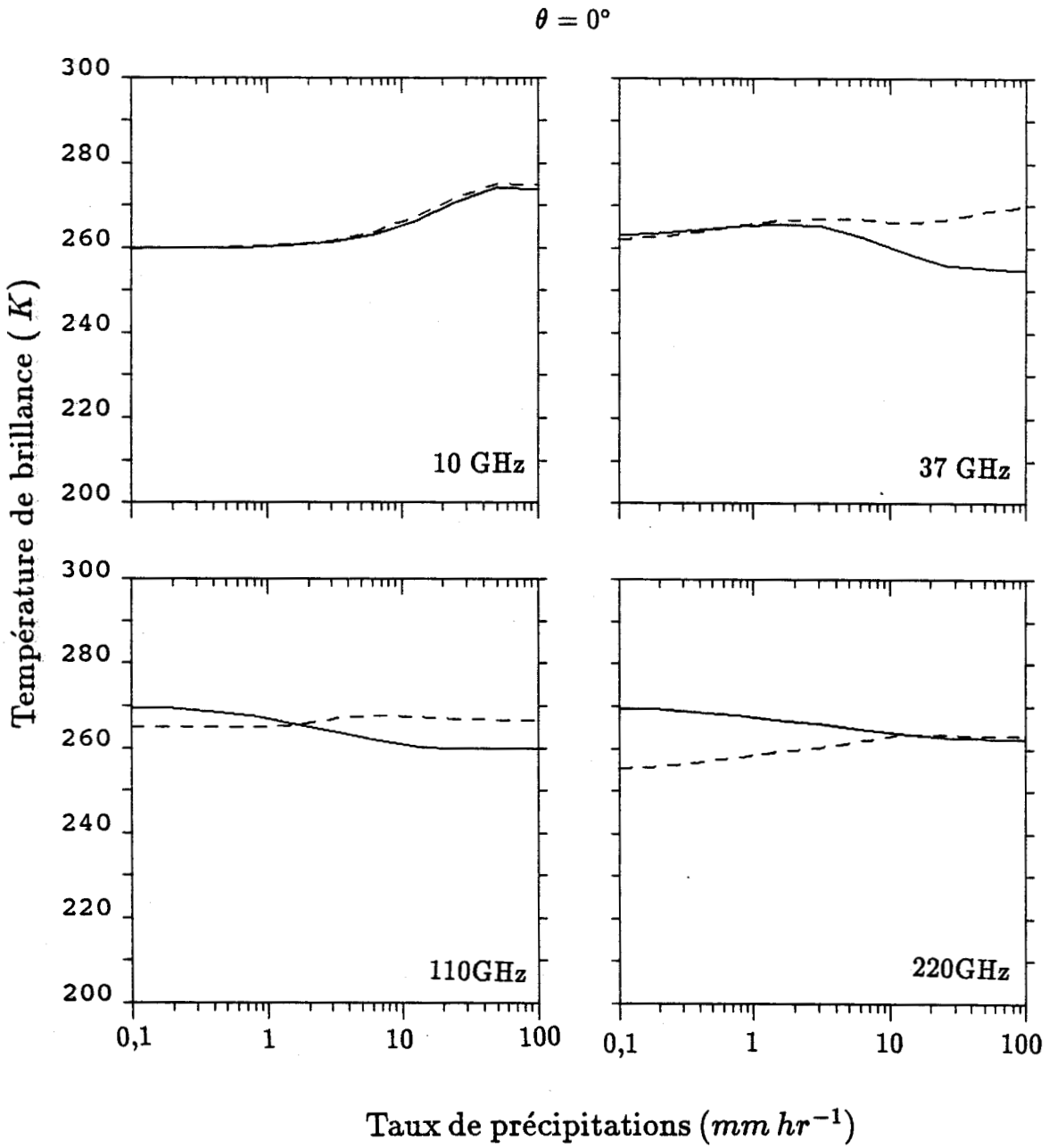
3. Aux deux fréquences élevées, la relation  $T_B-R$  est modifiée en raison de la présence d'eau liquide nuageuse même pour les taux de précipitation très faibles. L'influence de l'eau liquide doit être prise en compte dans la mesure de précipitations. Au moins un canal supplémentaire est donc nécessaire pour diminuer ou discriminer l'effet de l'eau liquide dans la mesure du taux de précipitation utilisant les hautes fréquences.

### **Influence de la glace**

Le plus souvent, dans le nuage précipitant s'ajoutent aux précipitations non seulement un certain contenu en eau liquide nuageuse mais aussi une couche de glace



**Fig.4.19** Diagrammes des températures de brillance pour les quatre fréquences en fonction du taux de précipitation. Les courbes en continu et en tireté sont respectivement pour le cas sans eau liquide nuageuse et le cas avec  $LWC = 0.05 R$ .



**Fig.4.20** Idem que la Figure précédente, mais au-dessus d'un sol d'une émissivité de 0.9.

située au-dessus. Ici, nous examinerons les effets de cette présence de glace sur les températures de brillance pour les quatre fréquences.

La Figure 4.21 présente en fonction de la fréquence les coefficients de diffusion et d'absorption calculés pour une granulométrie de particules de glace sphériques. La granulométrie retenue ici est celle de (éq.2.53):

$$n(r) = ar^\alpha e^{-br^\beta},$$

où  $\alpha = 6$ , le rayon modal  $r_c = 40\mu m$ ,  $\beta = 0.5$ , et  $a$  est tel que le contenu en glace  $IWC = 1 gm^{-3}$ . Les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction sont respectivement de 1.75 et  $5.0 \times 10^{-4}$ .

On constate que la glace n'a qu'un effet très faible aux basses fréquences; quant aux hautes fréquences, son effet (surtout celui de diffusion) devient non négligeable. De plus, on constate que pour les fréquences supérieures à 50 GHz, le coefficient de diffusion dépasse celui d'absorption. Cela signifie que l'effet de diffusion par la glace et l'effet d'obscurité sont dominants pour des fréquences assez élevées, la diminution de la température de brillance due à l'effet de diffusion ne pouvant être compensée par l'émission de glace. Cela va donc faire décroître la température de brillance.

Sur la Figure 4.22, nous avons porté pour les quatre fréquences les températures de brillance en fonction du taux de précipitations. Nous avons pour chaque fréquence deux courbes: une pour des précipitations avec une couche de glace au-dessus et l'autre sans glace comme dans les études précédentes. On observe que

1. A 10 GHz, il n'y a pratiquement pas d'influence de la glace sur la température de brillance, l'effet de diffusion par la glace peut donc être négligé.
2. A 37 GHz, la relation  $T_B-R$  n'est pas notablement modifiée par la présence des petites particules de glace.



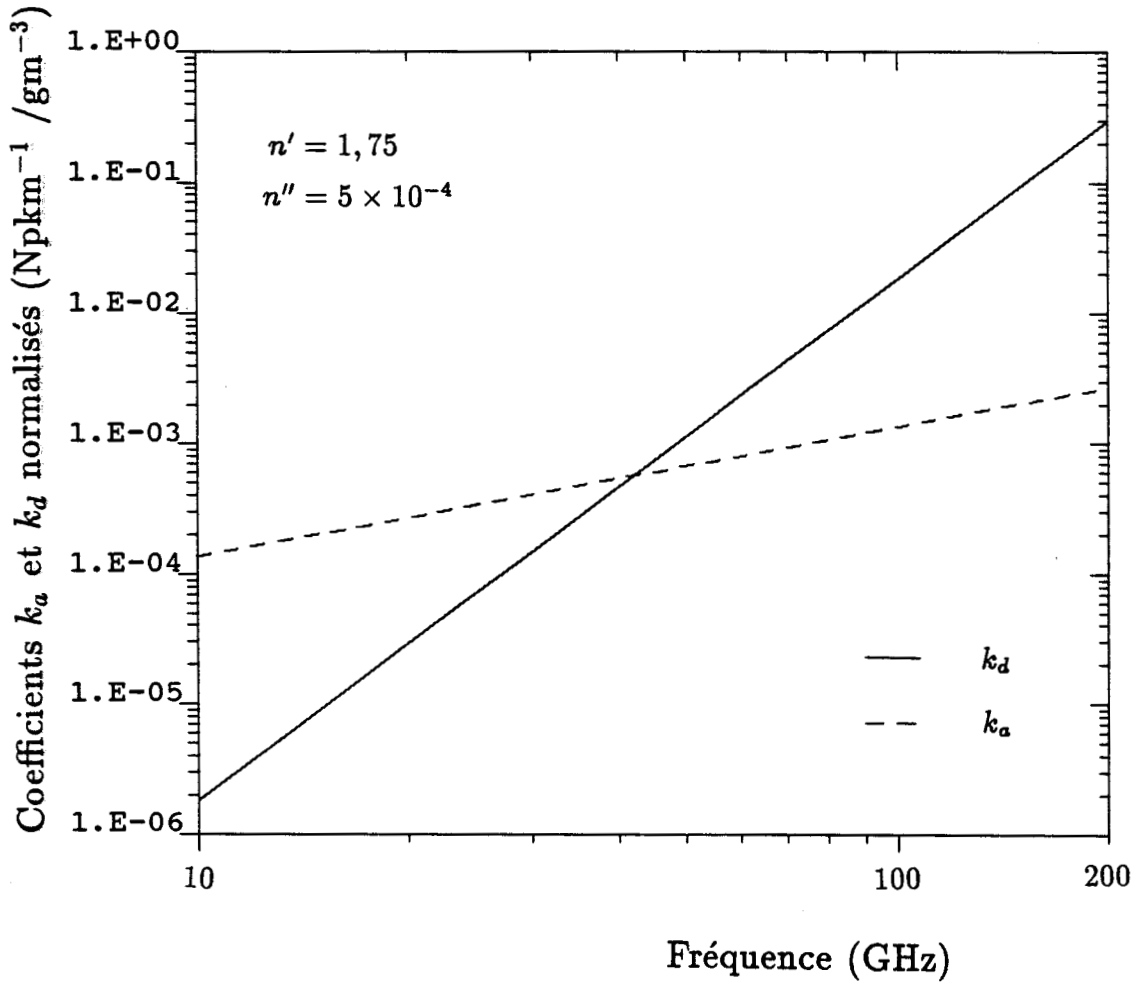
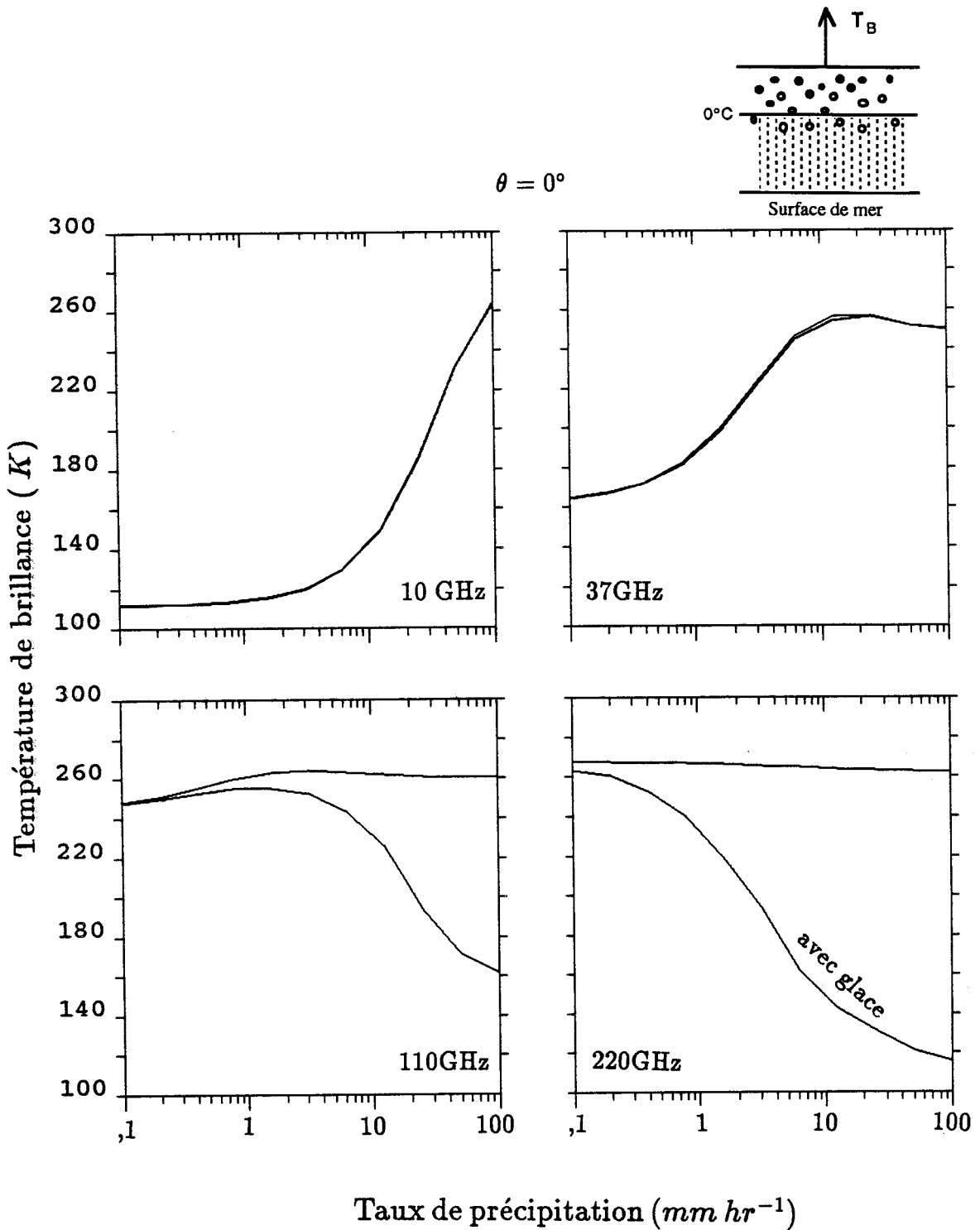


Fig.4.21 Coefficients d'absorption  $k_a$  et de diffusion  $k_d$  par les particules de glace en fonction de la fréquence.



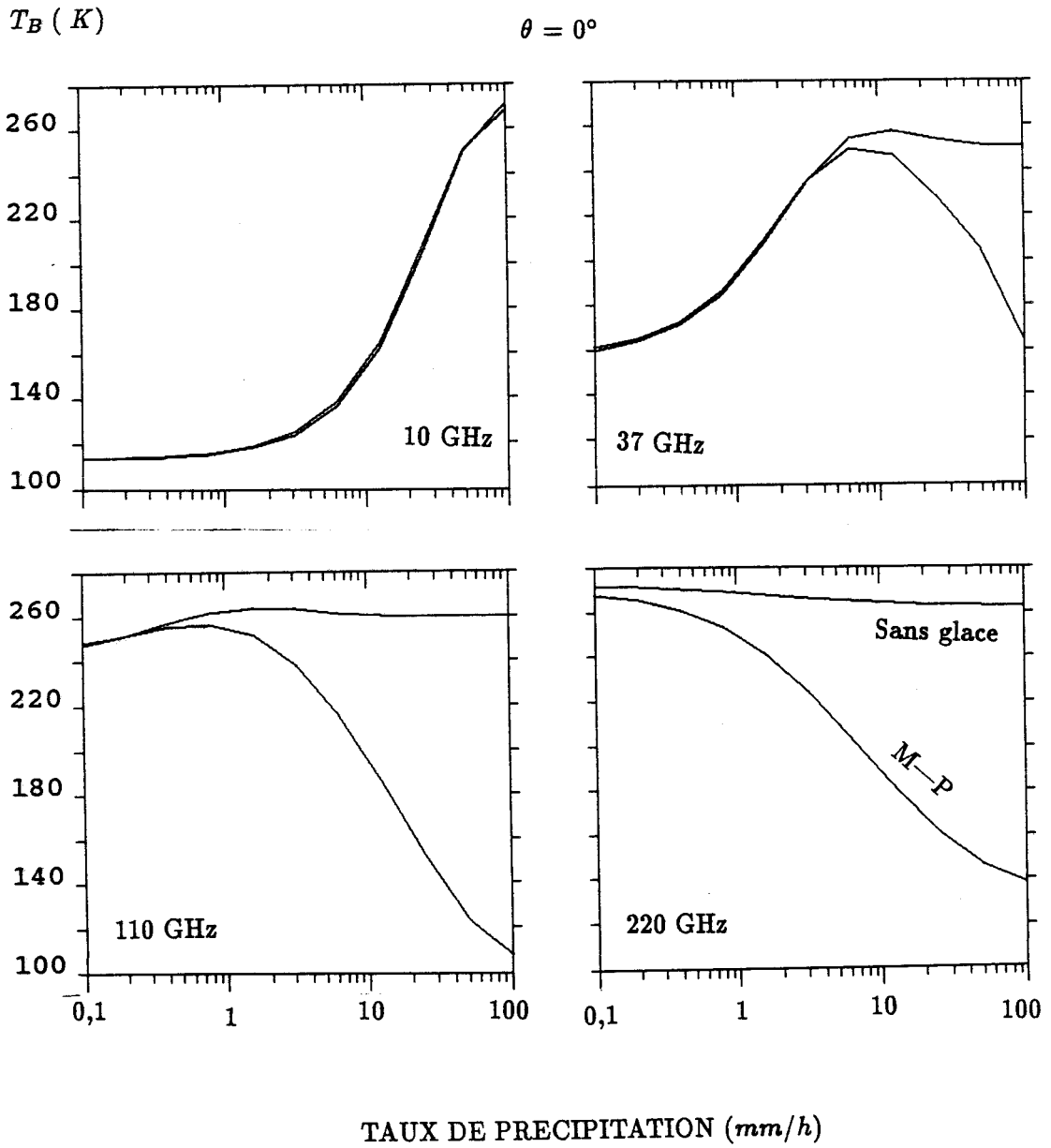
**Fig.4.22** Températures de brillance en fonction du taux de précipitation au-dessus de l'océan pour les cas avec et sans présence de la glace.

3. Pour les deux fréquences élevées, la température de brillance décroît très rapidement suivant le taux de pluie (plutôt le contenu en eau de glace) parce que l'effet de diffusion par la glace obscurcit fortement les rayonnements provenant des couches inférieures. Cette décroissance constitue une méthode indirecte pour estimer l'intensité de pluie au niveau du sol puisqu'il existe une relation de proportionnalité entre la densité de glace et l'intensité de précipitation au sol.

Les simulations de la relation  $T_B-R$  avec la glace au-dessus d'un sol de la forte émissivité ( $\sim 0.9$ ) ont montré qu'aux hautes fréquences, on a toujours le même régime de décroissance dû à un effet prononcé de la diffusion par la glace. Donc, nous pouvons utiliser le régime de décroissance aux hautes fréquences aussi bien sur la terre que sur la mer pour l'estimation de l'importance de la pluie ou au moins la détection de la présence de précipitations au sol.

L'étude ci-dessus a été faite avec une granulométrie des particules de glace ne concernant que les nuages stratiformes. Cela veut dire que l'on n'a pas pris en considération les grosses particules de glace qui se rencontrent fréquemment dans les nuages convectifs. Compte tenu des grosses particules de glace (supposées être sphériques), on prend cette fois la distribution granulométrique de Marshall—Palmer pour étudier l'influence de la glace sur les relations  $T_B-R$ .

Sur la Figure 4.23, on remarque qu'aux hautes fréquences, le régime de décroissance est modifié, i.e. la température de brillance descend plus rapidement suivant le taux de pluie (surtout à 110 GHz) puisque l'effet de l'obscurcissement par la diffusion de glace devient plus important. On remarque aussi qu'à 37 GHz, on a cette fois un régime de décroissance net. Il y a des auteurs qui ont utilisé le régime de décroissance à cette fréquence (une fréquence utilisée par le SMMR et le SSM/I) pour estimer l'intensité de la pluie ou distinguer les zones d'orages (Spencer, 1986; par exemple).



**Fig.4.23** Idem que la Figure précédente, mais avec une granulométrie de Mashall—Palmer pour les particules de glace.

En effet, les hautes fréquences sont très sensibles à la présence de glace et le régime de décroissance est beaucoup changé, il faut donc faire très attention quand on utilise la méthode indirecte pour mesurer le taux de pluie.

De ces études de l'influence de l'eau liquide nuageuse et de la glace, on pourrait dire qu'en dépit de leur médiocre résolution spatiale, les basses fréquences, par exemple 10 GHz, sont optimales pour inverser directement l'intensité de précipitations au-dessus de l'océan parce qu'elles sont peu sensibles à la présence de la glace et de l'eau liquide nuageuse. Les fréquences élevées sont aussi utiles, surtout au-dessus de la terre, pour fournir des informations sur la structure verticale des couches supérieures de précipitations en présence de la glace. Ces informations étant quelquefois indispensables pour estimer plus précisément les autres paramètres, le taux de pluie par exemple.

Un algorithme d'inversion du taux de pluie utilisant plusieurs canaux serait plus précis et donc plus séduisant.

#### **4.3.5 Paramètres secondaires de précipitations**

Dans ce qui suit, nous allons étudier la sensibilité des températures de brillance  $T_B$  aux deux autres paramètres du nuage précipitant: rapport de l'eau précipitante sur l'eau liquide totale et masse partielle de la granulométrie M—P.

##### **Rapport de l'eau précipitante sur l'eau liquide totale**

On a étudié l'influence du contenu en eau liquide non précipitante  $LWC$  sur la relation  $T_B—R$  en proposant une relation entre le  $LWC$  et le  $R$ . En effet, la relation entre le  $LWC$  et  $R$  dans un système des nuages précipitants peut varier considérablement et elle est rarement connue lors de l'observation de précipitations.

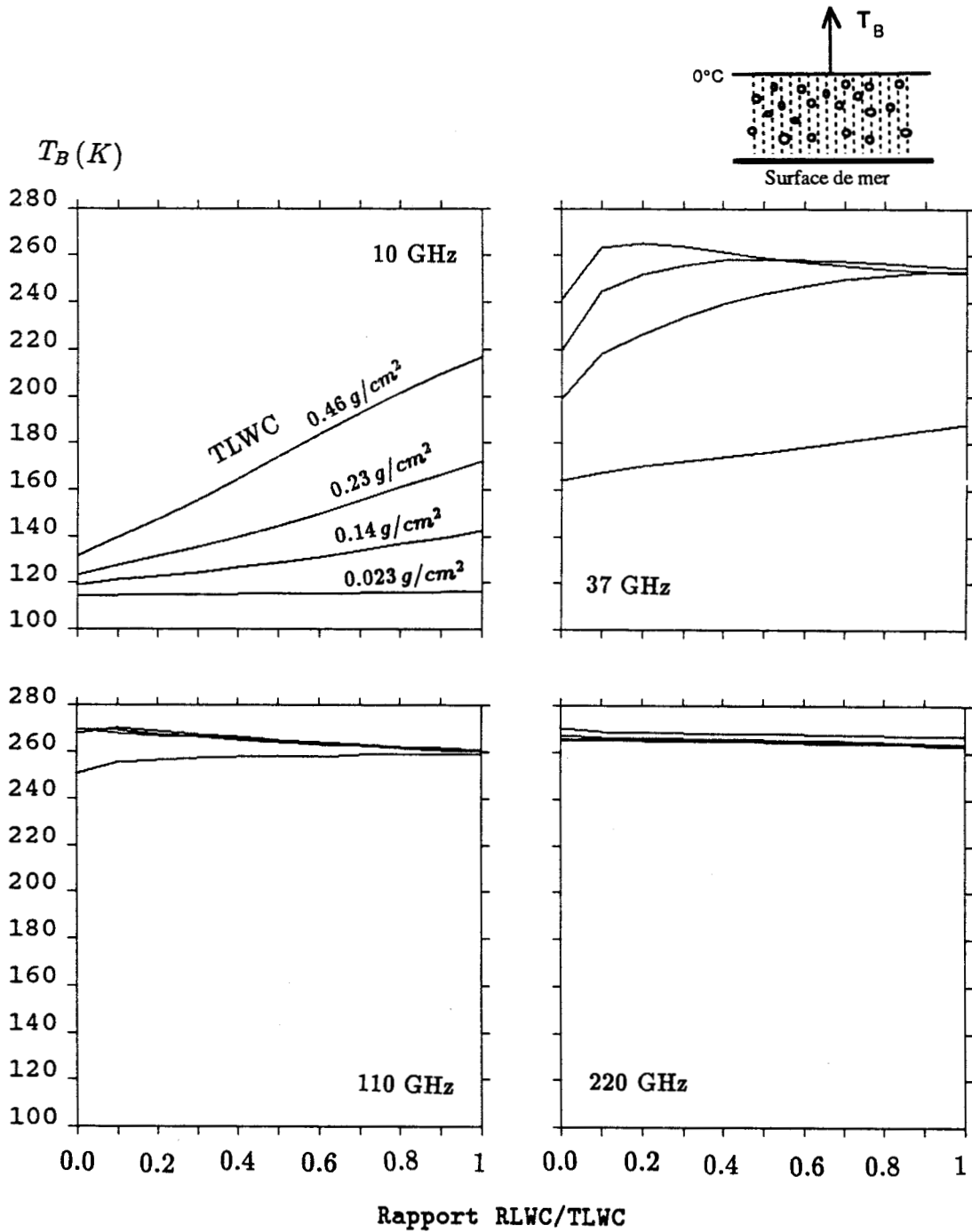
Nous allons, dans ce paragraphe, étudier la variation de température de brillance dans les différents canaux avec le rapport du contenu en eau liquide précipitante  $RLWC$  (rain liquid water content) sur le contenu total en eau liquide  $TLWC$  (total liquid water content, i.e. l'eau liquide intégrée dans le nuage). Le  $RLWC$  est calculé à partir de la granulométrie des gouttes d'eau de précipitations.

La Figure 4.24 montre les variations de  $T_B$  sur la mer en fonction du rapport  $RLWC/TLWC$  pour quatre valeurs de  $TLWC$ . Les taux maxima de pluie correspondant à ces quatre valeurs du  $TLWC$  sont 0.25, 10, 20 et 50 mm/h. Lorsque toute l'eau liquide dans le nuage se transforme en pluie, le rapport  $RLWC/TLWC$  est égal à 1; en l'absence de pluie il vaut zéro. L'altitude du sommet du nuage est au niveau de l'isotherme zéro. On remarque sur cette Figure que:

1. A 10 GHz, la température de brillance  $T_B$  n'est pratiquement pas sensible à l'augmentation de la quantité d'eau précipitante pour une valeur très faible du  $TLWC$  car les taux de pluie dans ce cas sont très faibles; pour les  $TLWC$  plus élevés, la température de brillance augmente presque linéairement avec le rapport  $RLWC/TLWC$ . La différence de températures de brillance pour deux valeurs de  $TLWC$  extrêmes est seulement de 10 K à l'ordonnée où on suppose qu'il n'y a pas de pluie; elle est plus de 100 K pour  $RLWC/TLWC$  égal à 1. Cela signifie qu'à cette fréquence, l'influence de la pluie est beaucoup plus importante que celle de l'eau liquide nuageuse non précipitante. On pourrait donc détecter les précipitations quand  $T_B$  dépasse un seuil (130 K, par exemple).

2. A 37 GHz, l'influence respective de l'eau liquide non précipitante et précipitante sur la température de brillance  $T_B$  est comparable. On peut espérer encore détecter les précipitations pas trop faibles puisque les forts contenu en eau liquide sont liés à une forte probabilité de pluie.

3. A 110 GHz, la  $T_B$  croît pour le faible  $TLWC$  à cause d'une augmentation



**Fig.4.24** Variation des températures de brillance  $T_B$  en fonction du rapport  $RLWC/TLWC$  (i.e. pourcentage de l'eau précipitante par rapport à l'eau liquide totale dans le nuage) pour quatre valeurs de  $TLWC$ .

de l'effet d'émission (peu de grosses gouttes dans ce cas); pour des  $TLWC$  non faibles, la  $T_B$  décroît légèrement parce que l'effet de diffusion devient important.

4. A 220 GHz, la température de brillance  $T_B$ , toujours saturée en présence des nuages, décroît légèrement suivant le rapport  $RLWC/TLWC$  toujours à cause de l'effet de diffusion.

### Influence de la différente partie de la granulométrie M—P

Pour la granulométrie de Marshall—Palmer ( $n(r) = n_0 \exp^{-82R^{-0.21}r}$ ), le nombre de gouttes d'eau dans l'intervalle de  $r$  à  $r + dr$  décroît monotonement suivant le rayon  $r$ . Mais leurs contributions au contenu en eau, aux coefficients d'extinction et de diffusion ainsi qu'aux signaux radiométriques ne suivent pas le même comportement.

La Figure 4.25(a) présente le rapports de masse  $\int_{r_{\min}}^{r_i} r^3 n(r) dr / \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^3 n(r) dr$  suivant le rayon de gouttes  $r$ ; pour cinq valeurs du taux de pluie  $R$ : 0.25, 2.5, 10, 25 et 50  $mm/h$ .

On voit que de très petites et très larges gouttes n'ont pas une grande contribution aux masses totales puisque le produit  $r^3 n(r)$  est faible pour ces gouttes de rayons extrêmes (voir Fig.4.25(b)).

La Figure 4.26 présente la variation des coefficients d'extinction  $k_e$  et de diffusion  $k_d$  et de l'albédo  $k_d/k_e$  suivant le rayon  $r$ ; pour cinq valeurs du taux de pluie et quatre fréquences.

Cette Figure nous confirme que l'effet de diffusion n'est pas très important devant celui d'absorption à 10 GHz même pour de très forts taux de précipitations. A 37 GHz, l'albédo ainsi que l'effet de diffusion augmente rapidement à partir du rayon de 200  $\mu m$ . Aux hautes fréquences, la forte croissance de l'albédo de diffusion commence à partir d'un rayon plus petit et les effets de diffusion et d'absorption



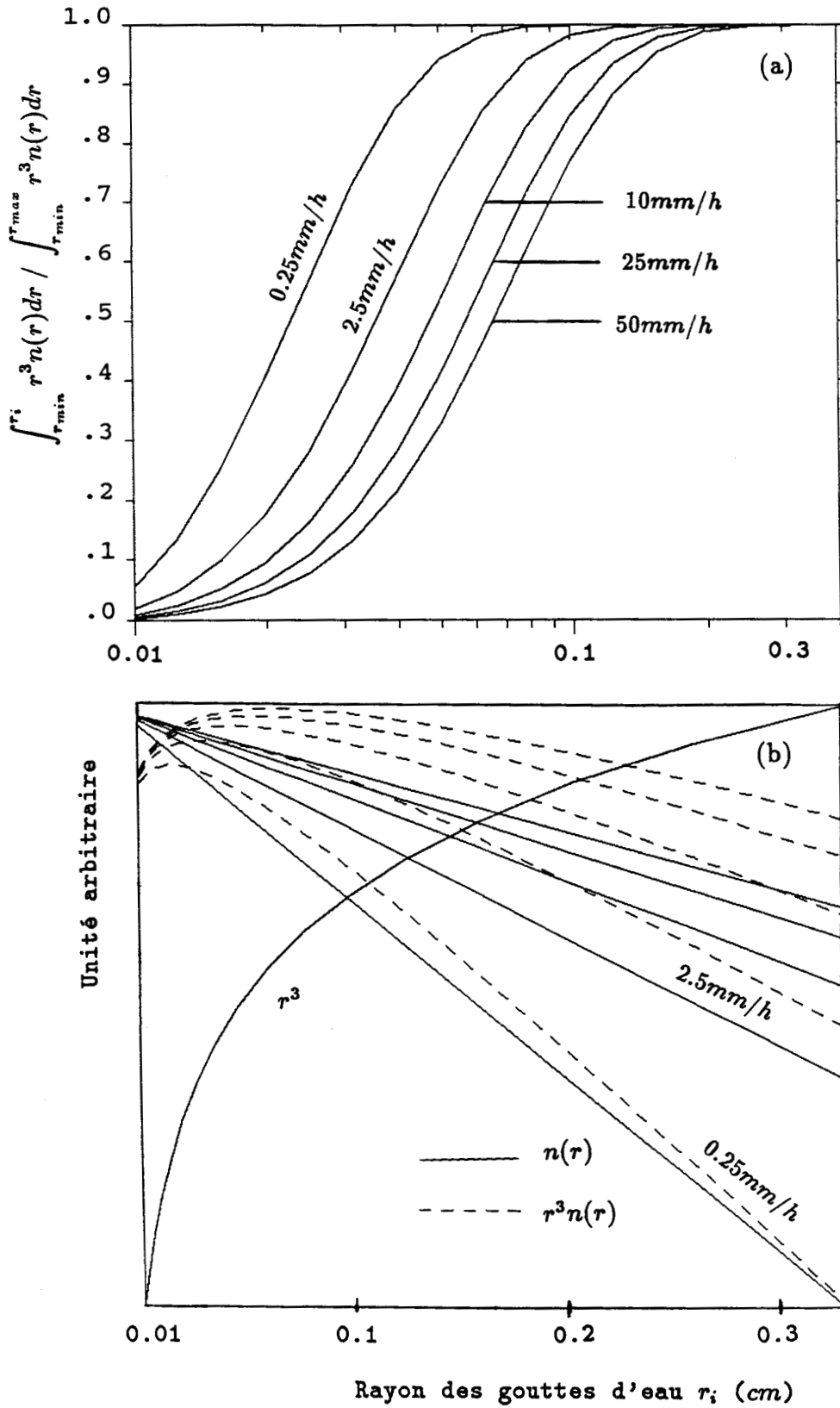


Fig.4.25 Rapport  $\int_{r_{\min}}^{r_i} r^3 n(r) dr / \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^3 n(r) dr$ ,  $n(r)$ ,  $r^3$  et  $r^3 n(r)$  en fonction du rayon des gouttes d'eau pour cinq valeurs du taux de pluie et pour la granulométrie de M-P.

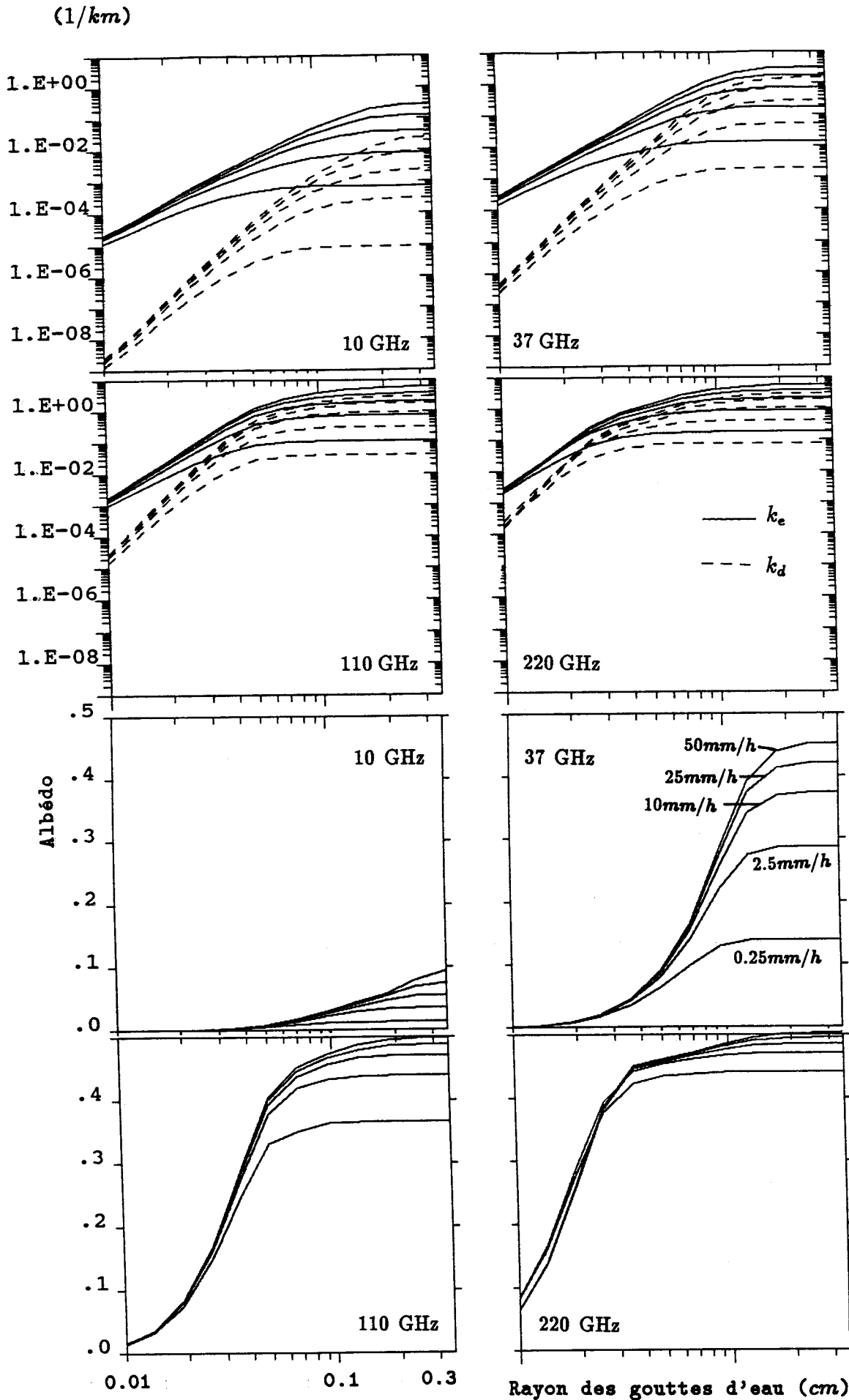


Fig.4.26 Coefficients d'extinction  $k_e$  et de diffusion  $k_d$  et albédo ( $k_d/k_e$ ) suivant la dimension des gouttes d'eau pour cinq valeurs du taux de pluie.

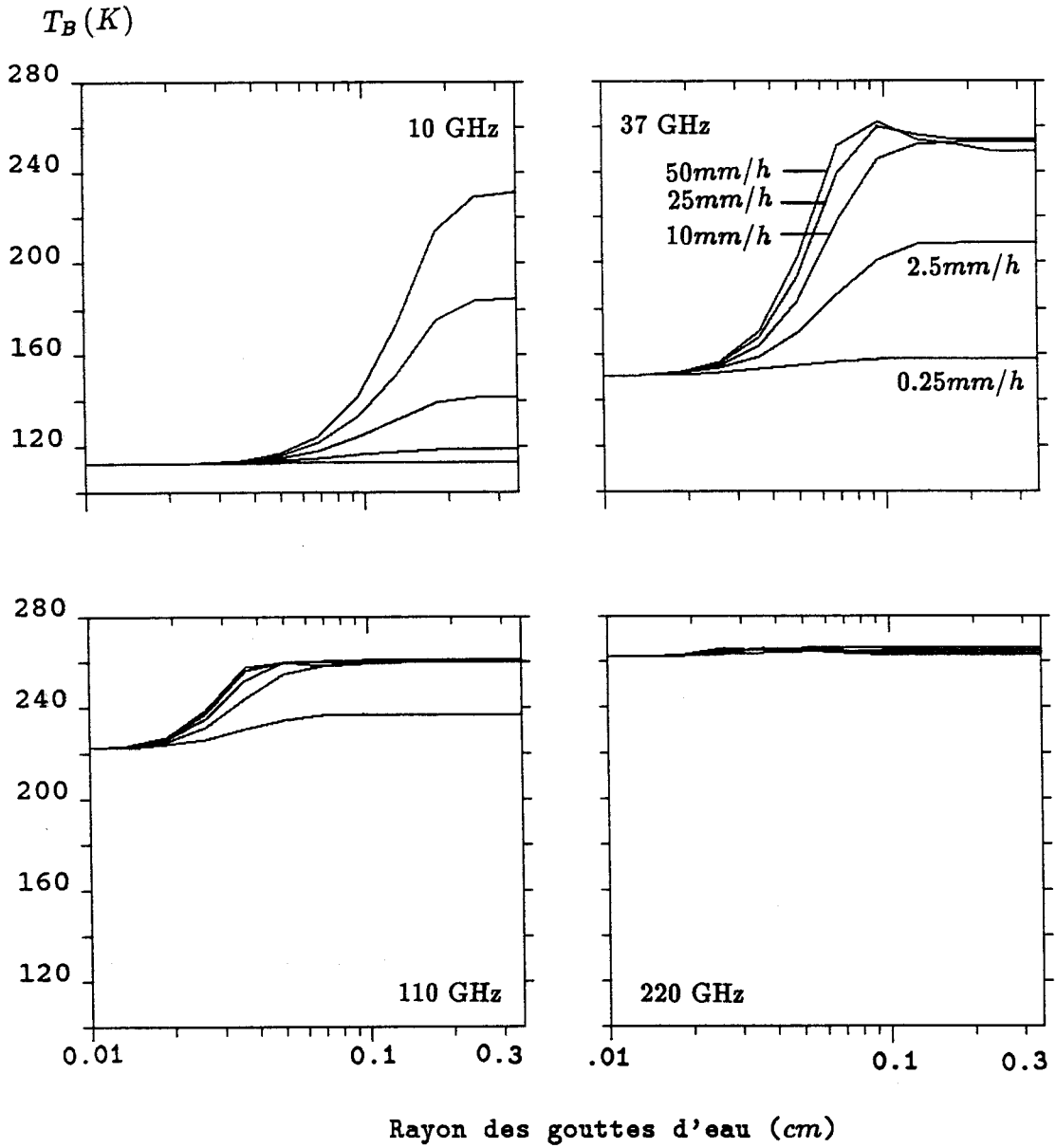
sont comparables même aux faibles taux de précipitations.

La Figure 4.27 montre les températures de brillance  $T_B$  en fonction du rayon des gouttes d'eau  $r_i$ .

On remarque qu'à 10 GHz et pour des taux de précipitations pas trop faibles, la température de brillance commence à croître rapidement pour un rayon d'environ 300  $\mu m$ . Cela signifie que dans la granulométrie M—P, les petites gouttes d'eau de rayon inférieur à 300  $\mu m$  n'ont pratiquement pas d'effet sur la température de brillance malgré leur grand nombre. Par ailleurs, La température de brillance ne croît guère pour les très larges rayons. Cela s'explique par le fait que le nombre des grosses gouttes est très faible dans la granulométrie.

A 37 et 110 GHz, on peut faire les mêmes remarques qu'à 10 GHz, mais la gamme de rayons qui influencent les signaux est déplacée vers les faibles rayons.

A 220 GHz, les effets d'absorption et de diffusion sont toujours tellement importants que les signaux sont saturés, même aux très faibles taux de pluie et pour une faible partie de particules dans la granulométrie.



**Fig.4.27** Variation des températures de brillance aux quatre fréquences en fonction du rayon des gouttes d'eau.

#### 4.4 SENSIBILITE DES SIGNAUX AUX PARAMETRES DU SPECTRE GRANULOMETRIQUE

Dans les deux sections précédentes, nous n'avons considéré que les dix granulométries figurant dans le Tableau 2.3 pour les nuages dits 'typiques' et la granulométrie de M—P pour les précipitations. Mais il est vrai que la granulométrie dans les nuages non-précipitants ou précipitants peut être très différente de celle modélisée. La question que nous nous posons ici est de savoir si l'énergie reçue par radiométrie micro-onde est affectée par la variation des granulométries, les contenus en eau liquide déduits restant constants.

Pour la commodité des calculs mathématiques, nous retenons pour le spectre granulométrique la distribution gamma modifiée:

$$n(r) = ar^\alpha \exp(-br).$$

De plus, nous remplaçons le paramètre  $b$  par  $\alpha/r_c$  où  $r_c$  est le rayon modal ayant un sens physique clair. Nous faisons alors varier  $\alpha$  et  $r_c$  pour observer les sensibilités radiométriques à ces deux paramètres.

Il apparait en effet que la variation des paramètres granulométriques affecte les températures de brillance simulées à travers les coefficients d'extinction volumique  $k_e$  et de diffusion volumique  $k_d$ .

La Figure 4.28 présente les coefficients d'extinction et de diffusion à 110 GHz en fonction du rayon modal pour quatre valeurs de  $\alpha$ : 2, 4, 6 et 8. Il faut noter que la granulométrie ainsi que les coefficients sont normalisés à une valeur du  $LWC$  de  $1 \text{ gm}^{-3}$ .

On remarque sur cette Figure que le coefficient de diffusion  $k_d$  croît rapidement avec le rayon modal puis tend à décroître pour les grands rayons modaux. La croissance rapide du  $k_d$  est provoquée par l'augmentation du nombre des grosses

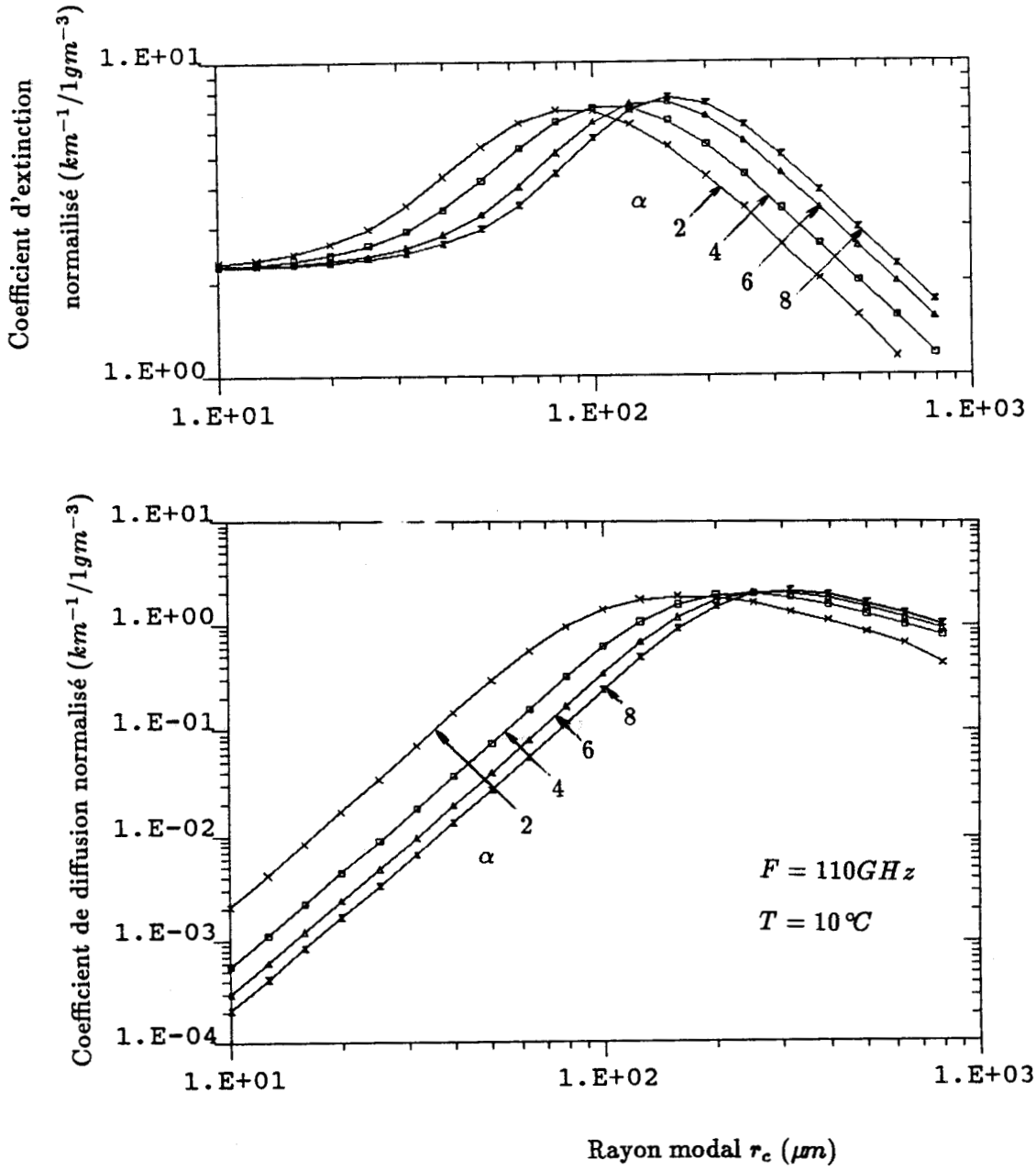
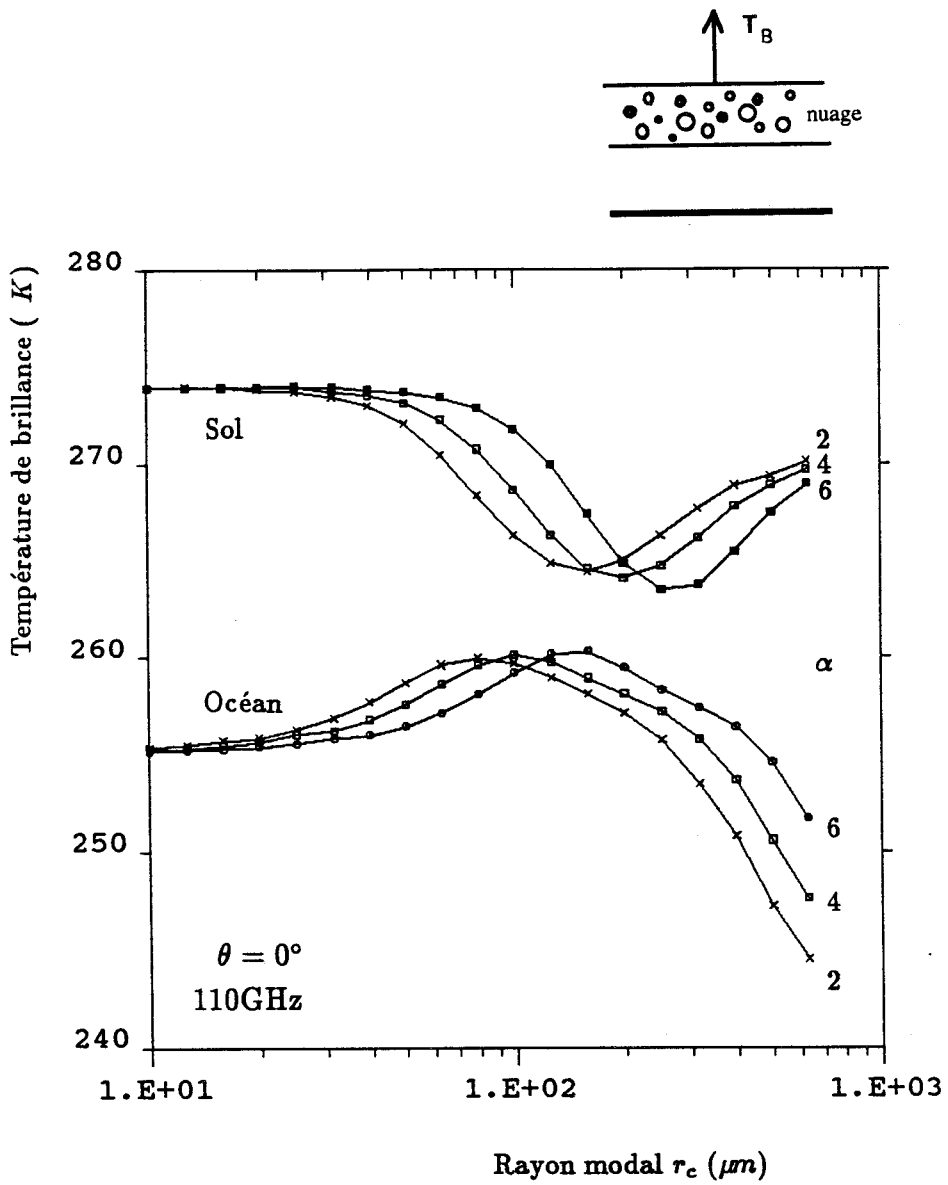


Fig.4.28 Coefficients d'extinction et de diffusion en fonction du rayon modal pour  $1 gm^{-3}$  du contenu en eau liquide et pour diverses valeurs de  $\alpha$ .

gouttes qui sont des diffuseurs efficaces; la décroissance pour les très grandes valeurs du rayon modal provient de la diminution du nombre total de la granulométrie (Celui-ci doit beaucoup diminuer si le rayon modal augmente pour que le  $LWC$  reste constant). Pour le coefficient d'extinction, on trouve d'abord une insensibilité pour les rayons petits et puis deux régimes successifs de croissance et de décroissance pour les grands rayons modaux. Le rayon modal pour lequel le coefficient d'extinction commence à être sensible à la variation des paramètres granulométriques est une fonction de la fréquence: il est plus grand si la fréquence est plus basse. En outre, on remarque que les coefficients  $k_e$  et  $k_d$  sont sensibles non seulement au rayon modal mais aussi au paramètre  $\alpha$ . Pour les mêmes valeurs du  $LWC$  et  $r_c$ , la distribution granulométrique devient plus plate si  $\alpha$  est plus petit. Cela produit deux effets tout à fait inverses dans les deux régimes de  $k_e/r_c$  et  $k_d/r_c$ .

Les courbes tracées sur la Figure 4.29 représentent les simulations des températures de brillance  $T_{Bs}$  à 110 GHz en fonction du  $r_c$  pour trois valeurs de  $\alpha$  sur l'océan (en bas) et sur la terre (en haut). La couche du nuage de l'épaisseur de 1 km se trouvant entre les altitudes de 1 à 2 km dans une atmosphère standard. Les simulations montrent que la température de brillance  $T_B$  est sensible aux paramètres  $\alpha$  et  $r_c$  si celui-ci dépasse un seuil de taille. On peut remarquer aussi que la variation de  $T_B$  suivant les paramètres  $r_c$  et  $\alpha$  présente des comportements inverses sur les deux surfaces différentes. Sur l'océan,  $T_B$  varie avec  $r_c$  et  $\alpha$  de la même façon que le coefficient d'absorption; sur la terre, la variation de  $T_B$  suit une tendance tout à fait inverse.

Les simulations aux autres fréquences nous ont donné des résultats identiques, mais la sensibilité commence à être significative aux  $r_c$  plus petits pour les fréquences plus élevées.



**Fig.4.29** Températures de brillance en fonction du rayon modal  $r_c$  au-dessus de l'océan et du sol et pour diverses valeurs de  $\alpha$ .



#### 4.5 CONCLUSIONS

Les études de sensibilité de la température de brillance monochromatique aux paramètres de nuage ou de précipitation nous amènent aux conclusions suivantes:

— Un radiomètre micro-onde possède la capacité de mesurer le contenu total en eau liquide  $TLWC$  dans les nuages. Pour réaliser cette mesure, une fréquence d'environ 90 GHz semble être optimale si les nuages ne sont pas très denses et s'ils ne sont constitués que de gouttelettes d'eau liquide. Pour estimer le contenu total en eau liquide  $TLWC$  dans les nuages denses ou dans les nuages contenant des particules de glace, il vaut mieux utiliser une fréquence autour de 35 GHz. Les méconnaissances ou incertitudes sur les autres paramètres géophysiques peuvent avoir des influences importantes sur la mesure du  $TLWC$ .

— L'estimation du taux de précipitations  $R$  peut être réalisée sur les océans à partir des mesures radiométriques à basses fréquences grâce au régime de croissance de la relation  $T_B—R$ . Pour ce qui est des hautes fréquences, la relation  $T_B—R$  présente un large régime de décroissance sur tous les types de surface malgré une différence de sensibilité. Cette décroissance dépend essentiellement de la présence des particules de glace, c'est-à-dire de leur forme, leur dimension et de leur densité. Elle constitue une méthode indirecte pour l'estimation des précipitations et pour la détection des zones précipitantes. Cette méthode indirecte s'applique aussi bien sur l'océan que sur les terres émergées.

— Compte tenu des influences de l'eau liquide nuageuse et de la glace sur la relation  $T_B—R$ , ce sont les basses fréquences qui sont, en dépit de leur faible résolution spatiale, optimales pour déterminer les précipitations par radiométrie micro-onde.

— Il existe aussi une possibilité de restitution des paramètres granulométriques de nuages denses ou précipitants à partir des données radiométriques. Il semble

donc être possible de suivre le processus de développement au sein des nuages au moyen d'un radiomètre installé au sol ou embarqué à bord d'un avion.

Enfin, il est à noter que ce chapitre ne concerne que les études de sensibilité des signaux en ignorant la limitation réelle de la résolution spatiale du radiomètre ainsi que le problème de la répartition hétérogène du champ de ces paramètres. En réalité, l'inversion des données radiométriques ne peut être réalisée que si l'on tient compte de la répartition de champ des paramètres dans le champ de vue du radiomètre. Le problème du remplissage partiel du champ de vue par la cellule de précipitation a été abordé par certains auteurs (par exemple Millet (1984), Kummerow et Weinman (1988), Short et North (1990), Chiu *et al.* (1990)).

CHAPITRE V

ETUDE DE L'INVERSION DES PARAMETRES  
NUAGEUX A PARTIR DES MESURES DU  
SONDEUR MICRO-ONDE METEOSAT

## 5.1 R A P P E L D E S O B J E C T I F S

Les nuages jouent un rôle très important dans le bilan énergétique et la dynamique de l'atmosphère. Les informations sur les nuages sont indispensables, par exemple, dans les modèles de la circulation générale et les modèles radiatifs. Ces deux dernières décennies, différents auteurs se sont attachés à déterminer la hauteur du sommet des nuages et leur nébulosité dans une grande diversité de conditions atmosphériques à partir des sondages radiométriques dans le visible et dans l'infrarouge. Mais dans ces domaines spectraux, on rencontre de grandes difficultés pour exploiter les moyens ou techniques mis en oeuvre pour restituer d'autres paramètres nuageux du fait l'opacité des nuages dans le visible et dans l'infrarouge.

Les nuages sont transparents ou semi-transparentes à certaines fréquences micro-ondes. Cela nous fait penser que l'on peut mieux observer l'intérieur des nuages dans le domaine des micro-ondes que dans le visible ou l'infrarouge. Des corrélations existent entre les signaux radiométriques micro-ondes et les paramètres nuageux. Récemment, la radiométrie micro-onde a été largement utilisée par de nombreux auteurs pour estimer le contenu en eau liquide (Staelin *et al.*, 1976; Grody, 1976; etc.), l'épaisseur du nuage (Pandey *et al.*, 1983) et d'autres paramètres nuageux.

On a vu dans le chapitre précédent que les fréquences micro-ondes autour de 110 GHz étaient sensibles aux paramètres de nuages: le contenu total (ou intégré) en eau liquide, la hauteur du nuage ainsi que le contenu en eau liquide, la température au sommet du nuage, l'épaisseur du nuage et la température moyenne du nuage.

Ici, on cherchera à établir des algorithmes d'inversion pour déterminer ces paramètres nuageux à l'aide de la méthode statistique en utilisant cinq canaux du radiomètre MMS. On se limitera aux observations au-dessus des océans des

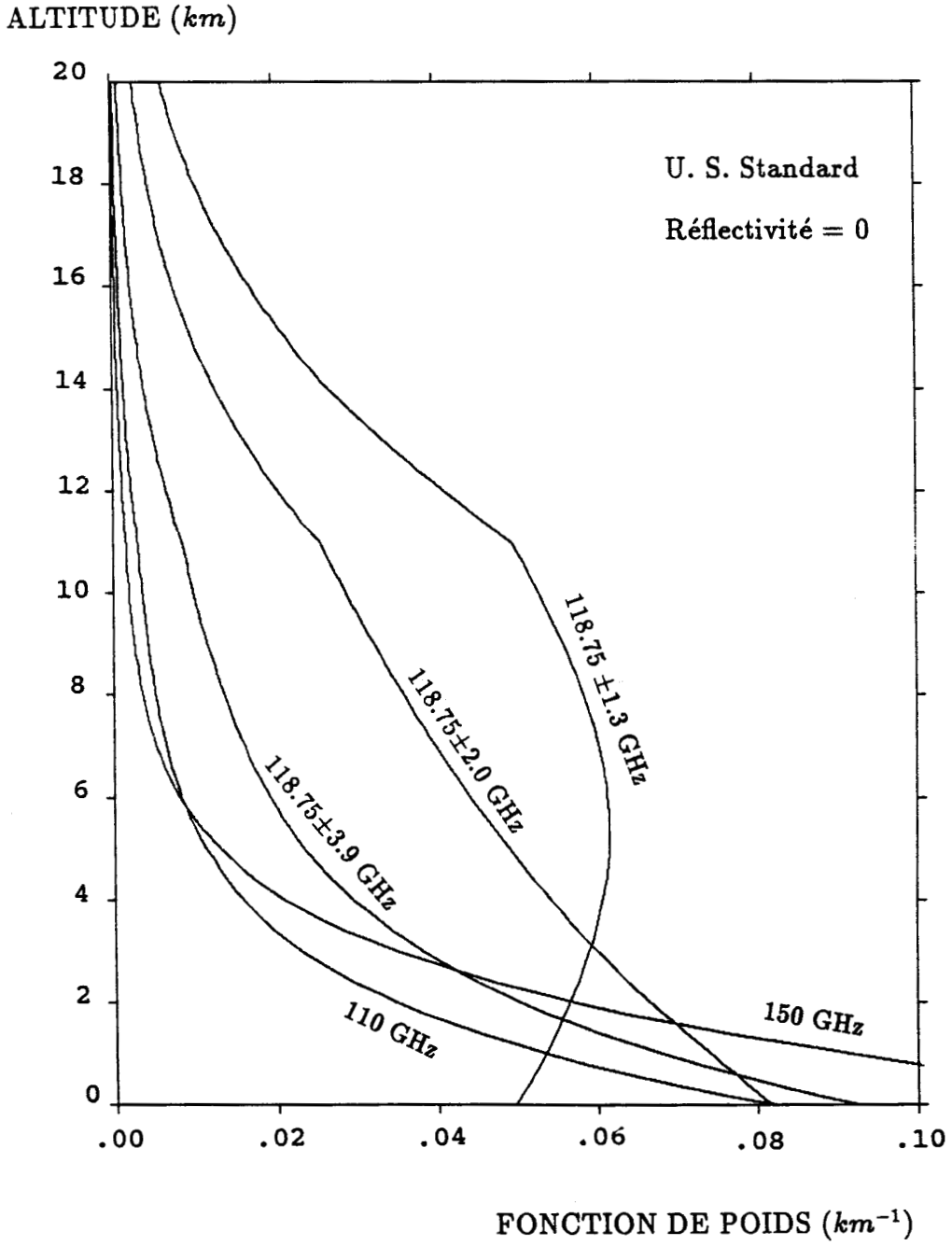
nuages constitués uniquement de gouttelettes d'eau liquide car l'effet des nuages de glace aux fréquences à 110 GHz est plus complexe.

## 5.2 DESCRIPTION DU RADIOMETRE MMS

Le MMS (Meteosat Microwave Sounder) est un radiomètre destiné à être embarqué sur le satellite METEOSAT de seconde génération (Chédin *et al.*, 1986; Prigent-Benoit, 1988). Ce radiomètre comprend dix canaux: les six proches la résonance de l'oxygène à 118.75 GHz sont particulièrement adaptés à la restitution des profils atmosphériques de température; les quatre autres canaux, celui à 150 GHz et les trois près de la forte résonance de la vapeur d'eau à 183.25 GHz déterminent les profils de vapeur d'eau. Le MMS est conçu pour compléter le sondeur infrarouge surtout en présence des nuages.

Grâce à leurs assez fortes sensibilités et à leur propriété de semi-transparence, on peut utiliser certains canaux du MMS pour restituer certains paramètres des nuages. Pour cela, on élimine les trois canaux proches de 183.25 GHz qui sont très sensibles aux variations de la vapeur d'eau. Les deux canaux à  $118.75 \pm 0.33$  et  $118.75 \pm 0.65$  GHz sont également hors de considération puisqu'ils n'observent que la stratosphère et la haute troposphère, ils ne sont pas sensibles à la présence des nuages dans la moyenne et basse troposphère.

La Figure 5.1 représente les fonctions de poids des cinq canaux que nous avons adoptés dans l'algorithme d'inversion pour remonter aux paramètres nuageux. On garde les trois canaux à 110,  $118.75 \pm 3.9$  et 150 GHz qui observent la surface en ciel clair; mais leurs sensibilités aux variations de température et d'humidité atmosphérique sont différentes. En atmosphère nuageuse, on peut estimer que ces trois canaux sont influencés par les nuages. Le canal à  $118.75 \pm 2.0$  GHz est sensible aux effets de la surface terrestre, des nuages et de l'atmosphère (basse et



**Fig.5.1** Profils des fonctions de poids pour les cinq canaux utilisés.

moyenne troposphère); l'énergie dans ce canal dépend ainsi de ces trois facteurs. Le canal à  $118.75 \pm 1.3$  GHz dont la fonction de poids présente son pic au niveau de la troposphère moyenne est presque complètement opaque pour la surface terrestre; il nous renseigne essentiellement sur l'effet de l'atmosphère au-dessus des nuages (sauf pour les nuages très élevés). La combinaison de ces cinq canaux permet alors de corriger une certaine partie des effets de l'atmosphère et de la surface dans l'algorithme d'inversion des paramètres de nuage. Pour alléger l'écriture, on numérote, dans la suite, ces cinq canaux de 1 à 5 dans l'ordre suivant: 110,  $118.75 \pm 3.9$ ,  $118.75 \pm 2.0$ ,  $118.75 \pm 1.3$  et 150 GHz.

L'établissement de l'algorithme d'inversion sera réalisé en utilisant la méthode statistique d'inversion.

### 5.3 PRINCIPLE DE LA METHODE STATISTIQUE D'INVERSION

La méthode statistique consiste en une régression multi-linéaire qui lie un paramètre géophysique quelconque aux mesures radiométriques dans certains canaux. Cette méthode a été appliquée pour la première fois par Waters *et al.* (1975) au problème de la restitution du profil de température atmosphérique à partir de mesures de températures de brillance (dans la bande d'absorption de l'oxygène aux alentours de 60 GHz. Par la suite, cette méthode a été adoptée par plusieurs auteurs (Chang et Wilheit, 1979; Wilheit et Chang, 1980; Chang et Milman, 1982; Pandey *et al.*, 1983; par exemple) pour inverser certains paramètres géophysiques à partir des mesures NEMS et SMMR.

En pratique, l'algorithme d'inversion est obtenu en effectuant une régression multi-linéaire entre le paramètre à inverser et les températures de brillance ob-

servées ou calculées. L'algorithme est de la forme

$$p = a_0 + \sum a_j f(T_{Bj}), \quad (5.1)$$

où  $p$  est le paramètre géophysique à inverser,  $a_0$  l'ordonnée,  $a_j$  les coefficients de prédicteurs  $f(T_{Bj})$ , et où l'indice  $j$  désigne le canal de mesures.  $f(T_{Bj})$ , la fonction de température de brillance si judicieusement choisie, peut mitiger la nonlinéarité du problème et permet l'obtention d'une meilleure corrélation.

#### 5.4 CREATION D'UNE BANQUE DE DONNEES PRECALCULEES

Etant données les fonctions de  $T_{Bj}$ , l'ordonnée  $a_0$  et les coefficients  $a_j$  sont obtenus en appliquant la régression multi-linéaire à un ensemble de données de paramètres et de  $T_{Bs}$  correspondantes.

Puisque nous ne disposons pas de mesures radiométriques dans les canaux utilisés ici ni même de mesures coïncidentes des paramètres nuageux, nous allons construire une banque de données artificielles.

Nous combinons tous les modèles d'atmosphère et de nuage (Tab.2.2 et Tab.2.3). Il est sous entendu que dans la couche nuageuse l'air est saturé en vapeur d'eau. Les nuages de température inférieure à  $-40\text{ }^\circ\text{C}$  sont exclus dans la combinaison des modèles (des nuages élevés dans l'atmosphère froide) parce que ce sont des nuages de glace.

Les altitudes du sommet et de la base du nuage sont obtenues par un générateur de nombre aléatoire autour des valeurs données par le modèle.

Le contenu en eau liquide varie dans la gamme de  $0.01$  à  $2\text{ gm}^{-3}$ , la température de la surface de la mer évolue de  $270$  à  $305\text{ K}$  et enfin la vitesse du vent sur la surface océanique souffle à une vitesse comprise entre  $0$  à  $30\text{ m/s}$ .



Les corrélations entre ces paramètres d'entrée sont ainsi faibles.

A partir de la combinaison de ces modèles et des paramètres d'entrée, les températures de brillance  $T_B$  dans cinq canaux ont été calculées en utilisant notre code. Le bruit instrumental est simulé par un signal gaussien. Ce signal, fabriqué par un générateur du nombre aléatoire ayant une distribution gaussienne est ajouté aux températures de brillance précalculées.

Dans le Tableau 5.1 figurent les valeurs moyennes et les écarts types des sept paramètres d'entrée, six concernant les nuages et un (dernière ligne) étant la température de la surface océanique qui est considérée comme un paramètre supplémentaire à inverser.

TABLEAU 5.1 — Statistiques des données artificielles

Paramètre	Ab	Vm	Et	Mm
Contenu total en eau liquide ( $gcm^{-2}$ )	<i>TLWC</i>	.0315	.0393	0.14
Contenu en eau liquide ( $gm^{-3}$ )	<i>LWC</i>	0.345	0.30	2.0
Altitude du sommet du nuage ( <i>km</i> )	<i>H<sub>som</sub></i>	2.67	1.655	7.0
Epaisseur du nuage ( <i>km</i> )	$\Delta H$	0.938	0.619	3.0
Température du sommet ( $^{\circ}C$ )	<i>T<sub>som</sub></i>	0.75	12.61	60.
Température moyenne du nuage ( $^{\circ}C$ )	<i>T<sub>moy</sub></i>	3.27	12.21	50.
Température de surface ( <i>K</i> )	<i>SST</i>	287.8	10.03	35.

Ab : Abréviation

Vm : Valeur moyenne

Et : Ecart type

Mm : Max-min

5.5 R E S U L T A T S E T V E R I F I C A T I O N

Lorsque la banque de données précalculées est disponible, les coefficients dans les équations d'inversion (éq.5.1) peuvent être déterminés par une régression multi-linéaire.

Les fonctions de  $T_{Bj}$  ont été choisies de façon à ce que le coefficient de corrélation entre le paramètre et les températures de brillance soit le plus grand possible. Les quatre paramètres,  $H_{som}$ ,  $T_{som}$ ,  $T_{moy}$  et  $SST$  se trouvent bien corrélés aux  $T_{Bj}$ ; les trois autres ( $TLWC$ ,  $LWC$  et  $\Delta H$ ) sont plutôt liés aux fonctions  $\ln(T_0 - T_{Bj})$ . Puisque la valeur de  $T_0$  affecte peu le coefficient de corrélation, on l'a fixée à 300. En vue d'obtenir les meilleures corrélations, les fonctions  $T_{Bj}$  et  $\ln(300 - T_{Bj})$  sont toutes les deux utilisées dans l'algorithme d'inversion.

TABLEAU 5.2 — Résultats de la régression multi-linéaire

Fonctions de prédiction	$LWC$ ( $gm^{-3}$ )	$TLWC$ ( $gcm^{-2}$ )	$H_{som}$ ( $km$ )	$\Delta H$ ( $km$ )	$T_{som}$ ( $^{\circ}C$ )	$T_{moy}$ ( $^{\circ}C$ )	$SST$ ( $K$ )
Ordonnée	-94.869	-8.9573	425.56	58.124	-1284.6	-941.68	-2193.4
$T_{B1}$	-0.7461	-0.1079	4.500	0.0905	-14.165	-13.098	-20.367
$T_{B2}$	1.724	0.2792	-8.747	-0.0355	25.756	24.179	46.135
$T_{B3}$	-1.919	-0.3538	8.355	-0.6071	-23.080	23.274	-53.350
$T_{B4}$	1.1817	0.2049	-5.023	0.2946	14.891	-14.534	31.785
$T_{B5}$	-0.1173	-0.0155	0.351	0.0583	-1.467	-1.055	-0.711
$\ln(300-T_{B1})$	-41.213	-7.787	134.11	-15.022	-530.47	-544.03	-912.09
$\ln(300-T_{B2})$	87.272	17.954	134.61	38.185	916.44	966.29	2061.02
$\ln(300-T_{B3})$	-97.868	-21.880	244.72	-61.477	-766.12	-891.91	-2849.40
$\ln(300-T_{B4})$	74.250	14.287	-244.66	28.620	784.12	801.92	2088.00
$\ln(300-T_{B5})$	-7.125	-0.8327	38.01	4.027	-219.25	-188.84	-11.89
$\mathcal{R}$	0.798	0.870	0.689	0.586	0.870	0.883	0.733
Ecart type	0.241	0.021	1.03	0.57	5.27	4.56	6.64

Les résultats de la détermination des coefficients des équations d'inversion pour les sept paramètres sont rassemblés dans le Tableau 5.2. On peut trouver dans ce même Tableau les coefficients de corrélation et les écarts types correspondant

aux deux dernières lignes.

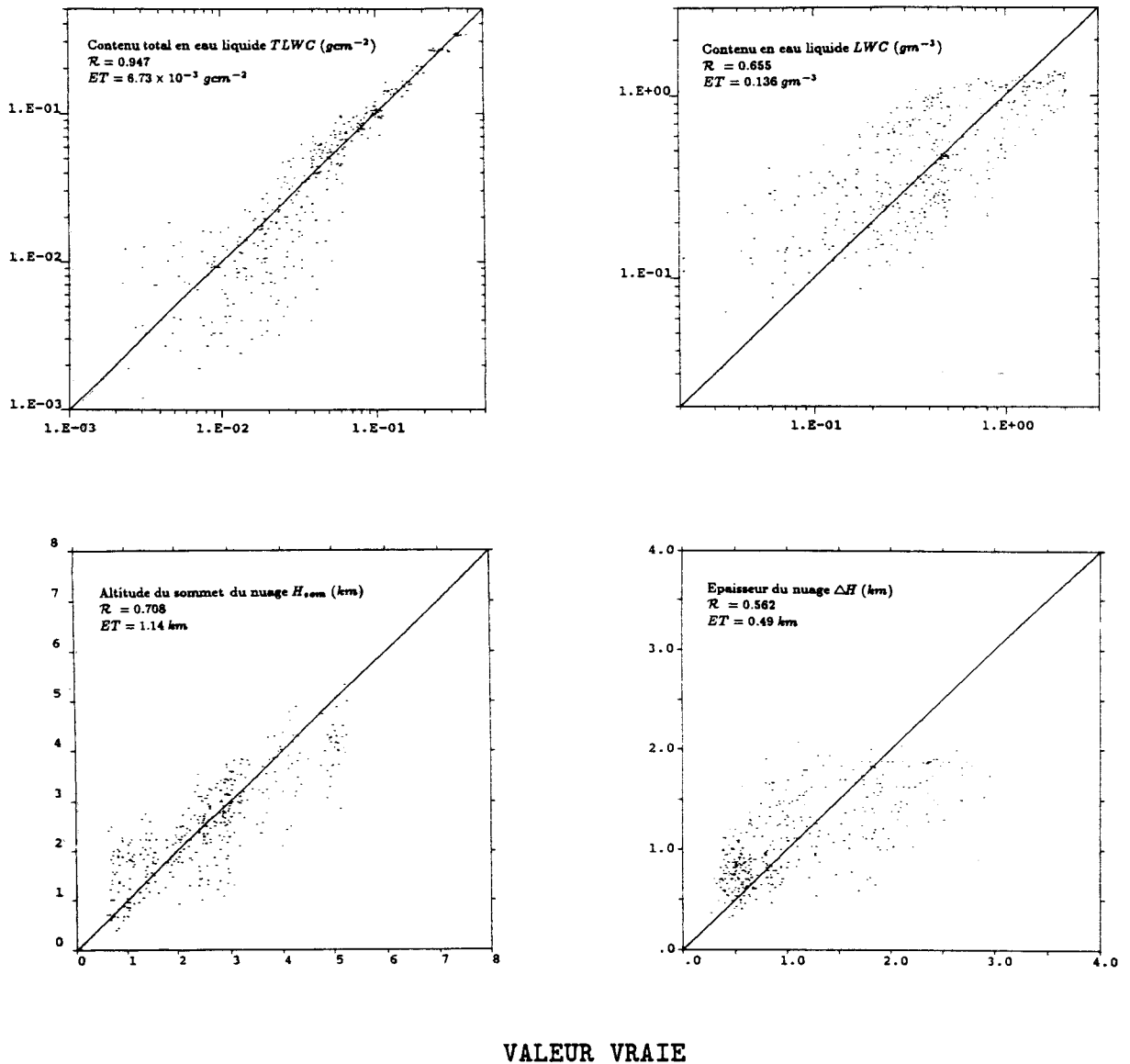
On peut écrire l'algorithme d'inversion sous forme matricielle:

$$\begin{pmatrix} LWC \\ TLWC \\ H_{som} \\ \Delta H \\ T_{som} \\ T_{moy} \\ SST \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -94.869 \\ -8.9573 \\ 425.56 \\ 58.124 \\ -1284.6 \\ -941.68 \\ -2193.4 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -0.746 & 1.724 & -1.919 & 1.182 & -0.117 \\ -1.080 & 0.2792 & -3.538 & 0.2049 & -0.0155 \\ 5.500 & -8.747 & 8.355 & -5.023 & 0.3505 \\ .0905 & -.0355 & -.6071 & .2946 & 0.0583 \\ -14.165 & 25.765 & -23.08 & 14.891 & -1.467 \\ -13.098 & 24.179 & 23.274 & -14.534 & -1.055 \\ -20.367 & 46.135 & -53.35 & 31.785 & -.7112 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_{B1} \\ T_{B2} \\ T_{B3} \\ T_{B4} \\ T_{B5} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -41.213 & 87.272 & -97.868 & 74.250 & -7.125 \\ -7.7869 & 17.954 & -21.880 & 14.287 & -.8327 \\ 134.11 & 134.61 & 244.72 & -244.66 & 38.013 \\ -15.022 & 38.185 & -61.477 & 28.620 & 4.027 \\ -530.47 & 916.44 & -766.12 & 784.12 & -219.25 \\ -540.03 & 966.29 & -891.91 & 801.92 & -188.84 \\ -912.09 & 2061.0 & -2849.4 & 2088.0 & -11.89 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ln(300 - T_{B1}) \\ \ln(300 - T_{B2}) \\ \ln(300 - T_{B3}) \\ \ln(300 - T_{B4}) \\ \ln(300 - T_{B5}) \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

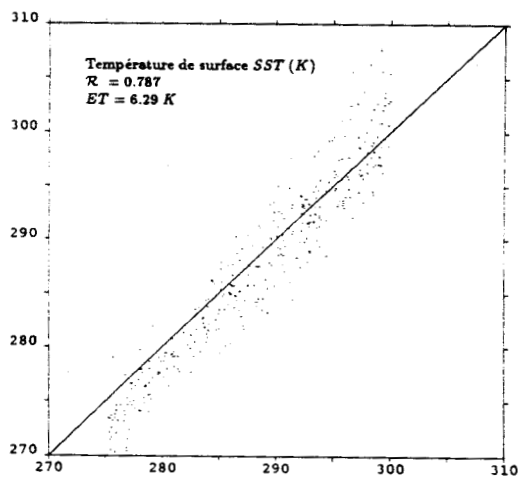
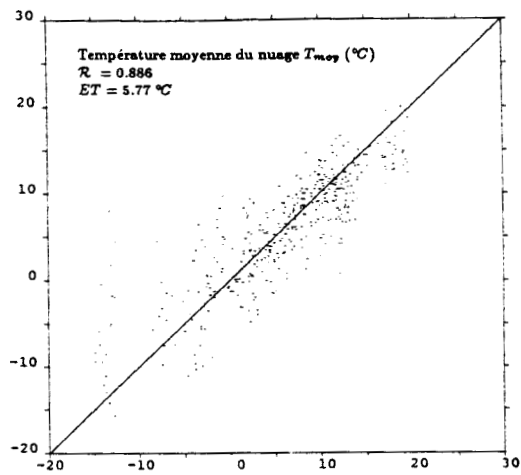
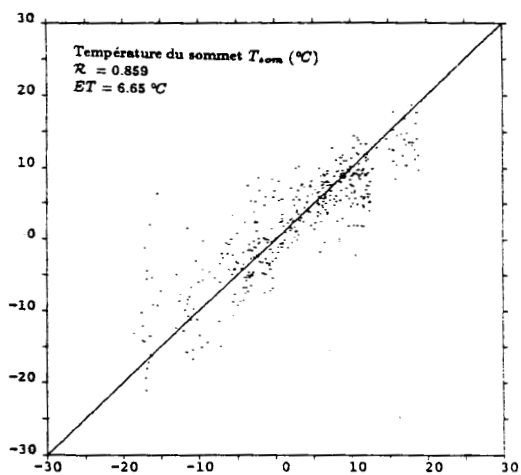
Pour la même raison déjà exposée dans la section précédente, nous ne pouvons vérifier et tester l'algorithme que par une autre base de données artificielles qui est indépendante de celle utilisée.

Les Figures 5.2 représentent successivement pour les sept paramètres les comparaisons des valeurs inversées et des valeurs dites "vraies". Les valeurs "vraies" étant celles fournies dans la simulation des  $T_{Bs}$  dans les cinq canaux. Sur ces figures, on remarque que dans l'ensemble, l'inversion à l'aide de l'algorithme (éq.5.2) donne avec une précision assez bonne des informations sur les six paramètres nuageux bien que la dispersion soit assez importante.

VALEUR INVERSEE



**Fig.5.2** Comparaison entre les valeurs d'entrée initiales (dites "vraies") et les valeurs inversées à l'aide de l'algorithme général (éq.5.2). Sur ces figures on peut trouver les valeurs du coefficient de corrélation  $R$  et de l'écart-type  $ET$  pour chaque paramètre.



(suite de la Figure 5.2)

Les coefficients de corrélation  $\mathcal{R}$  et les écarts types  $ET$  pour ces sept couples de paramètres "vrais" et inversés se trouvent dans le Tableau 5.3.

TABLEAU 5.3 — Valeurs du Coefficient de corrélation  $\mathcal{R}$   
et de l'écart-type  $ET$

	$LWC$	$TLWC$	$H_{som}$	$\Delta H$	$T_{som}$	$T_{moy}$	$SST$
$\mathcal{R}$	0.655	0.947	0.708	0.562	0.859	0.886	0.610
$ET$	0.136	6.73E-3	1.14	0.49	6.65	5.77	6.29

En comparant les coefficients de corrélation, on peut constater que les précisions d'inversion de ces sept paramètres sont différentes. D'après l'étude de sensibilité (cf. §4.1), ce résultat était prévisible. Plus la sensibilité des signaux  $T_{BS}$  à un paramètre est grande, plus la corrélation entre  $T_{BS}$  et ce paramètre est importante; celui-ci peut donc être plus précisément restitué à partir des  $T_{BS}$ .

Par exemple, si on regarde le contenu total en eau liquide  $TLWC$ , on voit qu'une quantité intégrée du contenu en eau liquide  $LWC$  sur l'épaisseur du nuage  $\Delta H$  possède une corrélation plus étroite que ces deux derniers paramètres ( $LWC$  et  $\Delta H$ ) pris individuellement.

Les températures de brillance  $T_{BS}$  sont très sensibles aux températures du sommet  $T_{som}$  et moyenne  $T_{moy}$  du nuage puisque celles-ci ont un effet double sur les températures de brillance: le premier direct (l'émission d'une couche est proportionnelle à sa température physique; voir (éq.2.29) et (éq.2.30)), le second indirect à travers le coefficient d'absorption. Donc, les trois paramètres  $TLWC$ ,  $T_{som}$  et  $T_{moy}$  ont été mieux inversés à partir des  $T_{BS}$  dans les cinq canaux.

Pour la température de surface de la mer  $SST$ , la présence des nuages ne permet naturellement pas d'avoir une inversion aussi précise que dans le cas d'un ciel clair.

## 5.6 AMELIORATION DE L'ALGORITHME

L'algorithme (éq.5.2) est un algorithme général qui peut s'appliquer à toutes les situations d'atmosphère et de surface de l'océan. D'après l'étude de sensibilité du chapitre 4, la relation entre un paramètre à inverser ici et les températures de brillance aux fréquences poches de 110 GHz est aussi influencée par d'autres facteurs, par exemple un autre paramètre à inverser, le type d'atmosphère et la vitesse du vent à la surface. Ce sont ces influences qui produisent une grande partie des dispersions de l'inversion (voir Fig. 5.2).

Une voie possible pour réduire les dispersions consiste à utiliser les paramètres extérieurs comme prédicteurs. Par exemple, la température du sommet du nuage ainsi que la hauteur du sommet du nuage peuvent être déterminées par la radiométrie infrarouge (Smith et Platt, 1979; Chahine, 1982; Yeh et Liou, 1982; Eyre et Menzel, 1989; par exemple). Les informations sur la vitesse du vent et la température de surface océanique peuvent également être obtenues à partir des mesures radiométriques aux basses fréquences micro-ondes du SMMR ou SSM/I (Wilheit, et al, 1984; par exemple).

Une autre méthode pour améliorer l'algorithme est de se restreindre à des conditions moins variées. Cette méthode est réalisable puisque l'on dispose toujours des informations du moment et de la position géographique des mesures satellitaires. Donc on connaît approximativement le type d'atmosphère.

Nous allons établir un algorithme d'inversion à domaine de validité plus restreint, c'est-à-dire pour des atmosphères tempérées. Pour cela, nous conservons seulement les modèles d'atmosphère subtropical hiver (A3), moyenne latitude été (A4), subarctique été (A6) et U.S. standard (A8). Nous avons alors un nouvel ensemble de modèles géophysiques en combinant ces 4 modèles d'atmosphère avec dix modèles de nuage et des modèles de surface. La température de surface varie cette fois de 278 à 300 K.

Le Tableau (5.4) présente le résultat de la régression.

TABLEAU 5.4 — Résultats de la régression multi-linéaire

Fonctions de prédiction	$LWC$ ( $gm^{-3}$ )	$TLWC$ ( $gcm^{-2}$ )	$H_{som}$ ( $km$ )	$\Delta H$ ( $km$ )	$T_{som}$ ( $^{\circ}C$ )	$T_{moy}$ ( $^{\circ}C$ )	$SST$ ( $K$ )
Ordonnée	-41.701	-3.7096	243.71	47.41	-395.0	-52.34	-1741.0
$T_{B1}$	-0.5337	-0.0353	3.982	0.481	-8.898	-5.530	-16.73
$T_{B2}$	1.1654	0.1096	-7.228	-0.904	12.690	5.672	37.84
$T_{B3}$	-1.4239	-0.1305	6.406	1.099	-5.603	2.703	-44.13
$T_{B4}$	0.8305	0.0693	-3.462	-0.726	2.884	-2.351	25.71
$T_{B5}$	7.52E-3	-0.0095	-0.025	-1.32E-3	-0.104	0.073	-0.287
$\ln(300-T_{B1})$	-31.97	-4.984	96.83	1.624	-297.2	-224.6	-680.7
$\ln(300-T_{B2})$	63.26	11.410	-135.6	-1.647	325.7	173.4	1548.4
$\ln(300-T_{B3})$	-74.99	-11.63	109.66	25.17	125.1	395.89	-2246.2
$\ln(300-T_{B4})$	52.67	6.353	-125.39	-34.41	14.30	-250.11	1631.5
$\ln(300-T_{B5})$	-1.334	-0.473	17.06	-1.483	-137.1	-120.3	47.79
$\mathcal{R}$	0.802	0.891	0.701	0.643	0.894	0.912	0.772
Ecart type	0.189	0.013	0.87	0.48	4.83	4.26	5.77

En comparant la dernière ligne avec celle du Tableau (5.2), on peut constater que les écarts types du nouvel algorithme diminuent sensiblement. Ceci est un résultat attendu puisque le nouvel algorithme s'applique aux conditions atmosphériques particulières, c'est-à-dire à des atmosphères tempérées.

Pour tester l'algorithme, on crée aussi une banque de données précalculées indépendantes. Les Figures 5.3 présentent l'intercomparaison entre les valeurs "vraies" et inversées de sept paramètres. Sur ces Figures, il n'apparaît pas que la dispersion est nettement moins importante. Mais d'après les coefficients de corrélation et les écarts type qui sont réduits par rapport au cas d'inversion par l'algorithme général, la précision d'inversion est donc améliorée.

De la même façon, on peut améliorer l'algorithme en l'établissant et en l'appliquant ensuite aux conditions d'atmosphère et de surface plus particulières.



Valeur inversée

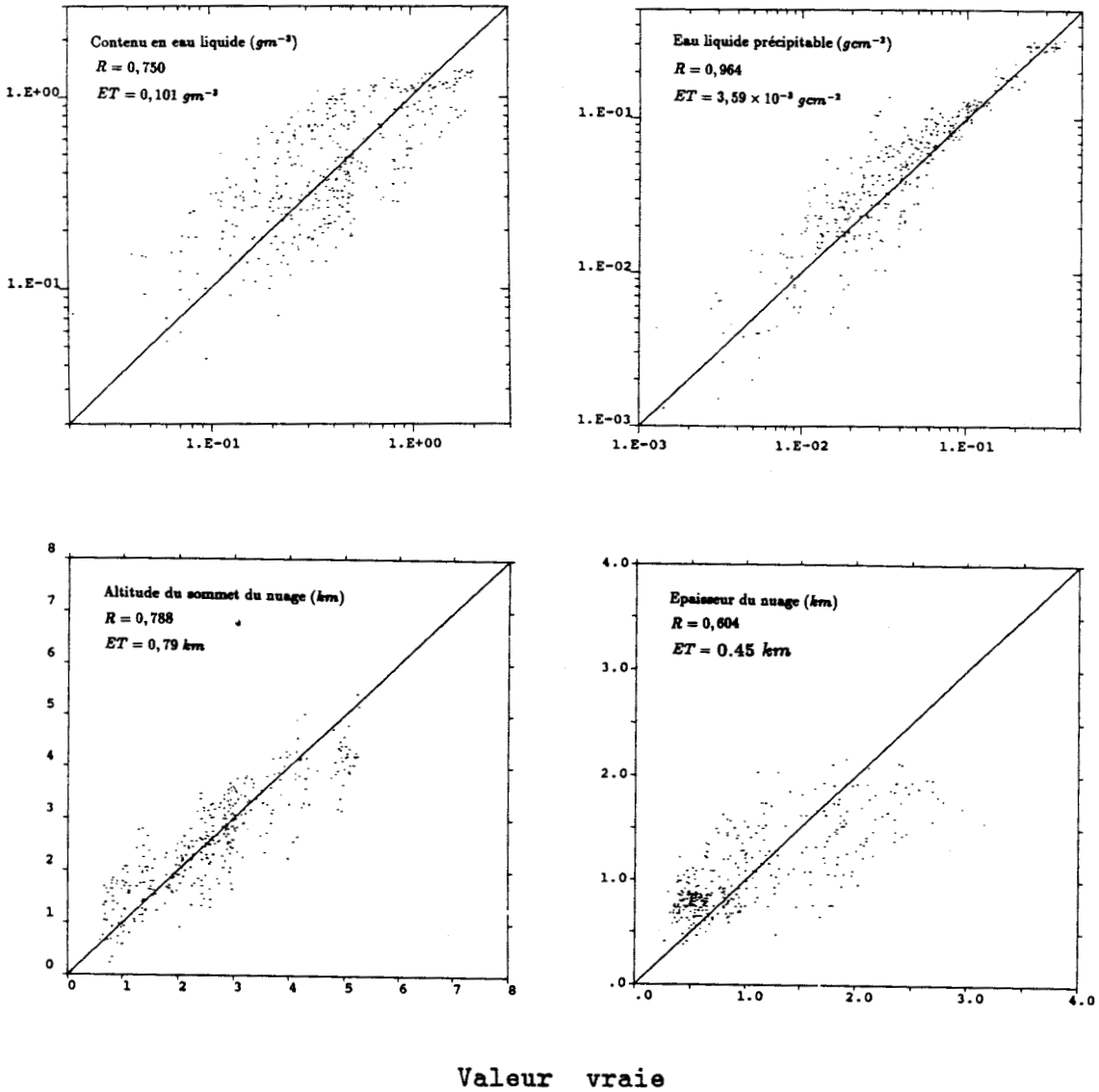
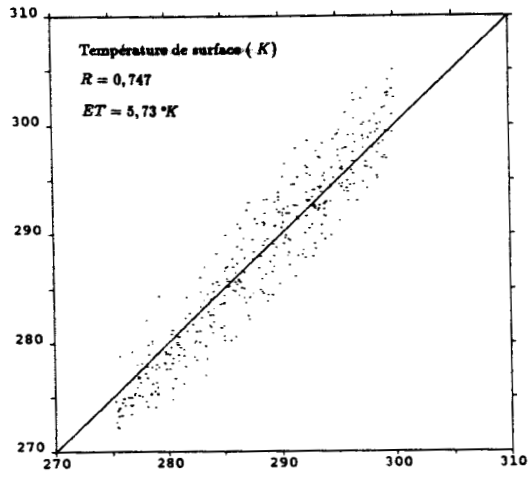
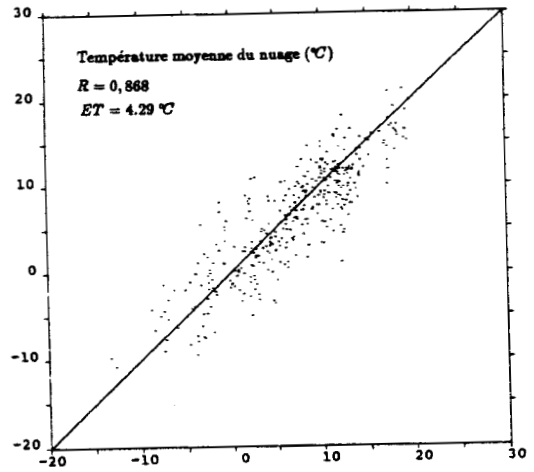
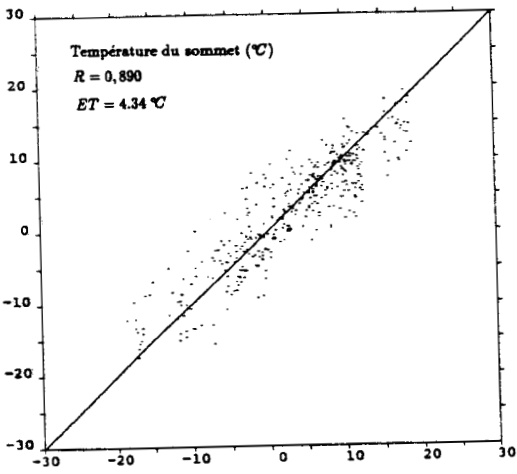


Fig.5.3 Comparaison des valeurs "vraie" avec celles inversées par l'algorithme d'inversion restreint à des atmosphères tempérées.



(suite de la Figure 5.3)

## 5.7 C O N C L U S I O N

Dans ce chapitre, on a établi les algorithmes pour inverser certains paramètres nuageux (y compris la température de surface). Cette inversion a ensuite été vérifié à partir d'une base indépendante de données artificielles. L'application de ces algorithmes (relativement faciles à obtenir) montre la possibilité d'obtenir une certaine information sur les nuages non précipitants à partir des mesures de températures de brillance aux fréquences élevées, comme celle utilisées par le radiomètre MMS.

Notons que les algorithmes obtenus ne sont le fruit que de travaux préliminaires (ou de pré-lancement), il leur reste à être validés par des données satellitaires et des données cohérentes de mesures des paramètres nuageux.

Il faut noter aussi que les algorithmes actuels ne concernent que les observations au nadir. Pour des observations contenues dans une très petite gamme d'angles de balayage autour du nadir (les cas réels du MMS), on n'a pas besoin de prendre en compte dans les algorithmes d'inversion de l'angle de visée. En effet, celui-ci, étant très proche d'une visée au nadir, n'a donc pratiquement pas d'effet sur les températures de brillance du MMS.

En outre, si toutes les autres informations (profils de  $T$ , état de surface, etc.) sont disponibles, l'estimation des paramètres nuageux peut se faire par radiométrie micro-onde. On utilisera alors d'autres méthodes d'inversion, celle de Chahine (1982) par exemple, qui sont normalement plus précises que celle utilisée.

## CONCLUSION GENERALE

Après les radiométries visible et infrarouge, la radiométrie micro-onde a fait preuve de son utilité pour l'observation de l'atmosphère et de la surface terrestre, particulièrement en présence de nuages. Le travail que nous avons présenté dans ce mémoire concerne plutôt une étude théorique de l'inversion paramètres des nuages à partir du rayonnement micro-onde qu'ils émettent.

Dans la première partie de ce travail, nous avons d'abord présenté en détail une revue des caractéristiques d'absorption et de diffusion par les constituants atmosphériques dans le domaine des micro-ondes de 1 à 300 GHz. Avec cette connaissance des caractéristiques spectroscopiques et à partir de l'équation du transfert radiatif et dans l'hypothèse de l'atmosphère plane-parallèle, nous avons ensuite mis au point un code numérique de simulation de la température de brillance  $T_B$  "vue" par un radiomètre micro-onde depuis un satellite. Ce code nous permet de calculer la température de brillance à n'importe quelle fréquence donnée dans la région 1 à 300 GHz pour diverses conditions d'atmosphère et de surface terrestre (atmosphères claire et nuageuse, surfaces de la mer et de la terre émergée). Plusieurs exemples de calculs nous ont fournis des épreuves de la validité de notre code.

Nous avons ensuite étudié la sensibilité des signaux radiométriques à certains paramètres de nuage et de précipitation pour quatre fréquences micro-ondes (10, 37, 110 et 220 GHz) se trouvant dans les quatre fenêtres atmosphériques. Les simulations de  $T_B$ s à ces quatre fréquences en faisant varier un seul paramètre de nuage ont montré premièrement que les  $T_B$ s ne sont pas sensibles aux paramètres granulométriques pour les typiques nuages constitués uniquement de gouttelettes d'eau

liquide de rayons dimensionnels normalement inférieurs à 50  $\mu m$  et deuxièmement que les fréquences autour de 90 GHz sont optimales pour estimer les paramètres macrophysiques des nuages liquides peu denses, le contenu total en eau liquide et la hauteur de sommet du nuage, par exemple. Pour déterminer les paramètres des nuages très denses ou en présence de glace, un choix des fréquences d'environ 35 GHz semble être judicieux.

L'étude de sensibilité aux paramètres des précipitations nous a conduit à la conclusion que le taux de précipitations peut être estimé par radiométrie micro-onde avec deux méthodes différentes: une directe basée sur l'effet de l'émission aux basses fréquences et l'autre indirecte basée sur l'effet de la diffusion aux hautes fréquences.

De plus, la radiométrie micro-onde possède aussi le potentiel de restituer la granulométrie des gouttes d'eau dans les nuages denses ou/et précipitants.

Dans la troisième partie, nous avons essayé d'établir, en utilisant la méthode statistique, les algorithmes d'inversion de certains paramètres de nuage à partir d'une base de données précalculées. La vérification des algorithmes d'inversion par un autre ensemble de données simulées nous a confirmé et mis en évidence la faisabilité de la restitution de certains paramètres nuageux à partir des températures de brillance dans les cinq canaux du MMS (aux fréquences supérieures à 110 GHz).

**ANNEXE I**

## PROPRIETES DIELECTRIQUES DE CERTAINS MATERIAUX EN MICRO-ONDE

Dans cet annexe, on donne sans discussion détaillée les expressions couramment utilisées pour calculer la constante diélectrique de certains matériaux terrestres dans le domaines de micro-ondes.

### 1 L'EAU LIQUIDE

On considère d'abord le cas de l'eau pure puis le cas de l'eau salée en prenant en compte les effets de salinité sur le comportement diélectrique de l'eau.

#### 1.1 Eau pure

La dépendance en fréquence de la constante diélectrique de l'eau pure est donnée par l'équation de Debye (Stogryn, 1971; Ulaby *et al.*, 1986),

$$\epsilon_w = \epsilon_{w\infty} + \frac{\epsilon_{w0} - \epsilon_{w\infty}}{1 + j2\pi f\tau_w}, \quad (1)$$

où

- $\epsilon_{w0}$  = constante diélectrique statique de l'eau pure, sans dimension
- $\epsilon_{w\infty}$  = limite de  $\epsilon_w$  aux hautes fréquences (ou optique), sans dimension
- $\tau_w$  = temps de relaxation de l'eau pure, s
- $f$  = fréquence électromagnétique, Hz.

En rationalisant (1), les expressions pour les parties réelle et imaginaire sont obtenues

$$\epsilon'_w = \epsilon_{w\infty} + \frac{\epsilon_{w0} - \epsilon_{w\infty}}{1 + (2\pi f\tau_w)^2}, \quad (2)$$

$$\epsilon''_w = \frac{2\pi f\tau_w(\epsilon_{w0} - \epsilon_{w\infty})}{1 + (2\pi f\tau_w)^2}. \quad (3)$$

Outre leur dépendance en fréquence,  $\epsilon'_w$  et  $\epsilon''_w$  varient aussi en fonction de la température puisque  $\epsilon_{w0}$ ,  $\tau_w$  et (possiblement)  $\epsilon_{w\infty}$  sont tous des fonctions de la température de l'eau  $T$ .

La dépendance de  $\epsilon_{w\infty}$  en  $T$  est tellement faible que pour les calculs pratiques  $\epsilon_{w\infty}$  peut être considérée comme une constante égale à 4,9.

Le temps de relaxation de l'eau liquide est donné par

$$2\pi\tau_w(T) = 1,1109 \times 10^{-10} - 3,824 \times 10^{-12}T$$

$$+ 6,938 \times 10^{-14}T^2 - 5,096 \times 10^{-16}T^3, \quad (4)$$

où  $T$  est exprimée en  $^{\circ}C$ . Cette expression était obtenue par Stogryn (1971) en ajustant un polynôme aux données publiées par Grant *et al.* Un autre terme utilisé dans la littérature est la fréquence de relaxation  $f_0 = (2\pi\tau)^{-1}$ .

Pour la constante diélectrique statique  $\epsilon_{w0}$ , nous retenons l'expression de Klein et Swift (1977):

$$\epsilon_{w0} = 88,045 - 0,4147T + 6,295 \times 10^{-4}T^2 + 1,075 \times 10^{-5}T^3. \quad (5)$$

## 1.2 Eau salée

L'eau saline est l'eau contenant du sel dissolu. La salinité,  $S_{sw}$ , d'une solution est définie comme la masse totale en gramme de sel dissout dans un kilogramme de solution.

Les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique d'une solution d'eau salée sont données par

$$\epsilon'_{sw} = \epsilon_{sw\infty} + \frac{\epsilon_{sw0} - \epsilon_{sw\infty}}{1 + (2\pi f\tau_{sw})^2}, \quad (6)$$

$$\epsilon''_{sw} = \frac{2\pi f\tau_{sw}(\epsilon_{sw0} - \epsilon_{sw\infty})}{1 + (2\pi f\tau_{sw})^2} + \frac{\sigma_i}{2\pi\epsilon_0 f}, \quad (7)$$

où l'indice  $sw$  désigne l'eau salée ("saline water" en anglais),  $\sigma_i$  est la conductivité ionique de la solution aqueuse, et  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide ( $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} Fm^{-1}$ ).

Stogryn (1971) trouve qu'il n'y pas de certitude que  $\epsilon_{sw\infty}$  dépend de la salinité  $S_{sw}$ . Alors,  $\epsilon_{sw\infty} = \epsilon_{w\infty} = 4,9$ .

La dépendance de  $\epsilon_{sw0}$  en  $S_{sw}$  ( $^{\circ}/_{\infty}$ ) et  $T$  ( $^{\circ}C$ ) est donnée par

$$\epsilon_{sw0} = \epsilon_{sw0}(T, 0) \times a(T, S_{sw}), \quad (8)$$

où

$$\epsilon_{sw0}(T, 0) = 87,134 - 0,1949T - 0,01276T^2 + 2,491 \times 10^{-4}T^3, \quad (9)$$

$$a(T, S_{sw}) = 1,0 + 1,631 \times 10^{-5}TS_{sw} - 3,656 \times 10^{-3}S_{sw} \\ + 3,210 \times 10^{-5}S_{sw}^2 - 4,232 \times 10^{-7}S_{sw}^3. \quad (10)$$

Les expressions ci-dessus sont les polynômes de régression déduites par Klein et Swift (1977) en se basant sur les données mesurées publiées par Ho et Hall (1973) et Ho *et al.* (1974) pour les salinités  $S_{sw}$  dans la gamme de 4 à 35  $^{\circ}/_{\infty}$ .

La forme dans (8) peut aussi être utilisée pour déterminer le temps de relaxation,

$$\tau_{sw}(T, S_{sw}) = \tau_{sw}(T, 0) \times b(T, S_{sw}), \quad (11)$$



où  $\tau_{sw}(T, 0) = \tau_w(T)$ , le temps de relaxation de l'eau pure ( cf. (4) ),  $b(T, S_{sw})$  est la régression polynomiale. L'expression pour  $b(T, S_{sw})$  de Klein et Swift (1977) s'écrit

$$b(T, S_{sw}) = 1,0 + 2,282 \times 10^{-5} T S_{sw} - 7,638 \times 10^{-4} S_{sw} - 7,760 \times 10^{-6} S_{sw}^2 + 1,105 \times 10^{-8} S_{sw}^3. \quad (12)$$

Cette expression est valable pour  $0 \leq T \leq 40^\circ\text{C}$  et  $0 \leq S_{sw} \leq 157 \text{ ‰}$  pour la solution NaCl.

Le seul paramètre qui reste à déterminer est la conductivité ionique  $\sigma_i$ . Pour l'eau océanique, nous utilisons la forme déduite par Weyl et puis modifiée par Stornyn (1971):

$$\sigma_i(T, S_{sw}) = \sigma_i(25, S_{sw}) e^{-\phi}, \quad (13)$$

où  $\sigma_i(25, S_{sw})$ , la conductivité ionique de l'eau océanique à  $25^\circ\text{C}$ , est donnée par

$$\sigma_i(25, S_{sw}) = S_{sw}[0,18252 - 1,4619 \times 10^{-3} S_{sw} + 2,093 \times 10^{-5} S_{sw}^2 - 1,282 \times 10^{-7} S_{sw}^3]. \quad (14)$$

La fonction  $\phi$  dépend de  $S_{sw}$  et  $\delta (= 25 - T)$ ,

$$\phi = \delta [2,033 \times 10^{-2} + 1,266 \times 10^{-4} \delta + 2,464 \times 10^{-6} \delta^2 - S_{sw}(1,849 \times 10^{-5} - 2,551 \times 10^{-7} \delta + 2,551 \times 10^{-8} \delta^2)]. \quad (15)$$

Les deux expressions ci-dessus sont valables pour  $0 \leq S_{sw} \leq 40 \text{ ‰}$ .

## 2 GLACE PURE

Contrairement à l'eau liquide dont la fréquence de relaxation se situe dans le domaine des micro-ondes, la relaxation de la glace a lieu dans la gamme des kilohertz. La fréquence de relaxation  $f_{i0}$  de la glace est 7,23 kHz à  $0^\circ\text{C}$ ; elle décroît avec la température négative (3,5 Hz à  $-66^\circ\text{C}$ ). Ainsi, dans la région des micro-ondes où  $f$  est de l'ordre de  $10^9$  Hz, la quantité

$$2\pi f\tau_i = f/f_{i0} \gg 1. \quad (16)$$

Par conséquent, les équations de relaxation de Debye (qui ont les mêmes formes que (2) et (3)) se simplifient aux

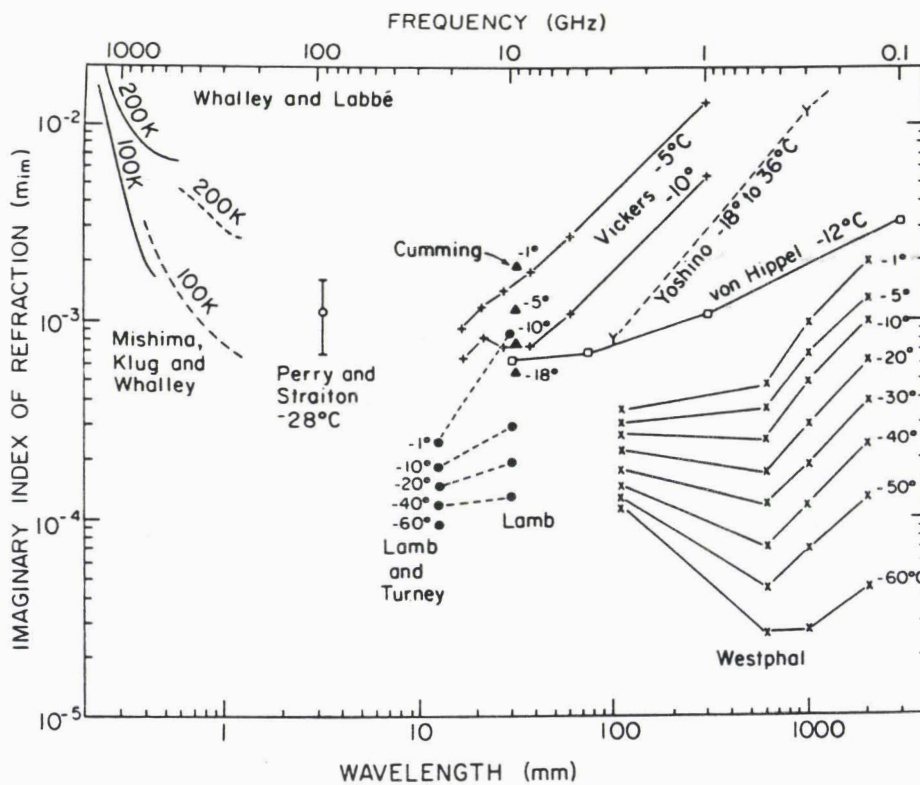
$$\epsilon'_i = \epsilon_{i\infty} \quad (17)$$

$$\epsilon''_i = \frac{\epsilon_{i0} - \epsilon_{i\infty}}{2\pi f\tau_i} = (\epsilon_{i0} - \epsilon_{i\infty}) \frac{f_{i0}}{f}, \quad (18)$$

où l'indice  $i$  désigne la glace pure.

L'évidence expérimentale indique que  $\epsilon'_i$  peut être considérée indépendante à la fois de la température (au-dessous de 0°C) et de la fréquence dans la région des micro-ondes et peut être assignée à la valeur constante  $\epsilon'_i = 3,15$ .

Contrairement à  $\epsilon'_i$ , pour les fréquences supérieures à 10 MHz, la partie imaginaire  $\epsilon''_i$  manifeste des fortes variations avec la température et la fréquence. Par ailleurs, les mesures expérimentales de  $\epsilon''_i$  ne s'accordent pas avec les valeurs calculées de l'équation de Debye. Donc, celle-ci ne peut pas être réellement utilisée pour calculer  $\epsilon''_i$ . En pratique, on obtient les valeurs de  $\epsilon''_i$  en consultant la compilation des données de mesure (voir par exemple du Evans, 1965; Warren, 1984), la figure ci-dessous étant extraite de Warren 1984.



Imaginary index of refraction of ice in the microwave and radiowave regions, according to various investigators. For  $\lambda > 2$  mm, measurements were made only at the points marked by symbols; they are connected here by lines only for display purposes. An error bar shows the uncertainty quoted by Perry and Straiton.<sup>45</sup>

### 3 SOL

Pour décrire le comportement diélectrique du sol qui est un mélange de plusieurs matériaux, nous retenons le modèle semi-empirique de Dobson *et al.* (1985)

$$\epsilon_{sol}^{\alpha} = 1 + \frac{\rho_b}{\rho_{ss}}(\epsilon_{ss}^{\alpha} - 1) + m_v^{\beta}(\epsilon_w^{\alpha} - 1), \quad (19)$$

où les indices  $b$ ,  $ss$  et  $w$  désignent le sol mélangé, le sol solide et l'eau,  $\rho_b$  est la densité du mélange,  $\rho_{ss}$  est la densité du sol solide et  $m_v$  est le contenu volumique d'humidité.

D'après Dobson *et al.* (1985), il est établi que  $\rho_b = 1,18gm^{-3}$ ,  $\rho_{ss} \cong 2,65gm^{-3}$  et  $\epsilon_{ss} \cong 4,7 - j0$ .

$\alpha$  et  $\beta$  sont les deux paramètres à déterminer empiriquement. La valeur  $\alpha = 0,65$  est optimale pour tous les types de sols.  $\beta$  est donné par

$$\beta = 1,09 - 0,11S + 0,18C, \quad (20)$$

où  $S$  et  $C$  désignent les fractions gravimétriques de sable et de glaise dans le sol.

Par ailleurs, les effets de la salinité dans le sol peuvent être ignorés pour les fréquences supérieures à 4 GHz. La constante diélectrique de l'eau  $\epsilon_w$  peut être calculée en utilisant (1).

### 4 AIR

Dans certains cas d'étude (observation sous des petits angles d'élévation et correction de la déviation de la propagation des micro-ondes dans l'atmosphère, par exemple), on doit connaître non seulement l'absorption atmosphérique mais aussi la réflectivité. Celle-ci est déterminée par la partie réelle de l'indice de réfraction  $n'$ . Pour une raison de simplicité, on donne ici alors  $n'$  au lieu de la constante diélectrique de l'air. L'expression pour  $n'$  s'écrit (voir l'exemple de Battan, 1973)

$$n' = 1 + \frac{77,6}{T} \left( P + \frac{4810e}{T} \right) \times 10^{-6} \quad (21)$$

où  $T$  est la température ( $K$ ),  $P$  est la pression atmosphérique ( $mbar$ ) et  $e$  est la pression partielle de la vapeur d'eau ( $mbar$ ).

ANNEXE II

LISTING DU CODE NUMERIQUE

```

PROGRAM TABB
*****
C * The program is for calculating the brightness temperature *
C * or/and the atmospheric opacity in the region of microwaves.*
C *****
C *****
CSEMA TMN,SMN,TH,TV,SON,PHH,PHV,PVH,PVV,HHI,HVI,VHI,VVI,TZ,GAS
DIMENSION TMN(6300),SMN(6300),SON(350),TH(1601),TV(1601)
DIMENSION PHH(16,16),PHV(16,16),PVH(16,16),PVV(16,16)
DIMENSION HHI(16,16),HVI(16,16),VHI(16,16),VVI(16,16)
DIMENSION HH(16,16),HV(16,16),VH(16,16),VV(16,16)
DIMENSION TZ(1601),PZ(1601),VZ(1601),GAS(1601),TBZ(1601)
DIMENSION TST(10),EMI(10),CTOP(10),CBAS(10),CLWC(10)
DIMENSION GHZ(20),TSA(10),GMA(5:14),RKA(101),TAT(101)
DIMENSION TUPA(10),TDWA(20),TRNA(10),TUPB(10),TDWB(20)
DIMENSION TRNB(10),RV(10),RH(10),EH(8),EV(8),TBH(10),TBV(10)
DIMENSION OUT1(500),OUT2(500)
COMMON /TSEM/TST,EMI/CLDM/CTOP,CBAS,CLWC
COMMON /MCLD/ZTPC,ZBMC,ZTPP,ZBMP,ZICE
COMMON /NHEIT/NBM,NTP,NBMP,NTPP,NICE,RKT,RKB,WCL,WIND
COMMON /SDAT/TSK,HR,ROV
COMMON /XXX/XKA,XMI,XMA,XPAS
OPEN(2,FILE='datmos')
OPEN(3,FILE='radios')
OPEN(4,FILE='output')
MU=8
MT=50
PI=3.14159
write(6,*) ' THIS PROGRAM IS FOR THE CALCULATIONS OF '
write(6,*) ' THE ATMOSPHERIC OPACITY, BRIGHTNESS TEMPERATURE,'
write(6,*) 'WEIGHTING FUNCTION AND HYDROMETEORS SCATTERING AND'
write(6,*) 'EXTINCTION COEFFICIENTS IN THE MICROWAVE REGION.'
write(6,*)
write(6,*) ' CALCULATION RESULTS ARE STORED IN THE FILE output'
write(6,*) ' *****'
write(6,*)
write(6,*) ' Parameters To Enter: '
2 write(6,*) 'Calculation of'
write(6,*) ' 1: opacities and brightness temperatures'
write(6,*) ' 2: brightness temperatures only'
write(6,*) ' 3: opacities only'
write(6,*) ' 4: weighting functions'
write(6,*) ' 5: cloud or rain ext. and scattering coefficients'
write(6,*)
read(5,*) LLO
write(6,*)
C !!!
write(6,*) 'Observation Angle in degree = ?'
read(5,*) THETA
write(4,*) 'Nadir angle in degre: ',THETA
THETR=THETA*0.01745
SECA=1./COS(THETR)
write(6,*) 'Ring for frequency ? No=0; Yes=1'
read(5,*) LLF
if(LLF.eq.0) then
write(6,*) 'How many channels & at what frequencies(in GHz)?'
read(5,*) m1, (GHZ(I),I=1,m1)
if(m1.eq.1) write(4,*) 'Frequency: ',GHZ(1), ' GHz'
else
write(6,*) 'Frequency range & increment: Fmix, Fmax & DF = ?'
write(6,*) ' (Fmix must be .GE. 1; Fmax .LE. 300) (in GHz)'
read(5,*) FMIX,FMAX,DF
m2=IFIX((FMAX-FMIX)/DF)+1
endif
if(LL0.eq.5) goto 40
C !!!
write(6,*)
write(6,*) ' Atmosphere Model(S: summer; W: winter)'
write(6,*)
write(6,*) ' 1: Tropical'
write(6,*) ' 2: Subtropical Summer; 3: Subtropical Winter'
write(6,*) ' 4: Midlatitude Summer; 5: Midlatitude Winter'
write(6,*) ' 6: Subarctic Summer; 7: Subarctic Winter'
write(6,*) ' 8: US Standard 1962'
write(6,*) ' 9: US stand. but humidity profile can be modified'
write(6,*) ' >10: read the radiosonde data'
write(6,*)

```

```

write(6,*) ' 1 = One; 2 = all model atmospheres ?'
read(5,*) LATM
Z0=0
HR=0.75
ROV=7.0
goto (6,8) LATM
6 write(6,*) 'Choise one'
read(5,*) NAT
write(4,*) 'Atmos. model numero: ', NAT
if(NAT.LE.8) goto 8
if(NAT.EQ.9) then
write(6,*) 'Water vapor content at the surface (g/m3) = ?'
read(5,*) ROV
write(4,*) 'Surface water vapor density: ',ROV
else
write(6,*) 'Radiosonde vertical measurement points = ?'
read(5,*) NRS
write(6,*) 'Surface altitude = ? (sea level = 0 km)'
read(5,*) Z0
endif
8 write(6,*)
IF(LL0.EQ.3.OR.LL0.EQ.5) GOTO 77
C !!!
write(6,*) ' Surf. Model: 0=specul; 1=lamb; 2=foam-covered sea'
read(5,*) LBT
SAND=0.64
CALY=0.30
WSOL=0.05
SSW=32.
WIND=5.
goto (10,12,14) LBT+1
10 write(6,*) ' Sea or land: 0 for sea; 1 for land'
read(5,*) LSS
if(LSS.EQ.1) goto 11
write(6,*) 'Salinity = ? (SSW---32.5 per th.)'
read(5,*) SSW
WRITE(4,*) 'Speculair sea surface Salin.=',SSW,' %/10'
goto 16
11 write(6,*) 'Sand,Clay & Wsol ( <1 ) = ? No modif=0; Modif=1'
read(5,*) SCW
if(SCW.EQ.0)
& write(4,*)'Speculair land surface Soil moisture = ',WSOL
if(SCW.EQ.0) goto 16
read(5,*) SAND,CLAY,WSOL
WRITE(4,*) 'Speculair land surface Soil moisture=',WSOL
goto 16
12 write(6,*) 'Surface emissivity = ? (sea---0.5; land---0.9)'
read(5,*) emy
do 13 j=1,MU
RH(j)=1.-emy
13 RV(j)=1.-emy
WRITE(4,*) 'Lambertian surface Emissivity=',emy
goto 16
14 write(6,*) 'Wind speed = ? (m/s)'
read(5,*) WIND
WRITE(4,*) 'Foam free or foam-covered sea surface',
& ' Wind speed=',WIND,' m/s'
16 write(6,*) ' Surface temperature (in C) = ? '
read(5,*) TSC
write(4,*) 'Surface temperature: ',TSC
write(6,*)
C if(LL0.EQ.4) goto 77
C !!!
write(6,*) ' Cloud and Rain Model '
write(6,*)
write(6,*) 'Cloud: 1; No cloud: 0'
read(5,*) LL1
if(LL1.EQ.0) goto 26
write(6,*) 'Rayleigh: 0; Mie: 1'
read(5,*) MR
write(6,*) 'Ring for cloud top height ? No=0; Yes=1'
read(5,*) LCH
if(LCH.EQ.0) goto 18
write(6,*) 'Cloud base height (in km) = ?'
read(5,*) ZBMC
goto 23
18 write(6,*) 'Cloud top & base height (in km) = ? '

```

```

write(6,*) '0 = to be given; 1--10 = existing CLOUD MODEL'
read(5,*) NCL
if(NCL.ne.0) then
  ZTPC=CTOP(NCL)
  ZBMC=CBAS(NCL)
  WCL =CLWC(NCL)
else
20 read(5,*) ZTPC, ZBMC
  endif
WRITE(4,*) 'Cloud top & base height(km): ',ZTPC,ZBMC
write(6,*) 'Ring for liquid water content? No=0; Yes=1'
read(5,*) LWC
if(LWC.eq.1) goto 24
if(NCL.ne.0) goto 24
23 write(6,*) 'Liquid water content (LWC in g/m3)= ? '
read(5,*) WCL
24 write(6,*) 'LWC vertic profile: 1=rectan; 2=lineair; 3=triang'
read(5,*) LVP
IF(LWC.NE.1) WRITE(4,*) 'Liquid water content (g/m3): ',WCL
write(6,*)

C
26 write(6,*) ' Rainfall: 1; No rain: 0'
read(5,*) LL2
if(LL2.eq.0) goto 77
write(6,*) 'Ring for rain rate? No=0; Yes=1'
read(5,*) ringr
if(ringr.eq.0) then
write(6,*) 'Rain rate value (RR in mm/h) = ? '
read(5,*) RR
write(4,*) 'Rain rate: ',RR,' mm/h'
else
write(6,*) 'Rain rate range: 0.1--100 mm/h.'
write(6,*) 'Do you want to modify? No = 0; Yes = 1'
read(5,*) LRR
if(LRR.eq.0) goto 28
write(6,*) 'Rmix,Rmax = ?'
read(5,*) RR,Rmax
Rmax=0.1*ALOG(Rmax/RR)
RR=RR*10**(-Rmax)
28 endif
write(4,*) 'Rain DSD: Marshall---Palmer'
write(6,*) 'Rain thickness ? 0 = 0C isotherm height;'
write(6,*) ' 1 = H(zero) + aR**b'
ZTPP=TSC/6.5
read(5,*) fzh
if(fzh.eq.0.) goto 33
write(6,*) 'a & b in the above relation = ? (a=.1, b=.5 proposed)'
read(5,*) AHH,BHH
33 write(6,*) 'One ice layer over the rainfall? No = 0;'
write(6,*) ' Yes= 1(const);'
write(6,*) ' Yes= 2(propor. to R)'
read(5,*) LIC
HICE=0
IF(fzh.eq.0.and.LIC.eq.0)
& write(4,*) 'Freezing level = 0C and No ice above'
goto (39,36,39) LIC+1
36 write(6,*) 'Ice layer thickness = ?'
read(5,*) HICE
WRITE(4,*) 'Ice layer thickness: ',HICE,' km'
39 write(6,*) 'Cloud LWC proportional to RR ? No=0, Yes=1'
WCL=.25
read(5,*) LWR
go to 77
40 write(6,*) 'Hydrometeor phase: Liquid water=1; Ice=2'
read(5,*) LIW
write(6,*) 'Rayleigh: 0; Mie: 1'
read(5,*) MR
write(6,*) 'Hydrometeor temperature = ? (in Celcius)'
read(5,*) TSC
write(4,*) 'Hydrometeor temperature: ',TSC,' C'
LSD=20
RR=10.
if(MR.eq.0) goto77
write(6,*) ' Drop--Size Distribution '
write(6,*) '1: heavy fog; 2: cumulus; 3: altostratus;
& 4: Stratocumulus'
write(6,*) '5: nimbostratus; 6: stratus; 7: stratocumulus;

```





```

      GOTO 100
C *****
54 MAT=1
  IF(LATM.EQ.2) MAT=8
  DO 99 INAT=1,MAT
  IF(LATM.EQ.2) NAT=INAT
C
  MCH=1
  IF(LCH.NE.0) MCH=10
  DO 99 ICD=1,MCH
C  IF(LL1.EQ.0) GOTO 52
  IF(MCH.GT.1) ZTPC=ZBMC+0.5*ICD
  NBM=IFIX(ZBMC/DZO)+1
  NTP=IFIX(ZTPC/DZO)+1
52 MLW=1
  IF(LWC.EQ.1) MLW=10
  DO 99 ILW=1,MLW
  IF(MLW.GT.1) WCL=10.**(-2.3+ILW*.3)
  IF(NAT.EQ.9) CALL USDT(ZO,DZO,NZO,TZ,PZ,VZ)
  IF(NAT.NE.9) CALL AMDL(NAT,ZO,DZO,NZO,TZ,PZ,VZ)
  CALL ABGAS(FG,DZO,NZO,TZ,PZ,VZ,GAS,WH)
  DO 53 I=1,NZO
53 TBZ(I)=TZ(I)
  write(4,*) 'Integrated water vapor (g/cm2): ',WH
C CLOUD absorption and scattering
  TTOP=TZ(NTP)-273.
  TBTM=TZ(NBM)-273.
  TMID=TTOP*0.5+TBTM*0.5
  CALL KLWC(FG,TTOP,0,1.,RKT)
  CALL KLWC(FG,TBTM,0,1.,RKB)
  CALL KLWC(FG,TMID,0,1.,RKM)
  RKCL=RKM*WCL
C ***** WEIGHTING FUNCTION *****
55 TAU=0
  IF(LLO.NE.4) GOTO 59
  DO 56 I=NBM,NTP
56 GAS(I)=GAS(I)+RKCL*DZO
  TOTR=0
  DO 57 I=1,NZO
57 TOTR=TOTR+GAS(I)
  TOTR=EXP(-TOTR*SECA)
  DO 58 I=1,NZO
  ID=NZO-I+1
  OUT1(ID)=ID*DZO-DZO+Z0
  TAU=TAU+GAS(ID)
  TRZ=EXP(-TAU*SECA)
  OUT2(ID)=GAS(ID)*TRZ*SECA/DZO*(1.+RH(1))*TOTR*TOTR/TRZ/TRZ)
58 CONTINUE
  WRITE(4,*) 'ALTITUDE IN KM:'
  WRITE(4,1010) (OUT1(I),I=1,NZO)
  WRITE(4,*) 'WEIGHTING FUNCTION:'
  WRITE(4,1012) (OUT2(I),I=1,NZO)
  GOTO 99
59 TAU=0
C ***** OPACITIES *****
  IF(LLO.NE.3) GOTO 75
  DO 60 I=1,NZO
60 TAU=TAU+GAS(I)
  OUT2(IFG)=EXP(-TAU*SECA)
  GOTO 99
C ***** BRIGHTNESS TEMPERATURE *****
75 LLO=LLO+0
  IF(LL2.EQ.0) GOTO 82
  DO 79 IN=1,NZO-1
  TAU=(TZ(IN)-273.)*(TZ(IN+1)-273.)
  IF(TAU.LT.0.) GOTO 81
79 CONTINUE
81 ZRRO=IN*DZO+DZO*0.5
  ZTPP=ZRRO
  NTPP=IFIX(ZRRO/DZO)+1
  NICE=IFIX(HICE/DZO)+NTPP
  ZICE=ZTPP+HICE
  NTP=NTPP
  NBM=NTPP-IFIX(0.5/DZO)
  TRRM=0.5*(TZ(NTPP)-273.1)
  CALL EWAT(FG,TRRM,0,E1,E2)
82 CALL TBCLR(FG,SECA,NZO,GAS,TBZ,MU,IP,

```

```

&      TUPA,TDWA,TRNA,TUPB,TDWB,TRNB,TAUA)
  IRM=1
  RCL=RR
  IF(ringr.EQ.1) IRM=11
  DO 97 ICR=1,IRM
  IF(LL2.EQ.0) GOTO 95
  IF(ringr.eq.1.) RCL=10.**(-1.3+0.3*ICR)
  IF(LRR.NE.0) RCL=RR*10**(ICR*Rmax)
  IF(fzh.EQ.0) GOTO 84
  ZTPP=ZRR0+AHH*RCL**BHH
84  NTPP=IFIX(ZTPP/DZ0)+1
  NTP=NTPP
  NBM=NTP-(0.5/DZ0)
  IF(LIC.EQ.0) GOTO 86
  IF(LIC.EQ.2) HICE=0.5*RCL**0.5
  ZICE=HICE+ZTPP
  NICE=IFIX(ZICE/DZ0)+1
86  RKCL=WCL*RKM
  IF(LWR.EQ.1) RKCL=.05*RCL*RKM
  IF(fzh.NE.0.OR.LIC.EQ.2) CALL TBCLR(FG,SECA,NZO,GAS,
&  TBZ,MU,IP,TUPA,TDWA,TRNA,TUPB,TDWB,TRNB,TAUA)
  IF(LIC.EQ.0) GOTO 94
  CALL MIHVHV(IP,VV,VH,HV,HH,KMN,TMN,SMN,NO,
&  SON,3.1684,0.00175,RCL,20,RSIR,REIR)
94  CALL MIHVHV(IP,PVV,PVH,PHV,PHH,KMN,TMN,SMN,NO,
&  SON,E1,E2,RCL,20,RSC,REX)
  WRITE(4,*) 'Rsc & Rex ', RSIR,REIR,RSC,REX
  IF(LLO.EQ.2) THEN
  WRITE(4,*)'Opt. Thickness=' ,TAUA, ' Cloud abs. coef. = ',RKCL
  ELSE
  TTAU=TAUA+REIR*HICE+REX*ZTPP+RKCL*(ZTPC-ZBMC)
  WRITE(4,*) 'Total opt. thickness: ',TTAU
  ENDIF
  CALL TBMV(FG,SECA,LBT,TAUA,MT,RKA,TAT,MU,RH,RV,TSK,
&  NZO,GAS,TBZ,DZO,TUPA,TDWA,TRNA,TUPB,TDWB,TRNB,
&  IP,PHH,PHV,PVH,PVV,HH,HV,VH,VV,RSIR,REIR,
&  TH,TV,TBH,TBV,RKCL,RSC,REX,ITN)
97  CONTINUE
  WRITE(4,*)
99  CONTINUE
100 CONTINUE
  IF(LLF.EQ.1) WRITE(4,1020) (OUT1(I),I=1,MAF)
  IF(LLO.EQ.3) WRITE(4,1022) (OUT2(I),I=1,MAF)
  IF(LLO.EQ.5.AND.MAF.GT.1) THEN
  WRITE(4,1015) (GHZ(I), I=1,MAF), 'GHZ'
  WRITE(4,*) (OUT1(I),I=1,MAF), '1/KM'
  WRITE(4,*) (OUT2(I),I=1,MAF), '1/KM'
  ELSE
  LLO=LLO
  ENDIF
  CLOSE(2)
  CLOSE(1)
C1000 FORMAT(F5.1,2I3,2F7.3,X,I3,F6.3,X,F7.2,I4)
1001 FORMAT(8F8.2/8F8.2)
1010 FORMAT(15F5.1)
1012 FORMAT(12F6.4)
1015 FORMAT( 7F10.1)
1020 FORMAT(12F6.1)
1022 FORMAT(12F6.4)
  STOP
  END
C
C *****
SUBROUTINE ESOL(FG,T,SAND,CLAY,WC,E1,E2)
COMPLEX EPSLN,RHV,ESOIL,EFW
ROB =1.18
BETA=1.09-0.11*SAND+0.18*CLAY
TOT=.11109-3.824E-3*T+6.938E-5*T*T-5.096E-7*T*T*T
FG0=FG*FG*TOT*TOT
EWO=83.145-0.4147*T+6.295E-4*T*T+1.075E-5*T*T*T
EFW =CMPLX(4.9+EWO/(1.+FG0),-EWO*FG*TOT/(1.+FG0))
ESOIL=CMPLX(1.+ROB/2.65*(4.7**0.65-1.)+WC**BETA*(EFW**0.65-1.))
EPSLN=CMPLX(ESOIL**(1./0.65))
E1=REAL(EPSLN)
E2=AIMAG(EPSLN)
RETURN
END

```

```

C *****
C This subroutine computes the specular surface reflectivity.
SUBROUTINE REFL(E1,E2,SECA,N,LBT,RH,RV)
COMPLEX EPSLN,RHV
DIMENSION RH(N),RV(N)
COMMON /GAUS/GMU(8)
EPSLN=CMPLX(E1,-E2)
DO 120 I=1,N
CTETA=GMU(I)
IF(N.EQ.1) CTETA=1./SECA
RHV=CSQRT(EPSLN-1.+CTETA*CTETA)
RH(I)=CABS((CTETA-RHV)/(CTETA+RHV))
RV(I)=CABS((EPSLN*CTETA-RHV)/(EPSLN*CTETA+RHV))
120 CONTINUE
IF(LBT.GT.1) RETURN
DO 121 I=1,N
RH(I)=RH(I)*RH(I)
121 RV(I)=RV(I)*RV(I)
RETURN
END

```

```

C *****
C This subroutine is for calculating the foam-free or -covered
C sea surface emissivity (Wilheit, 1979).
SUBROUTINE FFR(N,m,thei,phii,RH,RV,U,FG,eh,ev)
DIMENSION RH(N),RV(N),eh(m),ev(m)
DIMENSION gmu(8),chrs(8),gau(16),ai(16)
COMMON /GAUS/gmu,chrs/RADN/RAD(8)
COMMON /TBSC/TDNH(8),TDNV(8),TDSH(8),TDSV(8)
if(U.eq.0) return
do 122 i=1,N
TDSH(i)=0
TDSV(i)=0
gau(i)=-gmu(i)
gau(i+N)=gmu(N+1-i)
ai(i)=chrs(i)
122 ai(i+N)=chrs(N+1-i)
C Foam-Free Ocean Emissivity
pi=3.14159
pi4=pi/4.
gx2=0.003+1.92E-3*U
gy2=3.16E-3*U
gx=sqrt(gx2)
gy=sqrt(gy2)
do 130 i=1,m
if(m.GT.1) goto 124
sis=sin(thei)
cis=cos(thei)
go to 125
124 cis=gmu(i)
sis=sqrt(1.-cis*cis)
125 sif=sin(phii)
cif=cos(phii)
s01=sis*cif
s02=cis*sif
s03=sis*sif
s04=cis*cif
pi4s=4.*pi*cis
pi4s=1./pi4s
rsh=0
rsv=0
do 128 is=1,2*N
sghh=0
sghv=0
sgvh=0
sgvv=0
thes=pi/4.*(gau(is)+1.)
sss=sin(thes)
css=cos(thes)
do 126 js=1,2*N
phis=pi*(gau(js)+1.)
ssf=sin(phis)
csf=cos(phis)
s11=sss*csf
s12=css*ssf
s13=sss*ssf
s14=css*csf
hsni=-ssf*s01+csf*s03

```

```

vns=(s04*s11+s02*s13+sis*css)
vsni= s14*s01+s12*s03+sss*cis
hns= -sif*s11+cif*s13
qx=s11-s01
qy=s13-s03
qz=css+cis
qx=qx*qx
qy=qy*qy
qz=qz*qz
q =qx+qy+qz
C=hsni*hsni+vsni*vsni
C=1./C
qz=1./qz
gex=2.*gx*gy
gex=q*q*C*qz*qz/gex*exp(-(qx/gx2+qy/gy2)*0.5*qz)
fhh=RV(i)*hsni*hns+RH(i)*vsni*vns
fhv=RV(i)*vsni*hns-RH(i)*hsni*vns
fvh=RV(i)*hsni*vns-RH(i)*vsni*hns
fvv=RV(i)*vsni*vns+RH(i)*hsni*hns
fhh=fhh*fhh
fhv=fhv*fhv
fvh=fvh*fvh
fvv=fvv*fvv
sghh=sghh+ai(js)*gex*fhh
sghv=sghv+ai(js)*gex*fhv
sgvh=sgvh+ai(js)*gex*fvh
sgvv=sgvv+ai(js)*gex*fvv
126 continue
rsh=rsh+ai(is)*sss*(sghh+sghv)
rsv=rsv+ai(is)*sss*(sgvv+sgvh)
CALL QIP(N,RAD,TDNH,thes,TDH)
CALL QIP(N,RAD,TDNV,thes,TDV)
TDSH(i)=TDSH(i)+ai(is)*sss*(sghh*TDH+sghv*TDV)
TDSV(i)=TDSV(i)+ai(is)*sss*(sgvv*TDV+sgvh*TDH)
128 continue
rsh=pi*pi4*rsh
rsv=pi*pi4*rsv
TDSH(i)=pi*pi4*TDSH(i)*pi4s
TDSV(i)=pi*pi4*TDSV(i)*pi4s
eh(i)=1.-pi4s*rsh
ev(i)=1.-pi4s*rsv
130 CONTINUE
IF(U.LT.7.) RETURN
C Partially Foam Covered Ocean Emissivity
Ffu=0.006*(1.-exp(-FG/7.5))*(U-7.)
do 132 i=1,m
eh(i)=eh(i)*(1.-Ffu)+Ffu
132 ev(i)=ev(i)*(1.-Ffu)+Ffu
RETURN
END
BLOCK DATA
COMMON /RADN/RAD(8)
DATA RAD/.14573,0.3345,.5243866,0.7145252,.9047575,
& 1.0950592,1.2853314,1.47564/
END
C *****
C This subroutine gives the complex relative dielectric
C constant of water.
SUBROUTINE EWAT(F,TS,SSW,E1,E2)
SS2=SSW*SSW
SS3=SS2*SSW
DEL=25.-TS
EOTS=(87.134-.1949*TS-0.01276*TS*TS+2.491E-4*TS*TS*TS)*
1 (1.+1.613E-5*TS*SSW-0.003656*SSW+3.21E-5*SS2-4.232E-7*SS3)
TOTS=(.11109-0.003824*TS+6.938E-5*TS*TS
1 -5.096E-7*TS*TS*TS)*(1.+2.282E-5*TS*SSW-
2 0.0007638*SSW-7.760E-6*SS2+1.105E-8*SS3)
PHI=DEL*(0.02033+0.0001266*DEL+2.464E-6*DEL*DEL-SSW*
1 (1.849E-5-2.551E-7*DEL*(1.-0.1*DEL)))
SGMA=EXP(-PHI)*SSW*(0.18252-0.0014619*SSW+2.093E-5*SS2
1 -1.282E-7*SS3)
E1=4.9+(EOTS-4.9)/(1.+(F*TOTS)**2)
E2=F*TOTS*(EOTS-4.9)/(1.+F*TOTS*F*TOTS)+SGMA/F*17.97548
RETURN
END
C *****
C Cloud liquid water absorption coefficient.

```

```

SUBROUTINE KLWC(F,TC,SSW,CLW,REX)
CALL EWAT(F,TC,SSW,E1,E2)
REX=0.1885*E2/(E1*E1+E2*E2+4.*E1+4.)*F*CLW
RETURN
END
C *****
SUBROUTINE TPROV(Z,TZ,PZ,ROZ)
COMMON /MCLD/ZTOP,ZBTM,ZTPP,ZBMP,ZICE
COMMON /SDAT/TSK,RHO,ROO
PZ=1013.25*EXP(-Z/7.7)
C ROZ=6.5*EXP(-Z/2.2)
C ROZ=12.92*EXP(-Z/2.)*RHO
ROZ=ROO*EXP(-Z/2.)
TZ=TSK-6.5*Z
IF(Z.GT.11.) TZ=TSK-71.5
IF(Z.GT.20.) TZ=TSK+Z-91.5
IF(Z.GT.32.) TZ=TSK-89.5+3.*(Z-32.)
IF(ZTPP.LE.0.OR.Z.GT.ZICE) RETURN
ROZ=1322.8/TZ*EXP(5430.*(1./273.15-1./TZ))
IF(Z.GE.ZBTM) RETURN
ROZ=ROZ*(RHO+(1.-RHO)*Z/ZBTM)
RETURN
END
C *****
C H2O & O2 absorption coefficients (in Np/km or dB/km)
FUNCTION ABCHO(FG,TA,PA,HA)
CALL COEFO2(FG,TA,PA,HA,O2)
CALL COEFH2O(FG,TA,PA,HA,H2)
ABCHO=O2+H2
RETURN
END
C *****
C This subroutine is for computing the water vapor absorption
C coefficients in the region of frequencies from 1 to 300 GHz.
SUBROUTINE COEFH2O(F,T,P,ROV,AH2O)
DIMENSION FI(10),EI(10),AI(10),GIO(10),BI(10),XI(10)
COMMON/R53/ FI,EI,AI,GIO,BI,XI
T1=300./T
P1=P/1013.
F2=F*F
AHO=0
DELK=0.00000475*ROV*T1**2.1*P1*F2
DO 160 I=1,10
GAMA=GIO(I)*P1*T1**XI(I)*(1.+0.01*BI(I)*ROV*T/P)
AF=(FI(I)*FI(I)-F2)*(FI(I)*FI(I)-F2)+4.*F2*GAMA*GAMA
AHO=AHO+AI(I)*EXP(-EI(I)/T)*GAMA/AF
160 CONTINUE
AHO=AHO*2.*F2*ROV*T1**2.5
AH2O=(AHO+DELK)*0.2302585
RETURN
END
C *****
C This subroutine computes the oxygen (O2) absorption coefficient.
SUBROUTINE COEFO2(FP,T,P,ROV,AO2)
DIMENSION FN1(20),FN2(20),YN1(20),YN2(20)
COMMON /R54/ FN1,FN2,YN1,YN2
GN(GAMA,DN,PMB,FG,FN,YN)=(GAMA*DN**2+PMB*(FG-FN)*YN)/
& ((FG-FN)**2+GAMA**2)
T1=300./T
T2=T1*T1
T8=T1**0.8
P1=P/1013.
FM=-FP
FF=FP*FP
RN=1.175*P1*T8
RB=0.486*P1*T1**0.89
FSUM=0
DO 165 N=1,33,2
J=(N+1)/2
DN1=SQRT(FLOAT(N*(N*2+3))/FLOAT((N+1)*(2*N+1)))
DN2=SQRT(FLOAT((N+1)*(2*N-1))/FLOAT(N*(2*N+1)))
PHIN=0.0046*T1*FLOAT(2*N+1)*EXP(-0.006895*FLOAT(N*(N+1))*T1)
FSUM=FSUM+PHIN*(GN(RN,DN1,P,FP,FN1(J),YN1(J))+
1 GN(RN,DN1,P,FM,FN1(J),YN1(J))+
2 GN(RN,DN2,P,FP,FN2(J),YN2(J))+
3 GN(RN,DN2,P,FM,FN2(J),YN2(J)))
165 CONTINUE

```

```

F0=0.7*RB/(FF-RB*RB)
F1=F0+FSUM
C AO2=0.01613*FF*P1*T1*T1*F1
AO2=0.01613*P1*T2*FF*F1*0.23025851
C ( Np/km = dB/km/4.343 ) en Np/Km
GAMO=P+152.4*ROV/T1
GAMO=5.6E-4*GAMO*T8
GAMO=GAMO*(1.+FF/GAMO/GAMO)*(1.+FF/60.)
DELC=5.866E-14*P*P*T1**4.5*FF*(1.-1.2E-5*FP**1.5)
DELC=2.573E-6*FF*P*T2/GAMO+DELC
AO2=DELC+AO2
RETURN
END
C *****
C Rain and Cloud Drop--Size Distribution
FUNCTION DSDMP(R,RR)
AO=0.16
BO=-82.*RR**(-0.21)
DSDMP=AO*EXP(BO*R)
RETURN
END
C
FUNCTION DSDC(R,N,AC)
DIMENSION A(10),ALFA(10),B(10)
DATA A/,027,2.604,6.268,.437,11.09,27.,9.375,7.68,52.73,1.41/
DATA ALFA/ 3.,3., 5., 5., 1., 2., 2.,2., 2., 2./
DATA B/,3.,5,1.11,.8, .33,.6, .5,.425,.75,.33/
R=R*1.E+4
DSDC=A(N)*R**ALFA(N)*EXP(-B(N)*R)*10000.
C DSDC=AC*R**ALFA(N)*EXP(-B(N)*R)
RETURN
END
C *****
SUBROUTINE TSMN(IP,LX,KMN,TMN,SMN,NO,SON)
DIMENSION TMN(KMN),SMN(KMN),SON(NO)
COMMON /GAUS/GMU(8)
IMN=0
ION=0
DO 302 I2=1,IP/2
CO1=GMU(I2)
TMM=-0.5*SQRT(3.)
T00=SQRT(0.5/(1.-CO1*CO1))
T01=CO1*SQRT(1.5/(1.-CO1*CO1))
DO 302 M=1,LX
ION=ION+1
EM=FLOAT(M)
S11=EM*CO1*TMM
TT1=SQRT(2.*EM+3.)*CO1*TMM
TT2=TMM
SON(ION)=EM*CO1*T01-EM*SQRT((2.*EM+1.)/(2.*EM-1.))*T00
TON =SQRT(2.*EM+3.)/(EM+1.)*(SQRT(2.*EM+1.)*CO1*T01
& -EM/SQRT(2.*EM-1.))*T00)
T00=T01
T01=TON
DO 301 N=M,LX
EN=FLOAT(N)
IMN=IMN+1
IF(N.GT.M+1) THEN
TMN(IMN)=SQRT((2.*EN+1.)/(EN*EN-EM*EM))*(SQRT(2.*EN-1.)*CO1*TT1
1 -SQRT(((EN-1.)*(EN-1.)-EM*EM)/(2.*EN-3.))*TT2)
TT2=TT1
TT1=TMN(IMN)
SMN(IMN)=EN*CO1*TT1-SQRT((2.*EN+1.)/(2.*EN-1.))
& *(EN*EN-EM*EM))*TT2
ELSE
IF(N.EQ.M) TMN(IMN)=TMM
IF(N.EQ.M) SMN(IMN)=S11
IF(N.EQ.M+1) TMN(IMN)=TT1
IF(N.EQ.M+1) SMN(IMN)=EN*CO1*TT1-SQRT((2.*EN+1.)/(2.*EN-1.))
& *(EN*EN-EM*EM))*TT2
ENDIF
301 CONTINUE
TMM=-SQRT((1.-CO1*CO1)*(2.*EM+3.)/(2.*EM+2.))*TMM
302 CONTINUE
RETURN
END
C *****

```

C: This subroutine is for calculating the cloud or rain extinction  
 C: and absorption coefficients and the phase functions.

```

SUBROUTINE MIHVHV(IP,PVV,PVH,PHV,PHH,MN,TMN,SMN,
& NO,SON,E1,E2,RC,MC,RKSC,RKEX)
  REAL IN
  COMPLEX RIN,W1,W2,W12,ALL,AL,BL,An(35),Bn(35)
  COMPLEX VV1,VV2,VH2,HV2,HH1,HH2
  DIMENSION PVV(IP,IP),PVH(IP,IP),PHV(IP,IP),PHH(IP,IP)
  DIMENSION TMN(MN),SMN(MN),SON(NO)
  COMMON /GAUS/GMU(8),CRST(8) /XXX/XKA,XMI,XMA,PAS
  MU=IP/2
  LMX=2*NO/IP
  LXM=LMX*(LMX+1)/2
  AOI=3.90E-8
  AOR=.16
  RKEX=0
  RKSC=0
  DO 310 I=1,IP
  DO 310 J=1,IP
  PHH(I,J)=0
  PHV(I,J)=0
  PVH(I,J)=0
  PVV(I,J)=0
310 CONTINUE
  PI=3.141592653585
  RN=REAL(SQRT(CMPLX(E1,E2)))
  IN=ABS(AIMAG(SQRT(CMPLX(E1,E2))))
  RIN=CMPLX(RN,-IN)
  X=XMI
  IMA=IFIX((XMA-XMI)/PAS)
  DO 355 I1=1,IMA
  RAY=X/XKA
  IF(MC.GE.20) DDG=0.16*EXP(-82.*RC**(-0.21)*RAY)
  IF(MC.LE.10) DDG=DSDC(RAY,MC,AC)
  QSC=0
  QEX=0
  W1=CMPLX(COS(X),-SIN(X))
  W2=CMPLX(SIN(X),COS(X))
  XRN=X*RN
  XIN=X*IN
  SH=SINH(XIN)
  SI=SIN(XRN)
  ALL=CMPLX(SI*COS(XRN),SH*COSH(XIN))/(SI*SI+SH*SH)
  LX=IFIX(X*1.5)+5
  DO 311 L=1,LX
  XL=FLOAT(L)
  XLX=XL/X
  XL1=2.*XL+1.
  W12=CMPLX((2.*XL-1.)/X*W2-W1)
  W1=W2
  W2=W12
  ALL=CMPLX(-XLX/RIN+1./(XLX/RIN-ALL))
  AL=CMPLX((ALL/RIN+XLX)*REAL(W2)-REAL(W1))
  BL=CMPLX((ALL/RIN+XLX)*W2-W1)
  CBL=CMPLX(((RIN*ALL+XLX)*REAL(W2)-REAL(W1))/
  † ((RIN*ALL+XLX)*W2-W1))
  CAL=CABS(AL)
  CBL=CABS(BL)
  QSC=QSC+XL1*(CAL*CAL+CBL*CBL)
  QEX=QEX+XL1*(REAL(AL)+REAL(BL))
  An(L)=AL
  Bn(L)=BL
311 CONTINUE
  RKSC=RKSC+QSC*DDG
  RKEX=RKEX+QEX*DDG
  IF(MU.LT.4) GOTO 345
  DO 344 I2=1,MU
  CO1=GMU(I2)
  DO 344 I3=I2,IP
  IF(I3.LE.MU) CO2=GMU(I3)
  IF(I3.GT.MU) CO2=-GMU(IP+1-I3)
  VV1=0
  VV=0
  VH=0
  HV=0
  HH=0
  HH1=0

```

```

DO 322 M=1,LX
VV2=0
VH2=0
HV2=0
HH2=0
DO 320 N=M,LX
RNM=1./FLOAT(N*(N+1))
K1=(I2-1)*LXM+(M-1)*LMX-(M-1)*(M-2)/2+N-M+1
K2=K1+(I3-I2)*LXM
IF(I3.GT.MU) K2=K2+(IP-2*I3+1)*LXM
T1=TMN(K1)
T2=TMN(K2)
IF(CO2.LT.0) T2=T2*(-1)**(N+1)
S1=SMN(K1)
S2=SMN(K2)
IF(CO2.LT.0) S2=S2*(-1)**N
SS=S1*S2
ST=S1*T2
TS=T1*S2
TT=T1*T2
VV2=VV2+RNM*(An(N)*M*M*TT+Bn(N)*SS)
VH2=VH2+RNM*M*(An(N)*TS+Bn(N)*ST)
HV2=HV2+RNM*M*(An(N)*ST+Bn(N)*TS)
HH2=HH2+RNM*(An(N)*SS+Bn(N)*M*M*TT)

```

```

320 CONTINUE
RNM=1./FLOAT(M*(M+1))
K1=(I2-1)*LMX+M
K2=(I3-1)*LMX+M
IF(I3.GT.MU)K2=(IP-I3)*LMX+M
SS=SON(K1)*SON(K2)
IF(CO2.LT.0) SS=SS*(-1)**M
VV1=VV1+RNM*Bn(M)*SS
VV=VV+(CABS(VV2))**2
VH=VH+(CABS(VH2))**2
HV=HV+(CABS(HV2))**2
HH=HH+(CABS(HH2))**2
HH1=HH1+RNM*An(M)*SS

```

```

322 CONTINUE
VV=(CABS(VV1))**2+2.*VV
VH=2.*VH
HV=2.*HV
HH=(CABS(HH1))**2+2.*HH
PVV(I2,I3)=VV*DDG+PVV(I2,I3)
PVH(I2,I3)=VH*DDG+PVH(I2,I3)
PHV(I2,I3)=HV*DDG+PHV(I2,I3)
PHH(I2,I3)=HH*DDG+PHH(I2,I3)

```

```
344 CONTINUE
```

```
345 X=X+PAS
```

```
355 CONTINUE
```

```
356 RMN=XKA**3
```

```
RMN=2.*PI*PAS/RMN*1.E5
```

```
C RMN=1./XKA*30./FG*PAX/XKA*1.E5
```

```
RKSC=RMN*RKSC
```

```
RKEX=RMN*RKEX
```

```
IF(MU.LT.5) RETURN
```

```
RMN=4.*RMN
```

```
DO 360 I=1,MU
```

```
DO 360 J=1,IP
```

```
PHH(I,J)=RMN*PHH(I,J)
```

```
PHV(I,J)=RMN*PHV(I,J)
```

```
PVH(I,J)=RMN*PVH(I,J)
```

```
PVV(I,J)=RMN*PVV(I,J)
```

```
360 CONTINUE
```

```
DO 362 I=2,MU
```

```
DO 362 J=1,I-1
```

```
PHH(I,J)=PHH(J,I)
```

```
PHV(I,J)=PHV(J,I)
```

```
PVH(I,J)=PHV(J,I)
```

```
PVV(I,J)=PVV(J,I)
```

```
362 CONTINUE
```

```
DO 370 I=MU+1,IP
```

```
I1=IP+1-I
```

```
DO 370 J=1,IP
```

```
I2=IP+1-J
```

```
PHH(I,J)=PHH(I1,I2)
```

```
PHV(I,J)=PHV(I1,I2)
```

```
PVH(I,J)=PVH(I1,I2)
```



```

PVV(I,J)=PVV(I1,I2)
370 CONTINUE
380 RETURN
END
C *****
SUBROUTINE USDT(Z0,DZ0,NZ0,TZ,PZ,HZ)
DIMENSION TZ(NZ0),PZ(NZ0),HZ(NZ0)
Z=Z0-DZ0
DO 410 I=1,NZ0
Z=Z+DZ0
CALL TPROV(Z,TZ(I),PZ(I),HZ(I))
410 CONTINUE
RETURN
END
C *****
C This subroutine is for reading the model atmosphere or
C the radiosonde P, T, and H profiles.
SUBROUTINE AMDL(NAT,Z0,DZ0,NZ0,TZ,PZ,HZ)
DIMENSION A(50),P(50),T(50),H(50)
DIMENSION TZ(NZ0),PZ(NZ0),HZ(NZ0)
COMMON /NHEIT/NBM,NTP,NBMP,NTPP,NICE,RKT,RKB,WCL,WIND
IF(NAT.GE.10) GOTO 515
READ(2,*) (A(K),K=1,30)
DO 500 I=1,NAT
500 READ(2,*) (P(K),K=1,30)
DO 505 I=1,8
505 READ(2,*) (T(K),K=1,30)
DO 510 I=1,8
510 READ(2,*) (H(K),K=1,30)
REWIND 2
NRS=30
GOTO 530
515 READ(3,*) NRS
READ(3,*) (A(K),K=1,NRS)
READ(3,*) (P(K),K=1,NRS)
READ(3,*) (T(K),K=1,NRS)
READ(3,*) (H(K),K=1,NRS)
IF(A(NRS).GE.45.) GOTO 530
A(NRS)=45.
CALL TPROV(45,T(IZ),P(IZ),H(IZ))
530 IZ=NRS
C *****
Z=Z0-DZ0
Z=A(1)-DZ0
IF(NTP.LE.0) GOTO 555
IF(NBM.LE.0) GOTO 544
DO 540 I=1,NBM
Z=Z+DZ0
CALL QIP(IZ,A,T,Z,TZ(I))
CALL QIP(IZ,A,P,Z,PZ(I))
CALL QIP(IZ,A,H,Z,HZ(I))
540 CONTINUE
NT=MAXO(NTP,NICE)
544 DO 550 I=NBM+1,NT
Z=Z+DZ0
CALL QIP(IZ,A,T,Z,T1)
CALL QIP(IZ,A,P,Z,PZ(I))
HZ(I)=1322.8/T1*EXP(19.8792-5430./T1)
TZ(I)=T1
550 CONTINUE
555 DO 575 I=NT+1,NZ0
Z=Z+DZ0
CALL QIP(IZ,A,T,Z,TZ(I))
CALL QIP(IZ,A,P,Z,PZ(I))
CALL QIP(IZ,A,H,Z,HZ(I))
575 CONTINUE
RETURN
END
C *****
SUBROUTINE ABGAS(FG,DZ0,NZ0,TZ,PZ,HZ,GAS,WH)
DIMENSION TZ(NZ0),PZ(NZ0),HZ(NZ0),GAS(NZ0)
WH=0
DO 580 I=1,NZ0
GAS(I)=ABCHO(FG,TZ(I),PZ(I),HZ(I))*DZ0
WH=WH+GAS(I)
580 CONTINUE
WH=(WH-0.5*HZ(1))*DZ0*0.1
RETURN

```

```

      END
C *****
      FUNCTION TBJR(TY,F)
      FY=0.048*F
      TBJR=FY/(EXP(FY/TY)-1.)
      RETURN
      END
C *****
      SUBROUTINE TBCLR(FG,SECA,NZ3,GAS,TAZ,MU,IP,
&                    TUPA,TDWA,TRNA,TUPB,TDWB,TRNB,TAUG)
C This subroutine calculates TBs at N levels without scattering effect.
      DIMENSION GAS(NZ3),TAZ(NZ3)
      DIMENSION TUPA(MU),TDWA(MU:IP),TRNA(MU)
      DIMENSION TUPB(MU),TDWB(MU:IP),TRNB(MU),SEMU(16)
      COMMON /NHEIT/NBM,NTP,NBMP,NTPP,NICE,RKT,RKB,WCL,WIND
      COMMON /TAUT/TAU1,TAU2 /GAUS/GMU(8) /SEGS/SEMU
      DO 710 J=1,MU
      TUPA(J)=0
      TUPB(J)=0
      TRNA(J)=1.
      TRNB(J)=1.
      TDWA(J+MU)=0
710 TDWB(J+MU)=0
      TAU1=0
      TAU2=0
      TAUG=0
      DO 720 I=1,NZ3-1
      GAS(I)=0.5*(GAS(I)+GAS(I+1))
720 TAZ(I)=TAZ(I)*0.5+TAZ(I+1)*0.5
      DO 722 I=1,NZ3
      TAUG=TAUG+GAS(I)
722 TAZ(I)=TBJR(TAZ(I),FG)
      IF(MU.EQ.1) THEN
      SEMU(1)=SECA
      SEMU(2)=SECA
      ELSE
      DO 725 J=1,IP
      IF(J.LE.MU) SEMU(J)=1./GMU(J)
      IF(J.GT.MU) SEMU(J)=1./GMU(IP+1-J)
725 CONTINUE
      ENDIF
      NT=MAX0(NICE,NTP)
      IF(NT.EQ.1) NT=0
      DO 730 ID=NT+1,NZ3
      I=NZ3+NT+1-ID
      TAU1=TAU1+GAS(I)
      DO 730 J=1,MU
      JD=IP+1-J
      SEKA=EXP(-SEMU(J)*GAS(I))
      TUPA(J)=TUPA(J)+TAZ(I)*(1.-SEKA)*TRNA(J)
      TDWA(JD)=TDWA(JD)+TAZ(I)*(1.-SEKA)
      TRNA(J)=TRNA(J)*SEKA
730 CONTINUE
      IF(NBMP.LT.1) RETURN
      DO 740 I=1,NBMP
      TAU2=TAU2+GAS(I)
      DO 740 J=1,MU
      JD=IP+1-J
      SEKA=EXP(-SEMU(J)*GAS(I))
      TUPB(J)=TUPB(J)*SEKA+TAZ(I)*(1.-SEKA)
      TDWB(JD)=TDWB(JD)+TAZ(I)*(1.-SEKA)*TRNB(J)
      TRNB(J)=TRNB(J)*SEKA
740 CONTINUE
      RETURN
      END
C *****
C This subroutine allows to compute the brightness temperatures
C and the optical thickness in the clear and cloudy atmosphere.
      SUBROUTINE TBMWV(FG,SECA,LBT,TAUA,MT,RKA,TAT,MU,RH,RV,TSF,
&                    NZ3,GAS,TAZ,DZO,TUPA,TDWA,TRNA,TUPB,TDWB,TRNB,
&                    IP,PHH,PHV,PVH,PVV,HHI,HVI,VHI,VVI,RSI,REI,
&                    TH,TV,TBH,TBV,RKC,RKS,RKE,ITER)
      DIMENSION RKA(MT),TAT(MT),TH(0:MT+1,IP),TV(0:MT+1,IP)
      DIMENSION TUPA(MU),TDWA(MU:IP),TRNA(MU),RH(MU),RV(MU)
      DIMENSION TUPB(MU),TDWB(MU:IP),TRNB(MU),TBH(MU),TBV(MU)
      DIMENSION PVV(IP,IP),PVH(IP,IP),PHV(IP,IP),PHH(IP,IP)
      DIMENSION HHI(IP,IP),HVI(IP,IP),VHI(IP,IP),VVI(IP,IP)

```

```

DIMENSION SEMU(16),CI(16),EH(8),EV(8)
DIMENSION GAS(NZ3),TAZ(NZ3)
COMMON /NHEIT/NBM,NTP,NBMP,NTPP,NICE,RKT,RKB,WCL,WND
COMMON /TBSC/TDNH(8),TDNV(8),TDSH(8),TDSV(8) /TAUT/TAU1,TAU2
COMMON /SEGS/SEM0(16)/RADN/RAD(8) /GAUS/GMU(8),CRSTFL(8)

```

```

C
TS=TBJR(TSF,FG)
RKCL=RKC*DZO
RKSC=RKS*DZO
RKEK=RKE*DZO
RKSI=RSI*DZO
RKEI=REI*DZO
TAUC=RKCL*(NTP-NBM)
TAUP=RKEK*(NTPP-NBMP)
TAUS=RKSC*(NTPP-NBMP)
TAUI=RKEI*(NICE-NTPP)
TASI=RKSI*(NICE-NTPP)
DO 800 J=1,IP
IF(J.LE.MU) CI(J)=CRSTFL(J)
IF(J.GT.MU) CI(J)=CRSTFL(IP+1-J)
800 CONTINUE
TDN=0
TUP=0
IF(RKE.NE.0.) GOTO 818
DO 804 J=MU+1,IP
804 TBV(IP+1-J)=TDWA(J)
IF(RKC.EQ.0) GOTO 808
DTAU=NTP-NBM
DTAU=1./DTAU
D1=(RKT-RKB)*DTAU*DNO
D2=RKB*DZO
WCLZ=WCL
C Rectangular LWC Profile; D1: Temp. Correction.
ZWM=.9
MWCL=ZWM*NTP+(1.-ZWM)*NBM
C ZWM=1: Linear LWC Profile; ZWM<1: triangulair
DO 806 ID=NBM+1,NTP
I=NTP+NBM+1-ID
TOZ=GAS(I)+(I-NBM)*D1*WCLZ+D2*WCLZ
DO 806 J=1,MU
SKEK=EXP(-TOZ*SEM0(J))
806 TBV(J)=TBV(J)*SKEK+TAZ(I)*(1.-SKEK)
808 DO 810 I=1,NZ3
SKEK=GAS(I)
IF(I.LE.NBM.OR.I.GT.NTP) GO TO 809
SKEK=SKEK+D2*WCLZ+(I-NBM)*D1*WCLZ
809 SKEK=EXP(-SKEK*SECA)
810 TUP=TUP*SKEK+TAZ(I)*(1.-SKEK)
TRNT=EXP(-(TAUA+TAUC)*SECA)
IF(LBT.LE.1) THEN
IF(LBT.EQ.1) THEN
TDN=0
DO 812 J=1,MU
812 TBV(J)=TBV(J)*TRNB(J)+TDWB(IP+1-J)
DO 814 J=1,IP
IF(J.LE.MU) D1=1.+GMU(J)
IF(J.GT.MU) D1=1.-GMU(IP+1-J)
D2=ACOS(D1*0.5)
CALL QIP(MU,RAD,TBV,D2,SKEK)
814 TDN=TDN+CI(J)*D1*SKEK
TDN=0.25*TDN
ELSE
TDN=TBV(1)*TRNB(1)+TDWB(2)
ENDIF
C WRITE(6,*) 'TSC ',TDN,TBV(1)
TBV(1)=(RV(1)*TDN+(1.-RV(1))*TS)*TRNT+TUP
TBH(1)=(RH(1)*TDN+(1.-RH(1))*TS)*TRNT+TUP
ELSE
DO 816 J=1,MU
TDNH(J)=TBV(J)*TRNB(J)+TDWB(IP+1-J)
816 TDNV(J)=TDNH(J)
TDN=ACOS(1./SECA)
CALL FFFR(MU,1,TDN,0,RH,RV,WND,FG,EH,EV)
C WRITE(6,*) 'TSC ',TDSV(1),TBV(1),EH(1),EV(1),SECA
TBV(1)=(EV(1)*TS+TDSV(1))*TRNT+TUP
TBH(1)=(EH(1)*TS+TDSH(1))*TRNT+TUP
ENDIF

```

```
write(4,1050) TBH(1), TBV(1)
RETURN
```

C Above TB Calculations for the Case of the Clair Atmosphere.

```
C
818 ITER=0
   RKAV=RKEX-RKSC
   RKAI=RKEI-RKSI
   IF(NTP.LE.NICE) GOTO 822
   TAUC=RKCL*(NTPP-NBM)
   DO 820 ID=NTPP+1,NTP
   I=NTP+NTPP+1-ID
   SKEX=GAS(I)+RKCL
   DO 820 J=MU+1,IP
   JS=IP+1-J
   SEKA=EXP(-SKEX*SEMO(J))
   TUPA(JS)=TUPA(JS)+(1.-SEKA)*TAZ(I)*TRNA(JS)
   TRNA(JS)=TRNA(JS)*SEKA
820 TDWA(J)=TDWA(J)*SEKA+(1.-SEKA)*TAZ(I)
822 TOPT=TAUA-TAU1-TAU2+TAUC+TAUP+TAUI
   IF(NTPP.EQ.NICE) TOPT=TOPT-TAUI
   DTAU=TOPT/FLOAT(MT)
   NT=IFIX((TAUA-TAU1-TAU2+TAUC+TAUP)/DTAU)
   TOZ=0
   NTT=1
   D1=GAS(1)
   D2=TAZ(1)
824 DO 830 I=NBMP+1,NTPP
   TOZ=TOZ+GAS(I)+RKEX
   IF(I.GT.NBM) TOZ=TOZ+RKCL
   TAUZ=TOZ/DTAU
   IF(TAUZ.LT.NTT) GOTO 830
828 RKA(NTT)=D1*0.5+0.5*GAS(I)+RKAV
   IF(I.GT.NBM) RKA(NTT)=RKA(NTT)+RKCL
   TAT(NTT)=D2*0.5+0.5*TAZ(I)
   NTT=NTT+1
   D1=GAS(I)
   D2=TAZ(I)
   IF(TAUZ.GE.NTT) GOTO 828
830 CONTINUE
   IF(NTPP.EQ.NICE) GOTO 841
   DO 840 I=NTPP+1,NICE
   TOZ=TOZ+GAS(I)+RKEI
   IF(I.LE.NTP) TOZ=TOZ+RKCL
   TAUZ=TOZ/DTAU
   IF(TAUZ.LT.NTT) GOTO 840
838 RKA(NTT)=D1*0.5+0.5*GAS(I)+RKA
   IF(I.LT.NTP) RKA(NTT)=RKA(NTT)+RKCL
   TAT(NTT)=D2*0.5+0.5*TAZ(I)
   NTT=NTT+1
   D1=GAS(I)
   D2=TAZ(I)
   IF(TAUZ.GE.NTT) GOTO 838
840 CONTINUE
841 NTT=NTT-1
   IF(NTT.GE.MT) GOTO 842
   RKA(MT)=0.5*D1+0.5*GAS(NICE)
   IF(NTPP.EQ.NICE) RKA(MT)=RKA(MT)+RKAV+RKCL
   IF(NTPP.LT.NICE) RKA(MT)=RKA(MT)+RKA
   TAT(MT)=0.5*D2+0.5*TAZ(NICE)
C Initial TB Calculations Without Scattering
842 TAUS=DTAU-TAUS/MT-TAS1/MT
   DO 844 J=1,IP
844 SEMU(J)=EXP(-SEMO(J)*TAUS)
   DO 846 J=MU+1,IP
   TV(MT+1,J)=TDWA(J)
846 TH(MT+1,J)=TDWA(J)
   DO 848 ID=1,MT
   I=MT+1-ID
   DO 848 J=MU+1,IP
   TH(I,J)=TH(I+1,J)*SEMU(J)+TAT(I)*(1.-SEMU(J))
   TV(I,J)=TH(I,J)
848 CONTINUE
   IF(LBT.GT.0) THEN
     IF(LBT.EQ.1) THEN
       TDN=0
       DO 849 J=1,MU
       JS=IP+1-J
```

```

849 TBV(J)=0.5*(TH(1,JS)+TV(1,JS))*TRNB(J)+TDWB(JS)
DO 850 J=1,IP
IF(J.LE.MU) D1=1.+GMU(J)
IF(J.GT.MU) D1=1.-GMU(IP+1-J)
D2=ACOS(D1*0.5)
CALL QIP(MU,RAD,TBV,D2,SKEX)
850 TDN=TDN+CI(J)*D1*SKEK
TDN=0.25*TDN*RH(1)+TS*(1.-RH(1))
DO 851 J=1,MU
TH(0,J)=TDN
851 TV(0,J)=TDN
ELSE
do 852 J=1,MU
JS=IP+1-J
TDNH(J)=TH(1,JS)*TRNB(J)+TDWB(JS)
852 TDNV(J)=TV(1,JS)*TRNB(J)+TDWB(JS)
CALL FFFR(MU,MU,0,0,RH,RV,WND,FG,EH,EV)
do 853 J=1,MU
TH(0,J)=TDSH(J)+TS*EH(J)
853 TV(0,J)=TDSV(J)+TS*EV(J)
ENDIF
ELSE
DO 856 J=1,MU
JD=IP+1-J
TH(0,J)=(TH(1,JD)*TRNB(J)+TDWB(JD))*RH(J)+TS*(1.-RH(J))
856 TV(0,J)=(TV(1,JD)*TRNB(J)+TDWB(JD))*RV(J)+TS*(1.-RV(J))
ENDIF
DO 857 J=1,MU
TH(0,J)=TH(0,J)*TRNB(J)+TUPB(J)
857 TV(0,J)=TV(0,J)*TRNB(J)+TUPB(J)
DO 858 I=1,MT
DO 858 J=1,MU
SKEK=1.-SEMU(J)
TH(I,J)=TH(I-1,J)*SEMU(J)+TAT(I)*SKEK
TV(I,J)=TV(I-1,J)*SEMU(J)+TAT(I)*SKEK
858 CONTINUE
DO 860 J=1,MU
TBH(J)=TH(MT,J)*TRNA(J)+TUPA(J)
860 TBV(J)=TV(MT,J)*TRNA(J)+TUPA(J)
IF(RKS.EQ.0) RETURN
C ***** No Scattering Effect *****
DO 862 J=1,IP
862 SEMU(J)=EXP(-SEMO(J)*DTAU)
DO 863 I=1,MT
TAT(I)=TAT(I)*RKA(I)
IF(I.LE.NT) RKA(I)=RKA(I)+RKSC
IF(I.GT.NT) RKA(I)=RKA(I)+RKSI
863 CONTINUE
C There is the Scattering Effect. --- Iterative procedure
888 ITER=ITER+1
DO 864 J=1,MU
TBH(J)=TH(MT,J)
864 TBV(J)=TV(MT,J)
C %%% DOWNSIDE %%%
IF(MT.EQ.NT) GOTO 865
DO 610 ID=NT+1,MT
I=MT+NT+1-ID
DO 610 J=MU+1,IP
D1=0
D2=0
DO 606 JS=1,IP
D1=D1+CI(JS)*(HHI(J,JS)*TH(I,JS)+HVI(J,JS)*TV(I,JS))
D2=D2+CI(JS)*(VVI(J,JS)*TV(I,JS)+VHI(J,JS)*TH(I,JS))
606 CONTINUE
SKEK=(1.-SEMU(J))/RKA(I)
TH(I,J)=TH(I+1,J)*SEMU(J)+(D1*DZO+TAT(I))*SKEK
TV(I,J)=TV(I+1,J)*SEMU(J)+(D2*DZO+TAT(I))*SKEK
610 CONTINUE
865 DO 868 ID=1,NT
I=NT+1-ID
DO 868 J=MU+1,IP
D1=0
D2=0
DO 866 JS=1,IP
D1=D1+CI(JS)*(PHH(J,JS)*TH(I,JS)+PHV(J,JS)*TV(I,JS))
D2=D2+CI(JS)*(PVV(J,JS)*TV(I,JS)+PVH(J,JS)*TH(I,JS))
866 CONTINUE

```

```

SKEX=(1.-SEM(J))/RKA(I)
TH(I,J)=TH(I+1,J)*SEM(J)+(D1*DZO+TAT(I))*SKEX
TV(I,J)=TV(I+1,J)*SEM(J)+(D2*DZO+TAT(I))*SKEX
868 CONTINUE
IF(LBT.GT.0) THEN
  IF(LBT.EQ.1) THEN
    TDN=0
    DO 612 J=1,MU
      JS=IP+1-J
612 EV(J)=0.5*(TH(1,JS)+TV(1,JS))*TRNB(J)+TDWB(JS)
      DO 614 J=1,IP
        IF(J.LE.MU) D1=1.+GMU(J)
        IF(J.GT.MU) D1=1.-GMU(IP+1-J)
        D2=ACOS(D1*0.5)
        CALL QIP(MU,RAD,EV,D2,SKEX)
614 TDN=TDN+CI(J)*D1*SKEX
        TDN=0.25*TDN*RH(1)+TS*(1.-RH(1))
        DO 870 J=1,MU
          TH(0,J)=TDN
870 TV(0,J)=TDN
        ELSE
          DO 871 J=1,MU
            JS=IP+1-J
            TDNH(J)=TH(1,JS)*TRNB(J)+TDWB(JS)
871 TDNV(J)=TV(1,JS)*TRNB(J)+TDWB(JS)
            CALL FFFR(MU,MU,0,0,RH,RV,WND,FG,EH,EV)
            DO 872 J=1,MU
              TH(0,J)=TDSH(J)+TS*EH(J)
872 TV(0,J)=TDSV(J)+TS*EV(J)
            ENDIF
          ELSE
            DO 873 J=1,MU
              JD=IP+1-J
              TH(0,J)=TS*(1.-RH(J))+RH(J)*(TH(1,JD)*TRNB(J)+TDWB(JD))
873 TV(0,J)=TS*(1.-RV(J))+RV(J)*(TV(1,JD)*TRNB(J)+TDWB(JD))
            ENDIF
C   %%%%%%%%%% UPWARD %%%%%%%%%%
            DO 874 J=1,MU
              TH(0,J)=TH(0,J)*TRNB(J)+TUPB(J)
874 TV(0,J)=TV(0,J)*TRNB(J)+TUPB(J)
            DO 876 I=1,NT
              DO 876 J=1,MU
                D1=0
                D2=0
                DO 875 JS=1,IP
                  D1=D1+CI(JS)*(PHH(J,JS)*TH(I,JS)+PHV(J,JS)*TV(I,JS))
                  D2=D2+CI(JS)*(PVV(J,JS)*TV(I,JS)+PVH(J,JS)*TH(I,JS))
875 CONTINUE
                SKEX=(1.-SEM(J))/RKA(I)
                TH(I,J)=TH(I-1,J)*SEM(J)+(D1*DZO+TAT(I))*SKEX
                TV(I,J)=TV(I-1,J)*SEM(J)+(D2*DZO+TAT(I))*SKEX
876 CONTINUE
                IF(NT.EQ.MT) GOTO 633
                DO 630 I=NT+1,MT
                  DO 630 J=1,MU
                    D1=0
                    D2=0
                    DO 625 JS=1,IP
                      D1=D1+CI(JS)*(HHI(J,JS)*TH(I,JS)+HVI(J,JS)*TV(I,JS))
                      D2=D2+CI(JS)*(VVI(J,JS)*TV(I,JS)+VHI(J,JS)*TH(I,JS))
625 CONTINUE
                SKEX=(1.-SEM(J))/RKA(I)
                TH(I,J)=TH(I-1,J)*SEM(J)+(D1*DZO+TAT(I))*SKEX
                TV(I,J)=TV(I-1,J)*SEM(J)+(D2*DZO+TAT(I))*SKEX
630 CONTINUE
633 ITER=ITER+0
                IF(ITER.GT.150) RETURN
                DO 877 J=1,MU
                  IF(ABS(TH(MT,J)-TBH(J)).GT.0.1) GOTO 888
                  IF(ABS(TV(MT,J)-TBV(J)).GT.0.1) GOTO 888
877 CONTINUE
                DO 880 J=1,MU
                  TBH(J)=TH(MT,J)*TRNA(J)+TUPA(J)
880 TBV(J)=TV(MT,J)*TRNA(J)+TUPA(J)
                WRITE(4,1005) (TBH(I),I=1,MU)
                WRITE(4,1005) (TBV(I),I=1,MU)
                D1=ACOS(1./SECA)

```

```

CALL QIP(MU,RAD,TBH,D1,D2)
CALL QIP(MU,RAD,TBV,D1,SKEK)
WRITE(4,*) 'H. & V. TB at specific angle: ', D2,SKEK,ITER
1005 FORMAT(5X,8F7.2)
1050 FORMAT(5X,2F8.2)
RETURN
END
C *****
C Interpolation and Extrapolation
SUBROUTINE QIP(N,X,Y,U,F)
DIMENSION X(N),Y(N)
NM1=N-1
DO 234 I=2,NM1
IF(U.LE.X(I)) GOTO 240
234 CONTINUE
I=NM1
GO TO 245
240 IF(I.EQ.2) GOTO 245
IF(U-X(I-1).LT.X(I)-U) I=I-1
245 X1=X(I-1)
X2=X(I)
X3=X(I+1)
F=(U-X2)*(U-X3)/((X1-X2)*(X1-X3))*Y(I-1)
& +(U-X3)*(U-X1)/((X2-X3)*(X2-X1))*Y(I)
& +(U-X1)*(U-X2)/((X3-X1)*(X3-X2))*Y(I+1)
RETURN
END
C *****
BLOCK DATA
DIMENSION GMU(8),CRST(8)
COMMON /GAUS/GMU,CRST
DATA GMU/0.989400935,0.944575023,0.865631202,0.755404408,
1 0.617876244,0.458016778,0.281603551,0.095012510/,
2 CRST/0.027152459,0.062253524,0.095158512,0.12462897,
3 0.149595989,0.169156519,0.182603415,0.189450610455/
END
C ***** SURFACE MODELS *****
BLOCK DATA
DIMENSION TST(10),SWS(10)
COMMON /TSEM/TST,SWS
DATA TST/270.,274.,278.,282.,286.,290.,294.,298.,302.,306./
DATA SWS/1.,2.,4.,6.,8.,12.,16.,20.,26.,32./
END
C ***** CLOUD MODELS *****
BLOCK DATA
DIMENSION CTOP(10),CBAS(10),CLWC(10)
COMMON /CLDM/CTOP,CBAS,CLWC
DATA CTOP/2.9,1.,1.4,2.,2.5,6.,4.,3.,.7,8.0/
DATA CBAS/2.4,.5,0.6,1.,2., 5.,2.,1.,.2,0/
DATA CLWC/.15,0.3,0.25,0.25,0.5,0.1,0.02,0.08,0.25,0.1/
END
C ***** SPECTROSCOPIC DATA *****
BLOCK DATA
COMMON /R53/RFI(10),REI(10),RAI(10),RRI(10),RBI(10),
& RXI(10)/R54/RFN1(20),RFN2(20),RY1(20),RY2(20)
DATA RFI/22.23515,182.31012,323.,325.1538,380.1968,
& 390., 436., 438.,442., 448.0008/
DATA REI/644.,196.,1850.,454.,306.,2199.,1507.,1070.,1507.,412./
DATA RAI/1.,41.9,334.4,115.7,651.8,127.,191.4,697.6,590.2,973.1/
DATA RRI/2.85,2.68,2.30,3.03,3.19,2.11,1.50,1.94,1.51,2.47/
DATA RBI/1.75,2.03,1.95,1.85,1.82,2.03,1.97,2.01,2.02,2.19/
DATA RXI/.626,.649,.42,.619,.630,.33,.29,.36,.332,.51/
DATA RFN1/56.2648, 58.4466, 59.5910, 60.4348, 61.1506,
& 61.8002, 62.4112, 62.9980, 63.5685, 64.1278,
& 64.6789, 65.2241, 65.7647, 66.3020, 66.8367,
& 67.3694, 67.9007, 68.4308, 68.9601, 69.4887/
DATA RFN2/118.7503,62.4863, 60.3061, 59.1642, 58.3239,
& 57.6125, 56.9682, 56.3634, 55.7838, 55.2214,
& 54.6711, 54.1300, 53.5957, 53.0668, 52.5422,
& 52.0212, 51.5030, 50.9873, 50.4736, 49.9618/
DATA RY1/2.772E-4, 6.270E-4, 6.766E-4, 3.290E-4, -1.591E-4,
& -2.068E-4, -4.158E-4, -4.482E-4, -4.442E-4, -4.687E-4,
& -5.974E-4, -5.403E-4, -5.610E-4, -5.896E-4, -6.194E-4,
& -6.468E-3, -6.718E-4, -6.950E-4, -7.070E-4, -7.480E-4/
DATA RY2/-2.440E-5, -4.068E-4, -6.183E-4, -4.119E-4, 0.317E-4,
& 1.145E-4, 3.398E-4, 3.922E-4, 4.011E-4, 4.339E-4,
& 4.783E-4, 5.157E-4, 5.400E-4, 5.719E-4, 6.046E-4,

```

& 6.347E-3, 6.627E-4, 6.750E-4, 7.010E-4, 7.350E-4/  
END

C File 'datmos' = model atmosphere P,T, and H profiles

0 1. 2. 3. 4. 5. 6. 7. 8. 9.  
10. 11. 12. 13. 14. 15. 16. 17. 18. 19.  
20. 21. 22. 23. 24. 25. 30. 35. 40. 45. 50. 70.

1013.	904.0	805.0	715.0	633.0	559.0				
492.0	432.0	378.0	329.0	286.0	247.0				
213.0	182.0	156.0	132.0	111.0	93.7				
78.9	66.6	55.5	48.0	40.9	35.0				
30.0	25.7	12.2	6.0	3.05	1.59	.854	.058		
1013.5	904.6	805.0	715.0	633.1	559.4				
492.9	433.0	379.1	330.7	287.3	248.6				
214.1	183.6	156.6	132.9	112.5	95.3				
80.8	68.7	58.5	49.9	42.6	36.4				
31.2	26.8	12.7	6.2	3.16	1.66	.90	.062		
1021.	906.6	803.8	711.2	627.4	551.8				
483.7	422.5	367.9	319.0	275.6	237.1				
203.1	173.4	147.8	125.7	106.7	90.4				
76.5	64.8	55.0	46.8	39.8	34.0				
29.0	24.9	11.7	5.7	2.86	1.49	.80	.050		
1013.	902.0	802.0	710.0	628.0	554.0				
487.0	426.0	372.0	324.0	281.0	243.0				
209.0	179.0	153.0	130.0	111.0	95.0				
81.2	69.5	59.5	51.0	43.7	37.6				
32.2	27.7	13.2	6.52	3.33	1.76	.93	.065		
1018.	897.3	789.0	693.8	608.1	531.3				
462.7	401.6	347.3	299.2	256.8	219.9				
188.2	161.0	137.8	117.8	100.7	86.1				
73.5	62.8	53.7	45.8	39.1	33.4				
28.6	24.3	11.1	5.18	2.53	1.29	.70	.048		
1010.	896.0	792.9	700.0	616.0	541.0				
473.0	413.0	359.0	310.7	267.7	230.0				
197.7	170.0	146.0	125.0	108.0	92.8				
79.8	68.6	58.9	50.7	43.6	37.5				
32.27	27.8	13.4	6.61	3.4	1.81	.97	.070		
1013.	887.8	777.5	679.8	593.2	515.8				
446.7	385.3	330.8	282.9	241.8	206.7				
176.6	151.0	129.1	110.3	94.31	80.58				
68.82	58.75	50.14	42.77	36.47	31.09				
26.49	22.56	10.20	4.701	2.243	1.113	.572	.04		
1013.	898.6	795.0	701.2	616.6	540.5				
472.2	411.1	336.5	308.0	265.0	227.0				
194.0	165.8	141.7	121.1	103.5	88.5				
75.65	64.67	55.29	47.29	40.47	34.67				
29.72	25.49	11.97	5.746	2.871	1.491	.80	.0522		
299.7	293.7	287.8	283.7	277.0	270.3				
263.6	257.0	250.3	243.6	237.0	230.3				
223.6	217.0	210.3	203.7	197.0	194.8				
198.8	202.7	206.7	210.7	214.6	217.0				
219.2	221.4	232.3	243.1	254.0	264.8	270.	219.		
301.2	293.7	288.2	282.7	277.2	271.7				
266.2	259.3	252.3	245.3	238.3	231.4				
224.4	217.5	210.5	203.5	203.2	205.2				
207.4	209.6	211.8	213.9	215.9	217.9				
219.9	221.9	231.8	242.8	254.6	266.4	271.	221.		
287.2	284.2	281.2	274.7	268.2	261.7				
255.2	248.8	242.3	235.8	229.3	222.9				
216.4	213.7	211.0	208.5	205.9	203.3				
203.2	205.4	207.9	210.4	212.9	214.9				
216.9	218.9	228.8	239.8	251.6	263.4	268.	218.		
294.0	290.0	285.0	279.0	273.0	267.0				
261.0	255.0	248.0	242.0	235.0	229.0				
222.0	216.0	216.0	216.0	216.0	216.0				
216.0	217.0	218.0	219.0	220.0	220.0				
223.0	214.0	234.0	245.0	258.0	270.0	274.	224.		
272.2	268.7	265.2	261.7	255.7	249.7				
243.7	237.7	231.7	225.7	219.7	219.2				
218.7	218.2	217.7	217.2	216.7	216.2				





215.7 215.2 215.2 215.2 215.2 215.2  
 215.2 215.2 217.4 227.8 243.2 258.5 260. 213.  
 287.0 282.0 276.0 271.0 266.0 260.0  
 253.0 246.0 239.0 232.0 225.0 225.0  
 225.0 225.0 225.0 225.0 225.0 225.0  
 225.0 225.0 225.0 225.0 225.0 225.0  
 226.0 228.0 235.0 247.0 262.0 274.0 278. 228.  
 257.1 259.1 255.9 252.7 247.7 240.9  
 234.1 227.3 220.6 217.2 217.2 217.2  
 217.2 217.2 217.2 217.2 216.6 216.0  
 215.4 214.8 214.1 213.6 213.0 212.4  
 211.8 211.2 216.0 222.2 234.7 247.0 259. 246  
 288.0 282.0 275.0 269.0 262.0 256.0  
 249.0 243.0 236.0 230.0 223.0 217.0  
 217.0 217.0 217.0 217.0 217.0 217.0  
 217.0 217.0 217.0 218.0 219.0 220.0  
 221.0 222.0 227.0 237.0 253.0 264.0 271. 220

1.90E+1 1.30E+1 9.30E+0 4.70E+0 2.20E+0 1.5E+0  
 8.50E-1 4.70E-1 2.50E-1 1.20E-1 5.00E-2 1.7E-2  
 6.00E-3 1.80E-3 1.00E-3 7.60E-4 6.40E-4 5.6E-4  
 5.00E-4 4.90E-4 4.50E-4 5.10E-4 5.10E-4 5.4E-4  
 6.00E-4 6.70E-4 3.60E-4 1.10E-4 4.30E-5 1.9E-5 2.2E-6 1.8E-7  
 2.23E+1 1.14E+1 7.75E00 5.48E+0 3.18E+0 2.0E+0  
 1.18E+0 7.00E-1 4.00E-1 2.20E-1 1.20E-1 5.0E-2  
 6.00E-3 1.80E-3 1.00E-3 7.60E-4 6.40E-4 5.6E-4  
 5.00E-4 4.90E-4 4.50E-4 5.10E-4 5.10E-4 5.1E-4  
 6.00E-4 6.70E-4 3.60E-4 1.10E-4 4.30E-5 1.9E-5 2.3E-6 1.8E-7  
 9.71E+0 7.03E00 4.14E+0 2.42E00 1.19E+0 7.4E-1  
 3.80E-1 2.25E-1 1.30E-1 6.48E-2 4.00E-2 1.5E-2  
 6.00E-3 1.80E-3 1.00E-3 7.60E-4 6.40E-4 5.6E-4  
 5.00E-4 4.90E-4 4.50E-4 5.10E-4 5.10E-4 5.4E-4  
 6.00E-4 6.70E-4 3.60E-4 1.10E-4 4.30E-5 1.9E-5 2.1E-6 1.8E-7  
 1.4E+1 9.3E+0 5.9E00 3.3E00 1.9E+0 1.0E+0  
 6.1E-1 3.7E-1 2.1E-1 1.2E-1 6.4E-2 2.2E-2  
 6.0E-3 1.8E-3 1.0E-3 7.6E-4 6.4E-4 5.6E-4  
 5.0E-4 4.9E-4 4.5E-4 5.1E-4 5.1E-4 5.4E-4  
 6.0E-4 6.7E-4 3.6E-4 1.1E-4 4.3E-5 1.9E-5 2.2E-6 1.8E-7  
 3.5E00 2.5E+0 1.8E00 1.2E+0 6.6E-1 3.8E-1  
 2.1E-1 8.5E-2 3.5E-2 1.6E-2 7.5E-3 6.9E-3  
 6.0E-3 1.8E-3 1.0E-3 7.6E-4 6.4E-4 5.6E-4  
 5.0E-4 4.9E-4 4.5E-4 5.1E-4 5.1E-4 5.4E-4  
 6.0E-4 6.7E-4 3.6E-4 1.1E-4 4.3E-5 1.9E-5 2.0E-6 1.6E-7  
 9.1E00 6.0E00 4.2E00 2.7E00 1.7E00 1.0E00  
 5.4E-1 2.9E-1 1.3E-1 4.2E-2 1.5E-2 9.4E-3  
 6.0E-3 1.8E-3 1.0E-3 7.6E-4 6.4E-4 5.6E-4  
 5.0E-4 4.9E-4 4.5E-4 5.1E-4 5.1E-4 5.4E-4  
 6.0E-4 6.7E-4 3.6E-4 1.1E-4 4.3E-5 1.9E-5 2.1E-6 1.8E-7  
 1.2E00 1.2E+0 9.4E-1 6.8E-1 4.1E-1 2.0E-1  
 9.8E-2 5.4E-2 1.1E-2 8.4E-3 5.5E-3 3.8E-3  
 2.6E-3 1.8E-3 1.0E-3 7.6E-4 6.4E-4 5.6E-4  
 5.0E-4 4.9E-4 4.5E-4 5.1E-4 5.1E-4 5.4E-4  
 6.0E-4 6.7E-4 3.6E-4 1.1E-4 4.3E-5 1.9E-5 1.5E-6 1.1E-7  
 5.9E+0 4.2E00 2.9E00 1.8E00 1.1E00 6.4E-1  
 3.8E-1 2.1E-1 1.2E-1 4.6E-2 1.8E-2 8.2E-3  
 3.7E-3 1.8E-3 8.4E-4 7.2E-4 6.1E-4 5.2E-4  
 4.4E-4 4.4E-4 4.4E-4 4.8E-4 5.2E-4 5.7E-4  
 6.1E-4 6.6E-4 3.8E-4 1.6E-4 6.7E-5 3.2E-5 2.1E-6 1.8E-7

Example of the Input Card

2		calculate TB only
0		nadir angle
0		ring for frequency
10	6.6 10. 18. 22.2 37. 85.5 110 150 186 220	channel number
1		monoch. frequencies
8		atmosphere model
0		model atmosphere numero
0		surface model
0	32.6	
0	15.	
0		cloud model
0		rain model
1		RUN

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] Artman, J.O. and J.P. Gordon (1954), Absorption of Microwaves by Oxygen in the Millimeter Wavelength Region, *Phys. Rev.*, 96, pp.1237—1245.
- [2] Battan, I.J. (1973), *Radar Observation of the Atmosphere*. The University of Chicago Press, Chicago.
- [3] Beer, T. (1980), Microwave Sensing from Satellites, *Remote Sensing Environ.*, 9, pp.65—85.
- [4] Carter, C.J., R.L. Mitchell, and E.E. Reber (1963), Oxygen Absorption Measurements in the Lower Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 73, pp.3113—3120.
- [5] Chahine, M.T. (1982), Remote Sensing of Cloud Parameters, *J. Atmos. Sci.*, 39, pp.159—170.
- [6] Chandrasekhar, S. (1960), *Radiative Transfer*, Dover Publications, New York.
- [7] Chang, A.T.C., and T.T. Wilheit (1979), Remote Sensing of Atmospheric Water Vapor, Liquid Water, and Wind Speed at the Ocean Surface by Passive Microwave Techniques from the Nimbus 5 Satellite, *Radio Science*, 14, pp.793—803.
- [8] Chang, A.T.C., and A.S. Milman (1982), Retrieval of Ocean Surface and Atmospheric Parameters from Multichannel Microwave Radiometric Measurements, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sensing*, GE-20, pp.217—224.
- [9] Chedin, A., D. Pick, R. Rizzi, and P. Schluessel (1986), Second-Generation Meteosat Definition on Microwave and Infrared Vertical Sounder, ESA Report, STR-219.
- [10] Chiu, L.S., G.R. North, D.A. Short and A. McConnell (1990), Rain Estimation from Satellites: Effect of Finite Fields of View, *J. Geophys. Res.*, 95, pp.2177—2186.
- [11] Choudhury, B.J., T.J. Schmugge, A. Chang, and R.W. Newton (1979), Effect of Surface Roughness on Microwave Emission from Soils, *J. Geophys. Res.*, 84, pp.5699—5706.
- [12] Cole, A.E., A. Court, and A.J. Kantor (1965), Model Atmospheres, in *Handbook of Geophysics and Space Environment*, S.L. Valley, ed., Office of Aerospace Research, USAF, Cambridge Res. Labs., Chapter 2.
- [13] Cotton, W.R., M.A. Stephens, T. Nehr Korn, and G.J. Tripoli (1982): The Colorado State University Three-Dimensional Cloud/Mesoscale Model — 1982 Part II: An Ice Phase Parameterization, *J. Rech. Atmos.*, 16, pp.295—320.
- [14] Deirmendjian, D. (1969), *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*, American Elsevier Publishing Co., Inc., New York.
- [15] Dobson, M.C., F.T. Ulaby, M. Hollikainen, and M. El-Rayes (1985), Microwave Dielectric Behavior of Wet Soil—Part II: Four-Component Dielectric Mixing Models, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, GE-23, pp.35—46.
- [16] Evans, S. (1965), Dielectric Properties of Ice and Snow — A Review, *J. Glaciol.*, 5, pp.773—792.
- [17] Eyre, J.R. and W.P. Menzel (1989), Retrieval of Cloud Parameters from Satellite Sounder Data: A Simulation Study, *J. Appl. Meteor.*, 28, pp.267—275.
- [18] Falcone, V.J., (1979), Atmospheric Attenuation of Millimeter and Sub-Millimeter Waves: Models and Computer Code. AFGL Report TR-79-0253, 76p.
- [19] Foote, G.-B. and P.-S. du Toit (1969), Terminal Velocity of Raindrops Aloft, *J. Appl. Meteor.*, 8, pp.249—253.

- [20] Gaut, N.E. and E.C. Reifstein III (1971), Environmental Research Technology, Inc., Report No. 13, Lexington, Massachusetts.
- [21] Grant, E., T. Buchanan, and T. Cook (1957), Dielectric Behavior of Water at Microwave Frequencies, *J. Chem. Phys.*, 26, pp.157—161.
- [22] Grody, W. and R.L. Cook (1970), *Microwave Molecular Spectra*, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- [23] Grody, N. (1976), Remote Sensing of Atmospheric Water Content from Satellites Using Microwave Radiometry, *IEEE Trans. Anten. Propap.*, AP-24, pp.155—162.
- [24] Gross, E.P. (1950), Shape of Collision-Broadened Spectral Lines, *Phys. Res.*, 97, pp.395—403.
- [25] Hall, J.T. (1967), Attenuation of Millimeter Wavelength Radiation by Gaseous Water, *Appl. Opt.*, 6, pp.1391—1398.
- [26] Hall, W.D. (1980): A Detailed Microphysical Model Within a Two-Dimensional Framework: Model Description and Preliminary Results, *J. Atmos. Science*, 37, pp.2486—2507.
- [27] Ho, W. and W.F. Hall (1973), Measurements of the Dielectric Properties of Seawater and NaCl Solutions at 2.65 GHz, *J. Geophys. Res.*, 78, pp.6301—6315.
- [28] Hollinger, J.P. (1971): Passive Microwave Measurements of Sea Surface Roughness, *IEEE Trans. Geosci. Electroon.*, 9, pp.165—169.
- [29] Isaacs, R.G., Y.Q. Jin, R.D. Worsham, G. Deblonde, and V.J. Falcone (1989), The RAD-TRAN Microwave Surface Emission Models, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sensing*, 27, pp.433—440.
- [30] Klein, L.A., and C.T. Swift (1977), An Improved Model for the Dielectric Constant of Sea Water at Microwave Frequencies, *IEEE Trans. Antennas Propap.*, AP-25, pp.104—111.
- [31] Kummerow, C., and J.A. Weinman (1988), Determining Microwave Brightness Temperatures from Precipitating Horizontally Finite and Vertically Structured Clouds, *J. Geophys. Res.*, 93(D4), 3720—3728.
- [32] Kunzi, K.F. (1987), Report of Microwave Group on ITRA - Intercomparison Campaign Workshop, University of Maryland 12 — 14 March 1986, 55p.
- [33] Le Vine, D.M., T.T. Wilheit, R.E. Murphy, and C.T. Swift (1989), A Multiplefrequency Microwave Radiometer of the Future, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 27, pp.193—198.
- [34] Liebe, H.J., M.C. Thompson, and T.A. Dillon (1969), Dispersion Studies of the 22 GHz Water Vapor Line Shape, *J. Quant. Spectr. Radiative Transfer*, 9, pp.31—47.
- [35] Liebe, H.J. (1981), Modeling Attenuation and Phase of Radio Waves in Air at Frequencies Below 1000 GHz, *Radio Sci.*, 16, pp.1183—1199.
- [36] Liebe, H.J. (1983), Atmospheric EHF Window Transparencies near 35, 90, 140, and 220 GHz, *IEEE Trans. Antennas Propap.*, AP-31, pp.127—135.
- [37] Liebe, H.J. (1985), An Updated Model for Millimeter Wave Propagation in Moist Air, *Radio Sci.*, 20, pp.1069—1089.
- [38] McClatchey, R.A., R.W. Fenn, J.E.A. Selby, F.E. Volz, and J.S. Garing (1971), Optical Properties of the Atmosphere, AFCRL-TR-71-0279, No354.
- [39] Meeks, M.L., and A.E. Lilley (1963), The Microwave Spectrum of Oxygen in the Earth's Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 68, pp.1683—1703.
- [40] Millet, J.M. (1984), Détermination du Contenu en Eau de l'Atmosphère par Radiométrie Hyperfréquence Spatiale, Thèse, présentée à l'Université de PARIS VII, p.224.
- [41] Mo, T., T.J. Schmugge, and J.R. Wang (1987), Calculations of the Microwave Brightness

Temperature of Rough Soil Surfaces: Bare Field, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, GE-25, pp.47—54.

[42] Mugnai, A and E.A. Smith (1988), Radiative Transfer to Space through a Precipitating Cloud at Multiple Microwave Frequencies. Part I: Model Description; Part II: Results and Analysis, *J. Appl. Meteorol.*, 27, pp.1055—1091.

[43] Mugnai, A., E.A. Smith, and G.J. Tripoli (1990), Simulation of Microwave Brightness Temperatures of an Evolving Hailstone at SSM/I Frequencies, *Bul. Am. Meteor. Society*, 71, pp.2—13.

[44] Nioku, E.G. (1982), Passive Microwave Remote Sensing of the Earth from Space— A Review, *Proc. IEEE*, 70, pp.728—749.

[45] Oguchi, T. (1981), Scattering from Hydrometeors: A Survey, *Radio Science*, 16-5, pp.691—730.

[46] Ogura, Y. (1973): The Development of Warm Rain in a Cumulus Model, *J. Atmos. Science*, 30, pp.262—277.

[47] Pampaloni, P. (1989), Microwave Radiometry for Remote Sensing, in *NSF Workshop Report on Future Directions in Electromagnetics Research*, July 27, 1989, Boston, Massachusetts, USA, pp.275—281.

[48] Pandey, P.C. and R.K. Kakar (1982): An Empirical Emissivity Model for foam-covered Sea, *IEEE J. Oceanic Eng.*, OE-17, pp.135—140.

[49] Pandey, P.C., E.G. Njoku, and J.W. Waters (1983), Inference of Cloud Temperature and Thickness by Microwave Radiometry from Space, *J. Climate Appl. Meteor.*, 22, pp.1894—1898.

[50] Peake, W.H. (1959), Interaction of Electromagnetic Waves with Some Natural Surfaces, *IRE Trans.*, AP-7, p.5342.

[51] Prigent-Benoit, C. (1988), Radiométrie Millimétrique à Vocation Météorologique: Modèle de Transfert Radiatif et Etude d'un Récepteur, Thèse, présentée à l'Université de PARIS 7, p.254

[52] Pruppacher, H.R., and J.D. Klett (1978), *Microphysics of Clouds and Precipitation*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht.

[53] Reber, E.E. (1972), Absorption of the 4- to 6-Millimeter Wavelength Band in the Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 77, pp.3831—3845.

[54] Rodgers, E. and H. Suddalingaiah (1983), The Utilization of Nimbus-7 SMMR Measurements to Delineate Rainfall over Land, *J. Climate Appl. Meteor.*, 22, pp.1753—1763.

[55] Rosenkranz, P.W. (1975), Shape of the 5 mm Oxygen Band in the Atmosphere, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Ap-23, pp.498—506.

[56] Rosenkranz, P.W. (1985), Interference Coefficients for Overlapping Oxygen Lines in Air, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 39, pp.287—287.

[57] Sauvageot, H. (1982), *RADARMÉTÉOROLOGIE - Télédétection Active de l'Atmosphère*, Eyrolles, Paris.

[58] Selby, J.E.A. and R.A. McClatchey (1975), Atmospheric Transmittance from 0.25 to 28.5  $\mu\text{m}$ : Computer Code LOWTRAN 3, AFCRL TR75-0255, AD 017734.

[59] Short, D.A. and G.R. North (1990), The Beam Filling Error in the Nimbus 5 ESMR Observations of Global Atlantic Tropical Experiment Rainfall, *J. Geophys. Res.*, 95, pp.2187—2194.

[60] Slobin, S.D. (1982), Microwave Noise Temperature and Attenuation of Clouds: Statistics of These Effects at Various Sites in the US, Alaska, Hawaii. *Radio Science*, 17(6), 1443—1454.

[61] Smith, P.M. (1988): The Emissivity of Sea Foam at 19 and 37 GHz. *IEEE Trans.*

*Geosci. Rem. Sensing*, GE-26, pp.541—547.

[62] Smith, W.L. and C.M.R. Platt (1979), Comparison of Satellite-Deduced Cloud Heights with Indications from Radiosonde and Ground-Based Laser Measurements, *J. Appl. Meteor.*, 17, pp.1796—1802.

[63] Spencer, R.W. (1986), A Satellite Passive 37-GHz Scattering-Based Method for Measuring Oceanic Rain Rates, *J. Clim. Appl. Meteor.*, 25, pp.754—766.

[64] Staelin, D.H., K.F. Künzi, R.L. Poon, R.W. Wilcox, and J.W. Waters (1976), Remote Sensing of Atmospheric Water Vapor and Liquid Water with the Nimbus 5 Microwave Spectrometer, *J. Appl. Meteorol.*, 15, pp.1204—1214.

[65] Staelin, D.H. (1981), Passive Microwave Techniques for Geophysical Sensing of the Earth from Satellites, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, AP-29, pp.683—687.

[66] Stogryn, A. (1967), The Apparent Temperature of the Sea at Microwave Frequencies, *IEEE Trans. Antennas Prop.* AP-15, pp. 278—286.

[67] Stogryn, A. (1971), Equation for Calculating the Dielectric Constant of Saline Water, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MIT-29, pp.733—736.

[68] Stogryn, A. (1971): The Emissivity of Sea Foam at Microwave Frequencies, *J. Geophys. Res.*, 77, pp.1658—1972.

[69] Stutzman, W.L. and W.K. Dishman (1982), A Simple Model for the Estimation of Rain-Induced Attenuation along Earth-space Paths at Millimeter Wavelengths, *Radio Sci.*, 17, pp.1465—1476.

[70] Swift, C.T. (1980), Passive Microwave Remote Sensing of the Ocean — A Review, *Boundary-Layer Meteorol.*, 18, pp.25—54.

[71] Tolbert, D.E. and A.W. Straiton (1963), Synopsis of Attenuation and Emission and Investigations of 58 to 62 kMc Frequencies in the Earth's Atmosphere, *Proc. IEEE*, 51, pp.1754—7160.

[72] Townes, C.H. and A.L. Schawlow (1955): *Microwave Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York.

[73] Tripoli, G.J. and W.R. Cotton (1982): The Colorado State University Three-Dimensional Cloud/Mesoscale Model — 1982 Part I: General Theoretical Framework and Sensitivity Experiments, *J. Rech. Atmos.*, 16, pp.185—219.

[74] Tsang, L., J.A. Kong, D.H. Staelin, and J.W. Waters (1977): Theory for Microwave Thermal Emission from a Layer of Cloud or Rain, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, AP-25, pp.650—657.

[75] Tsang, L. and R.W. Newton (1982): Microwave Emissions from Soils with Rough Surfaces, *J. Geophys. Res.*, 87, pp.9017—9024.

[76] Ulaby, F.T., R.K. Moore, and A.K. Fung (1981): *Microwave Remote Sensing: Active and Passive. Vol.1: Microwave Remote Sensing Fundamentals and Radiometry.* Addison-Wesley Publ. Company, Reading, Massachusetts.

[77] — — — (1982): —. Vol.2: *Radar Remote Sensing and Surface Scattering and Emission Theory.* —.

[78] — — — (1986): —. Vol.3: *From Theory to Application.* —.

[79] Van de Hulst, H.C. (1957), *Light Scattering by Small Particles*, John Wiley and Sons, Inc., New York.

[80] Van Vleck, J.H. and V.F. Weisskopf (1945), On the Shape of Collision-Broadened Lines, *Rev. Mod. Phys.*, 17, pp.227—236.

[81] Wang, J.R. (1980), The Dielectric Properties of Soil-Water Mixtures at Microwave Frequencies, *Radio Science*, 15, pp.977—985.

[82] Wang, J.R. and T.J. Schmugge (1980), An Empirical Model for the Complex Dielectric Permittivity of Soils as a Function of Water Content, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, GE-18, pp.288—295.

[83] Warren, S.G. (1984), Optical Constants for Ice from the Ultraviolet to the Microwave, *Appl. Optics*, 23, pp.1206—1223.

[84] Waters, J.W., K.F. Künzi, R.L. Pettyjohn, R.K.L. Poon, and D.H. Staelin (1975), Remote Sensing of Atmospheric Temperature Profiles with the Nimbus 5 Microwave Spectrometer, *J. Atmos. Sci.*, 32, pp.1953—1969.

[85] Waters, J.W. (1976), Absorption and Emission of Microwave Radiation by Atmospheric Gases, in *Methods of Experimental Physics*, M.L. Meeks, ed., 12 Part B, Radio Astronomy, Academic Press, Section 2.3.

[86] Wentz, F.J. (1975), A Two-Scale Scattering Model for Foam-Free Sea Microwave Brightness Temperatures. *J. Geophys. Res.*, 80, pp.3441—3446.

[87] Wentz, F.J. (1983), A Model Function for Ocean Microwave Brightness Temperature, *J. Geophys. Res.*, 88, pp.1892—1907.

[88] Weyl, P. (1964), On the Change in Electrical Conductance of Sea Water with Temperature, *Limnol. Oceanogr.*, 9, pp.75—78.

[89] Wilheit, T.T., A.T.C. Chang, M.S.V. Rao, E.B. Rodgers, and J.S. Theon (1977), A Satellite Technique for Quantitatively Mapping Rainfall Rates over the Ocean, *J. Appl. Meteorol.*, 16, pp.551—560.

[90] Wilheit, T.T., Jr. (1979), A Model for the Microwave Emissivity of the Ocean's Surface as a Function of Wind Speed, *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, GE-17, pp.244—249.

[91] Wilheit, T.T., and A.T.C. Chang (1980), An Algorithm for Retrieval of Ocean Surface and Atmospheric Parameters from the Observation of the Scanning Multichannel Microwave Radiometer, *Radio Sci.*, 15, pp.525—544.

[92] Wilheit, T.T., J. Greaves, J. Gatlin, D. Han, B.M. Krupp, A.S. Milman, and E. Chang (1984), Retrieval of Ocean Surface Parameters from the Scanning Multichannel Microwave Radiometer (SMMR) on the Nimbus-7 Satellite, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, GE-22, pp.133—142.

[93] Zhevakin, S.A. and A.P. Naumov (1965), The Coefficient of Absorption of Centimeter and Millimeter Radiowaves in Atmospheric Oxygen, *Radio Eng. Electron. Phys.(USSR)*, 10, pp.844—852.

[94] Zhevakin, S.A. and A.P. Naumov (1967), Refraction of Millimeter and Submillimeter Radiowaves in the Lower Atmosphere, *Radio Engng. Electronic Phys.(USSR)(English transl.)*, 12, pp.885—894, 1067—1076.

[95] Ziegler, C.L. (1985), Retrieval of Thermal and Microphysical Variables in Observed Convective Storms. Part I: Model Development and Preliminary Testing. *J. Atmos. Science*, 42, 1487—1509.

[96] Yeh, H.Y. and K.N. Liou (1982), Remote Sensing of Cloud Parameters from a Combination of Infrared and Microwave Channels, *J. Climate Appl. Meteor.*, 22, pp.201—213.

