



# MANUEL <sup>DE</sup> RADIOMÉTÉOROLOGIE

ÉDITION DE 2013  
BUREAU DES RADIOCOMMUNICATIONS





# MANUEL DE RADIOMÉTÉOROLOGIE

## PRÉFACE

Le premier Manuel de radiométéorologie a été conçu sous la direction du Professeur Gert Brussaard (Pays-Bas), élaboré par le Groupe de travail 3J (Principes fondamentaux de la propagation) de la Commission d'études 3 de l'UIT-R (Propagation des ondes radioélectriques) et publié en 1996.

Le présent document est une révision de ce premier Manuel effectuée par des experts du Groupe de travail 3J sous la présidence du Professeur Marlene Pontes (Brésil). Il intègre des informations liées aux récentes révisions des Recommandations de l'UIT-R sur la propagation dans le domaine de la radiométéorologie.

Les principaux contributeurs de cette version révisée sont:

Cesar Amaya

Daniel Arapoglou

Ana Benarroch

Harvey Berger

Pierre Bouchard

Xavier Boulanger

Laurent Castanet

Chris Gibbins

Vaclav Kvicera

Lorenzo Luini

Paul McKenna

Aldo Paraboni

Marlene Pontes

Patricia Raush

Carlo Riva

Theresa Rusyn

Luiz Silva Mello

Le contrôle rédactionnel du Manuel de radiométéorologie a été réalisé par Harvey Berger et Marlene Pontes.



## Table des matières

	<i>Page</i>
CHAPITRE 1 Introduction .....	1
1.1 Objet du Manuel de radiométéorologie.....	1
1.2 Textes applicables .....	1
1.3 Table de correspondance .....	2
CHAPITRE 2 Caractéristiques physiques de l'atmosphère.....	5
2.1 Variabilité de la concentration en vapeur d'eau et en oxygène au niveau du sol .....	5
2.2 Variabilité du profil en hauteur de la vapeur d'eau .....	6
2.3 Caractéristiques des précipitations pluviales.....	7
2.3.1 Types de précipitation.....	7
2.3.2 Distribution des dimensions des gouttes.....	7
2.3.3 Forme et orientation des hydrométéores.....	7
2.3.4 Vitesse limite .....	8
2.3.5 Température des gouttes de pluie .....	8
2.4 Caractéristiques statistiques de l'intensité des précipitations pluviales en un point.....	8
2.4.1 Distribution cumulative de l'intensité des précipitations pluviales.....	8
2.4.2 Variations annuelles de la distribution cumulative de l'intensité des précipitations .....	10
2.4.3 Conversion des distributions de l'intensité de la pluie en statistiques équivalentes avec temps d'intégration égal à 1 minute .....	11
2.4.4 Modèles de distribution de l'intensité des précipitations .....	13
2.4.5 Données statistiques sur la durée des chutes de pluie.....	14
2.5 Structure horizontale des précipitations pluvieuses .....	14
2.5.1 Application à la diffusion par la pluie .....	15
2.5.2 Application à l'affaiblissement par la pluie.....	16
2.6 Structure verticale des précipitations .....	17
2.6.1 Variation verticale de la réflectivité.....	17
2.6.2 Variation verticale de l'affaiblissement linéique.....	18
2.6.3 Hauteur de l'isotherme 0°C et hauteur de pluie .....	18
2.7 Caractéristiques du brouillard et des nuages .....	19
2.8 Tempêtes de sable et de poussière.....	19

	<i>Page</i>
Références.....	20
CHAPITRE 3 Réfraction atmosphérique .....	25
3.1 Influence de l'atmosphère sur la propagation des ondes radioélectriques.....	25
3.2 Indice de réfraction et coïndice .....	26
3.3 Modèles de l'indice de réfraction de l'atmosphère .....	28
3.3.1 Modèles linéaires .....	28
3.3.2 Modèles exponentiels .....	29
3.3.3 Autres modèles .....	31
3.4 Ecart par rapport aux modèles .....	32
3.5 Coïndice de réfraction au niveau du sol .....	32
3.5.1 Moyennes mensuelles du coïndice au niveau du sol .....	32
3.5.2 Variations saisonnières et d'une année à l'autre du coïndice au niveau du sol .....	33
3.6 Gradients du coïndice.....	35
3.6.1 Modèles pour la distribution du gradient du coïndice .....	35
3.6.2 Informations statistiques sur les gradients du coïndice .....	40
3.6.3 Corrélation entre le coïndice au sol et le gradient du coïndice.....	42
3.6.4 Gradient équivalent du coïndice le long d'un trajet .....	44
3.7 Structures du coïndice aux échelles méso et macro .....	44
3.7.1 Couches de guidage: définition et observations expérimentales .....	44
3.7.2 Conditions d'infraréfraction .....	55
3.8 Gradients horizontaux du coïndice.....	58
3.9 Techniques de mesure de l'indice de réfraction .....	60
3.9.1 Mesures directes – réfractomètres à hyperfréquences .....	61
3.9.2 Mesures indirectes – mesure de grandeurs météorologiques.....	62
3.9.3 Mesure des profils verticaux.....	66
3.9.4 Mesure des structures verticales et horizontales.....	68
Références.....	71
CHAPITRE 4 Influence de la réfraction sur la propagation.....	73
4.1 Introduction .....	73
4.1.1 Approximation du rayon .....	73
4.1.2 Indice de réfraction modifié et rayon terrestre équivalent.....	74
4.2 Effets de la réfraction dans les conditions normales .....	75
4.2.1 Infraréfraction et superréfraction .....	75
4.2.2 Angle d'élévation apparent.....	76

4.2.3	Longueur du trajet radioélectrique.....	77
4.2.4	Etalement du faisceau sur des trajets obliques.....	79
4.2.5	Erreur sur la vitesse de variation de la distance.....	79
4.3	Propagation au cours de conditions d'infraréfraction.....	81
4.3.1	Facteur de rayon terrestre équivalent pour un trajet, $k_e$ .....	81
4.3.2	Prévision des valeurs minimales de $k_e$ .....	82
4.4	Propagation en présence de couches de superréfraction.....	83
4.4.1	Description qualitative par tracé du rayon.....	83
4.4.2	Influence de la formation des conduits radioélectriques.....	86
4.4.3	Propagation par trajets multiples.....	89
4.4.4	Variations de l'angle d'arrivée.....	90
4.5	Représentation du canal de propagation dans les conditions de superréfraction.....	91
4.5.1	Modèle multirayons.....	91
4.5.2	Considérations d'ordre théorique sur les statistiques relatives à une fréquence unique.....	92
4.5.3	Modèles pour la fonction de transfert par trajets multiples.....	92
4.6	Représentations simplifiées du canal de propagation.....	93
4.6.1	Modèles à rayons.....	93
4.6.2	Représentation paramétrique de la distorsion d'amplitude.....	94
4.7	Scintillations des signaux sous l'effet de la turbulence atmosphérique.....	95
4.7.1	Scintillation d'amplitude.....	95
4.7.2	Scintillations de l'angle d'arrivée.....	100
4.8	Propagation par diffusion troposphérique.....	102
4.8.1	Modélisation de la variation du champ à long terme.....	102
4.8.2	Fonction de transfert en diffusion troposphérique.....	104
	Références.....	109
	ANNEXE 1 Modèles de prévision statistiques de l'écart type et de l'amplitude des fluctuations du signal dues à la scintillation.....	113
A1.1	Introduction.....	111
A1.2	Modèles de prévision de l'écart type de scintillation.....	111
A1.2.1	Modèle de Karasawa.....	111
A1.2.2	Recommandation UIT-R P.618.....	111
A1.2.3	Modèles d'Ortgies.....	111
A1.2.4	Modèle d'Otung.....	112
A1.2.5	Modèle de Van de Kamp.....	112

	<i>Page</i>
A1.2.6 Modèles de Marzano .....	112
A1.2.7 Modèle UCL .....	113
A1.3 Modèles de prévision de la distribution de l'amplitude de scintillation .....	113
A1.3.1 Modèles de Karasawa et de l'UIT-R .....	113
A1.3.2 Modèle de Van de Kamp .....	114
Références de l'Annexe 1 .....	117
CHAPITRE 5 Diffusion par une particule isolée .....	117
5.1 Considérations générales .....	117
5.1.1 Représentation intégrale du champ .....	118
5.1.2 Diffusion d'une onde plane dans le champ lointain. Le théorème optique .....	119
5.2 Méthodes de résolution .....	123
5.2.1 Méthodes analytiques .....	123
5.2.2 Méthodes numériques approchées .....	129
5.3 Mise en oeuvre numérique .....	133
Références .....	137
CHAPITRE 6 Affaiblissement et dispersion par les gaz de l'atmosphère .....	137
6.1 Informations générales d'ordre physique sur l'absorption due aux gaz .....	138
6.2 Calcul de l'affaiblissement par les gaz dans l'atmosphère terrestre .....	145
6.3 Algorithmes figurant à l'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9 pour le calcul de l'affaiblissement linéique dans la gamme de fréquences 1-350 GHz .....	147
6.4 Algorithmes présentés à l'Annexe 2 dans le cas de l'affaiblissement sur un trajet oblique dans la gamme de fréquences 1-350 GHz .....	147
6.5 Effets de la dispersion par les gaz de l'atmosphère .....	150
6.6 Comparaison des prévisions obtenues à partir de différents modèles d'absorption par les gaz combinés à des mesures .....	156
6.6.1 Mesures radiométriques au sol .....	157
6.6.2 Spectromètres à transformée de Fourier au sol .....	164
6.6.3 Conclusion .....	164
6.7 Affaiblissement du rayonnement infrarouge et visible .....	164
Références .....	170
CHAPITRE 7 Affaiblissement par les particules atmosphériques .....	171
7.1 Prévision de l'affaiblissement linéique à partir des données d'intensité de pluie .....	171
7.2 Affaiblissement sur les trajets de propagation de longueur finie .....	176
7.2.1 Conséquences de la non-uniformité spatiale de la pluie .....	176

7.2.2 Liaisons Terre-espace.....	178
7.3 Prévion de l'affaiblissement d'après des données de propagation radioélectrique	179
7.3.1 Similitude à partir d'une seule fréquence: rapport d'affaiblissement constant	180
7.3.2 Similitude à partir d'une seule fréquence: rapport d'affaiblissement variable	180
7.3.3 Similitude multifréquences .....	180
7.3.4 Similitude instantanée: une seule fréquence .....	181
7.3.5 Loi de similitude en longueur du trajet des statistiques de l'affaiblissement dû à la pluie pour les liaisons en visibilité directe .....	181
7.4 Variabilité des caractéristiques statistiques de l'affaiblissement dû à la pluie .	181
7.5 Mesures de radiométrie et de radiodétection.....	181
7.6 Retard de propagation dû aux précipitations.....	183
7.7 Affaiblissement dû à des hydrométéores autres que la pluie .....	183
7.7.1 Aérosols, brouillard, nuages, grêle et neige .....	183
7.8 Affaiblissement dû aux tempêtes de sable et de poussière.....	187
Références.....	190
CHAPITRE 8 Pouvoir radioémissif de l'atmosphère et du sol.....	197
8.1 Introduction .....	197
8.2 Transfert radiatif.....	198
8.2.1 Principes fondamentaux .....	198
8.2.2 Equation du transfert radiatif.....	199
8.2.3 Température de brillance.....	202
8.3 Emissivité de l'atmosphère .....	204
8.4 Emissivité du sol .....	207
8.5 Estimation radiométrique de l'affaiblissement et longueur du trajet.....	211
8.5.1 Considérations générales.....	211
8.5.2 Evaluation de l'affaiblissement à partir de mesures radiométriques .....	212
8.5.3 Estimation du temps de propagation sur le trajet .....	213
8.6 Télédétection passive de la composition de l'atmosphère.....	214
8.6.1 Considérations générales.....	214
8.6.2 Teneur en eau de l'atmosphère .....	215
8.6.3 Détermination radiométrique de la teneur en eau de l'atmosphère .....	215
8.6.4 Coefficients de détermination et de similitude.....	217
Références.....	222
CHAPITRE 9 Transpolarisation et anisotropie .....	223

9.1	Fondements mathématiques .....	223
9.1.1	Etat de polarisation d'une onde.....	224
9.1.2	Polarisations orthogonales.....	226
9.1.3	Canal de transfert à double polarisation.....	227
9.1.4	Modèles de milieu simplifiés .....	229
9.2	Microphysique du milieu dépolarisant.....	231
9.2.1	Existence des plans principaux .....	233
9.2.2	Modèle des axes des gouttes de pluie équialignés .....	233
9.2.3	Gouttes de pluie avec distribution gaussienne des orientations .....	234
9.2.4	Aiguilles de glace dans les nuages .....	235
9.2.5	Dépolarisation due à la glace pendant les chutes de pluie .....	236
9.3	Evaluation des paramètres du modèle.....	237
	Références.....	242
	CHAPITRE 10 Aspects statistiques de la modélisation.....	243
10.1	Variabilité des phénomènes atmosphériques .....	243
10.1.1	Definitions.....	243
10.1.2	Concepts et modèles.....	245
10.2	Statistiques du mois le plus défavorable .....	246
10.2.1	La définition de l'UIT-R.....	246
10.2.2	Méthode de calcul avec le facteur $Q$ .....	247
10.2.3	Méthode de calcul avec le facteur $C_0$ .....	248
10.2.4	Variabilité.....	248
10.3	Statistiques annuelles .....	249
10.3.1	Modèle de Crane .....	249
10.3.2	Variabilité, d'une année à l'autre, des statistiques d'intensité de pluie et d'affaiblissement dû à la pluie .....	250
10.4	Les concepts de risque et de fiabilité .....	251
10.4.1	Analyse de risques.....	251
10.4.2	Délai de retour.....	254
10.4.3	Durée moyenne de fonctionnement avant défaillance ( <i>mean time to failure</i> ) .....	254
10.4.4	Autres considérations .....	255
10.4.5	Liens avec les services .....	255
10.4.6	Risque de survenue des interruptions.....	255

*Page*

10.5 Conclusions .....	256
Références.....	262



# CHAPITRE 1

## Introduction

### 1.1 Objet du Manuel de radiométéorologie

Le Manuel de radiométéorologie contient des informations de base et des informations complémentaires sur les effets de la propagation des ondes radioélectriques. Ce guide va de pair avec les Recommandations qui ont été élaborées par le Groupe de travail 3J (Principes fondamentaux de la propagation) de la Commission d'études 3 (CE 3) du Secteur des radiocommunications de l'UIT (UIT-R). Il fournit des informations d'ordre général sur la radiométéorologie, à l'intention des personnes qui utilisent les Recommandations de la série P de l'UIT-R, qui veulent en avoir une compréhension plus détaillée et qui souhaitent contribuer à leur élaboration.

Les Recommandations qui traitent des effets de l'atmosphère, appelés ici radiométéorologie, sont, en grande partie, le résultat d'études scientifiques qui se sont étendues sur une longue période. Ces textes ont été élaborés par voie de consensus entre les délégués qui possédaient une large connaissance du problème. Cette connaissance étant en évolution constante, il est d'une importance capitale de pouvoir suivre les résultats des études scientifiques qui sont à la base des Recommandations. En cas de perte de cette information, il ne serait plus possible de revenir sur les questions traitées par les Recommandations, ni d'améliorer celles-ci au profit des utilisateurs. Par ailleurs, un réexamen des informations de base peut permettre à l'utilisateur de se rendre compte des limites et du degré de fiabilité des modèles présentés.

Les Recommandations visent à présenter, de façon objective, des méthodes d'application pratique; de ce fait, l'utilisateur se heurtera inévitablement à des questions concernant ces méthodes, auxquelles les Recommandations elles-mêmes n'apportent pas de réponse complète. Pour aider l'utilisateur des Recommandations et pour l'informer sur le fondement des méthodes recommandées, le présent Manuel fournit des informations de base ainsi que des résumés actualisés de résultats expérimentaux et de résultats préliminaires obtenus dans de nouveaux exercices de modélisation.

C'est dans ce but que la Commission d'études 3 (Propagation des ondes radioélectriques) de l'UIT-R a élaboré ce Manuel de radiométéorologie. Celui-ci s'adresse à des utilisateurs aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la Commission d'études et aux membres de celle-ci qui sont chargés de développer les Recommandations relatives aux effets de la troposphère sur la propagation des ondes radioélectriques.

### 1.2 Textes applicables

On trouvera ci-après la liste des Recommandations relatives à la radiométéorologie et aux méthodes de modélisation statistiques qui relèvent du Groupe de travail 3J (Principes fondamentaux de la propagation) ainsi que certaines Recommandations qui sont importantes pour le développement des travaux menés par ce groupe et au sujet desquelles le présent Manuel fournit des informations de base (liste établie en juin 2013).

Recommandation UIT-R P.453-10	Indice de réfraction radioélectrique: formules et données de réfractivité
Recommandation UIT-R P.525-2	Calcul de la propagation en espace libre
Recommandation UIT-R P.527-3	Caractéristiques électriques du sol
Recommandation UIT-R P.581-2	Notion de "mois le plus défavorable"
Recommandation UIT-R P.676-9	Affaiblissement dû aux gaz de l'atmosphère

Recommandation UIT-R P.678-1	Caractérisation de la variabilité naturelle des phénomènes de propagation
Recommandation UIT-R P.833-7	Affaiblissement dû à la végétation
Recommandation UIT-R P.834-6	Effets de la réfraction troposphérique sur la propagation des ondes radioélectriques
Recommandation UIT-R P.835-5	Atmosphère de référence pour l'affaiblissement dû aux gaz
Recommandation UIT-R P.836-4	Vapeur d'eau: concentration à la surface de la Terre et contenu total d'une colonne d'air
Recommandation UIT-R P.837-6	Caractéristiques des précipitations pour la modélisation de la propagation
Recommandation UIT-R P.838-3	Modèle d'affaiblissement linéique dû à la pluie destiné aux méthodes de prévision
Recommandation UIT-R P.839-3	Modèle d'altitude de pluie pour les méthodes de prévision
Recommandation UIT-R P.840-5	Affaiblissement dû aux nuages et au brouillard
Recommandation UIT-R P.841-4	Conversion des statistiques annuelles en statistiques pour le mois le plus défavorable
Recommandation UIT-R P.1057-2	Distributions de probabilité et modélisation de la propagation des ondes radioélectriques
Recommandation UIT-R P.1058-2	Bases de données topographiques numériques pour les études de propagation
Recommandation UIT-R P.1144-6	Guide pour l'application des méthodes de prévision de la propagation de la Commission d'études 3 des radiocommunications
Recommandation UIT-R P.1322	Evaluation de l'affaiblissement dû à l'atmosphère à partir de mesures radiométriques
Recommandation UIT-R P.1407-4	Propagation par trajets multiples et paramétrage de ses caractéristiques
Recommandation UIT-R P.1510	Température annuelle moyenne de surface
Recommandation UIT-R P.1511	Topographie pour la modélisation de la propagation Terre-espace

NOTE – La seule partie de la Recommandation UIT-R P.372-8 (Bruit radioélectrique) concernée par le Manuel (en particulier par le Chapitre 8) est la partie ayant trait à l'émission du bruit troposphérique.

### 1.3 Table de correspondance

Le Tableau ci-après précise la correspondance entre les chapitres du Manuel et les Recommandations. Il peut être utile pour retrouver les textes applicables.

TABLEAU 1.1  
Correspondance entre les chapitres et les Recommandations

Chapitre Recomm.	2	3	4	5	6	7	8	9	10
P.372							X		
P.453	X	X	X						
P.581									X
P.676					X		X		
P.678									X
P.834			X						
P.835	X				X				
P.836	X								
P.837	X					X			
P.838				X		X		X	
P.839	X					X			
P.840				X		X	X	X	
P.841									X
P.1057									X
P.1322							X		
P.1510	X								
P.1621			X		X	X			
P.1623	X								X



## CHAPITRE 2

### Caractéristiques physiques de l'atmosphère

L'atmosphère étudiée dans le présent Manuel se limite à la troposphère, couche inférieure de l'atmosphère terrestre. Cette partie de l'atmosphère se caractérise par une diminution régulière de la température à mesure que l'altitude augmente, à raison d'un gradient moyen compris entre  $-5$  et  $-6^{\circ}\text{K}$  par kilomètre. C'est dans cette couche que se produisent la plupart des phénomènes météorologiques, y compris la formation des nuages. L'altitude de la limite supérieure de la troposphère varie entre 8 km aux pôles et 18 km à l'équateur, en fonction de la latitude géographique, des saisons et des conditions météorologiques. Dans la région située immédiatement au-dessus de la troposphère, appelée tropopause, la température varie entre  $190^{\circ}\text{K}$  au niveau de l'équateur et  $220^{\circ}\text{K}$  aux pôles. La tropopause constitue la limite supérieure de la plupart des nuages.

Les composants de l'atmosphère varient avec l'altitude, les gaz devenant de plus en plus légers et de plus en plus rares à mesure que l'altitude augmente. En règle générale, ces composants sont classés en trois catégories: les composants de concentration fixe (composants majeurs), les composants de concentration variable (composants mineurs) et les aérosols.

Les composants majeurs de l'atmosphère présentent une distribution quasi uniforme jusqu'à une altitude de 15 à 20 km. Parmi ces composants, les plus importants sont l'azote ( $\text{N}_2$ ), qui représente 78,095% du volume total, l'oxygène ( $\text{O}_2$ ), qui représente 20,93% du volume total, l'argon ( $\text{Ar}$ ), qui représente 0,93% du volume total et le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ), qui représente 0,03% du volume total.

Les composants mineurs de l'atmosphère sont la vapeur d'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ), le néon ( $\text{Ne}$ ), l'hélium ( $\text{He}$ ), le krypton ( $\text{Kr}$ ), le méthane ( $\text{CH}_4$ ) et l'hydrogène ( $\text{H}_2$ ). La concentration des composants mineurs dépend de l'emplacement géographique, de l'environnement (continental ou maritime) et des conditions météorologiques. La vapeur d'eau est le composant principal et sa concentration varie avec la configuration géographique et le climat local.

Les aérosols sont des particules extrêmement fines en suspension, qui possèdent une vitesse de chute très faible. Leur taille est généralement comprise entre  $10^{-2}$  et  $100\ \mu\text{m}$ . Ils peuvent être liquides ou solides. Parmi quelques aérosols, citons les poussières microscopiques et les cristaux de sel présents dans les environnements maritimes.

Les paragraphes suivants examinent la variabilité de la concentration de la vapeur d'eau et de l'oxygène au niveau du sol, la variabilité de la vapeur d'eau en fonction de l'altitude, les caractéristiques de précipitation (distribution des gouttes en taille, forme et orientation des hydrométéores, vitesse limite, température des gouttes), les caractéristiques statistiques de l'intensité de pluie ponctuelle (intensité de la pluie), la structure horizontale de la pluie, les caractéristiques du brouillard et des nuages, et les caractéristiques des tempêtes de sable et de poussière.

#### 2.1 Variabilité de la concentration en vapeur d'eau et en oxygène au niveau du sol

La Recommandation UIT-R P.835 donne des renseignements sur les différentes atmosphères de référence, composées d'oxygène et de vapeur d'eau, qui peuvent servir à calculer l'affaiblissement dû aux gaz atmosphériques. Le présent paragraphe traite de la variabilité de ces gaz.

La Recommandation UIT-R P.836 donne des informations permettant d'obtenir les valeurs annuelles de concentration en vapeur d'eau à la surface de la Terre,  $\rho$  ( $\text{g}/\text{m}^3$ ), qui sont dépassées pendant 0,1, 0,2, 0,3, 0,5, 1, 2, 3, 5, 10, 20, 30, 50, 60, 70, 80, 90, 95 et 99% d'une année moyenne. Ces cartes possédant une résolution de  $1,125^{\circ}$  en latitude et en longitude, une procédure d'interpolation détaillée permet de calculer les valeurs correspondantes de la concentration en vapeur d'eau dans une colonne

d'air, en tout endroit de la surface de la Terre. Des exemples de contours de la concentration annuelle moyenne en vapeur d'eau pour des probabilités de dépassement de 0,1, 0,5, 1, 5, 10, 20 et 50%, calculés à partir des cartes numériques, sont présentés.

La Recommandation UIT-R P.453 indique les relations qui existent entre la concentration en vapeur d'eau,  $\rho$ , la pression partielle de vapeur d'eau et l'humidité relative.

La concentration en vapeur d'eau est une grandeur extrêmement variable. En première approximation, on peut admettre que les fluctuations de  $\rho$  dans le temps obéissent à une loi normale, avec un écart type égal au quart environ de la moyenne.

La variation statistique de la concentration en vapeur d'eau est influencée par la température de l'atmosphère. L'humidité relative atteint rarement 100%, ce qui signifie que le maximum de concentration en vapeur d'eau ne dépasse pas la valeur correspondant à la saturation, à la température de l'atmosphère.

La concentration en vapeur d'eau augmente jusqu'à atteindre une valeur proche de la saturation dans les nuages et la pluie. Aux fréquences supérieures à environ 15 GHz, la corrélation entre les affaiblissements dus à l'absorption par la vapeur d'eau et ceux dus à la pluie doit être prise en considération lorsque l'on fait l'estimation des statistiques de l'affaiblissement, ou dans les calculs de brouillage.

De façon générale, la pluie se produit au cours de la saison pendant laquelle la concentration en vapeur d'eau à la surface de la Terre atteint les valeurs moyennes les plus élevées. Les valeurs maximales d'intensité de la pluie sont généralement en phase avec les valeurs saisonnières les plus élevées de la concentration en vapeur d'eau à la surface de la Terre.

Une analyse statistique des données sur l'humidité absolue en 62 emplacements du Royaume-Uni indique que les concentrations en vapeur d'eau dépassées pendant 0,1% et 99,9% du temps sont d'environ 15 g/m<sup>3</sup> et 2,2 g/m<sup>3</sup>, respectivement, les valeurs obtenues dans le sud et le nord-est de l'Ecosse étant respectivement supérieures et inférieures de 10% environ [UK Meteorology Office, 1976].

## 2.2 Variabilité du profil en hauteur de la vapeur d'eau

La concentration en vapeur d'eau varie beaucoup avec la hauteur ("profil en hauteur"). La Recommandation UIT-R P.835 fournit plusieurs profils atmosphériques de référence à utiliser dans les méthodes générales de prévision.

On peut utiliser le contenu total d'une colonne d'air en vapeur d'eau le long d'un trajet pour calculer la longueur supplémentaire du trajet ainsi que l'affaiblissement dû à la vapeur d'eau atmosphérique, ce dernier étant supposé proportionnel au contenu total d'une colonne d'air en vapeur d'eau, le coefficient de proportionnalité étant le coefficient d'absorption massique de la vapeur d'eau.

La Recommandation UIT-R P.836 donne des informations permettant d'obtenir les valeurs annuelles du contenu total d'une colonne d'air en vapeur d'eau (dans la direction du zénith),  $V$  (kg/m<sup>2</sup>), qui sont dépassées pendant 0,1, 0,2, 0,3, 0,5, 1, 2, 3, 5, 10, 20, 30, 50, 60, 70, 80, 90, 95 et 99% de l'année; ces valeurs sont disponibles sous forme de cartes numériques sur le site internet de la Commission d'études 3 des radiocommunications. Ces cartes possédant aussi une résolution de 1,125° en latitude et en longitude, une procédure d'interpolation détaillée permettant de calculer les valeurs correspondantes de la concentration en vapeur d'eau dans une colonne d'air, en tout endroit de la surface de la Terre, est fournie; des exemples de contours pour des probabilités de dépassement de 0,1, 0,5, 1, 5, 10, 20 et 50% sont également présentés.

## **2.3 Caractéristiques des précipitations pluviales**

### **2.3.1 Types de précipitation**

On distingue les types de précipitation suivants:

#### **Précipitation stratiforme**

La précipitation stratiforme est caractérisée par de vastes régions à faible intensité de pluie contenant en leur sein de petites averses dont l'intensité de pluie peut aller jusqu'à 25 mm/h. Ce type de précipitation, à stratification horizontale, est constitué de pluie jusqu'à l'altitude de la bande brillante, de neige jusqu'à des altitudes de l'ordre de 7 km et de cristaux de glace jusqu'à des altitudes voisines de 9 km.

#### **Précipitation de convection**

La précipitation de convection est caractérisée par des zones localisées de précipitations relativement intenses et de forts courants ascendants et descendants, qui s'étendent dans une région profonde de la troposphère. Les régions localisées ont la forme de colonnes allant parfois jusqu'à la tropopause. Des précipitations très intenses peuvent se produire, dont les dimensions horizontales sont de l'ordre de plusieurs kilomètres et les durées de quelques dizaines de minutes.

#### **Pluie de mousson**

La pluie de mousson est caractérisée par une séquence de bandes de convection intense suivies d'intervalles de précipitation stratiforme. Ces bandes ont couramment 50 km de largeur et des centaines de kilomètres de longueur; elles donnent lieu à de fortes pluies qui durent plusieurs heures.

#### **Tempêtes tropicales**

Les tempêtes tropicales sont de grandes régions organisées de précipitations s'étendant sur des centaines de kilomètres. Ces tempêtes sont caractérisées par plusieurs bandes spirales se terminant dans des régions de précipitation intense entourant la partie centrale (ou oeil) de l'orage. Ces bandes contiennent aussi des régions de convection intense.

### **2.3.2 Distribution des dimensions des gouttes**

Au cours d'une tempête, la distribution de la dimension, de la forme et de l'orientation des gouttes de pluie peut varier. Les observations montrent que, en moyenne, la distribution des dimensions des gouttes est relativement stable, variant essentiellement avec l'intensité de la pluie. La distribution des dimensions des gouttes de Laws et Parsons [1943] a été utilisée pour élaborer le modèle d'affaiblissement dû à la pluie figurant dans la Recommandation UIT-R P.838. Les concentrations relatives de gouttes de petit diamètre (moins de 0,5 mm) n'étant pas bien prises en compte dans le modèle de Laws et Parsons, on a parfois recours à la distribution de Marshall-Palmer [1948] dans cet ordre de diamètres. La concentration relative des gouttes de petit diamètre peut être très variable et l'emploi d'un unique modèle de distribution peut ne pas être approprié pour tous les emplacements. Dans les régions tropicales, il est possible d'utiliser la distribution des dimensions des gouttes de pluie proposée par Ajayi et Olsen [1985]. Dans le Chapitre 7, on montrera comment les modèles de distribution des dimensions des gouttes influent sur certains calculs de l'affaiblissement linéique.

### **2.3.3 Forme et orientation des hydrométéores**

En tombant, les gouttes d'eau sont déformées par la gravité et par les gradients horizontaux du vent; elles peuvent vibrer et osciller dans leur chute. En général, elles ont la forme d'un sphéroïde aplati dont l'axe de symétrie est proche de la verticale. Des forces horizontales dues aux gradients verticaux du vent peuvent se traduire par une inclinaison de l'orientation moyenne, de quelques degrés par rapport à l'axe de symétrie verticale. Des modèles de distribution des formes de gouttes ont été établis en fonction de leurs tailles par Pruppacher et Pitter [1971]. Ces prévisions de forme ont été

vérifiées par des observations faites en laboratoire par Pruppacher et Beard [1970]. Cela étant, les observations faites dans l'atmosphère tendent à montrer des rapports d'axes plus faibles que ceux calculés au moyen des modèles établis pour des gouttes de même volume.

On a souvent établi des modèles de particules de neige et de glace au moyen de formes sphéroïdales. La masse volumique apparente de la neige est faible (le mélange de glace et d'air contient une plus forte proportion d'air dans les limites du sphéroïde) et les particules de neige produisent de faibles effets de polarisation. La forte masse volumique apparente des particules de glace (plaquettes et colonnes) qui se forment dans la haute atmosphère entraîne une dépolarisation mesurable lorsque les particules sont, dans une proportion notable, orientées dans la même direction.

Les particules de glace et de neige sont rigides et peuvent tomber en déferlant. Des forces de traînée tendent à obliger les particules de glace à tomber selon une orientation qui donne à ces forces une valeur maximale. On a également observé que des champs électriques orientent de façon analogue une proportion notable des particules de glace.

### **2.3.4 Vitesse limite**

Gunn et Kinzer [1949] ont étudié la vitesse limite des gouttes de pluie en fonction de leur taille. Les mesures ont été faites dans des conditions de laboratoire, mais il a été admis qu'elles s'appliquaient aussi dans l'atmosphère. Cette vitesse dépend de la densité de l'air et donc de l'altitude. Or des observations au radar ont montré qu'en moyenne, la valeur de la réflectivité ne change pas de façon significative en fonction de l'altitude au-dessous de l'altitude de pluie. En conséquence, le nombre et la dimension des gouttes et la teneur d'un volume de gouttes en eau liquide ne varient pas de façon significative avec l'altitude. Comme la vitesse limite est fonction de l'altitude, le flux d'eau liquide ou intensité de la pluie dépend de l'altitude; et puisque l'affaiblissement linéique dépend principalement de la teneur en eau liquide, il ne varie pas de façon significative en fonction de l'altitude au-dessous de l'altitude de pluie.

### **2.3.5 Température des gouttes de pluie**

La température des gouttes de pluie en train de tomber approche la température du thermomètre mouillé dans les conditions de température, de pression et d'humidité de l'air ambiant. De petites gouttelettes de liquide peuvent exister à des températures inférieures à 0°C, notamment dans les zones d'ascendance des tempêtes convectives et dans les brouillards surfondus. Des mélanges de glace et d'eau peuvent également exister dans les zones de descendance au-dessous de l'isotherme 0°C. En moyenne, les gouttes d'eau liquides qui contribuent le plus à l'affaiblissement dû à la pluie sont observées entre l'isotherme 0°C et la surface du sol.

## **2.4 Caractéristiques statistiques de l'intensité des précipitations pluviales en un point**

### **2.4.1 Distribution cumulative de l'intensité des précipitations pluviales**

Des mesures effectuées avec des pluviomètres à réponse rapide ont montré que les précipitations de forte intensité tendent à se concentrer sur de courtes durées, généralement de quelques minutes. Il en résulte que les distributions cumulatives expérimentales de l'intensité des précipitations pluviales dépendent de la durée d'intégration. On ne peut pas utiliser directement les hauteurs cumulatives mensuelles, journalières et parfois horaires, que renferment les publications des divers services météorologiques pour obtenir les distributions cumulatives de l'intensité des précipitations pluviales jusqu'à de faibles pourcentages du temps.

Des données à résolution temporelle fine sur l'intensité des précipitations pluviales ont été obtenues au moyen de pluviomètres à réponse rapide en Europe et de pluviomètres à augets basculants au Canada. Se fondant sur ces résultats, on a proposé des classifications climatiques en fonction de l'intensité des pluies [Kalinin et Nadenenko, 1975; Fedi, 1979a; Segal, 1979 et 1980a]. D'autres régions ont fait l'objet d'une classification d'après les distributions de l'intensité des précipitations

calculées sur la base de durées d'intégration un peu plus longues, normalement de 5 à 10 minutes [Lin, 1978; Morita, 1978; CCIR, 1986-90a; Burgueno *et al.*, 1987].

En 1999, la Commission d'études 3 a adopté une nouvelle version de la Recommandation UIT-R P.837 (version 2), dans laquelle les anciennes cartes hydrométéorologiques (figurant dans la version 1) ont été remplacées par le modèle exponentiel double de Salonen-Baptista, [Poiaras-Baptista et Salonen, 1998]. S'appuyant sur ce modèle, la Recommandation UIT-R P.837 impose en entrée les paramètres météorologiques suivants:

- MS = hauteur annuelle moyenne de pluie stratiforme (mm);
- MC = hauteur annuelle moyenne de pluie convective (mm);
- Pr6 = probabilité de périodes pluvieuses de 6 heures (%).

Deux bases de données consultables à l'ESA [Martellucci, 2004], NA-4 et ERA 15, ont été utilisées pour produire des cartes de paramètres d'entrée pour les Recommandations UIT-R. La base de données de réanalyse (ERA) 15 du CEPMMT (Centre européen des prévisions météorologiques à moyen terme) a été utilisée pour produire des cartes de paramètres d'entrée pour les Recommandations UIT-R P.837.

La base de données ERA-15 contient des données tirées des activités de réanalyse du CEPMMT correspondant à la période janvier 1979-décembre 1993 [ERA 15, 1999]. Chaque point d'une grille régulière ( $1,5 \times 1,5^\circ$ ) recouvrant la totalité du globe contient les valeurs correspondantes aux heures 00 h 00, 06 h 00, 12 h 00, 18 h 00 UTC des paramètres de précipitation suivants: précipitations stratiformes cumulées, précipitations convectives cumulées et chutes de neige cumulées totales. Ces données ont servi à produire des cartes des paramètres  $M_s$  (hauteur annuelle moyenne de pluie stratiforme),  $M_c$  (hauteur annuelle moyenne de pluie convective) et  $P_{r6}$  (probabilité de pluie en six heures), qui sont actuellement utilisés dans la Recommandation UIT-R P.837. A partir de ces paramètres, il est possible de calculer la hauteur moyenne totale de pluie ( $M_t$ ) ainsi que le rapport moyen annuel de convectivité, c'est-à-dire le rapport de la quantité de pluie convective à la quantité de pluie totale ( $\beta$ ).

Plus récemment, le CEPMMT a mis à disposition le jeu de données ERA-40, nouveau produit de réanalyse calculé sur une plus longue période (mi-1957-2001) et avec une meilleure résolution spatiale qu'ERA-15 (grille régulière de  $1,125^\circ \times 1,125^\circ$ ) [ERA 40, 2002]. L'avantage majeur d'ERA-40 par rapport à ERA-15 est la possibilité de calculer la pluie convective et à grande échelle accumulée pendant six heures, et ce directement à partir des quantités de précipitation et de chutes de neige correspondantes.

La méthodologie permettant d'améliorer la méthode de prévision figurant dans la Recommandation UIT-R P.837 est décrite dans [Castanet *et al.*, 2007a et b].

Chaque fois que l'on possède des données appropriées sur l'intensité des précipitations pour un lieu donné, il convient de les utiliser afin de déterminer la distribution cumulative de cette intensité. Faute de tels renseignements, les informations présentées dans la Recommandation UIT-R P.837 s'appliquent à la prévision des statistiques de l'intensité des précipitations avec un temps d'intégration de 1 min. Il est préconisé d'avoir recours aussi aux données présentées dans cette Recommandation pour les calculs de brouillage et de distance de coordination.

Les cartes numériques figurant dans la Recommandation UIT-R P.837 ont une résolution spatiale de  $1,125^\circ$  en latitude et de  $1,125^\circ$  en longitude. Le modèle d'intensité des précipitations comprend deux composantes: 1) précipitations à grande échelle (étendue ou stratiforme); et 2) précipitations à l'échelle convective (de type averse).

Pour le calcul des statistiques de précipitation à temps d'intégration court à partir des données à temps d'intégration long, les paramètres du CEPMMT utilisent le modèle Rice-Holmberg [Rice et

Holmberg, 1973; Dutton et Dougherty, 1974] et la méthode Salonen-Baptista [Salonen et Baptista, 1997].

Le jeu de données du GPCP (Projet mondial de climatologie des précipitations) de l'étude GEWEX (Expérience mondiale sur les cycles de l'énergie et de l'eau) comprend les hauteurs mensuelles de précipitation sur des zones terrestres, avec une résolution spatiale de  $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ . Les données du GPCP s'appuient sur des mesures de précipitation de plus de 30 000 stations à pluviomètres à travers le monde. La résolution temporelle minimale est d'un mois. A noter toutefois que les données du GPCP ne distinguent pas la pluie de la neige.

Les hauteurs de précipitation moyennes annuelles de 1986 à 1995 ont été utilisées pour élaborer la Recommandation UIT-R P.837. Les données de précipitation du GPCP reposant sur des mesures de pluie, on estime qu'elles sont plus précises que les prévisions du CEPMMT; cela étant, pour plusieurs régions du monde, les mesures du GPCP sont rares, voire inexistantes. Pour ces régions, les données du GPCP ont été spatialement interpolées au moyen d'une technique prenant en compte la topographie. Les totaux de précipitation du GPCP ont été ajustés à partir du rapport annuel moyen des chutes de neige aux chutes de pluie (tiré du CEPMMT) afin d'exclure les chutes de neige, et les probabilités de période pluvieuse de 6 heures issues des données du CEPMMT ont ensuite été ajustées pour refléter les hauteurs de précipitation du GPCP.

Pour recueillir des informations plus précises sur l'intensité des précipitations en un emplacement particulier dans une zone donnée, il convient d'utiliser des pluviomètres à enregistrement continu bien calibrés, ayant la sensibilité et le pouvoir de résolution dans le temps appropriés. Si l'on emploie des pluviomètres à augets basculants, il est recommandé de mesurer la durée entre les basculements successifs pour les plus faibles intensités de précipitation. A moins que le pluviomètre et le système d'enregistrement ne soient conçus en vue d'un fonctionnement précis à l'intensité de précipitation la plus élevée prévue, il peut être préférable d'intégrer sur plusieurs basculements lorsque ceux-ci se produisent trop rapidement pour être déterminés séparément. La Recommandation UIT-R P.311 décrit les formes de présentation à utiliser pour transmettre les statistiques relatives aux précipitations pluviales.

#### **2.4.2 Variations annuelles de la distribution cumulative de l'intensité des précipitations**

La pluie est un phénomène naturel qui varie dans le temps. Bien des modèles de prévision de la propagation servant à concevoir des systèmes radiofréquences utilisent la distribution cumulative à long terme de l'intensité de pluie ponctuelle. Des écarts par rapport à ces prévisions sont probables pendant une année ou une série d'années. Il importe de comprendre la variation annuelle à la fois pour évaluer l'amplitude des écarts par rapport au comportement moyen que l'on peut raisonnablement prévoir et pour déterminer le nombre d'années d'observations nécessaires pour établir une estimation précise de la distribution moyenne véritable de l'intensité de pluie à long terme.

Parmi les nombreuses tentatives faites pour comprendre la nature de la variation annuelle de la distribution ponctuelle, quelques-unes seulement ont permis de réunir des échantillons de données assez grands pour permettre d'étudier le problème en profondeur. Aresu *et al.* [1989] ont montré que, d'après dix ans d'observations, la variation annuelle est supérieure à 20%; de son côté, Crane [1990] a proposé la valeur de 35% pour la variation annuelle.

Segal [1979] a examiné des relevés de précipitations par minute sur une période totale de 68 années en quatre emplacements très éloignés les uns des autres et pour des régimes climatiques de pluie différents. Sur la base du peu de données dont il disposait, il est parvenu à la conclusion que les valeurs annuelles de l'intensité des précipitations pouvaient être obtenues avec une bonne approximation au moyen d'une distribution normale en racine cubique. De même, Burgueño *et al.* [1987] ont conclu que la variation de l'intensité des précipitations annuelle mesurée pendant 49 ans à Barcelone suivait une distribution analogue.

On a aussi abordé le problème [CCIR, 1986-90b] au moyen de techniques de rééchantillonnage statistique, en vue d'améliorer la sensibilité de l'examen statistique de la variation annuelle des données d'intensité des précipitations pour plusieurs lieux au Canada. Dans cette analyse, la distribution des dépassements de cette intensité annuelle à des niveaux de probabilité fixes a été testée par rapport à toute la gamme des fonctions puissance normales.

$$y = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) dx \quad (2.1)$$

où la variable indépendante  $x = R^\lambda$  et  $y = P(R)$ . Pour l'exposant  $\lambda$ , on a toléré une variation comprise dans l'intervalle  $0 < \lambda \leq 1$ . La valeur  $\lambda = 1$  correspond à la distribution normale et la limite  $\lambda = 0$  correspond à la distribution log-normale.

Pour des probabilités inférieures à 0,1% environ, la valeur optimale de l'exposant  $\lambda$  variait de moins de 0,1 aux emplacements côtiers à plus de 0,8 dans la région continentale orientale, où des précipitations stratiformes et convectives se produisent fréquemment.

On a constaté que le coefficient de variation,  $\sigma/\mu$ , dans lequel  $\mu$  et  $\sigma$  représentent la moyenne et l'écart type de la distribution puissance normale appropriée, varie un peu en fonction du niveau de référence de probabilité, en particulier dans la région où les précipitations sont le plus souvent orographiques. On a observé une dépendance inverse plus grande entre le coefficient de variation et l'accumulation annuelle totale de la pluie.

### 2.4.3 Conversion des distributions de l'intensité de la pluie en statistiques équivalentes avec temps d'intégration égal à 1 minute

En raison des variations rapides de la pluie en un point donné, la distribution cumulative de l'intensité de pluie observée dépend du temps d'intégration du pluviomètre. L'Annexe 1 de la Recommandation UIT-R P.837 présente une méthode permettant de prévoir directement la fonction de distribution cumulative complémentaire de l'intensité de la pluie, également appelée  $P(R)$ , à partir d'informations météorologiques à long terme (voir le § 2.4.1). Cela étant, des essais ont montré que les méthodes capables de convertir les statistiques de l'intensité de la pluie établies pour des temps d'intégration longs (par exemple,  $T = 30$  minutes ou 1 heure) vers des temps d'intégration courts sont plus précises que les modèles tels que celui figurant à l'Annexe 1 [Emiliani *et al.*, 2010], et qu'en conséquence, lorsque des mesures locales sont disponibles, même avec un temps d'intégration grossier, il convient de donner la préférence aux méthodes de conversion pour évaluer les statistiques de l'intensité de précipitation locale avec un temps d'intégration de 1 min.

On trouve dans la littérature scientifique plusieurs modèles permettant de convertir les statistiques de l'intensité de précipitation établies pour des temps d'intégration longs vers des statistiques établies pour des temps d'intégration courts, modèles que l'on peut regrouper en deux classes:

- modèles empiriques, qui utilisent des coefficients de conversion déterminés au moyen de techniques de régression appliquées à des données expérimentales;
- modèles physiques, qui reposent sur les processus mis en oeuvre dans la formation et le développement des précipitations pluviales et sur leur évolution dans le temps.

Parmi les différents modèles de conversion disponibles dans la littérature scientifique, les modèles suivants peuvent être appliqués à l'échelle mondiale et n'exigent comme paramètre d'entrée que la fonction de distribution cumulative avec un temps d'intégration long:

A) Relation de type loi de puissance (méthode LP, voir [Emiliani *et al.*, 2009])

Cette méthode repose sur la formule suivante, qui permet de convertir les valeurs de l'intensité de précipitation de la fonction  $P(R)$ :

$$R_1(P) = a(T)R_T(P)^{b(T)} \quad (2.2)$$

où:

T: temps d'intégration (min)

P: probabilité

$R_1(P)$  et  $R_T(P)$ : valeurs de l'intensité de précipitation avec un temps d'intégration de 1 et T minutes respectivement, dépassées avec la même probabilité P

$a(T)$  et  $b(T)$ : coefficients dépendant du temps d'intégration.

B) Facteur de conversion modélisé avec la loi de puissance (méthode FC-LP, voir [Emiliani *et al.*, 2009])

La conversion dépend de  $P$  et s'exprime comme suit:

$$CF(P) = R_1(P)/R_T(P), \quad CF(P) = a(T)P^{b(T)} \quad (2.3)$$

où:  $R_1(P)$ ,  $R_T(P)$ ,  $a(T)$  et  $b(T)$  sont définis comme dans l'équation (2.2).

C) Méthode semi-physique de Lavergnat et Golé (LG, voir [Lavergnat et Golé, 1998])

Cette méthode est donnée par:

$$CF = 1/T \rightarrow R_1 = R_T / CF^\alpha \rightarrow P_1(R_1) = CF^\alpha P_T(R_T) \quad (2.4)$$

où:  $\alpha$  est un paramètre de conversion empirique,

et  $R_1(P)$ ,  $R_T(P)$ ,  $a(T)$  et  $b(T)$  sont définis comme dans l'équation (2.2).

D) ERSC (EXponential CELL Rainfall Statistics Conversion/conversion statistique de l'intensité de précipitation à base de cellules à distribution spatiale exponentielle) (voir [Capsoni et Luini, 2009])

Le modèle ERSC, décrit en détail dans [Capsoni et Luini, 2009] (auquel le lecteur pourra se reporter pour de plus amples informations), a récemment été intégré dans l'Annexe 3 de la Recommandation UIT-R P.837-6. Cette méthode tire profit du modèle EXCELL (EXponential CELL) [Capsoni et al., 1987a] pour simuler le processus d'accumulation d'un pluviomètre pour un temps d'intégration donné T. L'environnement météorologique du site considéré est décrit par un ensemble de cellules de pluie synthétiques à distribution spatiale exponentielle, dont la probabilité d'occurrence dépend de  $P(R)_1$  et varie donc selon le site. Après avoir été classées dans la catégorie "stratiforme" ou "convective", ces cellules sont utilisées pour simuler l'interaction du champ de pluie avec un pluviomètre virtuel fonctionnant avec un temps d'intégration T donné, et ainsi convertir  $P(R)_1$  en  $P(R)_T$ . A cet effet, les cellules de pluie synthétiques se déplacent, en un tout rigide, à une vitesse équivalente, qui est différente pour les cellules stratiformes ( $v_{strat}$ ) et les cellules convectives ( $v_{conv}$ ) et qui tient compte de l'évolution réelle des précipitations dans l'espace et dans le temps:

$$v_{conv} = v_{700}/k_1(T) \quad \text{et} \quad v_{strat} = k_2(T)v_{conv} \quad (2.5)$$

Dans (1),  $v_{700}$  désigne la vitesse du vent (par rapport à l'isobare 700 hPa) fournie à l'échelle mondiale par le CEPMMT (Centre européen des prévisions météorologiques à moyen terme) sur une grille géographique de résolution  $1,125^\circ \times 1,125^\circ$  (base de données ERA-40), et  $k_1(T)$  ( $>1$ ) et  $k_2(T)$  ( $>1$ ) sont les facteurs de réduction, qui dépendent du temps d'intégration  $T$  du pluviomètre:

$$k_1(T) = 0,185T^{0,498} + 0,768 \quad \text{et} \quad k_2(T) = -0,017T^{0,746} + 0,69. \quad (2.6)$$

Pendant l'étape finale, pour évaluer  $P(R)_1$  à partir de  $P(R)_T$  (objectif du modèle ERSC), une procédure d'optimisation itérative est appliquée: le but est de trouver, sur la base d'algorithmes génétiques, la fonction  $P(R)_1$  locale qui, utilisée en entrée de la simulation du pluviomètre décrite ci-dessus, fournit la meilleure valeur approchée possible de la fonction  $P(R)_T$  mesurée.

Si la méthode décrite au point D) est par essence mondiale, les coefficients optimums (valides dans le monde entier) applicables aux modèles empiriques mentionnés en A), B) et C) ont été obtenus à partir d'un vaste ensemble de courbes  $P_T(R)$  et  $P_1(R)$  mesurées sur de nombreux sites à travers le monde. Le Tableau 2-1 en fournit un récapitulatif pour différents temps d'intégration. On notera que les modèles LG proposent un coefficient unique pour toutes les valeurs de  $T$ .

Des essais très poussés ont montré que le modèle ERSC affiche l'erreur de prévision globale la plus faible et fournit la qualité de fonctionnement la plus stable, à la fois en fonction du temps d'intégration et de la région climatique. Pour ces raisons, elle a été adoptée à l'Annexe 3 de la Recommandation UIT-R P.837 pour la conversion des statistiques de l'intensité de précipitation établies pour des temps d'intégration longs ( $5 \leq T \leq 60$  min) en statistiques établies pour des temps d'intégration courts. On trouvera des informations complémentaires sur le modèle ERSC dans [Capsoni et Luini, 2009]. En outre, la CE 3 met en ligne gratuitement une interface utilisateur graphique pour la conversion des statistiques de l'intensité de précipitation, telle que recommandée par l'UIT-R.

TABLEAU 2-1

**Paramètres empiriques obtenus par régression avec les valeurs figurant dans la base de mesures**

	LP		FC-LP		LG
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>
de 5 min à 1 min	0,906	1,055	0,985	-0,026	0,633
de 10 min à 1 min	0,820	1,106	0,967	-0,051	
de 20 min à 1 min	0,683	1,215	0,913	-0,100	
de 30 min à 1 min	0,561	1,297	0,897	-0,130	
de 60 min à 1 min	0,497		1,440	0,937	-0,181

#### 2.4.4 Modèles de distribution de l'intensité des précipitations

Les précipitations de forte intensité varient beaucoup d'une année sur l'autre et sont difficiles à enregistrer et à mesurer expérimentalement. Cependant, pour la conception des systèmes, ce sont souvent les intensités de précipitation les plus élevées qui présentent un intérêt et il est souhaitable de disposer d'un modèle mathématique valable pour la "queue" de la distribution.

Aux intensités de précipitation modérées, pour lesquelles il est possible de faire des mesures précises, la distribution cumulative de l'intensité de précipitation peut être représentée avec une bonne approximation par une loi log-normale. La loi log-normale dépend de la région climatique et est généralement valable pour des intensités de précipitation comprises entre 2 mm/h et 50 mm/h environ.

Bien qu'il apparaisse que la loi log-normale constitue la meilleure approximation pour les faibles intensités de précipitation, des études effectuées sur des mesures faites au Canada semblent indiquer qu'une loi de puissance peut représenter de façon satisfaisante, pour de courtes durées d'intégration, toute la distribution cumulative au-delà d'environ 5 mm/h [Segal, 1980b].

Morita et Higuti [1976] ont proposé d'appliquer la fonction gamma pour servir d'approximation à la distribution de l'intensité de précipitation, bien que, dans de nombreuses régions climatiques, cette fonction ne semble pas applicable de façon générale [Fedi, 1979b; Segal, 1979]. Une autre analyse permet de penser qu'on obtient une meilleure distribution de l'intensité de précipitation avec un modèle qui approche une distribution log-normale pour de faibles intensités de précipitation et une distribution gamma pour des intensités de précipitation élevées [Moupfouma, 1987]. L'Annexe 1 contient une étude sur la climatologie pluviale et une analyse de trois modèles qui semblent bien adaptés à une modélisation mondiale des distributions des intensités de pluie.

Plutôt qu'essayer de trouver un modèle analytique à paramètres multiples pour décrire la variation complexe du climat dans le monde, certains ont rassemblé des cartes numériques présentant des statistiques de l'intensité des précipitations; ces cartes ont été établies à partir d'informations du CEPMMT reposant sur des données à long terme harmonisées au sein d'un modèle de circulation mondiale. Elles sont présentées dans la Recommandation UIT-R P.837.

#### **2.4.5 Données statistiques sur la durée des chutes de pluie**

La distribution statistique de la durée des chutes de pluie qui dépassent certaines valeurs de seuil est aussi intéressante pour la prévision de la fiabilité de la transmission, car elle donne des informations sur les données statistiques de durée des évanouissements. On s'accorde généralement à penser que cette distribution est approximativement log-normale. Des mesures effectuées en Italie et en Grèce ont montré que les durées médianes des chutes de pluie sont, en première approximation, inversement proportionnelles aux valeurs du seuil d'intensité de ces chutes [Fedi et Merlo, 1977; Fedi, 1979a].

#### **2.5 Structure horizontale des précipitations pluvieuses**

La structure spatiale et temporelle de l'intensité de la pluie n'est pas homogène. Les enregistrements de pluviométrie montrent de courts intervalles présentant des intensités élevées de précipitation, insérés dans des périodes plus longues de précipitations plus légères. Les observations effectuées à l'aide de radars météorologiques montrent que de petites régions, où l'intensité de la pluie est élevée, sont englobées dans des zones plus grandes où la pluie est moins intense. De telles observations sont représentatives de tous les cas d'occurrence de précipitations dans toutes les régions climatiques. Les chutes de pluie est souvent classées en deux catégories: étendues ou stratiformes d'une part, convectives d'autre part. Les différences entre ces types proviennent généralement de la valeur de l'intensité maximale des précipitations associée et non de différences de variabilité spatiale.

Le processus de pluie est non stationnaire dans l'espace et dans le temps pour les échelles de temps et d'espace considérées dans les problèmes d'affaiblissement ou de diffusion dus à la pluie [Riva, 2002]. Du fait que le processus de précipitation est non stationnaire, il ne faut utiliser qu'avec précaution les notions telles que la fonction de corrélation spatiale pour évaluer l'affaiblissement sur un trajet ou l'occurrence conjointe de diffusion dans un volume et d'affaiblissement le long des trajets entre les antennes et le volume diffusant. La variance et la covariance spatiale du processus de pluie augmentent en même temps que les durées ou les aires d'observation. La fonction de

corrélation spatiale varie également en fonction des modifications apportées à la durée ou à l'aire d'observation et la distance applicable à une valeur de corrélation donnée peut même varier d'un ordre de grandeur.

### 2.5.1 Application à la diffusion par la pluie

La diffusion se produit lorsqu'une cellule de pluie intense se trouve à l'intérieur du volume commun des faisceaux d'antenne. Il est donc important de mesurer avec une haute résolution la largeur de la cellule. L'étendue horizontale de la cellule de pluie a été définie comme la zone contenant une valeur de crête de la réflectivité et limitée par les points où la réflectivité est la moitié ( $-3$  dB) de cette valeur de crête; cette définition a été conçue pour être appliquée dans les méthodes (basées sur les statistiques) de prévision de la diffusion par la pluie, phénomène considéré comme un facteur de brouillage.

Le diamètre de la cellule semble avoir une distribution de probabilité exponentielle de la forme:

$$P(D) = \exp(-D/D_0) \quad (2.7)$$

où  $D_0$ , diamètre moyen de la cellule, est fonction de la valeur de crête de l'intensité de la pluie  $R_{crête}$ .

Des résultats obtenus par radar indiquent que le diamètre moyen  $D_0$  décroît légèrement lorsque  $R_{crête}$  croît (pour  $R_{crête} > 10$  mm/h). Cette relation semble suivre une loi de puissance:

$$D_0 = a R_{crête}^{-b} \quad (2.8)$$

pour  $R_{crête} > 10$  mm/h. Les valeurs du coefficient,  $a$ , s'étendent de 2 à 4 et celles du coefficient,  $b$ , de 0,08 à 0,25. En admettant que le profil spatial de la cellule de pluie ait une forme exponentielle, Capsoni *et al.* [1987a, b] ont montré qu'on peut obtenir la distribution des valeurs de crête de l'intensité de précipitation à partir de la distribution des intensités de précipitation en un point (modèle EXCELL). A l'instar du modèle EXCELL, Feral *et al.* [2003] ont présenté le modèle de cellule de pluie HYCELL, qui est une combinaison de fonctions gaussiennes et exponentielles, où les cellules ont une section transversale horizontale elliptique.

On peut utiliser les valeurs du diamètre moyen de la cellule lorsqu'on définit le volume commun responsable des brouillages dus à la diffusion par les précipitations. Pourtant, lors de l'évaluation du couplage dû à la diffusion par la pluie, on doit tenir compte de l'affaiblissement qui se manifeste à la fois à l'extérieur et à l'intérieur du volume commun.

L'autocorrélation spatiale de l'intensité de pluie utilisée dans le modèle japonais de diffusion par la pluie est de la forme [Morita et Higuti, 1978]:

$$T(d) = \exp(-\alpha\sqrt{d}) \quad (2.9)$$

avec  $\alpha \approx 0,3$ .

Avec un modèle exponentiel des cellules de pluie, et sur la base de mesures radar faites à Milan (Italie), on a obtenu une fonction d'autocorrélation spatiale de la forme [Capsoni *et al.*, 1985]:

$$T(d) = \exp(-\alpha d) \quad (2.10)$$

avec  $\alpha \approx 0,5$ .

Une forme différente de la fonction d'autocorrélation spatiale de l'intensité de la pluie a été prise comme hypothèse dans [Lin, 1975; Kanellopoulos et Koukoulas, 1987]:

$$T(d) = \frac{G}{\sqrt{G^2 + d^2}} \quad (2.11)$$

avec  $G \approx 1,5$ .

### 2.5.2 Application à l'affaiblissement par la pluie

Etant donné que les cellules de pluie s'agglomèrent fréquemment pour former de petites régions de méso-échelle, les liaisons de Terre supérieures à 10 km peuvent traverser plusieurs cellules à l'intérieur d'une zone de pluie. En outre, comme il faut également tenir compte des affaiblissements provoqués par les précipitations de faible intensité entourant la cellule, tout modèle utilisé pour calculer l'affaiblissement sur le trajet doit prendre en considération ces zones de pluie plus étendues. Leur extension linéaire augmente au fur et à mesure que décroît l'intensité des précipitations et peut atteindre plusieurs dizaines de kilomètres.

La notion de longueur équivalente du trajet actuellement utilisée dans des méthodes de prévision de l'affaiblissement, telles que celles des Recommandations UIT-R P.530 et UIT-R P.618, permet de prendre en considération le profil non uniforme de l'intensité de pluie le long d'un trajet donné pour la prévision de l'affaiblissement dû à la pluie. Elle correspond à la longueur d'un trajet fictif que l'on obtient à partir de données radioélectriques en divisant l'affaiblissement total par l'affaiblissement linéique dépassé pendant le même pourcentage de temps. La notion d'équiprobabilité ne concorde pas avec les données météorologiques et n'est pas entièrement satisfaisante d'un point de vue théorique. Toutefois, la précision obtenue avec la méthode de prévision susmentionnée est compatible avec la qualité et la variabilité des données disponibles sur l'intensité de la pluie.

L'amélioration obtenue par la diversité d'emplacement ou de trajet tient à la nature hétérogène des précipitations. Les valeurs d'affaiblissement les plus élevées apparaissent généralement lorsqu'une cellule de précipitations intenses se trouve sur le trajet de propagation.

La probabilité d'occurrence simultanée de la même ou d'une deuxième cellule de précipitations intenses sur un autre trajet séparé du premier par une distance de l'ordre de 10 km ou plus est faible et c'est la raison de l'amélioration due à la diversité lorsque l'on utilise la diversité par commutation de trajet ou d'emplacement. Si l'affaiblissement résultant de zones de pluie plus étendues, en dehors des cellules, produit une dégradation du système, il faut alors des distances de séparation beaucoup plus grandes, pour obtenir par la diversité une amélioration notable. (Se reporter au § 3.3 du Manuel intitulé "Données de propagation des ondes radioélectriques pour la prévision des communications sur les trajets Terre-Espace", UIT, 1996.)

Pour l'application à des systèmes à satellites desservant simultanément de nombreuses stations dans une zone de couverture donnée, il est nécessaire de connaître la dépendance statistique de l'évanouissement sur de grandes distances. Des études menées en Italie [Barbaliscia et Paraboni, 1982] portaient sur la détermination de la probabilité conjointe de pluie sur des couples d'emplacements séparés par des distances comprises entre 10 km et 1 000 km pour des intensités de précipitations ponctuelles dépassant un seuil de 3 jusqu'à 10 mm/h. Un indice de dépendance spatiale a été défini comme étant le rapport de la probabilité conjointe de pluie sur deux emplacements a et b à la probabilité conjointe de dépassement de ce seuil en ces deux emplacements dans l'hypothèse de l'indépendance statistique:

$$X = \frac{P_{ab}}{P_a \times P_b} \quad (2.12)$$

Cet indice,  $X$ , qui exprime la dépendance statistique entre les phénomènes pluviaux sur les deux emplacements, décroît avec la distance entre les deux emplacements comme suit:

- 0-50 km: où  $X$  décroît de la valeur  $1/P_a$  (distance zéro) jusqu'à la moitié de cette valeur, en 30 km;
- 50-600 km: où le taux de décroissance de  $X$  est moins accentué;
- > 600 km: où  $X$  tend vers l'unité et où l'on peut admettre une indépendance statistique.

Pour des distances supérieures à 300 km, l'indice de dépendance calculé sur la base des hauteurs quotidiennes de pluie est représentatif des valeurs calculées pour des hauteurs de précipitations pendant une heure ou un quart d'heure.

D'après les observations effectuées à l'aide de radars météorologiques sur le spectre spatial de puissance des variations de l'intensité de précipitation, on obtient les mêmes échelles que celles fournies par les données de pluie. La structure spatiale horizontale de référence décrite par le spectre spatial ne semble pas être fonction de la région climatique ou de la latitude [Crane, 1987].

Une méthode permettant de simuler les champs d'intensité de pluie à deux dimensions sur de grandes échelles ( $1\ 000 \times 1\ 000\ \text{km}^2$ , soit l'échelle d'un faisceau de télécommunication par satellite ou d'un réseau fixe de Terre pour l'accès hertzien à large bande) est proposée dans [Feral *et al.*, 2006].

## 2.6 Structure verticale des précipitations

Il est nécessaire d'obtenir des renseignements sur la structure et l'étendue verticales des précipitations pour prévoir l'affaiblissement sur un trajet oblique et pour calculer le brouillage dû à la diffusion par la pluie.

Un modèle verticalement homogène et cylindrique d'une cellule de pluie allant de la surface de la Terre à la hauteur de l'isotherme  $0^\circ\text{C}$  a été utilisé dans des modèles provisoires d'affaiblissement dû à la pluie. Toutefois, il peut y avoir une structure verticale significative dans la pluie, notamment dans les fronts avant et arrière des averses en mouvement et pendant la formation et la disparition de celles-ci. La durée totale de chute des gouttes est de l'ordre de 5 à 15 minutes, ce qui est important en regard de la durée de vie des averses et de leur mouvement [CCIR, 1986-90c]. En conséquence, le modèle simple de cellule de pluie peut surestimer l'affaiblissement dans les climats où la pluie est abondante, par exemple dans les régions tropicales. Cette surestimation peut être amplifiée par la nature différente de la formation des pluies tropicales, qui se traduit par une structure horizontale et verticale différente et/ou des distributions différentes de la dimension des gouttes de pluie.

Seules des observations effectuées au radar donnent les mesures directes de la structure verticale des précipitations. En se fondant sur ces observations, deux types de précipitations distincts ont été identifiés:

- des précipitations stratiformes caractérisées par une mince couche horizontale de réflectivité renforcée appelée bande brillante;
- des précipitations convectives caractérisées par des régions de réflectivité renforcée, en forme de colonnes presque verticales.

On peut rencontrer les deux types de précipitations dans différentes zones d'une même tempête et on a trouvé qu'ils sont les formes de base qui se produisent dans les processus de précipitations les plus importants sur tout le globe [Houze, 1981], à l'exception peut-être des processus de précipitations orographiques au sujet desquels on connaît actuellement peu de choses.

### 2.6.1 Variation verticale de la réflectivité

Les profils du facteur  $Z$  de la réflectivité radar en fonction de la hauteur pour une valeur donnée de  $Z$  au sol présentent peu de variations au-dessous d'une certaine hauteur de transition. Cela est vrai aussi bien pour les profils équiprobables que pour les profils médians fondés sur une analyse de cellules de pluie individuelles. La région qui est située en dessous de la hauteur de transition est à prédominance pluvieuse et contribue aussi bien à l'affaiblissement qu'à la diffusion.

Pour les précipitations pluvieuses stratiformes, une étroite couche distincte de réflectivité renforcée existe aux environs de la hauteur de transition. L'épaisseur de la couche est en moyenne de 300 m environ, mais elle peut atteindre jusqu'à 1 km [Hines *et al.*, 1983]. Cette couche, connue également sous le nom de "couche de fusion" ou "bande brillante" est formée principalement de neige et de neige fondante.

Dans la région située au-dessus de la hauteur de transition, les hydrométéores sont composés de glace et de neige et ne causent pas d'affaiblissement notable aux fréquences inférieures à 60 GHz environ. Les cristaux de glace présents dans les cirrus et les cirro-stratus peuvent donner lieu à des réflectivités atteignant  $100 \text{ mm}^6/\text{m}^3$ , que l'on observe pendant des pourcentages de l'année compris entre 1% et 10% selon la zone climatique.

Les profils de  $Z$  au-dessus de la hauteur de transition font apparaître une diminution avec la hauteur qui semble dépendre du climat. La pente du profil dans la zone située juste au-dessus de la hauteur de transition varie entre 3 et 9 dB/km environ. On s'attend à ce que la pente augmente à des altitudes supérieures. Il n'y a pas un nombre important de particules de glace au-dessus de la tropopause.

On s'attend à ce que la hauteur de transition soit en relation étroite avec la hauteur de l'isotherme  $0^\circ\text{C}$ , qui dépend de la latitude, du climat et de la saison. Dans le cas de précipitation stratifiée, on a observé que les variations saisonnières de cette hauteur étaient corrélées avec la température au sol [Fujita *et al.*, 1979].

On peut, en tant que modèle provisoire applicable dans les calculs de la diffusion par la pluie, identifier la hauteur de transition avec la hauteur de l'isotherme  $0^\circ\text{C}$  examinée au § 2.6.3. Au-dessus de cette hauteur, on admet une pente constante de 6,5 dB/km.

### 2.6.2 Variation verticale de l'affaiblissement linéique

On peut utiliser les renseignements se rapportant à la variation verticale de la réflectivité pour déterminer la variation verticale de l'affaiblissement linéique, une fois que la hauteur où les particules de précipitation s'assemblent en agrégats a été bien déterminée.

Dans le cas des précipitations stratiformes, ces informations conduisent au modèle comportant trois régions distinctes, chacune contenant des particules de précipitation dans une phase d'agrégats homogène. La première région allant du sol à juste en dessous de la hauteur de transition contient seulement des particules liquides et la valeur de l'affaiblissement linéique est indépendante de la hauteur. La deuxième région est la couche de fusion, épaisse de quelque 300 m, aux environs de la hauteur de transition; elle peut contribuer à l'affaiblissement d'une façon pas toujours négligeable en raison de la grande valeur de l'affaiblissement linéique dû à la neige humide. La troisième région est située au-dessus de la hauteur de transition; elle ne contient que de la glace et de la neige et contribue à l'affaiblissement dans une faible mesure, aux fréquences inférieures à 60 GHz.

Dans le cas des précipitations stratiformes, la valeur de la hauteur de transition est voisine de celle de la hauteur de l'isotherme ambiante  $0^\circ\text{C}$  de l'atmosphère puisque, dans ce type de précipitation, il y a peu de déplacements d'air verticaux.

Dans le cas des précipitations fortement convectives, la situation est plus complexe. Lorsque d'importants déplacements d'air verticaux se produisent, des particules de différents types se mélangent sur une grande échelle; par exemple, on peut trouver des gouttes d'eau surfondues bien au-dessus de la hauteur de l'isotherme  $0^\circ\text{C}$  dans un certain nombre de cellules convectives.

### 2.6.3 Hauteur de l'isotherme $0^\circ\text{C}$ et hauteur de pluie

Comme on l'a signalé au paragraphe précédent, on admet souvent que la hauteur de transition entre la partie basse de l'atmosphère ne contenant que des particules d'eau liquide et la partie haute ne contenant que des particules d'eau gelée est la même que la hauteur de l'isotherme ambiante  $0^\circ\text{C}$ .

En général, la hauteur de l'isotherme  $0^\circ\text{C}$  subit des variations annuelles négligeables; la variation mensuelle est importante dans la région tempérée, mais négligeable dans les tropiques [Ajayi et Barbaliscia, 1989]. En première approximation, pour la valeur de cette hauteur, on peut utiliser des valeurs moyennes.

Les données sur la valeur moyenne de la hauteur de l'isotherme  $0^\circ\text{C}$  au cours des différentes saisons de l'année sont faciles à obtenir [Crutcher, 1971].

La Recommandation UIT-R P.839 fournit des valeurs annuelles moyennes de la hauteur de l'isotherme 0°C, qui servent de modèle de la hauteur de pluie  $h_R$  dans les méthodes de prévision.

## 2.7 Caractéristiques du brouillard et des nuages

Le brouillard et les nuages de pluie sont formés de particules d'eau liquide en suspension. Le diamètre de celles-ci varie généralement de 10  $\mu\text{m}$  (brouillard) à 100  $\mu\text{m}$  (nuages de pluie) et leur densité est comprise entre 100 et 500 par  $\text{cm}^3$ , ce qui donne une teneur en eau entre 0,01  $\text{gm}/\text{m}^3$  et 1  $\text{gm}/\text{m}^3$ . Divers modèles de brouillard et de nuages ont été résumés dans [Slobin, 1982]. Les nuages de pluie et le brouillard peuvent être la cause d'un affaiblissement appréciable aux fréquences des ondes millimétriques. Cet affaiblissement peut être le principal facteur de dégradation pour des systèmes à faible disponibilité. De plus, les nuages de glace peuvent être source de dépolarisation importante en l'absence d'affaiblissement significatif.

L'affaiblissement dû aux nuages dépend du type de nuage et est essentiellement imputable aux cumulo-nimbus et aux nimbostratus. Des observations relatives aux types de nuages et à la couverture nuageuse sont fournies dans [Warren *et al.*, 1986]. Brussaard et Watson [1995] ont résumé les informations que l'on possède sur les types et l'occurrence des nuages. La Recommandation UIT-R P.840 et les cartes numériques associées donnant la vapeur d'eau liquide de nuage peuvent servir à prévoir l'affaiblissement dû aux nuages et au brouillard.

## 2.8 Tempêtes de sable et de poussière

Les tempêtes de sable et de poussière sont des nuages épais formés par des particules de sable et de poussière en suspension. Dans les fortes tempêtes, la portée de visibilité peut être réduite à 10 m ou moins et la poussière peut s'élever jusqu'à plus d'un millier de mètres au-dessus du sol et s'étendre sur des centaines de kilomètres en surface.

Les aspects météorologiques des tempêtes de sable et de poussière ont été étudiés par de nombreux auteurs; on en a observé au Soudan, en Libye, dans le sud de l'Egypte, en Iraq, dans le désert d'Arabie, en Inde, en ex-URSS, dans la zone centrale de la République populaire de Chine, aux Etats-Unis d'Amérique et en Australie.

Les principaux constituants des tempêtes de sable et de poussière sont des particules de sable et d'argile, dont les dimensions respectives sont généralement de 0,015 et 0,008 cm. On peut établir une relation empirique entre la concentration de ces particules et la visibilité optique.

Brussaard et Watson [1995] ont fait le point de la question des modèles physiques applicables aux tempêtes de sable et de poussière.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- AJAYI, G.O. and BARBALISCIA, F. [1989] Characteristics of the 0°C isotherm and rain height at locations in Italy and Nigeria. URSI Comm. F. Open Symposium, La Londe les Maures (France).
- AJAYI, G.O. and OLSEN, R.L. [1985] Modelling of raindrop size distribution for microwave and millimetre wave applications, *Radio Sci.*, Vol. 20, pp. 193-202, March-April 1985.
- ARESU, A., BARBALISCIA, F., DI PANFILO, A., GIORGI, P., and MIGLIORINI, P. [1989] Space-time characteristics of rainfall in the Roma area. URSI Comm. F. Open Symposium, La Londe les Maures, September 1989.
- BARBALISCIA, F. and PARABONI, A. [1982] Joint statistics of rain intensity in eight Italian locations for satellite communications network. *Electronics Letters*, February 1982, Vol. 18, No. 3, pp. 118-119.
- BRUSSAARD, G. and WATSON, P.A. [1995] Atmospheric modelling and millimetre wave propagation. Chapman and Hall, London, ISBN 0-412-56230-8.
- BURGUEÑO, A., AUSTIN, J., VILAR, E., and PUIGCERVER, M. [1987] Analysis of moderate and intense rainfall rates continuously recorded over half a century and influence on microwave and rainrate data acquisition, *IEEE Trans. Comm.* COM-35, 382-395.
- BURGUEÑO, A., PUIGCERVER M. and VILAR, E. [1988] Influence of raingauge integration time on the rain rate statistics used in microwave communications, *Ann. Telecom.*, Vol. 43, No. 2.
- CAPSONI, C., LUINI, L. [2009] A physically based method for the conversion of rainfall statistics from long to short integration time. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol 57, No. 11, pp 3692 – 3696.
- CAPSONI, C., MATRICCIANI, E. and MAURI, M. [March-April, 1985] Profile statistics of rain in slant path as measured with a radar. *Alta Frequenza*, Vol. LIV, 2, 50-57.
- CAPSONI, C., FEDI, F., MAGISTRONI, C., PAWLINA, A. and PARABONI, A. [1987a] Data and theory for a new model of the horizontal structure of rain cells for propagation applications, *Radio Sci.*, Vol. 22, 3, 395, 404.
- CAPSONI, C., FEDI, F. and PARABONI, A. [1987b] A comprehensive meteorological oriented methodology for the prediction of wave propagation parameters in telecommunication applications beyond 10 GHz, *Radio Sci.*, Vol. 22, 3, 387, 393.
- CASTANET L., BLARZINO G., JEANNIN N., TESTONI A., CAPSONI C., FERRARO D., LUINI L., ROGERS D., AMAYA C., BOUCHARD P., PONTES M., SILVA MELLO L. [2007a] Assessment of radiowave propagation for satellite communication and navigation systems in tropical and sub-tropical areas, ESA study n°18278/04/NL/US, ONERA Final report RF 4/09521 DEMR,
- CASTANET L., CAPSONI C., BLARZINO G., FERRARO D., MARTELLUCCI A. [2007b] Development of a new global rainfall rate model based on ERA40, TRMM and GPCC products, International Symposium on Antennas and Propagation, ISAP 2007, Niigata, Japan.
- CRANE, R.K. [October 1987] Space-time structure of precipitation. Preprints of the 10th Conference on Probability and Statistics of the American Meteorological Society, pp. 265-268.
- CRANE, R.K. [1990] Rain attenuation measurements: variability and data quality assessment. *Radio Science*, 25 (4), 455-473.

- CRUTCHER, H.L. [1971] Selected meridional cross sections in heights, temperature and dew points for the northern hemisphere. NAVAIR 50-IC-59, National Climatic Centre, Asheville, NC, United States.
- DUTTON, E.J., DOUGHERTY, H.T. and MARTIN, R.F. [1974] Prediction of European rainfall and link performance coefficients at 8 to 30 GHz, NTIS, U.S. Department of Commerce, Rep. AD/A-000804, 1974
- ECMWF [1997] ECMWF Re-Analysis Project (ERA).
- EMILIANI, L.D., LUINI, L., and CAPSONI, C. [2009] Analysis and parameterization of methodologies for the conversion of rain rate cumulative distributions from various integration times to one minute. IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 51, No. 3. pp. 70-84.
- EMILIANI, L. D., LUINI, L., and CAPSONI, C. [2010] On the optimum estimation of 1-minute integrated rainfall statistics from data with longer integration time. EuCAP 2010, pp. 1-5, 12-16 April, Barcelona, Spain.
- ERA 15 [1999] ECMWF Re-analysis project report series, 1. ERA-15 Description, Version 2, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts.
- ERA 40 [2002] ECMWF Re-analysis project report series, ERA-40 Archive, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts.
- FEDI, F. [April 1979a] Rainfall characteristics across Europe. Alta Frequenza, Vol. XLVIII, 4, 158-166.
- FEDI, F. [April 1979b] Attenuation due to rain on a terrestrial path. Alta Frequenza, Vol. XLVIII, 4, 167-184.
- FEDI, F. and MERLO, U. [1977] Statistical data on point rainfall intensity for the design of radio-relay systems at frequencies above 10 GHz. URSI - Open Symposium on Propagation in Non-Ionized Media, La Baule, France.
- FERAL, L., SAUVAGEOT, H., CASTANET, L., and LEMORTON, J. [2003] A new hybrid model of the rain horizontal distribution for propagation studies: 1. Modeling of the rain cell. Radio Sci., Vol. 38, No. 3.
- FERAL, L., SAUVAGEOT, H., CASTANET, L., LEMORTON, J., CORNET, F., and LECONTE, K., [2006] Large-scale modeling of rain fields from a rain cell deterministic model. Radio Sci., Vol. 41.
- FUJITA, M., NAKAMURA, K., IHARA, T. and HAYASHI, R. [1979] Seasonal variations of attenuations statistics in millimetre-wave Earth-satellite link due to bright-band height. Electron. Lett., 15, 654-655.
- GUNN, R. and KINZER, G.D. [1949] The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air. J. Meteorol., Vol. 6, 4, 243-248.
- HINES, E.L. LEITAO, M.J. and WATSON, P.A. [12-15 April, 1983] The use of dual-linearly polarized radar data to determine rainstorm and hydrometeor types. IEE Conf. Publ. No. 219, Part 2, 51-55. IEE Third International Conference on Antennas and Propagation (ICAP 83), University of East Anglia, Norwich, United Kingdom.
- HOUZE, R.A. [1981] Structure of atmospheric precipitation systems: a global survey. Radio Sci., Vol. 16, 671-689.
- KALININ, A.I. and NADENENKO, L.V. [1975] Issledovania rasprostranenia UKV do rasstoyani poriadka priamoï vidimosti. (Study of ultra-short wave propagation up to line-of-sight

- distances.) In Rasprostranenie radiovoln (Radio wave propagation), Nauka, Moscow, USSR.
- KANELLOPOULOS, J.D., and KOUKOULAS, S.G. [1987] Analysis of the rain outage performance of route diversity systems, *Radio Sci.*, Vol. 22, No. 4, pp. 549-565.
- LAVERGNAT and J., Golé, P. [1998] A Stochastic Raindrop Time Distribution Model. *AMS Journal of Applied Meteorology*, Vol. 37, pp 805-818.
- LAWS, J.O. and PARSONS, D.A. [1943] The relation of raindrop size to intensity. *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol. 24, 452-460.
- LIN, S.H. [1975] A method for calculating rain attenuation distribution on microwave paths. *Bell System Tech. J.*, Vol. 57, 1545-1568.
- LIN, S.H. [1978] More on rain rate distributions and extreme value statistics. *Bell System Tech. J.*, Vol. 57, 1545-1568.
- MARSHALL, J.S. and PALMER, W.Mck. [August, 1948] The distribution of raindrops with size. *J. Meteorol.*, Vol. 5, 165-166.
- MARTELLUCCI A. [2004] Catalogue of available meteorological and propagation measurements database, Technical Note ESA n°TOS-EEP/2004.178/AM.
- MORITA, K. [1978] Study on rain rate distribution. *Rev. Elec. Comm. Labs, NTT*, Vol. 26, 268-277.
- MORITA, K. and HIGUTI, I. [July-August, 1976] Prediction methods for rain attenuation distribution of micro and millimetre waves. *Rev. Elec. Comm. Labs. NTT*, Vol. 24, 7-8.
- MORITA, K. and HIGUTI, I. [1978] Statistical studies on rain attenuation and site diversity effect on earth to satellite links in microwave and millimetre wavebands. *Trans. Inst. Electron. Comm. Engrs. Japan*, Vol. E-61, 425-434.
- MOUPFOUMA, F. [1987] More about rainfall rates and their prediction for radio systems engineering. *Proc. IEE. Part H*, Vol. 134, No. 6, pp. 527, 537.
- POIARES-BAPTISTA P., SALONEN E. [1998] Review of rainfall rate modelling and mapping. *Proc. of URSI Commission F Open Symposium on Climatic Parameters in Radiowave Propagation Prediction (CLIMPARA'98)*, Ottawa, Ontario, Canada.
- PRUPPACHER, H.R. and BEARD, K.V. [1970] A wind-tunnel investigation of the internal circulation and shape of water drops falling at terminal velocity in air. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 96, 247-256.
- PRUPPACHER, H.R. and PITTER, R.L. [January, 1971] A semi-empirical determination of the shape of cloud and rain drops. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 28, 86-94.
- RICE, P.L. and HOLMBERG, N.R. [1973] Cumulative time statistics of surface-point rainfall rates, *IEEE Trans. Comm.*, COM-21, 1131-1136
- RIVA, C. [2002] Spatial characteristics of propagation parameters: a review, First COST 280 Workshop, doc. PM3-019, Malvern, UK.
- RUDOLF B. [1996], "Methods and new results of estimating the global precipitation", *Abstracts of XXVth GA of URSI*, 302.
- SALONEN, E.T. and POIARES BAPTISTA, J.P.V. [1997] A new global rainfall rate model, Tenth Int. Conf. on Antennas and Propagation, IEE Conf. Publ. 436, Vol. 2, pp. 2.182-2.185
- SEGAL, B. [1979] High intensity rainfall statistics for Canada. CRC Rep. 1329, Dept. of Communications, Ottawa, Canada.

- SEGAL, B. [1980a] A new procedure for the determination and classification of rainfall rate climatic zones. *Ann. des Télécomm.*, Vol. 35, 411-417.
- SEGAL, B. [1980b] An analytical examination of mathematic models for the rainfall rate distribution function. *Ann. des Télécomm.*, Vol. 35, 434-438.
- SEGAL, B. [1986] The influence of raingauge integration time on measured rainfall intensity distribution functions. *J. Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 3, 4.
- SLOBIN, S.D. [November-December, 1982] Microwave noise temperature and attenuation of clouds: Statistics of these effects at various sites in the United States, Alaska and Hawaii. *Radio Sci.*, Vol. 17, 1443-1454.
- UK METEOROLOGY OFFICE [1976] Averages and frequency distributions of humidity for Great Britain and Northern Ireland, 1961-70. *Meteorology Memorandum* 103.
- WARREN, S.G., HAHN, C.J., LONDON, J., CHERVIN, M. and JENNE, R.L. [1986] Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over land. *NCAR Technical Notes*, NCAR/TN-273+STR, United States.

**Documents CCIR**

[1986-90]: a. 5/305 (Chine); b. 5/320 (Canada); c. 5/17 (Suède).



## CHAPITRE 3

### Réfraction atmosphérique

#### 3.1 Influence de l'atmosphère sur la propagation des ondes radioélectriques

Si l'on considère que le médium à travers lequel les ondes électromagnétiques se propagent est composé d'atomes dont les électrons oscillent sous l'effet du champ électromagnétique, alors l'équation résultante donnant l'indice de réfraction du médium dépend de la fréquence du rayonnement électromagnétique, du nombre d'électrons, de la fréquence propre des électrons et de leurs coefficients d'amortissement. Dans ce cas général, l'indice de réfraction est une grandeur complexe. La partie réelle de cet indice est liée à la vitesse de l'onde électromagnétique à travers le médium selon l'équation  $n = c/v$ , où  $c$  est la vitesse du rayonnement électromagnétique dans le vide et  $v$  la vitesse dans le médium.

Dans le cas de la propagation des ondes électromagnétiques dans l'air, l'indice de réfraction de l'air dépend de la composition de l'atmosphère (voir le § 3.2), laquelle varie avec l'emplacement (altitude au-dessus de la surface de la Terre et position géographique) et avec le temps. Dans le présent chapitre, on s'intéressera exclusivement aux influences qui s'exercent dans l'atmosphère claire; les effets produits par les hydrométéores et par d'autres agents de diffusion seront étudiés dans les Chapitres 5 et 7. Dans ces conditions, l'indice de réfraction peut être considéré comme une fonction continue. De plus, nous n'étudierons ici que la partie réelle de l'indice de réfraction complexe, qui est à l'origine de divers phénomènes, notamment la courbure des rayons, la réflexion, la réfraction, la propagation par trajets multiples, la propagation par conduits, la focalisation/défocalisation des faisceaux et la dépolarisation. Souvent, dans les études de la propagation dans l'air, la partie réelle est simplement appelée "indice de réfraction" ou "indice de réfraction de l'atmosphère". La partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe est liée aux effets d'absorption ou d'affaiblissement et elle est parfois appelée "indice d'absorption"; ce sujet est examiné en détail au Chapitre 6.

L'indice de réfraction de l'atmosphère est supérieur à l'unité, puisque les ondes se propagent à une vitesse plus petite que la vitesse de la lumière dans le vide notée  $c$ . Par ailleurs, la propagation est profondément influencée par les variations de l'indice dans l'espace. Ces effets seront décrits en détail dans le Chapitre 4. Pour résumer, les variations à grande échelle (grande par rapport à la longueur d'onde d'émission) modifient la direction de propagation des ondes, ce qui influe sur la propagation par trajets multiples et, parfois, cause des trous radioélectriques et un renforcement de la propagation transhorizon. En fait, la propagation des ondes dépend du gradient de l'indice de réfraction plus que de la valeur absolue de cet indice.

Ces phénomènes peuvent avoir divers effets préjudiciables pour l'utilisateur d'une liaison radioélectrique, par exemple: erreur sur la détermination de la direction et de la distance d'une source; affaiblissement et dépolarisation des ondes radioélectriques; distorsions des signaux; brouillages entre systèmes (en particulier lorsque les conditions atmosphériques sont favorables à la propagation transhorizon), etc. L'étude et la modélisation de tous ces phénomènes interdépendants se heurtent à une difficulté, parmi d'autres: il n'existe pas de relation biunivoque entre les conditions générales de la propagation et leurs effets tels qu'ils se manifestent sur une liaison donnée.

La mise en oeuvre des méthodes numériques de résolution des équations de propagation des ondes électromagnétiques a bénéficié des progrès accomplis en matière de puissance de calcul, ce qui a permis la modélisation physique de plusieurs mécanismes de propagation interdépendants. Parmi ces modèles, citons la mise en oeuvre de l'équation parabolique ainsi que les modèles hybrides qui associent l'équation de l'onde parabolique et l'approche par l'optique des rayons. Le détail de ces méthodes est présenté au Chapitre 4. Cela étant, les concepteurs des liaisons radioélectriques doivent toujours posséder une connaissance statistique des propriétés de réfraction de l'atmosphère,

connaissance que l'on peut obtenir en procédant à des mesures par les méthodes décrites au § 3.9. C'est l'application recherchée qui détermine la précision et la résolution (spatiale et temporelle) des données dont on a besoin sur la réfractivité de l'atmosphère. Par exemple, si l'on voulait comparer des mesures radioélectriques instantanées avec les résultats des calculs de propagation, il faudrait généralement avoir une très grande résolution et la modélisation serait plus complexe. D'un autre côté, le comportement moyen de l'atmosphère, qui est suffisant pour les besoins d'une planification globale, ne nécessite pas une grande résolution ni une grande précision, et l'on en a en fait, aujourd'hui, une connaissance assez bonne.

### 3.2 Indice de réfraction et coïndice

L'indice de réfraction de l'air a toujours une valeur très proche de l'unité. Le paramètre généralement utilisé pour décrire les variations spatiales et temporelles de la réfraction est le coïndice  $N$ , défini comme suit:

$$N = (n-1)10^6 \quad (3.1)$$

et exprimé en unités  $N$  (unités sans dimensions).

La valeur de l'indice de réfraction, ou du coïndice, s'obtient à partir de la pression, de l'humidité et de la température de l'air, à l'aide d'une formule semi-empirique qui découle des travaux théoriques de Debye [Debye, 1929]. Parmi les constituants de l'air, seul l'oxygène (élément paramagnétique) possède un moment magnétique permanent; cette caractéristique est importante dans l'étude de l'absorption des ondes radioélectriques (Chapitre 6), mais l'effet qui en résulte est suffisamment minime pour que l'on puisse considérer (avec une précision de  $10^{-6}$ ) que la perméabilité relative de l'air est en pratique égale à l'unité. On a donc la relation suivante entre l'indice de réfraction et la constante diélectrique relative,  $\epsilon$ :

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (3.2)$$

En fait, l'air est un mélange de plusieurs éléments constitutifs, mais la théorie est assez simple quand on le considère comme un mélange de gaz parfaits. Avec cette hypothèse, et compte tenu du fait que la constante diélectrique de chaque gaz est très voisine de l'unité, on démontre:

- que la polarisation électrique de chaque élément constitutif,  $i$ , de l'air est indépendante de la présence des autres éléments constitutifs, et proportionnelle à  $(\epsilon_i - 1)$ , où  $\epsilon_i$  est la constante diélectrique du gaz  $i$ ;
- que la polarisation de l'air est égale à la somme des polarisations de ses constituants, c'est-à-dire:

$$\epsilon - 1 = \sum (\epsilon_i - 1) \quad (3.3)$$

- que, pour les gaz non polarisés, la polarisation électrique est due à la formation de dipôles électriques induits lorsqu'on applique un champ électrique

$$\epsilon - 1 = \frac{KP}{T} \quad (3.4)$$

formule dans laquelle  $P$  désigne la pression,  $T$  la température absolue et  $K$  une constante qui dépend du gaz;

- et que, pour un gaz polarisé, la polarisation électrique est due à la fois à la formation de dipôles électriques induits et à une orientation des dipôles permanents dans la direction du champ électrique appliqué. Ce second effet, qui est limité par l'agitation thermique, diminue avec la température.

On a dans ce cas:

$$\varepsilon - 1 = K \frac{P}{T} \left( A + \frac{B}{T} \right) \quad (3.5)$$

où la valeur des constantes  $K$ ,  $A$  et  $B$  dépend de la nature du gaz.

La composition de l'air a été décrite au Chapitre 2. Tous les éléments constitutifs n'ont pas de polarité électrique, à l'exception de la vapeur d'eau. Par ailleurs, les proportions de tous les éléments constitutifs sont pratiquement constantes, sauf pour la vapeur d'eau (en raison de ses divers changements d'état physique) et le  $\text{CO}_2$  (en raison des échanges entre l'air et les organismes vivants), ces deux constituants étant présents en très petits pourcentages. On peut donc écrire la polarisation sous la forme:

$$\varepsilon - 1 = K_d \frac{P_d}{T} + K_e \frac{e}{T} \left( A + \frac{B}{T} \right) + K_c \frac{P_c}{T} \quad (3.6)$$

où  $T$  désigne la température absolue,  $e$  la pression partielle de vapeur d'eau,  $P_c$  la pression partielle de  $\text{CO}_2$  et  $P_d$  la pression partielle des autres constituants atmosphériques (principalement oxygène et azote). Les pressions sont exprimées en hPa. Les indices  $d$ ,  $e$  et  $c$  désignent respectivement l'air sec, la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone.

L'indice de réfraction  $n$  est donné par:

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + (\varepsilon - 1)} \approx 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \quad (3.7)$$

et le coïndice par  $N = (n - 1)10^6 \approx 10^6 (\varepsilon - 1) / 2$

On obtient par conséquent  $N$  en multipliant toutes les constantes  $K$ :

$$N = K_1 \frac{P_d}{T} + K_2 \frac{e}{T} \left( A + \frac{B}{T} \right) + K_3 \frac{P_c}{T} \quad (3.8)$$

à savoir:  $K_1 = 5x \cdot 10^5 K_d$ ,  $K_2 = 5x \cdot 10^5 K_e$ ,  $K_3 = 5x \cdot 10^5 K_c$

A noter qu'on ne considère ici que la partie réelle de l'indice de réfraction de l'atmosphère. En effet, la partie imaginaire est très petite aux fréquences radioélectriques. Elle intervient cependant dans l'absorption par les gaz et sera étudiée, à ce titre, dans le Chapitre 6.

La théorie de la polarisation des gaz conduit à l'équation (3.8), mais les valeurs numériques des constantes de cette formule ne sont pas données par la théorie; elles doivent être déterminées par des mesures en laboratoire. Les valeurs admises actuellement sont celles qui ont été données par Smith et Weintraub [1953] à la suite d'une étude critique de plusieurs mesures. L'équation établie par ces auteurs, dans l'hypothèse d'un pourcentage de 0,03% pour  $\text{CO}_2$ , est la suivante:

$$N = 77,6 \frac{P_d}{T} + 72 \frac{e}{T} + 3,75x10^5 \frac{e}{T^2} \quad (3.9)$$

où:

Pd: pression de l'air sec

e: pression partielle de vapeur d'eau (hPa)

T: température (K).

Si on introduit la pression totale  $P = P_d + e$ , l'équation (3.9) peut s'écrire:

$$N = 77,6 \frac{P}{T} - 5,6 \frac{e}{T} + 3,75 \times 10^5 \frac{e}{T^2} \quad (3.10)$$

L'équation (3.10), dans laquelle les coefficients ont été réduits à trois nombres, donne une précision globale de  $\pm 0,5\%$ . La principale question que pose cette formule est le calcul du coïndice à partir de résultats de mesures météorologiques. En fait, les résultats de mesures disponibles (examinés au § 3.7.2) ne permettent pas d'obtenir toute la précision pouvant être fournie par l'équation (3.10). Il est donc possible de simplifier cette équation en une expression à deux termes. En effet, pour la gamme de températures présentant un intérêt pratique (entre  $-40$  et  $+40^\circ\text{C}$ ) et pour les valeurs types de la pression de vapeur d'eau (à  $40^\circ\text{C}$ , la pression de saturation de l'eau est de  $73,8$  hPa), le terme en  $e/T$  est beaucoup plus petit et varie beaucoup moins que le terme en  $e/T^2$ . On peut par conséquent l'évaluer pour la température moyenne ( $273$  K) et l'associer au terme en  $e/T^2$ , ce qui donne:

$$N = 77,6 \frac{P}{T} + 3,73 \times 10^5 \frac{e}{T^2} = \frac{77,6}{T} \left( P + 4810 \frac{e}{T} \right) \quad (3.11)$$

Cette formule est celle qui est donnée dans la Recommandation UIT-R P.453. Les deux termes qui y figurent sont souvent appelés contribution de l'air sec et contribution de l'air humide au coïndice de réfraction.

### 3.3 Modèles de l'indice de réfraction de l'atmosphère

Ce paragraphe porte sur la structure "globale" de l'indice de réfraction et non sur des perturbations aléatoires de courte période résultant d'un ensemble de processus atmosphériques stochastiques. On trouvera une description plus complète de la structure de l'indice de réfraction au Chapitre 4.

L'indice de réfraction de l'atmosphère varie dans le temps et dans l'espace, tout comme la température et l'humidité. Le coïndice de réfraction atmosphérique peut varier horizontalement et verticalement. Les gradients horizontaux du coïndice dépendent de processus géographiques, topographiques et/ou météorologiques, qui peuvent varier quotidiennement, durer plusieurs jours ou se produire simplement de façon transitoire comme les passages de fronts. En revanche, les gradients verticaux du coïndice sont plus importants, les changements notables survenant sur de courtes distances, de quelques mètres à plusieurs dizaines ou centaines de mètres. Les changements horizontaux de l'indice de réfraction se produisent sur des échelles de distance comprises entre quelques dizaines de mètres et quelques dizaines de kilomètres. Nous commençons par définir quelques atmosphères dites "de référence", dont la description, simple, s'avère très utile. Pour ce faire, nous supposons que l'atmosphère est à stratification horizontale; autrement dit, nous considérons que les variations sont uniquement fonction de l'altitude. Ces modèles de l'atmosphère représentent l'atmosphère réelle moyennée sur une longue durée; la dépendance au temps de ces modèles n'est donc pas prise compte.

#### 3.3.1 Modèles linéaires

Dans le modèle le plus simple, le coïndice est censé diminuer linéairement avec l'altitude. Si l'on désigne par  $N_s$  le coïndice au sol à l'altitude  $h_s$  (au-dessus du niveau de la mer), le coïndice  $N$  à la hauteur  $h$  est donné par:

$$N(h) = N_s - \left( \frac{\Delta N}{\Delta h} \right) (h - h_s) \quad (3.12)$$

où  $(\Delta N / \Delta h)$  = valeur absolue du gradient du coïndice.

Dans la pratique, le modèle linéaire représente une approximation seulement sur le premier kilomètre d'altitude de l'atmosphère; au-delà, le coïndice diminue plus lentement (Figure 3.1). Ce modèle s'applique aux liaisons de Terre et, comme on le verra au Chapitre 4, il est utilisé pour effectuer des calculs simples faisant intervenir le rayon terrestre équivalent. Comme indiqué au § 3.6, le gradient du coïndice varie avec l'emplacement et la saison. Pour les régions à climat tempéré, on utilise souvent une moyenne globale de  $-40$  unités N/km comme première approximation.

### 3.3.2 Modèles exponentiels

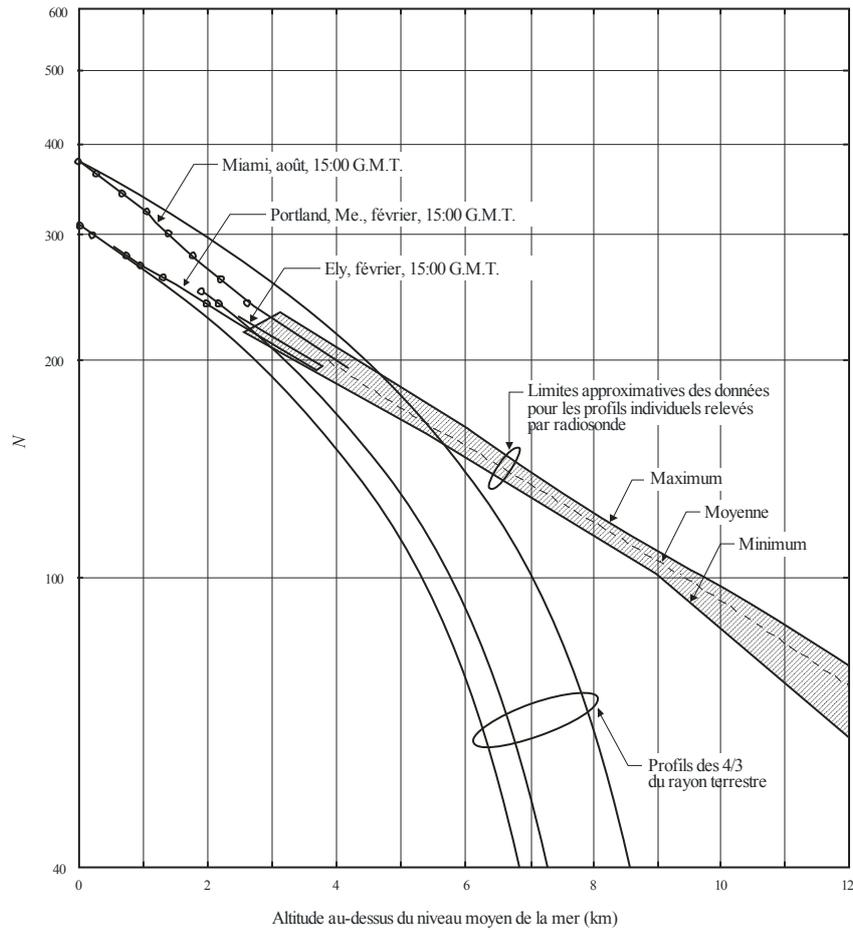
Dans le cas de la propagation au-dessus de 1 km d'altitude, ce qui concerne les applications mettant en oeuvre des liaisons Terre-satellite et Terre-aéronef ainsi que certaines opérations de télédétection, le modèle linéaire est une approximation trop grossière. Dans ces conditions, on obtient une meilleure approximation avec des modèles exponentiels [Bean et Thayer, 1959]. Dans un modèle de ce type, le coïndice  $N$  à la hauteur  $h$  (au-dessus du niveau de la mer) est donné par:

$$N(h) = N_s \exp\left[-\left(\frac{h-h_s}{h_0}\right)\right] \quad (3.13)$$

$N_s$  étant le coïndice au sol, à l'altitude  $h_s$ , hauteur de la surface de la Terre par rapport au niveau de la mer. Ici encore, les paramètres  $N_s$  et  $h_s$  varient avec l'emplacement et la saison. Le paramètre  $h_0$  est la hauteur d'échelle du modèle. Dans un modèle exponentiel, le gradient du coïndice a pour expression:

$$\frac{dN}{dh} = -\frac{N_s}{h_0} \exp\left(-\frac{h-h_s}{h_0}\right) = -\frac{N(h)}{h_0} \quad (3.14)$$

FIGURE 3.1

Valeurs types de  $N$  en fonction de la hauteur (d'après Bean et Dutton, 1966)

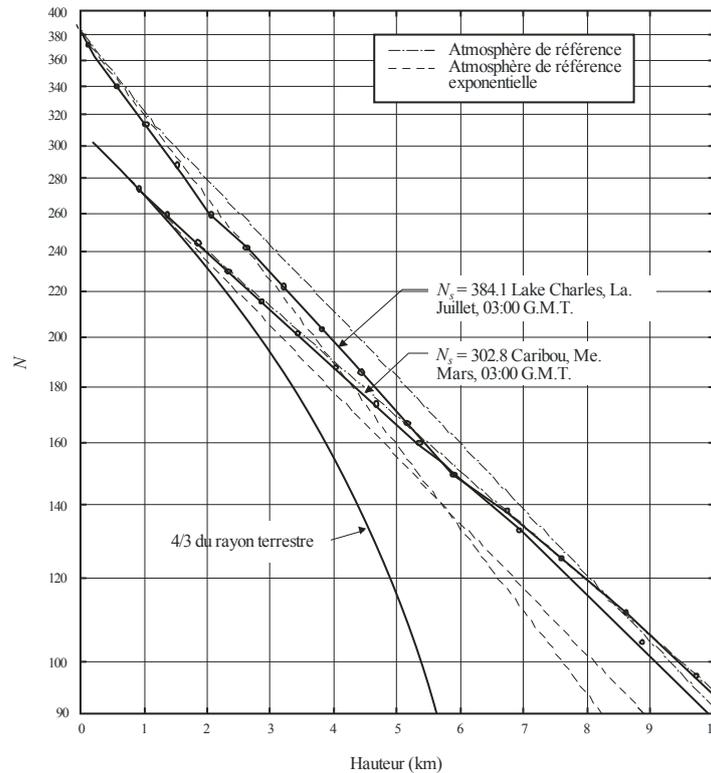
Radio-Meteo. 03-01

En fait, les observations ont montré qu'il existe souvent une corrélation étroite entre le coïndice au niveau du sol,  $N_s$ , et le gradient du coïndice près du sol (voir le § 3.3.4). Si l'on étend cette corrélation jusqu'à des altitudes plus élevées, on obtient une relation entre  $N_s$  et  $h_o$ , et une relation exponentielle qui dépend d'un seul paramètre.

La Figure 3.2, reprise de Bean et Dutton [1966], représente les profils moyens du coïndice pour deux stations des Etats-Unis et la représentation de ces profils à l'aide d'un modèle exponentiel (courbes en pointillé). On voit que le modèle exponentiel est bien ajusté aux données jusqu'à 5 km environ. A partir de cette altitude, cependant, le profil du coïndice donné par le modèle décroît avec l'altitude plus rapidement que le profil expérimental.

FIGURE 3.2

Comparaison entre l'atmosphère de référence et les profils de  $N$  observés (d'après Bean et Dutton, 1966)



Radio-Meteo. 03-02

L'atmosphère de référence recommandée pour les calculs du coïndice (Recommandation UIT-R P.453) est un modèle exponentiel rapporté au niveau de la mer, lorsque  $h_s = 0$ , avec les paramètres  $N_o = 315$  unités  $N$  et  $h_o = 7,35$  km.

$$N(h) = 315 \exp\left(-\frac{h}{7,35}\right) \tag{3.15}$$

où  $N(h)$  est le coïndice à la hauteur  $h$  au-dessus du niveau de la mer (km).

### 3.3.3 Autres modèles

Pour mieux approcher les données sur une plage d'altitudes plus étendue, il est parfois nécessaire de recourir à des modèles plus perfectionnés. Une des méthodes à employer pour cela consiste à diviser l'intervalle d'altitudes en plusieurs parties et à utiliser des fonctions différentes pour l'ajustement à ces diverses parties; on a un exemple d'un tel modèle dans l'atmosphère de référence CRPL 1958 en trois parties élaborée par Bean et Thayer [1959], qui donne des expressions différentes pour le coïndice sur le premier kilomètre d'altitude, entre 1 et 9 km, et au-dessus de 9 km. Ces modèles permettent d'obtenir une meilleure concordance avec les résultats de mesure qu'une simple fonction exponentielle, mais ils présentent un inconvénient: ils introduisent dans le profil du gradient du coïndice des discontinuités qui sont susceptibles de fausser certains calculs de réfraction.

Une autre méthode possible consiste à utiliser l'équation (3.10) ou l'équation (3.11) pour établir un profil de référence du coïndice à partir de tel ou tel modèle de l'atmosphère, sur la base de profils de référence donnés pour la pression, la température et la pression partielle de vapeur d'eau. Si l'on procède de cette manière, l'opération de loin la plus délicate est la modélisation de la vapeur d'eau.

### 3.4 Écarts par rapport aux modèles

Étant donné que les atmosphères de référence correspondent à une atmosphère moyenne calculée sur de longues durées, il est pertinent d'examiner les écarts par rapport à ces modèles de référence. Il peut être pratique de représenter plusieurs types de structure superposés à un profil moyen. Pour de nombreuses applications, l'atmosphère peut être vue comme une stratification horizontale, avec des couches affichant des gradients du coïndice inférieurs à  $-157$  unités N/km ou supérieurs à  $-40$  unités N/km et pouvant même prendre des valeurs positives. Dans le premier cas, il peut y avoir formation de trous radioélectriques sous l'effet de conduits et propagation par trajets multiples. Dans le second cas, on se trouve dans des conditions d'infraréfraction, pouvant conduire à des évanouissements complets dans des situations extrêmes. Les statistiques relatives à ces structures, qui sont mal connues, sont examinées au § 3.7. Les effets qu'elles produisent sur la propagation sont présentés dans le Chapitre 4.

Des gradients horizontaux du coïndice peuvent apparaître aussi bien à des méso-échelles qu'à des macro-échelles. Ils peuvent par exemple se produire lorsque deux masses d'air différentes se rencontrent, notamment le long du littoral ou à l'intérieur des terres lorsqu'il existe une circulation d'air complexe au-dessus d'un terrain accidenté, ou en raison de subsidences de grande échelle au-dessus de zones de terre ou d'étendues d'eau. Les effets des gradients horizontaux sur la propagation sont également présentés en détail dans le Chapitre 4.

L'atmosphère présente aussi des irrégularités aléatoires, qui se superposent à une moyenne spatiale, sur des distances comprises entre quelques millimètres et plusieurs centaines de mètres. Ces irrégularités génèrent des effets de propagation stochastiques tels que la scintillation. L'atmosphère stochastique, les turbulences atmosphériques et leurs effets sur l'indice de réfraction et sur la propagation des ondes radioélectriques sont traités au Chapitre 4.

### 3.5 Coïndice de réfraction au niveau du sol

Un grand nombre de données ont été publiées sur le coïndice au niveau du sol. Si l'on représente graphiquement le coïndice moyen au sol en fonction de la position, on voit apparaître de grandes différences qui sont dues principalement à des changements liés à des différences de hauteur. Pour cette raison, il est d'usage courant de rapporter toutes les données à une hauteur de référence commune, qui est le plus souvent le niveau de la mer. La transformation qui permet de passer du coïndice au niveau du sol,  $N_S$ , au coïndice au niveau de la mer,  $N_0$ , est extrêmement facile à réaliser au moyen d'un modèle exponentiel:

$$N_0 = N_S \exp (h_s/h_0) \quad (3.16)$$

dans lequel  $h_s$  désigne la hauteur de la station au-dessus du niveau de la mer.

Le seul problème qui se pose est celui du choix de la hauteur d'échelle  $h_0$  à utiliser dans cette opération de réduction de données. Par souci de cohérence, on devrait choisir la valeur du modèle exponentiel de référence (7,35 km). En pratique, il ne semble pas que la réduction des données ait toujours été effectuée avec cette valeur. Par exemple, dans leurs premiers travaux, Bean et Dutton [1966] ont considéré une hauteur d'échelle de 9,46 km, valeur correspondant à l'air sec. Quoi qu'il en soit, le principal résultat de la réduction des données est une diminution du domaine de variation du coïndice et la possibilité de faire une interpolation plus précise dans les planisphères dont il est question au § 3.5.2. Il ne faut donc pas accorder une importance primordiale à la valeur exacte de la hauteur d'échelle.

#### 3.5.1 Moyennes mensuelles du coïndice au niveau du sol

Comme on le verra au § 3.9, il est possible de mesurer le coïndice soit par des techniques radioélectriques, soit indirectement à partir de données météorologiques, en appliquant l'équation (3.11). Dans les deux cas, on calcule la moyenne des données pour les besoins de

l'analyse, généralement sur une période d'un mois. Toutefois, lorsqu'on utilise l'équation (3.11), il arrive souvent que les données météorologiques d'origine ne soient plus disponibles. Un autre procédé pourrait consister à calculer la valeur du coïndice à partir des valeurs moyennes mensuelles de la pression, de la température et de la pression partielle de vapeur d'eau. La valeur du coïndice obtenue selon cette méthode est différente du coïndice moyen. La différence a été étudiée par Bean et Dutton [1966] et par Rao et Srivastava [1971]. Bean et Dutton ont comparé les résultats obtenus avec les deux méthodes pour trois stations situées dans des zones climatiques différentes; la différence ne dépassait jamais 1,5 unité N. Rao et Srivastava ont déterminé la différence par la théorie, en fonction des caractéristiques statistiques des paramètres météorologiques (moyennes, écarts types et facteurs de corrélation). Ces auteurs sont parvenus à la conclusion que la différence devrait être très petite dans la plupart des cas.

### 3.5.2 Variations saisonnières et d'une année à l'autre du coïndice au niveau du sol

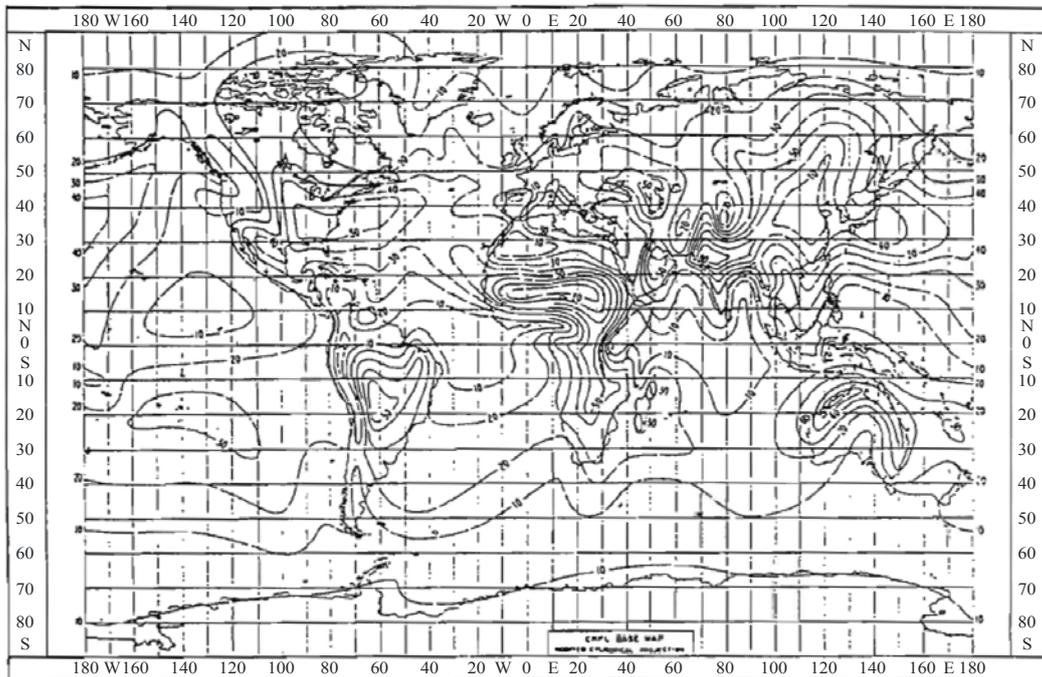
Bean et Dutton [1966] ont procédé à une analyse du coïndice au niveau du sol (rapporté au niveau de la mer), à l'échelle mondiale, en utilisant des données fournies par 306 stations météorologiques. Pour chacune de ces stations, ils ont pris en considération les données recueillies sur cinq années pendant la période 1949-1958 (de préférence 1954-1958), sauf dans le cas des stations russes, pour lesquelles on ne disposait que des données d'une seule année (1958). S'agissant du coïndice sur de vastes zones océaniques, les auteurs ont dû faire l'estimation des valeurs à partir d'un petit nombre seulement de données disponibles, les stations d'observation étant peu nombreuses dans ces régions.

Les résultats sont présentés sous la forme de cartes des contours moyens de  $N_0$  pour chaque mois de l'année. Les Figures 1 et 2 de la Recommandation UIT-R P.453 donnent les résultats correspondant aux mois de février et d'août.

Le coïndice au niveau du sol varie avec la saison et d'une année à l'autre. Les variations saisonnières sont représentées dans la Figure 3.3, qui donne des contours mondiaux de la différence entre les maxima et les minima des moyennes mensuelles de ce coïndice,  $N_s$ , pour une année. La variation d'une année à l'autre est présentée à la Figure 3.4: courbes de l'amplitude de  $N_s$  (maximum moins minimum) pour les mois de février, calculée sur cinq années. On notera que les variations d'une année à l'autre peuvent être aussi importantes que les variations saisonnières.

FIGURE 3.3

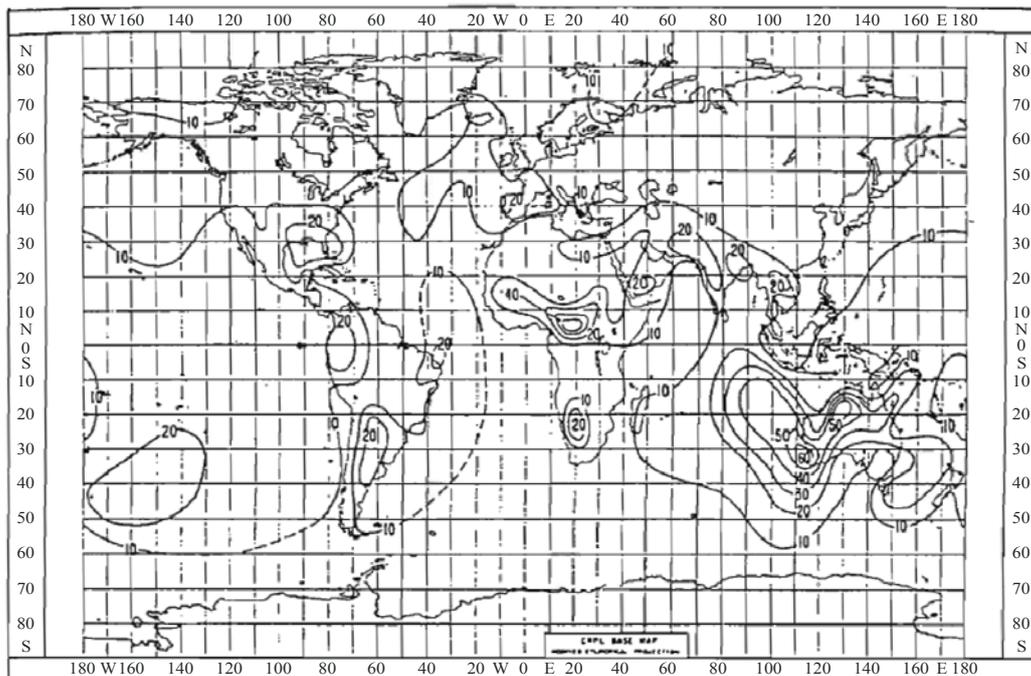
Intervalle de variation annuelle de la moyenne mensuelle de  $N_s$  (d'après Bean et Dutton, 1966)



Radio-Meteo. 03-03

FIGURE 3.4

Intervalle de variation, d'une année à l'autre, de la moyenne mensuelle de  $N_s$  pour le mois de février (d'après Bean et Dutton, 1966)



Radio-Meteo. 03-04

### 3.6 Gradients du coïndice

Du point de vue de la propagation des ondes radioélectriques, le gradient du coïndice dans la basse atmosphère est plus important que la valeur de l'indice de réfraction lui-même. Pour les besoins des études à caractère général, dans lesquelles on fait l'hypothèse d'une atmosphère à stratification horizontale, on s'intéresse exclusivement au gradient vertical.

En toute rigueur, le gradient du coïndice est une fonction de l'altitude. En règle générale, on se sert des résultats expérimentaux pour déterminer le gradient moyen,  $\alpha$ , dans une couche d'épaisseur  $\Delta h$ , ce gradient moyen étant défini par  $\alpha_{\Delta h} = \Delta N / \Delta h$ . Indépendamment des variations saisonnières et régionales, les distributions de cette grandeur dépendent de l'altitude  $h$  (un peu) et de l'épaisseur de la couche considérée,  $\Delta h$ .

On note de grandes différences entre les formes de présentation des données publiées; néanmoins, les paramètres considérés le plus souvent sont  $\alpha_{0,1}$ , moyenne du gradient sur les 100 premiers mètres, ou  $\alpha_1$ , moyenne du gradient sur le premier kilomètre de l'atmosphère. Le premier de ces paramètres est celui qui convient le mieux pour les études sur la propagation en visibilité directe; il est fourni en général par des observations dans lesquelles on utilise des appareils installés sur une tour. Le second paramètre s'obtient facilement par des observations classiques de sondage radioélectrique. Il convient mieux à des études sur la propagation entre le sol et un aéronef ou entre le sol et un satellite, et également sur la propagation transhorizon. On utilise aussi d'autres paramètres, par exemple les valeurs du gradient qui sont dépassées pendant des pourcentages de temps donnés.

#### 3.6.1 Modèles pour la distribution du gradient du coïndice

A titre d'exemple pour illustrer l'exposé qui va suivre, la Figure 3.5, d'après Boithias [1984], donne la distribution cumulative à long terme du gradient du coïndice  $\alpha_{0,1}$  sur les 100 premiers mètres de l'atmosphère, pour trois stations ayant des caractéristiques climatiques différentes.

FIGURE 3.5

Exemples de distributions du gradient du coïndice sur les 100 premiers mètres de l'atmosphère (d'après Boithias, 1984)

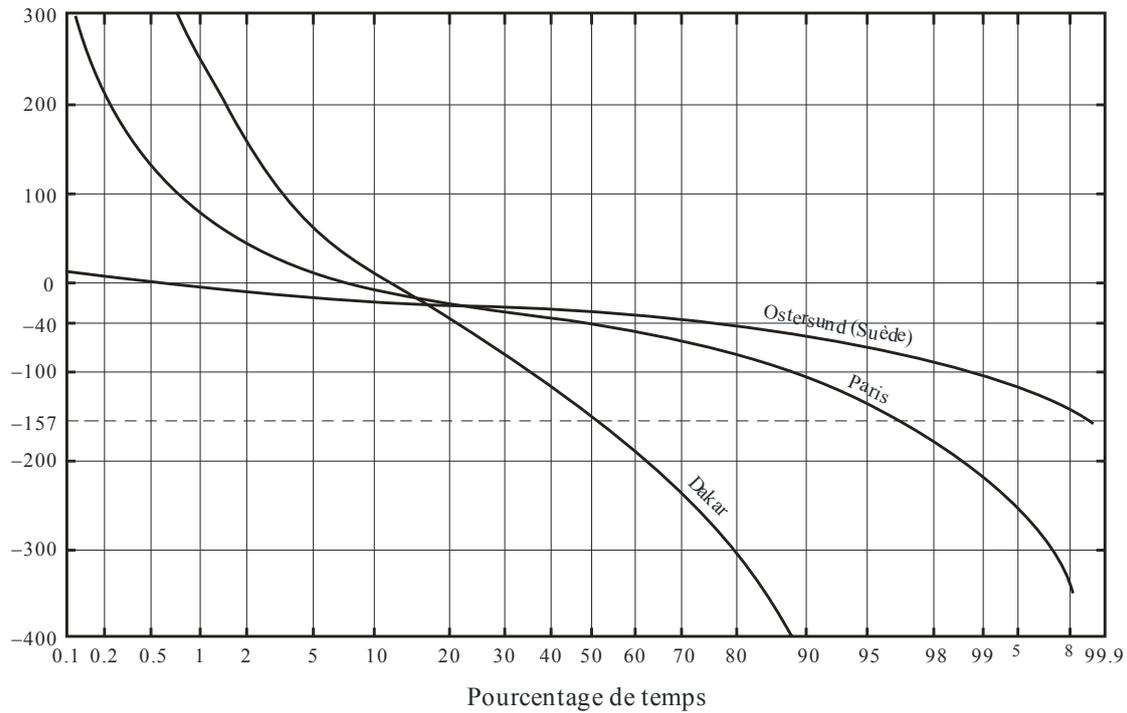


Table-Necc 03-05

### 3.6.1.1 Le modèle normal

Quelles que soient l'altitude et l'épaisseur de la couche atmosphérique, on peut considérer en première approximation que la partie centrale de la distribution est une loi normale. Une analyse détaillée de données japonaises [Ugai, 1959; Ikegami *et al.*, 1966; Akiyama, 1977; Sasaki et Akiyama, 1982] a montré que la moyenne de la distribution est indépendante de l'épaisseur  $\Delta h$  (sauf dans la couche de surface) et que l'écart type varie comme  $\Delta h^{-1/2}$ . L'altitude influe sur le coïndice uniquement dans les 100 premiers mètres; dans cette couche, le gradient moyen est plus petit qu'à des altitudes plus élevées, distorsion qui pourrait être imputable à l'apparition fréquente de couches d'inversion nocturnes. Malheureusement, le modèle normal décrit mal les deux queues de la distribution: celle qui correspond aux gradients positifs conduit à des évanouissements complets, et l'autre queue – celle des gradients très négatifs – se traduit par la formation de conduits et la propagation par trajets multiples. On en conclut que ce modèle est utilisable seulement pour des études portant sur les conditions normales de propagation.

### 3.6.1.2 Le modèle normal exponentiel

Il faut recourir à une distribution composite pour décrire complètement la distribution du gradient. Plusieurs modèles de ce genre ont été proposés. En utilisant des données obtenues au Japon et dans d'autres pays de l'Asie du Sud-Est, Akiyama et son équipe [Ikegami *et al.*, 1968; Akiyama, 1977] ont élaboré un modèle composite d'une distribution normale (pour la plupart des valeurs du gradient) et d'une fonction exponentielle (pour les gradients très négatifs), les deux fonctions se raccordant pour  $\alpha = \alpha_p$ . Les fonctions de densité de probabilité sont donc les suivantes:

$$f(\alpha) = \begin{cases} \frac{c}{2} \exp\{c(\alpha - \alpha_m)\} & -\infty < \alpha \leq \alpha_p \\ \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{(\alpha - \alpha_m)^2}{2\sigma^2}\right\} & \alpha_p < \alpha < \infty \end{cases} \quad (3.17)$$

La probabilité cumulative  $F(X) = \Pr\{\alpha \leq X\}$  s'obtient par intégration de l'équation (3.17).

$$F(\alpha) = \begin{cases} \frac{1}{2} \exp\{c(\alpha - \alpha_m)\} & -\infty < \alpha \leq \alpha_p \\ \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf}\left\{\frac{\alpha - \alpha_m}{\sigma\sqrt{2}}\right\} \right) & \alpha_p < \alpha < \infty \end{cases} \quad (3.18)$$

Cette distribution composite dépend de trois paramètres:  $\alpha_m$  (valeur médiane commune des deux distributions),  $\sigma$  (écart type de la distribution normale) et  $c$ , ainsi que de la valeur de  $\alpha_p$ . La distribution de densité est discontinue pour  $\alpha = \alpha_p$ . En revanche, la probabilité cumulative doit toujours être continue, ce qui conduit à la relation:

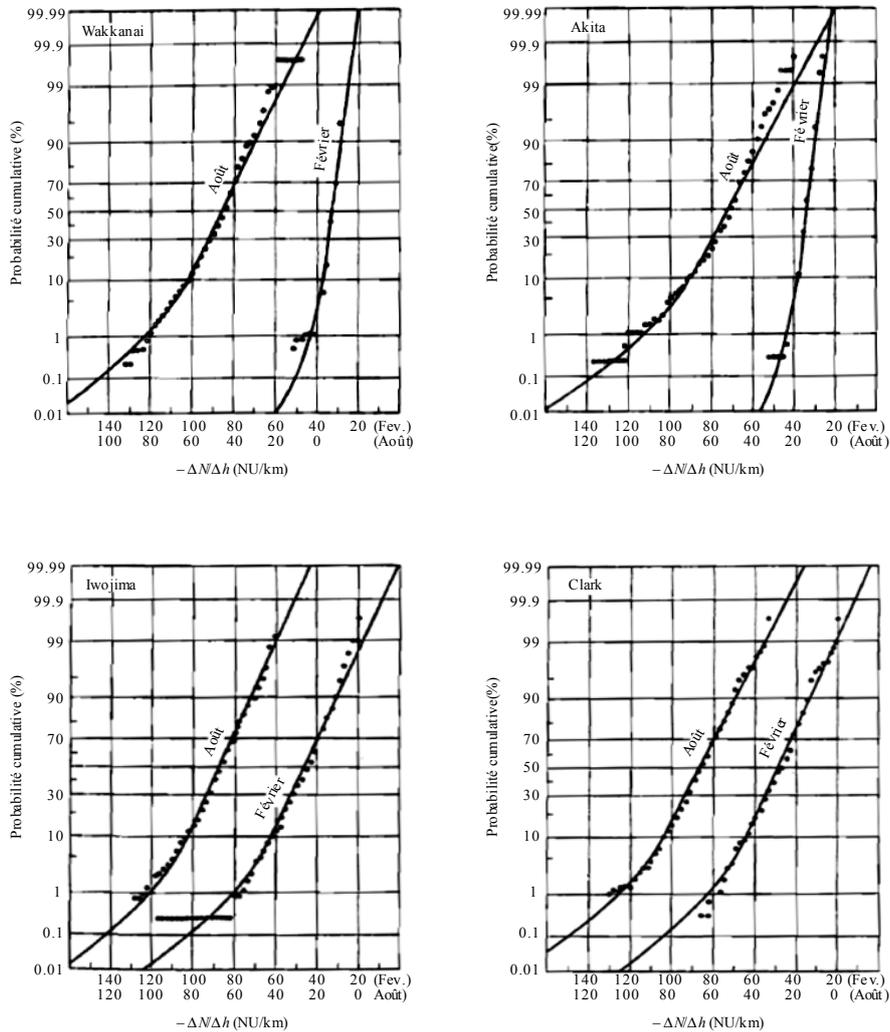
$$c\sigma = -\frac{\ln(2P)}{\sqrt{2}\operatorname{inverf}(2P-1)} \quad (3.19)$$

avec  $P = F(\alpha_p)$  et "inverf" désignant la fonction d'erreur inverse. (Pour la définition de "erf", voir la Recommandation UIT-R P.1057.)

Les résultats expérimentaux utilisés par les auteurs montrent que  $P$  n'est jamais très différent de 0,07. Pour ces petites valeurs de  $P$ , la moyenne et l'écart type de la distribution composite sont presque égaux à leurs homologues de la composante normale,  $\alpha_m$  et  $\sigma$ . De plus, pour la distribution normale, on a:  $\alpha_p = \alpha_m - 1,48 \sigma$ . Le gradient du coïndice de réfraction est donc donné par un modèle à deux paramètres. La Figure 3.6 montre jusqu'à quel point le modèle est en concordance avec les données.

FIGURE 3.6

**Exemples de distributions du gradient du coïndice ajustées par le modèle exponentiel (d'après Akiyama, 1977)**



**3.6.1.3 Autres modèles**

Le modèle exponentiel normal améliore la représentation de la distribution du gradient pour les valeurs très négatives. Cependant, il apparaît des écarts par rapport à une distribution normale, cela aux deux queues des distributions expérimentales; pour cette raison, ce modèle s'adapte mal aux cas où l'on a des gradients positifs.

Zhang [1981] a construit un modèle qui s'ajuste bien à la totalité de la distribution; il a obtenu ce résultat en introduisant deux lois de puissance pour représenter les écarts par rapport à la normale dans les queues de la distribution. La probabilité cumulative de ce modèle est donnée par:

$$F(\alpha) = \begin{cases} P_1 \times [(\alpha_1 - \alpha_m) / (\alpha - \alpha_m)]^{b_1} & -\infty < \alpha < \alpha_1 \\ \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left\{ \frac{-(\alpha_1 - \alpha_m)}{\sigma \sqrt{2}} \right\} & \alpha_1 < \alpha < \alpha_2 \\ 1 - P_2 \times [(\alpha_2 - \alpha_m) / (\alpha - \alpha_m)]^{b_2} & \alpha_2 < \alpha < \infty \end{cases} \quad (3.20a)$$

("erfc": fonction erreur complémentaire).

On peut penser que les probabilités  $P_1$  et  $P_2$  sont suffisamment petites pour que la moyenne et l'écart type,  $\alpha_m$  et  $\sigma$ , de la distribution composite soient pratiquement égaux à ceux de la partie normale (centrale) de la distribution. Le modèle dépend de six paramètres:  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ . Ces paramètres doivent satisfaire aux conditions suivantes:

i) la probabilité cumulative est continue pour  $\sigma = \sigma_1$  et  $\sigma = \sigma_2$ , c'est-à-dire:

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left\{ \frac{-(\alpha_1 - \alpha_m)}{\sigma\sqrt{2}} \right\} \\ 1 - P_2 &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left\{ \frac{-(\alpha_2 - \alpha_m)}{\sigma\sqrt{2}} \right\} \end{aligned} \quad (3.20b)$$

et

ii) la distribution du modèle est égalée à la distribution expérimentale pour les niveaux de probabilité 0,1% et 99,9%, c'est-à-dire:

$$b_1 = \frac{\log(1000P_1)}{\log \frac{\alpha_{0,1} - \alpha_m}{\alpha_1 - \alpha_m}} \quad b_2 = \frac{\log(1000P_2)}{\log \frac{\alpha_{99,9} - \alpha_m}{\alpha_2 - \alpha_m}} \quad (3.20c)$$

Le modèle est déterminé en totalité si l'on choisit  $P_1$  et  $P_2$  aux points de la distribution expérimentale où il commence à s'écarter de la normale.

Les modèles présentés plus haut sont obtenus par ajustement empirique à des distributions expérimentales. Schiavone [1981] a eu recours à une méthode plus valable au point de vue physique, considérant que les trois parties de la distribution du gradient sont dues à des situations météorologiques différentes. La partie normale (centrale) de la distribution est attribuée à un régime de brassage vertical de l'air et les queues de la distribution, à de l'air stratifié; comme les mécanismes générateurs de gradients très positifs ou très négatifs ne sont pas les mêmes, les deux queues de la distribution ne sont généralement pas symétriques. Les situations avec brassage sont représentées par une distribution normale, dont la valeur moyenne sera notée  $\mu_m$  et l'écart type  $\sigma_m$ . Le problème consiste à déterminer les distributions et la proportion du temps qui correspondent aux états stratifiés. Schiavone a considéré uniquement les gradients du coïndice supérieurs à la moyenne. Tenant compte du fait que les états stratifiés se forment à partir d'états avec brassage, il a adopté par hypothèse pour la distribution du gradient "stratifié" une distribution normale ayant la même moyenne  $\mu_m$  et un écart type  $\sigma_s$ . La distribution complète se présente dès lors comme suit:

$$f(\alpha) = (1 - P^*)N(\mu_m, \sigma_m) + P^* N(\mu_m, \sigma_s) \quad (3.21)$$

où  $N$  désigne une distribution normale et  $P^*$  est la proportion relative aux états dans lesquels l'air est stratifié.

Ce modèle (qui ne représente pas les situations avec superréfraction) dépend de quatre paramètres:  $\mu_m$ ,  $\sigma_m$ ,  $\sigma_s$  et  $P^*$ . Après avoir comparé cette distribution modélisée avec des données provenant d'Amérique du Nord, l'auteur est parvenu aux conclusions suivantes:  $P^*$  et  $\sigma_m$  sont relativement invariants par rapport aux emplacements et à la saison, tandis que les valeurs de  $\mu_m$  et  $\sigma_s$  dépendent de ces deux variables.

D'autres modèles ont récemment été utilisés pour décrire les statistiques du gradient vertical obtenues à partir de données spécifiques aux emplacements. Grabner et Kvicera [2011] ont ainsi publié un modèle qui associe trois distributions normales, de façon analogue à la combinaison utilisée dans l'équation (3.21).

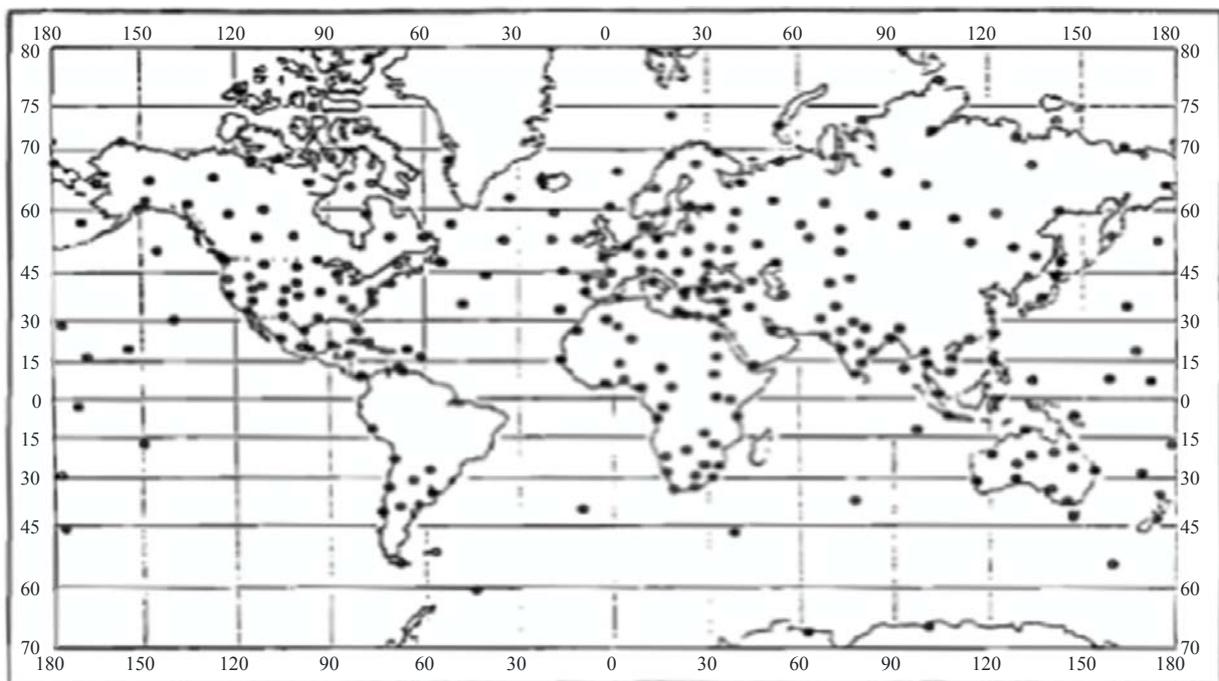
### 3.6.2 Informations statistiques sur les gradients du coïndice

Compte tenu de ce qui précède, il est clair que les paramètres nécessaires pour définir la distribution des gradients de l'indice de réfraction dépendent du modèle utilisé. Mais, quel que soit le modèle, les paramètres les plus importants sont la moyenne et l'écart type, qui dépendent l'un et l'autre de la saison et de l'emplacement.

Bean *et al.* [1966] ont fourni des données mondiales sur les moyennes mensuelles du gradient du coïndice entre le niveau du sol et l'altitude de 1 km. Ces données, établies d'après des sondages radioélectriques effectués pendant cinq ans par 268 stations, ont été utilisées pour tracer les Figures 4 à 7 de la Recommandation UIT-R P.453. Les emplacements géographiques des stations utilisées dans cette étude sont indiqués dans la Figure 3.7.

FIGURE 3.7

Emplacement des stations de données pour la détermination de  $\Delta N$   
(d'après Bean *et al.*, 1966)

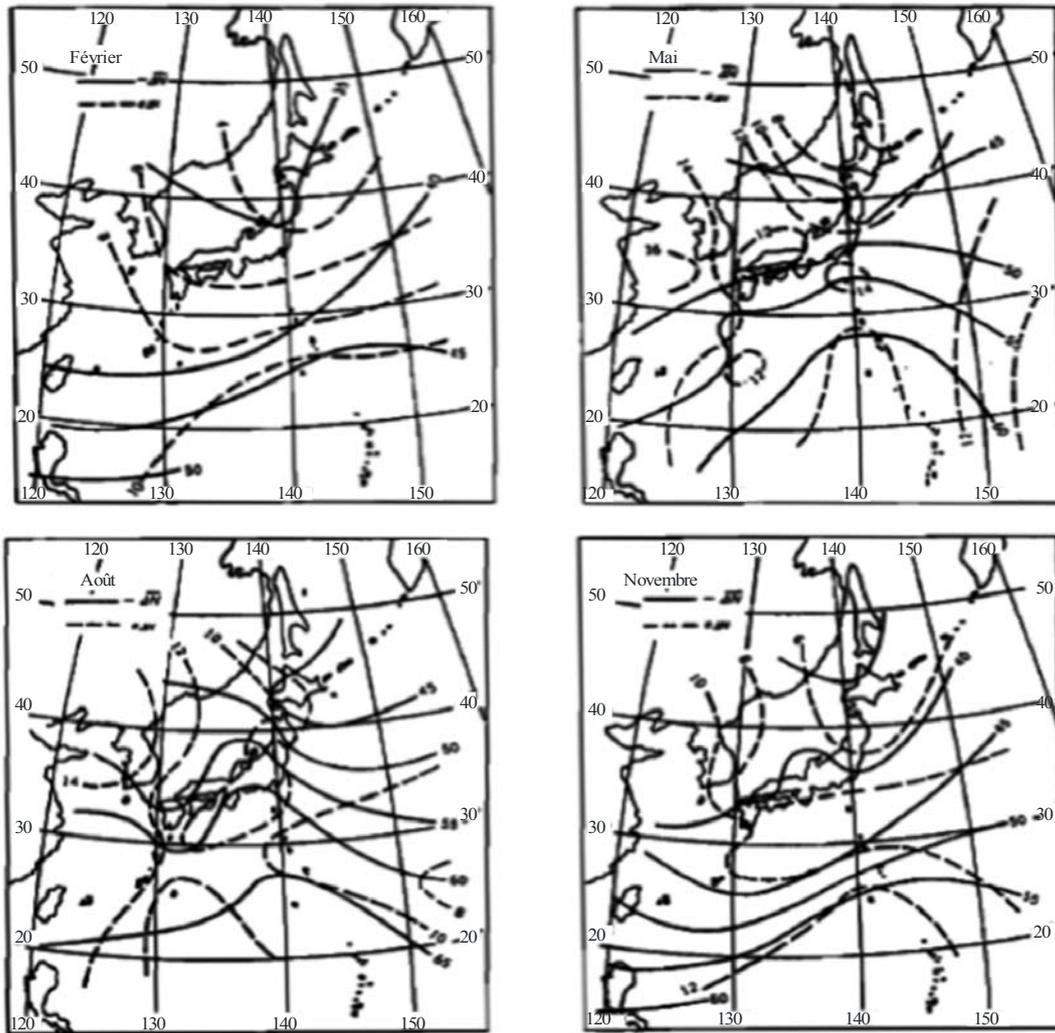


Radio-Meteo. 03-07

Les résultats relatifs à l'écart type ne sont pas faciles à obtenir. D'une façon générale, les données publiées indiquent soit le pourcentage de temps pendant lequel une valeur donnée du gradient est dépassée, soit le gradient dépassé pendant un pourcentage de temps donné. Les valeurs choisies appartiennent en général aux queues de la distribution du gradient; les mesures ne sont donc pas très précises et les valeurs des gradients du coïndice dépendent de processus atmosphériques (infraréfraction et superréfraction) qui ont des variations journalières très marquées; en revanche, les sondages radioélectriques systématiques ne se font en général que deux fois par jour, à des instants bien déterminés qui diffèrent d'une station à une autre. Il est donc impossible de donner une distribution mondiale de ce paramètre. Par contre, on connaît des distributions régionales; on trouvera dans la Figure 3.8, à titre d'exemple, les résultats obtenus au Japon par Akiyama [1977]. On peut, de toute façon, se servir des données existantes pour estimer l'importance des conditions de superréfraction ou d'infraréfraction (voir le § 3.7).

FIGURE 3.8

Isoplèthes des valeurs moyennes  $\Delta N$  et des écarts types (d'après Akiyama, 1977)



Rad. V. 03-08

Le plus souvent, on calcule la distribution du gradient  $\alpha$  sur le premier kilomètre de l'atmosphère d'après des résultats de radiosondes. Selon Ikegami *et al.* [1968], il est possible, à partir de ces résultats, de déterminer les paramètres du modèle exponentiel normal pour n'importe quel autre intervalle d'altitudes. Pour une couche d'épaisseur  $\Delta h$  (km), on a:

$$\alpha_m(\Delta h) = \alpha_m(1 \text{ km}) \quad \sigma(\Delta h) = \sigma(1 \text{ km}) \sqrt{(1/\Delta h)} \quad (\text{N-units / km}) \quad (3.22a)$$

pour une couche élevée.

Il faut appliquer une correction à ces relations pour la couche de surface (100 premiers mètres de la troposphère). Les résultats japonais conduisent aux relations suivantes (l'indice  $g$  indique que l'on considère la couche qui se trouve immédiatement au-dessus du sol: "ground"):

$$\alpha_{mg}(\Delta h) = \alpha_m(1 \text{ km}) - 28 \sigma_g(\Delta h) = [0,755\sigma(1 \text{ km}) + 3,56] \times \sqrt{(1/\Delta h)} \quad (\text{N-units}) \quad (3.22b)$$

Il va de soi que la validité de cette dernière relation n'est pas garantie en dehors du Japon.

Enfin, on a publié, pour de nombreuses stations, des distributions cumulatives de l'indice de réfraction (comme celle de la Figure 3.5). Bean *et al.* [1966] ont présenté les distributions cumulatives  $\alpha_{0,1}$ , établies sur la base de sondages radioélectriques effectués par 22 stations situées dans des zones climatiques différentes. On peut trouver des renseignements relatifs à un plus grand nombre de stations, ou fondés sur des mesures plus précises, pour des zones particulières, par exemple le Canada [Segal et Barrington, 1977], le Japon [Akiyama, 1977], le Royaume-Uni [Hall et Comer, 1969] ou la République tchèque [Grabner et Kvicera, 2005, 2006, 2011].

### 3.6.3 Corrélation entre le coïndice au sol et le gradient du coïndice

Dans de nombreux pays, on a découvert qu'il existait une corrélation étroite entre les moyennes mensuelles du coïndice au sol et le gradient du coïndice,  $\alpha_1$ , dans le premier kilomètre de l'atmosphère [Lane, 1961; Bean et Dutton, 1966; Akiyama, 1977]. Cette caractéristique est représentée de façon synoptique par la Figure 3.9 [Bean *et al.*, 1966], qui donne des isoplèthes du coefficient de corrélation entre les deux paramètres. On voit que cette corrélation est forte dans les régions aurorales et tempérées, et plus faible dans les régions tropicales et équatoriales. Ainsi, on n'observe pas de corrélation dans les zones à climat chaud et humide, avec des valeurs élevées de la pression partielle de vapeur d'eau. On peut en conclure que la corrélation est due probablement au terme "sec" du "coïndice", alors que l'effet se trouve masqué si le terme "humide" est important.

Pour les régions caractérisées par une bonne corrélation, une relation de régression de la forme:

$$\alpha_1 = -a \exp(kN_s) \quad (3.23)$$

fournit une représentation satisfaisante des données. Les paramètres  $a$  et  $k$  dépendent de la région climatique. Pour les Etats-Unis, Bean et Dutton [1966] donnent:

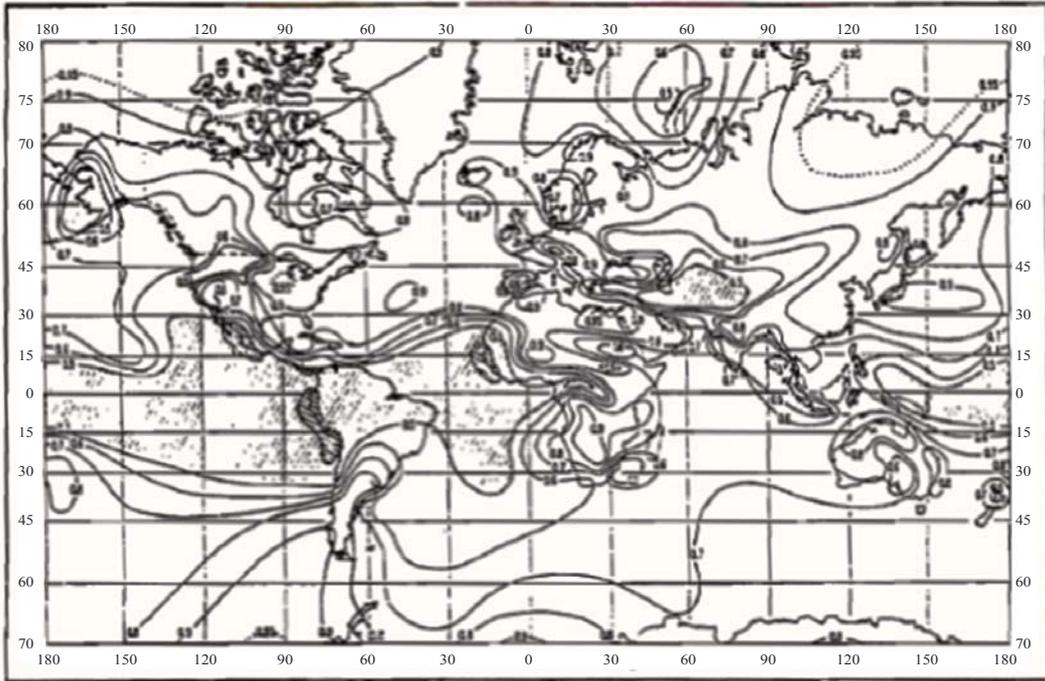
$$a = 7,32 \quad k = 0,005577$$

Pour le Japon, d'après Akiyama [1977]

$$a = 3,42 \quad k = 0,007576$$

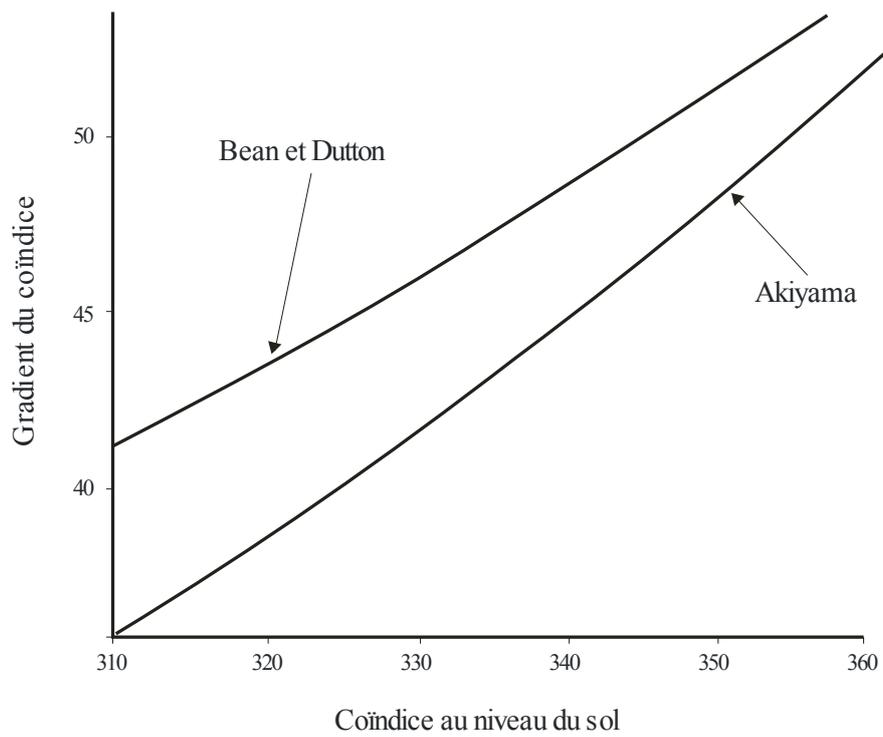
Ces deux couples de valeurs semblent très différents, mais en fait ils ne donnent pas des résultats sensiblement éloignés (voir la Figure 3.10).

FIGURE 3.9  
 Coefficient de corrélation entre  $\Delta N$  et  $N_S$  (d'après Bean *et al.*, 1966)



Radio-Meteo. 03-09

FIGURE 3.10  
 Comparaison entre les courbes de régression respectives de Bean et Dutton et d'Akiyama



Radio-Meteo. 03-10

### 3.6.4 Gradient équivalent du coïndice le long d'un trajet

Toutes les informations données dans les paragraphes précédents concernent le gradient du coïndice de réfraction atmosphérique en un lieu déterminé. Si l'on considère une onde radioélectrique se propageant dans l'atmosphère, le gradient n'est pas constant sur le trajet. L'effet produit sur l'onde est donc un effet moyen qui dépend de l'état de l'atmosphère le long du trajet.

On est ainsi amené à considérer un nouveau paramètre, le gradient équivalent le long d'un trajet, dont la définition est la suivante: gradient d'une atmosphère caractérisée par un gradient constant qui donnerait les mêmes effets de réfraction que l'atmosphère réelle [Misme, 1960]. Toutefois, ce paramètre n'est pas une caractéristique intrinsèque de l'atmosphère, il dépend aussi du trajet radioélectrique. Cela étant, il existe des méthodes quantitatives qui permettent de faire l'estimation du paramètre en question (voir le Chapitre 4). Pour l'instant, on trouvera ici une étude qualitative sur cette caractéristique.

Deux types de phénomènes doivent être pris en compte quand on étudie les effets de la réfraction atmosphérique le long d'un trajet. Le premier est la variation du gradient du coïndice en fonction de la hauteur. On a vu plus haut que le modèle linéaire du coïndice donne une approximation extrêmement grossière. Dans le modèle exponentiel, le gradient diminue (en module) avec la hauteur; voir l'équation (3.14). En conséquence, la valeur absolue du gradient équivalent sera inférieure à la valeur absolue du gradient au niveau du sol, la différence entre les deux dépendant de la trajectoire exacte des ondes. Ce premier effet a été analysé par Misme [1960] et par Boithias et Misme [1962].

Le second phénomène est représenté par la non-homogénéité de l'atmosphère dans la direction horizontale. Il arrive fréquemment que le gradient vertical du coïndice de l'atmosphère ne demeure pas constant le long du trajet. La distance sur laquelle on peut considérer que l'atmosphère est homogène horizontalement (il s'agit en quelque sorte d'une longueur de corrélation) dépend des conditions météorologiques et également du profil du terrain le long du trajet. Par exemple, la longueur de corrélation pour une atmosphère stratifiée est probablement plus petite que dans le cas des structures avec brassage; elle diminue encore lorsque le terrain devient vallonné.

## 3.7 Structures du coïndice aux échelles méso et macro

### 3.7.1 Couches de guidage: définition et observations expérimentales

Parfois, lorsque l'atmosphère se trouve dans un état thermodynamique instable, avec brassage turbulent, le gradient du coïndice n'est pas très éloigné de  $-40$  unités  $N/km$ . Mais dans d'autres cas de figure, il peut être très différent. Par exemple lorsque la température s'élève avec l'altitude, on peut avoir une stratification stable de la troposphère; il en résulte la formation de couches réfringentes, c'est-à-dire de couches dans lesquelles les gradients de l'indice de réfraction sont très différents.

Une couche de cette espèce est appelée couche de guidage: elle a un gradient du coïndice inférieur à  $-157$  unités  $N/km$  et elle est noyée dans une région plus étendue où la vitesse de décroissance (*lapse rate*) de l'indice de réfraction est plus petite (le "*lapse rate*" est l'opposé du gradient). La propagation des ondes en présence de ces couches sera décrite plus en détail dans le Chapitre 4. Lorsque l'onde rencontre une couche de cette nature, le rayon de courbure de sa trajectoire prend une valeur inférieure au rayon de la Terre; en conséquence, les ondes qui se propagent sur une trajectoire presque horizontale peuvent se trouver prises au piège entre deux niveaux (le niveau inférieur pouvant être le sol).

Les couches de guidage peuvent être observées depuis le niveau du sol jusqu'à des altitudes de plusieurs kilomètres. Leur épaisseur peut aller de quelques mètres à plusieurs centaines de mètres. Si la couche a pour limite inférieure la surface de la Terre, elle est appelée "conduit de surface", sinon on parle de "conduit élevé". En fonction du processus de formation du conduit et de l'altitude

au-dessus du niveau du sol, les couches de guidage peuvent s'étendre horizontalement jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres. La Figure 3.11 présente un exemple de conduit élevé résultant de la subsidence à grande échelle d'un air sec. Les mesures ont été réalisées par un aéronef équipé de capteurs météorologiques. La caractéristique de guidage a été mesurée sur une distance de 400 km. La Figure 3.12 donne un exemple de couche de guidage dans la basse atmosphère. Ce phénomène est dû à l'advection d'un air sec au-dessus de la mer, qui accompagne la circulation d'une brise de mer; c'est un exemple de conduit de surface. L'étendue de la couche de guidage, qui n'est que de quelques kilomètres vers la mer, est beaucoup plus importante dans la direction du littoral. Le Tableau 3.1 récapitule quelques caractéristiques générales de différents types de conduit.

FIGURE 3.11  
**Exemple de couche de superréfraction très mince**  
 (d'après Lane, 1965)

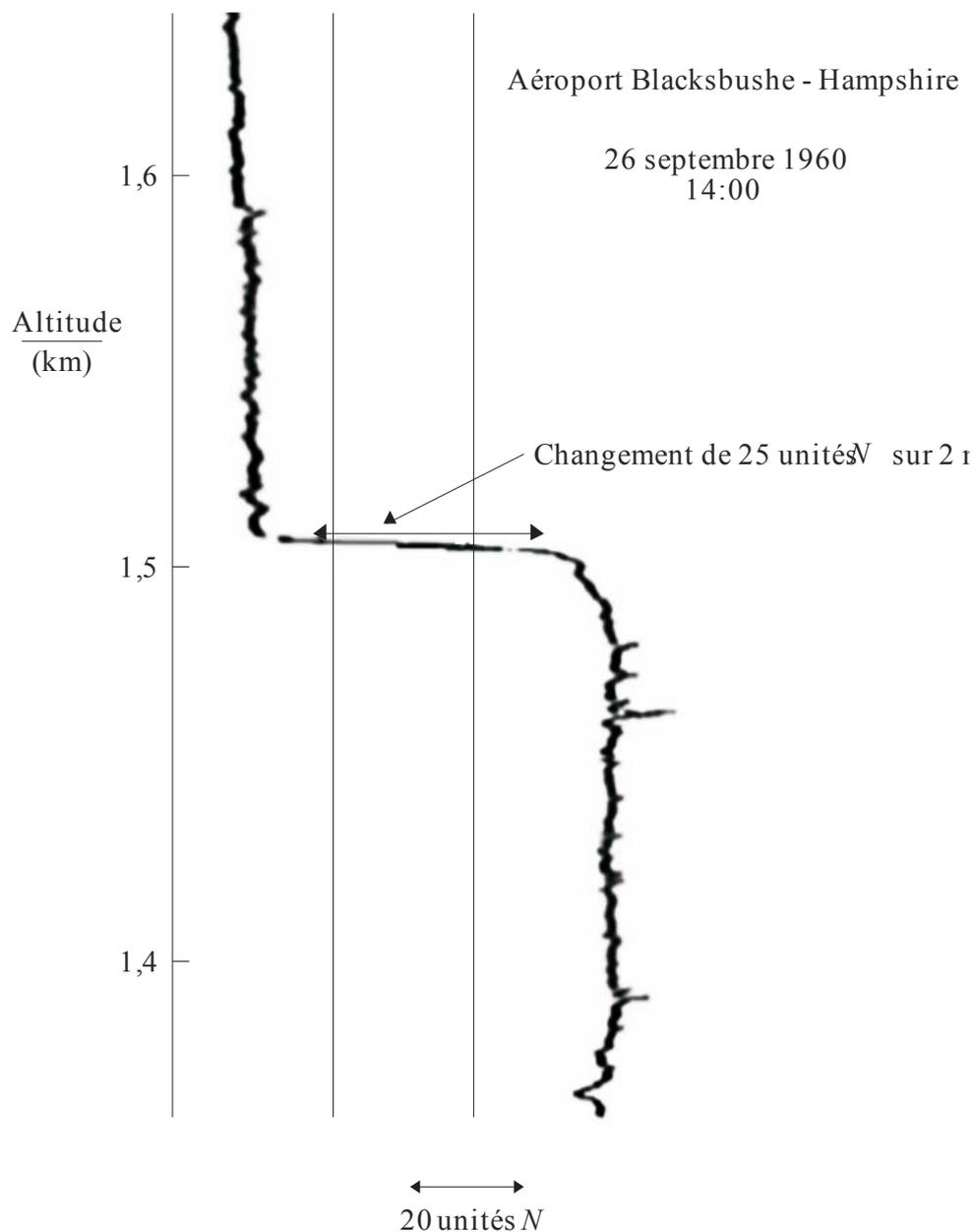
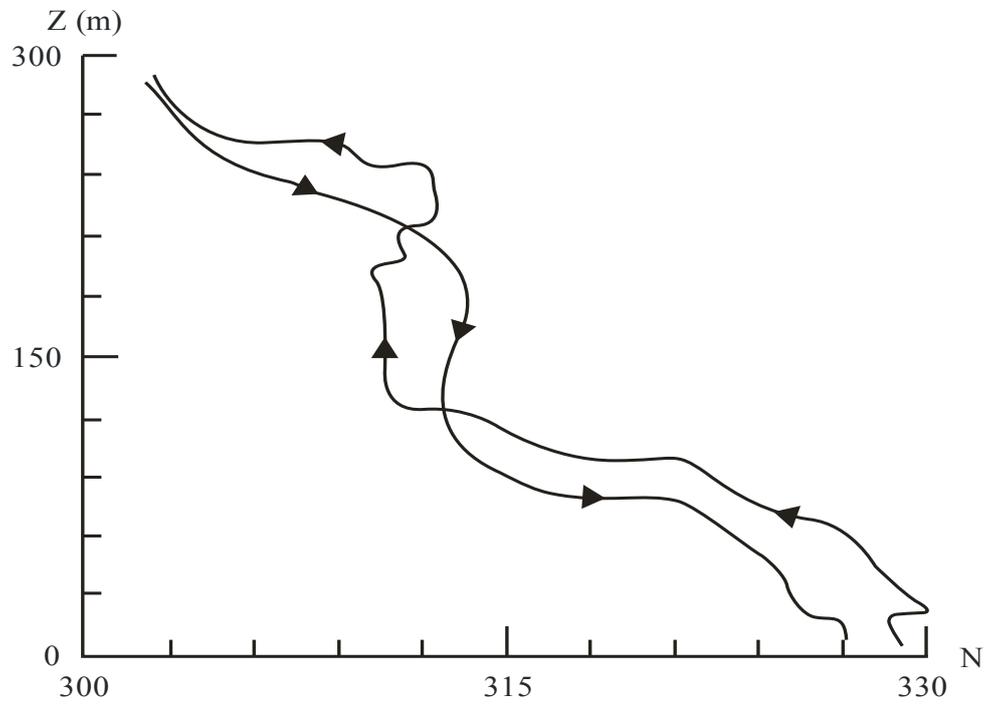


FIGURE 3.12

**Profil du coïndice mesuré par ballon pendant un événement de propagation par trajets multiples  
(d'après Sylvain *et al.*, 1983)**



Radio-Meteo. 03-12

TABLEAU 3.1  
Classification des conduits

Type de conduit	Nom	Echelle (étendue et hauteur)	Durée	Données disponibles
De surface	Evaporation	Macro-échelle, phénomène de couche de surface hauteur maximale du conduit: ~40 m	De quelques heures à quelques jours (peut être diurne le long du littoral)	Bases de données de la CE 3
De surface ou élevé	Advection – liée à la situation synoptique du temps ou aux circulations journalières à échelle méso	Echelles méso à macro (~100 km), phénomène côtier jusqu'à ~300 m	Diurne	Mesures par radiosondes côtières, mesures par aéronefs, tours
De surface ou élevé	Subsidence (méso-échelle)		Diurne	Données de radiosondes et d'aéronefs
Elevé	Subsidence (macro-échelle)		Jusqu'à plusieurs jours	Données de radiosondes et d'aéronefs
De surface	Refroidissement radiatif (méso-échelle – macro-échelle)		Diurne	Radiosonde
Elevé	Systèmes frontaux		De 1 à 4 heures	Radiosonde
Echelles: Méso-échelle: 10 km-300 km Macro-échelle: 300 km-3 000 km Echelle mondiale: > 3 000 km.				

### 3.7.1.1 Modélisation des conduits radioélectriques

Dans l'hypothèse de l'approximation de l'optique géométrique appliquée à la propagation des ondes radioélectriques, les trajectoires des rayons sont données par la loi de Snell-Descartes. Pour une Terre plane et une atmosphère stratifiée (l'indice de réfraction dépendant exclusivement de l'altitude  $h$ ), l'équation du rayon est:

$$n(h) \sin \alpha = \text{const.} \tag{3.24}$$

$\alpha$  étant l'angle formé par le rayon et la verticale. En géométrie sphérique, il faut remplacer cette relation par la formule de Bourguer:

$$n(r) r \sin \alpha = \text{const.} \tag{3.25a}$$

$r$  étant la distance par rapport au centre de la Terre.

On a  $r = R + h$  ( $R$ : rayon terrestre) et  $n = 1 + 10^{-6} N$ . Si  $h \ll R$ , on peut remplacer la formule (3.25a) par l'approximation suivante:

$$\left[1 + 10^{-6} N(h)\right] (R + h) \sin \alpha \approx R \left[1 + h / R + 10^{-6} N(h)\right] \sin \alpha = \text{const} \tag{3.25b}$$

Cette relation est identique à (3.24) si l'on pose:

$$m(h) = n(h) + h/R = 1 + 10^{-6} M(h) \quad (3.26a)$$

où  $m(h)$  désigne l'indice de réfraction modifié et  $M(h)$  le module de réfraction. L'équation (3.26a) montre que la propagation d'une onde près d'une Terre sphérique avec un profil du coïndice représenté par  $N(h)$  équivaut à une propagation au-dessus d'une Terre plane avec le profil du coïndice  $M(h)$ . En prenant 6 370 km comme longueur du rayon terrestre, on obtient:

$$M(h) = N(h) + 157h \quad \text{avec } h \text{ exprimé en km.} \quad (3.26b)$$

Dans les conditions normales de propagation, le module de réfraction augmente avec l'altitude. Il diminue avec l'altitude seulement si  $dN/dh < -157$  unités  $N/\text{km}$ , c'est-à-dire à l'intérieur des couches de guidage.

La Figure 3.13 représente la relation existant entre les profils  $N$  et les profils  $M$  dans la même situation. Le profil du coïndice met bien en évidence la couche de guidage, caractérisée par sa hauteur  $h_0$ , son épaisseur  $\Delta h$  et son intensité  $\Delta N$ . Le profil  $M$  met en évidence la couche de guidage, mais aussi le conduit associé; celui-ci est limité vers le haut par la surface supérieure de la couche de guidage et vers le bas par l'altitude à laquelle le module de réfraction prend la même valeur (ou par le sol). L'épaisseur du conduit,  $D$ , est donc supérieure à celle de la couche de guidage. Les autres caractéristiques du conduit sont sa hauteur,  $h_D$ , la hauteur de sa limite inférieure et son intensité,  $\Delta M$ .

On dit qu'on a affaire à un conduit élevé quand la limite inférieure de ce conduit se trouve au-dessus du sol. La hauteur  $h_D$  du conduit se confond alors avec cette limite inférieure. Dans les autres cas, on a affaire à un conduit de surface, dont la limite inférieure se trouve au niveau du sol; en revanche, la limite inférieure de la couche de guidage associée peut être située au-dessus du sol (Figure 3.14).

FIGURE 3.13

Correspondance entre les représentations des couches de guidage type N et type M  
(d'après Webster, 1982)

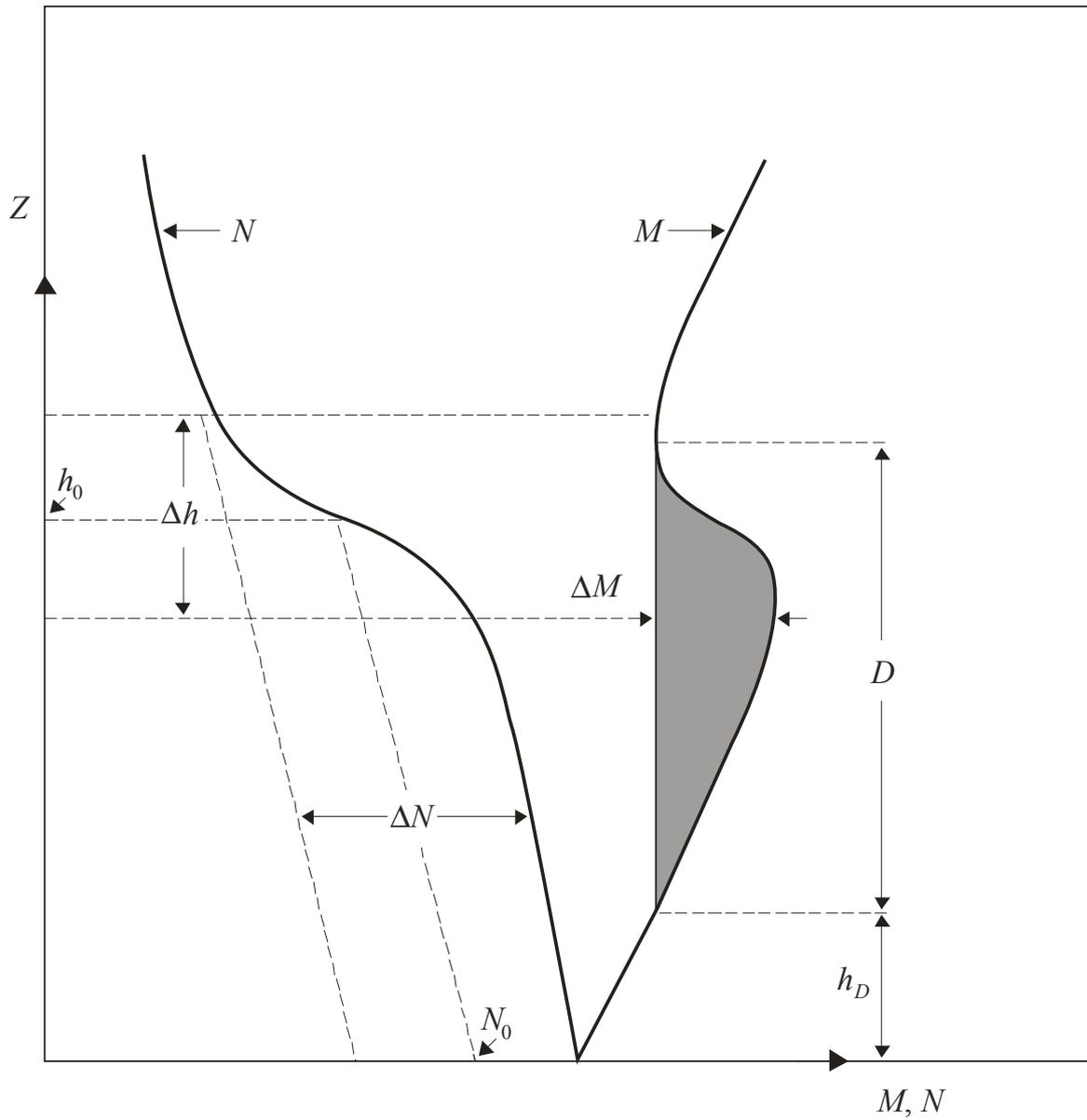


FIGURE 3.14

**Paramètres des conduits élevés et des conduits de surface**  
(d'après Dougherty et Dutton, 1981)

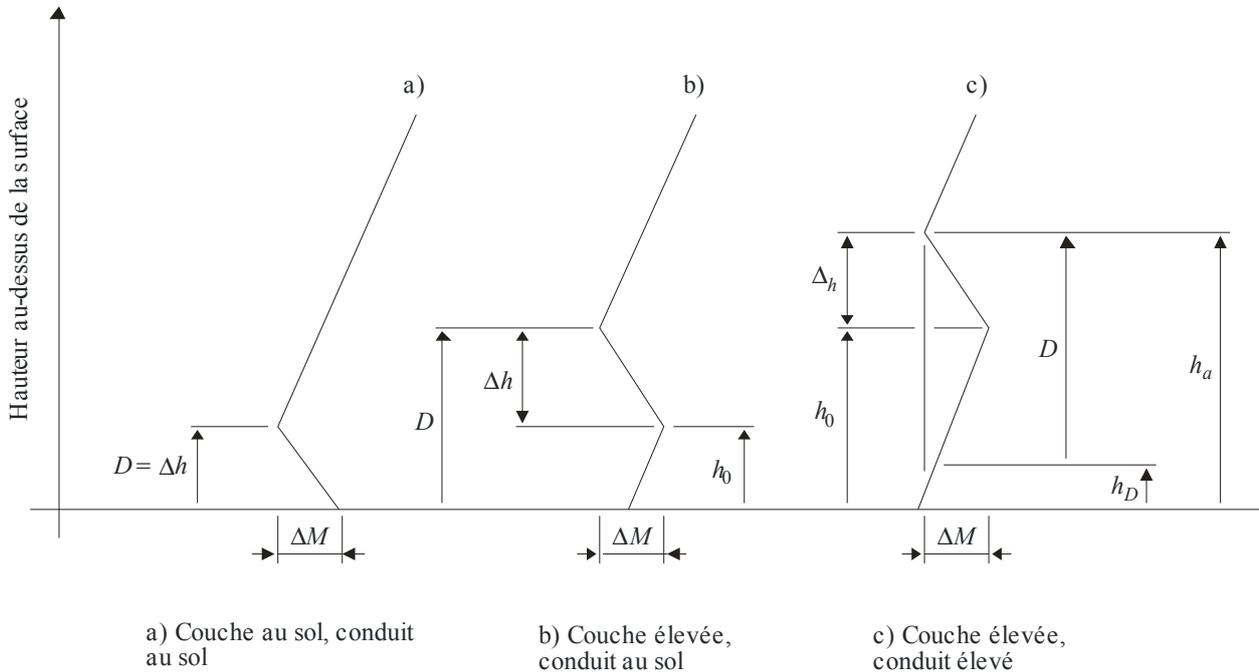


Tableau 3.14

Pour permettre l'étude analytique ou numérique de la propagation en présence de conduits radioélectriques, on modélise les profils vrais du coïndice en faisant appel à des fonctions analytiques simples. Une fois qu'on a choisi un modèle, on peut, par un traitement algébrique, établir des relations des paramètres de la représentation  $N$  vers ceux de la représentation  $M$ , et inversement. Le modèle le plus simple, qui a été largement utilisé, est constitué par un profil linéaire du coïndice composé de trois parties (voir la Figure 3.14). L'inconvénient, avec ce modèle, est l'introduction de discontinuités intempestives du gradient du coïndice; ces discontinuités sont de nature à fausser les résultats de certains programmes de tracé des rayons. Pour garantir la continuité du gradient du coïndice, Webster [1982] a utilisé un modèle en arctangente, dans lequel le coïndice a pour expression:

$$N(h) = N_0 - kh + \frac{\Delta N}{\pi} \arctan \left[ \frac{12,63(h-h_0)}{\Delta h} \right] \quad (3.27)$$

Dans ce modèle, comme dans la Figure 3.13,  $N_0$  désigne le coïndice au niveau du sol, et  $k$  la vitesse fondamentale de décroissance du coïndice. La couche de guidage qui, en théorie, s'étend jusqu'à l'infini, est caractérisée par son altitude,  $h_0$  (altitude du centre de la couche), son intensité,  $\Delta N$ , et son épaisseur,  $\Delta h$ , définie comme l'intervalle de hauteurs (centré sur  $h_0$ ) dans lequel sont concentrés les 90% de la variation du coïndice,  $\Delta N$ . On a démontré qu'il est possible d'ajuster l'équation (3.27) à des profils expérimentaux en superposant plusieurs couches de ce type [Claverie et Klapisz, 1985].

### 3.7.1.2 Statistiques des conduits radioélectriques

Dans les études de propagation, on s'intéresse surtout à une description statistique des couches de guidage. Une description idéale de cette nature aurait les composantes suivantes: la spécification de la probabilité d'apparition de ces couches, avec les variations régulières (journalières et saisonnières)

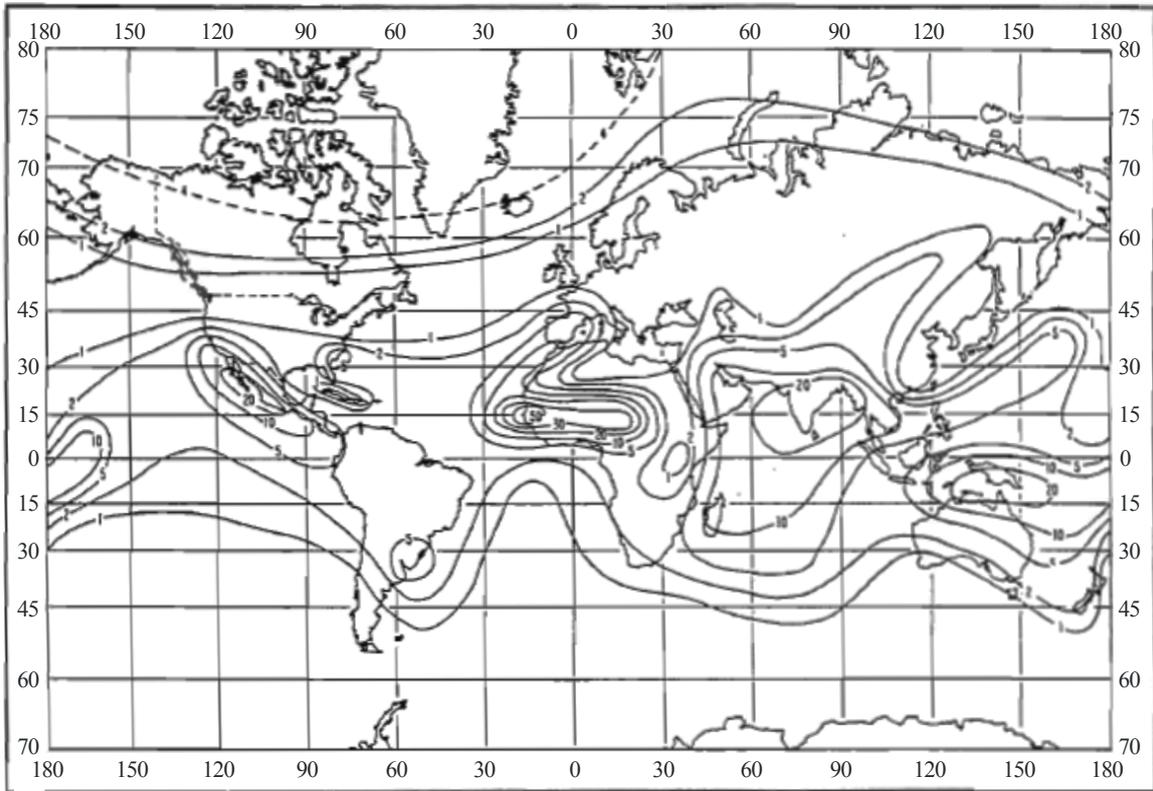
de cette probabilité; une description statistique des caractéristiques des couches (altitude ou "hauteur"), épaisseur et intensité, ces grandeurs étant probablement corrélées) et une description statistique de leur étendue horizontale.

En fait, on sait assez peu de choses sur les statistiques des conduits radioélectriques. La raison en est l'insuffisance de données de sondage radioélectrique, qui sont les seules sources d'information à l'échelle mondiale. Ces données présentent des limitations pour ce qui est de la précision avec laquelle on peut estimer les valeurs du gradient du coïndice (§ 3.9.3); elles ne donnent que des gradients moyens sur un certain intervalle de hauteurs d'où le risque de sauter des couches de guidage très minces et très intenses. Les données en question sont généralement collectées seulement deux fois par jour, à des heures précises, ce qui peut conduire à une description statistique qui reflète mal les variations journalières. Enfin, les stations de mesure sont trop éloignées les unes des autres pour pouvoir renseigner sur l'étendue des conduits. Dans certains cas, des expériences plus spécifiques fournissent une meilleure description des conduits, mais elles sont d'application purement locale.

Les Figures 3.15 à 3.18 permettent d'avoir une indication de portée mondiale sur l'occurrence des conduits de surface [Bean *et al.*, 1966]; ces figures donnent, d'après des données de radiosondes recueillies par 99 stations, les pourcentages de temps pendant lesquels le gradient  $\alpha_{0,1}$  est inférieur à  $-157$  unités N/km. De leur côté, les Figures 8 à 11 de la Recommandation UIT-R P.453 indiquent les pourcentages de temps pendant lesquels le gradient  $\alpha_{0,1}$  est inférieur à  $-100$  unités N/km. Dans le second cas, il y a forcément une couche de guidage dans les 100 premiers mètres de l'atmosphère; dans le premier cas, cela est probable, mais pas certain. Il existe des résultats fondés sur les données d'autres stations de sondage pour certaines zones telles que le Canada [Segal et Barrington, 1977] ou l'Inde [Majumdar *et al.*, 1977].

FIGURE 3.15

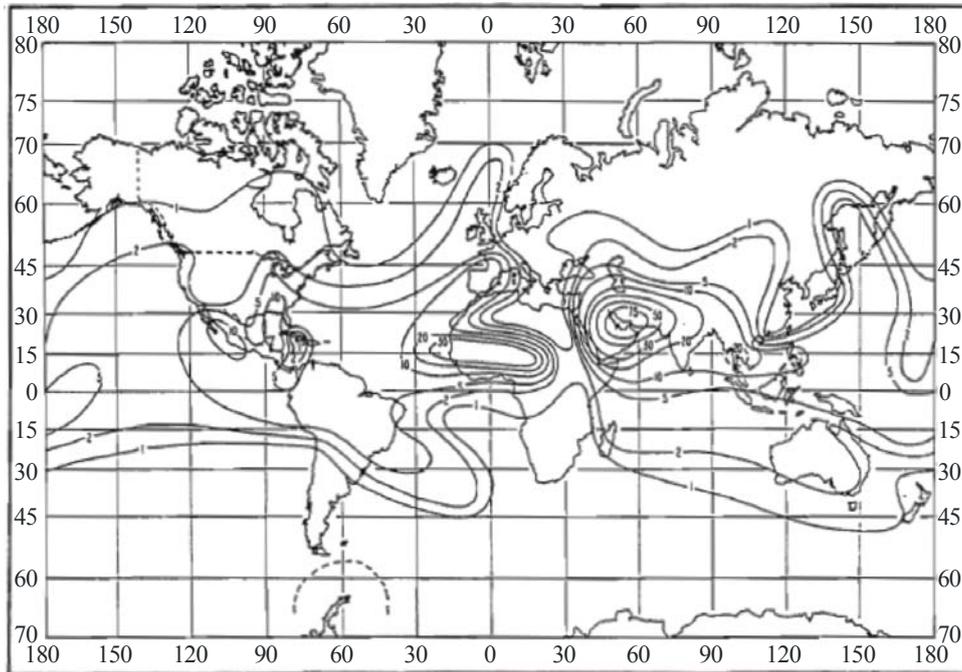
Pourcentage du temps pendant lequel le gradient  $\leq -157$  (N/km): février  
(d'après Bean *et al.*, 1966)



Radio-Meteo. 03-15

FIGURE 3.16

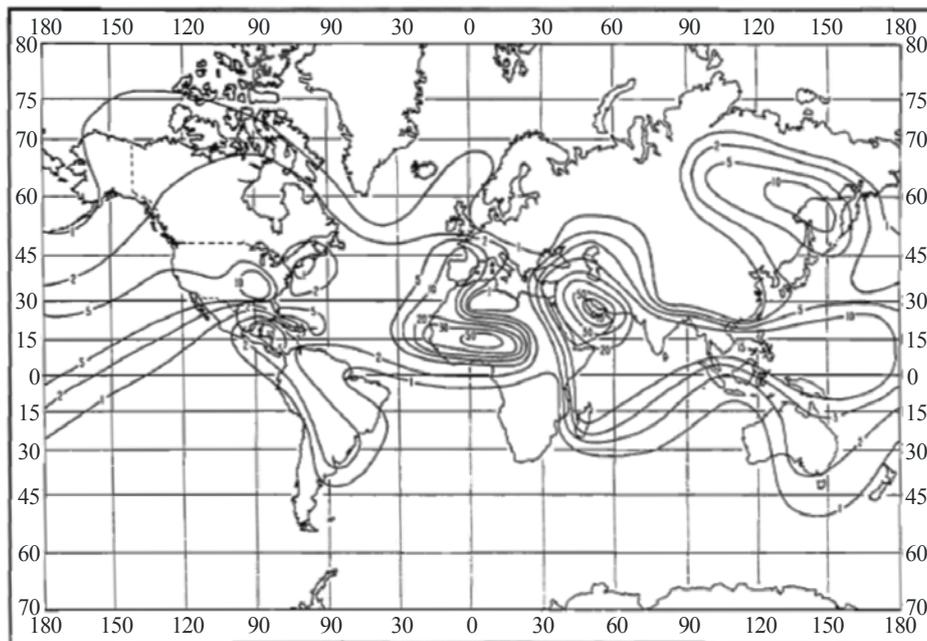
**Pourcentage du temps pendant lequel le gradient  $\leq -157$  (N/km): mai**  
**(d'après Bean *et al.*, 1966)**



Radio-Meteo. 03-16

FIGURE 3.17

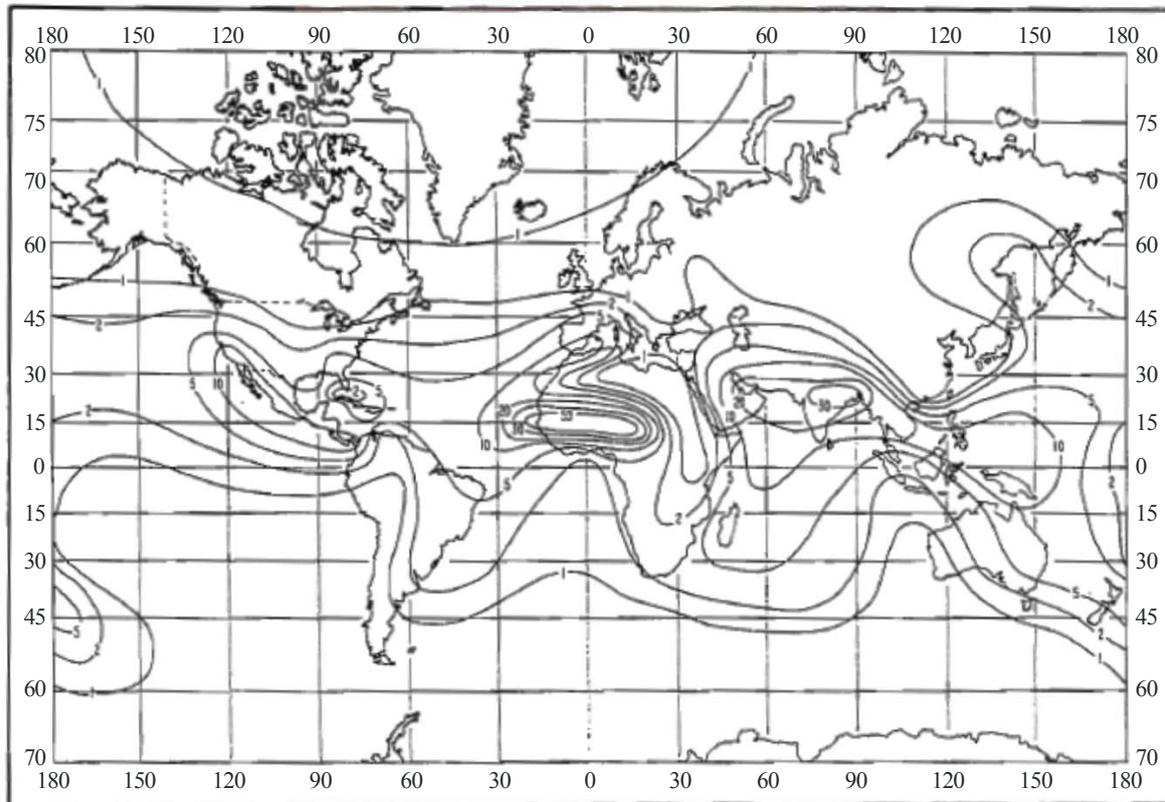
**Pourcentage du temps pendant lequel le gradient  $\leq -157$  (N/km): août**  
**(d'après Bean *et al.*, 1966)**



Radio-Meteo. 03-17

FIGURE 3.18

Pourcentage du temps pendant lequel le gradient  $\leq -157$  (N/km): novembre  
(d'après Bean *et al.*, 1966)

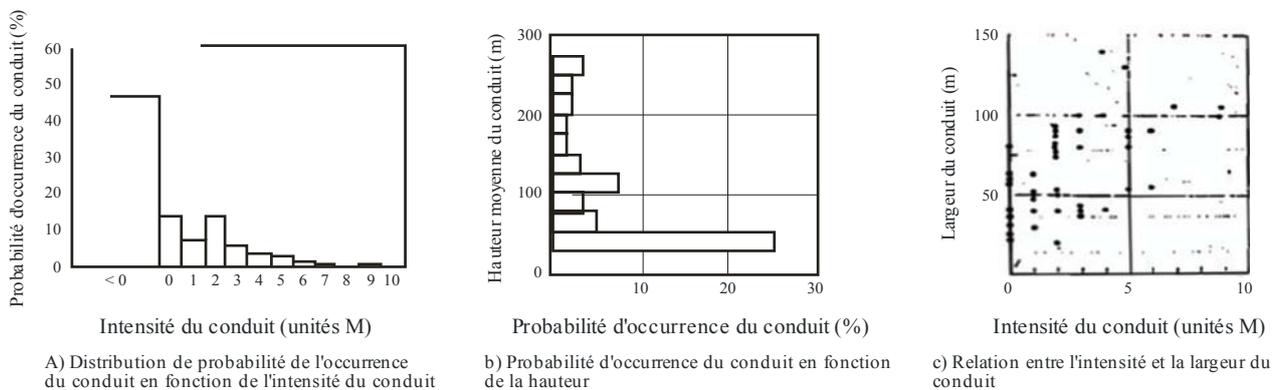


Radio-Meteo. 03-18

Des informations sur l'occurrence des couches de guidage peuvent aussi être fournies par des modèles du gradient du coïndice (voir le § 3.6), dans les régions pour lesquelles on connaît les paramètres de ces modèles (voir par exemple [Grabner et Kvicera, 2011]).

Par ailleurs, on possède très peu de renseignements précis sur la distribution conjointe de la hauteur, de l'épaisseur et de l'intensité des couches de guidage. Quelques résultats ont été publiés pour le Japon [Ikegami *et al.*, 1966]; ils ont été fournis par des mesures continues effectuées pendant deux semaines sur une tour de 300 m de haut. Certains de ces résultats sont présentés dans la Figure 3.19. La distribution de l'intensité des conduits,  $\Delta M$ , est représentée dans la Figure 3.19a, qui montre que les grandes intensités sont moins fréquentes. La Figure 3.19b donne la distribution de la hauteur des conduits, d'où il ressort que la probabilité est maximale dans les 50 premiers mètres de l'atmosphère. Au-delà, l'occurrence diminue lentement jusqu'à 120 m, après quoi elle demeure presque constante jusqu'à 280 m. S'agissant des relations entre les caractéristiques d'un conduit, il apparaît qu'il n'y a pas de corrélation notable entre la hauteur moyenne et l'intensité, mais que la corrélation est bonne entre l'intensité et l'épaisseur (Figure 3.19c). On pourrait utiliser ces relations pour extrapoler les résultats obtenus dans une région donnée vers d'autres régions ayant des caractéristiques climatiques différentes.

FIGURE 3.19  
**Statistiques des paramètres des couches de guidage**  
 (d'après Ikegami *et al.*, 1966)



Stat c-Ve oc 0.3-19

Les progrès accomplis en informatique ont permis de mettre en oeuvre sans difficulté, sur des ordinateurs de taille modeste, des modèles de prévision numérique du temps à l'échelle méso. Ces modèles fournissent les valeurs d'humidité, de température et de pression dans un volume et un délai donnés; ils peuvent donc être utilisés pour indiquer les variations du coïndice radioélectrique et renseigner sur les mécanismes physiques qui donnent naissance aux conduits et qui les entretiennent. Si la résolution verticale de ces modèles nécessiterait peut-être d'être améliorée, on peut néanmoins déjà examiner les relations entre les paramètres de guidage pour différentes régions climatiques. Les modèles donnent une bonne indication des variations de l'occurrence des conduits dans une région donnée, ce qui est d'une grande utilité pour la conception des campagnes d'observation visant à échantillonner les modifications de la structure des conduits dans la région en question. Des statistiques de conduit plus détaillées ont ainsi été obtenues pour une région à l'échelle méso.

### 3.7.2 Conditions d'infraréfraction

La valeur normale du gradient du coïndice est  $-40$  unités  $N/km$ . Dans certains cas, le gradient est supérieur à cette valeur (moins négatif ou même positif); on se trouve alors dans les conditions d'infraréfraction. Sur un trajet presque horizontal, l'infraréfraction a pour effet d'amener la trajectoire de l'onde plus près du sol. Dans des cas extrêmes, s'il y a un obstacle (par exemple une colline) sur le trajet, le niveau du signal émis peut se trouver très affaibli par la diffraction; ce phénomène, appelé évanouissement complet, sera étudié dans le Chapitre 4 du point de vue de la propagation.

Pour estimer l'impact possible de cet évanouissement sur une liaison donnée, on a besoin d'informations sur l'occurrence des conditions d'infraréfraction, c'est-à-dire sur la queue positive de la distribution du gradient du coïndice.

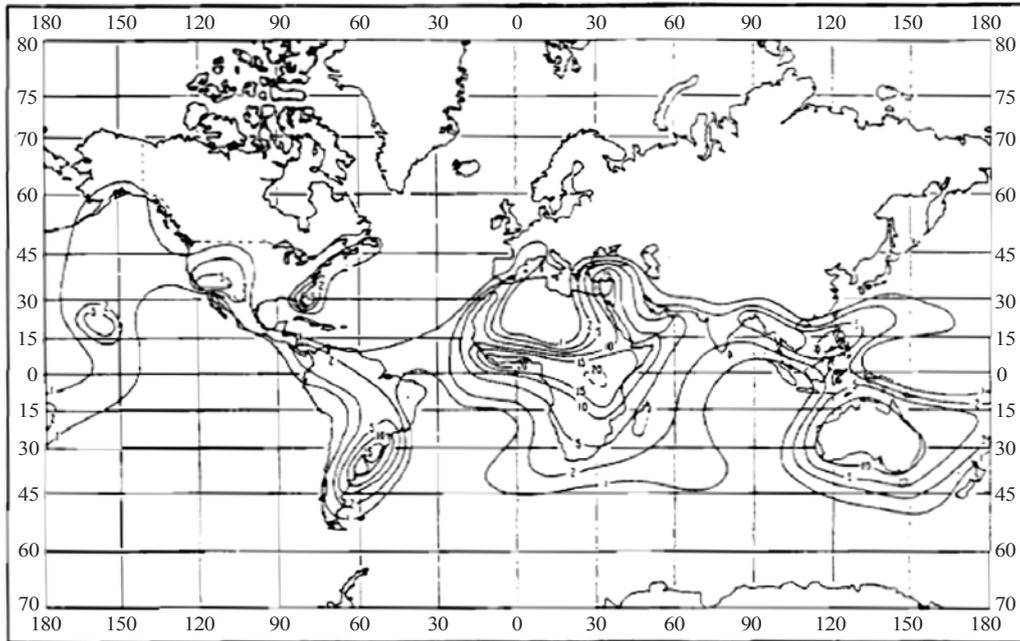
#### 3.7.2.1 Statistiques des conditions d'infraréfraction

L'évanouissement complet peut se produire pour différentes valeurs du gradient du coïndice, en fonction des caractéristiques propres des liaisons. Les Figures 3.20 à 3.23 fournissent une indication des effets possibles de l'infraréfraction à l'échelle mondiale; ces figures donnent des isoplèthes de l'occurrence d'un gradient positif du coïndice sur les 100 premiers mètres de l'atmosphère.

Il est possible de faire des estimations plus précises lorsqu'on connaît la distribution complète du gradient.

FIGURE 3.20

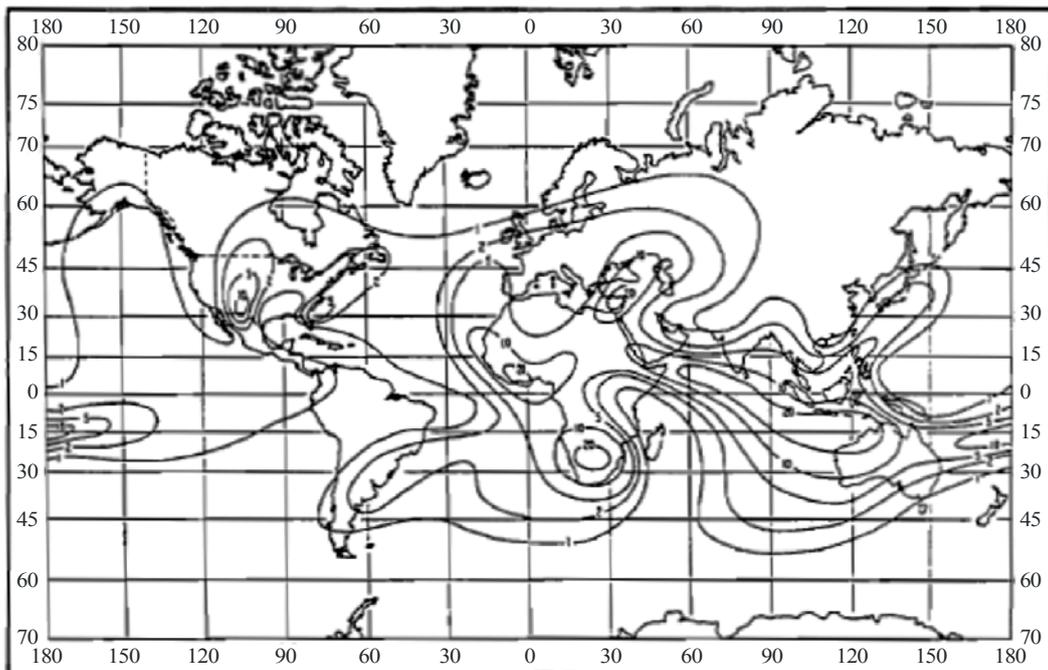
Pourcentage du temps pendant lequel le gradient  $\geq 0$  N/km: février  
(d'après Bean *et al.*, 1966)



Radio-Meteo. 03-20

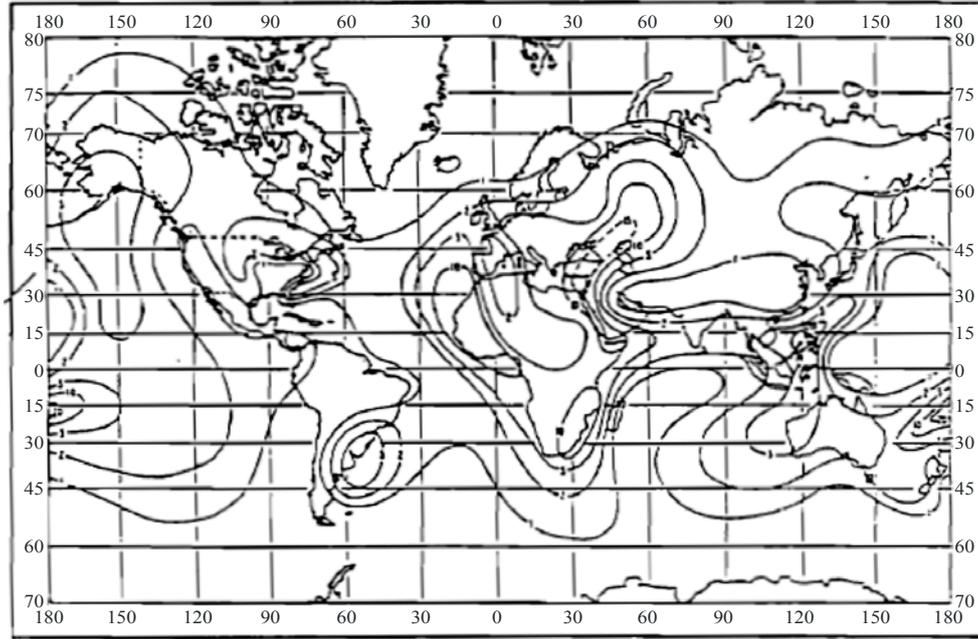
FIGURE 3.21

Pourcentage du temps pendant lequel le gradient  $\geq 0$  N/km: mai  
(d'après Bean *et al.*, 1966)



Radio-Meteo. 03-21

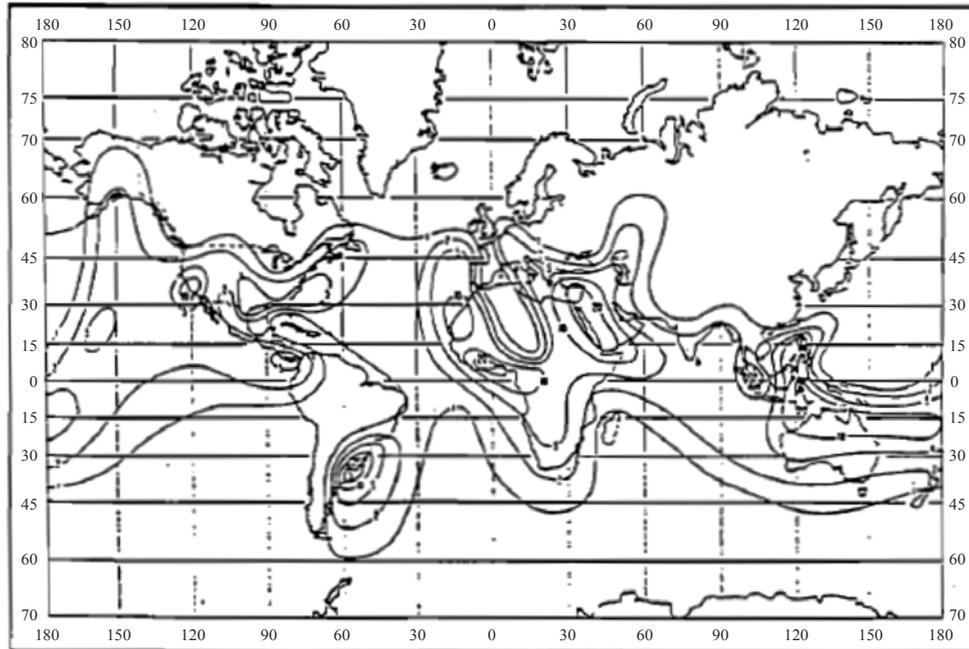
FIGURE 3.22  
Pourcentage du temps pendant lequel le gradient  $\geq 0$  N/km: août  
(d'après Bean *et al.*, 1966)



Radio-Meteo. 03-22

FIGURE 3.23

Pourcentage du temps pendant lequel le gradient  $\geq 0$  N/km: novembre  
(d'après Bean *et al.*, 1966)



Radio-Meteo. 03-23

### 3.8 Gradients horizontaux du coïndice

Le coïndice peut présenter des gradients horizontaux dans les régions contenant plusieurs masses d'air. Ce phénomène se produit souvent lorsque les conditions de surface présentent de grandes variations, par exemple à la limite entre la terre et la mer ou à la transition entre un terrain montagneux et un terrain plat, là où les variations climatiques sont importantes. Les brusques changements de l'état du terrain peuvent modifier la dynamique de l'atmosphère, qui, à son tour, produit des circulations d'air et une structure ondulée. Les passages frontaux produisent des gradients horizontaux du coïndice, à l'instar des inversions de subsidence à grande échelle, si ce n'est que dans ce dernier cas, des variations du gradient s'observent sur de grandes distances. Les gradients horizontaux peuvent influencer profondément sur la propagation des ondes parce qu'ils sont capables d'exercer leurs effets sur de grandes distances. On observe des divergences entre des données radioélectriques et la simulation par tracé des rayons, avec un modèle d'atmosphère déduit d'un profil particulier du coïndice mesuré en un point donné sur le trajet radioélectrique étudié; ces divergences sont souvent attribuées aux effets produits par les gradients horizontaux [Claverie et Klapisz, 1985].

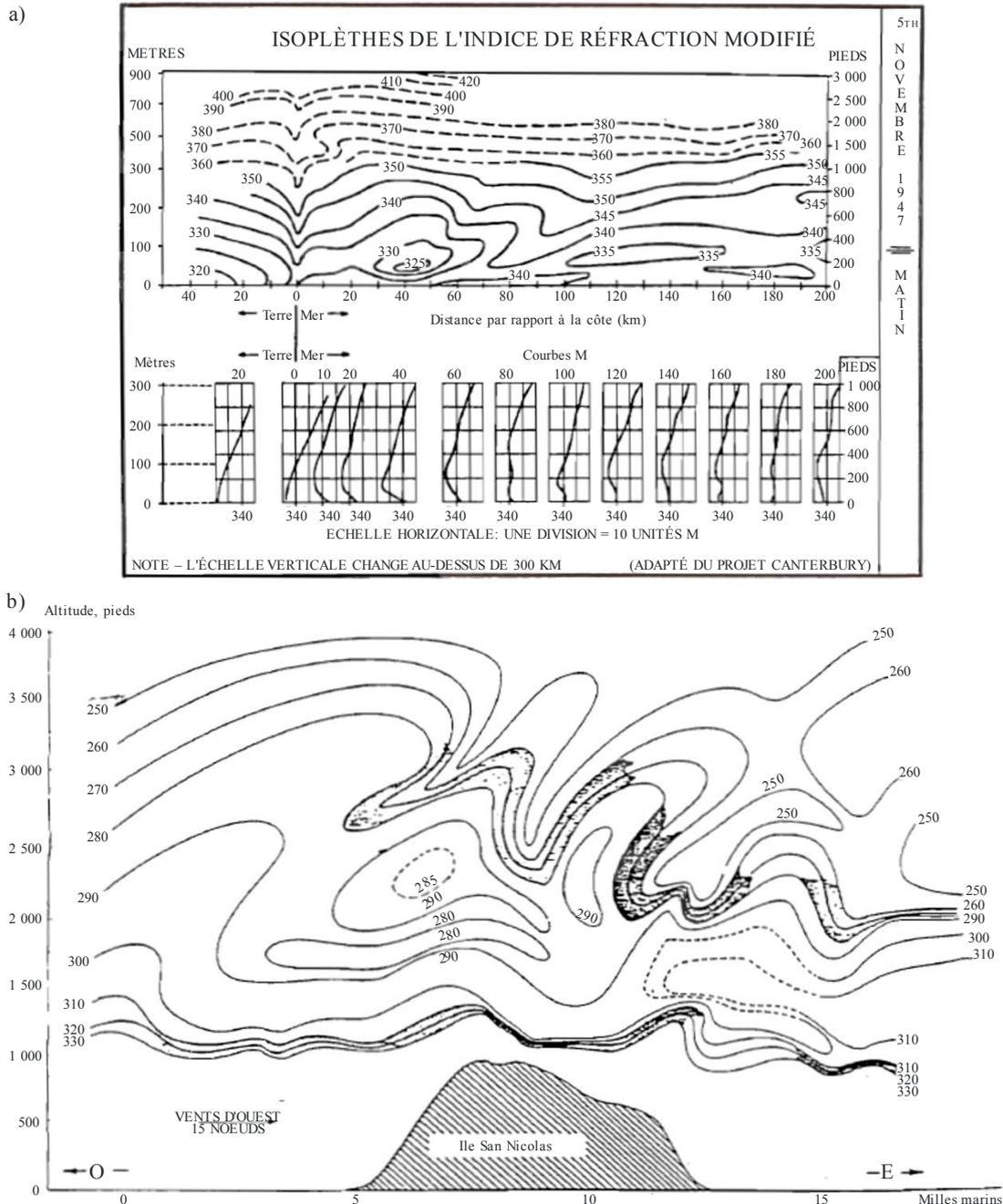
Diverses études de cas portant sur la propagation dans des atmosphères latéralement non homogènes ont été publiées; les auteurs y examinent l'ampleur de la variation horizontale du coïndice ainsi que les effets sur la propagation des ondes radioélectriques. Dans ces études, la propagation des ondes a été modélisée par des techniques de tracé de rayon et par la méthode de l'équation parabolique.

La Figure 3.24 donne plusieurs exemples d'états de l'atmosphère caractérisés par la présence de gradients horizontaux du coïndice. La Figure 3.24a présente des résultats de mesure obtenus en Australie, au-dessus de la terre et de la mer. Le passage de la terre à la mer est bien mis en évidence, mais on observe aussi des gradients horizontaux élevés au-dessus de la mer. Ainsi, des gradients

horizontaux peuvent exister au-dessus de la mer (voir par exemple [Chavance *et al.*, 1954]) ou au-dessus des terres [Blanchetiere-Ciarletti *et al.*, 1989].

FIGURE 3.24

**Exemples de forts gradients horizontaux du coïndice**  
**a) d'après Bean et Dutton (1966); b) d'après Vickers et Lopez (1975)**



Radio-Meteo. 03-24

Les effets des gradients horizontaux du coïndice sont particulièrement importants lorsqu'il y a présence simultanée de structures verticales (telles que des couches de guidage) au-dessus du trajet de propagation voulu ou de la zone de propagation désirée. On peut adapter les modèles descriptifs de ces couches à ce genre de situations en faisant l'hypothèse que les paramètres des couches varient dans la direction horizontale. Par exemple, il est possible de faire en sorte que la hauteur de la

couche varie de façon régulière avec la distance, ce qui donne une couche inclinée; que son intensité soit modulée par une fonction gaussienne, pour simuler une couche ayant une étendue horizontale finie; ou que certains paramètres de la couche varient selon une loi sinusoïdale en fonction de la position, pour représenter une onde de gravité ou une perturbation similaire. Ces situations seront étudiées dans le chapitre suivant, en même temps que leurs incidences sur la propagation.

Les mises en oeuvre de la méthode de l'équation parabolique et de diverses méthodes hybrides peuvent aisément intégrer des données réalistes de l'indice de réfraction. En outre, des travaux de recherche récents se sont intéressés au développement de codes de l'équation parabolique à trois dimensions capables de gérer des variations de l'indice de réfraction dans les deux directions horizontales ainsi que dans la direction verticale.

### 3.9 Techniques de mesure de l'indice de réfraction

L'indice de réfraction de l'air influe profondément sur la propagation des ondes radioélectriques, d'où l'importance que revêt la mesure de ce paramètre. On compte deux méthodes éprouvées de mesure de l'indice de réfraction [Bean et Dutton, 1966; Hall, 1971; Segal, 1985]. La première est une mesure directe au moyen d'un réfractomètre à hyperfréquences; la seconde, indirecte, consiste à mesurer les paramètres météorologiques (pression, température et humidité de l'air) en appliquant la relation (3.11). D'autres méthodes reposent sur des techniques de télédétection. A proximité de la surface de la mer, on peut déduire l'indice de réfraction à partir des échos parasites (*clutter*). De plus, il a été proposé de calculer les paramètres des conduits d'évaporation à partir de mesures d'intensité des signaux sur des trajets satellite à navire, lorsque le satellite est proche de l'horizon. L'utilisation du réseau à satellite GPS pour déterminer la structure de l'indice de réfraction dans un volume donné est également en cours d'étude. De plus, la télédétection a été utilisée avec succès pour déterminer les profils de température et d'humidité dans l'atmosphère. A noter cependant que la résolution verticale obtenue est assez grossière. Diverses techniques de mesure de l'indice de réfraction par télédétection sont actuellement en cours de développement. A l'évidence, l'intérêt de ces techniques est de se libérer de la difficile tâche consistant à mesurer directement l'indice de réfraction ou des grandeurs météorologiques pertinentes. L'étude détaillée de ces techniques sortant du cadre du présent chapitre, seules les méthodes de mesure directe y sont examinées.

S'agissant des mesures par réfractomètre ou des mesures météorologiques, quelle que soit la méthode utilisée, la mesure de l'indice de réfraction avec une précision satisfaisante de 1 unité  $N$  nécessite une précision relative de  $10^{-6}$ . En principe, un réfractomètre donne des résultats plus précis que ceux obtenus avec les données météorologiques, mais d'autres phénomènes, par exemple la dilatation, peuvent intervenir et compliquer les choses. Cela étant, les progrès récents accomplis dans le domaine des semi-conducteurs permettent désormais de déterminer les valeurs de l'indice de réfraction à partir de mesures météorologiques avec une précision suffisante pour les applications de propagation.

La mesure de l'indice de réfraction peut se révéler difficile. Assurément, la difficulté dépend de l'environnement dans lequel la mesure est effectuée. La mesure d'un seul point de données n'est certainement pas suffisante. Le paramètre qui a une importance réelle dans la propagation est le gradient du coïndice et sa variation dans l'espace et le temps. Pour déterminer le gradient vertical, il faut mesurer le profil vertical du coïndice. Ce faisant, non seulement les mesures individuelles doivent être précises (intervalle d'incertitude = 1 unité  $N$ ), mais elles doivent aussi être réalisées avec une résolution spatiale adaptée à la recherche de structures fines, telles que les couches de guidage de faible épaisseur. Ces problèmes seront étudiés au § 3.9.3.

Enfin, la tâche se révèle encore plus difficile si l'on doit caractériser des structures à deux ou à trois dimensions, notamment pour obtenir des informations sur les gradients horizontaux. La principale difficulté tient au temps nécessaire pour couvrir tous les aspects qui présentent un intérêt (valeur type: durée d'une heure pour une opération de cartographie à deux dimensions à partir d'un aéronef au-dessus d'une liaison en visibilité directe). De là découle le problème classique de la séparation en

variations temporelles et variations spatiales. Une manière d'atténuer ce problème est de modifier la stratégie de mesure en ayant recours à deux aéronefs ou plus, et non à un seul. (Si cette procédure résout en grande partie le problème de la séparation des variations spatiales et des variations temporelles, elle constitue néanmoins une option coûteuse.) Des boîtiers adaptés ont été conçus pour loger les capteurs météorologiques montés sur aéronef en vue de réduire au minimum les erreurs systématiques. De plus, les capteurs sont positionnés de telle façon que les déplacements de l'aéronef ne puissent pas perturber la grandeur mesurée. En procédant ainsi, plusieurs paramètres atmosphériques comme la température, l'humidité et la pression de l'air ont été mesurés avec succès par aéronef en Europe, aux Etats-Unis d'Amérique, en Australie et au Japon.

### 3.9.1 Mesures directes – réfractomètres à hyperfréquences

Le principe de la mesure directe de l'indice de réfraction est extrêmement simple. Cette mesure est fondée sur le fait que la fréquence de résonance d'une cavité à hyperfréquences est une fonction de la forme géométrique et des dimensions de la cavité et aussi une fonction de l'indice de réfraction de la matière contenue dans la cavité. De toute façon, il y a résonance quand une relation spécifique de proportionnalité est satisfaite entre une dimension,  $L$ , de la cavité et la longueur d'onde  $\lambda$ . Cette dernière a pour expression:

$$\lambda = v / f = c / (nf) \quad (3.28)$$

où  $v$  désigne la vitesse de propagation de l'onde et  $n$  l'indice de réfraction.

Comme la dimension  $L$  est une constante, la résonance se produit pour une longueur d'onde  $\lambda$  constante; en conséquence, une variation de l'indice de réfraction doit être compensée par une variation de la fréquence de résonance. D'après l'équation (3.28), on a:

$$\Delta f / f = - \Delta n / n \quad (3.29)$$

Lorsqu'on étudie l'indice de réfraction de l'atmosphère, on peut généralement utiliser l'approximation  $n \approx 1$ , d'où:

$$\Delta N = -\Delta f / f \quad (3.30)$$

Il est difficile de réaliser des mesures absolues. En effet, les dimensions d'une cavité ne sont jamais connues avec une précision suffisante pour que l'on puisse déterminer de façon théorique la fréquence de résonance à partir des caractéristiques de la cavité. Il faut donc avoir recours à un étalonnage en utilisant un gaz dont l'indice de réfraction est connu.

Deux types de réfractomètre ont été mis au point au cours des années 1950 [Birnbbaum, 1950; Crain, 1950] et largement utilisés ensuite [Crain, 1955]. A l'époque, les réfractomètres étaient équipés de klystrons, dont les fréquences étaient instables lorsque la température variait. Pour surmonter cet inconvénient, on réalisait les réfractomètres avec deux cavités identiques dont l'une contenait un gaz ayant des propriétés connues (la cavité de référence), et l'autre contenait le gaz à l'étude. Avec les composants électroniques modernes, on peut se contenter d'une seule cavité pour effectuer une mesure précise et stable de la fréquence de résonance.

Si le principe de fonctionnement d'un réfractomètre est simple, il n'en va pas de même de sa mise en pratique. Tout d'abord, il faut introduire l'air dans la cavité sans diminuer outre mesure le facteur de qualité de cette dernière. On utilise le plus souvent une cavité cylindrique fonctionnant en mode  $TE_{011}$  et pourvue d'ouvertures à ses extrémités. En cas de variations de l'indice de réfraction du milieu, il faut changer l'air présent dans la cavité suffisamment rapidement pour pouvoir suivre ces variations. Si le réfractomètre est aéroporté, ce changement d'air s'effectue par le seul fait du déplacement de l'aéronef. Si l'appareil est fixé à demeure, il faut prévoir une ventilation. Dans les deux cas, on doit vérifier que le flux d'air de l'extérieur vers l'intérieur ne fait pas varier les caractéristiques de l'air (pression et température); en particulier, il ne doit pas y avoir de variations dans la section transversale du flux d'air et ce flux doit être laminaire.

Bien entendu, la fréquence de résonance dépend des dimensions de la cavité. Elle varie en même temps que ces dernières sous l'effet de la dilatation thermique. On vérifie aisément qu'une variation  $\Delta L$  des dimensions de la cavité entraîne une variation  $\Delta n$  de l'indice de réfraction, telle que:

$$\Delta n / n = \Delta L / L \quad (3.31)$$

d'où:

$$\Delta n / n = \alpha \Delta T \quad (3.32)$$

$\alpha$  étant le coefficient de dilatation thermique. Le métal ayant la plus petite dilatation thermique est l'invar (alliage de nickel et d'acier avec  $\alpha \approx 6,10^{-6}$ ); même dans ce cas, on a une variation de 6 unités  $N$  pour une variation de température de  $10^\circ\text{C}$ . Par ailleurs, la dilatation thermique est souvent sujette à l'hystérésis.

En résumé, les réfractomètres sont seuls capables de mesurer des variations très rapides de l'indice de réfraction, avec une précision potentielle correspondant à moins d'une unité  $N$ . Leurs inconvénients sont un prix d'achat assez élevé et une utilisation délicate, surtout si l'on recherche la stabilité à long terme ou la possibilité de faire des mesures absolues.

### 3.9.2 Mesures indirectes – mesure de grandeurs météorologiques

Pour déterminer l'indice de réfraction de l'atmosphère, on peut aussi mesurer les paramètres météorologiques (pression, température, humidité) et appliquer l'équation (3.10). Cette méthode présente deux avantages par rapport à la méthode du réfractomètre: elle est plus facile à mettre en oeuvre et l'interprétation physique des variations observées de l'indice de réfraction est immédiate.

Lors des mesures de pression, de température et d'humidité, il convient de procéder avec soin pour limiter les erreurs, car l'indice de réfraction calculé pourrait manquer de précision. A partir des mesures d'humidité et de température, on obtient la pression partielle de la vapeur d'eau dans l'air. L'analyse d'erreur présentée ci-dessous démontre clairement que la pression partielle de vapeur d'eau est la mesure la plus importante et la plus délicate à effectuer.

En différenciant l'équation (3.11), on obtient l'erreur sur le coïndice en fonction des erreurs sur les valeurs des caractéristiques météorologiques, soit:

$$\Delta N = a \Delta P + b \Delta T + c \Delta e \quad (3.33a)$$

Les coefficients  $a$ ,  $b$  et  $c$  dépendent des conditions atmosphériques:

$$a = 77,6/P \quad b = 77,6P/T^2 + 7,46 \cdot 10^5 e/T^3 \quad c = 3,75 \cdot 10^5/T^2$$

Si l'on considère par exemple des conditions de température types:  $T = 288 \text{ K}$ ,  $P = 1\,000 \text{ hPa}$  et  $e = 10,2 \text{ hPa}$ , on obtient:

$$\Delta N = 0,27\Delta P + 1,25\Delta T + 4,52\Delta e \quad (3.33b)$$

Il est manifeste que la mesure de la pression partielle de vapeur d'eau doit être extrêmement précise, or c'est celle qui est la plus difficile à exécuter. On a proposé de nombreuses méthodes pour mesurer l'humidité; le § 3.9.2.2 est consacré à cette question.

Un autre point faible de la méthode indirecte tient aux constantes de temps des capteurs; ces constantes de temps sont souvent élevées (de l'ordre de plusieurs secondes) et elles ne sont pas toutes les mêmes. Il en résulte des difficultés pour déterminer les variations rapides du coïndice, ou de son gradient.

Quoi qu'il en soit, il faut souligner ce qui suit:  $\Delta P$ ,  $\Delta T$  et  $\Delta e$  sont les erreurs maximales sur les grandeurs mesurées, et l'erreur sur le coïndice donnée par l'équation (3.33) est aussi un maximum, qui peut prendre des valeurs extrêmement pessimistes. Si l'on fait des hypothèses sur les distributions des erreurs composantes – par exemple, que ces erreurs sont indépendantes et uniformément

réparties sur des intervalles de  $2\Delta P$ ,  $2\Delta T$  et  $2\Delta e$  respectivement – alors il est possible de calculer la distribution de probabilité de  $\Delta N$  et de caractériser la précision avec laquelle  $N$  est déterminé, en ayant recours à une grandeur statistique telle que l'écart type ou un intervalle interquartile.

### 3.9.2.1 Mesure de la température et de la pression

La température est la grandeur qu'il est le plus facile de mesurer avec exactitude et précision. On utilise pour cela des thermomètres globes dans les stations au sol; leur constante de temps est de l'ordre d'une seconde. Il existe des dispositifs à action plus rapide, le thermistor et le fil de platine. Les résistances de platine sont d'un usage courant dans un certain nombre de plates-formes, qui vont des bouées munies d'instruments aux aéronefs en passant par les tours. Une fois étalonnées avec soin, elles fournissent rapidement des résultats précis (jusqu'à  $\pm 0,02^\circ\text{C}$ ). Leur vitesse de réaction dépend de la façon dont le capteur est confiné. Ce type de résistance a été utilisé avec succès à bord d'un aéronef pour mesurer la température de l'air à des fréquences atteignant 50 Hz.

La pression est plus difficile à mesurer. Le dispositif le plus courant est la capsule anéroïde, mais ce n'est pas un appareil très précis, en raison de déformations permanentes, et ses résultats dépendent de la température. Le baromètre à mercure ne peut être utilisé que dans les stations au sol. Certains dispositifs mettent en oeuvre des résistances piézo-électriques; ce sont des transducteurs qui transforment une variation de pression en un signal électrique.

Comme on l'a vu plus haut, cependant, il n'est pas nécessaire d'avoir une grande précision dans la mesure des pressions. Les dispositifs existants donnent généralement des résultats satisfaisants.

### 3.9.2.2 Mesure de l'humidité

Dans les conditions prises en compte pour les études radiométéorologiques, l'air humide peut être considéré comme un mélange de gaz parfaits. Son humidité, qui est liée à sa concentration de vapeur d'eau, peut-être quantifiée au moyen de plusieurs paramètres interdépendants qui sont liés les uns aux autres par des relations dans lesquelles interviennent aussi la pression et la température. Le coïndice de réfraction est directement fonction d'une grandeur physique qui est la pression partielle,  $e$ . Cette pression partielle est nécessairement inférieure (ou au plus égale) à la pression de la vapeur d'eau saturante,  $e_s$ , qui, dans l'hypothèse des gaz parfaits, dépend exclusivement de la température  $T$ . On utilise couramment une grandeur dérivée, l'humidité relative  $H$  (en %), définie comme suit:

$$H = 100e / e_s(T) \quad (3.34)$$

On peut aussi faire intervenir deux autres grandeurs: le rapport de mélange,  $r$  (en kg/kg), rapport de la masse de vapeur d'eau à la masse d'air sec, et la concentration de vapeur d'eau,  $\rho_v$ , masse de vapeur d'eau par unité de volume (en g/m).

Il est important de savoir comment la pression de vapeur saturante varie en fonction de la température. On peut avoir recours pour cela à plusieurs relations empiriques ou semi-empiriques qui sont très sensiblement équivalentes pour l'application pratique. En fait, on est amené à utiliser deux formules: l'une au-dessus de  $0^\circ\text{C}$ , qui donne la vapeur saturante au-dessus de l'eau liquide; l'autre au-dessous de  $0^\circ\text{C}$ , qui correspond à la vapeur saturante au-dessus de la glace. Une relation simple (donnée dans la Recommandation UIT-R P.453) est suffisamment précise entre  $-40^\circ\text{C}$  et  $+50^\circ\text{C}$ .

$$e_s = EF \cdot a \cdot \exp \left[ \frac{(b-t) \cdot t}{t+c} \right] \quad (3.35)$$

et

$$EF_{eau} = 1 + 10^{-4} \left[ 7,2 + P \cdot (0,00320 + 5,9 \cdot 10^{-7} \cdot t^2) \right]$$

$$EF_{glace} = 1 + 10^{-4} \left[ 2,2 + P \cdot (0,00382 + 6,4 \cdot 10^{-7} \cdot t^2) \right]$$

où:

$t$ : température (°C)

$P$ : pression (hPa)

$H$ : humidité relative (%)

$e_s$ : pression de vapeur saturante de l'eau (hPa) à la température  $t$  (°C) et les coefficients  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$  valent:

pour l'eau liquide:

$$a = 6,1121$$

$$b = 18,678$$

$$c = 257,14$$

$$d = 234,5$$

(applicable entre -40°C et 50°C)

pour la glace:

$$a = 6,1115$$

$$b = 23,036$$

$$c = 279,82$$

$$d = 333,7$$

(applicable entre -80°C et 0°C)

On obtient la pression partielle de vapeur d'eau  $e$  à partir de sa concentration  $\rho$  par l'équation:

$$e = \frac{\rho T}{216,7} \quad \text{hPa} \quad (3.36)$$

où  $\rho$  est donné en  $\text{g/m}^3$ . La Recommandation UIT-R P.836 fournit des valeurs représentatives.

Pour la mesure de l'humidité, on a mis au point plusieurs méthodes dont la plupart se fondent sur des équilibres physiques [Spencer-Gregory et Rourke, 1957]; certaines méthodes plus récentes font appel à la propagation des ondes lumineuses. On trouvera ci-après un bref exposé sur ces méthodes, avec indication de leur mode opératoire, de leurs avantages et de leurs inconvénients. On notera ce qui suit: l'équation (3.33) ne peut être appliquée pour déterminer la précision de l'évaluation du coïndice que si on a mesuré au préalable la pression partielle de vapeur d'eau. Si l'appareil mesure un autre paramètre d'humidité, il faut établir la relation qui donne le coïndice à partir des grandeurs effectivement mesurées.

Dans la plupart des cas, il faut étalonner à intervalles réguliers l'appareil de mesure (appelé hygromètre), ce que l'on peut faire au moyen de solutions de sels. On sait, par exemple, que la pression de vapeur au-dessus d'une solution d'un soluté non volatile est inférieure à la pression de vapeur au-dessus du solvant pur à la même température (principe de Le Chatelier). On peut donc avoir plusieurs solutions qui donnent des humidités relatives connues, comprises par exemple entre 10% et 90%. Les humidités relatives étant fonction de la température au-dessus de la solution sursaturée, il est nécessaire de surveiller attentivement la température aussi. Pour un étalonnage précis, il convient d'utiliser au minimum trois ou quatre solutions dans l'intervalle d'humidité à l'étude. Par exemple, lors de l'étalonnage de capteurs d'humidité en vue d'une utilisation dans une atmosphère maritime chaude, où l'humidité relative est en principe supérieure à 60%, le recours à trois solutions devrait suffire. Si l'on envisage de mesurer un intervalle d'humidité plus grand, il faut utiliser un plus grand nombre de solutions (par exemple, cinq solutions suffisent normalement pour l'étalonnage dans un intervalle d'humidité de 10% à 90%). On a réalisé plus récemment des dispositifs d'étalonnage qui fournissent de l'air ayant une humidité relative donnée, en mélangeant de l'air sec et de l'air saturé en eau. Pour l'application de cette méthode, il faut aussi connaître la température de fonctionnement.

### 3.9.2.2.1 Hygromètre à condensation

Le principe de l'hygromètre à condensation (présenté par Regnault en 1845) est le suivant: on abaisse la température de l'air jusqu'au point où l'on obtient la saturation. Si cela se produit à une température  $T_D$ , la pression de vapeur d'eau,  $e$ , est donnée par:

$$e = e_s(T_D) \quad (3.37)$$

On obtient donc directement la valeur de la pression de vapeur d'eau.

Le principe de fonctionnement de cet appareil est le suivant. On refroidit lentement une plaque métallique polie qui est en contact avec l'air. Un faisceau lumineux est réfléchi par la plaque et focalisé sur un photodétecteur. Au moment où des gouttelettes d'eau se condensent, il y a diffusion de la lumière et le signal détecté diminue en intensité. Le thermomètre donne alors le point de rosée. Dans les versions modernes de l'appareil, la température est mesurée par des thermistors ou des thermocouples et le refroidissement est réalisé par des jonctions Peltier.

Dans la pratique, on abaisse et on élève plusieurs fois la température de la plaque, afin d'entourer le point de rosée. De ce fait, on a une constante de temps assez grande, de l'ordre de quelques secondes.

Au demeurant, le processus de la condensation est un peu plus compliqué que dans la théorie simplifiée exposée ci-dessus. En réalité, une pellicule d'eau très mince se dépose sur la plaque au-dessus de la température de condensation. Cette température est celle pour laquelle l'épaisseur de cette pellicule se transforme en gouttelettes; celles-ci représentent la phase thermodynamique stable due au fait qu'il y a diminution de l'énergie élastique. Cependant, la pression de saturation au contact des gouttelettes est différente (supérieure) de la pression de saturation au contact avec un plan; en effet, il existe un gradient de pression dans le gaz et un gradient de température associé. Une correction doit être appliquée aux résultats de mesure pour tenir compte de cet effet.

### 3.9.2.2.2 Hygromètres chimiques et hygromètres à film mince

Une catégorie d'hygromètres chimiques fonctionne avec un dépôt de sel (en général du chlorure de lithium) ou une autre substance hygroscopique comme un film de carbone déposé sur une plaque de verre ou de matière plastique. Lorsque ce composant se trouve en contact avec de l'air humide, il y a échange de molécules d'eau entre l'air et le sel, de manière à créer un équilibre entre l'air et une solution de sel (électrolytique). Cette absorption d'eau par le sel, qui augmente avec l'humidité relative, modifie les propriétés physiques du sel, par exemple sa résistivité électrique, facile à mesurer. On obtient ainsi l'humidité relative, après étalonnage. A noter, par ailleurs, que la résistivité dépend de la température.

Les hygromètres de ce type sont sensibles aux effets de la pollution. Il se produit une polarisation des électrodes si l'on opère en courant continu, raison pour laquelle on choisit le plus souvent le courant alternatif. Il existe une autre catégorie d'hygromètre chimique, de type capacitif. Ici, l'élément sensible est un condensateur dans lequel le diélectrique a des propriétés électriques qui varient sous l'effet de l'absorption de la vapeur d'eau, cette absorption étant fonction de l'humidité relative de l'atmosphère ambiante. Le diélectrique couramment utilisé pour cette application est l'alumine. Dans certains dispositifs, on trouve des diélectriques à plusieurs couches.

La constante de temps dépend de l'épaisseur du diélectrique ainsi que de l'épaisseur et du type de l'enveloppe protectrice éventuellement placée sur l'élément sensible. Elle peut donc varier entre 3 et 15 secondes environ. Si l'élément sensible et l'enveloppe protectrice restent propres, les hygromètres à film mince sont des dispositifs idéaux pour la mesure de l'humidité dans des environnements divers et variés, et peuvent être facilement installés sur des tours, des bouées ou des ballons. Le dispositif peut être étalonné avec précision au moyen de différentes solutions salines, comme indiqué précédemment. Utilisé en combinaison avec des résistances de platine correctement étalonnées pour les mesures de la température et des transducteurs de pression à semi-conducteur, il fournit une mesure du coïndice meilleure que  $\pm 1$  unité N.

### 3.9.2.2.3 Psychromètre

Le psychromètre, ou thermomètre sec et humide, est un hygromètre très largement utilisé. Un de ses thermomètres donne la température de l'air, l'autre thermomètre (thermomètre humide) est enveloppé dans une étoffe humide. Si l'air ambiant n'est pas saturé en vapeur d'eau, un peu d'eau s'évapore de l'étoffe, moyennant quoi le thermomètre humide indique une température  $T_W$ , ( $W = wet$ , humide) qui est inférieure à la température de l'air,  $T_A$ . Connaissant la différence entre les deux températures, on peut calculer la pression partielle de vapeur d'eau en appliquant la relation semi-empirique:

$$e = e_s(T) - AP(T_A - T_W) \quad (3.38)$$

où  $P$  désigne la pression.

Le problème est de déterminer  $A$ , constante psychrométrique, qui dépend de la vitesse de déplacement de l'air. Il faut donc étalonner chaque appareil.

Le psychromètre classique est doté de thermomètres à boule. Les dispositifs plus modernes comportent des thermistors.

Le psychromètre est d'un emploi extrêmement facile, mais il faut cependant signaler quelques limitations d'ordre pratique. Si l'on veut avoir un fonctionnement automatique de durée suffisamment longue, il faut utiliser un réservoir d'eau. L'appareil est très sensible à la contamination, par la poussière, de l'étoffe qui enveloppe le thermomètre humide. Il est impossible d'opérer lorsque la température du thermomètre humide passe en dessous de  $0^\circ\text{C}$ , car l'étoffe se met alors à geler. Enfin, les constantes de temps respectives des deux thermomètres sont différentes; celle du thermomètre humide est la plus grande (au moins plusieurs secondes).

### 3.9.2.2.4 Hygromètre Lyman- $\alpha$

L'hygromètre Lyman- $\alpha$  fonctionne plus rapidement que les appareils décrits ci-dessus (sa constante de temps peut être de l'ordre de quelques centièmes de seconde). Son principe de fonctionnement est le suivant: émission de la raie de Lyman- $\alpha$  du spectre de l'hydrogène (située dans l'ultraviolet à 121,6 nm) et mesure de son affaiblissement sur une distance  $L$ , sous l'effet principalement de l'absorption par la vapeur d'eau. Si  $I_0$  désigne l'intensité à l'émission et  $I$  l'intensité mesurée sur la distance  $L$ , on a:

$$I = I_0 \exp(-k \rho_v L) \quad (3.39)$$

d'où l'on peut tirer la concentration de vapeur d'eau.

Le principal inconvénient de cet appareil est son manque de stabilité. En effet, le spectre émis par la lumière contient en fait plusieurs raies et il varie dans le temps. En pratique, par conséquent, on utilise l'hygromètre Lyman- $\alpha$  en association avec un autre dispositif à action plus lente, par exemple un hygromètre à condensation, ce dernier ayant pour fonction de corriger la dérive temporelle. L'association d'un hygromètre Lyman- $\alpha$  et d'un miroir à point de rosée a donné de bons résultats dans la mesure par aéronef de la structure verticale et horizontale du coïndice à basse altitude, jusqu'à la stratosphère.

## 3.9.3 Mesure des profils verticaux

Le gradient vertical du coïndice de réfraction est un paramètre plus important que la valeur absolue de ce coïndice. Si l'on recherche des informations sur les structures atmosphériques comme les couches de guidage, c'est le profil vertical qu'il faut mesurer. En substance, plusieurs modalités sont envisageables. Il est possible d'utiliser une radiosonde pour sonder la troposphère et les régions basses de la stratosphère. Pour les mesures du coïndice dans les 100 ou 200 premiers mètres, on obtient des valeurs précises du coïndice, avec une résolution spatiale élevée, au moyen d'instruments installés sur des tours. Par ailleurs, on peut effectuer des mesures au-dessus de l'eau à l'aide de bouées espar munies d'instruments. Ces bouées constituent un excellent système pour mesurer la

structure du coïndice dans les 10 premiers mètres, ce qui a son importance, car les conduits d'évaporation l'emportent par rapport à l'eau dans des conditions de temps clair. Parmi les autres dispositifs de mesure de la structure verticale du coïndice, citons les radiosondes parachutées, les fusées-sondes et les ballons captifs.

Dans la forme de réalisation type, une radiosonde météorologique comporte une batterie de détecteurs (comme ceux qui ont été décrits plus haut) transportés par un petit ballon qui peut s'élever jusqu'à 20 à 40 km; les données sont transmises au sol à l'aide d'un émetteur radioélectrique. Les instruments doivent être de prix modique et robustes; leur précision, en particulier celle de l'appareil pour la mesure de l'humidité, est généralement inférieure à la précision requise en radiométéorologie, sauf si on a seulement besoin d'une description statistique (valeurs types: 1 ou 2 hPa pour la pression, 0,2°C pour la température et de 2 à 5% pour l'humidité). Cela étant, les radiosondes sont utilisées avec succès pour mesurer les couches de guidage à proximité de la surface de la Terre (à savoir, dans le premier kilomètre) ainsi qu'à des altitudes de quelques kilomètres.

Pour déterminer un profil, il faut concilier deux exigences contradictoires. Si la vitesse ascensionnelle de la radiosonde est excessive, les détecteurs, du fait de leurs constantes de temps, se trouvent en déséquilibre local et les gradients mesurés risquent d'être entachés d'erreurs importantes. En revanche, si la vitesse est trop faible, les mesures individuelles sont plus précises, mais l'atmosphère peut subir des variations pendant la durée de ces mesures. Dans la pratique, la précision des mesures des radiosondes près du sol est limitée parce que la vitesse ascensionnelle initiale est élevée, et il y a souvent un risque que les données obtenues dans les 100 premiers mètres ne soient pas très fiables.

Pour obtenir des données plus fiables dans les premières dizaines de mètres et dans la troposphère, on pourra remplacer la radiosonde par une sonde parachutée. Le matériel embarqué à bord d'une sonde parachutée étant analogue à celui d'une radiosonde, il fournit des mesures du coïndice avec une précision égale à  $\pm 5$  unités N. Une sonde parachutée, comme son nom l'indique, est lancée d'un aéronef. Un petit parachute attaché aux équipements permet d'obtenir une vitesse de descente comprise entre 5 et 10 m/s. Le temps de réponse des capteurs étant à peu près de 2 s, la meilleure résolution spatiale verticale est de 10 m environ. L'unité est géolocalisée grâce à un petit récepteur GPS, qui fournit une valeur approchée de l'altitude à  $\pm 20$  m près. Il est également possible de calculer l'altitude à partir du relevé de la pression, comme pour les radiosondes. L'intervalle de télémessure d'une sonde parachutée est de 300 km environ. Ce type de sonde se révèle en outre très utile pour établir le profil de l'atmosphère au-dessus de l'océan. Quatre sondes au maximum peuvent être utilisées en fonctionnement simultané.

Les tours et les bouées munies d'instruments ne présentent une utilité que si les mesures sont faites dans une gamme d'altitudes limitée. Cela étant, à l'intérieur de cet intervalle, ces systèmes présentent deux avantages par rapport aux radiosondes et aux sondes parachutées: ils permettent de séparer les variations spatiales des variations temporelles (ces dernières, si elles sont comparables aux constantes de temps des détecteurs) et d'exercer un contrôle continu, alors qu'une radiosonde donne généralement les profils deux ou quatre fois par jour seulement, à heures fixes, dans le cadre des services météorologiques standard. Lors des expériences de longue durée avec contrôle continu, les capteurs météorologiques peuvent dériver et il y a un risque d'erreurs systématiques. C'est pourquoi tous les capteurs doivent être nettoyés et réétalonnés périodiquement. Les bouées espar munies d'instruments sont particulièrement concernées par ce problème. En effet, des dépôts de sel s'accumulent sur les capteurs installés à proximité de la surface de la mer (jusqu'à 5 m environ), ce qui peut nuire à la précision des mesures de température et d'humidité et allonger la constante de temps de chacun des dispositifs. Ainsi, les instruments proches de la surface de la mer sont de moins en moins précis et se décalent dans le temps par rapport aux autres instruments. D'importants écarts de mesure peuvent être détectés deux ou trois jours seulement après la mise en place.

### 3.9.4 Mesure des structures verticales et horizontales

L'opération la plus difficile est la description de la structure bidimensionnelle du coïndice de l'atmosphère. Les détecteurs doivent être embarqués pour cela à bord d'un avion ou d'un hélicoptère. Les petits aéronefs à vitesse lente comme les motoplaneurs sont bien adaptés à la mesure de divers paramètres atmosphériques, notamment les trois grandeurs essentielles au calcul de l'indice de réfraction de l'atmosphère, ainsi que les flux d'air turbulents et moyens. Pour effectuer les mesures aéroportées de la température, de la pression et de l'humidité, il est nécessaire de prendre en considération la position et le comportement exacts de l'aéronef ainsi que les erreurs systématiques qui se glissent dans les mesures des grandeurs météorologiques. Les instruments à réponse rapide comme les résistances de platine et les hygromètres Lyman- $\alpha$ , associés à un système d'enregistrement de données numériques, garantissent, s'ils sont installés à bord d'un aéronef à vitesse lente (20-25 m/s), une résolution spatiale de l'ordre de deux mesures par mètre. Des mesures de l'indice de réfraction ont ainsi été menées à bien entre 10 et 13 000 m d'altitude au moyen d'aéronefs de différents types. Il est possible d'effectuer des mesures des structures horizontale et verticale de cet indice en survolant la région à l'étude selon un tracé en dents de scie. Par exemple, ce type de mesure a déjà été réalisé en Australie pour étudier des conduits de subsidence à grande échelle.

Lors des mesures aéroportées de la température et de l'humidité, il convient de prendre en compte les erreurs systématiques avec le plus grand soin. Les sources d'erreur sur les mesures de température et de pression comprennent:

- i) le déplacement de l'aéronef à travers l'atmosphère, qui perturbe les masses d'air immobiles;
- ii) le réchauffement adiabatique des capteurs, qui est dû à la circulation d'air au-dessus de ces dispositifs;
- iii) la différence de température entre le capteur et le boîtier qui l'abrite. Cet effet est très marqué lorsque l'aéronef effectue un vol en dents de scie. Il est réduit à son minimum lorsque l'appareil vole en ligne droite et à altitude constante.

Lors d'un vol en dents de scie, il faut appliquer diverses corrections aux données pour annuler ces erreurs systématiques. On trouvera le détail des corrections nécessaires dans [Lenschow, 1986] et [Hartmann & Hacker, 1990]. En résumé, ces corrections consistent notamment à appliquer:

- i) un facteur de récupération – calculé à partir de la vitesse de l'aéronef et de l'équation de Bernoulli, qui régit les variations adiabatiques d'un gaz parfait;
- ii) une correction de vitesse – les températures peuvent être corrigées pour tenir compte de la vitesse, à l'aide d'une formule où interviennent la vitesse réelle de l'aéronef, la pression statique et dynamique, le point de rosée et le facteur de récupération;
- iii) une correction de pression statique – cette correction, essentielle au calcul de la température corrigée en tenant compte de la vitesse, est obtenue à partir de données pression-altitude pour des ascensions et des descentes consécutives, et des données fournies par un altimètre radar;
- iv) une correction liée au boîtier abritant le capteur – pour déterminer ce paramètre, il est nécessaire de connaître le temps de réaction du boîtier à des variations de la température. De plus amples informations sur les corrections liées au boîtier des capteurs figurent dans [McCarthy, 1973].

Il faut aussi connaître la position et le comportement de l'aéronef. Pour cela, on associe des altimètres radar et anéroïdes, des systèmes à GPS différentiel et des accéléromètres. Dans certains aéronefs, on utilise un système de positionnement inertiel associant gyroscopes et accéléromètres. Les données enregistrées comprennent les variations d'altitude, de cap, de route, de lacet, de tangage et de roulis de l'aéronef ainsi que le temps. Les fréquences d'enregistrement sont comprises entre 10 et 15 Hz environ.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- AKIYAMA, T. [1977] Studies on the radio refractive index in the tropospheric atmosphere, Review of the E.C.L., 25, No. 1-2, pp. 79-95.
- BEAN, B.R. and DUTTON, E.J. [1966] Radio Meteorology, National Bureau of Standards Monograph 92, U.S. Government Printing Office, Washington.
- BEAN, B.R., CAHOON, B.A., SAMSON, C.A. and THAYER, G.D. [1966] A world atlas of atmospheric radio refractivity, ESSA Monograph 1, U.S. Government Printing Office, Washington.
- BEAN, B.R. and THAYER, G.D. [1959] Models of the atmospheric radio refractive index, Proc. I.R.E., pp. 705-755.
- BIRNBAUM, G. [1950] A recording microwave refractometer, Rev. of Scien. Instr., 21, No. 2, pp. 169-176.
- BLANCHETIERE-CIARLETTI, V., LAVERGNAT, J., SYLVAIN, M. and WEILL, A. [1989] Experimental observation of horizontal refractivity gradients during periods of multipath propagation, Radio Science, 24, No. 6, pp. 705-724.
- BOITHIAS, L. and MISME, P. [1962] Le gradient équivalent, nouvelle détermination et calcul graphique, Annales Telecom., 17, No. 5-6, pp. 134-139.
- BOITHIAS, L. [1984] Propagation des ondes radioélectroniques dans l'environnement terrestre, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, 2nd Edition, Editions DUNOD, Paris, France.
- CHAVANCE, P., BOITHIAS, L. and BLASSEL, P. [1954] Etude de propagation d'ondes centimétriques dans la région méditerranéenne, Ann. Telecomm., 9, No. 6, pp. 158-185.
- CLAVERIE, J. and KLAPISZ, C. [1985] Meteorological features leading to multipath propagation observed in the Pacem 1 experiment, Ann. Telecom., 40, No. 11-12, pp. 660-671.
- CRAIN, C.M. [1950] Apparatus for recording fluctuations in the refractive index of the atmosphere at 3.2 cm wave-length, Rev. of Scien. Instr., 21, No. 5, pp. 456-457.
- CRAIN, C.M. [1955] Survey of airborne microwave refractometer measurements, Proceedings of the I.R.E., 43, pp. 1405-1411.
- DEBYE, P. [1929] Polar Molecules, Chemical Catalog Co., New York. Reprinted by Dover Publ. Co. in 1957.
- DOUGHERTY, H.T. and DUTTON, E.J. [1981] The role of elevated ducting for radio service and interference fields, NTIA-Report-81-69, U.S. Department of Commerce.
- GRABNER, M. and KVICERA, V. [2005] Statistics of lower atmosphere refractivity in Czechia, APMC 2005, Suzhou, China, Dec 4-7.
- GRABNER, M. and KVICERA, V. [2006] Refractive index measurements in the lowest troposphere in the Czech Republic. In Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics, June, no. 68, pp. 1334-1339.
- GRABNER, M. and KVICERA, V. [2011] Atmospheric Refraction and Propagation in Lower Atmosphere. Electromagnetic Waves, IN-TECH, Vienna, Austria, Rijeka, Croatia, June 2011, pp. 139-156.
- HALL, M.P.M. [1971] Radiosondes for radiometeorological research, Proceedings of NATO Advanced Study Institute on Statistical Methods and Instrumentation in Radiometeorology, Tretten, Norway.

- HALL, M.P.M. and COMER, C.M. [1969] Statistics of tropospheric radio-refractive-index soundings taken over a 3-year period in the United Kingdom, Proc. I.E.E., 116, No. 5, pp. 685-690.
- IKEGAMI, F., AKIYAMA, T., AOYAGI S. and YOSHIDA, H., [1968] Variation of radio refraction in the lower atmosphere, I.E.E.E. Trans. on Ant. and Prop., AP-16, No. 2, pp. 194-200.
- IKEGAMI, F., HAGA, M., FUKUDA, T. and YOSHIDA, H., [1966] Experimental studies on atmospheric ducts and microwave fading, Review of the E.C.L., 14, No. 7-8, pp. 505-533.
- LANE, J.A. [1961] The radio refractive index gradient over the British Isles, J.A.T.P., 21, pp. 157-166.
- LANE, J.A. [1965] Some investigations of the structure of elevated layers in the troposphere, J.A.T.P., 27, pp. 969-978.
- LENSCHOW, D. H., [1986] Aircraft Measurements in the Boundary Layer, Chapter in. Probing the Atmospheric Boundary Layer
- MAJUMDAR, S.C., SARKAR, S.K. and MITRA, A.P. [1977] Atlas of tropospheric radio refractivity over the Indian subcontinent, National Physical Laboratory, New Delhi, India.
- MISME, P. [1960] Le gradient équivalent, mesure directe et calcul théorique, Annales Telecom, 15, No. 3-4, pp. 92-99.
- RAO, K.N. and SRIVASTAVA, H.N. [1971] Errors in the computation of mean monthly values of radio refractive index, Radio Science, 6, No. 8-9, pp. 753-755.
- SASAKI, O. and AKIYAMA, T. [1982] Studies on radio duct occurrence and properties, I.E.E.E. Trans. on Ant. and Prop., AP-30, No. 5, pp. 853-858.
- SCHIAVONE, J.A. [1981] Prediction of positive refractivity gradients for line-of-sight microwave radio paths, B.S.T.J., 60, No. 6, pp. 803-822.
- SEGAL, B. [1985] Measurement of tropospheric refractive index relevant to the study of anomalous microwave propagation - review and recommendations, CRC Report No. 1387.
- SEGAL, B. and BARRINGTON, R.E. [1977] The radio climatology of Canada, Tropospheric refractivity atlas for Canada, CRC Report No. 1315-E.
- SMITH, E.K. and WEINTRAUB, S. [1953] The constants in the equation for atmospheric refractive index at radio frequencies, Proc. I.R.E., 41, pp. 1035-1037.
- SPENCER-GREGORY, H. and ROURKE, E. [1957] Hygrometry, Crosby Lockwood & Son Ltd., London.
- SYLVAIN, M., BAUDIN, F., KLAPISZ, C., LAVERGNAT, J., MAYRARGUE, S., MON, J.P., NUTTEN, B., ROORYCK, M. and MARTIN, L. [1983] The Pacem experiment on line-of-sight multipath propagation, ESA SP-194, pp. 13-23.
- UGAI, S. [1959] Statistical consideration of the structure of atmospheric refractive index, Review of the E.C.L., 7, No. 8, pp. 253-289.
- VICKERS, W.W. and LOPEZ, M.E. [1975] Low angle radar tracking errors induced by nonstratified atmospheric anomalies, Radio Science, 10, No. 5, pp. 491-505.

- WEBSTER, A.R. [1982] Raypath parameters in tropospheric multipath propagation, I.E.E.E. Trans. on Ant. and Prop., AP-30, No. 4, pp. 796-800.
- ZHANG, M.C. [1981] A study of statistical law of depth for line-of-sight microwave fading. IEE Conf. Publ. No. 195, Proc. Second Int. Conf. on Antennas and Propagation, York, UK, 297-301.

## CHAPITRE 4

### Influence de la réfraction sur la propagation

#### 4.1 Introduction

La manière dont les conditions de réfraction dans l'atmosphère influent sur la propagation des ondes radioélectriques est un paramètre très important, notamment pour les trajets horizontaux ou presque horizontaux. Sous l'effet des conditions atmosphériques à grande échelle avec gradient de réfraction vertical négatif – conditions qui apparaissent par exemple lors de la formation de conduits radioélectriques; voir le Chapitre 3, la direction de propagation et la nature des ondes peuvent subir des variations considérables le long d'un trajet. En conséquence, selon les positions relatives des antennes de réception et du conduit radioélectrique sur un trajet donné, les caractéristiques des signaux reçus varient d'une antenne à une autre.

Les signaux reçus peuvent être soumis à un important affaiblissement ou renforcement moyen dans une large bande de fréquences. La variation du niveau du signal en fonction de la fréquence peut être importante en présence d'évanouissements sélectifs dans une bande étroite. Il est donc nécessaire de décrire les effets produits par les conditions de réfraction sur le trajet radioélectrique. On trouve dans la littérature des méthodes différentes pour cette étude, méthodes que nous allons maintenant exposer brièvement.

##### 4.1.1 Approximation du rayon

L'atmosphère est un milieu de propagation hétérogène dont la perméabilité magnétique peut être considérée comme constante et dont la permittivité (constante diélectrique) dépend de l'emplacement et du temps. Pour cette raison, il est en général impossible de trouver une solution complète des équations de Maxwell, à moins de faire quelques approximations. Une de celles-ci est l'approximation de l'optique géométrique, qui peut être utilisée dans le domaine hautes fréquences des liaisons hertziennes et en optique; elle n'est valable que si la constante diélectrique et l'amplitude du champ varient peu sur des distances de l'ordre de la longueur d'onde.

Dans ce qui suit, on admettra que le milieu de propagation est un milieu sans pertes, d'où il résulte que l'indice de réfraction  $n$  est égal à environ 1,0003 et qu'il décroît en fonction de la hauteur à raison de  $-40$  unités N par km, cela dans les conditions normalisées. Le vecteur de Poynting est perpendiculaire à la surface d'onde, donc tangent en chaque point aux trajectoires suivies par

l'énergie du signal, lesquelles constituent les rayons. Si l'on désigne par  $\vec{r}$  le vecteur-position associé à chaque point d'un rayon et par  $s$  l'abscisse curviligne sur ce rayon, on démontre que l'équation du rayon peut s'écrire:

$$\frac{d}{ds} \left( n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \nabla n \quad (4.1)$$

ce qui est la forme vectorielle de l'équation du rayon. La principale composante du gradient  $\nabla n$  est verticale.

Si l'on considère seulement les variations de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude, on peut exprimer comme suit la courbure du rayon en un point donné:

$$\frac{1}{\rho} = - \frac{\cos \varphi}{n} \times \frac{dn}{dh} \quad (4.2)$$

où:

$\rho$ : rayon de courbure du rayon

$\frac{dn}{dh}$ : gradient vertical de l'indice de réfraction

$h$ : hauteur au-dessus de la surface terrestre

$\varphi$ : angle formé par le rayon et le plan horizontal au point considéré.

On considère que la courbure du rayon est positive si elle est orientée vers la surface terrestre.

Comme l'indice  $n$  est très voisin de l'unité, l'équation (4.2) peut se mettre sous la forme suivante pour des trajets approximativement horizontaux:

$$\frac{1}{\rho} \approx - \frac{dn}{dh} \quad (4.3)$$

On voit par conséquent que si le gradient est constant, les trajectoires des rayons sont des arcs de cercle. Bien entendu, cette approximation suppose que le trajet est suffisamment court pour que le rayon demeure sensiblement horizontal. L'équation du rayon donnée plus haut est l'équivalent de la loi de la réfraction de Snell-Descartes.

Dans un milieu à stratification sphérique, la loi de la réfraction prend la forme:

$$n \cdot r \cdot \cos \varphi = \text{constant} \quad (4.4)$$

On a là ce qu'on appelle la formule de Bouguer, dans laquelle  $r$  est la distance entre un point du rayon considéré et le centre de la Terre. La constante de l'équation (4.4) dépend des conditions initiales du rayon.

#### 4.1.2 Indice de réfraction modifié et rayon terrestre équivalent

L'indice de réfraction a une valeur très proche de l'unité. On peut l'écrire sous la forme (voir la Recommandation UIT-R P.453):

$$n = 1 + N \cdot 10^{-6}, \quad (4.5)$$

où  $N$  désigne le coïndice de réfraction, qui s'exprime en "unités N" (voir le Chapitre 3).

Quand le trajet d'un rayon dans l'atmosphère a un rayon de courbure égal au rayon terrestre  $a$ , on peut écrire, d'après l'équation (4.3):

$$\frac{dn}{dh} = -\frac{1}{a} \quad (4.6)$$

d'où:

$$n + \frac{h}{a} = \text{constante} \quad (4.7)$$

ou:

$$N + 10^6 \cdot \frac{h}{a} = \text{constante} \quad (4.8)$$

Le terme

$$M = N + 10^6 \cdot \frac{h}{a} \quad (4.9)$$

est appelé module de réfraction; il s'exprime en unités M. Lorsqu'on utilise le module de réfraction  $M$ , on peut considérer que la propagation se fait au-dessus d'une Terre plate, dans une atmosphère dont le coïndice de réfraction serait  $M$ . La courbure des rayons par rapport à la Terre (plate),  $\rho'$ , a pour expression:

$$\frac{10^6}{\rho'} = -\frac{dM}{dh} \quad (4.10)$$

Inversement, on peut considérer que ces relations représentent une situation dans laquelle la propagation se fait en ligne droite au-dessus d'une Terre ayant un rayon équivalent  $r_e$ , tel que:

$$\frac{10^6}{r_e} = \frac{10^6}{ka} = \frac{dM}{dh} = \frac{dN}{dh} + \frac{10^6}{a} \quad (4.11)$$

Dans ces relations,  $k$  est le facteur de rayon terrestre équivalent.

## 4.2 Effets de la réfraction dans les conditions normales

### 4.2.1 Infraréfraction et superréfraction

Dans les conditions normalisées, on a:  $dN/dh = -39$  unités  $N/\text{km}$ , ce qui donne pour le rayon de courbure des trajets des rayons:  $\rho = 25\,641$  km. Dans ces conditions, la courbure des rayons est plus petite que celle de la surface terrestre (Figure 4.1). Pour  $dN/dh > -39$  unités  $N/\text{km}$ , on dit que l'on a affaire à une infraréfraction atmosphérique. Inversement, on se trouve dans les conditions de superréfraction quand  $dN/dh < -39$  unités  $N/\text{km}$ . Le rayon de courbure est égal au rayon terrestre pour  $dN/dh = -157$  unités  $N/\text{km}$ . Les conditions de formation de conduits radioélectriques existent lorsque  $dN/dh < -157$  unités  $N/\text{km}$ . Les trajets des rayons coupent la surface terrestre et des réflexions se produisent sur le sol (Figure 4.1).

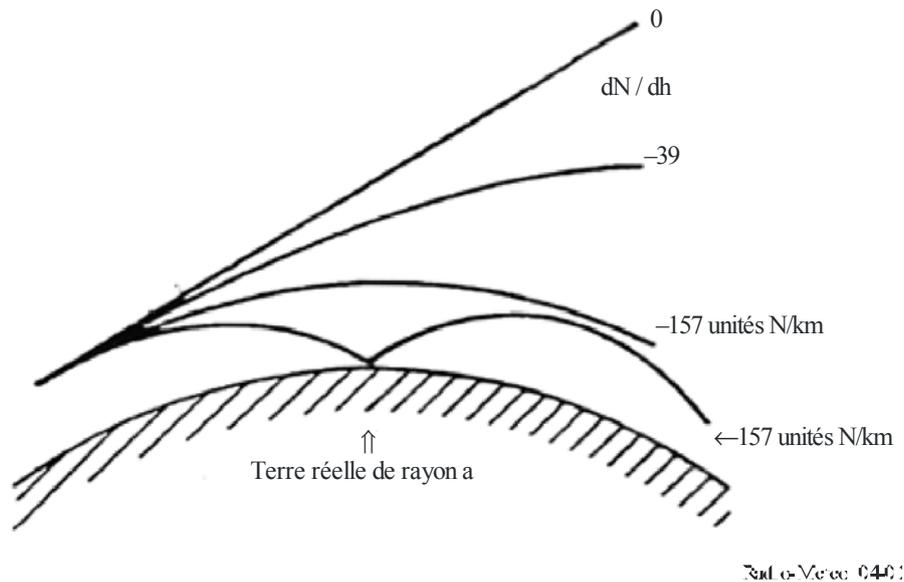
On en conclut que le facteur de rayon terrestre équivalent,  $k_e$ , est donné par:

$$k_e = \frac{10^6/a}{dN/dh + 10^6/a} = \frac{157}{157 + dN/dh} \quad (4.12)$$

Pour des conditions normalisées ( $dN/dh = -39$  unités  $N/\text{Km}$ ), on a  $k_e$  approximativement égal à 4/3.

FIGURE 4.1

## Effets de la réfraction atmosphérique sur la propagation des signaux radioélectriques



## 4.2.2 Angle d'élévation apparent

La diminution de l'indice de réfraction avec la hauteur entraîne une augmentation de l'angle d'élévation apparent d'une source éloignée. On observe des fluctuations de part et d'autre de cet angle apparent, en raison des variations locales de la structure de l'indice de réfraction. La courbure des rayons due à la réfraction ne dépend pratiquement pas de la fréquence. On observe qu'un rayon se courbe surtout dans la partie la plus dense et la plus variable de l'atmosphère, au voisinage immédiat de la surface de la Terre. Dans le cas d'une propagation Terre-espace, les erreurs affectant l'angle d'élévation apparent d'un satellite, sous l'effet de la réfraction, diminuent rapidement lorsque le satellite se déplace de l'horizon vers le zénith.

Peu de mesures de l'écart angulaire ont été publiées. Certaines sont présentées dans le Tableau 4.1.

TABLEAU 4.1

## Ecart angulaire

Angle d'élévation $\theta$ (degrés)	Ecart angulaire total moyen, $\Delta\theta$ (degrés)			
	Air continental polaire	Air continental tempéré	Air maritime tempéré	Air maritime tropical
1	0,45	—	—	0,65
2	0,32	0,36	0,38	0,47
4	0,21	0,25	0,26	0,27
10	0,10	0,11	0,12	0,14
20		0,05	0,06	
30		0,03	0,04	
	Variations journalières de $\Delta\theta$ (pour les colonnes 1 et 4 seulement)			
1	0,1 valeur quadratique moyenne			
10	0,007 valeur quadratique moyenne			

Plus l'ouverture du faisceau d'antenne est petite, plus on a besoin de précision pour le pointage de l'antenne. Les modèles atmosphériques ne suffisent pas toujours pour permettre de déterminer la direction de pointage. Dans ces conditions, il faut utiliser les valeurs de l'indice de réfraction mesurées en fonction de l'altitude.

### 4.2.3 Longueur du trajet radioélectrique

L'indice de réfraction de la troposphère étant supérieur à l'unité et variable en fonction de l'altitude, une onde se propageant en visibilité directe a une longueur de trajet radioélectrique plus grande que la longueur de trajet géométrique. La différence de longueur peut être obtenue avec une erreur inférieure à 2 cm pour un angle d'élévation  $\varphi_0$  supérieur à  $3^\circ$ , par application de l'intégrale suivante:

$$\Delta L = \int_0^{\infty} (n-1) ds \quad (4.13)$$

Si l'on néglige l'écart entre le trajet réel de l'onde et la ligne droite qui joint les deux extrémités du trajet et si l'on se place dans l'hypothèse d'une atmosphère exponentielle (diminution exponentielle de  $n-1$  avec la hauteur), on peut intégrer l'équation (4.13), ce qui donne [Boithias, 1984]:

$$\Delta L = \frac{(n_s - 1)^2}{\left[ \frac{dn}{dh} \right]_s \sin \varphi_0} \quad (4.14)$$

où  $n_s$  et  $(dn/dh)_s$  sont respectivement l'indice de réfraction et son gradient vertical à proximité de la surface de la Terre. Toutefois, en raison de certaines inexactitudes du modèle atmosphérique exponentiel, l'expression (4.14) peut donner une erreur de quelques dizaines de centimètres sur un trajet vertical Terre-satellite. Cette expression est utile lorsque l'on connaît le gradient vertical de l'indice de réfraction, soit à partir de mesures *in situ*, soit à partir de cartes du gradient du coïndice de réfraction au sol.

Cela étant, dans certaines applications, l'allongement du trajet doit être connu avec une précision moyenne meilleure que 10 cm sur un trajet vertical. De plus, les valeurs instantanées du gradient du coïndice au sol sont rarement disponibles, alors qu'il est possible de mesurer les variables météorologiques de surface. Un modèle semi-empirique a été proposé par [Berrada-Baby *et al.*, 1988], pour prévoir l'allongement vertical du trajet  $\Delta L_v$ . Ce modèle, fondé sur des mesures de surface de la pression atmosphérique  $P$ , de la température  $T$  et de l'humidité relative  $U$ , utilise les profils de radiosondages atmosphériques obtenus lors de la campagne mondiale du GARP qui a été effectuée en 1979 pendant un an (500 stations météorologiques, 365 jours, 2 sondages en 24 heures). D'après ce modèle, l'expression générale de l'allongement du trajet  $\Delta L$ , pour un angle d'élévation donné  $\varphi_0$  est:

$$\Delta L = \frac{\Delta L_v}{\sin \varphi_0 \left\{ 1 + k \cot^2 \varphi_0 \right\}^{1/2}} + \delta(\varphi_0 \cdot \Delta L_v) \quad (4.15)$$

où  $\Delta L_v$  est l'allongement vertical du trajet et  $k$  et  $\delta(\varphi_0, \Delta L_v)$  sont des facteurs de correction que l'on calcule en prenant pour hypothèse une atmosphère exponentielle.

$\Delta L_v$  s'obtient en calculant séparément les contributions des composantes "sèche" et "humide" de la troposphère; il est donc donné en mètres par:

$$\Delta L_v = 0,02228 \frac{P}{g} + f(T)U \quad (\text{m}) \quad (4.16)$$

où  $P$  (pression atmosphérique) est exprimé en hPa,  $U$  (humidité relative) est exprimé en pourcentage et  $g$  (accélération de la pesanteur à l'emplacement de mesure) est exprimé en  $\text{m/s}^2$ . La fonction  $f(T)$  dépend de l'emplacement géographique étudié et on a constaté, d'après les données fournies par la banque de données mentionnée ci-dessus, qu'elle est de la forme:

$$f(T) = v10^{\gamma T} \quad (4.17)$$

dans laquelle  $T$  (en  $^{\circ}\text{C}$ ),  $v$  (en mètres/% d'humidité relative) et  $\gamma$  (en  $^{\circ}\text{C}^{-1}$ ) sont donnés, en fonction de l'emplacement géographique, dans le Tableau 4.2.

TABLEAU 4.2

Valeurs de  $f(T)$  en fonction de l'emplacement géographique

Emplacement	$v$ (M/%)	$\gamma$ ( $^{\circ}\text{C}^{-1}$ )
Régions côtières (îles ou emplacements situés à moins de 10 km du littoral)	$5,5 \times 10^{-4}$	$2,91 \times 10^{-2}$
Régions équatoriales non côtières	$6,5 \times 10^{-4}$	$2,73 \times 10^{-2}$
Toutes autres régions	$7,3 \times 10^{-4}$	$2,35 \times 10^{-2}$

L'allongement vertical du trajet dû à la troposphère sèche est donné par le premier terme de droite de l'expression (4.16). Il est à noter que cette composante du modèle ne fait intervenir que des considérations théoriques (équilibre hydrostatique et loi des gaz parfaits). Son amplitude est d'environ 2,3 m. L'écart type  $\sigma_d$  entre cette composante sèche et celle qu'on obtient à partir de la banque des données mondiales recueillies sur un an d'après les profils atmosphériques de radiosondages mentionnés ci-dessus, est inférieur à 5 mm.

L'allongement vertical dû à la vapeur d'eau, donné par le deuxième terme de l'expression (4.16), peut atteindre 50 cm. Toutefois, une analyse des effets de la vapeur d'eau [Berrada-Baby *et al.*, 1988] montre qu'en raison de ses variations, la vapeur d'eau introduit, dans l'estimation de l'allongement, des erreurs plus grandes que ne le fait la troposphère sèche. Selon les formules ci-dessus, cette erreur varie de 2 à 6 cm selon l'emplacement géographique considéré. L'écart type  $\sigma_w$  entre l'estimation et celle qu'on obtient à partir de la banque de données susmentionnée augmente de manière exponentielle avec la température au sol selon l'expression:

$$\sigma_w = 1,89 \cdot 10^{0,0164 T} \quad (4.18)$$

Pour le calcul de l'allongement du trajet à un angle d'élévation  $\varphi_0$ , il faut employer l'équation (4.15). Le facteur de correction  $k$  tient compte des variations de l'angle d'élévation  $\varphi$  le long du trajet dues à la réfraction.

Si l'on admet que le coïndice de réfraction atmosphérique varie de manière exponentielle avec la hauteur  $h$ , comme indiqué dans le Chapitre 3, on a :

$$N(h) = N_s \cdot \exp(-h / H) \quad (4.19)$$

où  $N_s$  est la valeur moyenne du coïndice de réfraction à la surface de la Terre et  $H$  la hauteur d'échelle. En utilisant un modèle exponentiel pour le profil du coïndice, on a l'expression :

$$H = 10^6 \cdot \Delta L_v / N_s \quad (4.20)$$

Pour calculer le facteur de correction  $k$ , on obtient  $H$  à partir de l'équation (4.20) dans laquelle  $\Delta L_v$  est tel que défini dans l'expression (4.16).  $k$  est alors calculé à partir de l'expression suivante :

$$k = 1 - \left[ \frac{n_s r_s}{n(H) r(H)} \right]^2 \quad (4.21)$$

où  $n_s$  et  $n(H)$  sont respectivement les valeurs de l'indice de réfraction à la surface de la Terre et à la hauteur  $H$ , et  $r_s$  et  $r(H)$  sont les distances correspondantes au centre de la Terre. La valeur du coïndice de réfraction  $N_s$  à la surface de la Terre est donnée dans le Chapitre 3. On a calculé que la valeur de  $k$  était égale à environ  $10^{-2}$ .

Pour de petits angles d'élévation, le facteur de correction  $\delta(\varphi_0, \Delta L_v)$  de l'expression (4.15) peut être utilisé pour améliorer la valeur de  $\Delta L$ . Toutefois, son ordre de grandeur n'est que de quelques centimètres à  $10^\circ$ , ce qui est généralement négligeable par rapport aux autres incertitudes.

On dispose de plusieurs méthodes pour estimer le temps de propagation moyen sur un trajet oblique dans la troposphère ou au-delà de celle-ci. Il existe aussi une méthode permettant d'estimer la variance du temps de propagation sur un trajet Terre-espace d'après la variance mensuelle du coïndice de réfraction au sol et d'après des évaluations semi-empiriques du spectre des fluctuations du temps de propagation [Nuspl *et al.*, 1975].

#### 4.2.4 Etalement du faisceau sur des trajets obliques

L'affaiblissement du signal peut aussi résulter de l'étalement supplémentaire du faisceau de l'antenne causé par la variation de la réfraction atmosphérique en fonction de l'angle d'élévation. Ce phénomène est négligeable dès que l'angle d'élévation dépasse environ  $3^\circ$ . La Figure 4.2 ci-dessous [Crane, 1971] illustre les pertes dues aux effets de réfraction atmosphérique, à travers l'atmosphère tout entière. Pour un angle d'élévation de  $1^\circ$ , les pertes sont d'environ  $0,8 \text{ dB} \pm 0,3 \text{ dB}$ . A l'horizon, elles deviennent supérieures à 2 dB, avec une incertitude du même ordre que leur valeur moyenne. Ces résultats ont été obtenus par la méthode de tracé des rayons à travers de nombreux profils d'indice de réfraction de jour et de nuit, relevés à Albany (New York) sur une période de plusieurs années. Ils peuvent être considérés comme caractéristiques de ce que l'on observe au-dessus d'emplacements continentaux. Pour des emplacements situés près d'une côte, sur une île, en mer ou dans une région tropicale, les pertes peuvent être un peu plus élevées parce que le coïndice de réfraction au sol est plus élevé et que les gradients de l'indice de réfraction au voisinage du sol ne sont pas les mêmes [Yokoi *et al.*, 1970]. Les pertes sont indépendantes de la fréquence dans la gamme de 1 à 100 GHz où la vapeur d'eau est un des facteurs du profil de réfraction. Les effets attribuables à l'air sec seul et ceux qui se manifestent aux fréquences plus élevées n'ont pas encore été estimés, mais ils devraient être plus faibles.

#### 4.2.5 Erreur sur la vitesse de variation de la distance

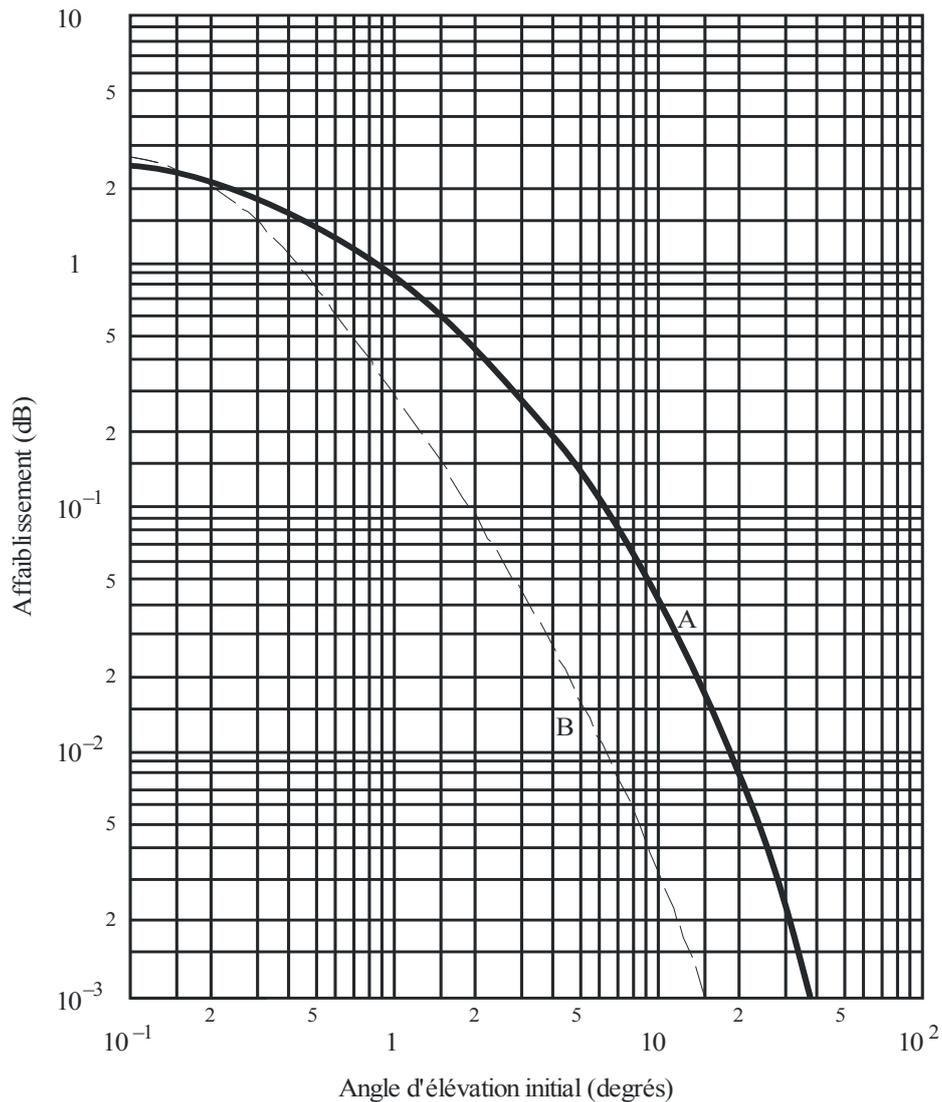
Lorsqu'une onde radioélectrique traverse l'atmosphère ou se propage dans l'atmosphère sur un trajet Terre-espace, on observe une courbure des rayons, un déphasage et un temps de propagation de groupe supplémentaires, ce qui provoque des erreurs non seulement dans la mesure de la distance et

de l'angle d'élévation, mais aussi dans le calcul de la vitesse Doppler (ou vitesse radiale) observées à partir d'une station au sol, c'est-à-dire un écart de la vitesse de variation apparente de la distance ( $dL_e/dt$ ) par rapport à la vitesse de variation réelle ( $dL/dt$ ):

$$\Delta \frac{dL}{dt} = \frac{dL_e}{dt} - \frac{dL}{dt} \quad (4.22)$$

FIGURE 4.2

**Pertes dues à l'étalement supplémentaire d'un faisceau et écart type de part et d'autre de la moyenne**



Courbes A: affaiblissement moyen  
B: écart type

Si nous nous plaçons dans les conditions d'une atmosphère à couches sphériques, la formule permettant de calculer la vitesse apparente de variation de la distance peut être obtenue à partir de la loi de Snell:

$$\frac{dLe}{dt} = n_t \left[ \frac{\cos \varphi_t}{\cos \alpha_t} \vec{L}_0 - \frac{\sin(\alpha_t - \varphi_t)}{\cos \alpha_t} \vec{a}_{t_0} \right] \cdot \vec{V} \quad (4.23)$$

où:

- $\varphi_t$ : angle d'élévation local du rayon au niveau de la cible
- $\alpha_t$ : angle d'élévation local (à la cible) de la droite  $L$  entre l'émetteur et le récepteur
- $n_t$ : indice de réfraction atmosphérique au niveau de la cible
- $a_t$ : distance radiale de la cible par rapport au centre de la Terre

$\vec{L}_0$  et  $\vec{a}_{t_0}$ : vecteurs unité dans les directions  $i$  et  $a_t$

$\vec{V}$ : vecteur vitesse de la cible.

De plus,

$$\frac{dL}{dt} = \vec{L}_0 \cdot \vec{V} \quad (4.24)$$

$\Delta \frac{dL}{dt}$  décroît rapidement lorsque le trajet se déplace de l'horizon vers le zénith.

### 4.3 Propagation au cours de conditions d'infraréfraction

#### 4.3.1 Facteur de rayon terrestre équivalent pour un trajet, $k_e$

De petites valeurs du facteur  $k$  peuvent provoquer un évanouissement complet sur certains trajets. Afin de prévoir cette sorte d'évanouissement, il faut connaître les statistiques des faibles valeurs de ce facteur. Comme le comportement instantané du facteur  $k$  diffère suivant les points situés le long d'un trajet donné, on peut alors considérer un facteur  $k$  équivalent pour le trajet,  $k_e$  (voir l'équation 4.12). En général, la valeur de  $k_e$  est déduite de mesures de propagation et représente une moyenne dans l'espace, que l'on ne pourrait obtenir autrement que par de nombreux sondages météorologiques effectués simultanément le long du trajet de propagation. La distribution des valeurs de  $k_e$  ainsi déterminées présente moins de variabilité que celle déduite de mesures météorologiques prises en des points isolés. Cette variabilité diminue lorsque la distance augmente.

Des mesures ont été effectuées en Russie, près de Moscou, dans la gamme de fréquences 600 MHz-2 GHz, sur cinq trajets en visibilité directe de longueur comprise entre 40 et 60 km. Ces mesures ont donné pour  $k_e$  une valeur supérieure à 0,86 pendant 99,9% du temps. D'un autre côté, des mesures météorologiques faites dans une couche de 100 m ont donné une valeur de  $k_e$  supérieure à 0,7 pendant le même pourcentage de temps [Troitsky, 1957]. On trouve aussi dans cette étude la théorie de base pour l'utilisation du facteur  $k_e$ , compte tenu de la variation non linéaire de  $N$  en fonction de la hauteur et de sa variation le long du trajet.

Des mesures de l'angle d'arrivée effectuées en République fédérale d'Allemagne à la fréquence 515 MHz, sur un trajet à visibilité directe de 70 km, montrent que la valeur de  $k_e$  prise sur la longueur de ce trajet ne varie pas autant qu'on pourrait s'y attendre d'après des observations météorologiques faites en un seul point de ce trajet. Des mesures de réfraction sur un trajet de 55 km à visibilité directe au Royaume-Uni ont indiqué une valeur de  $k_e$  dépassant 0,9 pendant 99,9% du

temps. Des mesures faites au Japon à la fréquence 6,7 GHz sur un trajet maritime de 112,7 km, avec réflexion des ondes sur la surface de la mer, ont indiqué une valeur de  $k_e$  dépassant 0,99 pendant 99,9% du temps. Des mesures faites en Italie sur une liaison maritime de grande longueur (240 km), aux fréquences 900 MHz et 2 164 MHz, ont montré qu'aucune valeur de  $k_e$  n'était inférieure à l'unité au cours des 10 mois qu'ont duré les mesures.

Pour l'application aux liaisons par faisceau hertzien, on trouvera dans la Recommandation UIT-R P.530 une courbe expérimentale donnant la valeur minimale pratique de  $k_e$  en fonction de la longueur du trajet pour un climat tempéré.

#### 4.3.2 Prévision des valeurs minimales de $k_e$

On a proposé une méthode de calcul pour déterminer la valeur minimale de  $k_e$  [Mojoli, 1980]. Les différentes étapes de ce calcul sont les suivantes:

- On détermine la distribution du gradient vertical de l'indice de réfraction en un point,  $G_0$ , pour l'emplacement considéré et on évalue sa valeur moyenne  $\mu_0$  et son écart type  $\sigma_0$ .  
La valeur de  $\sigma_0$  est évaluée à partir de la distribution de  $G_0$  au-dessus de la valeur médiane. Bien que, en général, la distribution de  $G_0$  ne soit pas une distribution normale, l'estimation de  $\sigma_0$  sera faite dans cette hypothèse.  
Compte tenu du fait que les gradients positifs du coïndice de réfraction donnant naissance à un évanouissement complet se produisent dans la basse atmosphère, on pourra utiliser cette distribution pour la couche située à 100 m du sol.
- On suppose que la distribution en un point de  $G_0$  est la même le long de tout le trajet. Pour tenir compte du fait que le comportement instantané de  $G_0$  peut varier d'un point à un autre, on fait intervenir un "gradient équivalent"  $G_e$ .
- On démontre que la valeur de  $G_e$  est la moyenne des gradients  $G_0$  le long d'un bond. On démontre également:
  - que la distribution de  $G_e$  tend vers une distribution normale à mesure que la longueur du trajet  $d$  (km) augmente;
  - que la valeur moyenne  $\mu_e$  et l'écart type  $\sigma_e$  de  $G_e$  sont donnés par les expressions empiriques suivantes:

$$\mu_e \approx \mu_0 \tag{4.25}$$

$$\sigma_e \approx \frac{\sigma_0}{\sqrt{1 + d / d_0}}$$

Des mesures simultanées du gradient de l'indice de réfraction radioélectrique, effectuées en deux points d'un trajet établi dans une zone de climat tempéré en Europe septentrionale, ont confirmé les résultats fournis par ce modèle statistique, ainsi que la valeur  $d_0 \approx 13,5$  km.

- Une fois calculés  $\mu_e$  et  $\sigma_e$ , on peut obtenir les valeurs de  $G_e$ , et donc celles de  $k_e$  avec la formule (4.12), qui sont dépassées pendant un pourcentage de temps quelconque. On obtient par exemple:

$$G_e \approx \mu_e + 3,1 \sigma_e \tag{4.26}$$

pour une probabilité de 99,9%, et:

$$G_e \approx \mu_e + 3,7 \sigma_e \quad (4.27)$$

pour une probabilité de 99,99%.

- Il est suggéré d'utiliser la procédure ci-dessus pour des longueurs de trajets  $d$  supérieures à environ 20 km. Pour rester dans des limites raisonnables, on planifie les bonds courts (moins de 20 km), en utilisant directement les statistiques concernant le gradient ponctuel vertical  $G_0$ , c'est-à-dire  $\mu_e \approx \mu_0$  et  $\sigma_e \approx \sigma_0$ .

On a appliqué cette méthode en trois emplacements. Pour un de ces emplacements, à savoir Trappes en France, la courbe calculée du facteur  $k_e$  minimal en fonction de la longueur du trajet pour 99,99% du temps est en bonne concordance avec la courbe établie à partir de mesures radioélectriques uniquement, représentée à la Figure 2 de la Recommandation UIT-R P.530.

Une autre application de cette méthode utilisée en huit autres emplacements aboutit aux conclusions suivantes. En général, si on utilise les données du mois le plus défavorable et si on fait une évaluation prudente de l'écart type du gradient du coïndice (par exemple, la valeur de 99,9%), la méthode mentionnée ci-dessus donnera une bonne indication de la valeur de  $k_e$  pour une zone donnée. On ne doit pas appliquer cette méthode pour des pourcentages supérieurs à 99,9% du mois. De même, cette méthode ne s'applique pas aux zones dans lesquelles la valeur médiane du gradient du coïndice est inférieure à  $-100$  N/km environ.

On a procédé à une évaluation de  $d_0$  de la formule (4.25) à partir de brèves mesures effectuées en Finlande. Des valeurs de  $d_0$  très différentes seront probablement obtenues à partir de données provenant de pays situés sous des latitudes basses.

D'autres techniques ont aussi été appliquées à d'autres régions géographiques [Schiavone, 1981; Kalinin, 1979] pour déterminer les valeurs statistiques de  $k_e$  ou d'autres paramètres pertinents pendant des périodes d'infraréfraction.

#### 4.4 Propagation en présence de couches de superréfraction

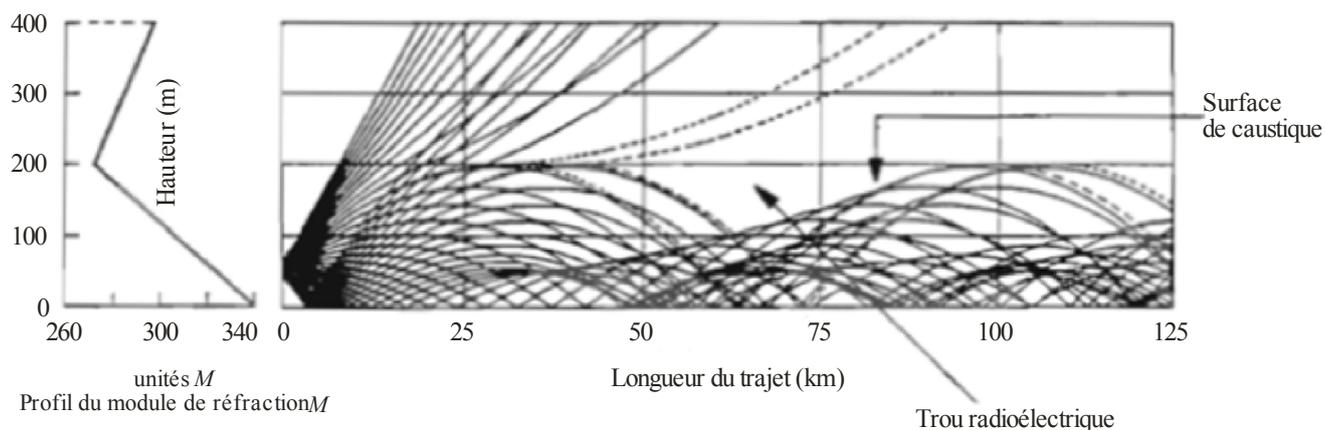
En règle générale, il est difficile de décrire les structures de réfraction qui font intervenir des couches de superréfraction, parce que le profil vertical du coïndice  $N$  n'a pas une forme régulière. La Figure 3.12 fournit un exemple. Néanmoins, on a souvent intérêt à considérer des profils verticaux schématiques du coïndice  $N$  ou du module de réfraction  $M$  (voir les Figures 3.14 et 3.15).

##### 4.4.1 Description qualitative par tracé du rayon

Plusieurs chercheurs ont utilisé la technique de tracé de rayon pour simuler l'influence d'une couche de guidage sur la propagation radioélectrique le long d'un trajet en visibilité directe. Ces simulations permettent d'obtenir graphiquement les caustiques, les rayons réfléchis sur le sol et les zones de trous radioélectriques. Un exemple est fourni à la Figure 4.3 [Boithias, 1984].

FIGURE 4.3

## Exemple de tracé de rayon



Gradient du coindice dans le conduit: 500 N/km  
 Epaisseur du conduit: 200m  
 Hauteur de l'antenne d'émission: 50m

Rad-Metec 0403

Les applications de la technique de tracé de rayon mettent en évidence que le renforcement du signal, l'évanouissement sélectif dû aux trajets multiples et l'évanouissement uniforme dans les limites d'une largeur de bande importante, observés lors d'essais, sont des aspects inséparables d'un même phénomène, qui dépend des hauteurs relatives des antennes de l'émetteur et du récepteur et de la hauteur de la couche de guidage par rapport à celle de l'antenne de l'émetteur [Parl, 1983]. Du côté de l'antenne du récepteur, le nombre et l'amplitude des rayons  $/A/$ , le temps de propagation relatif  $\delta\tau$  et l'angle d'arrivée AOA varient en fonction de la hauteur " $h_0$ " de la couche de propagation guidée par rapport aux hauteurs des stations terminales (voir la Figure 4.4) [Webster, 1983].

FIGURE 4.4

**Variation de l'amplitude à la réception  $|A|$ , du retard entre les rayons  $\delta\tau$  et de l'angle d'arrivée AOA avec la hauteur de la couche de propagation guidée,  $h_0$**

(Les chiffres 1, 2, 3 désignent les trois différents rayons dus à la couche de propagation guidée.)

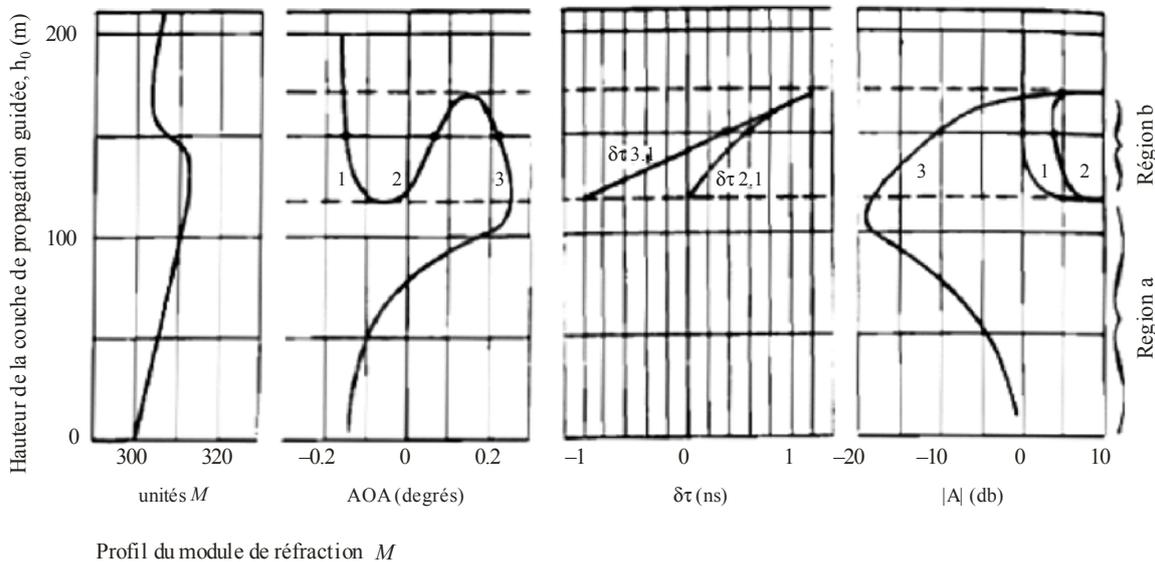


Table-Verac: 04-04

TABLEAU 4.3

**Valeurs normales utilisées pour le tracé des courbes de la Figure 4.4**

Coïndice de réfraction au sol, $N_0$ (unités N)	300
Gradient du coïndice au sol (unités N/km)	-40
Variation du coïndice, $\Delta N$ (unités N)	-20
Epaisseur de la couche de guidage, $H$ (m)	100
Hauteur de l'émetteur, $h_0T$ (m)	100
Hauteur du récepteur, $h_0R$ (m)	100
Longueur du trajet, $L$ (km)	50

Dans les limites d'un ensemble de valeurs de  $h_0$  tel que représenté sur la Figure 4.4, on note dans la "région a" des effets de défocalisation et des écarts d'angle d'arrivée qui se produisent simultanément et on constate dans la "région b" la présence de trois rayons. Lorsqu'il existe des trajets multiples atmosphériques et lorsque  $h_0$  et les hauteurs des deux stations terminales sont égales, on a observé jusqu'à 11 rayons [Parl, 1983]. Certains rayons ont une faible amplitude, mais leur influence n'est pas négligeable si la somme de tous les autres rayons est de faible amplitude. La dispersion relative des temps de propagation est proportionnelle à " $d^3$ " pour les distances courtes et à " $d$ " pour les distances plus longues.

Les variations angulaires du trajet, lorsqu'il y a un seul trajet (voir la Figure 4.4), sont du même ordre de grandeur que les écarts de l'angle d'arrivée dans le cas de trajets multiples. C'est pourquoi le problème des trajets multiples ne peut se résoudre simplement en augmentant le gain d'antenne, par suite des effets de découplage d'antenne.

On compte peu d'études théoriques sur les mécanismes de propagation produisant un évanouissement important dans le cas de trajets faiblement inclinés. Dans l'une de ces études utilisant une simulation par le tracé des rayons, on avance que la défocalisation peut être la cause

principale de cet évanouissement important [Strickland, 1980]. Si on simule l'influence d'une grande différence de hauteur d'antenne entre les stations terminales, on s'aperçoit que, dans ce cas, il ne peut se produire de trajets multiples atmosphériques, mais que les effets de découplage d'antenne peuvent être importants. De plus, dans des conditions de réception d'un signal faible, même un rayon réfléchi au sol d'amplitude réduite peut avoir une grande influence.

#### 4.4.2 Influence de la formation des conduits radioélectriques

Les couches de guidage ont des effets importants, aussi bien sur les trajets en visibilité que sur des trajets qui ne seraient pas en visibilité dans des conditions de réfraction normales.

Lorsqu'il existe une couche de guidage, la notion d'horizon n'a plus de sens précis et des points très éloignés l'un de l'autre peuvent se trouver en visibilité. Par suite, l'existence de couches de guidage est l'une des causes principales de brouillage entre deux services. L'étude générale des divers mécanismes de brouillage est faite dans la Recommandation UIT-R P.452.

La Figure 4.3 montre comment les couches de guidage agissent pour créer des caustiques et des zones où le niveau des signaux est faible.

En cas de combinaison de deux ou plusieurs rayons qui ont subi des délais de propagation différents, il se produit des évanouissements sélectifs en fréquence qui peuvent entraîner des variations d'amplitude et de phase dans la largeur de bande du canal de transmission. Si l'on veut caractériser cet effet en vue de son utilisation par les concepteurs des systèmes, il faut connaître la fonction de transfert complexe du canal atmosphérique sur sa réponse impulsionnelle, dans les conditions de propagation par trajets multiples.

Il ressort de nombreux résultats expérimentaux qu'il se produit des modifications relativement rapides, c'est-à-dire en quelques fractions de seconde, des conditions de propagation lorsqu'interviennent des trajets multiples.

L'effet, soit de diffusion, soit de réflexion, soit de réfraction, qu'une couche de propagation guidée peut avoir sur une onde radioélectrique incidente venant du bas, dépend en grande partie du gradient de l'indice de réfraction, des fluctuations à petite échelle de cet indice, de l'angle d'incidence et du rapport de la longueur d'onde à l'épaisseur de la couche. Le phénomène de propagation guidée se produit pour des angles d'incidence rasante dont la valeur  $\theta$  est inférieure à une valeur critique  $\theta_c$ :

$$\theta < \theta_c = \arcsin \left( \sqrt{2|\Delta M| \times 10^{-6}} \right) \quad (4.28)$$

où  $\Delta M$  est la diminution du module de réfraction à travers une couche de guidage d'une épaisseur  $\delta$  [Dougherty et Dutton, 1980]. Pour que la propagation guidée soit efficace, la longueur d'onde  $\lambda$  doit être inférieure à une valeur critique  $\lambda_c$ :

$$\lambda < \lambda_c = 1,9 \times 10^{-4} D^{1,8} \quad (4.29)$$

où  $D$  est l'épaisseur du conduit radioélectrique troposphérique, exprimée en mètres.

La réflexion se produit lorsque l'angle d'incidence rasante est inférieur à l'angle critique. Le coefficient de réflexion pour un champ incident peut s'exprimer approximativement par:

$$|C_R| \approx \frac{1}{4\pi} (\theta_c / \theta)^2 \left( \frac{\sigma}{\delta} \right) \quad (4.30)$$

où  $\sigma/\delta = \lambda/2\delta \sin \theta$  est de l'ordre de 1 ou moins [Hall, 1980]. Une réflexion spéculaire efficace se produit lorsque l'échelle verticale  $\sigma = \lambda/2 \sin \theta$  est supérieure à  $\delta$ .

Une couche mince de turbulence produira aussi une réflexion spéculaire lorsque l'échelle verticale est plus grande que l'échelle verticale externe de la turbulence:

$$\sigma > L_{ov} \approx \delta \quad (4.31)$$

Lorsque  $\sigma < L_{ov}$ , la couche mince produira de la diffusion par turbulence.

Pour qu'il se produise une réflexion sur une couche ou une propagation guidée dans un conduit élevé, il faut la présence de couches troposphériques de gradients suffisamment importants. On a observé que ces couches sont limitées par des couches turbulentes minces. Selon la fréquence et l'angle d'incidence, la couche donnera lieu à la formation de conduits, à une réflexion sur la totalité de la couche, à une réflexion sur les couches minces turbulentes ou à une diffusion dans un volume de turbulence à l'intérieur d'une couche mince.

#### 4.4.2.1 Approches théoriques de la propagation dans des conditions de guidage

Pour résoudre certains des problèmes théoriques qui se posent lorsqu'on étudie la propagation dans des conditions de guidage, on peut employer des méthodes différentes selon la fréquence porteuse et les caractéristiques du guidage. Pour les fréquences inférieures à environ 300 MHz, la méthode de la théorie des modes donne des résultats satisfaisants alors que la méthode de l'optique géométrique est mieux adaptée aux fréquences dans la bande des ondes décimétriques et plus courtes. Cependant, on a besoin de relations géométriques simples pour les applications pratiques de la théorie des modes.

##### 4.4.2.1.1 Fréquence de coupure d'un conduit

Comme dans un guide d'ondes métallique, une onde électromagnétique peut se déplacer dans un conduit troposphérique selon différents modes d'onde. Le nombre de modes dépend du rapport de l'épaisseur du conduit et de la longueur d'onde du signal qui se déplace. L'analogie entre un guide d'ondes métallique et un conduit troposphérique se limite toutefois au cas d'une surface terrestre très régulière et parfaitement conductrice. En admettant que la hauteur du conduit est constante le long du trajet radioélectrique étudié, que le module de réfraction  $M$  diminue de manière linéaire avec la hauteur dans la couche de guidage et que le gradient  $M$  est constant le long du trajet, on a [Boithias, 1984]:

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{A_n}{\sqrt{\Delta M}} \quad (4.32)$$

où:

$H$ : épaisseur minimale que doit avoir le conduit pour que l'on observe le mode  $n$

$A_n$ : constante dépendant de l'ordre du mode

$\Delta M$  (intensité du conduit): diminution totale de  $M$  dans la couche de guidage

$\lambda$ : longueur d'onde.

Pour une couche de guidage au sol ayant une hauteur fixe et une valeur donnée  $\Delta M$ , la longueur d'onde maximale d'un signal guidé peut être calculée en utilisant  $A_1 = 400$ ,  $A_2 = 930$ ,  $A_3 = 1\,460$  pour les trois premiers modes. Les valeurs de  $A_1$  et  $A_2$  sont plus faibles pour un conduit élevé.

Toutefois, la fréquence de coupure calculée pour un conduit troposphérique donné ne constitue pas une limite rigoureuse. Il est préférable de considérer que lorsque la fréquence tombe au-dessous de cette limite, une énergie électromagnétique de plus en plus grande s'échappe du conduit troposphérique.

Pour les conduits troposphériques en surface ayant une épaisseur d'environ cent mètres, le nombre de modes est de quelques dizaines dans les ondes décimétriques, mais de plusieurs centaines pour les ondes centimétriques. Dans certains cas, il est préférable d'utiliser l'optique géométrique.

#### 4.4.2.1.2 Effet de l'inclinaison du trajet

Le signal émis par une source radioélectrique située dans un conduit ne peut être guidé dans le conduit si son angle d'élévation est trop grand. Pour un conduit horizontal au sol au-dessus d'une Terre plate ( $k = \infty$ ), avec seulement un gradient vertical du coïndice de réfraction, on peut calculer la limite de l'angle d'élévation  $\varphi_0$  [Boithias, 1984]. Si:

$$|\varphi_0| \geq \sqrt{-2b_1(H - h_0)} \quad (4.33)$$

le signal s'échappera du conduit et les trajets multiples atmosphériques et les phénomènes associés ne se produiront pas. Dans cette expression,  $b_1$  est le gradient du module de réfraction,  $H$  est l'épaisseur du conduit et  $h_0$  est l'altitude de l'antenne de l'émetteur.

Dans cet exemple schématique,  $\varphi_0$  est aussi l'angle du rayon avec la surface limite supérieure de la couche de guidage. Sur un terrain incliné ayant une surface relativement plate, on peut admettre que la couche de guidage suivra la pente du terrain. En pareil cas, la propagation radioélectrique dépendra de la différence entre l'inclinaison du trajet et la pente moyenne du terrain plutôt que de l'inclinaison du trajet seulement.

D'après [Parl, 1983], les phénomènes de réfraction atmosphérique sont encore plus complexes parce que l'angle limite  $\varphi_0$  varie aussi de manière linéaire avec la longueur du trajet  $d$ . En résumé, on peut dire que l'inclinaison du trajet joue un rôle important dans la formation de trajets multiples, mais il est nécessaire de tenir compte de la pente moyenne du terrain, de la position de l'antenne  $h_0$  dans le conduit et évidemment des conditions météorologiques locales.

#### 4.4.2.2 Affaiblissements en propagation guidée

Dans la propagation en espace libre, l'énergie traversant l'unité d'aire varie comme l'inverse du carré de la distance. Dans le cas de la propagation guidée, la dispersion de l'énergie dans le sens vertical est éliminée par le guidage, d'où la loi de variation comme l'inverse de la distance. En d'autres termes, à une distance  $d'$  à l'intérieur du conduit, l'affaiblissement de transmission de référence  $L_b$  est relié à l'affaiblissement de référence en espace libre  $L_{bf}$  par:

$$L_b = L_{bf} - 10 \log d' + A \quad (4.34)$$

On a observé des affaiblissements de transmission aussi faibles au-dessus de l'eau. Naturellement, cette amélioration notable par rapport à la propagation en espace libre est normalement atténuée par le terme  $A$ , lequel tient compte de divers mécanismes d'affaiblissement dont, par exemple, l'affaiblissement de fuite dû aux irrégularités du conduit ou l'affaiblissement dû à la réflexion sur le sol, etc. Cependant, on a observé, à des fréquences comprises entre environ 0,8 et 3 GHz, des champs reçus après propagation au-dessus de l'eau qui étaient très supérieurs au champ en espace libre à 370 km de distance, et à peu près égaux à ce champ à 1 000 km. Ce phénomène est inhabituel, mais pas rare; il peut persister plusieurs heures et même, en certains endroits, plusieurs jours.

Ces situations sont particulièrement fréquentes au-dessus ou au voisinage de grandes étendues d'eau.

Des observations effectuées sur un trajet de 920 km au-dessus de la mer Noire, aux fréquences de 150, 821, 4 800 et 6 000 MHz, ont montré que le champ dépendait de la fréquence. On a obtenu une valeur maximale de  $L_{bf}$  à 821 MHz [Troitsky, 1989].

Il y a encore quelques affaiblissements supplémentaires attribuables aux caractéristiques du conduit et à d'autres conditions atmosphériques:

- l'absorption, fonction de la fréquence, par les gaz de l'atmosphère (Recommandation UIT-R P.676);

- les fuites d'énergie à l'extérieur de conduits non uniformes (c'est-à-dire de conduits dont les caractéristiques varient dans le plan horizontal). Par exemple, des mesures de propagation effectuées dans la zone qui s'étend du Chatt al-Arab au Golfe d'Oman ont montré qu'il se produit régulièrement des conduits non uniformes.

Il existe en outre des pertes associées au couplage de l'énergie radioélectrique qui pénètre dans le conduit et qui s'en échappe. Ces pertes dépendent des limites verticales des conduits par rapport aux positions des antennes des systèmes radioélectriques. Les couches élevées présentent une variation cyclique horizontale (ondulatoire) de leurs caractéristiques, qui affecte les pertes par couplage mentionnées plus haut [Crane, 1981; Dougherty et Hart, 1979].

#### 4.4.2.3 Réflexion sur la surface de la Terre dans des conditions de guidage

La réflexion spéculaire sur la surface de la Terre varie avec les conditions du guidage. On a constaté, sur le plan théorique, que sur les trajets radioélectriques situés au-dessus d'un terrain plat, la réflectivité et le point de réflexion varient légèrement lorsque la situation de temps clair passe de conditions de réfraction normale à des conditions de forte réfraction. De petits tronçons plats (quelques kilomètres ou moins) de terrain irrégulier peuvent aussi provoquer une réflexion spéculaire de la puissance radioélectrique. Il apparaît que la puissance réfléchie de façon spéculaire par un terrain irrégulier varie beaucoup avec le coïndice de réfraction. Plus les conditions de guidage sont prononcées, plus la puissance réfléchie est élevée. En fonction des conditions de réfraction, des ouvertures d'antenne et de l'inclinaison du trajet et du terrain, le niveau de la puissance réfléchie sur la surface peut dépasser le niveau en espace libre.

#### 4.4.3 Propagation par trajets multiples

Les mécanismes de propagation qui produisent des évanouissements importants et des effets de déphasage sur les trajets horizontaux ou faiblement inclinés sont associés à l'existence de phénomènes de propagation par trajets multiples et autres, pouvant éventuellement conduire à la formation d'une surface caustique et d'un trou radioélectrique d'un côté de cette surface, et d'interférences entre plusieurs rayons de l'autre côté (Figure 4.3). Ces mécanismes existent principalement pendant des périodes de valeur négative élevée du gradient de l'indice de réfraction, et de stratification troposphérique.

La propagation sur trajets multiples est généralement décrite en fonction de deux ou plusieurs rayons distincts, d'amplitude et de temps de propagation différents, associés dans le récepteur. En employant un système d'antenne à haute résolution, on a observé quatre rayons au cours de conditions d'évanouissements importants [Crawford et Jakes, 1952]. L'analyse des données recueillies lors d'essais dans une grande largeur de bande conduit à penser que certains évanouissements sélectifs particulièrement profonds pourraient résulter de la composition de sept rayons [Kaylor, 1953]. Les différences de temps de propagation entre ces rayons ont été estimées à des valeurs pouvant atteindre 12 ns.

Des mesures faites dans différents pays ont montré que, par moments, le nombre de trajets multiples peut être très élevé. Cependant, des analyses de la distorsion d'amplitude effectuées au Japon pour des largeurs de bande de 500, 750 et 4 000 MHz avec des trajets de 20 à 80 km ont indiqué que le nombre de rayons multiples pendant la durée d'évanouissement était de deux ou trois dans la plupart des cas [Sasaki et Akiyama, 1979]. Des mesures effectuées au Japon ont montré que la plupart des évanouissements profonds sont causés par des interférences entre deux rayons dominants et que la différence de longueur entre les trajets de ces rayons varie considérablement selon les conditions qui règnent sur le trajet de propagation. Le rapport d'amplitude relatif entre les rayons multiples variait rapidement entre des limites étendues, d'où une densité de probabilité presque uniforme. Les retards peuvent parfois correspondre à des différences de longueur de trajet extrêmement élevées même sur des trajets courts.

Ces résultats indiquent également que l'amplitude relative d'un rayon associé à un trajet de propagation particulier décroît avec l'augmentation du temps de propagation. On montre par exemple que, pour des affaiblissements supérieurs à 12 dB mesurés à 11 GHz sur une liaison de 50 km, dans 90% des cas où un retard d'au moins 6 ns a été observé, l'amplitude des rayons secondaires est au moins à 27 dB au-dessous du niveau dans l'espace libre. Cependant, aucune relation distincte n'a été établie entre les amplitudes et les temps de propagation. De grandes amplitudes correspondent normalement à des temps de propagation inférieurs à 1 ns environ. On trouvera d'autres résultats ainsi que les références correspondantes dans [Stephansen, 1981].

Une baisse des amplitudes des rayons et un important évanouissement uniforme du signal à la réception dans une grande largeur de bande [Kaylor, 1953] ont été observés par rapport au niveau dans l'espace libre. Ces baisses du niveau peuvent être causées par l'existence d'un trou radioélectrique provenant de l'effet de courbure du rayon par une couche de guidage. De plus, des écarts angulaires importants du signal à la réception, mesurés sur un certain nombre de bonds, peuvent provoquer un découplage d'antenne.

#### 4.4.3.1 Conditions météorologiques et orographiques associées à la propagation par trajets multiples

On a procédé à des mesures des niveaux du signal à 11,6 GHz dépassant la valeur en espace libre sur un trajet de 155 km au-dessus de la Manche entre les côtes anglaises et françaises. Dans un cas, le signal de niveau élevé a persisté pendant plus de 36 heures. Pendant cette période, il est apparu que l'air exceptionnellement chaud venu de France et se déplaçant dans la direction nord-ouest au-dessus de la mer froide a produit un guidage par advection. La durée du signal de niveau élevé correspondait à la durée de ces conditions météorologiques [Vilar *et al.*, 1988]. Sur le même trajet par diffusion troposphérique, on a observé dans des conditions normales que d'importants renforcements du signal se sont produits lors de situations anticycloniques, l'une correspondant au centre de la zone de hautes pressions située au-dessus de l'Atlantique, l'autre correspondant au centre de la zone de hautes pressions située au-dessus du continent [Spillard *et al.*, 1989].

Les résultats expérimentaux obtenus avec une seule fréquence sur différents trajets montrent que les phénomènes de propagation pendant les nuits où l'on a observé des conditions prononcées de coïndice négatif suivent fréquemment le même processus. Le niveau du signal commence par augmenter au-delà de la valeur en espace libre et peut rester plusieurs heures à ce niveau avec seulement de faibles variations. Après cela, pendant une autre période de la nuit, des variations importantes et rapides se produisent au-dessus et au-dessous de la valeur en espace libre. A la fin de cette deuxième période, il est fréquent que le niveau augmente à nouveau par rapport à la valeur en espace libre. Toutefois, des enregistrements effectués simultanément sur plusieurs fréquences montrent par exemple que le niveau est moins perturbé à 3,8 GHz qu'à 6,1 GHz. Des mesures météorologiques et des observations radioélectriques effectuées simultanément pendant ce type de phénomène de propagation ont montré que dans un cas il existait une structure à couches multiples au sol avec une température moyenne de 0°C et une haute pression atmosphérique (1 035 hPa) au niveau du sol [Mon *et al.*, 1980].

Dans un autre cas, on a observé que le renforcement marqué du signal (10 dB) qui s'était produit au début de la matinée coïncidait avec la baisse de la température au sol et l'apparition d'un brouillard épais à l'emplacement du récepteur. La température minimale (0°C) a été enregistrée à 0700 UT au moment où se produisaient des variations importantes et rapides du niveau du signal.

#### 4.4.4 Variations de l'angle d'arrivée

L'angle d'arrivée a été mesuré au moyen d'une antenne à faisceau orientable [Crawford et Jakes, 1952] et par interférométrie dans le domaine spatial [Webster et Scott, 1987]. Il existe une bonne corrélation entre l'angle d'arrivée et le gradient de l'indice de réfraction modifié. Dans le plan vertical, on a observé des écarts angulaires aussi grands que 0,7° au-dessus de la direction normale et

de  $0,8^\circ$  au-dessous. Il n'y avait habituellement pas d'écarts d'angle d'arrivée et en tout cas ils n'étaient jamais supérieurs à  $0,1^\circ$  dans le plan horizontal. On a observé des variations de l'angle d'arrivée du trajet du rayon principal aussi grandes que  $0,9^\circ$ .

#### 4.5 Représentation du canal de propagation dans les conditions de superréfraction

Lorsque des rayons multiples sont déterminés par des simulations avec tracé des rayons, il s'agit évidemment de rayons physiques (dans le cadre du modèle considéré). Les choses sont moins évidentes lorsque les paramètres des rayons sont déterminés à partir de données expérimentales; en effet, les méthodes de spécification des rayons ne sont en général pas très sûres, en raison de la limitation des largeurs de bande et du bruit qui influe sur les données.

##### 4.5.1 Modèle multirayons

Le modèle physique le plus utilisé pour décrire de près la réalité physique est le modèle multirayons. Ce modèle est justifié par les études de simulation par tracé de rayons (§ 4.4.2); ces études montrent en effet que la présence de certaines structures atmosphériques, comme des couches superréfractantes, peut conduire à l'existence de régions de brouillage dans lesquelles on reçoit la superposition d'ondes s'étant propagées suivant plusieurs trajets. Certains de ces rayons peuvent être dus à des réflexions sur le sol ou sur des stratifications atmosphériques, d'autres à de la réfraction atmosphérique. La fonction de transfert de ce modèle peut s'exprimer par:

$$H_A(\omega) = \sum_{i=1}^N A_i e^{-j(\omega T_i + \phi_i)} \quad (4.35)$$

où  $\omega = 2\pi f$  et  $A_i$ ,  $T_i$  et  $\phi_i$  sont respectivement l'amplitude, le temps de propagation et la phase du  $i^{\text{ème}}$  rayon.

On normalise habituellement les amplitudes par rapport à un niveau de référence, par exemple le niveau d'espace libre, les retards et les phases par rapport à l'un des rayons pris comme référence. La fonction de transfert peut alors s'écrire:

$$H(\omega) = a_0 + \sum_{i=1}^{N-1} a_i e^{-j(\omega T_i + \phi_i)} \quad (4.36)$$

où  $a_0$  et  $a_i$  sont les amplitudes des rayons par rapport au niveau de référence et  $T_i$  et  $\phi_i$  les retards et déphasages des autres rayons par rapport au rayon de référence d'amplitude  $a_0$ .

Une caractéristique du modèle est la variabilité du nombre  $N$  de rayons, qui dépend de la situation physique et doit donc être considéré comme un paramètre du modèle.

Les mesures en bande large ( $\geq 400$  MHz) conduisent souvent à un nombre élevé de rayons. A partir de mesures dans une largeur de bande de 450 MHz, des ensembles de valeurs de  $a_i$  et  $\tau_i$  ont été obtenus pour un modèle à quatre rayons [Crawford et Jakes, 1952] et pour un modèle à sept rayons [Kaylor, 1953] en supposant dans les deux cas les différences de phase nulles ( $\phi_i = 0$ ). Des normes effectuées dans une largeur de bande de 1,3 GHz ont fait apparaître que quatre rayons suffisaient, mais en autorisant une variation des paramètres pendant la durée d'un balayage en fréquence. Toutefois, le modèle n'implique pas nécessairement que le nombre  $N$  de rayons soit élevé. Les simulations par tracé de rayons sur un modèle d'atmosphère ne comportant qu'une seule couche de guidage ne conduisent souvent qu'à trois rayons d'origine atmosphérique.

Dans l'approximation de l'optique géométrique, sur laquelle se fonde le modèle multirayons, il n'est pas possible de caractériser le champ dans la région d'un trou radioélectrique. L'analyse peut se faire à l'aide d'autres méthodes, par exemple celle de l'équation parabolique.

## 4.5.2 Considérations d'ordre théorique sur les statistiques relatives à une fréquence unique

Dans le cas d'une fréquence unique, le signal reçu est la somme vectorielle de plusieurs rayons. Il est dès lors possible de déterminer de façon théorique les distributions d'amplitude et de phase de ce signal, moyennant des hypothèses raisonnables concernant les signaux individuels. La méthode à appliquer a été bien décrite dans [Beckmann, 1964].

Il faut mentionner un facteur important, à savoir la présence d'un signal dominant direct, considéré comme signal déterministe. En l'absence d'une composante dominante, on obtient une distribution de Rayleigh si les phases des signaux individuels sont uniformément réparties ou, dans le cas non uniforme, une distribution plus générale.

Si un signal constant est présent et si tous les autres signaux se combinent pour former un vecteur de Rayleigh, on obtient une distribution de Rice-Nakagami. Kalinin [1992] a décrit des distributions plus générales.

Dans tous les calculs mentionnés plus haut, on applique le théorème de la limite centrale. Dans les cas où ce théorème ne s'applique pas (nombre insuffisant de signaux composants ou nombre aléatoire de composantes), on se trouve dans une situation plus complexe qui n'a pas encore été étudiée dans sa généralité.

On a démontré cependant que, si l'on considère uniquement les évanouissements profonds, la fonction de distribution de probabilité varie comme le carré de l'amplitude du signal (tout comme une distribution de Rayleigh), cela avec des hypothèses très générales. Ce domaine d'évanouissement est parfois qualifié d'évanouissement de Rayleigh.

## 4.5.3 Modèles pour la fonction de transfert par trajets multiples

Sur des largeurs de bande inférieures à environ 60 MHz, il est possible de représenter la fonction de transfert par trajets multiples (FTM) par des modèles mathématiques qui sont beaucoup plus simples que le modèle multirayons, mais dont les paramètres a priori n'ont aucune signification physique. On peut classer ces modèles en modèles polynomiaux et modèles à rayons fictifs.

### 4.5.3.1 Modèles polynômiaux

Il est possible de représenter la FTM par des polynômes réels ou complexes, utilisant ainsi une approximation mathématique classique d'une fonction. Dans la largeur de bande de 20 à 60 MHz d'un canal de transmission, les distorsions de la FTM sont souvent suffisamment faibles pour être correctement décrites par des polynômes de degré 2 ou moins.

Les méthodes disponibles sont les suivantes:

a) L'expression polynomiale de l'amplitude et du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence, de forme générale:

$$P(\omega) = C_0 + C_1\omega + C_2\omega^2 + \dots + C_N\omega^N \quad (4.37)$$

[Smith et Cormack, 1982; Liniger, 1983]. Ces modèles comportent toutefois un nombre élevé de paramètres.

b) L'expression complexe polynomiale pour la fonction de transfert, de forme générale:

$$H(\omega) = R_0 + \sum_{k=1}^N (R_k + jX_k)\omega^k \quad (4.38)$$

[Sylvain et Lavergnat, 1985].

On a constaté que le modèle polynomial b), en utilisant les termes du premier ordre, est en bonne concordance avec les données expérimentales relevées sur un bond de 42,5 km à 6 GHz dans une largeur de bande de 26 MHz et avec des données relevées sur des bonds de 37 et de 50 km à 11 GHz dans une largeur de bande de 55 MHz. On a obtenu des statistiques, concernant les paramètres de ces modèles, qui sont décrites dans le Manuel sur les faisceaux hertziens numériques, UIT, 1996.

#### 4.5.3.2 Modèles à rayons fictifs

On peut également décrire la FTM en utilisant différents modèles qui ont une forme mathématique semblable à l'équation (4.36) avec un nombre de rayons  $N$  fixe et limité. Ces modèles sont traditionnellement appelés "modèles à rayons". Cependant, du fait des simplifications apportées à l'expression de la fonction de transfert, les "rayons" de ces modèles n'ont en général aucune relation directe avec les divers trajets de propagation réels. Pour éviter toute ambiguïté, on peut les appeler "rayons fictifs". Dans les descriptions de modèles à rayons qu'on trouvera ci-après, nous supposons qu'on a affaire dans tous les cas à ces rayons fictifs.

Une analyse théorique partant du modèle multirayons montre qu'un modèle à deux rayons fictifs en est généralement une bonne approximation sur une bande de fréquences de largeur inférieure à environ 100 MHz [Rummler, 1980], et que l'on dispose même d'une certaine liberté permettant de réduire à trois le nombre de paramètres. Il faut signaler que l'estimation des paramètres du modèle à partir de données expérimentales n'est pas toujours aisée et nécessite quelques précautions, car il s'agit d'une estimation non linéaire. Sakagami et Hosoya [1982] ont cependant trouvé que certaines fonctions de transfert expérimentales étaient mal représentées par un modèle à deux rayons fictifs et ont recouru dans ce cas à un modèle à trois rayons fictifs.

Le modèle général à deux rayons (appelé aussi "modèle simplifié à trois rayons") a pour fonction de transfert:

$$H(\omega) = a \left( 1 - b e^{\pm j(\omega - \omega_M)\tau_f} \right) \quad (4.39)$$

où:

$a$  et  $b$ : coefficients liés respectivement à l'amplitude et à la forme de l'affaiblissement sélectif

$\tau_f$ : retard du deuxième rayon fictif

$\omega_M$ : fréquence angulaire de la profondeur d'évanouissement maximale.

On a:  $b < 1$  et le signe "moins" dans l'exposant correspond aux situations à déphasage minimal tandis que le signe "plus" correspond aux situations à déphasage non minimal. Cette ambiguïté ne peut être levée que si l'on dispose de mesures de temps de propagation de groupe.

Metzger et Valentin [1989] ont montré qu'il y a une bonne concordance entre ce modèle et les fonctions de transfert mesurées dans une largeur de bande de 44 MHz à 9,5 GHz, sur un trajet de 55 km. Grünberger [1989] a fait une étude théorique des statistiques des paramètres de ce modèle.

## 4.6 Représentations simplifiées du canal de propagation

### 4.6.1 Modèles à rayons

#### 4.6.1.1 Modèle à deux rayons et retard fixe

On peut réduire le nombre de paramètres à trois en fixant la valeur du retard  $\tau_f$ . Un tel modèle, avec  $\tau_f = 1/6B$  où  $B$  est la largeur de bande, représente correctement les fonctions de transfert mesurées; il a été appliqué aux données d'une liaison de 42 km à 6 GHz et pour une largeur de bande de

26,6 MHz (avec  $\tau_f = 6,3$  ns [Rummler, 1979]), et à celles de deux liaisons de 37 km et 50 km à 11 GHz pour une largeur de bande de 55 MHz ( $\tau_f = 3,03$  ns).

Des mesures effectuées sur un trajet en visibilité directe à 4 GHz (largeur de bande 40 MHz) ont été analysées en République fédérale d'Allemagne. Contrairement aux résultats précédents qui indiquent la possibilité de représenter correctement une fonction de transfert par trajets multiples avec un retard fictif fixe, on a constaté ici qu'il était nécessaire d'utiliser un retard fictif variable. Cela pourrait s'expliquer par l'importance des retards des rayons réfléchis par le sol sur cette liaison.

Le modèle a été étendu à partir de mesures sur deux liaisons aux Etats-Unis pour représenter la fonction de transfert d'un canal en diversité d'espace [Rummler, 1983].

#### 4.6.1.2 Modèle normalisé à deux rayons

Le nombre de paramètres peut également être réduit à trois en fixant  $a = 1$ . Les trois paramètres sont alors  $b$ ,  $\tau_f$  et  $\omega_M$ . On obtient ainsi le modèle normalisé à deux rayons. On a montré qu'il représente correctement les fonctions de transfert mesurées dans une bande de 55 MHz de largeur et on a obtenu les statistiques pour des bonds de 37 et de 50 km à 11 GHz.

#### 4.6.1.3 Modèle à deux rayons centré

Un certain nombre d'auteurs ont utilisé un modèle à deux rayons centré qui se déduit du modèle à deux rayons normalisé en prenant  $\omega_M = \omega_c$ , où  $\omega_c$  est la fréquence centrale. La coupure de l'affaiblissement est alors fixée au centre de la bande étudiée. Ce modèle est utile pour certaines applications, en particulier lorsque la fréquence centrale est la fréquence porteuse. Par contre, il faut remarquer qu'un tel modèle ne peut représenter les données expérimentales dont la coupure brusque de l'affaiblissement n'est en général pas centrée et qu'il ne peut pas représenter correctement la fonction de transfert de la même façon que ceux qui ont été décrits précédemment.

### 4.6.2 Représentation paramétrique de la distorsion d'amplitude

Les méthodes paramétriques décrites ici sont des méthodes "à deux points", dans lesquelles les différences d'amplitude sur deux fréquences discrètes sont utilisées pour caractériser la distorsion d'amplitude. Dans la première méthode, les deux fréquences sont fixes et sont choisies aux extrémités de la bande de fréquences considérée. Dans la seconde, une grande largeur de bande est utilisée et les deux fréquences correspondent au maximum et au minimum de la profondeur de l'évanouissement par rapport au niveau en espace libre. L'espacement entre ces fréquences est donc variable et dépend des conditions de propagation.

#### 4.6.2.1 Méthode à deux points avec espacement de fréquence fixe

Une description statistique de la dispersion fondée sur cette méthode est donnée dans [Sakagami et Hosoya, 1982]. Une méthode donnant la distribution statistique de la dispersion d'amplitude linéaire due à des évanouissements causés par la réflexion sur des discontinuités de la couche troposphérique est décrite dans [Kalinin, 1985]. Elle est fondée sur la distribution, supposée normale, des sauts de permittivité  $\Delta\epsilon_m$  dans les couches troposphériques.

Cette méthode à deux points a été jugée utile pour décrire les améliorations obtenues par la réception en diversité d'espace pour des liaisons de longueurs différentes [Babler, 1973; Sakagami et Hosoya, 1982; Vigants, 1983].

#### 4.6.2.2 Méthode à deux points avec espacement de fréquence variable

Les deux fréquences choisies dans ce modèle sont celles qui correspondent à  $A_m$  et  $A_n$ , maximum et minimum de la profondeur de l'évanouissement au-dessous du niveau en espace libre, respectivement, à l'intérieur de la largeur de bande reçue [Kaylor, 1953]. Le paramètre du modèle est

la différence  $DA = A_n - A_m$ , appelée distorsion maximale d'amplitude dans la bande. Les valeurs de  $A_m$  et  $A_n$  peuvent également être utilisées pour calculer les paramètres du "modèle à rayon" a), avec un temps de propagation variable [Martin, 1982].

## 4.7 Scintillations des signaux sous l'effet de la turbulence atmosphérique

Des irrégularités turbulentes de l'indice de réfraction peuvent donner lieu à des scintillations de l'amplitude et à des fluctuations de l'angle d'arrivée du signal à la réception. Ces effets sont présents sur tous les trajets en visibilité directe aux hyperfréquences et aux fréquences supérieures, mais peuvent être masqués par les évanouissements dus aux trajets multiples et aux phénomènes associés sur les trajets horizontaux et sur les trajets obliques dont l'angle d'élévation est inférieur à  $3^\circ$ .

### 4.7.1 Scintillation d'amplitude

On calcule la variance du logarithme de l'amplitude du signal reçu produit par les scintillations au moyen de la formule [Tatarskii, 1967]:

$$\sigma_x^2 = 42,5 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^{7/6} \int C_n^2(r) r^{5/6} dr \quad (4.40)$$

où:

$\sigma_x$ : écart type du logarithme de la puissance reçue

$\lambda$ : longueur d'onde (m)

$C_n^2$ : fonction de structure de l'indice de réfraction ( $m^{-2/3}$ )

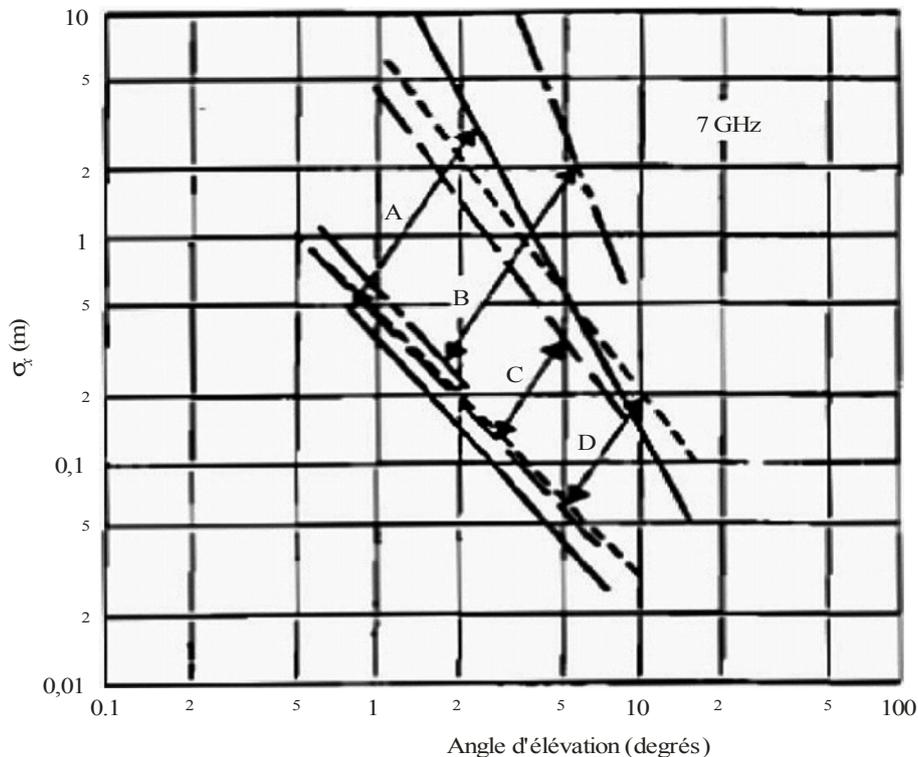
$r$ : distance le long du trajet (m).

La constante "42,5" est une valeur moyenne; d'après [Tatarskii, 1967], on obtient des valeurs comprises entre 42,2 et 42,9. Pour le calcul, voir [Brussaard et Watson, 1994]. Crane [1976a] a fait des mesures des variations de la scintillation d'amplitude au moyen d'observations sur des trajets par satellite. Les données résultant des mesures de Haystack font apparaître en toutes saisons, à la fréquence 7,3 GHz, une gamme de variations comme celle illustrée à la Figure 4.5. Sur cette figure, on a porté en ordonnées l'écart type du logarithme de la puissance reçue (dB) (variations en valeurs quadratiques moyennes) et en abscisses, l'angle d'élévation apparent du satellite. Les scintillations troposphériques mesurées aussi bien sur la fréquence 0,4 GHz que sur la fréquence 7,3 GHz étaient qualitativement en accord avec les prévisions de la théorie des faibles scintillations pour les angles d'élévation supérieurs à 2 ou  $3^\circ$ . A de plus petits angles d'élévation, l'affaiblissement atmosphérique dû à la propagation par trajets multiples était prépondérant.

Une connaissance précise de la scintillation d'amplitude dépend par conséquent d'une connaissance de la structure de l'indice de réfraction le long d'un trajet oblique donné quelconque. Comme on ignore généralement les détails de cette structure, on a besoin, pour obtenir une approximation, d'utiliser un modèle du paramètre  $C_n^2$  pour un emplacement donné. A la fréquence 7 GHz et pour des angles d'élévation supérieurs à  $3^\circ$ , le signal peut avoir des amplitudes de fluctuation comprises entre 0,1 et environ 1,0 dB selon l'angle d'élévation et l'ouverture du faisceau d'antenne (voir la Figure 4.5).

FIGURE 4.5

**Ecart type de la scintillation d'amplitude  
(diamètre de l'antenne: 37 m)**



Radio-Meteo. 04-05

En Europe, des mesures ont été effectuées avec le satellite OTS dans la bande des 11 GHz, afin de recueillir des statistiques significatives de la variance du signal et de sa dépendance à l'égard des saisons [Ortgies, 1985]. On a également recueilli des statistiques sur les amplitudes supérieures à des seuils prédéterminés et, pour chacune d'elles, sur leurs variations journalières et saisonnières [Vander Vorst *et al.*, 1982]. Mouldsley et Vilar [1982] ont étudié en détail, de manière théorique et expérimentale, la relation entre les distributions de la valeur quadratique moyenne à court terme de la densité d'amplitude et les distributions à long terme.

Les expériences ont montré très clairement que la densité de puissance spectrale du processus de scintillation est à largeur de bande limitée. Les valeurs types de la fréquence de coupure sont, à 11 GHz, de l'ordre de 1 à 3 Hz [Rücker, 1985]. On a trouvé une corrélation entre la hauteur de la couche de turbulence  $h$ , produisant des scintillations, et le contenu moyen en vapeur d'eau près du sol [Rücker et Dintelmann, 1983].

L'autre effet significatif, qui est la dégradation de la surface d'ouverture de l'antenne, dépend de l'ordre de grandeur des dimensions des défauts d'homogénéité de la réfraction par rapport au diamètre de l'antenne. Cet effet, parfois exprimé en "baisse de gain d'antenne", est dû au couplage entre la surface d'ouverture de l'antenne et le milieu de propagation. Pour un trajet de propagation traversant la troposphère en direction d'un satellite éloigné, les dimensions des zones de Fresnel peuvent se définir par :

$$F = \sqrt{n\lambda z} \quad (4.41)$$

où:

- $n$ : ordre de la zone de Fresnel
- $\lambda$ : longueur d'onde
- $z$ : longueur réduite du trajet  $\frac{r(L-r)}{L}$
- $L$ : longueur totale du trajet du rayon
- $r$ : distance le long de ce trajet.

Il y a des fluctuations turbulentes de l'indice de réfraction dans un vaste domaine de dimensions relatives. Lorsque celles-ci sont petites par rapport à celles de la zone de Fresnel, on peut considérer la diffusion comme isotrope; lorsqu'elles sont plus grandes que celles de la zone de Fresnel, la diffusion est anisotrope et il peut en résulter une forte courbure du front de l'onde incidente. Les plus fortes fluctuations spatiales de l'amplitude, observées dans le plan de l'ouverture de l'antenne, sont dues aux fluctuations dans une gamme de dimensions du même ordre que les dimensions de la zone de Fresnel. Pour des ouvertures d'antenne plus grandes que les dimensions de la zone de Fresnel, l'antenne a pour effet de faire la moyenne des fluctuations dues aux irrégularités du front de l'onde. De plus, à mesure que l'angle d'élévation augmente, la dimension de la zone de Fresnel diminue du fait de la rapide diminution de la distance  $r$  entre la couche de turbulence et l'antenne. Il en résulte donc une réduction de la profondeur des fluctuations due au fait que l'ouverture fait une moyenne, ainsi qu'une légère réduction du gain équivalent de l'antenne (c'est-à-dire une baisse de gain). Tatarskii [1967] a signalé que la valeur quadratique moyenne des fluctuations est réduite de 20% lorsque le diamètre d'antenne d'une ouverture circulaire uniformément pondérée est égal à la moitié de la dimension de la première zone de Fresnel  $\left(D_a = \frac{1}{2}\sqrt{\lambda z}\right)$ .

Le modèle de scintillation troposphérique présenté ci-après est fondé sur des mesures qui couvrent des angles d'élévation compris entre  $4^\circ$  et  $32^\circ$ , des diamètres d'antenne de 3 m à 36 m, des fréquences comprises entre 7 et 14 GHz, et plusieurs zones climatiques différentes [Lo *et al.*, 1984; Rücker et Ortgies, 1985; Karasawa *et al.*, 1988; Banjo et Vilar, 1986]. Il en résulte que l'écart type qui représente l'amplitude de la scintillation peut être calculé par la formule suivante:

$$\sigma_{pre} = \frac{\sigma_{ref} f^n g(x)}{(\sin \theta)^b} \quad (4.42)$$

où  $f$  est la fréquence de fonctionnement (GHz),  $n$  est égal à 7/12,  $b$  est égal à 1,2 et  $\theta$  est l'angle d'élévation apparent en degrés. L'influence météorologique est représentée par la formule:

$$\sigma_{ref} = 3,6 \times 10^{-3} + N_{humide} \times 10^{-4} \quad (4.43)$$

$N_{humide}$ , le terme dit humide du coïndice de réfraction, est le second terme de l'équation (3.11); il peut être obtenu à partir de la Recommandation UIT-R P.453 (voir la Figure 4.6).

La fonction de moyenne de l'antenne  $g(x)$  est donnée par la formule suivante [Haddon et Vilar, 1986]:

$$g(x) = \sqrt{3,86(x^2 + 1)^{11/12} \sin\left(\frac{11}{6} \arctan\left(\frac{1}{x}\right)\right) - 7,08x^{5/6}} \quad (4.44)$$

où:

$$x = 0,0584 \frac{D_{eff}^2 k}{L} \quad (4.45)$$

$$D_{eff} = D\sqrt{\eta} \quad (4.46)$$

$$k = \frac{2\pi f}{c} \quad (4.47)$$

$$L = \frac{2h}{\sqrt{\sin^2 \theta + (2h/R_e) + \sin \theta}} \quad (4.48)$$

$c$ : vitesse de la lumière (m/s)

$D$ : diamètre de l'antenne (m)

$\eta$ : rendement de l'antenne

$L$ : longueur de trajet turbulent équivalente (m)

$R_e$ : rayon terrestre équivalent ( $R_e = 8,5 \times 10^6$  m)

$h$ : hauteur de la turbulence (m).

La hauteur de la turbulence,  $h$ , varie avec la saison [Rücker et Dintelmann, 1983] et avec le climat. Toutefois, étant donné que l'on sait peu de choses sur sa dépendance par rapport au climat, on peut admettre  $h = 1\,000$  m.

L'affaiblissement du signal  $A$  exprimé en dB, dans la répartition cumulative à long terme, ne semble pas être distribué selon une loi de Gauss. L'affaiblissement  $A(p)$  dépassé pendant  $p\%$  du temps est donné par:

$$A(p) = a\sigma_{pre} \quad (4.49)$$

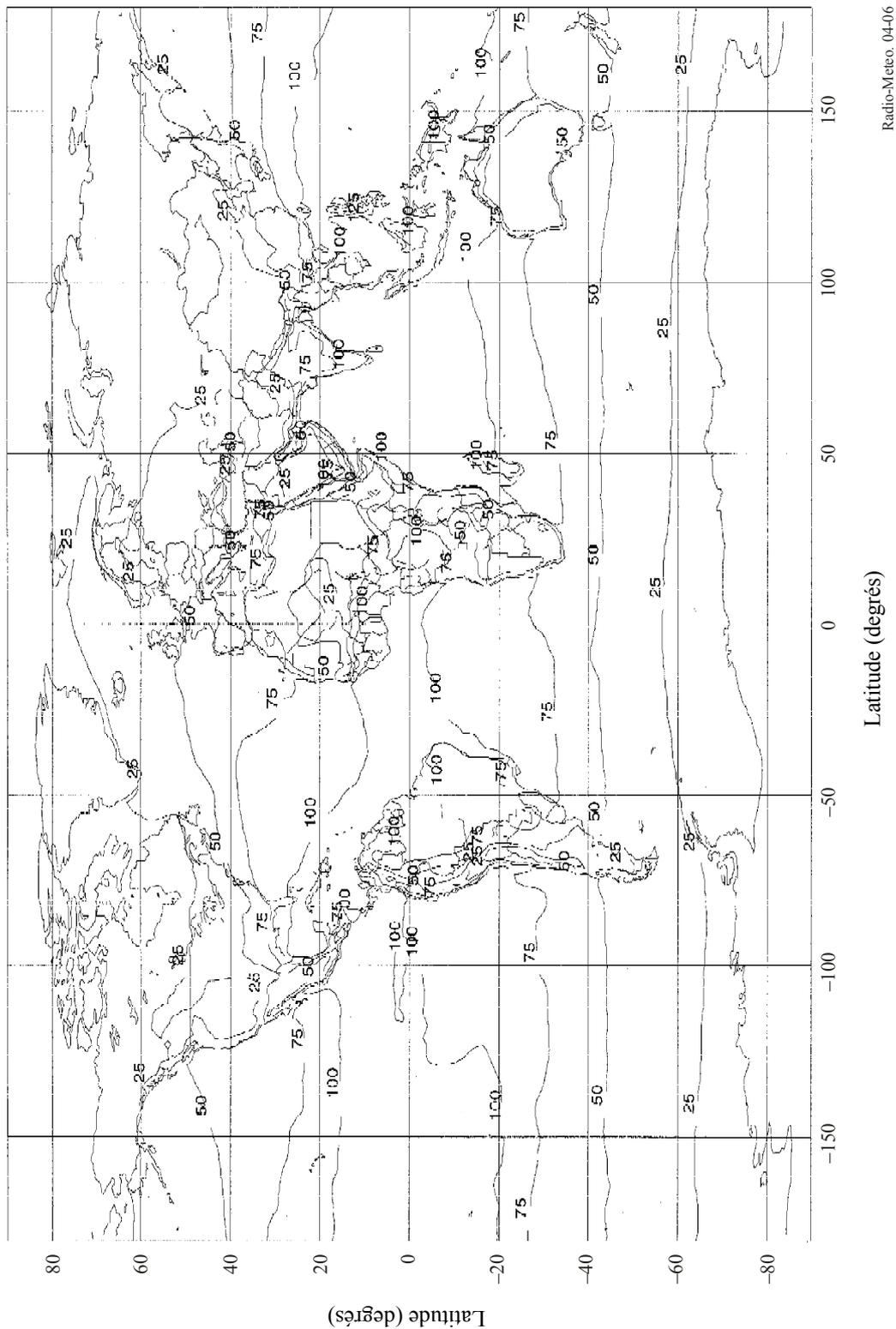
où le facteur  $a$  peut être approché par:

$$a = -0,061 (\log_{10} p)^3 + 0,072 (\log_{10} p)^2 - 1,71 \log_{10} p + 3,0 \quad (\text{pour } 0,01 \leq p \leq 50) \quad (4.50)$$

On suppose que les paramètres d'entrée qui sont utilisés dans le modèle sont la température moyenne au sol et l'humidité relative moyenne au sol, pour une période d'un mois ou plus. Du fait que la moyenne de ces paramètres météorologiques est calculée sur une période relativement longue, il n'est pas possible d'utiliser le modèle avec une échelle de temps inférieure.

FIGURE 4.6

Terme humide du coïncide de réfraction (ppm) à la surface de la Terre dépassé pendant 50% de l'année



Radio-Meteo. 04-06

On a constaté que le modèle de scintillation décrit ci-dessus, qui a été élaboré sur la base de données mesurées en excluant les périodes de pluie, peut aussi être utilisé pour des applications pratiques dans des conditions de pluviosité.

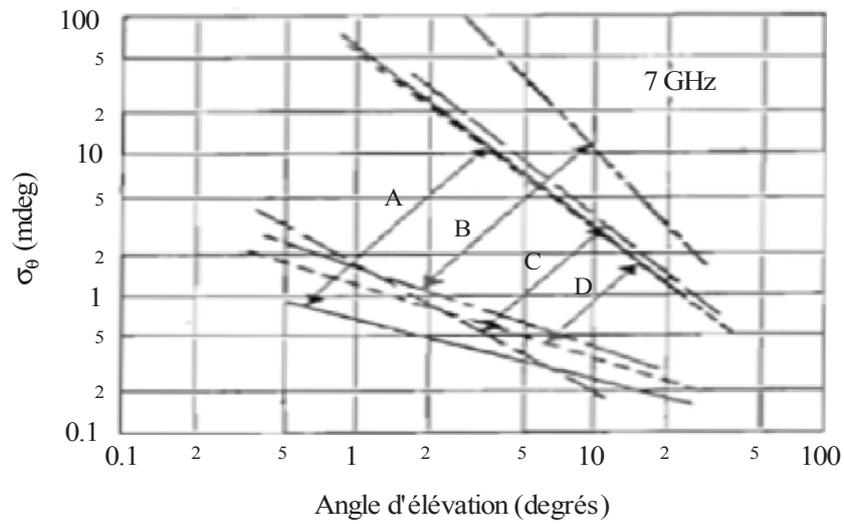
### 4.7.2 Scintillations de l'angle d'arrivée

Les données recueillies à la suite d'observations faites par satellite sur la fréquence 7,3 GHz au moyen d'une antenne de poursuite à grande ouverture de l'Observatoire de Haystack, à Westford, (Massachusetts, Etats-Unis d'Amérique), conduisent à penser que les scintillations angulaires sont vraisemblablement sans importance pour les ouvertures de faisceau d'antenne de plus de  $0,3^\circ$  à tous les angles d'élévation ou, pour les ouvertures de faisceau d'antenne de plus de  $0,01^\circ$  aux angles d'élévation supérieurs à  $10^\circ$ . Les fluctuations de l'angle d'élévation sont du même ordre de grandeur que l'incertitude probable de la correction de réfraction faite au moyen des valeurs du coïndice de réfraction au sol [Crane, 1976a]. La Figure 4.7 donne les valeurs extrêmes des fluctuations (valeur quadratique moyenne) de l'angle d'élévation en fonction de cet angle pour l'antenne de 36,6 m (120 pieds) de diamètre sur la fréquence 7,3 GHz. L'influence de la saison, représentée sur la Figure 4.6, a été déduite d'une année d'observations effectuées à diverses heures du jour, en diverses saisons et dans diverses conditions météorologiques. On a lieu de s'attendre à rencontrer des effets d'angle d'arrivée de ces ordres de grandeur relativement indépendants de la fréquence pour toutes sortes de conditions d'exploitation. Egalement pour référence, la Figure 4.8 [Crane, 1976b] représente, pour chaque saison, les valeurs médianes des fluctuations (valeur quadratique moyenne). Ces données, valables pour un angle d'élévation initial allant de l'horizon à  $43^\circ$ , représentent les incertitudes de mesure moyennes sur l'angle d'élévation médian auxquelles on peut s'attendre, du fait de la troposphère, au cours d'une période d'observation de 5 min. Ni les systèmes de radar sur antenne unique, ni les systèmes de communication ne permettront sans doute d'obtenir respectivement de meilleures précisions de mesure ou de plus faibles incertitudes angulaires, que celles afférentes aux trajets traversant la troposphère dans sa totalité.

Les observations à Haystack ont été faites pendant un an; elles correspondaient à des valeurs typiques d'un climat tempéré. Les fluctuations de l'angle d'arrivée dues à la turbulence de l'atmosphère sont indépendantes de la fréquence et les valeurs données dans les Figures 4.7 et 4.8 peuvent être utilisées dans toute la gamme de fréquences comprise entre 1 et 30 GHz. A des fréquences inférieures, les scintillations de l'angle d'arrivée produites par l'ionosphère peuvent être importantes.

FIGURE 4.7

Ecart type de la scintillation de l'angle d'élévation  
(diamètre de l'antenne: 37 m)

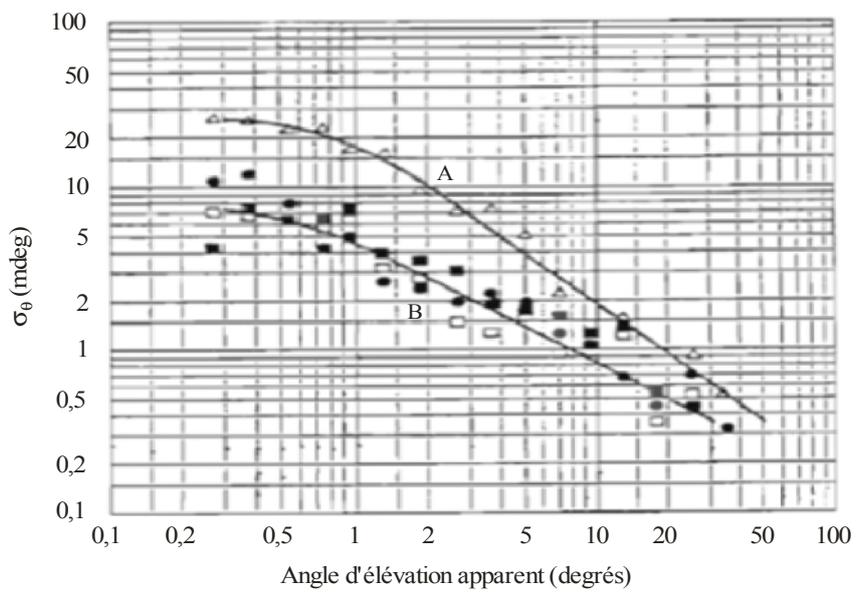


A: Printemps  
B: Été  
C: Automne  
D: Hiver

Radi-Météo 04-07

FIGURE 4.8

Valeur médiane de l'écart type de la scintillation de l'angle d'élévation



● : Printemps    A: été  
△ : Été        B: reste de l'année  
□ : Automne    f = 7,3 GHz  
■ : Hiver        D<sub>a</sub> = 36,6 m

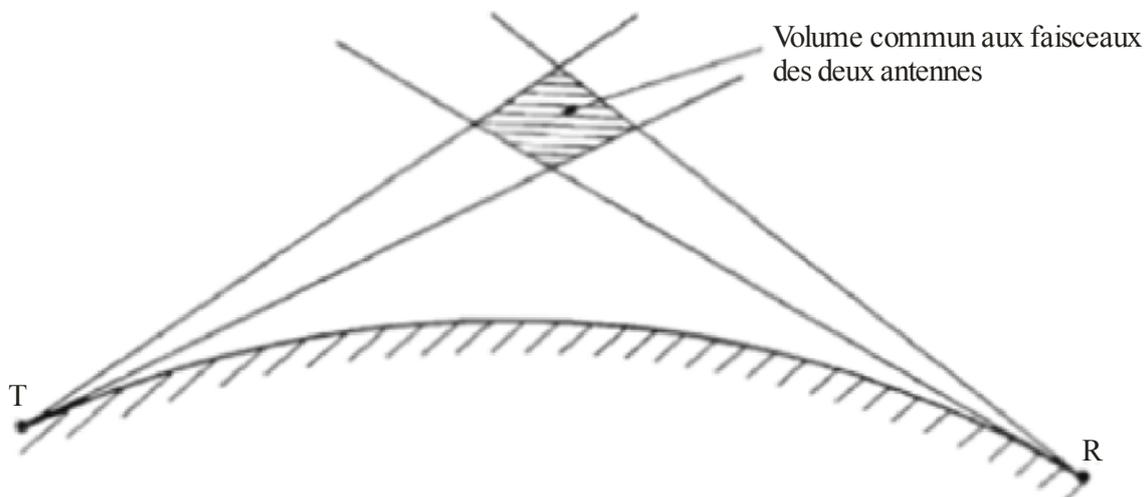
Radi-Météo 04-08

## 4.8 Propagation par diffusion troposphérique

La propagation par diffusion troposphérique se produit en présence, sur le trajet radioélectrique, d'un nombre suffisamment important de petites inhomogénéités, ou écarts par rapport au coïndice moyen, dans une région située à plusieurs centaines de mètres (et éventuellement à quelques kilomètres) au-dessus de la surface de la Terre (Figure 4.9). Contrairement au phénomène de scintillation, il n'existe pas de signal direct sur lequel se superposent ces fluctuations. C'est dans une direction quasi vers l'avant que la diffusion est la plus forte. La section transversale de diffusion dépend de la grandeur de l'écart  $\Delta N$  du coïndice médian. Les signaux reçus sont généralement de 50 à 100 dB au-dessous des valeurs en espace libre et se caractérisent par des fluctuations à court terme superposées à des variations à long terme. Les distributions statistiques sont du type Rayleigh pour les variations à court terme et du type log-normal pour les variations à long terme.

FIGURE 4.9

### Propagation par diffusion troposphérique



Radio-Météo 04-09

En propagation par diffusion troposphérique, on a observé de grandes irrégularités spatiales du champ et une dégradation du gain d'antenne.

### 4.8.1 Modélisation de la variation du champ à long terme

Les petites fluctuations n'étant pas connues, il est essentiel pour les applications de trouver une corrélation entre les caractéristiques de la propagation par diffusion troposphérique et un paramètre "macroscopique" de la troposphère. On a étudié plusieurs paramètres possibles pour établir cette corrélation [Boithias et Battesti, 1983].

#### 4.8.1.1 Corrélation avec l'indice de réfraction de l'air au voisinage du sol

Ce type de corrélation a fait l'objet de recherches approfondies pour les raisons suivantes:

- le coïndice de réfraction à la surface du sol ( $N_s$ ) est facile à déterminer;
- dans de nombreux cas, cette corrélation semble demeurer valable notamment en climat tempéré ou dans les régions dans lesquelles  $N_s$  a une valeur faible.

Toutefois cette corrélation ne présente pas un caractère universel. D'abord elle n'est établie à aucun moment de l'année dans les régions équatoriales ou tropicales. Ensuite, même dans les régions

tempérées le rapport des variations de l'affaiblissement aux variations de l'indice de réfraction (exprimées en dB par unité N) peut s'échelonner d'environ 0,2 à 0,6 suivant les régions. Ce rapport peut atteindre 1 dB par unité N dans les régions tropicales pendant la partie de l'année où la corrélation est la plus forte.

Il est utile de faire remarquer que cette conclusion n'est pas surprenante puisque le mécanisme de propagation est produit par des inhomogénéités situées à des centaines de mètres (voire à quelques kilomètres dans certains cas) au-dessus de la Terre. Ce mécanisme de propagation ne peut être corrélé avec un paramètre météorologique défini et mesuré au niveau du sol, à moins que naturellement, pour le climat étudié, ce paramètre soit parfaitement corrélé avec un certain nombre de caractéristiques de l'atmosphère située plus en haut. Pour cette raison, si on emploie une méthode de prévision utilisant l'indice de réfraction au voisinage du sol, sa limite de validité doit être nettement indiquée.

#### 4.8.1.2 Corrélation avec le gradient vertical de l'indice de réfraction

Le gradient vertical de l'indice de réfraction présente deux effets différents, mais qui s'ajoutent:

- le gradient vertical de l'indice de réfraction a une influence directe sur la courbure du trajet. Si son module croît dans la portion de l'atmosphère située en dessous du volume commun des faisceaux d'antenne, la hauteur du volume commun est réduite, ce qui a pour conséquence de diminuer l'angle de diffusion et de ce fait d'augmenter le niveau du signal à la réception;
- puisque la propagation résulte d'inhomogénéités de l'indice de réfraction, plus grande sera la variation verticale (ou gradient) dans le volume commun, plus élevé sera le signal à la réception. Ce second effet est plus important que le premier.

A partir de ces remarques, on a établi [Boithias et Battesti, 1983] une formule semi-empirique pour l'affaiblissement de propagation moyen dans le cas d'un trajet utilisant la propagation par diffusion ionosphérique:

$$A = 102 + 30 \log f + 30 \log d + 1,5 G_c \quad (4.51)$$

où:

- $A$ : affaiblissement de transmission moyen entre antennes isotropes (dB) (affaiblissement de propagation)
- $f$ : fréquence (MHz)
- $d$ : distance (km)
- $G_c$ : gradient de l'indice dans le volume commun (unités N/km).

En ce qui concerne cette relation qui semble confirmée pour tous les climats, les remarques suivantes peuvent être utiles:

- l'unique élément qui soit aléatoire est associé au gradient de l'indice. Ce dernier étant représenté par une distribution proche d'une distribution statistique normale, les affaiblissements (dB) sont représentés par une distribution semblable et le champ est réparti suivant une distribution log-normale;
- les distances interviennent par le terme  $30 \log d$ , mais elles peuvent également intervenir par le terme contenant  $G_c$ , puisque, si la distance varie, la hauteur du volume commun varie, produisant une variation de la valeur de  $G_c$  à moins que l'atmosphère soit uniforme verticalement (cas des climats désertiques en été). Ainsi, on peut constater que l'effet de la distance sur les affaiblissements de propagation est relié de près à la vitesse de décroissance des irrégularités de l'indice de réfraction lorsque l'altitude croît. Cette vitesse peut varier dans une large mesure selon les climats.

## 4.8.2 Fonction de transfert en diffusion troposphérique

Lorsqu'on a besoin d'une méthode de prévision de la qualité de la transmission numérique sur des trajets de propagation troposphérique, on ne peut se baser uniquement sur les statistiques de valeurs médianes à long terme de l'affaiblissement de transmission. Il est nécessaire d'obtenir des renseignements au sujet de la fonction de transfert en diffusion troposphérique ainsi que des statistiques de paramètres de cette fonction. En d'autres termes, on doit tenir compte de la sélectivité en fréquence des évanouissements.

Comme conséquence du mécanisme de propagation par diffusion troposphérique, la fonction de transfert d'un milieu de transmission peut s'exprimer comme la somme de nombreux rayons ayant des amplitudes et des phases aléatoires. La fonction de transfert complexe peut s'écrire comme suit:

$$H(f, t) = A(f, t) \exp(-j\varphi(f, t)) \quad (4.52)$$

dans laquelle  $A(f, t)$  est la composante d'amplitude et  $\varphi(f, t)$  la composante de phase, variables aléatoires dépendant du temps  $t$  et de la fréquence  $f$ .

La composante d'amplitude à une fréquence fixe  $A(f_0, t)$  est répartie suivant la distribution de Rayleigh. De plus, les valeurs médianes horaires de  $A(f_0, t)$  suivent une distribution log-normale. La composante de phase est uniformément répartie entre  $-\pi$  et  $\pi$ .

### 4.8.2.1 Largeur de bande de cohérence et dispersion des trajets multiples

On peut décrire la sélectivité en fréquence du canal de propagation par la fonction de corrélation en fréquence définie par [Bello, 1969]:

$$q(\Delta f) = \frac{1}{2} \langle H^*(f, t_0) H(f + \Delta f, t_0) \rangle \quad (4.53)$$

La grandeur de  $q(\Delta f)$  exprime le degré de corrélation entre les amplitudes des ondes reçues sur deux fréquences espacées de  $\Delta f$ . La largeur de bande  $B_c$  pour laquelle la fonction de corrélation tombe à  $e^{-1}$  est définie comme étant la bande de cohérence.

Une autre fonction qui présente un intérêt particulier dans les applications est l'intensité de diffusion  $Q(\Delta\tau)$  également dénommée profil d'intensité de trajets multiples ou spectre de puissance des temps de propagation du canal, parce qu'elle donne la puissance de sortie moyenne en fonction du temps de propagation  $\Delta\tau$ , dû aux diffuseurs produisant les temps de propagation des trajets dans l'intervalle  $(\tau, \tau + \Delta\tau)$ . La largeur  $T_M$  de  $Q(\Delta\tau)$ , qu'on peut définir par analogie avec la définition de  $B_c$  donnée ci-dessus, est dénommée: "étalement des trajets multiples du canal". En partant de la largeur de  $Q(\Delta\tau)$ , on peut directement déterminer le taux de brouillage entre symboles dans une transmission numérique ainsi que le degré de sélectivité en fréquence.

La fonction de corrélation en fréquence et le spectre de puissance des temps de propagation forment un couple de transformées de Fourier:

$$Q(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} q(\Delta f) \exp(j2\pi\Delta\tau\Delta f) d(\Delta f) \quad (4.54)$$

Comme conséquence de la relation de transformée de Fourier entre  $Q(\Delta\tau)$  et  $q(\Delta f)$ , l'inverse de l'étalement des trajets multiples est une mesure de la largeur de bande de cohérence du canal.

En admettant un spectre de puissance de temps de propagation rectangulaire [Sunde, 1964], la différence  $T_M$  des temps de propagation maximal et minimal entre les trajets supérieur et inférieur du volume commun des faisceaux d'antenne donne l'étalement de trajets multiples et peut s'exprimer par:

$$T_M = \frac{d\alpha}{2c}(\theta + \alpha) \quad (4.55)$$

où:

- $d$ : longueur du trajet (km)
- $\alpha$ : ouverture du faisceau d'antenne aux points de demi-puissance (-3 dB)
- $c$ : vitesse de la lumière (km/s)
- $\theta$ : angle de diffusion.

Ceci n'est une bonne approximation que dans le cas où le volume commun est assez petit pour que la dispersion des temps de propagation soit elle-même petite: en d'autres termes, les gains d'antenne doivent être suffisamment importants pour se trouver dans la portion asymptotique de la courbe représentant la baisse du gain d'antenne.

La fonction de corrélation en fréquence, comme la transformée de Fourier de  $Q(\Delta\tau)$ , est alors de la forme:

$$q(\Delta f) = \sin c(\Delta f \cdot T_M) \quad (4.56)$$

avec:

$$\sin c(x) = \sin(\pi x) / \pi x \quad (4.57)$$

Pour  $q(\Delta f = B_c) = e^{-1}$ , la largeur de bande de cohérence est alors donnée par:

$$B_c = 0,7 / T_M = \frac{1,4c}{d\alpha(\theta + \alpha)} \quad (4.58)$$

Dans un autre modèle, on suppose que la contribution des éléments de diffusion à l'intérieur du volume commun décroît à partir du centre de ce volume suivant une loi de Gauss tridimensionnelle. La fonction de corrélation de fréquence et le spectre de puissance des temps de propagation sont alors donnés par:

$$Q(\Delta\tau) = \exp\left\{-\frac{(\Delta\tau)^2}{4\sigma^2}\right\} \quad \text{et} \quad q(\Delta f) = \exp\left\{-(2\pi\sigma\Delta f)^2\right\} \quad (4.59)$$

d'où l'on déduit la dispersion des temps de propagation et la largeur de bande de cohérence:

$$T_M = 4\sigma = \frac{d\alpha\theta}{\sqrt{3}c} \quad \text{et} \quad B_c = \frac{2c\sqrt{3}}{\pi d\alpha\theta} \quad (4.60)$$

Les deux modèles décrits ci-dessus sont basés sur des hypothèses simplificatrices concernant la répartition des temps de propagation.

Un modèle plus réaliste donne une représentation intégrale du spectre de puissance des temps de propagation en fonction des caractéristiques du trajet [Bello, 1969].

#### 4.8.2.2 Études expérimentales et résultats statistiques

On a effectué des mesures de la sélectivité en fréquence d'un canal de propagation par diffusion troposphérique à la fois dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel, c'est-à-dire des

mesures portant sur le spectre de puissance des temps de propagation ou sur la fonction de corrélation en fréquence. Collin et Marguinaud [1979] ont décrit des mesures effectuées dans le domaine des fréquences et ont obtenu des résultats sur les distorsions d'amplitude et de temps de propagation de groupe dans une largeur de bande de 20 MHz. Il a été proposé de calculer la largeur de bande de cohérence  $B_c$  sur une liaison expérimentale en utilisant l'écart type de la distribution du temps de propagation de groupe, qui est proche de la distribution gaussienne. La distribution cumulative de  $B_c$  mesurée suit approximativement une loi log-normale. Elle est caractérisée par sa valeur médiane  $B_c$  (50%) et son écart type  $b$  qui sont fonction des caractéristiques de la liaison. Des expressions empiriques de  $B_c$  et  $b$  ont été proposées par [Collin, 1979] et vérifiées sur 15 liaisons différentes.

Vvedensky [1965] a présenté des résultats d'études expérimentales et théoriques effectuées en Russie sur la propagation par diffusion troposphérique.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BABLER, G.M. [1972] A study of frequency selective fading for a microwave line-of-sight narrow-band radio channel, *BSTJ*, Vol. 51, 3, 731-757.
- BABLER, G.M. [1973] Selectively faded non diversity and space diversity narrow-band microwave radio channels, *BSTJ*, Vol. 52, 2, 239-261.
- BANJO, O.P. and VILAR, E. [1986] Measurement and modelling of amplitude scintillations on low-elevation Earth-space paths and impact on communication systems, *IEEE Trans. on Communications*, Vol. COM-34, 8, 774-780.
- BECKMANN, P. [1964] Rayleigh distribution and its generalizations, *Radio Sci.*, 68 D, No. 9, 927-932.
- BELLO, P.A. [1969] A troposcatter channel model, *IEEE Trans. Comm. Tech.*, Vol. 1, 130-137.
- BERRADA-BABY, H., GOLE, P. and LAVERGNAT, J. [1988] A model for the tropospheric excess path length of radio waves from surface meteorological measurements, *Radio Science*, 23, Nr. 6, pp. 1023-1038.
- BOITHIAS, L. [1984] Propagation des ondes radioélectriques dans l'environnement terrestre, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, 2nd Edition, Editions DUNOD, Paris, France.
- BOITHIAS, L. and BATTESTI, J. [1983] Propagation due to tropospheric inhomogeneities, *IEE Proc.*, Vol. 130, Part F, 7, 657-664.
- BRUSSAARD, G. and WATSON P.A. [1995] Atmospheric modelling and millimetre wave propagation, Chapman and Hall, London, ISBN 0-412-56230-8.
- COLLIN, C. [1979] Evaluation empirique de la bande de cohérence en diffusion troposphérique, *Rev. Tech. Thomson-CSF*, Vol. 11, 3, 549-575.
- COLLIN, C. and MARGUINAUD, A. [1979] Evaluation expérimentale de la sélectivité d'une liaison par diffusion troposphérique, *Rev. tech. Thomson-CSF*, Vol. 11, 1, 103-157.
- CRANE, R.K. [1971] Propagation phenomena affecting satellite communication systems operating in the centimetre and millimetre wavelength bands, *Proc. IEEE*, 59, 173-188.
- CRANE, R.K. [1976a] Refraction effects in the neutral atmosphere. *Methods of Experimental Physics*, Vol. 12, Astrophysics Part B. Radio Telescopes, Ed. L.M. Meeks, Academic Press, New York, NY, USA.
- CRANE, R.K. [1976b] Low-elevation angle measurement limitations imposed by the troposphere: An analysis of scintillation observations made at Haystack and Millstone, MIT Lincoln Lab. Tech. Report 518, Lemington, Mass. USA.
- CRANE, R.K. [September-October, 1981] A review of transhorizon propagation phenomena, *Radio Sci.*, Vol. 16, 5, 649-669.
- CRAWFORD, A.B. and JAKES, W.C. Jr. [1952] Selective fading of microwaves, *BSTJ*, Vol. 31, 1, 68-90.
- DOUGHERTY, H.T. and DUTTON, E.J. [1980] Elevated layer characteristics in the USA - preliminary estimates, NTIA Rep. (NTIS Access) National Technical Information Service, Springfield, Va. 22161, USA.
- DOUGHERTY, H.T. and HART, B.A. [July, 1979] Recent progress in duct propagation predictions, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP-27, 4, 542-548.

- GRÜNBERGER, G.K. [1989] An improved two-ray model providing a new basis for outage prediction, Europ. Conf. on Radio-Relay Systems, Padua, Italy.
- HADDEN, J., and VILAR, E. [1986] Scattering-induced scintillations from clear air and rain on Earth-space paths and the influence of antenna aperture, IEEE Trans. Antenna and Propagation, Vol. AP-34, 8, 646-657.
- HALL, M.P.M. [1980] Effects of the troposphere on radiocommunication, Ed. Peter Peregrinus, London, United Kingdom.
- KALININ, A.L. [1979] Rasprostranenie radiovoln na trassakh nazemnykhi kosmicheskikh radioliny (Propagation on terrestrial and space links), Sviaz, Moscow, USSR.
- KALININ, A.I. [1992] Statistical fade depth distributions at radio-relay hops with rough and smooth profiles, TRUDI NIIR.
- KALININ, A.A. [1985] Otsenka selektivnosti zamiraniy na proletakh RRI, vyzvannykh otrazheniyami ot sloistykh neodnorodnostei v troposfere (Evaluation of fading selectivity on radio-relay path sections due to reflections from tropospheric layer inhomogeneities), Elektrosviaz, 3.
- KARASAWA, Y., YAMADA, M. and ALLNUTT, J.E. [1988] A new prediction method for tropospheric scintillation in satellite communication, IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. AP-36, 11, 1608-1614.
- KAYLOR, R.L. [1953] A statistical study of selective fading of super-high frequency radio signals, BSTJ, Vol. 32, 1187.
- LINIGER, M. [19-22 June, 1983] One year results of sweep measurements of a radio link, IEEE International Conference on Communications (ICC '83), Boston, MA, USA, Paper C.2.3.
- LO, P.S.L., BANJO, O.P. and VILAR, E. [1984] Observations of amplitude scintillations on a low-elevation Earth-space path, Elec. Letters, Vol. 20, No. 7, pp. 307-308.
- MARTIN, L. [13-17 June, 1982] Statistical results on selective fading. IEEE International Conference on Communications (ICC '82), Philadelphia, PA, USA.
- METZGER, K. and VALENTIN, R. [1989] On the performance of equalized digital radio systems during frequency-selective fading, AEÜ.
- MOJOLI, L.F. [1980] A new approach to the visibility problems in line-of-sight hops (ICC 1979). Telettra Rev., 31, 14-21.
- MON, J.P., WEILL, A. and MARTIN, L. [1980] Effect of tropospheric disturbances on a 4.1 on 6.2 GHz line-of-sight path, Ann. des Télécomm. 35, pp. 470-473.
- MOULSLEY, T.J. and VILAR, E. [1982] Experimental and theoretical statistics of microwave amplitude scintillations on satellite down-links, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-30, 1099-1106.
- NUSPL, P.P., DAVIES, N.G. and OLSEN, R.L. [1975] Ranging and synchronization accuracies in a regional TDMA experiment, Proc. Third International Digital Satellite Communications Conference, Kyoto, Japan.
- ORTGIES, G. [1985] Diurnal and seasonal variations of OTS amplitude scintillations, Electron. Lett., Vol. 21, 143-145.
- PARL, S.A. [1983] Characterization of multipath parameters for line-of-sight microwave propagation, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-31, 6, 938-948.
- RÜCKER, F. [1985] Beschreibung von Amplitudenzintillationen von Satellitensignalen im 11 GHz-Band mit Hilfe der Streuung an turbulenten Schichten (Description of amplitude

scintillations on an 11 GHz slant path in terms of forward scattering from turbulent layers), Techn. Ber. FTZ, 455 TBr 76.

- RÜCKER, F. and DINTELMANN, F. [1983] Effect of antenna size on OTS signal scintillations and their seasonal dependence, *Electron. Lett.*, Vol. 19, 1032-1034.
- RÜCKER, F. and ORTGIES, G. [1985] Diurnal and seasonal variations of OTS amplitude scintillations, *Elec. Letters*, Vol. 21, No. 4, 143-145.
- RUMMLER, W.D. [May-June, 1979] A new selective fading model: application to propagation data, *BSTJ*, Vol. 58, 5, 1037-1071.
- RUMMLER, W.D. [1980] Time and frequency-domain representation of multipath fading on line-of-sight microwave paths, *BSTJ*, Vol. 59, No. 5, 763-796.
- RUMMLER, W.D. [1983] A rationalized model for space and frequency diversity line-of-sight radio channels, *IEEE International Conference on Communications (ICC '83)*, Paper E.2.7.
- SAKAGAMI, S. and HOSOYA, Y. [1982] Some experimental results on in-band amplitude dispersion and a method for estimating in-band linear amplitude dispersion, *IEEE Trans. Comm.*, Vol. COM-30, 8, 1875-1888.
- SASAKI, O. and AKIYAMA, T. [1979] Multipath delay characteristics on line-of-sight radio systems, *IEEE Trans. Comm.*, Vol. COM-27, 12, 1876-1886.
- SCHIAVONE, J.A. [July-August, 1981] Prediction of positive refractivity gradient for line-of-sight microwave radio path, *BSTJ*, Vol. 60, 6, 803-822.
- SMITH, D.R. and CORMACK, J.J. [June, 1982] Measurement and characterization of a multipath fading channel, *IEEE International Conference on Communications (ICC '82)*, Philadelphia, PA, USA. Paper 7B.4.
- SPILLARD, C., ROORYCK, M., JUY, M. and VILAR, E. [1989] X-band tropospheric transhorizon propagation under differing meteorological conditions, *ICAP 89*, Warwick, United Kingdom.
- STEPHANSEN, E.T. [1981] Clear-air propagation on line-of-sight radio paths: a review, *Radio Sci.* Vol. 16, 5, 609-629.
- STRICKLAND, J.I. [1980] Site-diversity measurements of low-angle fading and comparison with a theoretical model, *URSI (Commission F) International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz*, Lennoxville, Canada.
- SUNDE, E.D. [1964] Digital troposcatter transmission and modulation theory, *BSTJ*. Vol. 43, 1, 144.
- SYLVAIN, M. and LAVERGNAT, J. [1985] Modelling the transfer function in medium bandwidth radio channels during multipath propagation, *Ann. Telecomm.*, Vol. 40, No. 11-12, 97-116.
- TATARSKII, V.I. [1967] The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation (in Russian), Nauka Publishing House, Moscow, URSS.
- TROITSKY, V.N. [1957] Fading of UHF and SHF on radio-relay links, *Electrosvjaz*, N 10, 32-39.
- TROITSKY, V.N. PETRUSHKO, Y.I. *et al.* [1989] Long distance propagation of VHF, UHF and SHF over sea, *Electrosvjaz*, N 5, 23-28.
- VANDER VORST, A., VANHOENACKER, D. and MERCIER, L. [1982] Fluctuations on OTS-Earth co-polar link against diurnal and seasonal variations, *Electron. Lett.*, Vol. 18, 915-917.

- VIGANTS, A. [1983] Effect of space on distance variation of two-tone amplitude dispersion, IEEE International Conference on Communication (ICC '83) Vol. 2, Paper C2.1.
- VILAR, E., SPILLARD, C., ROORYCK, M., JUY, M., BARBER, P.C. and HALL, M.P.M. [1988] Observations of troposcatter and anomalous propagation signal levels at 11.6 GHz on 155 km path over the sea, Electron. Lett. 24, pp. 1205-1207.
- VVEDENSKY, B.A. [1965] Long distance tropospheric propagation under preparation., "Sov. radio", 415 p.p.
- WEBSTER, A.R. [January, 1983] Angles-of-arrival and delay times on terrestrial line-of-sight microwave links, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-31, 12.
- WEBSTER, A.R. and SCOTT, A.M. [1987] Angles-of-arrival and tropospheric multipath microwave propagation, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, AP 35, No. 1, 94-99.
- YOKOI, H., YAMADA, M. and SATOH, T [1970] Atmospheric attenuation and scintillation of microwaves from outer space, Astron. Soc., (Japan), Vol. 22, 4, 511-525.

## ANNEXE 1

## Modèles de prévision statistiques de l'écart type et de l'amplitude des fluctuations du signal dues à la scintillation

### A1.1 Introduction

En règle générale, la plupart des méthodes statistiques cherchent à relier l'écart type  $\sigma$  ou la variance  $\sigma^2$  du logarithme des fluctuations d'amplitude  $\chi$  (dB) à des mesures météorologiques effectuées au sol, comme la température, l'humidité relative et le coïndice humide. Les méthodes de Karasawa [Karasawa *et al.*, 1988] et de l'UIT-R [UIT-R, 2001] (non mentionné en référence) présentent des modèles de prévision analogues pour le calcul de l'écart type de la fluctuation du signal due à la scintillation. Ces deux modèles utilisent comme paramètre d'entrée la portion humide du coïndice de réfraction au sol  $N_{humide}$ , qui est fonction de l'humidité relative moyenne et de la température moyenne, pour une période d'un mois ou plus. Les autres modèles présentés ci-après indiquent des dépendances par rapport à d'autres paramètres comme la densité de vapeur d'eau intégrée ou la densité d'eau liquide intégrée. L'examen de ces modèles statistiques a été effectué dans le cadre des actions européennes COST 255 [COST 255, 2002] et COST 280 ("Affaiblissement de la dégradation de la propagation pour les systèmes radioélectriques en ondes millimétriques", rapport final en cours).

### A1.2 Modèles de prévision de l'écart type de scintillation

#### A1.2.1 Modèle de Karasawa

La méthode de Karasawa [Karasawa *et al.*, 1988] a été validée par comparaison avec des mesures effectuées pour des angles d'élévation compris entre 4 et 30°, des fréquences comprises entre 7,3 et 14,2 GHz et des diamètres d'antenne allant de 3 à 36,6 m. Les valeurs moyennes de  $N_{humide}$  variaient entre 20 et 130 ppm. L'écart type théorique est donné par:

$$\sigma = \left(3,42 \times 10^{-3} + 1,186 \times 10^{-4} N_{humide}\right) \times \sqrt{f^{0,9} G(D_e) / \sin^{2,6} \vartheta} \quad (1A.1)$$

où  $f$  est la fréquence de la liaison [GHz],  $\vartheta$  est l'angle d'élévation de la liaison et  $N_{humide}$  est évalué connaissant l'humidité relative et la température au sol. Pour ces paramètres d'entrée météorologiques, il convient de calculer la moyenne sur une période de l'ordre d'un mois. Le facteur  $G(D_e)$  figurant dans la formule (1A.1) est la fonction de moyenne de l'antenne [Crane *et al.*, 1979].

#### A1.2.2 Recommandation UIT-R P.618

La méthode de prévision de l'UIT-R est présentée au § 4.6. Très semblable à la méthode de Karasawa, elle propose pour modèle de la variance de scintillation théorique la formule suivante:

$$\sigma_p = \left(3,6 \times 10^{-3} + 10^{-4} N_{humide}\right) \times \sqrt{f^{7/6} g^2(x) / \sin^{2,4} \vartheta} \quad (1A.2)$$

Cela étant, l'expression de  $N_{humide}$  diffère de celle de Karasawa; on l'obtient en effet directement à partir de la carte de la Figure 4.6. Belloul *et al.* [1998] ont proposé une amélioration du modèle de l'UIT-R qui intègre la température de bruit du ciel.

#### A1.2.3 Modèles d'Ortgies

Les modèles d'Ortgies [Ortgies, 1993] ont été déterminés à partir de mesures du satellite Olympus effectuées sur une période de 30 mois, en Allemagne, à 12, 20 et 30 GHz. Elles sont supposées valables pour des angles d'élévation compris entre 6,5 et 30°. Ortgies a proposé deux relations directes entre la valeur moyenne mensuelle  $m$  de  $\ln(\sigma^2)$  et les valeurs moyennes au sol de  $N_{humide}$  et

de la température. La première (appelée "méthode Ortgies-N") donne  $m$  en fonction de  $N_{humide}$  au sol:

$$m = \langle \ln(\sigma^2) \rangle = \ln \left[ g^2 f^{1,21} (\sin \vartheta)^{-2,4} \right] + (-13,45 + 0,0462 \langle N_{humide} \rangle) \quad (1A.3)$$

La seconde relation (appelée "méthode Ortgies-T") donne  $m$  en fonction de la température au sol  $T$  [°C]:

$$m = \langle \ln(\sigma^2) \rangle = \ln \left[ g^2 f^{1,21} (\sin \vartheta)^{-2,4} \right] + (-12,5 + 0,0865 \langle T \rangle) \quad (1A.4)$$

Dans les deux formules (1A.3) et (1A.4), le facteur d'échelle de la fréquence est très proche de celui utilisé par l'UIT-R. D'après les données expérimentales, l'écart type de  $\ln(\sigma^2)$  est indépendant des données météorologiques et sa valeur est égale à 1,01.

#### A1.2.4 Modèle d'Otung

Le modèle de [Otung, 1996] est très proche de celui décrit dans la Recommandation UIT-R P.618. La différence est que le modèle de l'UIT-R utilise une dépendance empirique par rapport à l'angle d'élévation, tandis que le modèle d'Otung repose sur un facteur obtenu à partir de formules théoriques simplifiées. La variance de scintillation théorique devient:

$$\sigma_p = \sigma_{ref} \sqrt{f^{7/6} g^2(x) / \sin^{11/6} \varepsilon} \quad (1A.5)$$

Ce modèle a été validé par des mesures effectuées pendant une année au Royaume-Uni à partir du faisceau Olympus à 20 GHz, avec un angle d'élévation de 28,7° et une antenne de 1,2 m de diamètre.

#### A1.2.5 Modèle de Van de Kamp

Une corrélation significative entre l'occurrence de la scintillation et la présence de cumulus le long du trajet de propagation a été observée à plusieurs reprises. Il ressort de cette observation que l'activité de turbulence à l'origine de la scintillation est en partie liée à ces conditions météorologiques. Pour prendre en compte les effets des nuages, que le paramètre  $N_{humide}$  ne décrit pas correctement, au niveau du sol, Van de Kamp [Van de Kamp *et al.*, 1999] a utilisé une version améliorée du modèle de nuage de Salonen-Uppala pour calculer la teneur moyenne en eau des nuages lourds,  $W_{nl}$ , et l'intégrer dans un nouveau modèle de prévision empirique de  $\sigma_n$ :

$$\sigma_p = \frac{\sqrt{g^2(D_e)} f^{0,45}}{\sin^{1,3} \vartheta} 0,98 \times 10^{-4} (N_{humide} + Q) \quad (1A.6)$$

$Q$  étant un paramètre moyen à long terme qui dépend de la moyenne à long terme (annuelle au minimum) de  $W_{nl}$  et qui est donc constant pour chaque site considéré, la dépendance saisonnière de  $\sigma_p$  est toujours entièrement représentée par  $N_{humide}$ .

#### A1.2.6 Modèles de Marzano

Les méthodes de prévision physique-statistique directe (DSPS/*Direct Physical-Statistical Prediction*) et de prévision physique-statistique modélisée (MPSPS/*Modeled Physical-Statistical Prediction*) [Peeters *et al.* 1997] et les méthodes STH2 (non définie), STN2 (non définie), STHV2 (non définie) et STNV2 (non définie) [Marzano *et al.*, 1998] permettent de prévoir la valeur moyenne mensuelle et horaire de la variance de scintillation à partir de mesures météorologiques effectuées au sol. Ces méthodes aboutissent à la mise en correspondance des résultats obtenus par les modèles numériques décrivant l'interaction entre les rayonnements hyperfréquences et l'atmosphère turbulente reposant sur la théorie des turbulences de Tatarskii, modifiée en y introduisant l'hypothèse

des turbulences intermittentes [D'Auria *et al.*, 1993]. Toutes ces méthodes utilisent le facteur d'échelle de la fréquence et le facteur de moyenne de l'ouverture d'antenne donnés par l'UIT-R.

En particulier, la méthode DPSP repose sur la corrélation directe entre la moyenne mensuelle de  $\ln(\sigma^2)$  et la température au sol  $T$ , tandis que la méthode MPSP établit une relation entre la moyenne mensuelle de  $\ln(\sigma^2)$  et le coïndice de l'air dû à la vapeur d'eau,  $N_{humide}$ , au niveau du sol.

Marzano a également établi quatre méthodes de prévision non linéaires. En particulier, la méthode STH2 utilise pour estimateurs de régression la température au sol et l'humidité sous forme quadratique, tandis que la méthode STN2 utilise la température au sol et le coïndice humide sous forme quadratique.

La méthode STHV2 établit une relation entre la variance de scintillation et la température au sol  $T$ , l'humidité relative  $HM$  et la vapeur d'eau intégrée  $V_C$ . La méthode STNV2 établit une relation entre la variance de scintillation et la température au sol  $T$ , le coïndice humide  $N_{humide}$  et la vapeur d'eau intégrée  $V_C$ .

Les méthodes de prévision susmentionnées ont été établies non seulement pour les grandeurs moyennes mensuelles, mais aussi pour les grandeurs moyennes horaires.

### A1.2.7 Modèle UCL

La méthode ULC [Vasseur *et al.*, 1998] est un modèle statistique-physique en deux grandes étapes. Dans un premier temps, les caractéristiques statistiques des paramètres décrivant le profil vertical de la structure de l'indice de réfraction sont obtenues à partir de l'analyse de données de radiosonde à long terme. Pour ce faire, on utilise un modèle statistique [Warnock *et al.*, 1985] qui permet d'estimer les paramètres de turbulence à partir des mesures de radiosonde. Dans un second temps, les statistiques à long terme de la scintillation sur un trajet oblique sont déterminées à partir de la caractéristique de turbulence troposphérique déduite, en adoptant une démarche statistique rigoureuse et en appliquant la théorie de la propagation à travers un milieu turbulent. Outre les données de radiosonde, les autres paramètres requis pour la prévision de la scintillation sont les caractéristiques de la liaison: fréquence, angle d'élévation (supérieur à 5 à 10° environ) et diamètre de l'antenne.

## A1.3 Modèles de prévision de la distribution de l'amplitude de scintillation

### A1.3.1 Modèles de Karasawa et de l'UIT-R

Karasawa *et al.* [Karasawa, 1988] ont proposé plusieurs formules donnant la distribution cumulative à long terme de l'écart d'amplitude ( $y$ ), en fonction du pourcentage de temps et de l'écart type à long terme théorique. Ces formules ont été obtenues en intégrant la fonction de distribution de l'écart type à court terme, supposée de type gamma, avec la fonction de distribution à court terme conditionnelle du niveau de signal pour un écart type donné suivant, par hypothèse, une distribution gaussienne.

L'écart d'amplitude qui en résulte,  $y$ , dépassé pendant un pourcentage de temps donné  $P$ , est exprimé par:

$$y = (-0,0597 \log^3 P - 0,0835 \log^2 P - 1,258 \log P + 2,672) \sigma \quad (1A.7)$$

où  $P$  est compris entre 0,01% et 50%, et où  $\sigma$  désigne l'écart type du signal à long terme (généralement un an). La formule 1A.7 est en bonne concordance avec les mesures de renforcement du signal, mais sous-estime l'évanouissement, en particulier dans la zone de faible probabilité. Pour corriger cette insuffisance, une autre relation a été établie en ajustant les mesures d'évanouissement du signal dans l'intervalle de probabilité 0,01%-50%:

$$y = \left( -0,061 \log^3 P + 0,072 \log^2 P - 1,71 \log P + 3,0 \right) \sigma \quad (1A.8)$$

L'UIT-R a seulement adopté la distribution correspondant à l'évanouissement du signal dans la Recommandation UIT-R P.618.

### A1.3.2 Modèle de Van de Kamp

Partant de l'hypothèse que la scintillation sur une liaison par satellite est essentiellement due à la turbulence dans les nuages, c'est-à-dire la turbulence dans les couches minces situées loin du récepteur, Van de Kamp [Van de Kamp, 1998, 2000] a considéré que l'amplitude du champ électrique reçu à court terme suivait une distribution de Rice-Nakagami et que, par conséquent, la distribution du niveau de signal,  $y$ , en dB était asymétrique, comme l'attestent les observations.

Le modèle proposé est le suivant:

$$\begin{aligned} y_f(P) &= \gamma(P) + \delta(P) \\ y_e(P) &= \gamma(P) - \delta(P) \end{aligned} \quad (1A.9)$$

où  $y_f(P)$  désigne la distribution de l'évanouissement du signal ("f" pour "fade") (dB) et  $y_e(P)$  la distribution du renforcement du signal ("e" pour "enhancement") (dB).

$$\begin{aligned} \gamma(P) &= \left( -0,0515 \log^3 P + 0,206 \log^2 P - 1,81 \log P + 2,81 \right) \sigma \\ \delta(P) &= \left( 0,172 \log^2 P - 0,454 \log P + 0,274 \right) \sigma^2 \end{aligned} \quad (1A.10)$$

où  $\sigma$  désigne l'écart type à long terme (dB). Ces relations ont été obtenues par ajustement des courbes.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES DE L'ANNEXE 1

- BELLOUL, B., SAUNDERS, S., EVANS, B., 1998, Prediction of scintillation intensity from sky-noise temperature in Earth-satellite links, *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 10, pp. 1023-1024.
- COST 255: "Radio wave propagation modelling for new Satcom services at Ku-band and above", COST 255 Final Report, ESA Publications Division, SP-1252, March 2002.
- CRANE, R.K., BLOOD, D.W., 1979, "Handbook for the estimation of microwave propagation effects", NASA Contract NAS5-25341, NASA GSFC Greenbelt, MA, Technical Report n. 1, Doc. 7376-TR1.
- D'AURIA, G., MARZANO, F.S., MERLO, U., 1993, Model for estimating the refractive-index structure constant in clear-air intermittent turbulence, *Applied Optics*, Vol. 32, pp. 2674-2680.
- KARASAWA, Y., YAMADA, M., ALLNUTT, J.E., 1988, A new prediction method for tropospheric scintillation on Earth-space paths, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 36, No. 11, pp. 1608-1614.
- MARZANO, F.S., D'AURIA, G., 1998, Model-based prediction of amplitude scintillation variance due to clear-air tropospheric turbulence on earth-satellite microwave links, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 46, No. 10, pp. 1506-1518.
- ORTGIES, G., 1993, Prediction of slant-path amplitude scintillation from meteorological parameters, *Proc. Int. Symp. Radio Propagation*, Beijing, pp. 218-221.
- OTUNG, I.E., 1996, Prediction of tropospheric amplitude scintillation on a satellite link, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 44, No. 12, pp. 1600-1608.
- PEETERS, G., MARZANO, F.S., D'AURIA, G., RIVA, C., VANHOENACKER, D., 1997, Evaluation of statistical models for clear-air scintillation prediction using Olympus satellite measurements, *International Journal of Satellite Communications*, Vol. 15, pp. 73-88.
- VAN DE KAMP, M.M.J.L., 1998, Asymmetrical signal level distribution due to tropospheric scintillation, *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 11, pp. 1145-1146.
- VAN DE KAMP, M.M.J.L., Tervonen, J.K., Salonen, E.T., Poiaras Baptista, J.P.V., 1999, Improved models for long-term prediction of tropospheric scintillation on slant paths, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 47, No. 2, pp. 249-260.
- VAN DE KAMP, M.M.J.L., 2000, Experimental verification of asymmetrical short-term scintillation distribution model, *Electronics Letters*, Vol. 36, pp. 663-664.
- VASSEUR, H., VANHOENACKER, D., 1998, Characterisation of tropospheric turbulent layers from the radiosonde data, *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 4, pp. 318-319.
- WARNOCK, J.M., VANZANDT, T.E., GREEN, J.L., 1985, A statistical model to estimate mean values of parameters of turbulence in the free atmosphere, Preprints 7th Symposium on Turbulence and Diffusion, Boulder (U.S.A.), pp. 156-159.



## CHAPITRE 5

### Diffusion par une particule isolée

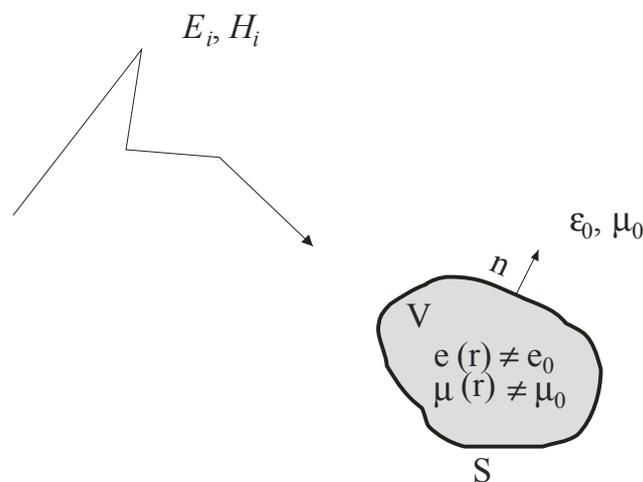
#### 5.1 Considérations générales

Un certain nombre d'auteurs ont traité le problème de la diffusion par une particule isolée. Il est difficile, cependant, de trouver une approche systématique afin d'obtenir une vue d'ensemble du problème et, surtout, de comprendre les limites et les conditions de validité des différentes solutions. Dans ce chapitre, il n'est pas question de donner des résultats nouveaux, mais plutôt d'indiquer une sorte de fil d'Ariane dans le labyrinthe des méthodes les plus courantes.

La plupart des méthodes (à l'exception de la méthode de l'intégrale de Fredholm et de celle des éléments finis) portent sur des diffuseurs délimités par une surface régulière (une seule normale en chaque point de la surface) et constitués par un diélectrique permanent et isotrope. Il faut reconnaître que ces hypothèses, raisonnables pour les hydrométéores du type précipitation, ne sont manifestement pas adaptées aux cristaux de glace. Elles devront par conséquent être vérifiées de très près dans le cas des nuages élevés. Mais les difficultés techniques sont telles que très peu de chercheurs ont tenté de résoudre des cas de ce genre.

FIGURE 5.1

#### Exemple de problème de diffusion



Radio-Meteo. 05-01

$V$  désigne le volume et  $S$  la surface du diffuseur. Les indices + et – symbolisent respectivement l'extérieur et l'intérieur du diffuseur. Les propriétés électriques de ce dernier sont données par la constante diélectrique (permittivité)  $\epsilon(r)$  et la perméabilité  $\mu(r)$ ; celles-ci sont différentes de la constante diélectrique et de la perméabilité du milieu environnant, avec comme hypothèse simplificatrice que ce milieu est le vide.

Le diffuseur est plongé dans un champ électromagnétique incident  $E_i, H_i$  créé par des sources convenables extérieures au diffuseur, que nous appellerons  $j_{ext}$ . Le problème de la diffusion s'énonce donc comme suit: déterminer, en tout point, le champ résultant, qui peut s'écrire:

$$\begin{cases} E(r) = E_i(r) + E_s(r); \\ H(r) = H_i(r) + H_s(r). \end{cases} \quad (5.1)$$

$E_s, H_s$  étant le champ diffusé. On s'intéresse généralement à la valeur de ce champ à grande distance de la particule.

### 5.1.1 Représentation intégrale du champ

Le champ électromagnétique satisfait aux équations de Maxwell, qui s'écrivent ici:

$$\begin{cases} \nabla \times E = -\mu(r) \frac{\delta H}{\delta t}; \\ \nabla \times H = j_{ext} + \varepsilon(r) \frac{\delta E}{\delta t}. \end{cases} \quad (5.2)$$

Ces équations étant linéaires, on peut écrire ce qui suit, sans ambiguïté, pour des champs et des sources harmoniques (on choisit, par convention,  $e^{i\omega t}$  pour caractériser la loi de dépendance en fonction du temps, c'est-à-dire que l'indice de réfraction est de la forme  $m = v - ik$ ):

$$\begin{cases} \nabla \times E = -i\omega\mu(r)H \\ \nabla \times H = j_{ext} + i\omega\varepsilon(r)E \end{cases} \quad (5.3)$$

Si l'on pose  $k^2 = \omega^2$ , la solution du système (5.3) a un comportement satisfaisant à l'infini (condition de rayonnement pour l'onde diffusée) et satisfait à l'équation suivante:

$$E(r) = E_i(r) + \bar{G} \otimes \left[ (k^2(r) - k_0^2) E(r) + \nabla(\log \mu(r)) \times \nabla \times E(r) \right]. \quad (5.4)$$

Le symbole  $\otimes$  désigne la convolution. La dyade  $\bar{G}$  s'appelle l'opérateur dyadique en espace libre de Green, qui peut s'exprimer sous deux formes équivalentes:

$$\bar{G}(r) = \frac{1}{k_0^2} \left[ -\delta(r) + \nabla \times \nabla \times \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r} \right] \bar{I} = \left[ \bar{I} + \frac{1}{k_0^2} \nabla \nabla \cdot \right] \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r} \quad (5.5)$$

La deuxième expression est la plus utilisée (voir par exemple Levine et Schwinger, 1951). Il existe, pour l'expression (5.4), une variante qui est plus souvent appliquée, mais qui ne permet pas de grands développements:

$$\begin{aligned} E(r) = E_i(r) + \left( \nabla \nabla \cdot + k_0^2 \right) \int_V g(r-r') \left( \frac{\varepsilon(r')}{\varepsilon_0} - 1 \right) E(r') dr' \\ - i\omega \nabla \times \int_V g(r-r') (\mu(r') - \mu_0) H(r') dr' \end{aligned} \quad (5.6)$$

où  $g(r) = \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r}$  (fonction scalaire de Green).

**5.1.2 Diffusion d'une onde plane dans le champ lointain. Le théorème optique**

**5.1.2.1 Amplitude de la diffusion**

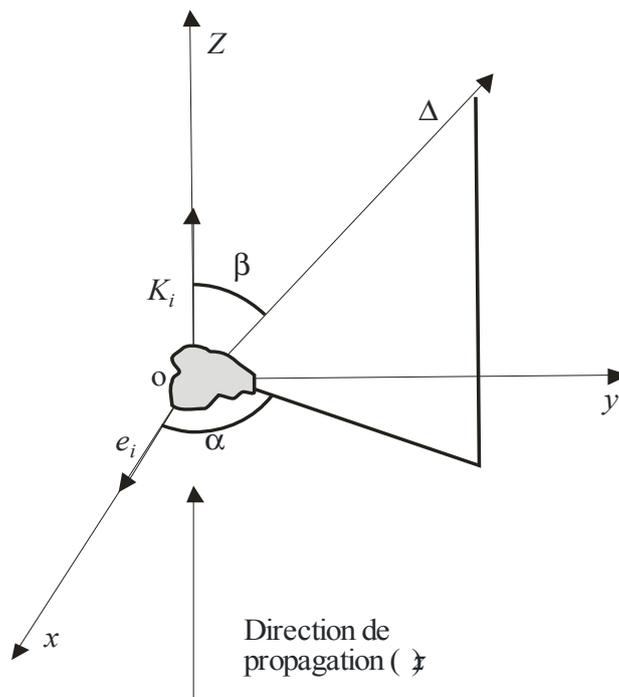
Dans un cas bien défini, il est nécessaire de préciser le système de coordonnées de référence. Comme pour d'autres conventions (par exemple,  $\pm\omega t$ ), ce système varie d'un auteur à un autre, ce qui rend les comparaisons difficiles. Dans ce qui suit, nous prendrons le champ incident comme référence. Si nous avons affaire à une onde plane à polarisation rectiligne:

$$E_i(r) = E_i e_i e^{-i(k_i \cdot r - \omega t)} \tag{5.7}$$

où:

- $e_i$ : vecteur unitaire de la polarisation
- $k_i$ : vecteur de l'onde ( $|k_i| = k_0$ )
- $E_i$ : amplitude

FIGURE 5.2  
Géométrie du diffuseur



Radio-Meteo. 05-02

La Figure 5.2 montre que Ox est colinéaire avec  $e_i$ , que Oz est colinéaire avec  $k_i$  (direction de propagation de l'onde) et que Oy complète le système de référence  $\left( \hat{y} = \hat{z} \times \hat{x} \right)$ . La position du

diffuseur, considéré comme un solide, est définie par un de ses points (de préférence son centre de masse) pris comme origine, O, et par un axe  $\Delta$ . L'orientation de l'axe  $\Delta$  est déterminée par les deux angles  $0 \leq \beta \leq \pi$  et  $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ , et par un angle de rotation autour de  $\Delta$ . Si le diffuseur a une symétrie axiale, ce dernier angle est superflu.

Les solutions basées sur l'équation (5.6) sont valables en tous les points de l'espace extérieurs à la particule, mais cette équation se simplifie si le point d'observation se trouve à grande distance de la particule. En fait, lorsque  $r \rightarrow \infty$ , on a:  $|r - r'| = r - \frac{r \cdot r'}{r}$ .

Comme l'intégration se fait sur un volume fini, cette approximation est valable pour  $r$  suffisamment grand (en pratique:  $r \gg L^2 / \lambda$ , où  $L$  est la longueur caractéristique du diffuseur et  $\lambda = 2\pi c / \omega$  la longueur d'onde du champ incident). Le champ diffusé peut alors s'exprimer sous la forme:

$$E_s(r) \cong \left( \bar{I} + \frac{\nabla \nabla}{k_0^2} \right) \int_V \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r'} e^{ik_s \cdot r'} (k^2(r') - k_0^2) E(r') dr' \quad (5.8)$$

NOTE –  $k_s = k_0 r / r$  est le vecteur d'onde du champ diffusé. Sa valeur dépend de l'origine des coordonnées. Toutefois, dans l'hypothèse du champ éloigné, il est facile de montrer que le choix de l'origine a un effet du second ordre.

Dans la première partie de l'intégrale, l'opérateur différentiel porte uniquement sur  $r$ . Par conséquent, en appliquant des transformations élémentaires à l'équation (5.8), on obtient:

$$E_s(r) \cong \left( \bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r'} \int_V e^{ik_s \cdot r'} (k^2(r') - k_0^2) E(r') dr' \quad (5.9)$$

On en déduit que le champ éloigné a une structure sphérique et que le champ lui-même est perpendiculaire à son vecteur d'onde. L'équation (5.9) peut s'écrire:

$$E_s(r) \cong E_i S(k_s, k_i) \frac{e^{-ik_0 r}}{ik_0 r} e^{i\omega t} \quad (5.10)$$

$S(k_s, k_i)$  est un vecteur, généralement complexe, sans dimensions, composé de fonctions de l'amplitude  $S$  et appelé, par une expression assez vague, "amplitude de diffusion". Ce vecteur dépend de la direction d'observation ( $k_s$ ), de la direction d'incidence ( $k_i$ ) et, évidemment, des propriétés du diffuseur lui-même. Il convient de rappeler que  $S \cdot k_s = 0$ .

Bien entendu, on trouve dans la littérature des expressions différentes pour l'amplitude de diffusion. Cela s'explique par la présence du coefficient dans le terme sphérique. Nous avons choisi ici la notation de [Van de Hulst 1981].

Pour plus de précision dans la description du champ, il faut définir le système de coordonnées de l'observation (voir la Figure 5.3). Dans la généralité des cas, on appelle  $\theta$  l'angle de diffusion et le plan ( $k_s, k_i$ ), le plan de diffusion.

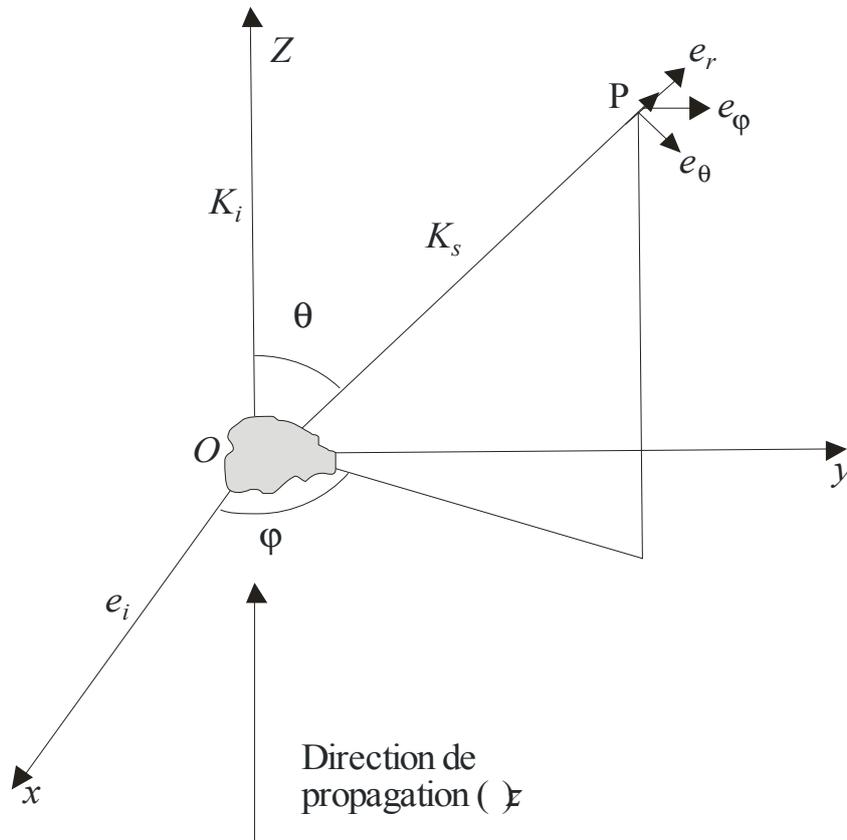
Au point d'observation  $P(r)$ , on peut utiliser le système local ( $e_r, e_\theta, e_\phi$ ).

Si le champ diffusé,  $E_s$ , est exprimé dans ce système local, on a:  $S(k_s, k_i) = S_1 e_\phi + S_2 e_\theta$ .

L'intensité de la diffusion, qu'il ne faut pas confondre avec l'intensité du champ diffusé, a pour expression:  $I_s = S_1^2 + S_2^2 = |S|^2$ .

Nous pouvons maintenant introduire le théorème optique, également appelé théorème de la diffusion vers l'avant.

FIGURE 5.3  
Géométrie de la diffusion



Radio-Meteo. 05-03

**5.1.2.2 Le théorème optique**

On peut obtenir la valeur moyenne du flux d'énergie à partir de la valeur moyenne du vecteur de Poynting,  $s$ , sous la forme:

$$\langle s \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ E_i \times H_i^* + E_s \times H_s^* + E_i \times H_s^* + E_s \times H_i^* \right\} \text{ ou } \langle s \rangle = \langle s_i \rangle + \langle s_s \rangle + \langle s' \rangle .$$

Considérons la valeur moyenne du flux d'énergie qui traverse une sphère de centre O, dont le rayon  $R$  est grand par rapport aux dimensions du diffuseur. Dans ces conditions, la valeur moyenne est donnée par l'intégrale, prise sur la surface de la sphère, de la composante radiale de  $\langle s \rangle$ , soit:  
 $W = W_i + W_s + W'$ .

Si le diffuseur est partiellement absorbant, une partie de l'énergie électromagnétique incidente est transformée en une autre forme d'énergie (chaleur),  $W_a$ . Le principe de la conservation de l'énergie permet d'écrire:  $-W_a = W_i + W_s + W'$ .

Si l'on suppose que le diélectrique externe est sans pertes (espace libre), on a  $W_i = 0$ , d'où:

$$-W' = W_s + W_a \tag{5.11}$$

Cette dernière équation montre que  $W'$  représente la somme de deux effets responsables de la décroissance de l'énergie incidente dans sa direction initiale: absorption et diffusion. En optique physique, cette combinaison de phénomènes a reçu le nom d'extinction; dans le domaine des hyperfréquences, on emploie aussi le terme affaiblissement et parfois affaiblissement apparent. En explicitant, nous obtenons:

$$2W' = -\frac{E_i^2}{\omega k_0 \mu_0 R} \int_S \operatorname{Re} \left\{ i e_i \times k_s \times S^* e^{i(k_0 R - k_i \cdot r)} + i S \times k_i \times e_i e^{i(k_0 R - k_i \cdot r)} \right\} \cdot k_s dS \quad (5.12)$$

Pour déterminer les différents vecteurs magnétiques, on a utilisé ici les équations de Maxwell.

La méthode de la phase stationnaire peut être appliquée à l'intégrale de l'équation (5.12), car ses termes de phase varient très rapidement. Les points stationnaires sont, intuitivement, ceux pour lesquels  $k_0 R = |k_i \cdot r|$ , i.e.  $|k_s \cdot k_i| = k_0^2$ . En effectuant des transformations simples (voir par exemple [Born et Wolf, 1980]), et en tenant compte de la relation importante  $S \cdot k_s = 0$ , on trouve:

$$W' = \frac{2\pi E_i^2}{k_0^2 Z_0} \operatorname{Re} \{ e \cdot S(k_i, k_i) \}, \text{ où } Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} \text{ est l'impédance du vide.}$$

On définit comme suit la section transversale d'extinction,  $\sigma_{ext}$ : c'est le rapport de l'énergie absorbée et diffusée par la particule à l'énergie incidente par unité de surface (on emploie aussi fréquemment le coefficient de rendement  $Q$ , rapport de  $\sigma$  à l'aire du diffuseur, en projection sur un plan normal à la direction d'incidence):  $\sigma_{ext} = \sigma_a + \sigma_s = \frac{W_a + W_s}{|< s_i >|}$  où  $\sigma_a$  et  $\sigma_s$  sont respectivement les sections transversales d'absorption et de diffusion.

Comme  $|< s_i >| = E_i^2 / (2Z_0)$ , on obtient immédiatement:

$$\sigma_{ext} = \frac{\lambda^2}{\pi} \operatorname{Re} \{ e_i \cdot S(k_i, k_i) \} \quad (5.13)$$

Cette formule est celle du "théorème optique". La signification de ce théorème est la suivante: dans le cas d'une onde à polarisation rectiligne, la section transversale d'extinction est proportionnelle à une composante, ayant une certaine amplitude, de l'onde diffusée; l'amplitude est celle de l'onde diffusée vers l'avant,  $S(k_i, k_i)$ , et la composante est celle qui est colinéaire avec le vecteur électrique incident,  $e_i$ . Ce théorème est très général et, de ce fait, extrêmement utile. Il s'applique quel que soit le diffuseur, en particulier si le diffuseur se compose d'un grand nombre de petites particules. Pour cette raison, nous le rencontrerons encore dans la théorie de la diffusion multiple.

Il faut souligner un point important: l'évaluation numérique de  $S$  fait presque toujours appel à des approximations. De ce fait, il n'y a pas de raison *a priori* pour que le théorème optique soit vérifié dans ces approximations. Il faut prendre des précautions quand on applique ce théorème. Par exemple, dans l'approximation de Rayleigh, si on applique brutalement le théorème optique, on obtient  $\sigma_{ext} = 0$  pour un diélectrique sans pertes, ce qui est manifestement faux.

Le théorème optique donne des résultats qui peuvent sembler contradictoires à première vue. Si l'obstacle est opaque et si son aire apparente est  $\Sigma$  dans la direction d'incidence, le principe de Huygen montre immédiatement que  $\sigma_{ext} = 2\Sigma$ . Il faut comprendre que ce résultat remarquable représente l'addition des effets de la réflexion et/ou de l'absorption par l'obstacle et des effets de la diffraction sur les bords.

### 5.1.2.3 Sections transversales – applications de la radiodétection

Trois sections transversales ont été mentionnées au paragraphe précédent:  $\sigma_{ext}$ ,  $\sigma_a$  et  $\sigma_s$ . Il existe d'autres sections transversales extrêmement utiles, notamment dans les applications de la radiodétection

On peut se servir de la puissance surfacique diffusée,  $\langle s_s \rangle = |E_s|^2 / (2Z_0)$ , pour définir la section transversale de diffusion différentielle,

$$\sigma_d(k_s, k_i) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{r^2 \langle s_s \rangle}{\langle s_i \rangle}. \quad (5.14)$$

$\sigma_d$  a les dimensions du rapport aire/angle solide. Cette grandeur est liée, d'une certaine façon, au diagramme de directivité de l'intensité du champ diffusé. En intégrant l'expression (5.14) sur  $4\pi$ , on obtient la section transversale de diffusion  $\sigma_s = \int_{4\pi} \sigma_d d\Omega$ . Le calcul direct à partir de l'équation (5.10)

donne:

$$\sigma_d(k_s, k_i) = \frac{1}{k_0^2} |S(k_s, k_i)|^2 = \frac{\sigma_{ext}}{4\pi} p(k_s, k_i). \quad (5.15)$$

Le nombre sans dimensions  $p(k_s, k_i)$ , appelé fonction de phase, est souvent utilisé dans la théorie du transfert radiatif. Par ailleurs,  $A = \sigma_s / \sigma_{ext}$  est l'albédo du diffuseur.

Dans la technique du radar, on utilise la section transversale du radar bistatique:

$$\sigma_{bi}(k_s, k_i) = 4\pi \sigma_d(k_s, k_i) \quad (5.16)$$

et la section transversale de rétrodiffusion:

$$\sigma_b = 4\pi \sigma_d(-k_i, k_i). \quad (5.17)$$

Dans les équations (5.16) et (5.17), le facteur  $4\pi$  est simplement un facteur commode qui permet de considérer la cible comme une source isotrope.

On obtient l'estimation de  $\sigma_a$  en intégrant  $\langle s \rangle$  sur la surface limite du diffuseur:

$$\sigma_a = \frac{-\int n \cdot \langle s \rangle dS}{\langle s_i \rangle}$$

$n$  est le vecteur orienté vers l'extérieur et normal à la surface du diffuseur. En appliquant le théorème de la divergence, on peut écrire cette dernière équation sous la forme:

$$\sigma_a = \frac{k_0 \int_V \epsilon''(r) |E(r)|^2 dV}{\epsilon_0 E_i^2} \quad (5.18)$$

où  $\epsilon''$  est la partie imaginaire de la constante diélectrique (on fait ici l'hypothèse:  $\mu(r) = \mu_0$ ).

## 5.2 Méthodes de résolution

### 5.2.1 Méthodes analytiques

On trouvera ci-après des solutions analytiques (forme fermée) du problème de la diffusion d'une onde plane à polarisation rectiligne. Il existe une solution exacte dans un petit nombre de cas faisant

intervenir des diffuseurs particuliers. Ces cas seront étudiés en premier, après quoi nous passerons aux méthodes approchées.

### 5.2.1.1 Solution exacte

La solution exacte correspond à la situation suivante: on a un système de coordonnées dans lequel les équations de Maxwell (5.3) peuvent être séparées et dans lequel la surface du diffuseur correspond à une valeur définie dans une des coordonnées. On a démontré [Morse et Feshbach, 1953] que ces conditions sont extrêmement restrictives et qu'elles sont remplies dans un très petit nombre de cas. Heureusement, les hydrométéores (notamment les gouttes de pluie) sont assez bien représentés par des sphères ou des sphéroïdes, lesquels relèvent de ces cas.

#### 5.2.1.1.1 Diffuseur sphérique: théorie de Mie

Mie [1908] a trouvé la solution exacte pour une sphère diélectrique homogène et isotrope, de dimension arbitraire. Il a fait intervenir pour cela des harmoniques sphériques qui constituent une base des fonctions propres de l'opérateur de Helmholtz. En 1969, Kerker a étendu la solution au cas où  $\varepsilon(r)$  est à stratification sphérique.

Les détails de cette méthode sont exposés dans de nombreux ouvrages de référence (par exemple, Stratton [1941], Born et Wolf [1959]). En résumé, toutes ces techniques consistent à déterminer les coefficients du développement en appliquant les conditions aux limites (continuité des composantes tangentielles) à la surface du diffuseur. Nous nous bornerons ici à présenter la solution.

La sphère a une permittivité constante,  $\varepsilon$ , et sa perméabilité est  $\mu = \mu_0$ . Pour simplifier, on admet ici que le milieu environnant est caractérisé par les constantes  $\varepsilon_0, \mu_0$ . A l'intérieur du diffuseur, l'indice de réfraction ( $m = \sqrt{\varepsilon / \varepsilon_0}$ ) s'exprime par  $m = \nu - i\kappa$ , expression dans laquelle  $\kappa$  représente la partie dissipative du diélectrique. A l'extérieur du diffuseur, on a  $m = 1$ .

Considérons le paramètre sans dimensions  $x = k_0 a = 2 \pi a / \lambda_0$ , où  $a$  est le rayon de la sphère. Dans le champ éloigné, et dans notre système de référence, l'amplitude de diffusion  $S(\theta, \varphi)$  s'écrit:

$$S(\theta, \varphi) = -S_1(x, m, \theta) \sin \varphi e_\varphi + S_2(x, m, \theta) \cos \varphi e_\theta \quad (5.19)$$

où

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \pi_n + a_n \tau_n)$$

et

$$\pi_n = \frac{dP_n(\cos \theta)}{d \cos \theta} \quad \tau_n = \frac{d(\sin \theta \pi_n)}{d \theta}$$

$P_n$  est le polynôme de Legendre d'ordre  $n$ . Le calcul de  $\pi_n$  et  $\tau_n$  ne pose pas de problème numérique. Une méthode simple consiste à déterminer les coefficients du polynôme de Legendre par un calcul de récurrence à l'aide de la relation:  $(2j+1)zP_j=(j+1)P_{j+1}+jP_{j-1}$  où  $z$  est l'argument du polynôme. Pour simplifier le calcul de  $a_n$  et  $b_n$ , il est préférable d'utiliser les formules:

$$a_n = \frac{\left(\frac{A_n(y)}{m} + \frac{n}{x}\right) \operatorname{Re}\{W_n(x)\} - \operatorname{Re}\{W_{n-1}(x)\}}{\left(\frac{A_n(y)}{m} + \frac{n}{x}\right) W_n(x) - W_{n-1}(x)} \quad (5.20)$$

$$b_n = \frac{\left(mA_n(y) + \frac{n}{x}\right) \operatorname{Re}\{W_n(x)\} - \operatorname{Re}\{W_{n-1}(x)\}}{\left(mA_n(y) + \frac{n}{x}\right) W_n(x) - W_{n-1}(x)}$$

où  $W_n(x)$  est une fonction qui se calcule par récurrence:  $W_n(x) = \frac{2n-1}{x}W_{n-1}(x) - W_{n-2}(x)$  avec  $W_{-1}(x) = e^{-ix}$  et  $W_0(x) = e^{i(\pi/2-x)}$  et où  $A_n(y)$  est une fonction de  $y = mx$  qui se calcule par récurrence à partir de:  $A_n(y) = -\frac{n}{y} + \left(\frac{n}{y} - A_{n-1}(y)\right)^{-1}$  et  $A_0(y) = \frac{\sin vx \cos vx + i \sin h\kappa x \cos h\kappa x}{\sin^2 vx + \sin^2 h\kappa x}$ .

Toutes les récurrences doivent être calculées avec une précision double, afin d'éviter d'avoir des résultats inacceptables lorsque les arguments sont grands.

### Sections transversales

Une intégration convenable permet d'obtenir facilement les différentes sections transversales:

- section transversale de diffusion:

$$\sigma_s = \frac{2\pi}{k_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (5.21)$$

- section transversale d'extinction:

$$\sigma_{ext} = \frac{2\pi}{k_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}\{a_n + b_n\} \quad (5.22)$$

- section transversale de rétrodiffusion:

$$\sigma_b = \frac{2\pi}{k_0^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) (a_n - b_n) \right|^2 \quad (5.23)$$

#### 5.2.1.1.2 Diffuseurs sphéroïdaux

La géométrie des diffuseurs sphéroïdaux permet de procéder de façon analogue pour résoudre les équations de Maxwell. Le développement mathématique est cependant plus compliqué que dans le cas d'un diffuseur sphérique. La principale difficulté tient au fait que les fonctions propres dépendent de l'indice de réfraction, d'où l'impossibilité d'appliquer facilement cette méthode. Asano et Sato [1980] ont traité le problème en détail.

## 5.2.1.2 Solutions approchées

### 5.2.1.2.1 Approximation de Rayleigh-Gans

L'approximation du premier ordre de l'équation intégrale (5.9) consiste à remplacer dans l'intégrale le champ  $E(r')$  par le champ incident  $E_i(r')$ . C'est ce qu'on appelle l'approximation de Rayleigh-Gans ou de Rayleigh-Debye, ou encore l'approximation de Born. Il est clair que cette approximation n'est valable que si on a affaire à un diffuseur "faible". On procède généralement par itération pour établir les conditions aux limites; à chaque étape, on remplace le champ interne par le champ trouvé à l'étape précédente. Il n'est pas facile de démontrer la convergence d'un processus de ce genre. Néanmoins, si l'on désigne par  $L$  une dimension type du diffuseur, il a été démontré que deux conditions doivent être remplies pour la convergence:  $|\epsilon_r - 1|k_0L \ll 1$  et  $|\epsilon_r - 1| = |m^2 - 1| \ll 1$ .

Pour les gouttes d'eau et les hyperfréquences, la quantité  $|\epsilon_r - 1| = |m^2 - 1|$  a une valeur de l'ordre de 25. On en conclut que cette approximation ne peut pas être utilisée pour les hydrométéores ni pour les fréquences attribuées actuellement aux radars météorologiques.

### 5.2.1.2.2 Diffusion de Rayleigh

Si la dimension type d'un diffuseur est plus petite que la longueur d'onde ( $k_0L \ll 1$ ), le champ incident, à l'intérieur et au voisinage du diffuseur, se comporte presque comme un champ électrostatique. Le principe de cette approximation consiste par conséquent à introduire la solution électrostatique à l'intérieur du diffuseur.

Toutefois, la solution électrostatique dépend de la forme du diffuseur; on oublie souvent ce point. Considérons deux exemples.

#### *Diffusion de Rayleigh pour une particule sphérique*

La solution électrostatique est bien connue dans ce cas (voir par exemple Stratton [1941]); le champ à l'intérieur de la sphère devient:

$$E(r') = \frac{3}{2 + \epsilon_r} E_i(r'). \quad (5.24)$$

Compte tenu des équations (5.9) et (5.10), l'amplitude de diffusion a pour expression:

$$S(k_s, k_i) = \left( \bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) e_i \frac{ik_0^3}{4\pi} \int_V e^{i(k_s - k_i)r} \frac{3(\epsilon_r - 1)}{\epsilon_r + 2} dV \quad (5.25)$$

Pour une sphère homogène de rayon  $a$ , on trouve facilement:

$$S(k_s, k_i) = \left( \bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) e_i \frac{ik_0^3}{k_1^3} (\sin(k_1 a) - k_1 a \cos(k_1 a)) \frac{3(\epsilon_r - 1)}{\epsilon_r + 2} \quad (5.26)$$

où  $k_1 = |k_s - k_i|$ .

La limite  $a \rightarrow 0$  permet d'écrire:

$$S(k_s, k_i) = \left( \bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) e_i \frac{ik_0^3}{4\pi} V \frac{3(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2} \quad (5.27)$$

où  $V$  désigne le volume du diffuseur. Comme indiqué précédemment  $\left( \bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) e_i$  est la composante de  $e_i$  perpendiculaire à  $k_s$ . Si l'on désigne par  $\xi$  l'angle formé par  $e_i$  et  $k_s$ , on obtient:

$$S = i \sin \xi \frac{k_0^3}{4\pi} V \frac{3(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2} \quad (5.28)$$

La forme du champ diffusé est donc un tore, identique à celui d'un dipôle colinéaire avec  $e_i$ . La section transversale de rétrodiffusion a pour expression:

$$\sigma_b = \frac{k_0^4}{4\pi} V^2 \left| \frac{3(m^2 - 1)}{m^2 + 2} \right|^2, \quad (5.29)$$

où l'on trouve l'indice de réfraction valable pour l'intérieur du diffuseur:  $m = \sqrt{\varepsilon_r}$ .

La section transversale d'absorption se calcule à partir de l'équation (5.18):

$$\sigma_a = k_0 \varepsilon_r'' V \left| \frac{3}{m^2 + 2} \right|^2. \quad (5.30)$$

On obtient la section transversale de diffusion en intégrant l'équation (5.28) dans tout l'espace:

$$\sigma_s = \frac{3k_0^4}{2\pi} V^2 \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right|^2 \quad (5.31)$$

et pour une sphère:

$$\sigma_s = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right|^2. \quad (5.32)$$

Les équations (5.29), (5.30), (5.31) et (5.32) sont les formules classiques de l'approximation de Rayleigh. Il convient de rappeler que, à l'exception de (5.30), ces équations ne peuvent être appliquées qu'à des sphères.

Plus généralement, la question de la validité de la diffusion de Rayleigh n'est pas entièrement résolue. En comparant avec les résultats de Mie, Kerker [1969] a montré que l'erreur est inférieure à 4% pour  $a = 0,05\lambda$ . Cet intervalle de validité est fort médiocre. Il en résulte, néanmoins, que  $a = 3$  mm à 5 GHz, ce qui englobe la plupart des hydrométéores; on observe pourtant des effets de résonance non négligeables à 6 GHz, pour  $a = 2,9$  mm  $< 0,06\lambda$ . A 10 GHz, on a:  $a = 1,5$  mm valeur trop restrictive pour les gouttes de pluie, surtout dans les orages. D'une façon générale, on peut appliquer la diffusion de Rayleigh lorsque  $k_0 a |\varepsilon_r|^{1/2} \leq 0,1$ .

Diffusion de Rayleigh pour une particule sphéroïdale

Etant donné que les hydrométéores possèdent en général un axe de symétrie, nous étudierons uniquement le cas sphéroïdal (la généralisation aux ellipsoïdes ne présente pas de difficulté particulière, mais nécessite de longs calculs).

L'axe de symétrie  $\Delta$  est défini par les angles  $\beta, \alpha$  (voir le § 5.1.2.1). Le repère  $(O, x, y, z)$  peut être transformé en un repère  $(O, x', y', z')$  dans lequel l'équation du sphéroïde,  $x'^2/a^2 + y'^2/a^2 + z'^2/c^2 = 1$ , est déterminée par la matrice suivante, moyennant une simple rotation:

$$\bar{R} = \begin{vmatrix} \cos \beta \cos \alpha & \cos \beta \sin \alpha & -\sin \beta \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ \sin \beta \cos \alpha & \sin \beta \sin \alpha & \cos \beta \end{vmatrix} \quad (5.33)$$

Dans le système de coordonnées  $(O, x', y', z')$ , le champ incident  $E_i$  devient:  $E'_i = \bar{R}E_i$ .

La solution électrostatique à l'intérieur du diffuseur devient [Stratton, 1941]:

$$E' = \begin{vmatrix} \frac{1}{1+(\epsilon_r-1)L_1} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1+(\epsilon_r-1)L_1} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{1+(\epsilon_r-1)L_2} \end{vmatrix} E'_i = \bar{C}.E'_i \quad (5.34)$$

Dans le repère initial, on a par conséquent:  $E = \bar{R}^{-1}.\bar{C}.\bar{R}.E_i$

Comme l'approximation de Rayleigh ne peut s'appliquer qu'aux diffuseurs de très petites dimensions, on peut poser  $e^{i(k_s-k_i).r'} \approx 1$  dans l'équation (5.9), et l'amplitude de diffusion devient:

$$S = \frac{ik_0^3}{4\pi} (\epsilon_r - 1) V \left( \bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) \bar{R}^{-1} \bar{C} \bar{R} E_i \quad (5.35)$$

avec  $V = (4/3)\pi a^2 c$ .

A l'évidence, les propriétés de la diffusion dépendent de la polarisation de l'onde incidente. En particulier, on a les résultats de calcul suivants après quelques transformations:

Polarisation de l'onde le long de  $Ox, e_i = (1,0,0)$ :

$$\sigma_{bx} = \frac{k_0^4}{4\pi} V^2 |\epsilon_r - 1|^2 \left[ \cos^2 \alpha (p \cos^2 \beta + q \sin^2 \beta) + p \sin^2 \alpha \right]^2 + |q - p|^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \sin^4 \beta \quad (5.36)$$

Polarisation de l'onde le long de  $Oy, e_i = (0,1,0)$ :

$$\sigma_{by} = \frac{k_0^4}{4\pi} V^2 |\epsilon_r - 1|^2 \left[ \sin^2 \alpha (p \cos^2 \beta + q \sin^2 \beta) + p \cos^2 \alpha \right]^2 + |q - p|^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \sin^4 \beta \quad (5.37)$$

avec  $p = 1/(1+(\epsilon_r-1)L_1)$  et  $q = 1/(1+(\epsilon_r-1)L_2)$  où  $L_1$  et  $L_2$  sont donnés par [Stratton, 1941]:

sphéroïde allongé  $a < c$  avec  $e^2 = 1 - (a/c)^2$

$$L_2 = \frac{1-e^2}{e^2} \left( -1 + \frac{1}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} \right) \text{ et } L_1 = \frac{1}{2}(1-L_2)$$

sphéroïde aplati  $a > c$  avec  $u^2 = (a/c)^2 - 1$

$$L_2 = \frac{1+u^2}{u^2} \left( 1 - \frac{1}{u} \operatorname{arctg} u \right) \text{ et } L_1 = \frac{1}{2}(1-L_2)$$

Dans le cas d'une sphère, on a  $a = c$ , d'où  $L_1 = L_2 = 1/3$  et  $p = q = 3/(\epsilon_r + 2)$ , ce qui ramène aux résultats précédents.

On notera ce qui suit: même si la rétrodiffusion dépend de la forme du diffuseur, la section transversale d'absorption (équation (5.30)) – qui est plus grande que la section de diffusion pour les fréquences considérées ici – a une loi de dépendance du second ordre en fonction de la forme.

### 5.2.2 Méthodes numériques approchées

Etant donné que les méthodes exactes s'appliquent seulement à un petit nombre de cas particuliers, on a élaboré plusieurs méthodes numériques pour prendre en compte des diffuseurs réels tels que les grands hydrométéores. Les limites imposées au présent chapitre ne permettent pas de présenter la totalité de ces méthodes. Nous nous bornerons par conséquent à exposer les quatre méthodes qui sont le plus fréquemment utilisées.

#### 5.2.2.1 Ajustement ponctuel

En principe, cette méthode s'applique à un diffuseur homogène arbitraire ayant une limite géométrique régulière. Il s'agit, en fait, d'une extension de la théorie de Mie basée sur le développement des champs en termes de fonctions propres du vecteur de l'équation de Helmholtz [Oguchi, 1960]:  $\nabla^2 A + k^2 A = 0$  pour  $k = \text{constante}$ .

Contrairement au cas d'une sphère, il est impossible d'ajuster exactement les conditions aux limites lorsque la surface du diffuseur n'est pas une surface de coordonnées. Il s'agit donc, fondamentalement, de limiter le développement à un nombre fini de termes et de satisfaire les conditions aux limites en un nombre suffisant de points de la surface pour pouvoir déterminer les coefficients inconnus du développement.

Il n'est pas question de présenter ici une description détaillée de la méthode. Nous nous bornerons à en donner un aperçu général, d'après Oguchi [1973].

Si l'on suppose que l'origine des coordonnées se trouve à l'intérieur du diffuseur, les fonctions de base du vecteur de l'équation de Helmholtz sont, en coordonnées sphériques  $(r, \beta, \alpha)$ :

$$\begin{aligned} \begin{matrix} m_{emn} \\ m_{omn} \end{matrix} &= \begin{pmatrix} - \\ + \end{pmatrix} \frac{m}{\sin \theta} z_n(kr) P_n^m(\cos \beta) \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} m\alpha e_\beta - z_n(kr) \frac{\partial P_n^m}{\partial B} \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} m\alpha e_\alpha \\ \begin{matrix} n_{emn} \\ n_{omn} \end{matrix} &= \frac{n(n+1)}{kr} z_n(kr) P_n^m(\cos \beta) \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} m\alpha e_r + \frac{1}{kr} \frac{\partial}{\partial r} [r z_n(kr)] P_n^m(\cos \beta) \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} m\alpha e_\beta \\ &\quad \begin{pmatrix} - \\ + \end{pmatrix} \frac{m}{kr \sin \theta} \frac{\partial}{\partial r} [r z_n(kr)] P_n^m(\cos \beta) \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} m\alpha e_\alpha \end{aligned} \tag{5.38}$$

où  $P_n^m$  désigne les fonctions de Legendre associées ( $m \leq n$ );  $z_n(kr)$ , une fonction de Bessel sphérique; et  $k$ , le nombre d'onde.

Le choix des fonctions de Bessel dépend du comportement souhaité de la solution au voisinage de l'origine ou à l'infini. Près de l'origine, il faut accorder la préférence à la fonction de Bessel sphérique de première espèce; à l'infini, on choisit une fonction sphérique de quatrième espèce (fonction de Hankel). Le facteur  $m$  est appelé le mode.

Si l'on désigne le champ total à l'intérieur du diffuseur par  $E_-$  et, selon la notation usuelle, le champ diffusé par  $E_s$ , on obtient le développement suivant:

$$E_- = E_i \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m \leq n} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_{mn} m_{omn}^{(1)} - i b_{mn} n_{emn}^{(1)}) \quad (5.39)$$

$$E_s = E_i \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m \leq n} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (c_{mn} m_{omn}^{(3)} - i d_{mn} n_{emn}^{(3)})$$

Des équations semblables, avec les mêmes coefficients inconnus, sont utilisées pour les champs magnétiques. On détermine ces coefficients d'après les conditions aux limites sur le diffuseur à surface régulière.

$$n \times (E_i + E_s - E_-) = 0 \quad (5.40)$$

$$n \times (H_i + H_s - H_-) = 0$$

où  $n$  désigne la normale à la surface du diffuseur, orientée vers l'extérieur.

Ces conditions aux limites conduisent à quatre conditions scalaires, parce que les composantes tangentielles des champs ont deux degrés de liberté. En multipliant ces équations par  $\cos \alpha$  ou  $\sin \alpha$ , et en intégrant entre les limites  $(0, 2\pi)$ , on obtient quatre expressions telles que:

$$\sum_{n=m}^{\infty} h_n C_n(\beta) = D(\beta) \quad (5.41)$$

$h_n$  représente les coefficients inconnus;  $C_n$  et  $D$  contiennent les fonctions de Bessel sphériques, les fonctions de Legendre associées et leurs dérivées. Si la somme est tronquée à un indice  $N$ , les coefficients inconnus sont au nombre de 4  $(N-m+1)$  et peuvent être déterminés à l'aide de  $(N-m+1)$  points:  $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{N-m+1}$  équidistants dans l'intervalle  $(0, \pi)$ , ce qui donne un système algébrique du premier ordre.

On répète ces opérations pour chaque mode entre 0 et  $M$ . Si les diffuseurs ont une symétrie axiale, il est possible de simplifier le calcul en considérant une série de Fourier dans le plan de l'angle d'azimut.

La méthode décrite ci-dessus, appelée méthode de colocation, fait intervenir des points d'ajustement en nombre égal aux coefficients inconnus. Dans le cas des diffuseurs de forme très irrégulière, on améliore grandement la méthode en appliquant un ajustement par les moindres carrés sur un nombre de points supérieur au nombre minimum nécessaire [Morrison et Cross, 1974]. Cette variante est fortement recommandée pour les gouttes d'eau de grandes dimensions.

Il n'est pas certain qu'on ait le droit de développer l'onde diffusée d'un diffuseur non sphérique en fonctions vectorielles d'ondes sphériques [Van der Berg et Fokkema, 1979]. De ce fait, il semble que l'application de la méthode d'ajustements ponctuels soit limitée à des gouttes de pluie subissant une déformation modérée. De toute façon, ces techniques s'appliquent à des diffuseurs homogènes, ce qui exclut les hydrométéores tels que la neige mouillée.

Les amplitudes de diffusion calculées à l'aide de cette méthode ont été utilisées pour déterminer les paramètres ( $k$  et  $\alpha$ ) spécifiés dans la Recommandation UIT-R P.838.

### 5.2.2.2 La méthode de la matrice T

Cette méthode, également appelée EBCM (*Extended Boundary Condition Method*/méthode avec extension des conditions aux limites), consiste aussi à effectuer un développement en fonctions sphériques vectorielles, mais les coefficients inconnus sont déterminés sur la base de la

représentation intégrale des champs (voir le § 5.1.1). La méthode a été décrite complètement et avec précision par Barber et Yeh [1975]. Elle repose sur deux principes de base:

- On détermine les "courants équivalents"  $n \times E$  et  $n \times H$  qui donnent un champ nul à l'intérieur du diffuseur. D'une certaine manière, les conditions aux limites classiques sur une surface deviennent des conditions dans un volume (champ nul), d'où l'expression "extension des conditions aux limites";
- Du fait de la continuité analytique du champ à l'intérieur du diffuseur, il suffit d'imposer le champ nul dans une partie quelconque du diffuseur; on choisit en général une sphère inscrite dans la particule.

Cela étant, la méthode comporte les opérations suivantes:

- 1) Développement de  $E_i$  et  $H_i$  en harmoniques sphériques. Symboliquement:

$$E_i = \sum_n a_n \Phi_n^{(1)}(r, \beta, \alpha) \quad (5.42)$$

- 2) A grande distance de la particule, développement des champs diffusés en harmoniques sphériques:

$$E_s = \sum_n b_n \Phi_n^{(3)}(r, \beta, \alpha) \quad (5.43)$$

En appliquant à ces deux développements une troncature à un ordre donné,  $N$ , on définit la matrice de transition, ou matrice  $T$ , par  $[b] = T[a]$ . Une fois cette matrice connue, le problème de la diffusion est résolu.

Pour la déterminer, on procède comme suit:

- 3) Développement de la dyade  $\overline{G}$  en harmoniques sphériques (une fois choisie la détermination appropriée au voisinage de l'origine). Les propriétés d'orthogonalité des harmoniques sphériques permettent d'établir une relation linéaire entre les coefficients  $a_n$  et certaines intégrales de surface des courants équivalents;
- 4) Un traitement analogue appliqué à l'extérieur du diffuseur conduit à des relations linéaires entre les courants équivalents et les coefficients  $b_n$ ;
- 5) En éliminant les courants équivalents entre les deux systèmes linéaires précédents, on obtient immédiatement la matrice  $T$  qui relie  $a_n$  à  $b_n$ .

Le nombre  $N$  (ordre de troncature du développement) nécessaire pour obtenir une solution satisfaisante dépend de la forme, des dimensions et de l'indice de réfraction du diffuseur.

Cette méthode est plus facile à mettre en oeuvre que celle des ajustements ponctuels. Elle s'applique à des formes plus irrégulières et peut être étendue aux diffuseurs composés de plusieurs couches. En revanche, sa convergence est médiocre dans le cas des grandes particules, pour lesquelles il est difficile de calculer les intégrales de surface correspondantes.

### 5.2.2.3 La méthode de l'intégrale de Fredholm

Le point de départ de cette méthode est l'équation intégrale (5.4); pour un champ incident plan, nous avons montré que l'équation (5.4) devient (5.9). Le champ interne  $E_i(r')$  doit être déterminé à l'aide d'une équation intégrale de Fredholm de seconde espèce. La difficulté réside dans la singularité de la fonction de Green près de l'origine, qui empêche d'utiliser la méthode de résolution classique. Pour surmonter cette difficulté, Holt *et al.* [1978] ont proposé le recours à une transformée de Fourier, conduisant à une nouvelle équation intégrale dont le noyau n'est plus singulier.

Mettons l'équation intégrale sous la forme:

$$E(r) = E_i(r) + \int_V \overline{G}(r-r') \gamma(r') E(r') dr' \quad (5.44)$$

En multipliant (5.44) par  $\gamma(r)e^{ik_1 \cdot r}$  et en intégrant sur le volume total du diffuseur, on obtient (après avoir chassé l'amplitude  $E_i$ ):

$$\begin{aligned} \int_V E(r) e^{ik_1 \cdot r} \gamma(r) dr &= e_i \int_V e^{i(k_1 - k_i) \cdot r} \gamma(r) dr \\ + \int_V \int_V e^{ik_1 \cdot r} \gamma(r) \overline{G}(r-r') \gamma(r') E(r') dr dr' & \end{aligned} \quad (5.45)$$

Il suffit de connaître  $E_-(r)$  pour calculer la diffusion (5.44); on a donc le droit de formuler l'hypothèse que la transformation de Fourier peut être appliquée à  $E(r)$ , et:

$$E(r) = \int C(k_2) e^{ik_2 \cdot r} dk_2 \quad (5.46)$$

En portant (5.46) dans (5.45), on obtient:

$$\int \overline{K}(k_1, k_2) \cdot C(k_2) dk_2 = e_i U(k_1, k_2) \quad (5.47)$$

où

$$U(k_1, k_2) = \int \gamma(r) e^{i(k_1 - k_2) \cdot r} dr \quad (5.48)$$

et

$$\overline{K}(k_1, k_2) = \overline{I}U(k_1, k_2) - \int \int e^{ik_1 \cdot r} \overline{G}(r-r') \gamma(r') e^{ik_2 \cdot r'} dr dr' \quad (5.49)$$

$\overline{K}$  est un noyau non singulier, puisque la singularité a été éliminée par l'intégration analytique. Pour résoudre l'équation (5.47), on évalue les intégrales par quadrature numérique. On obtient le même résultat en réduisant l'expression (5.46) à une somme finie:

$$E(r) = \sum_{j=1}^n C_j e^{ik_j \cdot r} \quad (5.50)$$

Par conséquent, si l'on considère l'équation (5.47) pour  $n$  valeurs de  $k_1(k_{1j}, j = 1, n)$ , on est conduit à des équations matricielles qui sont faciles à résoudre. Holt *et al.* [1978] ont montré que si les vecteurs  $k_{2j}$  et  $k_{1j}$  sont égaux, la solution obéit au principe variationnel de Schwinger et que le processus est très stable numériquement.

La méthode de l'intégrale de Fredholm est certainement la méthode numérique la plus applicable d'une façon générale. Elle s'applique à toute espèce de diffuseur pour lequel l'intégration analytique est possible. C'est ainsi qu'on l'a appliquée à des ellipsoïdes généraux [Holt *et al.*, 1976], à des particules présentant des arêtes [Shepherd et Holt, 1983] et à des particules non homogènes [Hardaker et Holt, 1994]. En revanche, elle est difficile à mettre en oeuvre, et plus lente que les autres méthodes, dans le cas des particules homogènes de forme quasi sphérique. Il est possible de vérifier sa convergence pendant le déroulement des calculs, sans avoir à reprendre ceux-ci depuis le début. Par ailleurs, si l'indice de réfraction varie, il suffit de répéter une partie seulement du calcul.

#### 5.2.2.4 Méthodes des éléments finis

Le grand avantage de ces méthodes réside dans le fait qu'elles sont applicables à des diffuseurs de formes irrégulières diverses. Nous mentionnerons les méthodes suivantes.

##### 5.2.2.4.1 Méthode de l'unimoment

*Description succincte de la méthode* [Morgan et Mei, 1979; Morgan, 1980]: Cette méthode repose sur la formulation des potentiels azimutaux couplés (CAP) du champ électromagnétique; cette formulation est valable dans les milieux ayant les propriétés suivantes: symétrie de rotation, non homogènes, isotropes, avec pertes. Dans ces régions, la formulation CAP permet de représenter les champs électromagnétiques à l'aide de deux potentiels continus qui satisfont à un système autoadjoint d'équations différentielles aux dérivées partielles ou, ce qui revient au même, à un critère variationnel. En appliquant un algorithme variationnel à éléments finis, associé à une méthode d'unimoment dans trois régions, on peut obtenir des solutions de diffusion pour chacun des champs incidents multiples tombant sur un volume de révolution pénétrable, non homogène et de forme arbitraire.

*Application:* A côté de quelques autres applications, la méthode de l'unimoment a été utilisée pour calculer l'amplitude de diffusion des gouttes de pluie à symétrie axiale [Fang et Lee, 1978; Morgan, 1980]. Les gouttes considérées étaient des sphéroïdes aplatis ou avaient les formes décrites par Pruppacher et Pitter [1971]. On trouve dans [Morgan, 1980] des comparaisons avec les résultats fournis par des méthodes différentes.

##### 5.2.2.4.2 Méthode des éléments limites

*Description succincte de la méthode de* [Schlemmer *et al.*, 1993]: Les bases de cette méthode sont la fonction de Green pour les milieux à pertes et la formulation de la diffusion électromagnétique sous la forme d'une équation intégrale de surface. Le domaine d'intégration, à savoir la surface du diélectrique, est divisé en éléments finis pour les besoins de l'intégration numérique. Cette subdivision du diffuseur peut s'effectuer à l'aide d'éléments limites à huit noeuds. Enfin, l'équation intégrale est transformée en un système linéaire d'équations, qui peut être résolu par élimination gaussienne.

*Application:* A côté de quelques autres applications, la méthode des éléments limites a été appliquée au calcul de la diffusion par une sphère. Les résultats ont été vérifiés par comparaison avec les solutions de la série de Mie [Schlemmer *et al.*, 1993].

### 5.3 Mise en oeuvre numérique

Poiaras Baptista [1994] a étudié la mise en oeuvre numérique de la plupart des algorithmes décrits ci-dessus. Le Tableau 5.1 récapitule les grandes lignes des différentes méthodes, avec quelques compléments utiles.

TABLEAU 5.1

**Méthodes pour le calcul de la diffusion par une particule isolée**

<b>Méthode de calcul</b>	<b>Avantages spécifiques</b>	<b>Contraintes</b>	<b>Exigences en matière de calcul</b>
Rayleigh	Méthode analytique simple	Particules très petites $0 < ka < 0,3$	Triviales
Mie	Méthode exacte	Sphères homogènes	Modestes
Méthode de Mie élargie pour sphères à plusieurs couches	Méthode exacte	Sphères seulement	Modestes
Développement sphéroïdal	Méthode exacte	Particules homogènes	Grande mémoire de masse. Calculs répétitifs
Colocation Ajustement ponctuel	Formes irrégulières	Difficulté de convergence Diffuseurs homogènes	Grande mémoire de masse
Matrice T	Particules irrégulières, à plusieurs couches	Convergence médiocre et vérification difficile	Grande mémoire de masse
Intégrale de Fredholm	Diffuseurs non homogènes de forme très irrégulière Algorithme stable	Méthode difficile à mettre en oeuvre et lente	Grande mémoire de masse

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ASANO, S. and SATO, M. [1980] Light scattering properties of spheroidal particles. *Applied Optics*, 19, pp. 962-974.
- BARBER, P. and YEH, C. [1975] Scattering of Electromagnetic Waves by Arbitrarily shaped Dielectric Bodies. *Applied Optics*, 14, 2, pp. 2864-2872.
- BORN, and WOLF. [1980] *Principles of optics*. Ed. Pergamon.
- FANG, D.J. and LEE, F.J. [1978] Tabulations of raindrop induced forward and backward scattering amplitudes. *COMSAT Tech.Rev.*,8(2), pp. 455-486.
- HARDAKER, P.J. and HOLT, A.R. [1994] Electromagnetic Scattering from Luneberg lens. *J.Electromagnetic Waves and Applications*, 8, pp. 391-405.
- HOLT, A.R., UZUNOGLU, N.K. and EVANS, B.G. [1978] An Integral Equation Solution to the Scattering of Electromagnetic Radiation by Dielectric Spheroids and Ellipsoids. *IEEE-Trans. Ant. and Prop.*, AP-26.5, pp. 706-712.
- HOLT, A.R., UZUNOGLU, N. and EVANS, B.G. [1976] An Integral Equation Solution to the Scattering of Electromagnetic Radiation by Dielectric Spheroids and Ellipsoids. *Proc. IEEE/AP-S International Symposium, Amherst*, pp. 415-428.
- KERKER, M. [1969] *The Scattering of Light*. Ed. Academic Press.
- LEVINE, H. and SCHWINGER, J. [1951] On the theory of electromagnetic wave diffraction by an aperture in an infinite plane conducting screen, in "The theory of Electromagnetic Waves", Ed. Dover Publications, pp. 355-391.
- MIE, G. [1908] *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*. *Ann.Phys.Leipzig*, 25, pp.377-445.
- MORGAN, M.A. and MEI, K.K. [1979] Finite Element Computation of Scattering by Inhomogeneous Penetrable Bodies of Revolution. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, 27, 2, pp. 202-214.
- MORGAN, M.A. [1980] Finite Element Computation of Microwave Scattering by Raindrops. *Radio Sci.*, 15, 6, pp. 1109-1119.
- MORRISON, J.A. and CROSS, M.J. [1974] Scattering of a plane electromagnetic wave by axisymmetric raindrops. *B.S.T.J.* 15, 6, pp. 955-1019.
- MORSE, P.M. and FESHBACH, H. [1953] *Methods of Theoretical Physics*. Ed. McGraw-Hill.
- OGUCHI, T. [1973] Attenuation and Phase Rotation of Radio Waves due to Rain: Calculations at 19.3 and 34.8 GHz. *Radio Sci.*, 8, 1, pp. 31-38.
- OGUCHI, T. [1960] Attenuation of Electromagnetic Wave due to Rain with Distorted Raindrops. *J. Radio Res. Lab.*,7,33, pp. 467-485.
- POIARES BAPTISTA, J.P.V. (Editor), [1994] *OPEX Reference Book on Radar; Second Workshop of the OLYMPUS Propagation Experimenters*. European Space Agency WPP-083, Noordwijk. 8-10 November 1994.
- PRUPPACHER, H.R. and PITTER, R.L. [1971] A Semi-Empirical Determination of the Shape of Cloud and Rain Drops. *J. Atmos. Sci.*, 28, 1, pp. 86-94.
- SCHLEMMER, E., RUCKER, W.M. and RICHTER, K.R. [1993] Boundary Element Computations of 3D Transient Scattering, from Lossy Dielectric Objects. *IEEE Trans. on Magn.*, 29, 2.
- SHEPHERD, J.W. and HOLT, A.R. [1983] The Scattering of Electromagnetic radiation from dielectric cylinders. *J.Phys.A. (Math.gen.)*, 16, pp. 651-662.

STRATTON, J.A. [1941] *Electromagnetic Theor.* Ed. McGraw-Hill.

VAN de HULST, H.C. [1981] *Light scattering by small particles.* Dover Publ., NY.

VAN der BERG, P.M. and FOKKEMA, J.T. [1979] The Rayleigh Hypothesis in the Theory of Diffraction by a Cylindrical Obstacle. *IEEE Trans. Ant. and Prop.*, AP-27, 5, pp. 577-583.

## CHAPITRE 6

### Affaiblissement et dispersion par les gaz de l'atmosphère

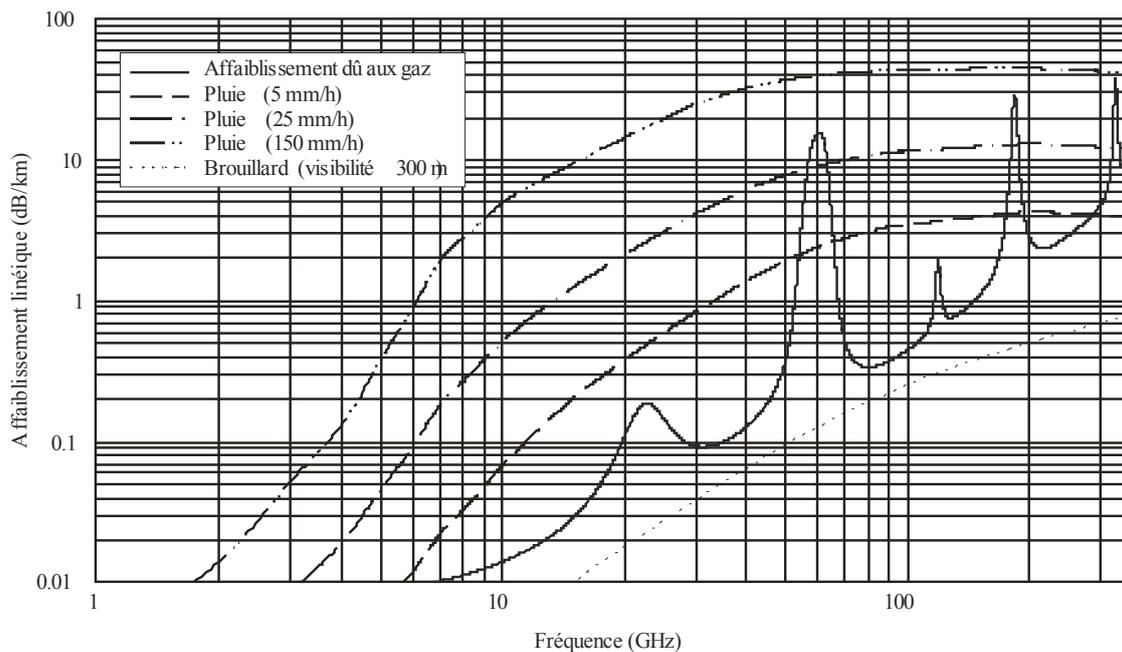
L'absorption moléculaire que subissent les ondes centimétriques et millimétriques au cours de leur propagation dans l'atmosphère est due principalement à l'oxygène (O<sub>2</sub>) et à la vapeur d'eau. L'azote (N<sub>2</sub>), gaz le plus abondant (78% par volume d'air), ne présente pas de raies dans les hyperfréquences du fait de l'absence de moment dipolaire permanent, mais affiche une faible absorption non résonante due à des moments dipolaires qui sont le résultat de collisions. Cette absorption devient significative au-dessus de 100 GHz, lorsque l'air est très sec. Les gaz à l'état de trace (CO, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O et O<sub>3</sub> par exemple) affichent une absorption de résonance qui peut être significative lorsque l'air est très sec, en particulier dans le cas des fréquences supérieures à 70 GHz environ [Waters, 1976]. Pour certaines applications, notamment la télédétection atmosphérique et la navigation, il est nécessaire de connaître la contribution de ces constituants mineurs.

La Figure 6.1 donne un exemple de l'affaiblissement linéique (dB/km) dû aux gaz au niveau de la mer en fonction de la fréquence (de 1 GHz à 350 GHz). On utilise l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier, décrite dans la Recommandation UIT-R P.835-5 ( $P = 1013,25$  hPa,  $T = 288,15$  K,  $\rho = 7,5$  g/m<sup>3</sup> au sol). La Figure 6.1 montre aussi l'affaiblissement linéique dû à une pluie légère, moyenne et intense ainsi qu'à un brouillard suffisamment dense pour limiter la portée visuelle à 300 m.

On trouvera dans ce chapitre des données de base et des données supplémentaires sur l'affaiblissement des ondes radioélectriques par les gaz de l'atmosphère, qui est décrit dans la Recommandation UIT-R P.676-9. Les effets de la dispersion due aux gaz sont également examinés.

FIGURE 6.1

**Affaiblissement linéique dû aux gaz de l'atmosphère (oxygène moléculaire et vapeur d'eau), à la pluie et au brouillard**



## 6.1 Informations générales d'ordre physique sur l'absorption due aux gaz

Lorsqu'un rayonnement électromagnétique entre en interaction avec une molécule polaire de gaz, c'est-à-dire une molécule possédant un moment dipolaire, l'énergie du rayonnement incident est transférée à la molécule. Celle-ci subit alors une transition vers un niveau d'énergie supérieur. La molécule peut passer de son état excité à un état de niveau d'énergie inférieur en émettant de l'énergie sous la forme d'une onde électromagnétique. Les niveaux d'énergie des molécules gazeuses étant discrets et bien définis, les interactions associées se produisent à des fréquences très particulières et donnent lieu à des raies spectrales. Sous l'effet de certains facteurs environnementaux comme la température et, tout particulièrement, la pression, ces raies s'élargissent pour former des bandes de fréquences dans lesquelles l'énergie est absorbée. Ce phénomène est à l'origine de l'affaiblissement des signaux.

Une molécule est composée d'au moins deux atomes reliés entre eux, qui peuvent entrer en vibration autour de leur position d'équilibre. La molécule tout entière peut aussi entrer en rotation. Par ailleurs, les électrons possèdent une énergie potentielle et une énergie cinétique. Il est donc possible d'exprimer, avec une bonne approximation, l'énergie totale d'une molécule de gaz isolée en fonction des composantes correspondant aux différents modes d'excitation et de mouvement:

$$E = E_e + E_v + E_r + E_t \quad (6.1)$$

où  $E_e$ ,  $E_v$  et  $E_r$  désignent respectivement les énergies électroniques, de vibration et de rotation, et  $E_t$  l'énergie de translation (position et vitesse du centre de masse de la molécule) ou énergie cinétique. Les trois premiers termes de la formule (6.1) sont quantifiés et ne prennent que des valeurs discrètes. Celles-ci sont caractérisées par un ou plusieurs nombres quantiques qui définissent l'état d'énergie ou l'état quantique. *Stricto sensu*, l'énergie de translation  $E_t$  est également quantifiée, mais l'écart entre les niveaux est tellement faible qu'il est impossible de l'observer [Bohren et Clothiaux, 2006]. De plus, les variations de l'énergie de translation ayant un effet négligeable sur les niveaux d'énergie moléculaire, on peut ne pas en tenir compte dans cette étude. Etant donné que dans un système mécanique (par exemple, deux masses ponctuelles connectées par un ressort), la rotation et la vibration ne sont pas totalement découplées, la décomposition de l'énergie totale d'une molécule isolée dans ses diverses composantes, telle qu'effectuée dans la formule (6.1), n'est en fait qu'une approximation [Bohren et Clothiaux, 2006].

Les niveaux d'énergie électronique proviennent du transfert des électrons d'une orbite à une autre et correspondent aux niveaux d'énergie maximums. Par conséquent, les transitions entre niveaux d'énergie électronique se produisent en général dans la région visible et dans la région UV du spectre électromagnétique.

Les niveaux d'énergie de vibration proviennent des différents modes de vibration de la molécule, tandis que les niveaux d'énergie de rotation résultent de la rotation de la molécule autour de différents axes; ils correspondent aux niveaux d'énergie minimums. Les transitions entre niveaux d'énergie de rotation se produisent en général dans les régions hyperfréquences, millimétrique et submillimétrique du spectre électromagnétique [Elachi, 1987].

Les niveaux d'énergie de rotation dépendent des trois principaux moments d'inertie de la molécule. On distingue quatre types de molécules en rotation [Elachi, 1987]:

- 1) Deux des moments d'inertie sont égaux et le troisième est négligeable. Ce cas se présente dans les molécules diatomiques (O<sub>2</sub> par exemple) et dans les molécules polyatomiques linéaires (CO<sub>2</sub> par exemple).
- 2) Les molécules toupies sphériques, pour lesquelles les trois moments sont égaux; c'est notamment le cas du méthane (CH<sub>4</sub>).
- 3) Les molécules toupies symétriques, pour lesquelles deux des moments sont égaux; c'est le cas par exemple de l'ammoniac (NH<sub>3</sub>).

- 4) Les molécules toupies asymétriques comme H<sub>2</sub>O et SO<sub>2</sub>, pour lesquelles les trois moments d'inertie sont différents.

L'interaction entre les molécules de gaz et le champ électromagnétique incident se manifeste sous la forme d'une absorption ou d'une émission. Elle est le résultat de l'action du moment dipolaire ou quadripolaire, électrique ou magnétique, de la molécule. Aussi, pour qu'une molécule entre en interaction avec un champ électromagnétique et donc absorbe ou émette un photon de fréquence  $f$ , il faut qu'elle possède, au moins de façon transitoire, un dipôle qui oscille à cette fréquence. Pour l'émission ou l'absorption, ce dipôle est exprimé en termes de mécanique quantique par son moment.

Les interactions qui produisent des transitions du moment dipolaire varient considérablement en intensité. Les interactions dipolaires électriques sont  $\sim 10^5$  fois plus puissantes que les interactions dipolaires magnétiques, et  $\sim 10^8$  fois plus puissantes que les interactions quadripolaires électriques. Elles sont donc responsables des raies spectrales les plus intenses, généralement appelées "transitions autorisées". Les autres transitions sont désignées par une expression assez vague: on parle de "transitions interdites". La nature d'une transition est exprimée par les nombres quantiques des états supérieurs et inférieurs, et la relation entre les états est déterminée par des règles de sélection. Lorsqu'une transition se produit entre deux états d'énergie, la fréquence  $f$  du quantum absorbé ou émis de rayonnement est donnée par la condition de fréquence de Bohr  $f = \frac{\Delta E}{h}$ , où  $h$  désigne la constante de Planck et  $\Delta E$  l'écart énergétique entre les deux états d'énergie impliqués dans la transition.

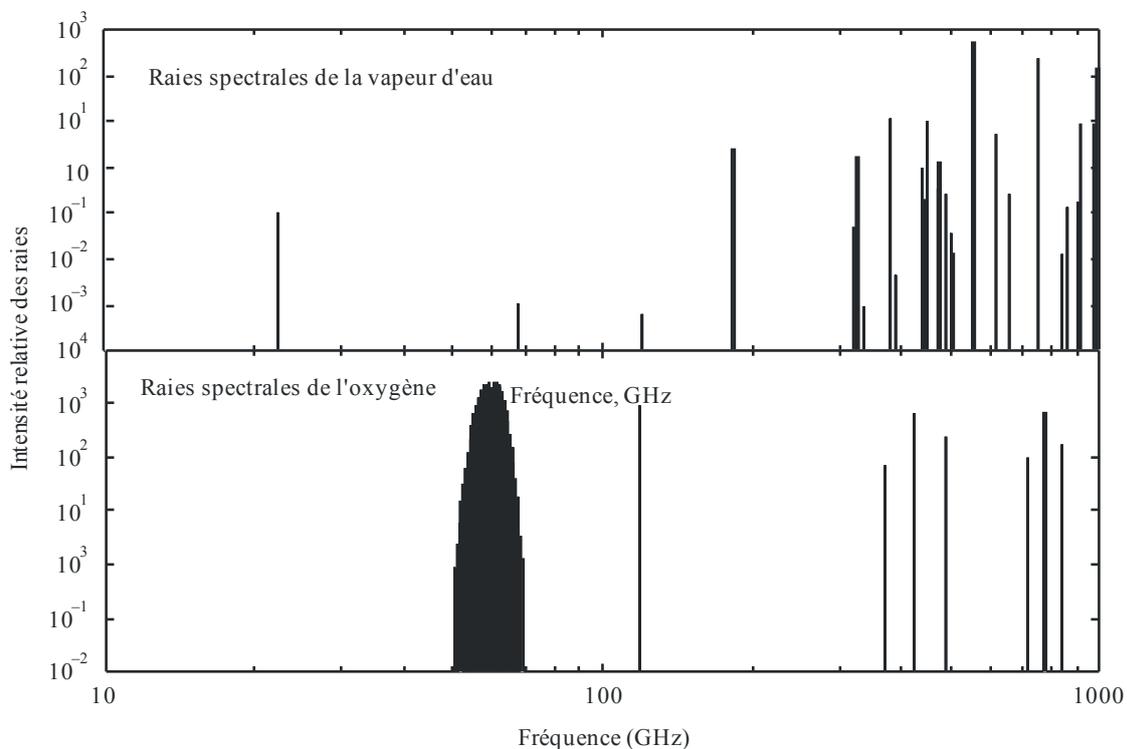
Dans le cas le plus général, une transition met en jeu des changements simultanés de trois types d'énergie: énergie électronique, énergie de vibration et énergie de rotation. Les plus petites transitions d'énergie que l'on observe d'ordinaire varient considérablement selon le type d'énergie, ce qui permet de les distinguer aisément. En règle générale, les plus petits changements de l'énergie de rotation sont de l'ordre de  $1 \text{ cm}^{-1}$  ( $\sim 30 \text{ GHz}$ ); les raies spectrales correspondantes, autrement dit les raies qui proviennent de changements de l'état d'énergie de rotation de la molécule, se situent donc dans la portion de spectre comprise entre les micro-ondes et les ondes submillimétriques ou infrarouge lointain. Les transitions de vibration mettent généralement en jeu des changements d'énergie supérieurs à  $600 \text{ cm}^{-1}$  ( $\sim 20 \text{ THz}$ ). Ces transitions ne se produisent jamais seules, mais en conjonction avec de nombreux changements de rotation simultanés, ce qui donne lieu à des groupes de raies spectrales qui constituent des bandes de vibration-rotation, généralement dans le spectre infrarouge. Les transitions électroniques correspondent habituellement à des changements d'énergie de quelques électronvolts, et l'absorption ou l'émission qui en résulte se produit en principe dans les régions du spectre électromagnétique correspondant au visible ou à l'ultraviolet.

Aux longueurs d'onde correspondant aux micro-ondes, aux ondes millimétriques et aux ondes submillimétriques, la plupart des transitions sont de type purement rotationnel (avec quelques exceptions), et la modélisation de l'interaction entre les ondes radioélectriques et les molécules de gaz ne présente généralement pas de difficulté particulière. Dans l'atmosphère terrestre, les molécules qui entrent en interaction avec le rayonnement électromagnétique aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques sont essentiellement l'oxygène et la vapeur d'eau. La vapeur d'eau est une molécule toupie asymétrique possédant un moment dipolaire électrique permanent; elle présente un spectre complexe, caractérisé par des transitions entre les niveaux d'énergie de rotation correspondant à chacun de ses trois moments d'inertie. La plupart de ses raies spectrales se trouvent dans les régions submillimétrique et infrarouge du spectre; cela étant, la transition de plus basse fréquence ( $6_{-5} \leftarrow 5_{-1}$ , mettant en jeu des niveaux de rotation dont l'énergie est proche de  $500 \text{ cm}^{-1}$  soit une fréquence de  $\sim 15 \text{ THz}$ ) se situe à  $22,235 \text{ GHz}$ . La Figure 6.2 illustre la position et les intensités relatives des raies spectrales de la vapeur d'eau pour des fréquences allant jusqu'à  $1\,000 \text{ GHz}$ .

L'absorption due à la vapeur d'eau dans la gamme des hyperfréquences résulte de l'interaction entre le champ électrique et le dipôle électrique en rotation de la molécule. Dans la plupart des molécules qui possèdent un nombre pair d'électrons, les spins des électrons s'apparient; par conséquent, les effets magnétiques s'annulent et il ne subsiste que des moments dipolaires électriques. En revanche, l'oxygène est une molécule peu commune, qui possède deux électrons non appariés, ce qui donne naissance à un moment dipolaire magnétique permanent. C'est l'interaction entre ce moment dipolaire magnétique permanent et la composante magnétique du champ du rayonnement électromagnétique incident qui est à l'origine du mécanisme d'absorption. La molécule d'oxygène est une molécule paramagnétique; à l'état électronique fondamental  $^3\Sigma_1$ , elle possède deux électrons non appariés à spins parallèles. Les variations d'orientation de ces spins donnent naissance à des transitions hyperfines ou d'"inversion de spin", qui produisent une bande de raies spectrales par rotation du spin au voisinage de 60 GHz, ainsi qu'une raie isolée à 118,75 GHz. Bien que les moments dipolaires magnétiques soient beaucoup plus faibles que les moments dipolaires électriques, certaines transitions sont de forte intensité en raison de la grande proportion de molécules d'oxygène dans chaque état de faible moment angulaire de rotation ainsi que de l'abondance de ces molécules dans l'atmosphère terrestre. Les transitions entre les différents niveaux de rotation donnent naissance à des raies spectrales supplémentaires à 367 GHz et au-delà [Gibbins, 1986]. Les positions et les intensités relatives des raies spectrales de la molécule O<sub>2</sub> sont présentées à la Figure 6.2.

FIGURE 6.2

**Spectres par rotation, dans la gamme des micro-ondes, de la molécule de vapeur d'eau et de la molécule d'oxygène**



L'interaction entre des gaz absorbants et un rayonnement électromagnétique à une fréquence  $f$ , au voisinage d'une unique raie spectrale, est décrite par le coefficient d'absorption volumique  $k_f$ :

$$k_f = S(x) F(f - f_0, x) \rho(x) \quad (6.2)$$

où  $x$  désigne la position,  $S(x)$  l'intensité de la raie spectrale,  $\rho(x)$  la densité du gaz absorbant et  $F(f - f_0, x)$  un facteur de forme de raie décrivant les perturbations dans les énergies des états de rotation; ces perturbations proviennent des collisions entre molécules (mécanisme prédominant aux pressions rencontrées au niveau de la mer), de l'énergie thermique des molécules (importante aux altitudes mésosphériques) et des incertitudes liées aux positions moléculaires (négligeables en règle générale). Le coefficient d'absorption volumique est donc fonction de la densité du gaz absorbant et de la température et de la pression de l'atmosphère, ces trois paramètres étant susceptibles de varier le long du trajet d'émission. Le coefficient d'absorption volumique  $k_f(x_1, x_2)$  entre deux points  $x_1$  et  $x_2$  le long d'un trajet d'émission résultant d'une unique raie d'absorption est donné par [Papatsoris et Watson, 1993]:

$$K_f(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} S(x) F(f - f_0, x) \rho(x) dx \quad (6.3)$$

et, pour une bande de raies spectrales, par:

$$K_f(x_1, x_2) = \sum_{ij} \int_{x_1}^{x_2} S_{ij}(x) F_{ij}(f - f_{ij}, x) \rho_j(x) dx \quad (6.4)$$

où:

$S_{ij}(x)$ : intensité de la  $i$ ème raie du  $j$ ème gaz absorbant sur le trajet allant de la position  $x_1$  à la position  $x_2$

$F_{ij}(f - f_{ij}, x)$ : facteur de forme de la raie

$f_{ij}$ : fréquence du centre de la raie

$\rho_j(x)$ : densité du gaz absorbant.

Lorsque plusieurs raies spectrales se chevauchent, on a l'habitude de considérer que leurs contributions individuelles au coefficient d'absorption global s'additionnent de façon linéaire, étant donné que les raies spectrales de la plupart des gaz atmosphériques sont relativement dispersées. Cela étant, comme la bande de l'oxygène située autour de 60 GHz contient de nombreuses raies spectrales qui se chevauchent, un terme d'interférence est intégré pour décrire l'absorption résultante avec une plus grande exactitude [Rosenkranz, 1988].

En appliquant les lois de la mécanique quantique, on peut calculer les intensités et les fréquences des raies spectrales, qui dépendent de la température, de la configuration géométrique de la molécule et de la population de l'état d'énergie inférieur de la transition. L'intensité d'une raie spectrale mettant en jeu une transition d'un état inférieur  $l$  (*lower*) vers un état supérieur  $u$  (*upper*) (absorption) est donnée par [Papatsoris et Watson, 1993]:

$$S_{lu} = \frac{(8 \times 10^{-36}) \pi^3 f_{lu}^3}{3hc} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{c_2 f_{lu}}{T}\right) \right] \frac{g_l I_a}{Q(T)} \exp\left(-\frac{c_2 E_l}{T}\right) R_{lu} \quad (6.5)$$

où  $c$  désigne la vitesse de la lumière dans le vide,  $f_{lu}$  la fréquence de résonance de la raie,  $E_l$  l'énergie de l'état inférieur de la transition,  $g_l$  le coefficient de pondération statistique décrivant la dégénérescence de spin nucléaire du niveau inférieur,  $I_a$  l'abondance naturelle isotopique des,  $c_2$  la deuxième constante de rayonnement et  $R_{lu}$  la probabilité de transition d'Einstein. La fonction de

partition rotationnelle  $Q(T)$ , qui décrit la population des états, est donnée par les expressions *approchées* suivantes, qui sont valables dans l'intervalle des températures classiques de l'atmosphère:

$$Q(T) = \begin{cases} \frac{kG}{\sigma hB} T & \text{pour les molécules linéaires} \\ \frac{G}{\sigma} \sqrt{\frac{\pi}{ABC}} \left(\frac{kT}{h}\right)^3 & \text{pour les molécules non linéaires} \end{cases} \quad (6.6)$$

où  $\sigma$  désigne l'ordre du groupe de symétrie auquel la molécule appartient,  $h$  la constante de Planck,  $k$  la constante de Boltzmann, et  $A$ ,  $B$  et  $C$  les constantes de rotation de la molécule [Papatsoris et Watson, 1993]. On peut déduire de la formule (6.6) que dans le cas d'une molécule linéaire comme  $O_2$ , la fonction de partition  $Q(T)$  est proportionnelle à la température  $T$ , tandis que pour la vapeur d'eau (molécule non linéaire)  $Q(T)$  est proportionnelle à  $T^{3/2}$ . Ce phénomène a une incidence directe sur la dépendance à la température de l'intensité des raies  $S_i$  de ces gaz (voir l'expression (6.10)). Le facteur commun,  $G$ , est donné par:

$$G = \frac{\prod_i (2I_i + 1)}{\prod_j \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\omega_j hc}{kT}\right) \right]^{d_j}} \quad (6.7)$$

où  $I_i$  est le spin nucléaire du  $i$ ème atome de la molécule, et  $\omega_j$  et  $d_j$  la fréquence et la dégénérescence du  $j$ ème mode normal de vibration. Les produits sur  $i$  et  $j$  de la formule (6.7) sont effectués sur l'ensemble des atomes de la molécule et sur tous les modes normaux de vibration. On trouvera dans Herzberg [1945, 1950] des informations complémentaires sur ces fonctions de partition ainsi qu'une étude plus poussée de l'absorption moléculaire.

En combinant ces expressions, on peut écrire le coefficient d'absorption  $k_{lu}(f)$  dû à une unique raie d'absorption comme suit:

$$k_{lu}(f) = \frac{8\pi^3 N f \mu^2}{3hcQ} \left[ \exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{E_u}{kT}\right) \right] g_l |\Phi_{lu}|^2 F(f, f_{lu}) \quad (6.8)$$

où  $N$  est le nombre de molécules absorbantes par unité de volume,  $\mu$  le moment dipolaire total et  $\Phi_{lu}$  l'élément de la matrice de transition.  $F(f, f_{lu})$  désigne la fonction de forme de la raie, qui sera décrite plus bas dans ce chapitre.

En réécrivant la formule (6.8) en termes de coefficient d'affaiblissement linéique en dB/km, sommé sur l'ensemble des transitions (raies spectrales), la fréquence  $f$  étant exprimée en GHz, on obtient l'expression suivante [Liebe, Hufford et Cotton, 1993], fournie à l'Annexe 1 de la Recommandation UIT-R P.676-9:

$$\gamma = 0,1820 f \sum_i S_i F_i(f, f_i) \quad \text{dB/km} \quad (6.9)$$

avec l'intensité de la raie  $S_i$  de la  $i$ ème transition donnée par:

$$S_i = \begin{cases} a_1 p \left(\frac{300}{T}\right)^3 \exp\left[a_2 \left(1 - \frac{300}{T}\right)\right] \times 10^{-7} & \text{pour l'oxygène} \\ b_1 e \left(\frac{300}{T}\right)^{3,5} \exp\left[b_2 \left(1 - \frac{300}{T}\right)\right] \times 10^{-1} & \text{pour la vapeur d'eau} \end{cases} \quad (6.10)$$

où  $p$  désigne la pression de l'air sec en hPa,  $e$  la pression partielle de vapeur d'eau en hPa, et  $T$  la température en Kelvin, et où les coefficients  $(a_1, a_2)$  et  $(b_1, b_2)$  sont donnés sous forme de tableau, pour chaque raie spectrale, dans la Recommandation UIT-R P.676-9. Dans la formule (6.10), le terme  $(300/T)$  est affecté d'exposants différents, car la dépendance à la température de la fonction de partition  $Q(T)$  n'est pas la même pour H<sub>2</sub>O (molécule toupie asymétrique) et pour O<sub>2</sub> (molécule symétrique), comme on peut le voir dans la formule (6.6) [Pardo *et al.*, 2001b].

Trois mécanismes déterminent la forme et l'élargissement des raies spectrales, l'interaction de collision entre les molécules étant prédominante dans la basse atmosphère. L'élargissement thermique, ou Doppler, des raies hyperfréquences ne devient important qu'aux basses pressions, à des altitudes supérieures à 60 km environ, là où la fréquence de collision moléculaire est comparable ou inférieure à la largeur Doppler de la raie. La largeur naturelle de la raie, qui est due à la durée de vie finie des états moléculaires imputable aux transitions spontanées, est de l'ordre de  $10^{-9}$  à  $10^{-4}$  Hz dans le cas des transitions dipolaires électriques hyperfréquences (et environ  $10^4$  fois plus faible dans le cas des transitions dipolaires magnétiques); elle est donc parfaitement négligeable.

Lorsque des molécules entrent en collision les unes avec les autres, leurs niveaux d'énergie sont perturbés, ce qui a pour effet d'élargir la distribution spectrale du rayonnement absorbé ou émis. L'effet peut être considéré, de façon classique, comme une perturbation de l'interaction entre la molécule et le champ du rayonnement incident. La description mathématique de l'élargissement par collisions est analogue à celle de l'effet des collisions sur un oscillateur classique, à savoir changement de son amplitude, de sa phase, de son orientation ou de sa quantité de mouvement. Dans l'hypothèse simplificatrice où il n'y a pas de collisions provoquant un changement de la quantité de mouvement et où tous les changements de phase sont d'égale probabilité, l'élargissement par collisions, plus connu sous le nom d'"élargissement de pression", est décrit par la fonction de forme de raies de Van Vleck-Weisskopf (fonction complexe), modifiée par Rosenkranz [1975] pour y intégrer les effets dus au chevauchement des raies [Liebe, Hufford et Cotton, 1993]:

$$F(f, f_0) = \frac{f}{f_i} \left[ \frac{1 - i\delta}{f_i - f - i\Delta f} - \frac{1 + i\delta}{f_i + f + i\Delta f} \right], \quad (6.11)$$

formule dans laquelle la partie imaginaire correspond au spectre d'absorption et la partie réelle au spectre de dispersion (voir le § 6.5). Dans cette expression,  $\delta$  est un coefficient d'interférence qui décrit l'interférence induite par la pression entre plusieurs raies qui se chevauchent, comme dans la bande de la molécule d'oxygène autour de 60 GHz; il y a couplage entre des raies qui se chevauchent lorsque des collisions entre une molécule absorbante et des molécules de gaz avec élargissement provoquent un changement de population entre les états moléculaires de vibration-rotation; ce couplage se traduit par une redistribution de l'intensité spectrale à l'intérieur d'une bande.  $\delta$  est également appelé "coefficient de mélange de raies" dans la littérature scientifique [Cadeddu *et al.*, 2007].

La largeur d'une raie ayant subi un élargissement par collisions ou élargissement de pression,  $\Delta f$ , est donnée par:

$$\Delta f = \Delta f_p = \Delta f_0 \frac{p}{p_0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{-y} \text{ GHz}, \quad (6.12)$$

où  $y$  est compris entre 0,5 et 1,0, et  $\Delta f_0$  correspond à la valeur de la largeur de la raie dans des conditions d'atmosphère normale,  $p = p_0$  et  $T = T_0$  [Papatsoris et Watson, 1993]. Les amplitudes de  $y$  et de  $\Delta f_0$  peuvent aussi varier en fonction des molécules impliquées dans les collisions, car des forces intermoléculaires différentes sont alors susceptibles d'intervenir.

Dans le cas des molécules présentant un intérêt pour la propagation des ondes radioélectriques à travers l'atmosphère, la largeur de raie en GHz est donnée par:

$$\Delta f = \begin{cases} a_3 \left[ p \left( \frac{300}{T} \right)^{0.8-a_4} + 1.1e \left( \frac{300}{T} \right) \right] \cdot 10^{-4} & \text{pour l'oxygène} \\ b_3 \left[ p \left( \frac{300}{T} \right)^{b_4} + b_5 e \left( \frac{300}{T} \right)^{b_6} \right] & \text{pour la vapeur d'eau} \end{cases} \quad (6.13)$$

et le facteur de correction d'interférence,  $\delta$ , par:

$$\delta = \begin{cases} (p+e) \left( a_5 + a_6 \left( \frac{300}{T} \right) \right) \left( \frac{300}{T} \right)^{0.8} \cdot 10^{-4} & \text{pour l'oxygène} \\ 0 & \text{pour la vapeur d'eau} \end{cases} \quad (6.14)$$

où les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  sont donnés par Liebe, Hufford et Cotton [1993] ainsi que dans la Recommandation UIT-R P.676-9. On notera que dans la formule (6.14), le facteur  $\delta$  correspondant à l'oxygène est maintenant fonction de la pression de l'air totale, alors qu'il ne dépend que de la pression de l'air sec,  $p$ , dans MPM-89 [Liebe, 1989].

Dans les zones de pression suffisamment basse, où l'élargissement par collisions est faible, l'élargissement thermique ou Doppler devient important. Ce dernier est dû au mouvement relatif entre la source de photons et les molécules qui les absorbent [Bohren et Clothiaux, 2006]. Les vitesses moléculaires présentant une distribution gaussienne, la forme des raies Doppler est également gaussienne:

$$F(f, f_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta f_D} \exp \left[ - \left( \frac{f - f_0}{\Delta f_D} \right)^2 \right] \quad (6.15)$$

et la largeur de raie Doppler est donnée par:

$$\Delta f_D = 3,58 \cdot 10^{-7} f \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (cm^{-1}) \quad (6.16)$$

où  $M$  désigne la masse moléculaire du gaz [Papatoris et Watson, 1993].

La Figure 6.3 fournit une comparaison des largeurs de raie types dans le cas de l'élargissement par collisions et de l'élargissement Doppler, en fonction de l'altitude, pour des raies de vapeur d'eau à 22 GHz et à 998 GHz. Etant donné que l'élargissement par collisions dépend essentiellement du nombre de molécules, c'est-à-dire de la pression, la largeur des raies par collisions décroît rapidement avec l'altitude, tandis que la largeur des raies Doppler, qui dépend de la température et de la fréquence de la raie, reste relativement constante dans toute l'atmosphère. A des altitudes supérieures à 60 km, où l'élargissement par collisions et l'élargissement Doppler deviennent comparables, il convient d'effectuer une convolution entre la fréquence de résonance de la forme de raie par collisions et la distribution de probabilité du décalage Doppler sur l'ensemble des décalages Doppler possibles [Liebe, Hufford et Cotton, 1993]. Cette convolution est appelée "profil de Voigt". Cela étant, dans un souci de simplification, il suffit en général de calculer une valeur approchée de la demi-largeur à l'aide de la formule suivante:

$$\Delta f = \sqrt{\Delta f_p^2 + \Delta f_D^2} \quad (6.17)$$

en utilisant les expressions (6.12) et (6.16).

FIGURE 6.3

**Demi-largeurs dues à l'élargissement de pression et à l'élargissement Doppler dans le cas de deux raies spectrales de la vapeur d'eau à 22 GHz et à 998 GHz**

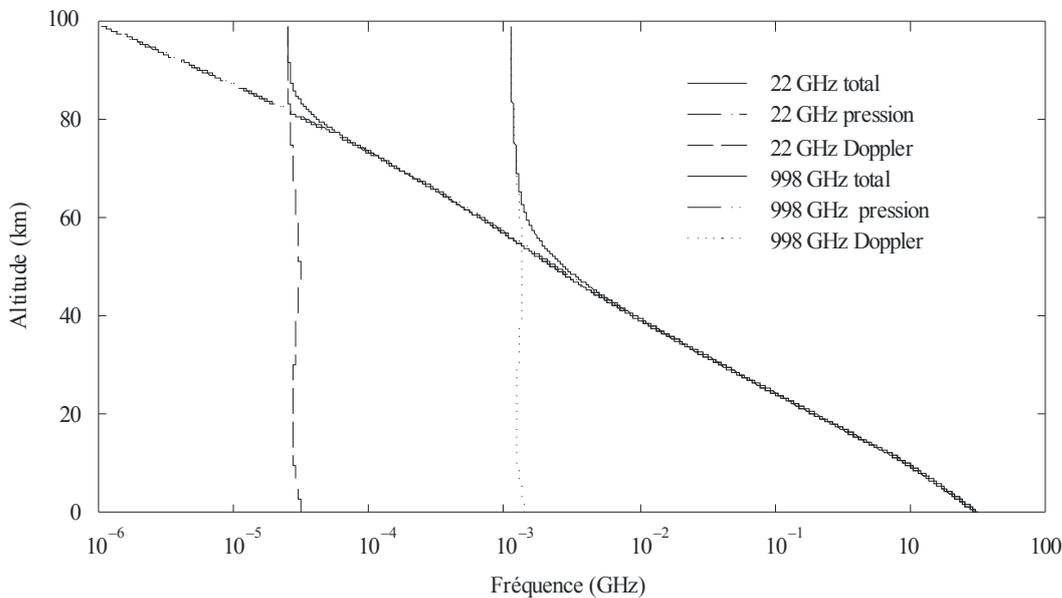


Figure No. 6.3

## 6.2 Calcul de l'affaiblissement par les gaz dans l'atmosphère terrestre

Le calcul de l'affaiblissement linéique  $\gamma$  (dB/km) par la procédure décrite dans l'Annexe 1 de la Recommandation UIT-R P.676-9 repose sur le modèle raie par raie MPM-93 de Liebe, Hufford et Cotton [1993]. Il faut, pour réaliser ce calcul, effectuer la somme des contributions de 44 raies d'absorption de l'oxygène, 34 raies d'absorption de la vapeur d'eau, plus les contributions du spectre continu de H<sub>2</sub>O au-dessus de 1 THz, qui sont exprimées sous la forme de la réponse au niveau de l'aile d'une pseudo-raie centrée à 1 780 GHz. De plus, cette somme doit prendre en compte le spectre de Debye non résonant dû à l'oxygène au-dessous de 10 GHz ainsi que l'absorption par l'azote induite par la pression aux fréquences supérieures à 100 GHz (respectivement, les premier et second termes de l'équation (8) de la Recommandation UIT-R P.676-9).

Prenant en compte des comparaisons de modèles et une évaluation menées par la Commission d'études 3 de l'UIT-R, l'Annexe 1 de la Recommandation UIT-R P.676-9 utilise un modèle MPM-93 légèrement modifié, qui repose sur des travaux ultérieurs de Rosenkranz [1998, corrigé en 1999]: la dépendance à la température du terme<sup>1</sup> de continuum H<sub>2</sub>O soumis à des élargissements par les autres gaz est modifiée de façon à être en adéquation avec le modèle MPM-89 [Liebe, 1989]. Cette modification revient à remplacer le coefficient spectroscopique  $b_5$  du modèle MPM-93 (appelé  $b_4$  dans le Tableau 2 of la Recommandation UIT-R P.676-9) pour la pseudo-raie de H<sub>2</sub>O à 1 780 GHz: le coefficient  $b_5$  passe de 2,0 à 0,5.

<sup>1</sup> Le terme dit "de continuum" est simplement une correction empirique ajoutée à un modèle de raie en vue d'obtenir une concordance avec un ensemble donné de mesures d'affaiblissement. Dans la gamme des micro-ondes et des ondes millimétriques, le continuum provient des raies de forte intensité centrées dans le spectre de rotation de la vapeur d'eau au-dessus de 1 THz. Par ailleurs, le continuum de la vapeur d'eau est le principal facteur de l'absorption gazeuse observée dans les fenêtres spectrales de 30 GHz et plus, pour des latitudes moyennes ou des atmosphères tropicales [Rosenkranz, 1998].

Au vu de ce qui précède, l'affaiblissement linéique  $\gamma$  est donné par:

$$\gamma = \gamma_o + \gamma_w = 0,1820 f N''(f) \quad \text{dB/km} \quad (6.18)$$

où  $f$  est la fréquence en GHz et  $N''(f)$  la partie imaginaire du coïndice complexe dépendant de la fréquence:

$$N''(f) = \sum_i S_i F_i + N''_D(f) \quad (6.19)$$

$N''_D(f)$  représente le continuum de l'air sec susmentionné dû au spectre de Debye de la molécule  $O_2$  conjugué à la contribution de l'azote (respectivement, les premier et second termes de l'expression (8) de la Recommandation UIT-R P.676-9). L'intensité de la raie,  $S_i$ , est donnée par:

$$\begin{aligned} S_i &= a_1 \times 10^{-7} p \theta^3 \exp[a_2(1-\theta)] \quad \text{pour l'oxygène;} \\ &= b_1 \times 10^{-1} e \theta^{3.5} \exp[b_2(1-\theta)] \quad \text{pour la vapeur d'eau} \end{aligned} \quad (6.20)$$

où  $\theta = 300/T$ ,  $T$  désignant la température en Kelvin,  $p$  la pression partielle de l'air sec en hPa et  $e$  la pression partielle de la vapeur d'eau en hPa.

Parallèlement à la formule (6.11), la fonction de forme de la raie pour la partie imaginaire de l'indice de réfraction est donnée par:

$$F_i = \text{Im}\{F(f)\} = \frac{f}{f_i} \left[ \frac{\Delta f - \delta(f_i - f)}{(f_i - f)^2 + \Delta f^2} + \frac{\Delta f - \delta(f_i + f)}{(f_i + f)^2 + \Delta f^2} \right] \quad (6.21)$$

où  $f_i$  désigne la fréquence de la raie d'absorption,  $\Delta f$  la largeur de la raie et  $\delta$  un facteur de correction qui provient de l'interférence entre les raies d'absorption de l'oxygène qui se chevauchent. Dans la littérature scientifique,  $F_i$  est également dénoté  $F_i''$ , par exemple dans Liebe [1989].

On trouvera les expressions de ces paramètres dans la Recommandation UIT-R P.676-9 (voir aussi les formules (6.13) et (6.14)), ainsi que les fréquences centrales des raies absorption et les coefficients spectroscopiques correspondants (Tableaux 1 et 2 de la Recommandation).

Le calcul de l'affaiblissement sur le trajet dû à l'atmosphère terrestre est entièrement décrit au § 2 de l'Annexe 1, à partir d'informations locales sur les profils verticaux de la pression, de la température et de l'humidité absolue, lorsque ces données sont disponibles. En l'absence de telles données locales, il convient d'utiliser les atmosphères normales de référence figurant dans la Recommandation UIT-R P.835-5. L'affaiblissement le long du trajet est déterminé au moyen d'une intégration numérique de la loi de Snell afin de tenir compte du gradient vertical de l'indice de réfraction de l'air humide. L'atmosphère est divisée en couches et les contributions de chaque couche sont additionnées. Pour garantir l'exactitude de la longueur totale du trajet à travers l'atmosphère quel que soit l'angle d'élévation (ce qui est d'une importance primordiale pour les angles inférieurs à  $5^\circ$  environ), le milieu est divisé en couches suffisamment fines aux basses altitudes pour réduire au minimum les éventuelles erreurs sur chacun des angles d'incidence entrants et sortants (appelés respectivement  $\alpha_n$  et  $\beta_n$  dans la Figure 4 de la Recommandation UIT-R P.676-9). De ce fait, l'épaisseur des couches d'air doit augmenter de façon exponentielle, passant de 10 cm au niveau du sol à 1 km à une altitude de 100 km. L'atmosphère est ainsi divisée en 918 couches. Par ailleurs, la sphéricité de la Terre est prise en compte dans ces calculs au moyen des rayons  $r_n$  (voir la Figure 4 de la Recommandation UIT-R P.676-9). En raison de la courbure de la Terre, le trajet oblique, pour de faibles angles d'élévation, est plus court que dans l'atmosphère d'une Terre plate; une loi simple en cosécante (par exemple, le dénominateur de l'équation (28) de la Recommandation UIT-R P.676-9) aura donc pour effet de surestimer la longueur du trajet oblique (et donc l'absorption par les gaz) pour des angles d'élévation inférieurs à  $5^\circ$ .

### **6.3 Algorithmes figurant à l'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9 pour le calcul de l'affaiblissement linéique dans la gamme de fréquences 1-350 GHz**

Le calcul complet, raie par raie, de l'affaiblissement par les gaz peut demander beaucoup de temps, notamment du temps de traitement, en particulier dans le cas des trajets inclinés. Les algorithmes simplifiés figurant à l'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9 ont été développés pour les applications demandant des calculs multiples et/ou répétitifs; ils fournissent des valeurs approchées, qui se calculent rapidement. Ces algorithmes reposent sur une méthode d'ajustement des courbes fournies par les calculs raie par raie décrits au § 1 de l'Annexe 1 de la Recommandation UIT-R P.676-9 dans la gamme de fréquences 1-350 GHz.

Aux fréquences éloignées des centres des principales raies d'absorption, l'erreur relative entre les calculs effectués selon l'Annexe 2 et les calculs rigoureux de l'Annexe 1 est généralement inférieure à  $\pm 10\%$ ; l'erreur absolue est classiquement inférieure à 0,1 dB/km et atteint un maximum de 0,7 dB/km au voisinage de 60 GHz.

Les principales différences entre ces deux méthodes apparaissent à proximité immédiate des centres des raies, car l'affaiblissement linéique au niveau et au voisinage immédiat du centre des raies d'absorption ne décroît pas avec l'altitude aussi vite qu'à d'autres fréquences, comportement qui n'est pas efficacement modélisé par les algorithmes simplifiés figurant à l'Annexe 2.

La méthode raie par raie exposée à l'Annexe 1 devrait être utilisée dans les conditions suivantes:

- altitudes supérieures à 10 km;
- cas pour lesquels une grande précision est requise;
- calculs de l'affaiblissement linéique au voisinage des raies d'absorption. A mesure que l'altitude croît et que la pression décroît, les raies d'absorption individuelles dans la bande de l'oxygène autour de 60 GHz commencent à s'individualiser, comme le montre la Figure 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9.

### **6.4 Algorithmes présentés à l'Annexe 2 dans le cas de l'affaiblissement sur un trajet oblique dans la gamme de fréquences 1-350 GHz**

L'affaiblissement par les gaz dans la direction du zénith peut être estimé à partir de l'affaiblissement linéique multiplié par une hauteur équivalente. L'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9 fournit des formules permettant de calculer les hauteurs équivalentes à partir des algorithmes de l'Annexe 1 appliqués aux calculs de l'affaiblissement total dans la direction du zénith et des algorithmes simplifiés de l'Annexe 2 appliqués au calcul de l'affaiblissement linéique.

Au voisinage des raies de résonance, en particulier dans la bande de fréquences autour de 60 GHz, l'affaiblissement dans la direction du zénith peut afficher des pics d'affaiblissement très pointus, qui ne se distinguent pas de façon manifeste dans le spectre d'affaiblissement linéique au niveau de la mer. Ces pics étant très difficiles à décrire au moyen d'algorithmes simples, pour limiter leurs effets et toute erreur systématique qu'ils pourraient introduire, les spectres de l'affaiblissement dans la direction du zénith ont été calculés par la méthode raie par raie de l'Annexe 1 au moyen d'une intégration numérique sur une largeur de bande de 500 MHz à chaque fréquence.

Les niveaux d'affaiblissement ont été calculés à des intervalles de 1 GHz pour l'affaiblissement dans la direction du zénith et pour l'affaiblissement linéique; la hauteur équivalente a été déterminée en divisant la première valeur par la seconde. L'affaiblissement dans la direction du zénith et l'affaiblissement linéique ont été calculés au niveau de la mer et pour des altitudes de 2, 4, 6, 8 et 10 km au-dessus du niveau de la mer, en prenant la pression, la température et la concentration de vapeur d'eau de l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier décrite dans la Recommandation UIT-R P.835-5, correspondant à ces altitudes. Enfin, les valeurs numériques résultantes des hauteurs équivalentes ont été utilisées pour produire des ajustements empiriques qui

dépendent de la fréquence et de l'altitude; pour ce dernier paramètre, on a utilisé la variable de pression  $r_p$  (voir les expressions (25) et (26) de la Recommandation UIT-R P.676-9).

La hauteur équivalente de l'air sec  $h_0$  étant en fait une fonction assez complexe au voisinage de la bande des 60 GHz, un certain nombre de fonctions différentes ont été examinées. Dans un souci de simplicité, on a opté pour une unique fonction gaussienne limitée en amplitude pour les fréquences inférieures à 70 GHz, qui a donné le meilleur résultat global (voir l'expression (25) de la Recommandation UIT-R P.676-9).

Les algorithmes de la hauteur équivalente ont été utilisés conjointement avec les algorithmes de l'affaiblissement linéique pour évaluer les affaiblissements dans la direction du zénith dus à l'air sec et à la vapeur d'eau, au niveau de la mer et à des altitudes de 2, 4, 6, 8 et 10 km.

L'erreur sur l'affaiblissement dans la direction du zénith dû à la vapeur d'eau est inférieure à  $\pm 5\%$ , par comparaison avec la méthode raie par raie intégrée sur l'ensemble de l'atmosphère normale de référence mondiale.

Dans le cas de l'air sec, aux fréquences éloignées de la bande de l'oxygène autour de 60 GHz, l'erreur sur l'affaiblissement dans la direction du zénith est inférieure à  $\pm 10\%$ . A certaines fréquences situées à l'intérieur de la bande 56-68 GHz, l'erreur peut dépasser 10%, car la procédure d'ajustement ne parvient pas à reproduire la structure illustrée à la Figure 7 de la Recommandation UIT-R P.676-9. C'est pourquoi il est recommandé, à l'intérieur de cette bande, d'utiliser le calcul raie par raie décrit à l'Annexe 1, en particulier dans le cas des altitudes supérieures à 6 km environ.

Les Tableaux 6.1 à 6.4 ci-dessous présentent des exemples permettant de vérifier que le logiciel correspondant aux algorithmes de l'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9 a été correctement mis en oeuvre. Des valeurs intermédiaires sont indiquées pour aider les utilisateurs à déterminer l'origine des problèmes rencontrés dans le codage du logiciel.

TABLEAU 6.1

**Exemples de validation du modèle d'affaiblissement dû à l'air sec (premier terme de la formule (28) et de la formule (29) de l'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9)**

Valeurs en entrée						Valeurs intermédiaires			Résultat
Latitude (°N)	Longitude (°E)	hs (km)	Angle d'élévation $\varphi$ (degrés)	f (GHz)	P (hPa)	T (K)	$\gamma_0$ (dB/km)	ho (km)	AO (dB)
46,217	6,12	0	33	12	1013,25	279,09	0,0091	5,20	0,09
46,217	6,12	0	33	20	1013,25	279,09	0,0123	5,18	0,12
46,217	6,12	0	33	60	1013,25	279,09	16,2501	10,7	319,27
46,217	6,12	0	33	61	1013,25	279,09	15,7506	10,7	309,46
46,217	6,12	0	33	90	1013,25	279,09	0,0332	4,94	0,3
46,217	6,12	0	33	130	1013,25	279,09	0,044	5,79	0,47

TABLEAU 6.2

**Exemples de validation du modèle d'affaiblissement dû à la vapeur d'eau (second terme de la formule (28) de l'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9). La colonne 8 correspond à la concentration en vapeur d'eau à la surface de la Terre dépassée pendant 50% d'une année moyenne, obtenue à partir des cartes fournies dans la Recommandation UIT-R P.836-4**

Valeurs en entrée						Valeurs intermédiaires				Résultat
Latitude (°N)	Longitude (°E)	hs (km)	Angle d'élévation $\varphi$ (degrés)	f (GHz)	P (hPa)	T (K)	$\rho$ (g/m <sup>3</sup> )	$\gamma_w$ (dB/km)	hw (km)	Aw (dB)
46,217	6,12	0	33	12	1013,25	279,09	4,98	0,0071	1,68	0,02
46,217	6,12	0	33	20	1013,25	279,09	4,98	0,0674	1,96	0,24
46,217	6,12	0	33	60	1013,25	279,09	4,98	0,1154	1,66	0,35
46,217	6,12	0	33	90	1013,25	279,09	4,98	0,2557	1,66	0,78
46,217	6,12	0	33	130	1013,25	279,09	4,98	0,5636	1,66	1,72

TABLEAU 6.3

**Exemples de validation du modèle d'affaiblissement dû à la vapeur d'eau utilisant la densité de vapeur d'eau intégrée (formule (37) de l'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9)**

Latitude (°N)	Longitude (°E)	$h_s$ (km)	$\theta$ (degrés)	f (GHz)	P (hPa)	% du temps	T (K)	$V_t$	$\rho_w$	$T_{REF}$ (°C)	$\gamma_w(F)$	$\gamma_w(20,6)$	$A_w$ (DB)
46,217	6,12	0	33	20	1013,25	10	279,09	17,5311	4,3828	2,4898	0,05996	0,07847	0,4255
46,217	6,12	0	33	20	1013,25	1	279,09	21,9792	5,4948	5,6555	0,07525	0,09839	0,5339

TABLEAU 6.4

Exemples de validation du modèle d'affaiblissement linéique dû à la vapeur d'eau  
(formule (23a) de l'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.676-9)

	12 GHz	20 GHz	60 GHz	90 GHz	130 GHz
$A_1$	3,25891E-02	2,56330E-01	2,59424E-03	8,09416E-04	3,20458E-04
$A_2$	4,00657E-04	4,40855E-04	7,73012E-04	1,34923E-03	4,12257E-03
$A_3$	6,91420E-07	7,28631E-07	9,68835E-07	1,23651E-06	1,80781E-06
$A_4$	3,56459E-05	3,75393E-05	4,97180E-05	6,32106E-05	9,17715E-05
$A_5$	1,81928E-04	1,90103E-04	2,40600E-04	2,92954E-04	3,94199E-04
$A_6$	8,78281E-05	9,11421E-05	1,10903E-04	1,30269E-04	1,65102E-04
$A_7$	2,84515E-03	2,93055E-03	3,42125E-03	3,87493E-03	4,63492E-03
$A_8$	5,25772E-04	5,37327E-04	6,01241E-04	6,56969E-04	7,44183E-04
$A_9$	2,44425E-02	2,46652E-02	2,58257E-02	2,67508E-02	2,80635E-02
$g(f,22)$	1,0865052	1,0022676	1,2147531	1,3686224	1,5048476
$g(f,557)$	1,9174206	1,8661576	1,6488472	1,5209850	1,3863156
$g(f,752)$	1,9381596	1,8990577	1,7262734	1,6181470	1,4973288
$g(f,1780)$	1,9733937	1,9560494	1,8738185	1,8167520	1,7462789
$P$	1013,25	1013,25	1013,25	1013,25	1013,25
$r_p$	1,0002468	1,0002468	1,0002468	1,0002468	1,0002468
$T$	5,9435147	5,9435147	5,9435147	5,9435147	5,9435147
$r_t$	1,0324671	1,0324671	1,0324671	1,0324671	1,0324671
$\rho$	4,9815429	4,9815429	4,9815429	4,9815429	4,9815429
$\eta_1$	1,0061063	1,0061063	1,0061063	1,0061063	1,0061063
$\eta_2$	0,9468427	0,9468427	0,9468427	0,9468427	0,9468427
$\gamma_w$	0,0070570	0,0674272	0,1153802	0,2556834	0,5635838

NOTE – La formule (23a) de l'Annexe 2 a été réécrite sous la forme suivante:

$$\gamma_w = \{A_1 g(f,22) + A_2 + A_3 + A_4 + A_5 + A_6 + A_7 g(f,557) + A_8 g(f,752) + A_9 g(f,1780)\} f^2 r_t^{2,5} \rho \times 10^{-4}.$$

## 6.5 Effets de la dispersion par les gaz de l'atmosphère

L'oxygène et la vapeur d'eau ont aussi des effets dispersifs, qui sont plus importants que ceux produits par le phénomène normal de réfraction indépendant de la fréquence (effets décrits dans la Recommandation UIT-R P.453-10). Cette dispersion dite "anormale" dépend de la fréquence; elle est due à la partie réelle de l'indice de réfraction atmosphérique et est liée aux raies d'absorption les plus importantes, comme indiqué au § 6.2 et dans la Recommandation UIT-R P.676-9. Ainsi, d'une part, la méthode décrite dans la Recommandation UIT-R P.453-10 permet d'évaluer le temps de propagation *global* (*bulk delay*) à travers l'atmosphère terrestre, ce temps de propagation qui se mesure en nanosecondes étant indépendant de la fréquence, mais dépendant des variables atmosphériques (pression de l'air sec, température et pression partielle de vapeur d'eau). D'autre part, la partie réelle de l'indice de réfraction de l'air décrite ci-dessous, qui dépend de la fréquence, introduit des temps de propagation supplémentaires, qui se mesurent en picosecondes et apparaissent exclusivement au voisinage des raies d'absorption. Enfin, il n'est pas inutile de rappeler que la dispersion *anormale* se produit au voisinage immédiat de la fréquence de résonance (dans une région de forte absorption), là où l'indice de réfraction du milieu décroît avec la fréquence.

L'effet dispersif de l'atmosphère provoque une dispersion de phase qui a pour expression:

$$\beta = 1,2008 f N'(f) \quad \text{deg/km} \quad (6.22)$$

où  $f$  désigne la fréquence en GHz et  $N'(f)$  la partie réelle de l'indice de réfraction, fonction de la fréquence, due aux gaz de l'atmosphère. Ce phénomène peut aussi s'exprimer par le temps de propagation de groupe linéique des ondes radioélectriques:

$$\tau = 3,3356 N'(f) \quad \text{ps/km} \quad (6.23)$$

La partie réelle de l'indice de réfraction due aux gaz de l'atmosphère s'exprime par une formule analogue à l'expression (6.9):

$$N'(f) = \sum_i S_i F'_i + N'_D(f) \quad \text{unités } N \quad (6.24)$$

où  $S_i$  désigne l'intensité de la raie décrite dans l'expression (6.10). Le facteur de forme de la raie  $F'_i$  dans le cas de la dispersion est donné par la partie réelle de la fonction de forme complexe  $F$  décrite par la formule (6.11):

$$F'_i = \text{Re}\{F\} = \frac{f}{f_i} \left[ \frac{(f_i - f + \delta \Delta f)}{(f - f_i)^2 + \Delta f^2} - \frac{(f_i - f - \delta \Delta f)}{(f - f_i)^2 + \Delta f^2} \right] \quad (6.25)$$

On notera que l'expression (6.25) est rigoureusement équivalente à l'expression suivante:

$$F'_i = \frac{(f_i - f) + \delta \left(\frac{f}{f_i}\right) \Delta f}{(f - f_i)^2 + \Delta f^2} - \frac{(f_i - f) - \delta \left(\frac{f}{f_i}\right) \Delta f}{(f - f_i)^2 + \Delta f^2} - \frac{2}{f_i} \quad (6.26)$$

qui figure dans MPM-89 [Liebe, 1989]. Le terme  $N'_D(f)$  de l'expression (6.24) représente la contribution du spectre de Debye non résonant de la molécule O<sub>2</sub> au-dessous de 10 GHz:

$$N'_D(f) = 6,14 \times 10^{-5} p \theta^2 \left\{ \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{d}\right)^2} - 1 \right\}, \quad (6.27)$$

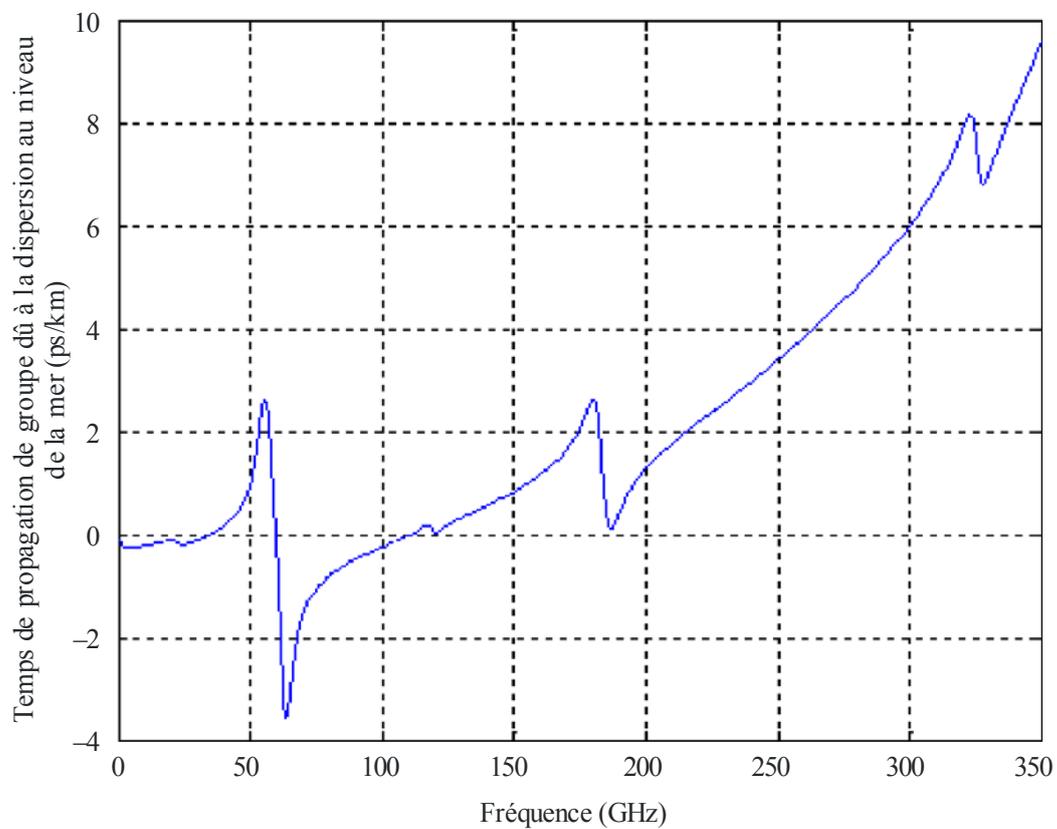
où  $d$  est la largeur du spectre de Debye [Liebe, Hufford et Cotton, 1993]:

$$d = 5,6 \times 10^{-4} (p + e) \theta^{0,8}. \quad (6.28)$$

Les effets de dispersion de l'atmosphère, décrits par ce modèle, sont illustrés par les Figures 6.4 et 6.5, qui indiquent les retards linéiques de propagation théoriques dus à la dispersion, en ps/km, au niveau de la mer, respectivement pour les gammes de fréquences 0-350 GHz et 300-1 000 GHz, calculés moyennant des intervalles de 500 MHz. L'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier décrite dans la Recommandation UIT-R P.835-5 est utilisée pour chacune de ces figures.

FIGURE 6.4

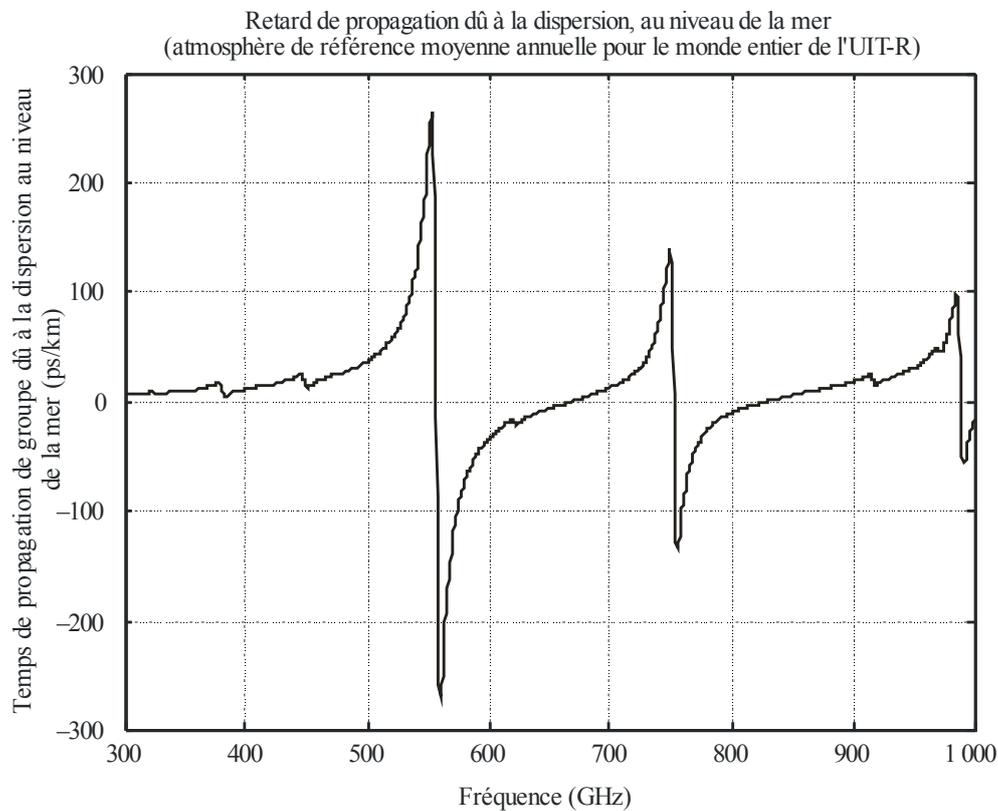
**Retard de propagation linéique, en ps/km, au niveau de la mer, dû à la dispersion par les gaz de l'atmosphère, entre 0 et 350 GHz, calculé au moyen de l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier de l'UIT-R  
( $P = 1013,25$  hPa,  $T = 288,15$  K,  $\rho = 7,5$  g/m<sup>3</sup> au sol)**



Rad o-V. e-cc 06/04

FIGURE 6.5

**Retard de propagation linéique, en ps/km, au niveau de la mer, dû à la dispersion par les gaz de l'atmosphère, entre 300 et 1 000 GHz, calculé au moyen de l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier de l'UIT-R ( $P = 1013,25$  hPa,  $T = 288,15$  K,  $\rho = 7,5$  g/m<sup>3</sup> au sol)**



Le retard total de propagation dû à la dispersion (ps) le long de trajets Terre-espace dans la direction du zénith est évalué en intégrant le retard de propagation linéique dû à la dispersion (ps/km) sur l'atmosphère jusqu'à une altitude de 100 km. La technique d'intégration est identique à celle décrite par les expressions (16) à (20) de la Recommandation UIT-R P.676-9 pour l'affaiblissement, à la différence près qu'on utilise ici des couches d'air sphériques concentriques d'épaisseur *fixe* (1 km), et non un ensemble de couches dont l'épaisseur croît de façon exponentielle (voir l'expression (21) de la Recommandation). Les Figures 6.6 et 6.7 illustrent les résultats de ces calculs pour les mêmes gammes de fréquences (0-350 GHz et 300-1 000 GHz respectivement), moyennant des intervalles de 500 MHz. Ici encore, la pression, la température et l'humidité absolue de chaque couche sont exprimées au moyen de l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier décrite dans la Recommandation UIT-R P.835-5.

Cette dispersion anormale, dépendante de la fréquence, a peu d'incidence sur la plupart des applications pratiques de télécommunication utilisant des transmissions de largeur de bande relativement étroite. Toutefois, avec l'apparition de nouveaux systèmes de communication numériques fonctionnant à des débits binaires élevés, et donc avec de grandes largeurs de bande, l'association d'une absorption et d'une dispersion due aux gaz de l'atmosphère pourrait avoir une influence sur les caractéristiques des signaux reçus, notamment sous la forme d'une distorsion des signaux numériques émis. Gibbins [1990] a calculé les distorsions subies par l'émission d'impulsions de très courte durée et de forme gaussienne sur des trajets de Terre et des trajets Terre-espace.

FIGURE 6.6

**Temps de propagation, en ps, à travers l'atmosphère dans la direction du zénith, dû à la dispersion par les gaz de l'atmosphère, entre 0 et 350 GHz, calculé au moyen de l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier de l'UIT-R**

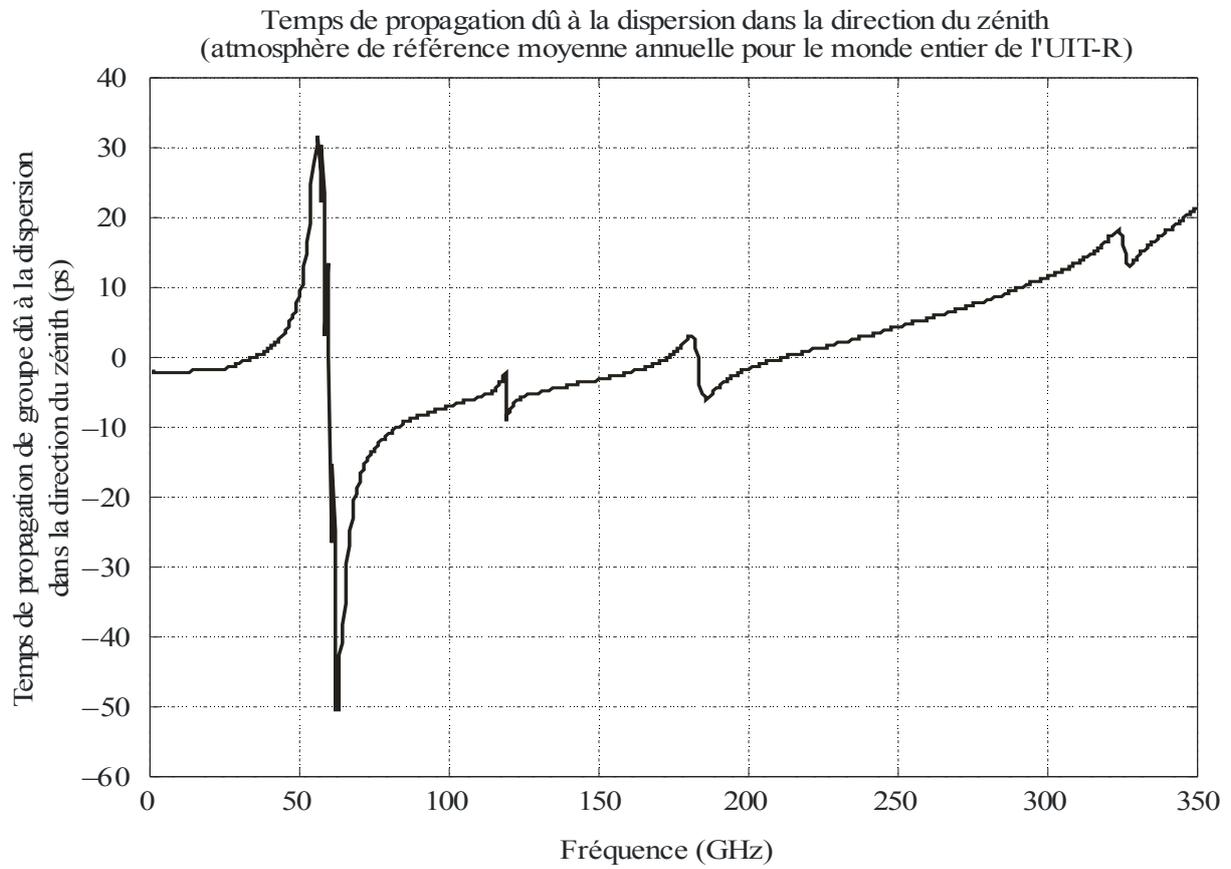


FIGURE 6.7

**Temps de propagation, en ps, à travers l'atmosphère dans la direction du zénith, dû à la dispersion par les gaz de l'atmosphère, entre 300 et 1 000 GHz, calculé au moyen de l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier de l'UIT-R**

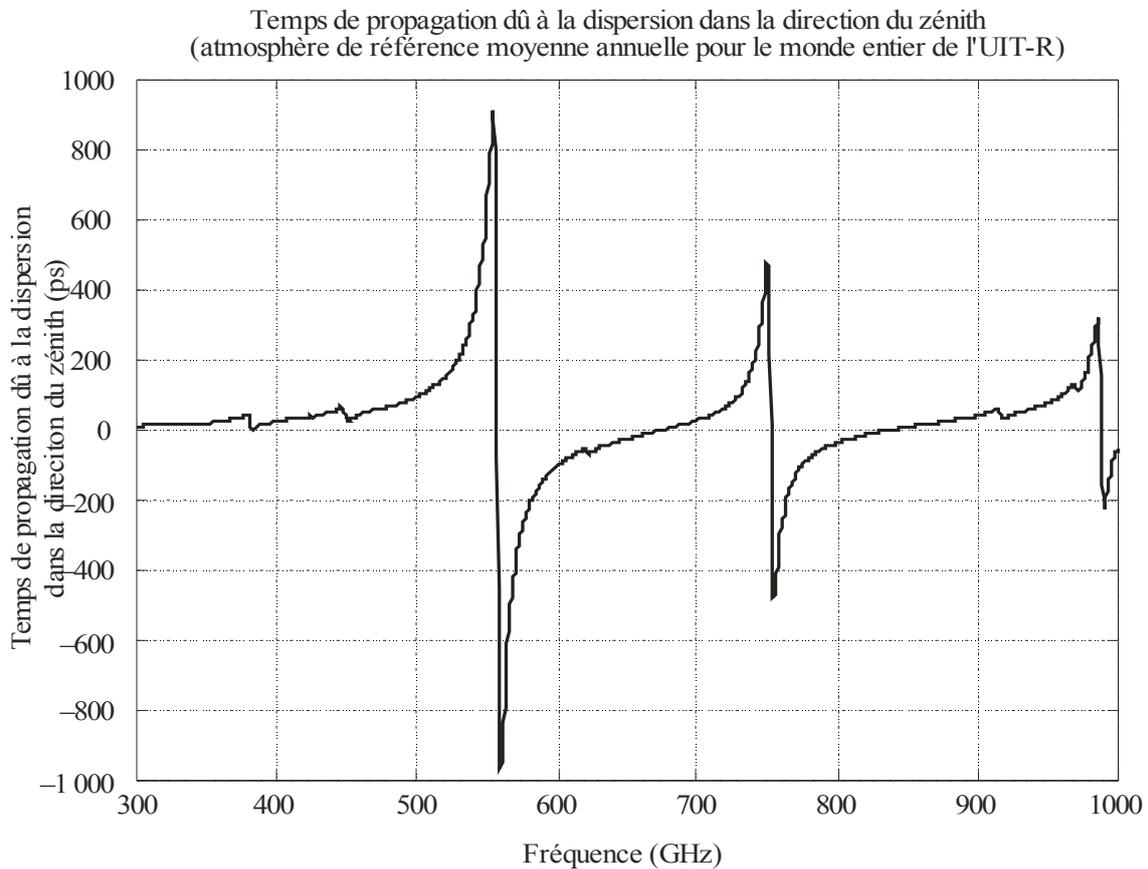


Tableau 66-07

A des fins d'illustration, la Figure 6.8 décrit la distorsion théorique d'une impulsion gaussienne en termes de pourcentage d'élargissement ou de compression (si négatif) dans le cas de deux largeurs d'impulsion (2 ns et 0,2 ns), le long d'un trajet de 10 km de longueur, au niveau de la mer. Ici encore, on a utilisé l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier de l'UIT-R (avec  $P = 1013,25$  hPa,  $T = 288,15$  K, et  $\rho = 7,5$  g/m<sup>3</sup> au sol). Ces calculs reposent sur la version précédente du modèle de Liebe, MPM-89 [Liebe, 1989]. Une impulsion de 2 ns (avec une largeur de bande à 3 dB de 0,8 GHz) subit un élargissement d'environ 7% au voisinage de 55 GHz. Cette même impulsion est comprimée d'environ 16% au voisinage de 62 GHz, et de nouveau élargie de quelque 8% à 64 GHz environ. Dans le cas d'une impulsion beaucoup plus courte de 0,2 ns avec une largeur de bande de 8 GHz à 3 dB, les niveaux de distorsion sont plus élevés, avec une compression et un élargissement importants autour de la raie de la vapeur d'eau à 22 GHz; au voisinage de la bande de l'oxygène à 60 GHz, l'impulsion de 0,2 ns subit un élargissement supérieur à 100% et peut en fait se diviser en de nombreux éléments, ce qui est comparable à un effet de suroscillations. Les distorsions d'impulsion se produisent lorsque l'affaiblissement et le temps de propagation varient tous les deux de façon importante dans la largeur de bande requise pour l'émission des signaux pulsés. Cela se traduit, dans les systèmes de communication numériques, par une augmentation des taux d'erreur binaire et des brouillages intersymboles, dans le cas des transmissions numériques à bande très large, à des fréquences proches des raies d'absorption des gaz.

FIGURE 6.8

Calcul de l'élargissement (ou de la compression, si négatif) d'une impulsion gaussienne de durée 0,2 ns et 2 ns dû aux effets dispersifs de l'atmosphère, le long d'un trajet horizontal de 10 km au niveau de la mer (avec  $P = 1013,25$  hPa,  $T = 288,15$  K,  $\rho = 7,5$  g/m<sup>3</sup>). Résultats théoriques obtenus à partir du modèle MPM-89 [Liebe, 1989]

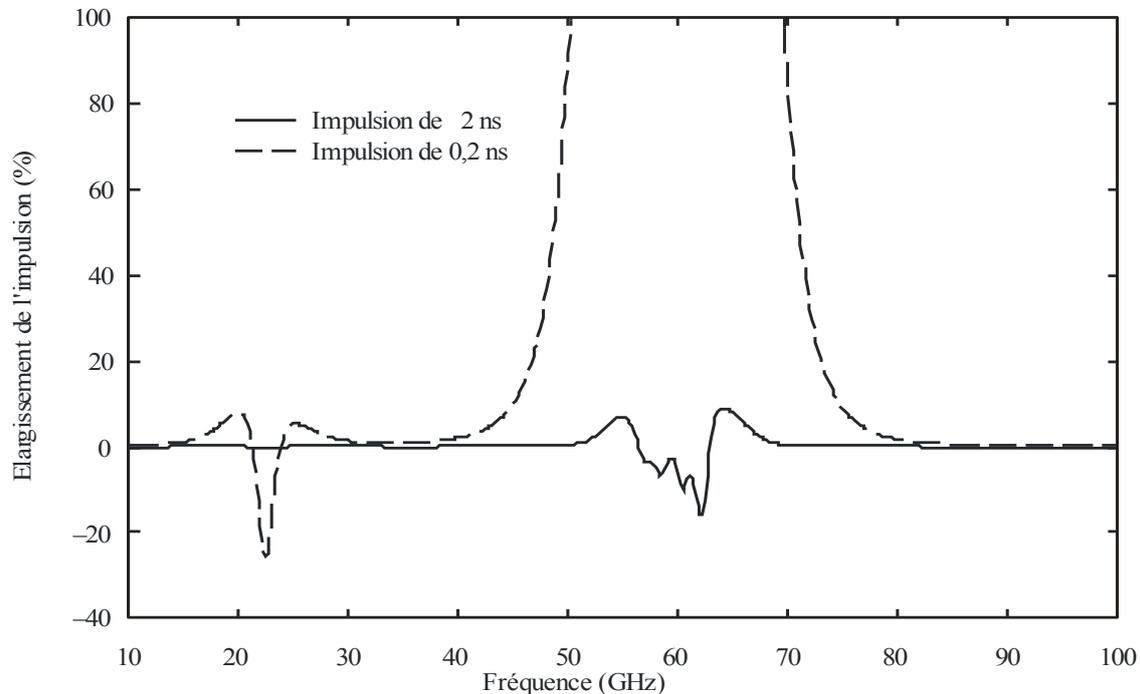


Table-Vecce 06-08

### 6.6 Comparaison des prévisions obtenues à partir de différents modèles d'absorption par les gaz combinés à des mesures

Les modèles physiques d'absorption par les gaz comme le modèle MPM de Liebe reposent sur diverses approximations théoriques et données de laboratoire. Ces dernières sont mesurées dans un environnement contrôlé, sur une gamme limitée de températures. Par exemple, Liebe, Rosenkranz et Hufford [1992] présentent des mesures de l'absorption par l'oxygène avec élargissement de pression dans l'air sec ( $O_2 + N_2$ ) effectuées en laboratoire à des fréquences comprises entre 49,3 et 66,3 GHz, pour trois températures différentes (6, 30 et 54°C) et 11 valeurs de pression choisies entre 13 et 1 010 hPa. A l'évidence, cette étude ne caractérise pas l'absorption par l'oxygène sur la totalité de la gamme des températures de l'air troposphérique et/ou stratosphérique (de -89°C à 57°C environ). Aussi les incertitudes sur la dépendance à la température du paramètre de couplage des raies,  $\delta$ , (voir la formule (6.14)) dans la bande de l'oxygène (50-70 GHz) ont-elles une incidence sur les températures de brillance modélisées, en particulier dans les conditions d'une atmosphère sèche.

Des expériences de validation permettent de comparer les prévisions obtenues à partir des modèles avec des observations réelles. Dans une installation type, des radiomètres ou des spectromètres au sol fournissent des mesures de la température de brillance, et les variables en entrée du modèle à l'étude sont mesurées au moyen de radiosondes. Etant donné que les radiosondes ne mesurent pas de façon systématique l'eau liquide de nuage, la procédure de validation doit être réalisée en atmosphère claire (c'est-à-dire en l'absence de tout nuage visible) afin d'éviter les émissions non quantifiables dues aux nuages. Il est également possible d'effectuer des comparaisons au moyen de radiomètres spatioportés, mais il faut alors prendre des précautions supplémentaires (corrections liées aux lobes latéraux de l'antenne par exemple) et imposer aux données *in situ* des critères de sélection très rigoureux (données au même endroit et au même moment provenant de bouées et de radiosondes, en

tenant compte du temps d'ascension de ces dernières). Le § 2.11 de [Mätzler, 2006] fournit plusieurs comparaisons de prévisions obtenues à partir de modèles d'absorption par les gaz combinés à des mesures effectuées par des radiomètres hyperfréquences sur satellite.

### 6.6.1 Mesures radiométriques au sol

Westwater *et al.* [1990] ont mesuré les émissions provenant de ciels dégagés à 20,6, 31,65 et 90 GHz au moyen de radiomètres installés à Denver (Colorado) et sur l'île San Nicolas (Californie), et ont comparé ces mesures avec des calculs de températures de brillance basés sur des données provenant de deux types de radiosondes. Il convient de noter que les radiomètres avaient des largeurs de faisceau égales sur les trois canaux; les émissions provenant d'un volume commun pouvaient donc être observées simultanément. Ils ont comparé les prévisions fournies par deux modèles d'absorption par la vapeur d'eau: le modèle MPM-87 [Liebe et Layton, 1987] et le modèle de Waters [1976]. L'absorption par l'oxygène a été calculée à partir d'une version antérieure du modèle de Rosenkranz [Rosenkranz, 1988]. Ces comparaisons montrent que le modèle de Waters est supérieur au modèle MPM-87 à 20,6 et 31,65 GHz (biais et erreur quadratique moyenne plus faibles), mais qu'il est en revanche moins bon à 90 GHz. A 90 GHz, l'absorption provient pour l'essentiel du continuum et/ou des termes non résonants, qui sont modélisés de façon assez différente par Waters [1976] et par Liebe et Layton [1987].

Westwater *et al.* [2003] ont mesuré, en juin et juillet 1999, les émissions atmosphériques à 23,8 GHz et 31,4 GHz au moyen de radiomètres situés sur l'île de Nauru et dans l'océan Pacifique tropical ouest à proximité de l'île. Comme indiqué dans la Recommandations UIT-R P.836-5, le premier canal est très sensible à la vapeur d'eau, tandis que le second, qui se situe dans une fenêtre d'absorption par les gaz (donc dominée par l'absorption du continuum de la vapeur d'eau), est plus sensible à l'eau liquide de nuage. Les auteurs ont comparé ces données radiométriques avec les températures de brillance calculées à partir des modèles MPM-87 [Liebe et Layton, 1987], MPM-93 et Rosenkranz 98. Les profils des radiosondes ont été utilisés en entrée de ces modèles. Des corrections ont été appliquées aux hygristors des radiosondes pour réduire l'erreur systématique bien connue liée à l'air sec. Les résultats de cette comparaison, basée sur la combinaison des données recueillies sur l'île de Nauru et sur les navires situés à proximité (avec une taille d'échantillon de 175), sont récapitulés au Tableau 6.5. Le contenu total d'une colonne d'air en vapeur d'eau était de 4,7 cm environ. La température de brillance moyenne était d'environ 65 K à 23,8 GHz et 32 K à 31,4 GHz.

TABLEAU 6.5

**Comparaison des températures de brillance (K) d'un ciel dégagé, mesurées et calculées, à 23,8 et 31,4 GHz, pour trois modèles d'absorption par les gaz utilisant des données corrigées de radiosondes situées sur l'île de Nauru dans l'océan Pacifique Ouest tropical [Westwater *et al.*, 2003]. La taille d'échantillon est de 175**

Fréquence (GHz)	Paramètre (K)	MPM-87	MPM-93	Rosenkranz 98
23,8	Erreur moyenne (biais)	0,80	3,90	0,69
23,8	Ecart type de l'erreur	3,46	3,59	3,44
23,8	Intervalle de confiance de 99% pour le biais	±0,67	±0,70	±0,67
31,4	Erreur moyenne (biais)	-0,16	3,37	0,86
31,4	Ecart type de l'erreur	1,66	1,84	1,69
31,4	Intervalle de confiance de 99% pour le biais	±0,32	±0,36	±0,33

Il ressort du Tableau 6.5 une concordance étroite entre le modèle MPM-87 et le modèle Rosenkranz 98 à 23,8 GHz, la différence entre les deux n'étant que de 0,1 K environ. A supposer que l'algorithme de correction de la radiosonde soit efficace en moyenne, les prévisions obtenues par le modèle Rosenkranz 98 sont un peu plus proches des données de mesure de la température de brillance [Westwater *et al.*, 2003]. Cela étant, du fait de la grande dispersion des résultats (écart type compris entre 3,5 et 3,6 K environ), ces deux modèles sont impossibles à distinguer d'un point de vue statistique, dans l'intervalle de confiance de 99% présenté au Tableau 6.5.

A 31,4 GHz, on observe une différence de biais de 1 K entre les modèles MPM-87 et Rosenkranz 98, et une dispersion moins importante qu'à 23,8 GHz. A supposer que l'algorithme de correction de la radiosonde soit efficace en moyenne, le modèle MPM-87 présente une meilleure concordance avec les mesures de température de brillance effectuées par les radiomètres, dans l'intervalle de confiance de 99% [Westwater *et al.*, 2003]. Cela étant, les incertitudes liées à la précision des radiosondes d'origine ou corrigées ne nous autorisent pas à tirer des conclusions définitives quant au meilleur des deux modèles: la concordance entre les mesures des radiomètres et les températures de brillance modélisées était notablement différente selon les ensembles de radiosondes utilisés et n'était pas une fonction monotone de l'âge des radiosondes [Westwater *et al.*, 2003]. Le Tableau 6.5 montre que les calculs issus du modèle MPM-93 diffèrent des deux autres modèles de 3 K environ.

Il convient de noter que dans une région très froide et sèche (en l'occurrence, l'océan Arctique, au nord de l'Alaska), le modèle Rosenkranz 98 fournit, à 31,4 GHz, une meilleure estimation de l'affaiblissement dû à l'air sec (également appelé "opacité sèche"), car, par rapport aux deux autres modèles, il donne de plus petites valeurs, obtenues par radiométrie, pour les trajets traversant de l'eau liquide dans des conditions d'atmosphère claire.

Mattioli *et al.* [2005] ont comparé des mesures radiométriques à 23,8 et 31,4 GHz effectuées sur le site ARM du ministère de l'Energie des Etats-Unis d'Amérique, au centre-nord de l'Oklahoma, avec des calculs réalisés selon les modèles MPM-87, MPM-93 et Rosenkranz 98. Un modèle élaboré par Liljegren *et al.* [2005] et une version modifiée du modèle Rosenkranz ont également été testés. Les résultats fournis par ce dernier se sont révélés très proches de ceux obtenus par le modèle Rosenkranz 98. Des radiosondes de conception améliorée (exemptes de biais lié à l'air sec) ont fourni les profils atmosphériques en entrée de ces modèles. Les températures de brillance d'un ciel dégagé ( $T_{bs}$ ) étaient comprises entre 12 et 42 K à 23,8 GHz (beaucoup plus faibles que pour l'atmosphère tropicale humide observée à Nauru; voir le Tableau 6.5) et entre 11 et 22 K à 31,4 GHz. La variabilité maximale de  $T_{bs}$  entre ces deux climats est de toute évidence due à la vapeur d'eau; elle est flagrante dans le cas du canal 23,8 GHz. Trois radiomètres (appelés C1, S01 et E14) étalonnés par deux algorithmes distincts (ARM et ETL) ont été utilisés. On trouve dans le Tableau 6.6 la moyenne (biais) de l'erreur, définie par [ $T_b$  mesurée -  $T_b$  calculée], pour le radiomètre hyperfréquences C1, étalonné par la méthode ARM (C1/ARM). Cette combinaison conduit à un biais qui se situe en général au centre de l'intervalle des biais, lequel figure dans les deuxième et quatrième lignes du Tableau 6.6. Sans perdre de vue la taille modeste des échantillons, il semble que les modèles les plus récents (Rosenkranz 1998, Liljegren 2005) affichent une concordance avec les mesures bien meilleure que les modèles plus "anciens" (MPM-87 et MPM-93).

Mattioli *et al.* [2005] présentent en outre, sous forme de nuages de points, les valeurs mesurées et calculées de  $T_{bs}$  dans le cas du radiomètre C1/ARM ainsi qu'une analyse des régressions donnant la pente et l'ordonnée à l'origine. Dans le cas du canal 23,8 GHz, les modèles Rosenkranz 1998 et 2003 présentent une pente quasiment égale à l'unité, tandis que le modèle Liljegren 2005 donne une pente 2,5% plus grande. Quant à l'ordonnée à l'origine, elle est presque identique pour ces trois modèles récents (de -0,51 à -0,58 K) et maximale (-1,007 K) dans le cas du modèle MPM-87. En ce qui concerne le canal sensible à l'eau liquide, le modèle Liljegren 2005 présente une pente très proche de l'unité et l'ordonnée à l'origine la plus faible (-0,006 K), tandis que les modèles Rosenkranz affichent une pente de 1,04 environ et une ordonnée à l'origine proche de -0,6 K. Le modèle MPM-93

présente une pente de 1,1519 et une ordonnée à l'origine de  $-1,511$  K à 31,4 GHz: il surestime légèrement l'absorption par la vapeur d'eau à cette fréquence. L'écart de la pente de régression par rapport à l'unité constitue essentiellement un test du module "vapeur d'eau" de ces modèles, car la plus grande partie de la variabilité temporelle de la température de brillance par ciel clair est due à la vapeur d'eau [Mätzler, 2006].

TABLEAU 6.6

**Comparaison des températures de brillance (K) d'un ciel dégagé, mesurées et calculées, à 23,8 et 31,4 GHz, pour quatre modèles d'absorption par les gaz utilisant des données de radiosondes situées sur un site ARM en Oklahoma, en mars-avril 2003 [Mattioli, 2005]. La taille d'échantillon est égale à 67 dans le cas du radiomètre C1. Figure également l'intervalle des biais pour les six combinaisons radiomètres (C1, S01 et E14) / algorithmes d'étalonnage (ARM et ETL) [Mätzler, 2006]**

Fréquence (GHz)	Paramètre (K)	Rosenkranz 98	Liljegren 2005	MPM-87	MPM-93
23,8	Erreur moyenne (biais) C1/ARM	0,44	-0,07	0,60	-0,65
23,8	Intervalle des biais	[-0,03, 0,75]	[-0,55, 0,25]	[0,12, 0,91]	[-1,13, -0,33]
31,4	Erreur moyenne (biais) C1/ARM	0,09	-0,11	0,64	-0,77
31,4	Intervalle des biais	[-0,005, 0,27]	[-0,11, 0,06]	[0,54, 0,81]	[-0,86, -0,59]

Bouchard [2008] a recueilli des données par ciel clair, en journée, au moyen d'un radiomètre profileur multifréquences installé à Ottawa (Canada). Ce profileur possédait cinq canaux dans la bande de la vapeur d'eau (22,235-30 GHz) et sept canaux le long de l'arête du complexe de l'oxygène entre 51,25 et 58,8 GHz. Dans ces conditions de ciel clair, l'affaiblissement total sur le trajet  $A_{tot}$  calculé à partir de la température de brillance du ciel à laquelle on applique la relation bien connue figurant dans la Recommandation UIT-R P.1322 devrait être exactement égal à l'absorption due aux gaz:  $A_{tot} = A_g$ . 1 721 données relevées par temps clair entre avril 2005 et avril 2006 ont été analysées. Une brume sèche et/ou des traînées de condensation non persistantes laissées par des aéronefs se sont formées de temps à autre; elles sont transparentes aux micro-ondes. La pression au sol était comprise entre 1 003 et 1 027,1 hPa; le contenu total d'une colonne d'air en vapeur d'eau était compris entre 0,21 et 3,67 cm; la température à proximité du sol s'échelonnait entre  $-19,9$  et  $28,8$  °C.

Le modèle MPM-93 (sans prise en compte de la Terre sphérique et de la réfraction) et la dernière version du modèle Rosenkranz appelée "Rosenkranz 2007" (que l'auteur s'est procurée directement) sont utilisés avec, pour paramètres d'entrées, les profils de température et d'humidité relevés au niveau de la surface de la Terre et jusqu'à 10 km d'altitude. Les deux modèles reposent sur une dépendance de type loi simple en cosécante par rapport à l'angle d'élévation. Le profileur ne mesure la pression de l'air qu'à la surface de la Terre. Par conséquent, les *profils* de pression au sol et jusqu'à 10 km d'altitude ont été "reconstruits" à partir de la pression au sol et des profils de température et d'humidité absolue interpolés par résolution de l'équation hydrostatique pour des couches fines (1 m) d'air humide. Tous ces profils ont été complétés, entre 10 km d'altitude et le niveau de rupture du ballon (en général à 30 km environ), par les profils de pression, de température et d'humidité relative les plus récents obtenus par radiosonde à la station d'observation en altitude de Maniwaki

(WMO 71722), située à environ 125 km d'altitude. La température équivalente du milieu  $T_{mr}$  de l'équation 1 de la Recommandation UIT-R P.1322 est calculée à l'aide du modèle Rosenkranz 2007, avec les mêmes profils composites (profileur + radiosonde) en entrée. Bouchard [2008] applique cette procédure pour comparer les modèles d'absorption par les gaz, parce qu'il n'existe pas d'installations permettant de lancer des radiosondes du même endroit deux fois par jour. De plus, la station de radiosondage la plus proche (Maniwaki) ne fournit pas d'observations au sol (stations appelées METAR).

Les fréquences retenues pour cette comparaison sont 30 GHz et 51,25 GHz. A 30 GHz, le modèle Rosenkranz 2007 affiche le biais et l'erreur quadratique moyenne les plus faibles par rapport aux observations aux quatre angles d'élévation considérés (15°-90°); à 51,25 GHz, le modèle MPM-93 offre la meilleure correspondance avec les observations (autrement dit, il présente le biais et l'erreur quadratique les plus faibles). Les Figures 6.9 à 6.12 fournissent des exemples de ces courbes FDC conditionnelles, à 30 GHz et 51,25 GHz pour des élévations de 90° et 27,45°.

FIGURE 6.9

**Fonctions de distribution cumulative (FDC) conditionnelles de l'affaiblissement par les gaz ( $A_g$ ) mesuré et modélisé, à 30 GHz, pour 90° et par ciel clair, observé en journée au-dessus d'Ottawa. Les profils relevés, complétés par des données de radiosondage de la station de Maniwaki (71722), sont utilisés comme paramètres d'entrée des modèles, dans les Figures 6.9 à 6.12**

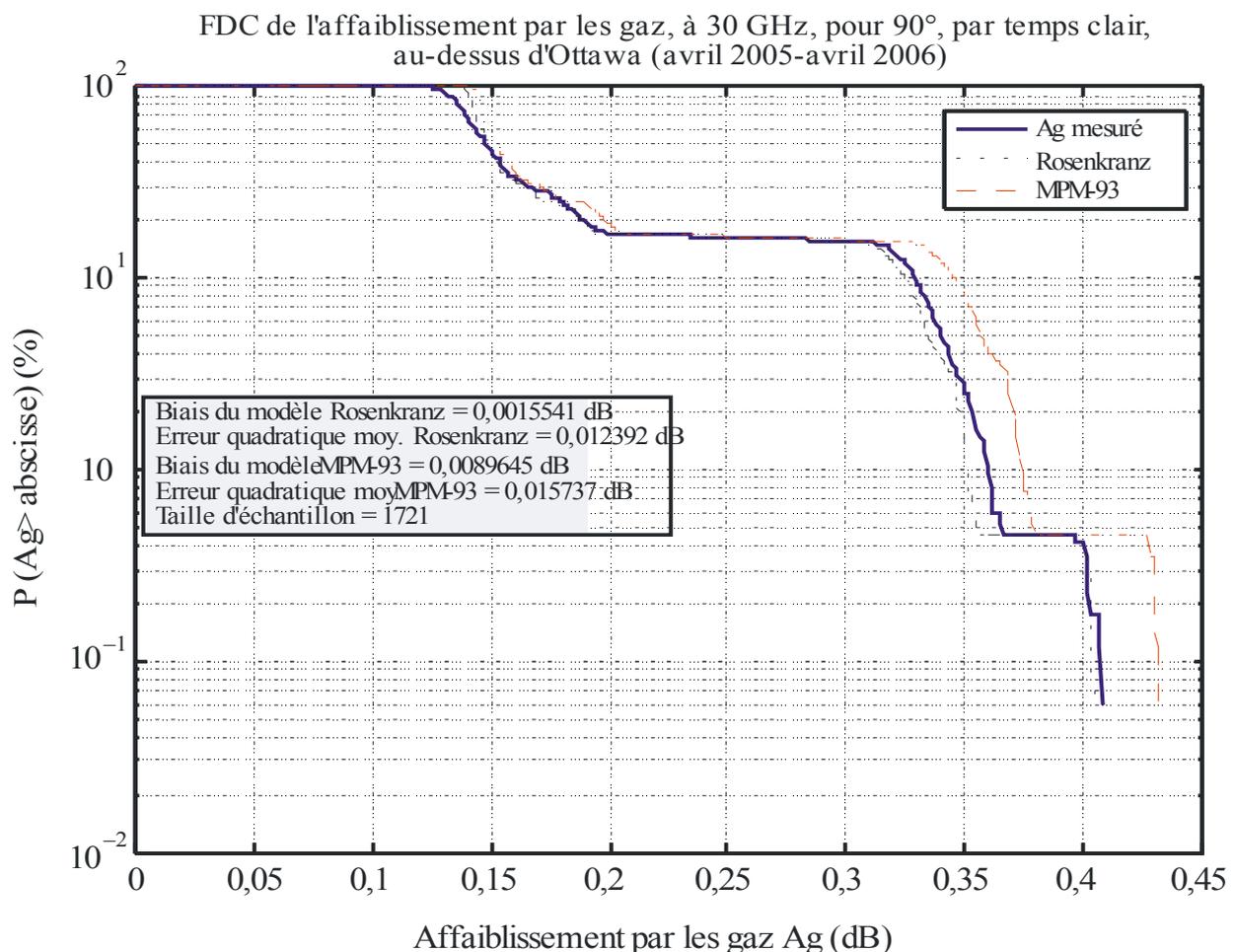


FIGURE 6.10

Fonctions FDC conditionnelles de l'affaiblissement par les gaz ( $A_g$ ) mesuré et modélisé, à 30 GHz, pour 27,45° et par ciel clair, observé en journée au-dessus d'Ottawa (avril 2005-avril 2006)

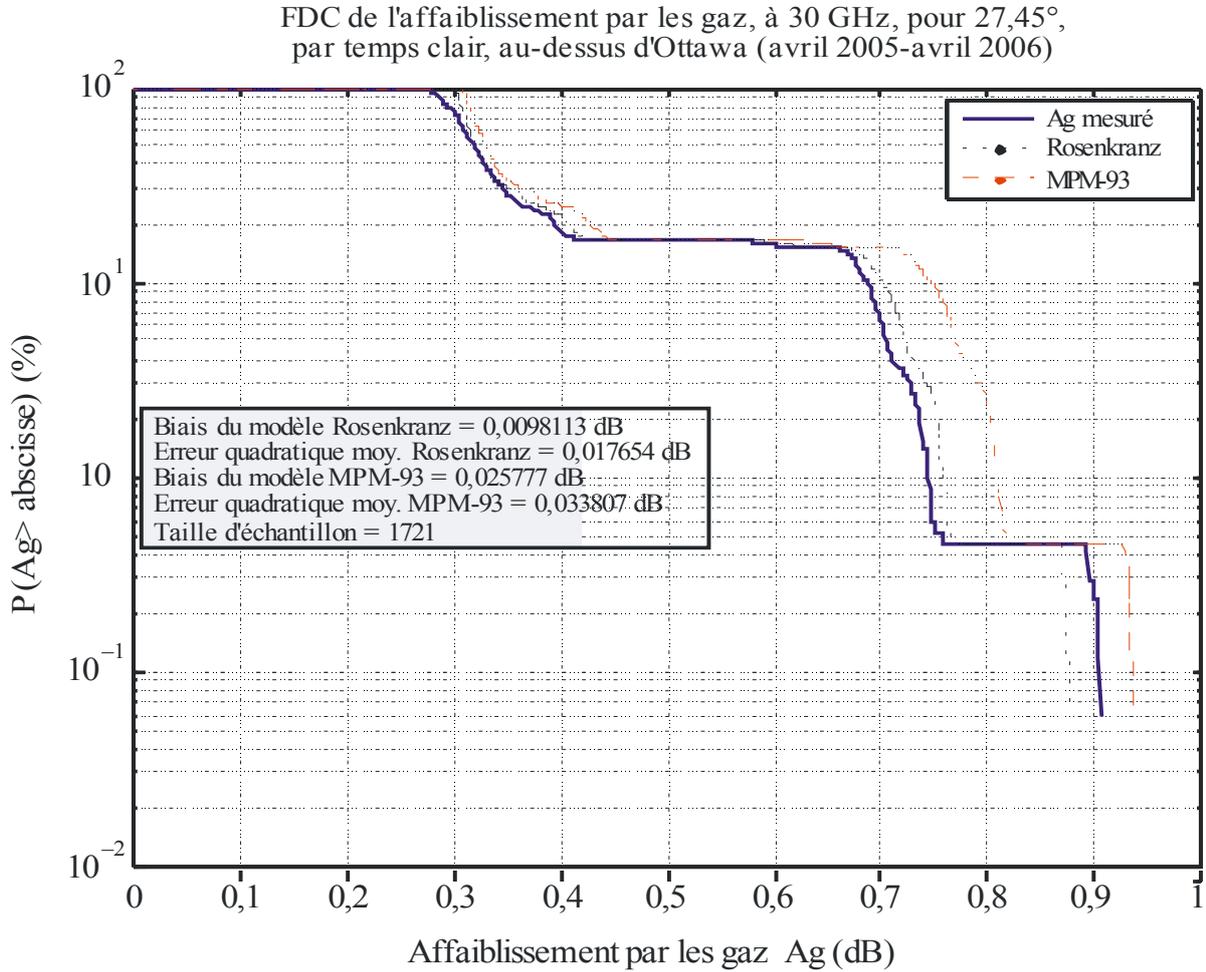


FIGURE 6.11

Fonctions FDC conditionnelles de l'affaiblissement par les gaz ( $A_g$ ) mesuré et modélisé, à 51,25 GHz, pour 90° et par ciel clair, observé en journée au-dessus d'Ottawa (avril 2005-avril 2006)

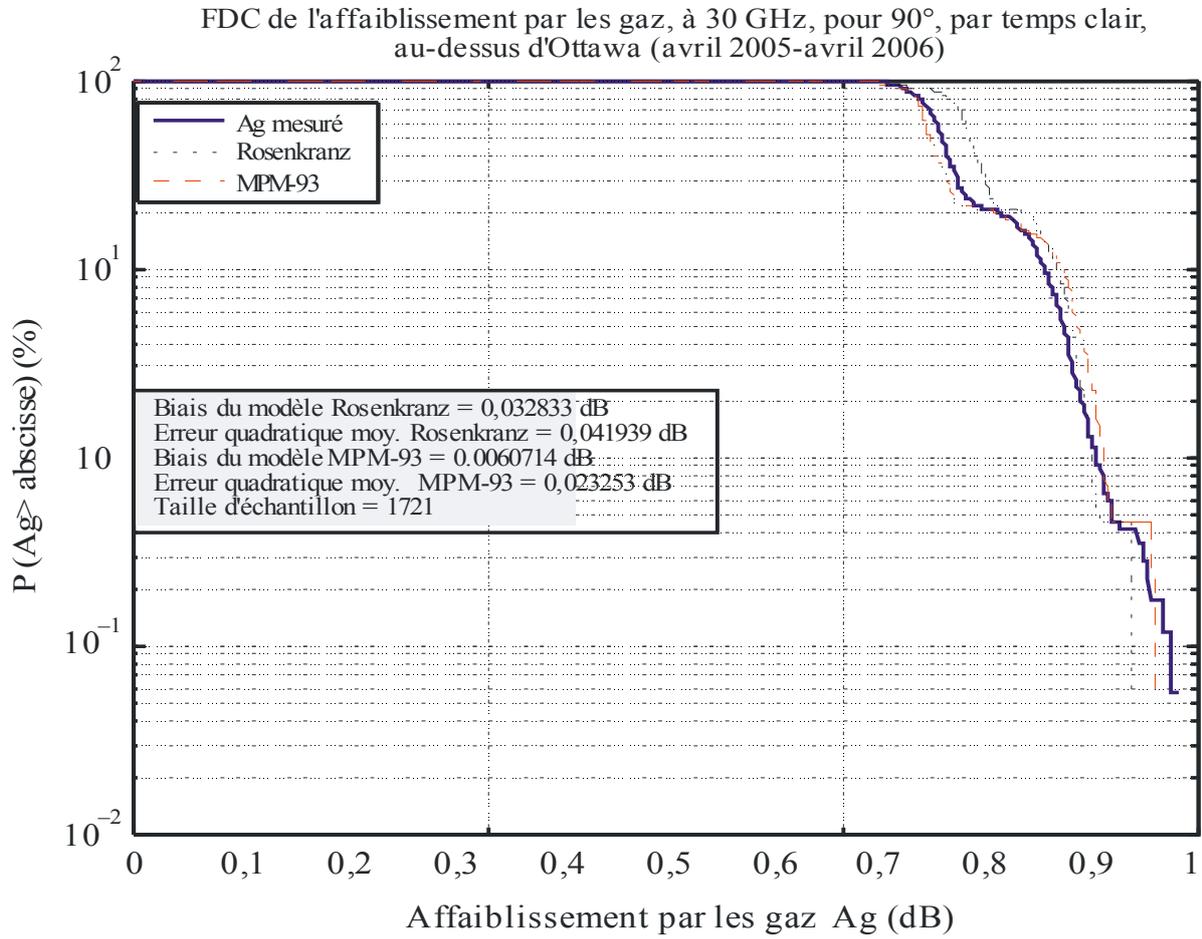


FIGURE 6.12

Fonctions FDC conditionnelles de l'affaiblissement par les gaz ( $A_g$ ) mesuré et modélisé, à 51,25 GHz, pour 27,45° et par ciel clair, observé en journée au-dessus d'Ottawa (avril 2005-avril 2006)

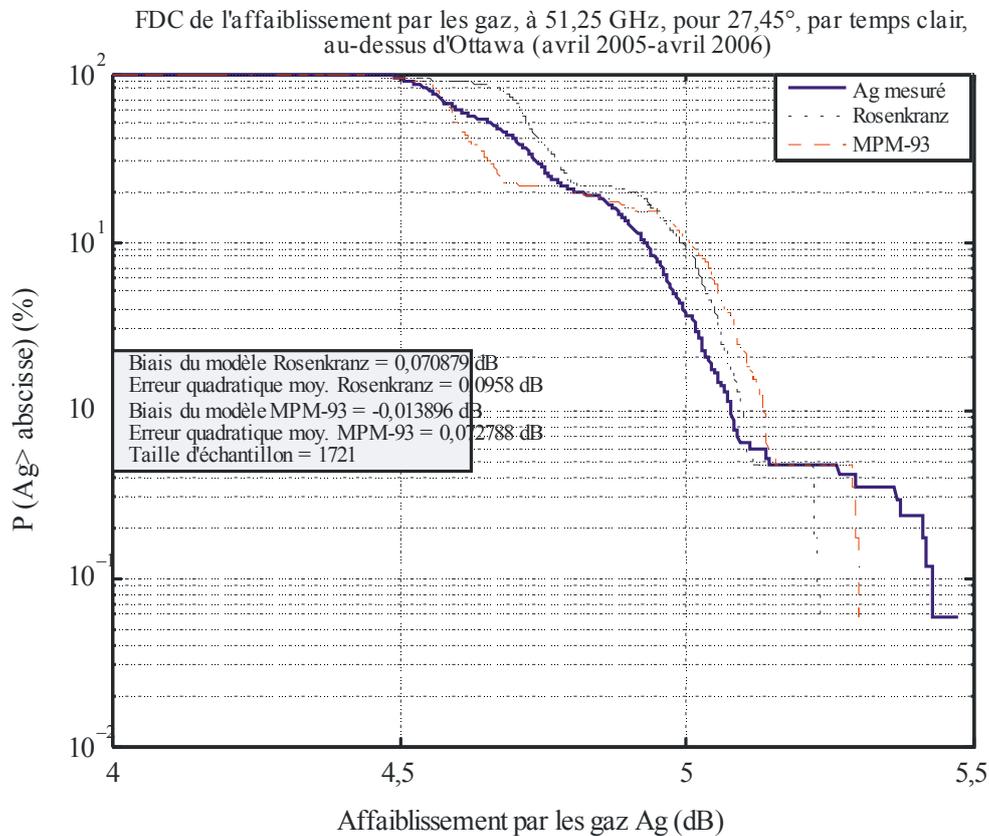


Tableau 6-12

Il peut être intéressant de noter que Hewison *et al.* [2006] ont tiré des conclusions analogues sur ces deux modèles d'absorption par les gaz (plus précisément, le modèle Rosenkranz 2003) à 30 et 51,25 GHz en appliquant une démarche plus rigoureuse consistant à comparer des températures de brillance *modélisées* issues de radiosondes, lancées dans des ciels clairs, avec des températures de brillance *mesurées* à partir d'un radiomètre profileur situé au même endroit et du même modèle, au cours de l'expérience TUC (*Temperature, Humidity and Cloud*/température, humidité et nuage), qui s'est déroulée à Payerne (Suisse) pendant l'hiver 2003-2004. Au cours de cette expérience, les radiosondes ont produit des profils d'humidité valables jusqu'à 10 à 12 km seulement; au-dessus, Hewison *et al.* [2006] ont complété les profils *in situ* avec un profil de référence valable pour l'hiver à des latitudes moyennes. Dans le cas des canaux du profileur dominés par le continuum de la vapeur d'eau (26,235 et 30 GHz), les auteurs ont constaté que les modèles MPM-87, MPM-89, Rosenkranz (98 et 2003) et Liljegren [2005] affichent une excellente concordance avec les mesures; en revanche, le modèle MPM-93 surestime l'intensité de l'absorption. Ils ont également pu constater que le modèle MPM-93 surestime systématiquement l'absorption par les gaz dans des conditions de chaleur et d'humidité plus élevées, dans le cas des canaux 22,235-23,835 GHz, et que le modèle MPM-87 présente les plus faibles valeurs de biais et d'erreur quadratique moyenne à 52,28 GHz par rapport aux cinq autres modèles. Il convient de noter que les canaux à 51 GHz et à 52 GHz combinent les effets du continuum de la vapeur d'eau et des paramètres de couplage de la raie de l'oxygène, ces deux effets variant d'un modèle à l'autre; c'est pour ces canaux que l'on trouve les plus grandes différences entre les modèles, et des différences importantes entre les observations et les modèles.

Enfin, les canaux supérieurs du profileur (54,94-58,8 GHz) étaient entachés d'un biais  $T_b$  de 1 K environ, qui a par la suite été mis en évidence et corrigé par le fabricant. Ce biais a été corrigé de façon empirique dans le jeu de données TUC en vue des analyses ultérieures présentées dans des articles sur ce sujet.

### 6.6.2 Spectromètres à transformée de Fourier au sol

Les spectromètres à transformée de Fourier (STF) installés au sol au sommet des montagnes fournissent des jeux de données très utiles pour la validation et l'amélioration des modèles d'absorption par les gaz en atmosphère sèche, entre 0,1 et 2 THz environ [Mätzler, 2006]. Pardo *et al.* [2001a] présentent des spectres de transmission atmosphérique à large bande obtenus au moyen de spectromètres STF sur la montagne Mauna Kea, dans la ville de Hilo (Hawaï) (à 4 100 m au-dessus du niveau de la mer), entre 350 et 1 100 GHz. Ces mesures montrent que le terme relatif au continuum de l'air sec présent dans le modèle MPM-93 doit être multiplié par 1,29 pour assurer une concordance avec les mesures de l'opacité sèche dans cette bande de fréquences, tandis que l'absorption par le pseudo-continuum H<sub>2</sub>O introduite dans les modèles MPM-89 et MPM-93 n'offre pas une bonne précision dans la bande des ondes submillimétriques (voir la Figure 5 dans [Pardo *et al.*, 2001a]). De plus, l'absorption due à l'ozone n'est pas modélisée dans le modèle MPM, mais son effet est visible sous les climats très secs, dans la gamme des ondes submillimétriques [Pardo *et al.*, 2001b]. Du reste, d'autres gaz à l'état de trace ne sont pas non plus modélisés dans le MPM. On notera en revanche que l'absorption due aux gaz à l'état de trace est modélisée dans le modèle ATM (*Atmospheric Transmission at Microwaves*/transmission atmosphérique dans les hyperfréquences) [Pardo *et al.*, 2001b]; pendant le développement de ce modèle, un effort particulier a été consacré à la validation et à la mesure de l'absorption du continuum dans la gamme des ondes submillimétriques.

### 6.6.3 Conclusion

Malheureusement, les comparaisons présentées dans cette section ne permettent pas d'identifier un modèle global "optimal" d'absorption par les gaz qui serait valable à toutes les fréquences correspondant aux micro-ondes et aux ondes millimétriques et dans toutes les conditions climatiques. Les travaux mentionnés soulignent en outre certaines des difficultés que posent les comparaisons pertinentes entre modèles théoriques d'un côté et mesures de l'autre: d'une part, les erreurs systématiques (biais) sur la température de brillance mesurée doivent être identifiées et corrigées; d'autre part, l'obtention de données d'humidité *in situ* précises à partir de radiosondes sur une large gamme de températures de l'air est toujours une opération très problématique.

## 6.7 Affaiblissement du rayonnement infrarouge et visible

L'utilisation du spectre électromagnétique au-dessus de 1 THz (donc à des fréquences supérieures à 1 000 GHz, soit  $\sim 33 \text{ cm}^{-1}$  ou des longueurs d'onde inférieures à 300  $\mu\text{m}$ ) pour les communications en espace libre présente un intérêt croissant. Malgré l'absorption importante, sélective en fréquence, et la diffusion que subissent les ondes dans la troposphère, les bandes de fréquences comprises entre l'infrarouge et les régions visibles du spectre électromagnétique ont d'importantes applications dans les domaines des communications, de la recherche spatiale et de la télédétection. Il est donc nécessaire, pour l'évaluation quantitative de ces applications et la sélection appropriée des fréquences, de disposer d'informations de propagation détaillées sur ces bandes. Les données expérimentales et théoriques sont parfois rares et les niveaux d'affaiblissement mesurés dépendent souvent des caractéristiques (par exemple, résolution en fréquence) des appareils employés. On ne peut donc donner ici que des directions approximatives sur cette région du spectre électromagnétique et il faudrait intensifier les travaux de recherche pour parvenir à des prévisions stables. On peut néanmoins indiquer les portions du spectre qui sont *a priori* les plus utiles et expliquer comment ces portions peuvent être affectées par les phénomènes troposphériques.

Les rayonnements infrarouges et visibles sont absorbés de façon sélective par les gaz de l'atmosphère et diffusés par les aérosols et les hydrométéores (pluie, nuages, brouillard, etc.). Le terme "aérosol" est utilisé pour désigner de petites particules (autres que le brouillard et les gouttes d'eau) dont les dimensions correspondent à des groupes de quelques molécules et vont jusqu'à 100  $\mu\text{m}$  et plus [Pruppacher et Klett, 1997] et dont les vitesses limites sont faibles. La poussière et les particules des embruns sont des exemples d'aérosols qui ont été étudiés dans le Chapitre 2. La concentration en aérosols, qui est très variable dans le temps et dans l'espace, dépend fortement de la proximité des sources, de la fréquence d'émission, des taux de transport par convection et par diffusion turbulente ainsi que de l'efficacité des divers mécanismes de rétention. On estime que 80% de la masse totale des particules d'aérosols se situe au-dessous du kilomètre inférieur de la troposphère [Pruppacher et Klett, 1997]. En outre, la concentration en aérosols décroît à mesure que la distance horizontale du littoral vers le large augmente, car les terres sont une source de particules plus productive que l'océan. Dans l'hémisphère nord (qui est responsable de la production de 60% environ de la masse totale des aérosols atmosphériques), la plus grande partie de la masse d'aérosols entre dans l'atmosphère aux latitudes comprises entre 30° N et 60° N; en effet, cette ceinture contient environ 88% de toutes les sources anthropiques de particules [Pruppacher et Klett, 1997].

Les contributions relatives de l'absorption et de la diffusion à la valeur totale de l'affaiblissement dépendent de la longueur d'onde et des dimensions des particules. En outre, il se produit généralement des fluctuations rapides ou "scintillation" du signal reçu (entre 0,01 Hz et 200 Hz), surtout quand les trajets passent près de la surface de la Terre. La scintillation provoque aussi une distorsion de la surface d'onde, qui entraîne une défocalisation du faisceau. Cette fluctuation est due aux variations aléatoires de l'indice de réfraction associées à la turbulence atmosphérique, qui est étudiée plus en détail dans le Chapitre 4 du présent Manuel et dans la Recommandation UIT-R P.1817 relative à la conception de liaisons optiques en espace libre. L'amplitude de la scintillation augmente avec la fréquence; la variance du signal,  $\sigma^2$  (en  $\text{dB}^2$ ), croît approximativement comme  $f^{7/6}$  [Tatarski, 1961].

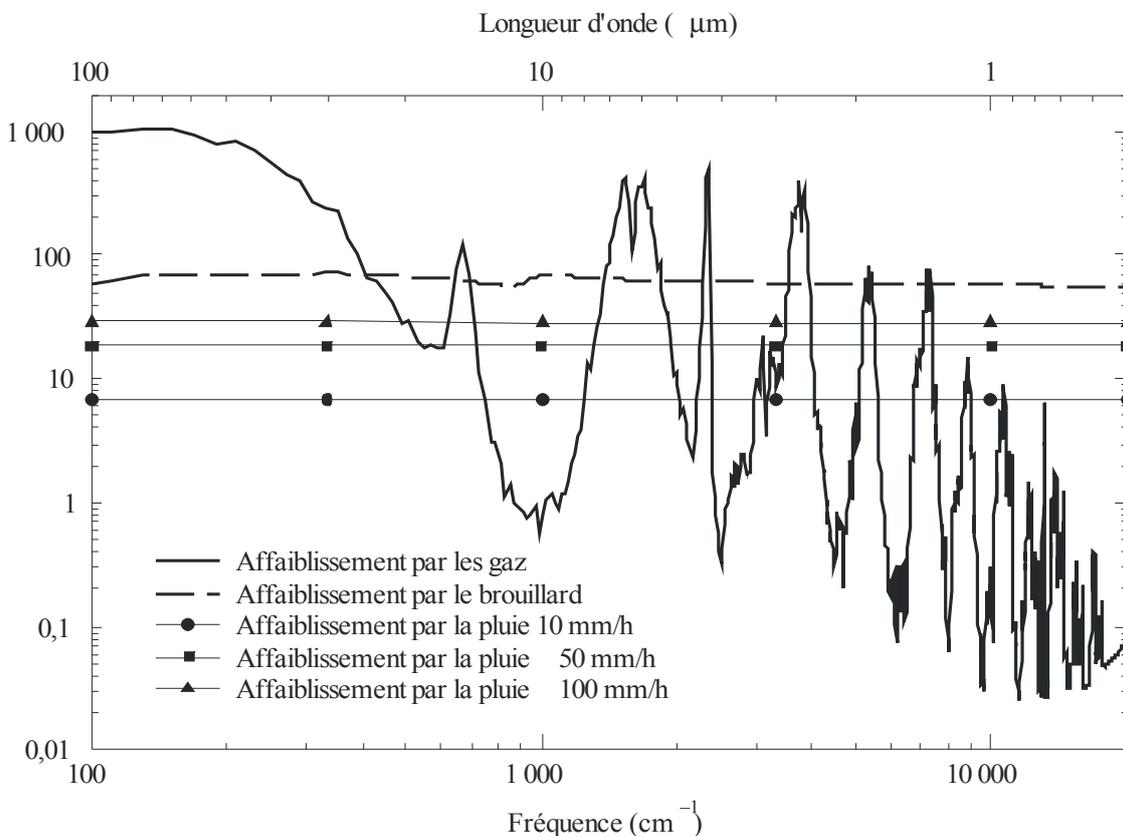
Aux longueurs d'onde éloignées du centre des raies d'absorption moléculaire (c'est-à-dire dans des fenêtres d'absorption), la principale limitation imposée à la fiabilité et à la disponibilité du système est généralement due à la brume, au brouillard, aux nuages ou aux précipitations; tous ces effets sont examinés dans d'autres chapitres du présent Manuel. Toutefois, une forte augmentation de l'absorption par la vapeur d'eau peut se produire, notamment en période de très grande humidité. De plus, la scintillation peut réduire la largeur de bande utilisable d'un système exploité dans la gamme des ondes de l'infrarouge ou des ondes visibles.

Le facteur dominant est l'absorption moléculaire sélective en fréquence, notamment lorsque la longueur d'onde dépasse 1  $\mu\text{m}$ . L'absorption dépend étroitement de la longueur d'onde et les mesures faites avec une très haute résolution spectrale montrent une structure très fine dans le spectre d'absorption, qui s'explique par les nombreuses transitions dans les bandes de vibration-rotation des molécules atmosphériques qui possèdent une polarité électrique. En conséquence, on ne peut guère donner des valeurs chiffrées de l'absorption sans spécifier la résolution ou la largeur de bande des appareils. En outre, des mesures spectroscopiques additionnelles sont exigées pour fournir les détails nécessaires. Il nous suffira ici d'indiquer l'emplacement des principales raies d'absorption et des "fenêtres" atmosphériques où l'absorption moléculaire est relativement faible. On trouvera des informations complémentaires dans les programmes informatiques de l'Air Force Geophysical Laboratory des Etats-Unis relatifs au facteur de transmission: HITRAN (facteur de transmission à haute résolution), qui dresse une liste de plus de 1 700 000 raies de 37 types de molécules pour la région spectrale qui s'étend des ondes millimétriques à l'ultraviolet, avec une résolution spectrale de 0,001  $\text{cm}^{-1}$  (équivalente à 30 MHz) [Rothman *et al.*, 2005], ou LOWTRAN 7 (facteur de transmission à faible résolution), qui couvre les fréquences comprises entre 0 et 50 000  $\text{cm}^{-1}$  avec une résolution spectrale de 20  $\text{cm}^{-1}$  (c'est-à-dire 600 GHz) [Kneizys *et al.*, 1989].

La Figure 6.13 montre les principales caractéristiques de l'absorption moléculaire au niveau de la mer, calculée à l'aide du programme LOWTRAN 7 pour l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier décrite dans la Recommandations UIT-R P.835-5, avec une résolution spectrale de  $20 \text{ cm}^{-1}$ , entre 100 et  $20\,000 \text{ cm}^{-1}$  ( $1 \text{ cm}^{-1}$  correspond à  $30 \text{ GHz}$ ). Les raies d'absorption dominantes ont pour origine principale la vapeur d'eau et le gaz carbonique. On notera qu'avec une résolution spectrale de  $20 \text{ cm}^{-1}$ , les raies d'absorption correspondant aux grandes longueurs d'onde sont lissées et forment la bande de continuum basses fréquences illustrée à la Figure 6.13.

FIGURE 6.13

**Affaiblissement linéique dû aux gaz, au brouillard et à la pluie, au niveau de la mer, entre 100 et  $20\,000 \text{ cm}^{-1}$  (de  $0,5$  à  $100 \text{ }\mu\text{m}$ ) calculé au moyen de LOWTRAN 7 avec l'atmosphère de référence moyenne annuelle pour le monde entier de l'UIT-R ( $P = 1\,013,25 \text{ hPa}$ ,  $T = 288,15 \text{ K}$ ,  $\rho = 7,5 \text{ g/m}^3$  au sol). [L'échelle de fréquences au bas de la figure correspond à l'inverse des longueurs d'onde (on parle également de nombres d'onde dans le vide): par exemple,  $100 \text{ cm}^{-1}$  correspond à  $3 \text{ THz}$ ]**



Radio-Météo 06-13

A des fins de comparaison, la Figure 6.13 montre aussi l'affaiblissement linéique dû à un brouillard suffisamment dense pour limiter la portée visuelle à  $200 \text{ m}$  ainsi que l'affaiblissement dû à la pluie pour des taux de précipitations de  $10$ ,  $50$  et  $100 \text{ mm/h}$ , calculé à l'aide d'une distribution des dimensions des gouttes de Marshall-Palmer. Il importe de mentionner que l'affaiblissement dans l'infrarouge dû au brouillard est extrêmement sensible à la distribution des dimensions des gouttes, qui peut considérablement varier dans le temps et dans l'espace; les résultats obtenus à partir de modèles tels que LOWTRAN et HITRAN varient donc en amplitude en fonction de la distribution des particules de brouillard prise comme hypothèse.

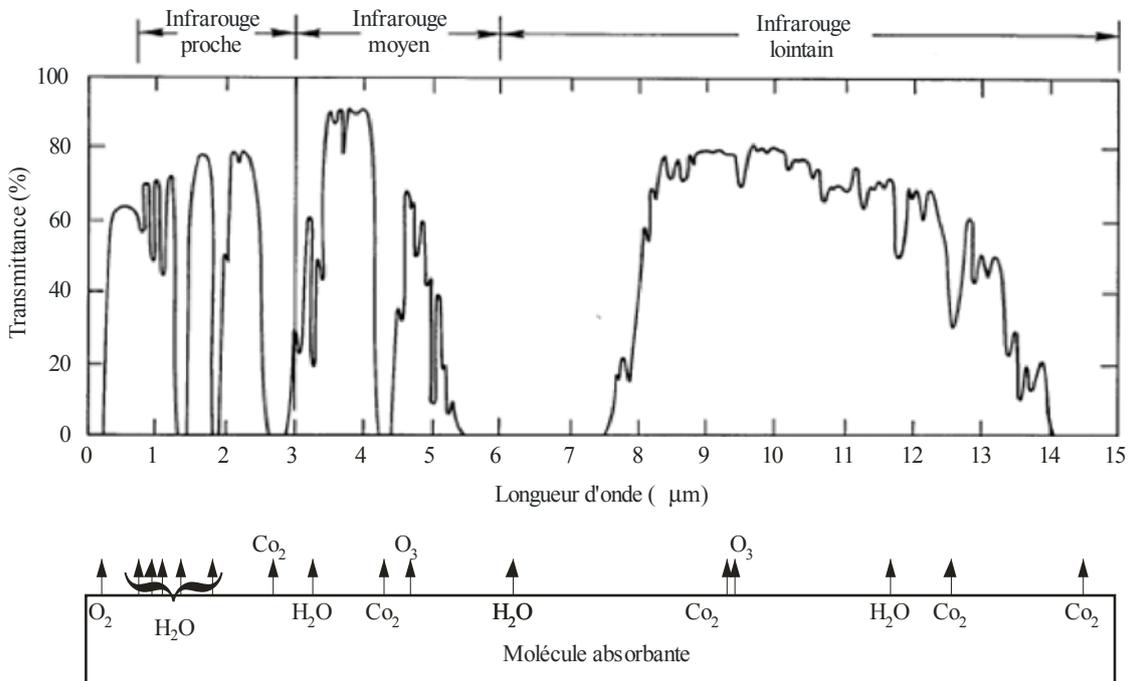
On peut observer, dans la Figure 6.13, des fenêtres de transmission atmosphérique relativement transparentes: a) de  $0,4$  à  $0,7 \text{ }\mu\text{m}$  dans la région du visible; b) au voisinage de  $1,7$ ,  $2,2$ ,  $3,5$  et  $5 \text{ }\mu\text{m}$ ; et

c) de 8 à 13  $\mu\text{m}$ , par exemple. Ces bandes, en particulier celle qui s'étend de 8 à 13  $\mu\text{m}$ , présentent un intérêt particulier pour les communications et les applications radar.

La Figure 6.14 illustre la transmittance spectrale (à savoir, l'exponentielle de l'opposé du coefficient d'absorption totale) mesurée le long d'un trajet horizontal de 1,8 km, à 30 m au-dessus du niveau de la mer (schéma extrait de [Chen, 1975]). Le contenu total d'une colonne d'air *verticale* en vapeur d'eau était de 17 mm. Ces mesures, réalisées en 1950 le long de la côte est de l'Ecosse, ont été présentées pour la première fois dans [Gebbie *et al.*, 1951]. Des fenêtres de transmission – où la transmittance dépasse 60% – sont clairement visibles. On peut observer, dans la partie inférieure de la Figure 6.14, des bandes d'absorption moléculaire pour quatre types de molécules (oxygène moléculaire, vapeur d'eau, dioxyde de carbone et ozone). On notera les bandes de forte absorption dues au  $\text{CO}_2$  autour de 4,3  $\mu\text{m}$  et 15  $\mu\text{m}$ , et à la vapeur d'eau à 2,7  $\mu\text{m}$  et 6,3  $\mu\text{m}$ . Cette dernière bande s'étend jusqu'à 7,5  $\mu\text{m}$  dans le cas de ce trajet particulier, compte tenu de sa teneur d'une colonne d'air en vapeur d'eau [Gebbie *et al.*, 1951]. En outre, à 4,5  $\mu\text{m}$ , on observe une bande qui correspond au mode de vibration fondamentale de l'oxyde nitreux ( $\text{N}_2\text{O}$ ). Les valeurs d'absorption mesurées à 7,7 et 7,9  $\mu\text{m}$  correspondent également à un autre mode de vibration fondamentale de cette molécule; toutefois, elles ne peuvent pas lui être attribuées sans ambiguïté, car plusieurs autres types de molécules absorbent l'énergie infrarouge dans cette région du spectre [Gebbie *et al.*, 1951].

FIGURE 6.14

**Transmittance atmosphérique mesurée dans le cas d'un trajet horizontal de 1,8 km situé à 30 m au-dessus du niveau de la mer, le long de la côte orientale de l'Ecosse, le contenu d'une colonne d'air horizontale en vapeur d'eau étant de 17 mm [Chen, 1975].  
On notera la présence de l'ozone troposphérique.  
Avec l'aimable autorisation de RAND Corporation**



## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BOHREN, C.F. and CLOTHIAUX, E.E. [2006] Fundamentals of atmospheric radiation, Wiley-VCH, Germany.
- BOUCHARD, P. [2008] Observations of attenuation due to liquid-bearing stratocumulus clouds over Ottawa using a multifrequency profiling radiometer, Proc. 10th Specialist Meeting on Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Environment (MicroRad'08), Florence, Italy, March 11-14.
- CADEDDU, M.P., V.H. PAYNE, S.A. CLOUGH, K. CADY-PEREIRA and J.C. LILJEGREN [2007] Effect of the oxygen line-parameter modeling on temperature and humidity retrievals from ground-based microwave radiometers, IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 45, No. 7, pp. 2216-2223.
- CHEN, C.C. [1975] Attenuation of electromagnetic radiation by haze, fog, clouds and rain, RAND Corporation Report R-1694-PR, Santa Monica, CA.
- ELACHI, C. [1987] Introduction to the physics and techniques of remote sensing, John Wiley & Sons, New York, USA.
- GEBBIE, H.A., HARDING, W.R., HILSUM, C., PRYCE, A.W. and ROBERTS, V. [1951] Atmospheric transmission in the 1 to 14 $\mu$  region, Proc. Roy. Soc., A206, Issue 1084, pp. 87-107.
- GIBBINS, C.J. [1986] Zenithal attenuation due to molecular oxygen and water vapour, in the frequency range 3-350 GHz, Electronics Letters, 22, No. 11, pp. 577-578.
- GIBBINS, C.J. [1990] Propagation of very short pulses through the absorptive and dispersive atmosphere, IEE Proc. Pt. H., 137, pp. 304-310.
- HERZBERG, G. [1945] Molecular spectra and molecular structure II: Infrared and Raman spectra of polyatomic molecules, D. Van Nostrand Company.
- HERZBERG, G. [1950] Molecular spectra and molecular structure I: Spectra of diatomic molecules (Second Edition), D. Van Nostrand Company.
- KNEIZYS, F.X., ANDERSON, G.P., SHETTLE, E.P., ABREU, L.W., CHETWYND Jr., J.H., SELBY, J.E.A., GALLERY, W.O. and CLOUGH, S.A. [1989] LOWTRAN 7: Status, review and impact for short-to-long-wavelength infrared applications, AGARD Conference Proceedings No. 454, Atmospheric propagation in the UV, visible, IR and mm-wave region and related systems aspects, Copenhagen, Denmark, October 9-13, pp. 13.1-13.11.
- LIEBE, H.J. and LAYTON, D.H. [1987] Millimeter wave properties of the atmosphere: Laboratory studies and propagation modeling, National Telecommunications and Information Administration (NTIA) Report 87-24, Boulder, CO.
- LIEBE, H.J. [1989] MPM-An atmospheric millimetre-wave propagation model, Int. J. Infrared and mm Waves, 10, No. 6, pp. 631-650.
- LIEBE, H.J., ROSENKRANZ, P.W. and HUFFORD, G.A. [1992] Atmospheric 60-GHz oxygen spectrum: New laboratory measurements and line parameters, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 48, pp. 629-643.
- LIEBE, H.J., HUFFORD, G.A. and COTTON, M.G. [1993] Propagation modeling of moist air and suspended water/ice particles at frequencies below 1000 GHz, AGARD Conference Proceedings No. 542, Atmospheric propagation effects through natural and man-made obscurants for visible to mm-wave radiation, pp. 3-1-3-11.

- LILJEGREN, J.C., BOUKABARA, S., CADY-PEREIRA, K. and CLOUGH, S.A. [2005] The effect of the half-width of the 22 GHz water vapour line on retrievals of temperature and water vapor profiles with a 12-channel microwave radiometer, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 43, No. 5, pp. 1102-1108.
- MATTIOLI, V., WESTWATER, E.R., GUTMAN, S.I. and MORRIS, V.R. [2005] Forward model studies of water vapor using scanning microwave radiometers, global positioning system, and radiosondes during the Cloudiness Intercomparison Experiment, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 43, No. 5, pp. 1012-1021.
- MÄTZLER, C. (editor) [2006] *Thermal microwave radiation: Applications for remote sensing*, The Institution of Engineering and Technology (IET), Herts, United Kingdom.
- PAPATSORIS, A.D. and WATSON, P.A. [1993] Calculation of absorption and dispersion spectra of atmospheric gases at millimetre-wavelengths, *IEE Proceedings-H*, 140, No.6, pp. 461-468.
- PARDO, J.R., SERABYN, E. and CERNICHARO, J. [2001a] Submillimeter atmospheric transmission measurements on Mauna Kea during extremely dry El Niño conditions: Implications for broadband opacity contributions, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 68, pp. 419-433.
- PARDO, J.R., CERNICHARO, J. and SERABYN, E. [2001b] Atmospheric Transmission at Microwaves (ATM): An improved model for millimeter/submillimeter applications, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-49, No. 12, pp. 1683-1694.
- PRUPPACHER, H.R. and KLETT, J.D. [1997] *Microphysics of clouds and precipitation*, Second edition, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands.
- ROSENKRANZ, P.W. [1975] Shape of the 5 mm oxygen band in the atmosphere, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-23, No. 4, pp. 498-506.
- ROSENKRANZ, P.W. [1988] Interference coefficients for overlapping oxygen lines in air, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 39, pp. 287-297.
- ROSENKRANZ, P.W. [1998] Water vapour microwave continuum absorption: A comparison of measurements and models, *Radio Sci.*, 33, pp. 919-928.
- ROSENKRANZ, P.W. [1999] Correction to water vapour microwave continuum absorption: A comparison of measurements and models, *Radio Sci.*, 34, p.1025.
- ROTHMAN, L.S., JACQUEMART D. and BARBE, A. [2005] The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 96, pp. 139-204.
- TATARSKI, V.I. [1961] *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, McGraw-Hill, New York, USA.
- WATERS, J.W. [1976] *Absorption and emission by atmospheric gases*, *Methods of Experimental Physics*, 12B, Ed. M. L. Meeks, Academic Press, New York, USA.
- WESTWATER, E.R., SNIDER, J.B. and FALLS, M.J. [1990] Ground-based radiometric observations of atmospheric emission and attenuation at 20.6, 31.65, and 90 GHz: A comparison of measurements and theory, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-38, No. 10, pp. 1569-1580.
- WESTWATER, E.R., HAN, Y., SHUPE, M.D. and MATROSOV, S.Y. [2001] Analysis of integrated cloud liquid and precipitable water vapor retrievals from microwave radiometers during the Surface Heat Budget of the Arctic Ocean project, *J. Geophys. Res.*, 106, No. D23, pp. 32019-32030.

WESTWATER, E.R., STANKOV, B.B, CIMINI, D., HAN, Y., SHAW, J.A., LESHT, B.M. and LONG, C.N. [2003] Radiosonde humidity soundings and microwave radiometers during Nauru99, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 20, pp. 953-971.

## CHAPITRE 7

### Affaiblissement par les particules atmosphériques

Les hydrométéores sous la forme de pluie, de grêle ou de neige mouillée sont capables d'affaiblir considérablement les ondes radioélectriques. Presque partout, la pluie représente la forme prédominante de précipitation atmosphérique; elle absorbe et diffuse de l'énergie sur toutes les fréquences, mais c'est seulement sur les fréquences supérieures à plusieurs gigahertz qu'elle provoque un affaiblissement important.

Bien que la pluie soit le type d'hydrométéore le plus important qui influe sur la propagation des ondes, il convient de mentionner aussi l'influence des nuages, du brouillard, de la neige, de la grêle et de la couche de fusion (essentiellement sur les trajets Terre-espace). L'affaiblissement causé par les nuages peut être sensible sur des liaisons Terre-espace fonctionnant à des fréquences supérieures à 10 GHz, avec de faibles angles d'élévation. L'affaiblissement par les nuages peut représenter le facteur de dégradation le plus important pour les systèmes à faible disponibilité lorsqu'il existe une pluie très légère ou en l'absence de pluie, et, dans ce cas, l'affaiblissement par les nuages peut déterminer la marge de liaison [Tervonen et Salonen, 2000; Dissanayake *et al.*, 1997, 2001]. La couche de fusion désigne la région juste au-dessous l'isotherme 0°C où les hydrométéores de glace ou de neige se transforment en gouttes d'eau. L'affaiblissement dû aux particules de glace en fusion augmente avec la fréquence [Dissanayake *et al.*, 2002] et peut atteindre des niveaux significatifs. Les effets de cet affaiblissement supplémentaire ne peuvent pas être négligés dans le cas de la propagation des ondes radioélectriques le long d'un trajet oblique. Pour déterminer l'affaiblissement total dû à la pluie, de nombreux modèles de prévision de l'affaiblissement par la pluie ont recours à une "hauteur de pluie équivalente" et non à la hauteur de la couche de fusion additionnée à la hauteur de pluie. L'affaiblissement causé par le sable et les particules de poussière semble être moins important dans la plupart des régions du monde; il est rare que la propagation soit grandement influencée par cet effet. Cependant, des études ont montré que l'affaiblissement peut être important sur les fréquences supérieures à 10 GHz environ dans certaines conditions extrêmes.

Le phénomène de la pluie varie dans l'espace et le temps. Il faut donc analyser avec soin les structures verticale et horizontale des événements de pluie, les intervalles de temps pendant lesquels varient l'intensité et la nature de la pluie, et enfin la variation des diverses caractéristiques de la pluie en fonction de l'emplacement géographique.

#### 7.1 Prévision de l'affaiblissement linéique à partir des données d'intensité de pluie

L'affaiblissement dû à la pluie a une influence importante dans les systèmes de télécommunication de Terre ou Terre-espace au-dessus de 10 GHz, et il augmente rapidement jusqu'à 100 ou 200 GHz (voir la Figure 7.1). Au-dessus de 200 GHz environ, et en fonction de l'intensité de la pluie, l'affaiblissement linéique diminue légèrement quand la fréquence augmente, cela jusqu'à 1 000 GHz, fréquence à laquelle il atteint presque sa limite optique. La nature de cet affaiblissement a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales. Dans la propagation en espace libre, les longueurs d'onde (de 30 mm à 1,5 mm) des ondes radioélectriques qui subissent l'affaiblissement sont comparables aux diamètres des gouttes de pluie qui provoquent généralement cet affaiblissement (de 1 mm à 6 mm environ). Pour cette raison, il faut le plus souvent appliquer la théorie de la diffusion de Mie pour calculer l'affaiblissement linéique causé par la pluie.

L'affaiblissement linéique est l'affaiblissement par unité de longueur, dont l'expression est:

$$\alpha = 0,434 \int_0^{D_{max}} \sigma_{ext}(D) \bullet N(D) dD \quad \text{dB/km} \quad (7.1)$$

où  $N(D)dD$  est le nombre de gouttes de pluie dont le diamètre est compris entre  $D$  et  $D+dD$  par unité de volume ( $\text{m}^{-3}$ ) et  $\sigma_{ext}$  désigne la section transversale de diffusion en  $\text{cm}^2$  (voir le Chapitre 5).

Il existe une autre méthode pour déterminer l'affaiblissement dû aux hydrométéores, consistant à traiter le milieu comme un diélectrique complexe artificiel [Van de Hulst, 1957]. Kharadly et Choi [1988] ont étendu l'application de cette méthode à l'affaiblissement dû aux cristaux de neige entourés d'eau qui se trouvent à l'intérieur de la couche de fusion.

La Figure 7.1 illustre le comportement du coefficient d'affaiblissement linéique, calculé selon la théorie de Mie, en fonction de la fréquence pour plusieurs valeurs de l'intensité de pluie et dans les hypothèses indiquées [Rogers et Olsen, 1976]. L'intensité de la pluie, qui s'exprime le plus souvent en mm/h, est une fonction de la distribution des dimensions des gouttes de pluie et de la vitesse de chute des gouttes. Elle est donnée par:

$$R = 6 \times 10^{-6} \pi \int N(D) \bullet D^3 \bullet v(D) dD \quad \text{mm/h} \quad (7.2)$$

où  $v(D)$  est généralement, par hypothèse, la vitesse limite (m/s) pour des gouttes de diamètre  $D$  (mm) dans l'air calme.

FIGURE 7.1

**Affaiblissement linéique  $\gamma_R$  dû à la pluie**

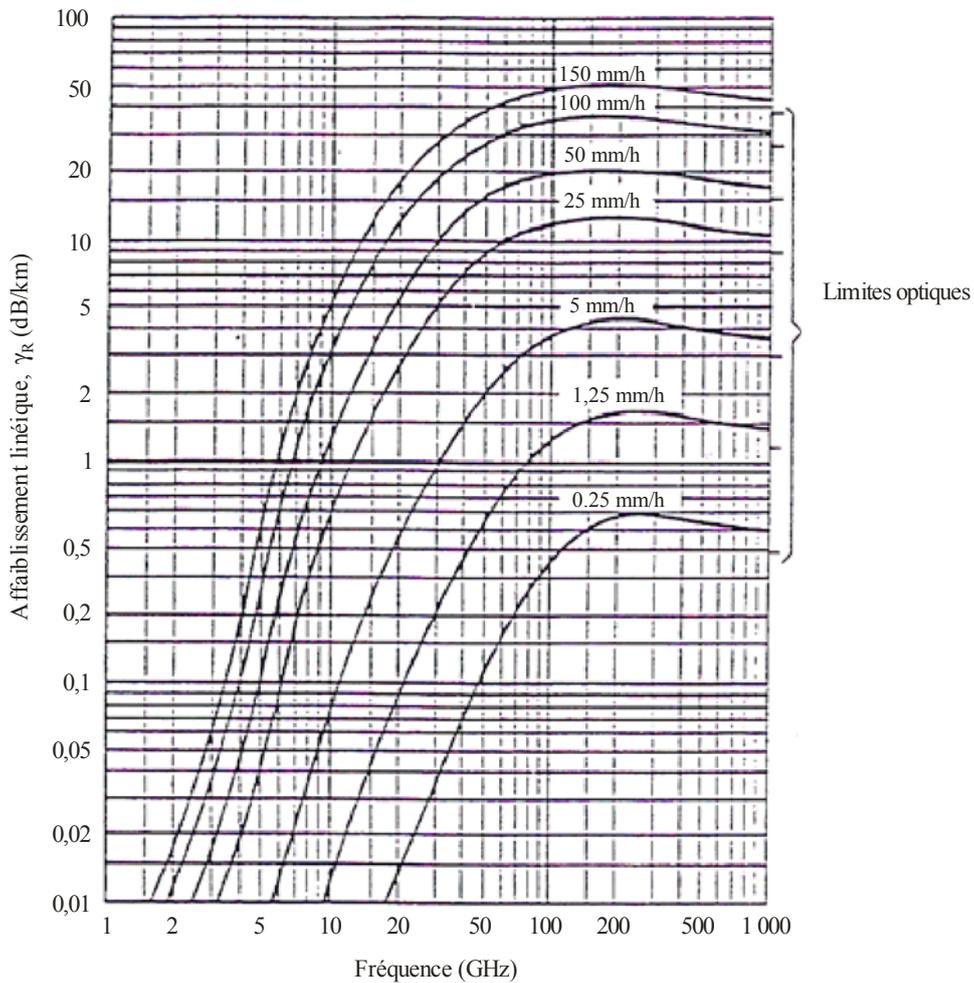


Figure 7-1

- Distribution des dimensions des gouttes de pluie [Laws et Parsons, 1943]
- Vitesse limite des gouttes de pluie [Gunn et Kinzer, 1949]
- Indice de réfraction de l'eau à 20°C [Ray, 1972]
- Gouttes sphériques

Si la température ne correspond pas à la température supposée, cela n'a d'importance que pour les fréquences inférieures à 20 GHz, auquel cas l'écart par rapport aux courbes de la Figure 7.1 peut atteindre 20%.

Une limitation des résultats de la Figure 7.1 provient du fait que l'on prend pour hypothèse des gouttes de pluie sphériques. On sait que les gouttes tombant à travers une atmosphère visqueuse ne sont pas sphériques [Pruppacher et Pitter, 1971]; pour cette raison, les ondes à polarisation horizontale subissent un affaiblissement plus grand que les ondes à polarisation verticale. Sous certains climats, la différence d'affaiblissement peut même atteindre 35% [Fedi *et al.*, 1977; Fimbel et Juy, 1977]. On peut déterminer l'affaiblissement linéique pour des polarisations verticale et horizontale et des fréquences inférieures à 100 GHz au moyen de calculs qui tiennent compte de la non-sphéricité des gouttes de pluie [Oguchi, 1977].

Pour les applications pratiques, la relation entre l'affaiblissement linéique  $\gamma_R$  (dB/km) et l'intensité de pluie  $R$  (mm/h) peut s'exprimer approximativement par la loi de puissance suivante:

$$\gamma_R = k R^\alpha \tag{7.3}$$

On a calculé des valeurs de  $k$  et de  $\alpha$  pour une distribution des dimensions des gouttes de Laws et Parsons et une température des gouttes de 20°C, en supposant que les gouttes ont la forme d'ellipsoïdes aplatis ayant un axe de révolution vertical et dont les dimensions sont en rapport avec celles de gouttes sphériques qui auraient le même volume [Maggiori, 1981].

Les résultats donnés dans la Figure 7.1 s'appliquent généralement quand l'onde incidente est une onde plane, une onde sphérique isotrope ou une onde sphérique d'extension finie. L'application de ces calculs à la pluie dans le champ proche des antennes a été confirmée [Haworth, 1980]. Les calculs ont été faits dans l'hypothèse d'une onde cohérente et ne peuvent donc être appliqués qu'à des systèmes de communication du type cohérent. Etant donné qu'une petite quantité seulement de l'énergie transmise par diffusion non cohérente pénétrera dans une antenne de réception à faisceau étroit, on pourra appliquer aussi les calculs, à titre d'approximation, dans le cas des systèmes de transmission du type non cohérent.

On considère généralement que la théorie [Van de Hulst, 1957] englobe uniquement les effets de la diffusion simple, mais il faut préciser que cette théorie fait intervenir aussi les effets de la diffusion multiple vers l'avant (c'est-à-dire les processus dans lesquels les trajets multiples de diffusion entre les diffuseurs ont tous une composante vers l'avant). Comme la population des gouttes de pluie est limitée, même dans les plus fortes précipitations, c'est là le seul phénomène de diffusion multiple qui contribue sensiblement au champ moyen (ou cohérent) transmis à travers la pluie [Rogers et Olsen, 1983]. Aux longueurs d'onde des rayonnements visible et infrarouge, l'affaiblissement linéique dû à la pluie est presque indépendant de la fréquence: les dimensions des gouttes sont en effet bien plus grandes que la longueur d'onde.

La distribution de Laws et Parsons [1943] a été établie à partir des premières mesures expérimentales fiables de la distribution des dimensions des gouttes de pluie. Elle repose sur des mesures qui correspondent à des intensités de pluie allant jusqu'à 50 mm/h, mais peut être extrapolée au-delà. Des observations expérimentales ultérieures ont donné lieu à de très nombreux modèles de distribution des dimensions des gouttes de pluie, qui ont fait l'objet de publications scientifiques. Ces modèles, qui sont en général exprimés sous forme algorithmique, peuvent être classés en quatre groupes:

- 1) distributions exponentielles négatives;
- 2) distributions log-normales et log-normales décalées;
- 3) distributions gamma;
- 4) distributions de Weibull.

Les distributions des dimensions des gouttes d'eau représentées par une fonction exponentielle négative sont les plus courantes [Marshall et Palmer, 1948; Joss *et al.*, 1968; Manabe *et al.*, 1984; Ihara *et al.*, 1984; Awaka *et al.*, 1987; Yang *et al.*, 2001; Uijlenhoet, 2001].

La distribution de Joss *et al.* diffère des autres en ce sens qu'elle prend expressément en compte des différences fondamentales entre les distributions des dimensions des gouttes pour trois types de pluie: pluie d'orage (ou de convection), pluie continue et bruine. Pour des intensités de pluie relativement élevées, qui sont importantes pour la conception des systèmes de communication sur des fréquences supérieures à 10 GHz, la distribution de Laws et Parsons donne des affaiblissements linéiques plus grands que n'en donne la distribution des pluies d'orage selon Joss *et al.* La différence est particulièrement significative aux fréquences supérieures à 100 GHz. Par comparaison, la distribution de Joss *et al.* pour la bruine donne des affaiblissements linéiques plus grands pour les faibles intensités de pluie dans cette gamme de fréquences [Olsen *et al.*, 1978].

Des mesures de l'affaiblissement par un système multifréquence à des fréquences comprises entre 12 et 240 GHz ont permis de vérifier la forme exponentielle négative de la distribution des dimensions des gouttes de pluie au Japon [Manabe *et al.*, 1984; Ihara *et al.*, 1984; Awaka *et al.*, 1987]. Cette distribution exponentielle négative compte un plus grand nombre de petites gouttes que la distribution de Laws et Parsons, et donne de plus grandes valeurs de coefficients d'affaiblissement

linéique au-dessus de 80 GHz environ. Il est aussi apparu que la pente de la distribution s'écartait des valeurs classiques de Marshall-Palmer pour des intensités de pluie faibles et modérées. On a observé en Europe [COST 205, 1985a] un écart semblable de la pente de la distribution.

D'autres descriptions fonctionnelles comprennent la distribution log-normale [Ajayi et Olsen, 1985; Massambani et Rodrigues, 1987; Maitra et Gibbins, 1999; Veyrunes, 2000]. Dans les régions équatoriales, certaines mesures de la distribution des dimensions des gouttes de pluie laissent penser que le modèle exponentiel négatif n'est pas adéquat. Toutefois, en dessous de 30 GHz, les coefficients d'affaiblissement linéique calculés à partir d'un modèle log-normal fondé sur des données du Nigéria ne diffèrent pas considérablement de ceux calculés à partir du modèle exponentiel négatif [Ajayi, 1985; Ajayi et Olsen, 1985].

La distribution gamma a été testée par plusieurs auteurs [Ajayi et Olsen, 1985; Maitra et Gibbins, 1999]; List *et al.* [1987] ont, quant à eux, proposé une distribution gamma trimodale sur la base d'observations théoriques et expérimentales.

La distribution de Weibull, décrite par Assouline et Mualem [1989] et par Brussaard et Watson [1995], a été appliquée à divers climats; en outre, elle a aussi été étudiée par Åsen et Gibbins [2002] dans le cas des climats tropicaux et tempérés.

Il existe une très grande incertitude quant à la concentration corpusculaire des gouttes de pluie de très petit diamètre. Ces gouttes sont relativement difficiles à déceler et leur concentration corpusculaire peut varier considérablement en raison de leur masse très faible et du fait qu'elles tombent lentement. Cette variation joue un rôle particulièrement important aux fréquences élevées, car les petites gouttes influent alors davantage sur le calcul de l'affaiblissement linéique.

On a une assez bonne concordance entre les données expérimentales et les études théoriques relatives aux vitesses limites des gouttes de pluie [Gunn et Kinzer, 1949; Best, 1950; Beard, 1976].

Ces dernières années, plusieurs études ont été publiées concernant le calcul de l'affaiblissement linéique, par des méthodes analytiques ou empiriques [Li *et al.*, 2000; Der-Phone et Hsing-Li, 2002; Zhao *et al.*, 2000; Åsen et Gibbins, 2002].

Gibbins et Walden [2003] ont calculé les paramètres de régression  $k$  et  $\alpha$  pour diverses combinaisons de distributions des dimensions des gouttes de pluie et de vitesses limites des gouttes; ils ont proposé pour ces paramètres des expressions qui réduisent au minimum l'erreur de prévision de l'affaiblissement par la pluie. Les gouttes ont été modélisées par des sphéroïdes aplatis et les affaiblissements linéiques calculés pour des fréquences comprises entre 1 et 1 000 GHz, pour des températures s'échelonnant de 0°C à 30°C, selon la méthode de l'extension des conditions aux limites ou la méthode de la matrice T [Mishchenko *et al.*, 2000]. Les calculs ont été réalisés selon plusieurs modèles de distributions des dimensions des gouttes de pluie et plusieurs modèles de vitesses limites. Les résultats ont été ajustés à l'équation en loi de puissance  $\gamma = k R^\alpha$  dans le cas des intensités de pluie comprises entre 1 et 150 mm/h, et les coefficients de la loi de puissance ont été calculés via une procédure d'ajustement par les moindres carrés non linéaires reposant sur un algorithme Levenberg-Marquardt par différence finie.

Ces coefficients ont été appliqués à la méthode de calcul de l'affaiblissement par la pluie décrite dans la Recommandation UIT-R P.530, pour des trajets de Terre modifiés en appliquant différents facteurs de réduction de la longueur des trajets trouvés dans des publications scientifiques. La qualité de chaque modèle a été évaluée à partir de la base de données de l'UIT-R sur l'affaiblissement par la pluie sur les liaisons de Terre et de la variable d'essai figurant dans la Recommandation UIT-R P.311. Le meilleur résultat global a été obtenu en utilisant la distribution des dimensions des gouttes de pluie d'Ulbrich [1983] avec des facteurs d'ajustement de la longueur des trajets reposant sur [Lin, 1977].

Enfin, les jeux de valeurs de  $k$  et  $\alpha$  ont été calculés, pour les polarisations horizontale et verticale, au moyen de la distribution des dimensions des gouttes de pluie d'Ulbrich (Laws et Parsons), et ajustés par sommations de fonctions gaussiennes de la fréquence pour obtenir la méthode actuellement adoptée dans la Recommandation UIT-R P.838.

## 7.2 Affaiblissement sur les trajets de propagation de longueur finie

Si le calcul de l'affaiblissement linéique comporte une part d'incertitude, celle-ci est plus grande encore lorsqu'il s'agit de déterminer l'affaiblissement sur les trajets de propagation de Terre ou Terre-espace.

Pour calculer l'affaiblissement total dû à la pluie sur un trajet donné, on peut intégrer l'affaiblissement linéique le long du trajet. Malheureusement, cette information détaillée n'est généralement pas disponible. Plusieurs méthodes ont été proposées pour prévoir les statistiques de l'affaiblissement dû à la pluie à partir de mesures de l'intensité de pluie le long ou au voisinage du trajet. Si les distributions de l'intensité de pluie en un emplacement donné ont fait l'objet de nombreuses campagnes de mesure, le plus souvent à proximité du site de l'antenne, ces mesures ne peuvent décrire les précipitations le long du trajet que de façon limitée. Même lorsque l'on répartit un très grand nombre de pluviomètres, selon un schéma particulier, sur une vaste zone, les profils de pluie mesurés montrent des signes marqués d'inhomogénéité spatiale et temporelle. Dans le cas de la pluie tropicale, les météorologues s'accordent à dire que tout événement de pluie convective est en fait une combinaison de pluie convective et de pluie stratiforme [Houze, 1977]; l'imagerie radar confirme du reste que dans les régions de fortes précipitations convectives, il existe toujours simultanément une couverture de pluie stratiforme [Crane, 1980].

Les méthodes de prévision de l'affaiblissement par la pluie font toutes usage de la relation entre l'affaiblissement linéique et l'intensité de pluie. Il est donc essentiel de pouvoir s'appuyer sur des modèles précis de prévision de l'intensité de pluie pour, *in fine*, obtenir des modèles précis de prévision de l'affaiblissement par la pluie. La difficulté tient au fait que l'intensité de pluie est très variable et fortement dépendante du climat (les intensités de pluie étant maximales dans les régions tropicales et équatoriales). Les informations classiques fournies par les services de météorologie sont les hauteurs cumulées de précipitation; certains ont donc cherché à élaborer des modèles globaux fournissant la fonction de distribution cumulative de l'intensité de pluie à partir des données météorologiques disponibles [Rice-Holmberg, 1973; Dutton *et al.*, 1974; Tattelman et Scharr, 1983; Moupfouma et Martin, 1995; Boithias, 1990; Flavin, 1996].

Poiaras et Salonen [1998] ont ainsi proposé une méthode globale utilisant en entrée les données météorologiques de plusieurs organisations telles que le Centre européen des prévisions météorologiques à moyen terme (CEPMMT) et le Projet mondial de climatologie des précipitations (GPCP). Leur méthode consiste à déterminer les précipitations moyennes sur une période d'une année en convertissant les mesures de pluie sur 6 heures et la hauteur annuelle de la pluie stratiforme. Le modèle de Salonen-Baptista, exponentiel par nature, constitue la base de la Recommandation UIT-R P.837.

### 7.2.1 Conséquences de la non-uniformité spatiale de la pluie

L'intensité de pluie est très variable dans l'espace et dans le temps. La principale différence entre les méthodes de prévision est la façon dont elles prennent en compte cette variabilité le long du trajet de propagation.

La méthode dite de l'"orage synthétique" [Drufuca, 1974; Matricciani, 1996] permet d'établir les statistiques d'affaiblissement en convertissant les profils intensité de pluie/temps, enregistrés en un point, en profils intensité de pluie/distance, en utilisant la vitesse de translation de la cellule de pluie; une bonne estimation de cette vitesse de translation est la vitesse du vent mesurée au niveau de 700 mb par une radiosonde classique [Drufuca, 1974; Bertok *et al.*, 1977; Segal, 1982]. Bien que

cette méthode nécessite une base de données très détaillée, elle constitue une technique physiquement très réaliste.

Certaines méthodes fournissent le profil statistique de précipitation le long du trajet en considérant soit une cellule unique de forme adaptée [Misme et Fimbel, 1975; Misme et Waldteufel, 1980; Bryant, 1999], soit une distribution statistique en taille pour des cellules ayant une forme particulière [Rue, 1981; Capsoni *et al.*, 1987]. La "longueur de trajet équivalente", qui, multipliée par l'intensité de pluie ponctuelle fournit l'affaiblissement total, correspond à la longueur de trajet moyenne interceptée par la cellule de pluie, dans l'hypothèse où la cellule peut se trouver dans n'importe quelle position par rapport à la liaison avec une égale probabilité.

Fedi [1981] utilise la notion de longueur de trajet équivalente, dans un modèle simplifié, sur la base d'une cellule unique de section transversale rectangulaire dans le plan du trajet. Ce modèle ne nécessite qu'une valeur de la distribution cumulative de l'intensité de pluie, à savoir la valeur dépassée pendant 0,01% du temps, les valeurs correspondant aux autres pourcentages de temps étant extrapolées.

De nombreuses méthodes de modélisation et de prévision affichant une bonne concordance avec les observations expérimentales ont été développées. Bon nombre de ces méthodes de prévision sont comparées avec des données mesurées localement et favorisent systématiquement les conditions locales. Elles produisent généralement des résultats satisfaisants lorsqu'elles sont appliquées à l'échelle mondiale et comparées aux critères de validation de l'UIT-R. Ces méthodes de prévision sont du type semi-empirique, c'est-à-dire qu'elles combinent une analyse théorique et des mesures météorologiques effectuées en plusieurs emplacements. Ces modèles utilisent le concept de longueur de trajet équivalente ou d'intensité de pluie équivalente afin de prendre en compte la non-uniformité de l'intensité de pluie le long du trajet réel. Il existe une méthode dans laquelle on caractérise la structure horizontale de la pluie au moyen d'un coefficient de "réduction" qui peut être déduit soit de la fonction d'autocorrélation spatiale de la pluie [Morita et Higuti, 1976], soit de mesures effectuées à l'aide de pluviomètres à réponse rapide disposés sur une ligne à intervalles réguliers [Harden *et al.*, 1978a; Crane, 1980], soit enfin d'une loi semi-empirique ajustée aux données de mesure [Assis et Einloft, 1977; Battesti et Boithias, 1978; García-López *et al.*, 1988; Gibbins et Walden, 2003; Zhao *et al.*, 2007; Silva Mello *et al.*, 2007]. L'intensité de pluie équivalente moyenne sur le trajet est obtenue en multipliant l'intensité de pluie ponctuelle par ce coefficient de réduction.

L'expression du coefficient de réduction, qui, à l'origine, ne dépendait que de la longueur du trajet, a été par la suite modifiée par l'introduction d'une dépendance à l'intensité de pluie [Yamada *et al.*, 1987]. Un certain nombre de facteurs de réduction du trajet, censés au départ ne représenter que l'inhomogénéité de la pluie, ont été obtenus de façon empirique en appliquant des ajustements de courbes très poussés avec des données expérimentales, ce qui a donné lieu à des expressions intégrant la fréquence, l'affaiblissement linéique et d'autres variables connexes, en plus des paramètres d'origine (longueur du trajet et intensité de pluie).

Le rapport de l'intensité de pluie équivalente à l'intensité de pluie effective ou à la longueur du trajet est appelé coefficient de réduction. Il faut préciser cependant que ce rapport peut être supérieur à l'unité lorsque les intensités de pluie sont suffisamment petites ou les probabilités d'occurrence suffisamment grandes. C'est pourquoi il est plus approprié de désigner ce rapport par l'expression "facteur d'ajustement de la longueur du trajet".

En principe, la méthode de prévision de l'affaiblissement par la pluie le long d'un trajet oblique devrait être une extension de la méthode de prévision de l'affaiblissement par la pluie au niveau de la Terre, en prenant, pour l'une des extrémités, une altitude supérieure à l'altitude des précipitations. Le facteur d'ajustement de la longueur du trajet pour la composante horizontale du trajet oblique devrait, dans le cas idéal, être identique à celui utilisé dans le modèle de Terre. Dans cette hypothèse, il serait nécessaire de définir un facteur d'"ajustement vertical" pour tenir compte des inhomogénéités de la distribution verticale de la pluie.

La méthode de prévision de l'affaiblissement par la pluie actuellement adoptée dans la Recommandation UIT-R P.530 pour les liaisons de Terre fait appel à la notion de longueur équivalente de trajet pour tenir compte de la variabilité de l'intensité de pluie le long du trajet et ne nécessite qu'une valeur de la distribution cumulative de l'intensité de pluie, à savoir la valeur dépassée pendant 0,01% du temps. L'affaiblissement par la pluie a été extrapolé à différentes probabilités de dépassement à partir de l'affaiblissement dépassé pendant 0,01% du temps. Etant donné que la forme de la distribution de probabilité de l'affaiblissement dépend de la région climatique, la formule d'extrapolation est fonction de la latitude. A noter toutefois que cette procédure conduit à des discontinuités non physiques des distributions de l'affaiblissement, au niveau des frontières entre régions de latitudes différentes.

La procédure de prévision de l'affaiblissement par la pluie sur un trajet oblique actuellement adoptée dans la Recommandation UIT-R P.618 fait appel à la notion de facteurs vertical et horizontal d'ajustement du trajet pour tenir compte de la variabilité de l'intensité de pluie le long du trajet oblique. Comme dans le cas des liaisons de Terre, la méthode de prévision applicable aux trajets obliques ne nécessite qu'une valeur de la distribution cumulative de l'intensité de pluie, à savoir la valeur dépassée pendant 0,01% du temps. L'affaiblissement par la pluie est extrapolé à différentes probabilités de dépassement à partir de l'affaiblissement dépassé pendant 0,01% du temps. Etant donné que la forme de la distribution de probabilité de l'affaiblissement dépend de la région climatique, la formule d'extrapolation est fonction de la latitude. A noter toutefois que cette procédure conduit à des discontinuités non physiques des distributions de l'affaiblissement, au niveau des frontières entre régions de latitudes différentes.

### 7.2.2 Liaisons Terre-espace

Comme dans le cas des trajets de Terre, il est souhaitable de calculer les statistiques d'affaiblissement le long du trajet à partir de données météorologiques à long terme. Cela étant, comme l'affaiblissement dépend de la structure verticale et de la structure horizontale des précipitations, le problème est plus complexe.

Plusieurs modèles ont été proposés pour prendre en compte la structure verticale [Brussaard, 1981]; certains sont des extensions des techniques développées pour les trajets de Terre [Fedi, 1980; Lin *et al.*, 1980; Rue, 1981; Moupfouma, 1984; Stutzman et Dishman, 1984; Garcia-Lopez *et al.*, 1988]. D'autres méthodes s'inspirent d'études approfondies de la structure de la pluie [Crane, 1980; Fedi et Paraboni, 1986; Leitao et Watson, 1986; Rue, 1988; Li *et al.*, 1987]. Plus récemment, plusieurs modèles fondés sur des mesures de l'affaiblissement par la pluie le long de trajets obliques ont été proposés [Matricciani, 1991; Flavin, 1996; Gibbins et Walden, 2003; Zhao *et al.*, 2004; 2007; Silva Mello et Pontes, 2008].

La méthode la plus souvent utilisée est celle du facteur d'ajustement de la longueur du trajet. Dans le cas des trajets obliques, le facteur d'ajustement est un peu plus complexe que dans le cas des trajets de Terre, car la longueur du trajet à travers la pluie n'est pas seulement déterminée par la géométrie de la liaison. On considère en effet que le trajet à travers la pluie s'étend de la station terrienne jusqu'à l'altitude de pluie. Si, pour la latitude et la longitude de l'emplacement considéré, l'altitude de pluie n'est pas connue, on trouvera des informations dans la Recommandation UIT-R P.839. La méthode de prévision de l'affaiblissement sur le trajet oblique fait ensuite appel à deux facteurs d'ajustement de la longueur du trajet: l'un pour la composante horizontale, qui tient compte de la non-homogénéité de la pluie à proximité du sol (comme dans le cas des trajets de Terre), et l'autre pour la composante verticale, qui tient compte de la variation de l'intensité de pluie avec l'altitude.

La méthode adoptée dans la Recommandation UIT-R P.618 a été élaborée [Dissanayake *et al.*, 1997] par application de deux facteurs d'ajustement du trajet: l'un pour la composante horizontale, l'autre pour la composante verticale. Ces deux facteurs, déterminés de façon empirique, dépendent de la fréquence, de l'intensité de pluie correspondant à une probabilité de dépassement de 0,01%, de l'altitude de pluie et de la longueur du trajet. Comme dans le cas des liaisons de Terre, la méthode de

prévision applicable aux trajets obliques ne nécessite qu'une valeur de la distribution cumulative de l'intensité de pluie, à savoir la valeur dépassée pendant 0,01% du temps. L'affaiblissement par la pluie est extrapolé à différentes probabilités de dépassement à partir de l'affaiblissement dépassé pendant 0,01% du temps. Etant donné que la forme de la distribution de probabilité de l'affaiblissement dépend de la région climatique, la formule d'extrapolation est fonction de la latitude. A noter toutefois que cette procédure conduit à des discontinuités non physiques des distributions de l'affaiblissement, au niveau des frontières entre régions de latitudes différentes.

Des essais approfondis, effectués avec les méthodes et les données disponibles, donnent à penser que la précision réalisable avec la méthode exposée dans la Recommandation UIT-R P.618 est globalement de l'ordre de 25% à 30%. Il est nécessaire de recueillir des données statistiques à long terme, en particulier dans les régions tropicales, pour améliorer le degré d'exactitude de la prévision.

### **7.3 Prévision de l'affaiblissement d'après des données de propagation radioélectrique**

La prévision de l'affaiblissement par la pluie fait appel généralement à un modèle qui utilise des données climatiques relatives à un emplacement ou à une région donné(e). Dans certains cas, cependant, il est nécessaire, ou préférable, d'appliquer une méthode non météorologique. La méthode de similitude en fréquence des statistiques d'affaiblissement par la pluie est une technique utile à laquelle on peut avoir recours si l'on dispose de mesures d'affaiblissement pour l'emplacement auquel on s'intéresse. Cette technique permet de prévoir les statistiques d'affaiblissement relatives à une ou à plusieurs fréquences à partir des statistiques d'affaiblissement mesurées à une autre fréquence.

Des méthodes plus élaborées pour la similitude des statistiques de l'affaiblissement ont été proposées dans la littérature. Pour les trajets Terre-espace, l'influence de l'angle d'élévation peut être prise en compte bien qu'elle semble être faible [Rue, 1985]. D'autres méthodes proposées font appel à des mesures effectuées à de multiples fréquences.

En règle générale, les méthodes par similitude sont applicables au sens statistique, c'est-à-dire qu'elles s'appliquent à des probabilités de dépassement dont on prend la moyenne sur une très longue période.

Des études approfondies ont été réalisées sur la similitude en fréquence de méthodes statistiques à long terme [COST 205, 1985b; Upton *et al.*, 1987; Boithias, 1989]; il en ressort que ces techniques ont une précision de l'ordre de 10% dans la gamme de probabilités comprise entre 0,001% et 0,1%.

Cela signifie que l'application des méthodes de similitude en fréquence à partir de mesures de l'affaiblissement peut être préférable à la prévision de l'affaiblissement à partir de mesures de l'intensité de pluie, pour un emplacement où l'on a recueilli des données statistiquement fiables.

On a observé que le facteur de similitude est plus influencé par la variabilité d'une année sur l'autre que par la variabilité d'un emplacement à un autre; il est donc possible de se servir de la même formule pour des régions différentes.

A noter que les formules actuelles de la similitude en fréquence ne permettent pas de tenir compte de la polarisation.

### 7.3.1 Similitude à partir d'une seule fréquence: rapport d'affaiblissement constant

On peut appliquer la formule empirique suivante, qui repose sur un rapport d'affaiblissement constant pour obtenir la loi de similitude en fréquence pour une polarisation déterminée [Boithias et Battesti, 1981]:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{g(f_1)}{g(f_2)} \quad (7.4)$$

où:

$$g(f) = \frac{f^{1,72}}{1 + 3 \times 10^{-7} f^{3,44}} \quad (7.5)$$

dans lesquelles  $A_1$  et  $A_2$  sont les valeurs de l'affaiblissement (en dB) aux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  (en GHz), respectivement, et sont dépassées avec une égale probabilité.

Cette formule suppose un rapport constant des affaiblissements aux deux fréquences, alors que le rapport réel variera avec l'intensité de pluie. Elle fournit cependant des résultats raisonnables sur une gamme de fréquences comprise entre 7 GHz et 50 GHz environ, et pour des valeurs d'affaiblissement présentant un intérêt pratique.

### 7.3.2 Similitude à partir d'une seule fréquence: rapport d'affaiblissement variable

Si l'on dispose de mesures d'affaiblissement fiables sur une seule fréquence, la formule empirique suivante, qui repose sur un rapport d'affaiblissement fonction de la fréquence et de l'affaiblissement, permettra de procéder par similitude en fréquence sur le même trajet et dans une gamme de fréquences allant de 7 à 55 GHz [Boithias, 1989]:

$$A_2 = A_1 \left( \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \right)^{1-H(\varphi_1, \varphi_2, A_1)} \quad (7.6)$$

$$\varphi(f) = \frac{f^2}{1 + 10^{-4} f^2} \quad (7.7)$$

$$H(\varphi_1, \varphi_2, A_1) = 1,12 \times 10^{-3} \left( \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \right)^{0,5} (\varphi_1 A_1)^{0,55} \quad (7.8)$$

$f$  étant exprimé en GHz.

### 7.3.3 Similitude multifréquences

Une méthode consiste à utiliser les statistiques d'affaiblissement sur deux fréquences pour établir des prévisions des statistiques à une autre fréquence [Hogg, 1973; Matricciani, 1980; Capsoni *et al.*, 1980; Kheirallah et Olsen, 1981]. D'autres méthodes utilisent des données expérimentales pour trois fréquences différentes afin d'obtenir les paramètres d'un modèle statistique du profil d'intensité des précipitations [Harris et Hyde, 1977; Muller, 1977] ou de la distribution des dimensions des gouttes de pluie en moyenne pour le trajet [Ihara et Furuhamu, 1981; Furuhamu et Ihara, 1981], ce qui permet de prévoir l'affaiblissement pour une autre fréquence. Cependant, il est difficile, lorsqu'on utilise des mesures purement radioélectriques, de déterminer la structure spatiale de l'intensité de pluie en raison de la variabilité de la microstructure de la pluie [Fedi *et al.*, 1977; Harden *et al.*, 1978b; Debrunner, 1980].

### 7.3.4 Similitude instantanée: une seule fréquence

Dans certaines applications, notamment les systèmes utilisant la régulation de la puissance sur la liaison montante pour les liaisons de connexion des satellites de radiodiffusion, on a recours à la connaissance de l'affaiblissement sur une seule fréquence pour atténuer les évanouissements à une autre fréquence. Pour que ces techniques soient efficaces, il faut connaître la variation du rapport instantané des affaiblissements aux deux fréquences. Des mesures effectuées en Europe [COST 205, 1985b] ont montré que le rapport instantané des affaiblissements à deux fréquences dans la bande 11-14 GHz suit une loi log-normale.

### 7.3.5 Loi de similitude en longueur du trajet des statistiques de l'affaiblissement dû à la pluie pour les liaisons en visibilité directe

La loi de similitude des statistiques d'affaiblissement mesurées pour différentes longueurs de trajet constitue aussi une technique utile dans les régions peu étendues. Des techniques de similitude asymptotique en longueur du trajet ont été proposées [Rogers, 1976]. Par exemple, si, dans les statistiques d'affaiblissement, prédomine l'occurrence de cellules relativement petites de pluie intense ou la survenue de précipitations étendues, la loi de dépendance de ces statistiques en fonction de la longueur des trajets peut être décrite au moyen de formules simples. Dans le premier cas, la probabilité  $P_2\{A\}$  pour que l'affaiblissement  $A$  soit dépassé sur un trajet de longueur  $D_2$  est proportionnelle à la probabilité  $P_1\{A\}$  sur le trajet  $D_1$  selon la formule suivante:

$$P_2\{A\} = \frac{D_2 \cdot P_1\{A\}}{D_1} \quad (7.9)$$

Dans le cas des précipitations étendues, l'affaiblissement  $A$  dépassé avec une probabilité  $P$  est proportionnel à la longueur du trajet:

$$P_2\{A_2\} = P_1 \left\{ \frac{D_1 A_2}{D_2} \right\} \quad (7.10)$$

où  $P\{A\}$  correspond à la relation fonctionnelle entre la probabilité  $P$  et l'affaiblissement  $A$ .

### 7.4 Variabilité des caractéristiques statistiques de l'affaiblissement dû à la pluie

Les valeurs de l'affaiblissement les plus élevées sont dues à des événements exceptionnels. Une description statistique adéquate de ces événements oblige donc à faire des mesures sur plusieurs années de façon à obtenir des statistiques fiables décrivant ces événements rares. Des mesures à long terme (sur cinq à neuf ans) de l'affaiblissement dû à la pluie en Europe [COST 205, 1985c] montrent que la variabilité d'une année sur l'autre (définie comme étant la variation en pourcentage de la valeur à long terme de l'affaiblissement) peut être considérable: pour 0,01% du temps, elle était supérieure à 25%. Dans cette expérience, où l'on considérait des années consécutives et une moyenne glissante, quatre années de mesures ont été nécessaires pour ramener la variabilité à une valeur d'environ 8%.

### 7.5 Mesures de radiométrie et de radiodétection

Il est facile de mesurer l'affaiblissement sur des trajets de Terre. Pour de nombreux trajets Terre-espace, ce paramètre peut être mesuré au moyen de liaisons descendantes par satellite; cela étant, ces mesures ne sont disponibles que pour un nombre limité d'emplacements, de fréquences et d'angles d'élévation. D'autres méthodes, comme les mesures de radiométrie et de radiodétection, se fondent sur les caractéristiques physiques des hydrométéores pour déterminer l'affaiblissement.

Avec les méthodes radiométriques, on peut évaluer l'affaiblissement à partir de mesures de la température de bruit du ciel, ou en utilisant le Soleil comme source. Etant donné que la relation entre l'affaiblissement et la température de bruit du ciel n'est pas linéaire, la valeur maximale de

l'affaiblissement qui peut être obtenue avec une précision raisonnable est limitée. En l'absence d'une source de signal en liaison descendante, cette technique par radiométrie offre cependant une méthode simple pour estimer les statistiques d'affaiblissement en tout emplacement et pour n'importe quel angle d'élévation [Brussaard, 1985]. Des erreurs de déduction sont toutefois possibles lorsqu'on applique les données obtenues à des fréquences pour lesquelles la diffusion contribue sensiblement à l'affaiblissement total [Zavody, 1974]. Des mesures faites au Royaume-Uni à des fréquences comprises dans la bande 30-37 GHz ont montré que les erreurs commises en sous-estimant l'affaiblissement ont peu de chances de dépasser 15% de sa valeur en décibels en polarisation verticale, mais peuvent atteindre 35% en polarisation horizontale, si l'on ne tient pas compte de la diffusion. En revanche, à 20 GHz, dans les mêmes conditions climatiques, on peut sans doute négliger l'erreur pour les applications pratiques [Chada et Lane, 1977].

La radiométrie solaire permet de faire des mesures directes et suffisamment précises de l'affaiblissement, dans une gamme dynamique de 15 dB environ. Cela étant, les données ainsi obtenues sont d'une application limitée en raison du mouvement du Soleil et aussi parce que les statistiques sont faussées par des effets spécifiquement diurnes. Etant donné que d'une manière générale, les fortes précipitations ne sont pas réparties uniformément sur la durée du jour, les distributions de l'affaiblissement obtenues par radiométrie solaire ont une durée de validité limitée et ne sont généralement pas recommandées pour l'établissement de statistiques d'affaiblissement sur un trajet.

Pour évaluer l'affaiblissement sur un trajet oblique, on peut recourir à des observations faites au moyen de radars météorologiques bien étalonnés, car ces équipements permettent d'observer la pluie sur de grandes zones et de grandes hauteurs [Crane, 1977]. Outre l'estimation des statistiques de l'affaiblissement dû à la pluie sur un seul trajet Terre-espace, les observations faites au moyen de radars météorologiques permettent aussi d'estimer les statistiques conjointes de l'affaiblissement sur deux trajets distincts ou plus (diversité d'emplacement) [Rogers et Olsen, 1976; Goddard et Cherry, 1984a].

On a utilisé à cet effet plusieurs types de radars: à une seule fréquence, à deux fréquences, à double polarisation. Le radar à une seule fréquence ne permet pas de faire la distinction entre la pluie et la glace, ce qui est une limitation, car ces deux hydrométéores présentent des relations différentes entre la réflectivité du radar et l'affaiblissement linéique. La couche de fusion peut apporter une contribution significative, qu'on ne peut pas évaluer de la même façon que pour la pluie. La réflectivité du radar est liée à l'intensité de pluie dans l'hypothèse d'une distribution donnée des dimensions des gouttes de pluie. Dans les régions caractérisées par des pluies intenses, les modifications de cette distribution ont un effet sur la relation entre la réflectivité du radar et l'intensité de pluie. Un moyen permettant de surmonter en partie cette limitation consiste à utiliser un radar à une seule fréquence en même temps que d'autres instruments d'observation tels que les radiomètres, les distromètres, les pluviomètres et les balises de satellites. L'étalonnage d'un radar avec un ou plusieurs de ces instruments permet l'estimation de statistiques d'affaiblissement plus précises [Strickland, 1974; Hodge et Austin, 1977; Furuhashi *et al.*, 1980; Goldhirsh, 1980; McEwan *et al.*, 1980; Rogers *et al.*, 1981]. Pour éviter les erreurs dues à la relation admise entre la réflectivité radar et l'affaiblissement linéique, on peut aussi utiliser deux fréquences, l'une avec un affaiblissement élevé et l'autre avec un affaiblissement négligeable [Joss *et al.*, 1974; Yamada *et al.*, 1978]. L'expérience a montré que cette méthode permet de mesurer directement et de manière satisfaisante l'affaiblissement dû à la pluie le long du faisceau radar à la fréquence de grand affaiblissement jusqu'à la couche de fusion [CCIR, 1978-82].

Les radars à double polarisation peuvent être utilisés pour distinguer la pluie d'autres hydrométéores [McCormick et Hendry, 1975] et ignorer les régions à réflectivité élevée due à des particules de glace, mais à affaiblissement négligeable [Radio Science, 1984]. De plus, les caractéristiques de la distribution des dimensions des gouttes de pluie peuvent être déterminées au moyen de techniques à polarisation double [Hall *et al.*, 1980]. On a constaté que cette méthode donnait de bonnes prévisions

de l'affaiblissement sur un trajet Terre-espace même lorsque le trajet ne commence pas à l'endroit où est situé le radar [Goddard et Cherry, 1984b].

## 7.6 Retard de propagation dû aux précipitations

Outre qu'elle cause un affaiblissement, une précipitation peut augmenter le temps de propagation. On a calculé, en se fondant sur la théorie de la diffusion de Mie [Nuspl *et al.*, 1975], les temps linéiques de propagation de phase et de propagation de groupe à travers la pluie. En combinant ces prévisions avec des statistiques sur l'intensité de pluie et des évaluations de la longueur de trajet équivalente, on peut prévoir les statistiques de temps de propagation. Une méthode plus souple et moins liée à la distribution des dimensions des gouttes de pluie consiste à combiner des rapports retard de propagation/affaiblissement avec des statistiques d'affaiblissement et d'intensité de pluie. Cependant, des erreurs peuvent se produire du fait que l'allure des courbes de temps de propagation de phase et de temps de propagation de groupe aux fréquences élevées fait penser à une "résonance"; il est donc recommandé de n'utiliser ces méthodes qu'à des fréquences inférieures à 15 GHz.

## 7.7 Affaiblissement dû à des hydrométéores autres que la pluie

### 7.7.1 Aérosols, brouillard, nuages, grêle et neige

Transformer des valeurs spatiales de couverture nuageuse (voir le Chapitre 2) en pourcentages de temps d'affaiblissement n'est pas une opération aisée. On considère que seuls certains types de nuages (stratus, cumulus, nimbostratus et cumulonimbus) contribuent de façon essentielle aux statistiques d'affaiblissement par les nuages [Dissanayake *et al.*, 1997, 2001].

#### 7.7.1.1 Hyperfréquences

Aux Etats-Unis et dans le Royaume-Uni, on a étudié l'affaiblissement supplémentaire causé par des nuages sur des trajets Terre-espace à des fréquences allant jusqu'à 150 GHz ([Lai-iun Lo *et al.*, 1975] et [CCIR, 1974-78]). Le Tableau 7.1 montre les valeurs qui ont des chances de se vérifier à 95 GHz et 150 GHz. Dans le cas des nuages très étendus, on peut s'attendre à ce que l'affaiblissement varie approximativement comme  $\text{cosec } \theta$ , en appelant  $\theta$  l'angle d'élévation. La Recommandation UIT-R P.840 donne des valeurs du coefficient d'affaiblissement linéique en fonction de la fréquence, pour différentes températures entre  $-8^{\circ}\text{C}$  et  $20^{\circ}\text{C}$ .

TABLEAU 7.1

**Affaiblissement atmosphérique dans la direction verticale pour 95 GHz et 150 GHz,  
Slough, Royaume-Uni; Octobre 1975-mai 1976**

Fréquence	95 GHz	150 GHz
Affaiblissement (dB) par temps clair; teneur en vapeur d'eau au niveau du sol 4-11 g/m <sup>3</sup>	0,7-1	1-3
Affaiblissement supplémentaire (dB) dû aux nuages:		
Stratocumulus	0,5-1	0,5-1
Petits cumulus de beau temps	0,5	0,5
Grands cumulus	1,5	2
Cumulonimbus (nuage de pluie)	2-7	3-8
Nimbostratus (nuage de pluie)	2-4	5-7

Un modèle semi-empirique pour l'estimation des statistiques cumulatives annuelles de l'affaiblissement dû aux nuages à partir de données hygrométriques et de température au sol a été établi à partir de mesures radiométriques à 20 et 30 GHz [Dintelmann et Ortgies, 1989].

Les nuages de glace, parce qu'ils ont des caractéristiques diélectriques différentes, donnent lieu à des affaiblissements cent fois plus petits environ que les nuages de pluie de teneur en eau identique, cela jusqu'à 35 GHz [Crane, 1977]. Aux fréquences supérieures, les nuages de glace peuvent contribuer sensiblement à l'affaiblissement.

En dessous de 30 GHz environ, la neige sèche a un effet minime sur l'affaiblissement. A 30 GHz et pour une intensité de pluie équivalente de 10 mm/h, on peut s'attendre à un affaiblissement linéique de 3 dB/km environ [Battan, 1973]. Aux fréquences supérieures, plusieurs mesures ont montré l'importance de l'affaiblissement dû à la neige sèche [Misme, 1966]. L'affaiblissement dû à la grêle peut être significatif au-dessus de 2 GHz déjà. Il semble que la présence de grêle n'ait d'effet sensible que pour des probabilités de dépassement inférieures à 0,001% du temps, dans la plupart des climats.

Bien que la neige mouillée puisse causer, par rapport à une intensité de pluie équivalente, un affaiblissement beaucoup plus important, des mesures de propagation effectuées au Japon [Takada et Nakamura, 1966], en ex-URSS [Nadenenko et Sviatogor, 1974] et en Suisse [Debrunner, 1980] montrent que la neige mouillée n'a pas d'effet significatif sur les statistiques d'affaiblissement. La dégradation des caractéristiques d'antenne due à l'accumulation de neige et de glace peut avoir une plus grande influence que la neige sur le trajet.

#### 7.7.1.2 Rayonnements visible et infrarouge

Il y a toujours dans l'atmosphère plus ou moins d'aérosols. Malheureusement, leur composition, la distribution de leurs dimensions et leur concentration sont extrêmement variables, ce qui rend très difficile la prévision de l'affaiblissement qu'ils provoquent. Bien que leur concentration soit étroitement liée à la visibilité optique, il n'y a pas une distribution unique des dimensions des particules pour une visibilité donnée. Pour calculer l'affaiblissement, on ne peut donc se fonder sur les données de visibilité qu'en employant des méthodes empiriques très approximatives que l'on utilisera avec prudence. Un autre facteur de complication est le fait que les dimensions des particules des aérosols dépendent de l'humidité relative. Pour le moment, on ne peut donc donner qu'une estimation générale de la variation de l'affaiblissement en fonction de la longueur d'onde pour quelques distributions représentatives des dimensions des particules. Le programme informatique LOWTRAN 6 [Kneizys *et al.*, 1983] contient des modèles pour l'affaiblissement optique du signal dû aux aérosols.

La Figure 7.2 donne une indication de la relation qui lie l'affaiblissement linéique dû aux aérosols à la longueur d'onde. On a pris trois modèles pour la distribution des dimensions des particules: modèle rural, modèle urbain (qui inclut des particules de suie) et modèle maritime (principalement des embruns). On a choisi des concentrations d'aérosols telles que la visibilité optique (à 0,6  $\mu\text{m}$  environ) soit de 25 km pour les trois courbes du bas et de 5 km pour les trois courbes du haut. Quel que soit le modèle, l'affaiblissement diminue à mesure que la longueur d'onde augmente, le modèle maritime donnant l'affaiblissement le plus prononcé. Les données pour ce modèle supposent des vitesses de vent modérées, un trajet situé dans les 100 premiers mètres au-dessus du niveau de la mer et une humidité relative d'environ 80%. Pour une humidité relative de 95%, les valeurs de l'affaiblissement linéique pouvaient être trois fois supérieures à celles de la figure.

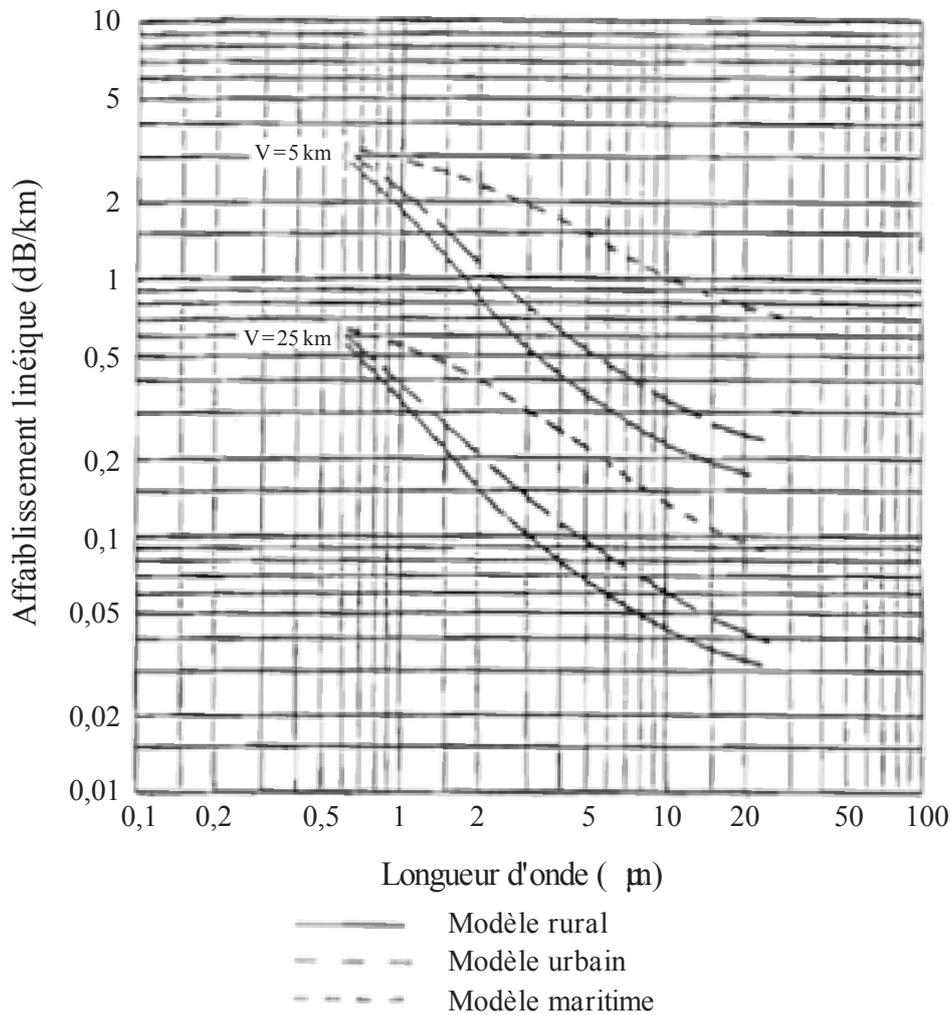
On trouvera ci-après une formule approchée, mais utile, pour calculer, dans la gamme des ondes visibles (environ 0,6  $\mu\text{m}$ ), l'affaiblissement dû aux aérosols en fonction de la visibilité:

$$\alpha \text{ (dB/km)} = 17/V \quad (7.11)$$

où  $V$  est la visibilité (en km).

FIGURE 7.2

Affaiblissement linéique dû aux aérosols, en fonction de la visibilité,  $V$



Rad-Met-07-02

L'affaiblissement dû au brouillard dépend de la distribution des dimensions des gouttelettes. La variabilité de cette distribution (et la difficulté de sa mesure) complique la prévision de l'affaiblissement. Si le rayon maximal des gouttelettes est inférieur à 10 µm, les ondes d'une longueur de 10 µm environ sont moins affaiblies que les ondes du spectre visible. Si le rayon de la majorité des gouttelettes dépasse 10 µm, c'est l'inverse qui se produit. Caractériser le brouillard par la visibilité optique ne peut donc constituer qu'une base approximative de prévision de l'affaiblissement. Par exemple, pour une même distance de visibilité, dans les régions côtières, le brouillard contient généralement plus d'eau liquide que dans les régions situées à l'intérieur des terres. La distance de visibilité n'en reste pas moins un paramètre commode et souvent utilisé. La Figure 7.3 montre la tendance générale de l'affaiblissement par le brouillard, en fonction de la longueur d'onde et de la distance de visibilité. Les courbes sont en grande partie fondées sur le calcul, mais elles concordent raisonnablement avec les quelques résultats de mesure disponibles. Les résultats obtenus, par exemple, par Chu et Hogg [1968], montrent une tendance générale à la diminution de l'affaiblissement par le brouillard à mesure que la longueur d'onde croît à partir de 0,6 µm. Quelques résultats d'observations ne confirment toutefois pas cette tendance, en raison de distributions inhabituelles des dimensions des gouttelettes.

La Figure 7.3 montre que même un brouillard modéré (distance de visibilité: 500 m) peut causer un sérieux affaiblissement du rayonnement dans la gamme des ondes optiques et infrarouges.

FIGURE 7.3

**Affaiblissement linéique dû au brouillard, en fonction de la visibilité,  $V$**

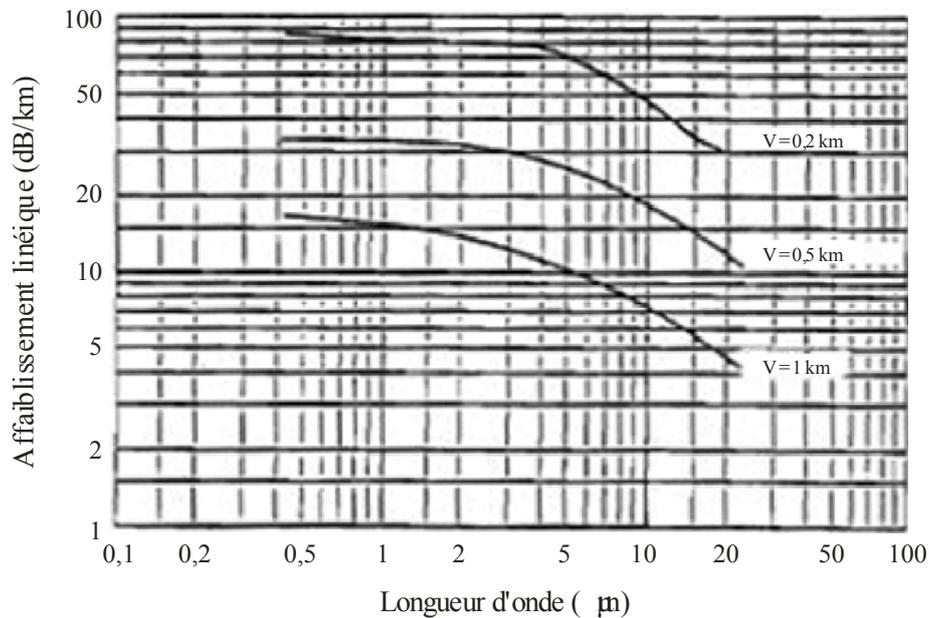


Figure 7-03

L'affaiblissement linéique dû aux nuages est encore plus important que celui dû au brouillard. Le Tableau 7.2 indique les valeurs calculées de l'affaiblissement linéique pour divers types de nuages en fonction de la longueur d'onde,  $\lambda$ . Les cumulus de beau temps provoquent un affaiblissement linéique supérieur à 0,05 dB/m; celui dû aux nuages (de pluie) de type nimbostratus est de 0,5 dB/m environ.

TABLEAU 7.2

**Affaiblissement (dB/m) causé par les nuages dans la gamme des ondes visibles et de l'infrarouge**

Type de nuage	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )				
	0,5	1	3	5	10
Cumulus de beau temps	0,09	0,095	0,1	0,1	0,05
Stratocumulus	0,18	0,18	0,2	0,21	0,12
Nimbostratus (nuage de pluie)	0,5	0,6	0,6	0,65	0,5

Les effets de la diffusion multiple sont importants en ce qui concerne la propagation de la lumière dans le brouillard et dans les nuages. Etant donné que la lumière soumise à une diffusion multiple est détectée après recombinaison avec le trajet direct, la diffusion multiple due aux petites particules entraîne, en plus de l'affaiblissement mentionné ci-dessus, une dégradation de la cohérence, une dispersion en temps et en fréquence ainsi qu'une dépolarisation.

Dans le cas de la propagation horizontale à proximité du sol, les effets du brouillard sont plus importants que ceux des nuages. Actuellement, il n'existe pas de modèles disponibles partout, mais un modèle de communications optiques bleu-vert à travers le brouillard [Mooradian *et al.*, 1979]

peut se révéler utile. Dans le cas de la propagation optique Terre-espace, ce sont les effets des nuages qui prédominent. Une analyse théorique obtenue au moyen de simulations sur ordinateur a été mise au point [Aruga et Igarashi, 1981] pour montrer les effets des nuages sur la polarisation et l'intensité.

On ne dispose que de très peu de résultats concernant l'affaiblissement dû à la neige. D'après les données de Chu et Hogg [1968], en règle générale, dans la gamme 0,6 à 10  $\mu\text{m}$ , l'affaiblissement augmenterait légèrement avec la longueur d'onde. Pour la neige légère, l'affaiblissement peut atteindre environ 8 dB/km à 0,6  $\mu\text{m}$  et 10 dB/km à 10  $\mu\text{m}$ . Dans le cas de la neige lourde, ces valeurs peuvent doubler.

### 7.8 Affaiblissement dû aux tempêtes de sable et de poussière

Le sable et la poussière affaiblissent les ondes électromagnétiques selon les mêmes mécanismes que les hydrométéores. On peut évaluer les caractéristiques d'affaiblissement des particules de sable et de poussière aux longueurs d'onde centimétriques en appliquant la théorie de la diffusion de Rayleigh et la théorie de Mie aux longueurs d'onde plus courtes. Les données dont on dispose sur les caractéristiques météorologiques des tempêtes de sable et de poussière sont actuellement insuffisantes pour permettre d'effectuer des calculs précis des statistiques d'affaiblissement, mais il est probable que les effets sont très faibles pour la plupart des emplacements.

Des calculs théoriques relatifs à la gamme de fréquences 3-37 GHz [Ansari et Evans, 1982] montrent que dans les tempêtes de sable et de poussière, l'affaiblissement linéique (dB/km) est inversement proportionnel à la distance de visibilité. Les valeurs dépendent étroitement de la teneur en humidité, en particulier jusqu'à 20%. Pour les valeurs vraisemblables de la distribution statistique des dimensions des particules, l'affaiblissement est d'environ 0,03 et 0,15 dB/km respectivement à 14 et 37 GHz, dans le cas des particules sèches et pour une visibilité de 100 m. Pour les particules humides (teneur en humidité 20%), les valeurs correspondantes sont d'environ 0,65 et 1,5 dB/km.

Les mesures effectuées en laboratoire sur des ondes de 10 GHz, transmises dans une atmosphère artificiellement chargée de sable et de poussière, indiquent que pour des concentrations inférieures à  $10^{-5}$  g/cm<sup>3</sup>, l'affaiblissement correspondant est inférieur à 0,1 dB/km pour le sable et à 0,4 dB/km pour les particules d'argile [Ahmed et Auchterlonie, 1976].

Pour des distributions de particules identiques, le coefficient d'affaiblissement est directement proportionnel au rayon des particules. Des effets importants sur la propagation aux longueurs d'onde centimétriques ne se manifesteront probablement qu'en présence d'une forte concentration de particules (correspondant à des visibilités de 10 à 20 m maximum), ou d'une teneur en humidité élevée, ou encore dans ces deux conditions réunies [Bashir *et al.*, 1980].

McEwan *et al.* [1985] ont élaboré un modèle complet pour la prévision de l'affaiblissement. Le sujet est aussi traité dans [Brussaard et Watson, 1995].

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- AHMED, I.Y. and AUCHTERLONIE, L.J. [1976] Microwave measurement 3 on dust, using an open resonator, *Electron. Lett.*, Vol. 12, 17, 445.
- AJAYI, G.O. [1985] Rain induced attenuation and phase shift at cm and mm waves using a tropical raindrop-size distribution model, *Proc. Int. Symp. Antennas and Propagation, ISAP'85*, Kyoto, Japan, 1095.
- AJAYI, G.O. and OLSEN, R.L. [1985] Modelling of a tropical raindrop-size distribution for microwave and millimetre wave applications, *Radio Sci.*, Vol.20, 193.
- ANSARI, A.J. and EVANS, B.G. [1982] Microwave propagation in sand and dust-storms. *Proc. IEE*, Vol. 129, Part F, 5, 315-322.
- ARUGA, T. and IGARASHI, T. [1981] Narrow beam light transfer in small particles: image blurring and depolarization, *Appl. Opt.*, Vol. 20, 2698-2705.
- ÅSEN, W., GIBBINS, C.J. [2002] A comparison of rain attenuation and drop size distributions measured in Chilbolton and Singapore, *Radio Science*, vol. 37, no. 3, 6-1 to 6-14.
- ASSIS, M.S. and EINLOFT, C.M. [1977] A Simple Method for Estimating Rain Attenuation Distributions, *Proc. URSI, La Baule*, 301-304.
- ASSOULINE, S. and MUALEN, Y. [1989] The similarity of regional rainfall: a dimensionless model of drop size distribution, *Trans. ASAE*, 32, 1216 – 1222.
- AWAKA, J., IHARA, T., MANABE, T., KITAMURA, K. and FURUHAMA, Y. [1987] Statistical results of millimeter wave propagation experiment on the basis of 5-year data. *IEE Conf. Publ. No.274, Proc. Fifth Int. Conf. on Antennas and Propagation (ICAP 87)*, York, UK, 43-46.
- BASHIR, S.O., DISSANAYAKE, A.W. and McEWAN, N.J. [1980] Predictions of forward scattering and cross-polarization due to dry and moist habob and sandstorms in Sudan in the 9.4 GHz band, *Telecom. J.*, Vol. 47, VII, 462-467.
- BATTAN, L.J. [1973] *Radar observations of the atmosphere*, The University of Chicago Press, Chicago and London.
- BATTESTI, J. and BOITHIAS, L. [1978] 6th Colloquium on Microwave Communications, Budapest, Hungary.
- BEARD, K.V. [1976] Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft, *J. Atmos. Sci.*, 33, 851-864.
- BERTOK, E., De RENZIS, G. and DRUFUCA, G. [1977] Estimate of attenuation due to rain at 11 GHz from rain-gauge data. *Proc. URSI, Open Symposium on Propagation in Non-Ionized Media, La Baule, France*, 295-300.
- BEST, A.C. [1950] Empirical formulae for the terminal velocity of water drops falling through the atmosphere, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 76, 302-311.
- BOITHIAS, L. and BATTESTI, L. [1981] Au sujet de la dépendance en fréquence de l'affaiblissement dû à la pluie, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 36, 7-8, 483.
- BOITHIAS, L. [1989] Frequency scaling for rain attenuation, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 44, 5-6, 186-198.
- BOITHIAS, L. [1990] ITU-R Doc 5A/40.

- BRUSSAARD, G. [1981] Prediction of attenuation due to rainfall on Earth-space links, *Radio Sci.*, Vol. 16, 5, 745-760.
- BRUSSAARD, G. [1985] Radiometry: a useful prediction tool? ESA publication SP-1071.
- BRUSSAARD, G. and WATSON, P.A. [1995] Atmospheric modelling and millimetre wave propagation, Chapman and Hall, London, ISBN 0-412-56230-8.
- BRYANT, G.F., ADIMULA, I., RIVA, C. and BRUSSAARD, G. [1999] Rain Attenuation Statistics from Rain Cell Diameters and Heights, *International Journal of Satellite Communications*.
- CAPSONI, C., METRICCIANI, E. and PARABONI, A. [1980] First attempts of modelling the Earth-to-space radio propagation using SIRIO measurements in the 11 and 18 GHz bands, *Proc. URSI (Commission F) International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz*, Lennoxville, Canada.
- CAPSONI, C., FEDI, F., MAGISTRONI, C., PARABONI, A and PAWLINA, A. [1987] Data and theory for a new model of the horizontal structure of rain cells for propagation applications, *Radio Science*, Vol. 22, 395-404.
- CHADA, R. and LANE, J.A. [1977] Effect of scattering in measurements of rain attenuation by passive radiometry, *Electron. Lett.*, Vol. 13, 7, 177-178.
- CHU, T.S. and HOGG, D.C. [1968] Effects of precipitation on propagation at 0.63, 3.5 and 10.6 microns. *BSTJ*, Vol. 47, 5, 723-759.
- COST 205 [1985a] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz: Precipitation studies. COST-Project 205 - Report EUR 9923 EN. Also in *Alta Frequenza*, Vol. LIV, 3, 116-132.
- COST 205 [1985b] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz: Frequency and polarization scaling of rain attenuation, COST-Project 205 - Report EUR 9923 EN. Also in *Alta Frequenza*, Vol. LIV, 3, 157-181.
- COST 205 [1985c] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz: Statistical properties of attenuation due to rain. COST-Project 205 - Report EUR 9923 EN, Also in *Alta Frequenza*, Vol. LIV, 3, 133-139.
- CRANE, R.K. [1977] Prediction of the effects of rain on satellite communication systems, *Proc. IEEE*, Vol. 65, 3, 456-474.
- CRANE, R.K. [1980] Prediction of attenuation by rain. *IEEE Trans. Comm.*, Vol. COM-28, 9 (ISSN 0090-6778), 1717-1733.
- DEBRUNNER, W.E. [1980] The prediction of rain attenuation statistics, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 35, 11-12.
- DER-PHONE, L. and HSING-YI, C. [2002] An empirical formula for the prediction of rain attenuation in frequency range 0.6 - 100 GHz. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Volume: 50, Issue: 4, 545 – 551.
- DINTELMANN, F. and ORTGIES, G. [1989] Semi-empirical model for cloud attenuation prediction, *Elec. Letts.*, Vol. 25, 1487-1488.
- DISSANAYAKE, A., ALLNUTT, J. and HAIDARA, F. [1997] A prediction model that combines rain attenuation and other propagation impairments along Earth satellite paths, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 45, No. 10, 1546-1558.
- DISSANAYAKE, A., ALLNUTT, J. and HAIDARA, F. [2001] Cloud attenuation for SHF and EHF applications, *Int. J. Satell. Commun.*, vol. 19, 335-345.

- DISSANAYAKE, A., ALLNUTT, J. and HAIDARA, F. [2002] A Prediction Model that Combines Rain Attenuation and Other Propagation Impairments Along Earth-Satellite Paths', *Online Journal of Space Communications*, 2, 36.
- DRUFUCA, G. [1974] Rain attenuation statistics for frequencies above 10 GHz from rain-gauge observations, *J. de Recherches Atm.*, 399-411.
- DUTTON, E.J., DOUGHERT, H.T. and MARTIN, R.F. [1974] Prediction of European rainfall and link performance coefficients at 8 to 30 GHz, NTIS, US Department of commerce, Report AD/A-000804.
- FEDI, F., MERLO, U. and MIGLIORINI, P. [1977] Effect of rain structure profile along a path on rain induced attenuation, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 32, 11-12.
- FEDI, F. [1980] Rain attenuation on Earth-satellite links: a prediction method based on point rainfall intensity. Proc. URSI (Commission F) International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz, Lennoxville, Canada.
- FEDI, F. [1981] Prediction of attenuation due to rainfall on terrestrial links, *Radio Sci.*, Vol. 16, 5, 731-743.
- FEDI, F. and PARABONI, A. [1986] A new prediction method for attenuation beyond 10 GHz based on a model of raincells characterized by exponential shape, Proc. URSI (Commission F) Symposium, Durham, USA.
- FIMBEL, J. and JUY, M. [1977] Affaiblissements différentiels à 13 GHz sur 53 km - comparaison à des mesures simultanées à 20,5 GHz, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 32, 11-12, 454-458.
- FLAVIN, R.K [1996] Satellite link rain attenuation in Brisbane and a proposed new model for Australia, Telstra Research Laboratories, Report N. 8375.
- FURUHAMA, Y., IHARA, T., FUJITA, M., SHINOZUKA, T., NAKAMURA, K. and AWAKA, J. [1980] Propagation characteristics of millimetre and centimetre waves of ETS-II classified by rainfall types, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 36, 24-32.
- FURUHAMA, Y. and IHARA, T. [1981] Remote sensing of path-averaged raindrop-size distributions from microwave scattering measurements, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP-29, 275-281.
- GARCIA-LOPEZ, J.A., HERNANDO, J.M. and SELGA, J.M. [1988] Simple rain attenuation prediction method for satellite radio links, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol.36, 3, 444-448.
- GIBBINS, C.J., WALDEN, C.J. [2003] A study into the derivation of improved rain attenuation regression coefficients, Radicommunications Agency Report No. AY4359, available from <http://www.radio.gov.uk/topics/research/research-index.htm>
- GODDARD, J.W.F. and CHERRY, S.M. [1984a] Site diversity advantage as a function of spacing and satellite elevation angle derived from dual-polarization radar data, *Radio Sci.*, Vol.19, 231-237.
- GODDARD, J.W.F. and CHERRY, S.M. [1984b] Quantitative precipitation measurements with dual linear polarization radar, 22nd Conference on Radar Meteorology, Zürich, Switzerland.
- GOLDHIRSH, J. [1980] Estimation of slant path rain attenuation using radar - A comparative analysis of radar derived and beacon measured fade over a multi-season period. Proc. URSI Commission F International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz, Lennoxville, Canada.
- GUNN, R. and KINZER, G.D. [1949] The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air. *J. Meteorol.*, Vol. 6, 4, 243-248.

- HALL, M.P.M., CHERRY, S.M., GODDARD, T.W. and KENNEDY, E.R.K. [1980] Raindrop size, and rainfall rate measured by dual polarization radar, *Nature*, Vol. 285, 5762, 195-198.
- HARDEN, B.N., NORBURY, J.R. and WHITE, W.J.R. [1978a] Estimation of attenuation by rain on terrestrial radio links in the UK at frequencies from 10 to 100 GHz. *IEE J. Microwaves, Optics and Acous.*, Vol. 2, 4, 97-104.
- HARDEN, B.N., NORBURY, J.R., TRACEY, M.A. and WHITE, W.J.R. [1978b] Attenuation ratios and paths diversity gains observed in rain on a network of short terrestrial links at frequencies near 11, 20 and 36 GHz. *IEE Conf. Proc.* No. 169.
- HARRIS, J.M. and HYDE, G. [1977] Preliminary results of COMSTAR 19/29 GHz beacon measurements at Clarksburg, Maryland, *COMSAT Tech. Rev.*, Vol. 7, 599-629.
- HAWORTH, D.P. [1980] Plane wave spectrum treatment of microwave scattering by hydrometeors on an earth-satellite link, *AGARD Conf. Proc.* No. 284.
- HODGE, D.B. and AUSTIN, G.L. [1977] The comparison between radar- and radiometer-derived rain attenuation for Earth-space links, *Radio Sci.*, Vol. 12, 5, 733-740.
- HOGG, D.C. [1973] Intensity and extent of rain on Earth-space paths, *Nature*, Vol. 43, 337-338.
- HOUZE, R.A. [1977] Stratiform rain in regions of convective: a meteorological paradox? *Bulletin of the American Meteorological Society*, 3, 230-255.
- IHARA, T. and FURUHAMA, Y. [1981] Experimental study of frequency scaling of centimetre and millimetre wave rain attenuation, *Trans. Inst. Electron. Comm. Engrs., Japan*, Vol. E64, 497-498.
- IHARA, T., FURUHAMA, Y. and MANABE, T. [1984] Inference of raindrop-size distribution from rain attenuation statistics at 12, 35 and 82 GHz. *Trans. IECE Japan*, Vol.E67, 4, 211-217.
- JOSS, J., THAMS, J.C. and WALDVOGEL, A. [1968] The variation of raindrop-size distribution at Locarno, *Proc. of International Conference on Cloud Physics*, Toronto, Canada.
- JOSS, J., CAVALLI, R. and CRANE, R.K. [1974] Good agreement between theory and experiment for attenuation data. *J. de Recherches Atm.*, Vol. 8, 299-318.
- KHARADLY, H.M.Z. and CHOI, A.S.V. [1988] A simplified approach to the evaluation of EMW propagation characteristics in rain and melting snow, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-36, 282-296.
- KHEIRALLAH, H.N. and OLSEN, R.L. [1981] Comparison of a one- and a two-frequency technique for frequency scaling of rain attenuation statistics, *Electron. Lett.*, Vol. 18, 2, 51-53.
- KNEIZYS, F.X., SHETTLE, E.P., GALLERY, W.O., CHETWYND Jr., J.H., ABREU, L.W., SELBY, J.E.A. and FENN, R.W. [1983] Atmospheric transmittance/radiance: computer code LOWTRAN 6. AFGL-TR-80-00187, Air Force Geophysical Laboratory, Lexington MA, USA 01731.
- LAI-IUN LO, FANNIN, B.M. and STRAITON, A.W. [1975] Attenuation of 8.6 and 3.2 mm radio waves by clouds, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP-23, 782-786.
- LAWS, J.O. and PARSONS, D.A. [1943] The relation of raindrop size to intensity, *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol. 24, 452-460.
- LEITAO, M.J. and WATSON, P.A. [1986] Method for prediction of attenuation on Earth-space links based on radar measurements of the physical structure of rainfall, *IEE Proc.*, 133, 4, 429-440.

- LI, H.J., ZHANG, C.Q., LIAO, L. and ZHANG, G.F. [1987] An improved model for the prediction of rain attenuation statistics. IEE Conf. Publ. No.274, Proc. Fifth Int. Conf. on Antennas and Propagation (ICAP 87), York, UK, 226-229.
- LI, L.W., KOOI, P.S., LEONG, M.S. and YEO, T.S. [2000] Integral equation approximation to microwave specific attenuation by distorted raindrops: the Pruppacher-and-Pitter model, *Electrotechnology 2000: Communications and Networks*. [in conjunction with the International Conference on Information Engineering, 3-7, 600-604.
- LIN, S. H. [1977] Nationwide long-term rainrate statistics and empirical calculation of 11 GHz microwave rain attenuation, *Bell Syst. Tech. J.*, 56, 1581-1604.
- LIN, S.H., BERGAMANN, H.J. and PARSLEY, M.V. [1980] Rain attenuation on Earth-satellite paths - Summary of 10-year experiments and studies, *BSTJ*, Vol.59, 183-228.
- LIST, R., DONALDSON, N.R. and STEWARD, R.E. [1987] Temporal evolution of drop spectra to collisional equilibrium in steady and pulsating rain, *J. Atmosph. Sci.*, 44, 362-372.
- MAGGIORI, D. [1981] Computed transmission through rain in the 1-400 GHz frequency range for spherical and elliptical drops and any polarization, *Alta Frequenza*, Vol. L, 5, 262-273.
- MAITRA, A. and GIBBINS, C. J. [1999] Modeling of raindrop size distributions from multiwavelength rain attenuation measurements, *Radio Sci.*, 34, 657-666.
- MANABE, T., IHARA, T. and FURUHAMA, Y. [1984] Inference of drop size distribution from attenuation and rain rate measurements, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-32, 474-478.
- MARSHALL, J.S. and PALMER, W.McK. [1948] The distribution of raindrops with size. *J. Meteorol.*, Vol. 5, 165-166.
- MASSAMBANI, O. and RODRIGUES, C.A.M. [1987] Tropical rain attenuation of microwaves as predicted from drops size distribution measurements, *Proc. Int. Microwave Symp.*, Rio de Janeiro, 2, 1025-1031.
- MATRICCIANI, E. [1980] Earth-space rain cell modelling through SIRIO propagation data, *Electron. Lett.*, Vol. 16, 81-82.
- MATRICCIANI, E., [1991] Rain attenuation predicted with two-layer rain model, *European Transactions on Telecommunication*, Vol. 2, 6, 715-727.
- MATRICCIANI, E. [1996] Physical-mathematical model of the dynamics of rain attenuation based on rain rate time series and a two-layer vertical structure of precipitation, *Radio Science*, Vol. 31, 281-295.
- MCCORMICK, G.C. and HENDRY, A. [1975] Principles for the radar determination of the polarization properties of precipitation, *Radio Sci.*, Vol. 10, 4, 421-434.
- McEWAN, N.J., ALVES, A.P., POON, H.W. and DISSANAYAKE, A.W. [1980] OTS propagation measurements with auxiliary instrumentation. *Proc. URSI (Commission F) International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz*, Lennoxville, Canada.
- McEWAN, N.J., BASHIR, S.O., CONNOLLY, C. and EXCELL, D. [1985] The effect of sand and dust particles on 6/4 and 14/11 GHz signals on satellite-to-Earth paths, University of Bradford, Report 379.
- MISHCHENKO, M. I., HOVENIER, J. W. and TRAVIS, L. D. [2000] *Light Scattering by Non-Spherical Particles. Theory, Measurements and Applications*, Academic Press, San Diego, Ca., USA.

- MISME, P. [1966] Etude expérimentale de la propagation des ondes millimétriques dans les bandes de 5 et 3 mm, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 21, 1-2, 226-234.
- MISME, P. and FIMBEL, J. [1975] Détermination théorique et expérimentale de l'affaiblissement par la pluie sur un trajet radioélectrique, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 30.
- MISME, P. and WALDTEUFEL, P. [1980] A model for attenuation by precipitation on a microwave earth-space link, *Ra. Sci.*, Vol.15, 655-667.
- MOORADIAN, G.C., GELLER, M., STOTTS, L.B., STEPHENS D.H. and KRAUTWALD, R.A. [1979] Blue-green pulsed propagation through fog. *Appl. Opt.*, Vol. 18, 429-441.
- MORITA, K. and HIGUTI, I. [1976] Prediction methods for rain attenuation distributions of micro and millimetre waves, *Rev. Elec. Comm. Labs.*, Vol. 24, 5-6.
- MOUPFOUMA, F. [1984] Improvement of a rain attenuation prediction method for terrestrial microwave links, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-32, 1368-1372.
- MOUPFOUMA, F. and MARTIN, L. [1995] Modelling of the rainfall rate cumulative distribution for the design of satellite and terrestrial communication systems, *Int. J. Satellite Comm.*, Vol.13, 105-115.
- MULLER, E.E. [1977] Long-term rain attenuation observations at 13, 19 and 28 GHz. ESA SP 138, European Space Agency, Paris, France.
- NADENENKO, L.V. and SVIATOGOR, V.V. [1974] Issledovanie vliania osadkov na ustoychivost signala v diapason 12 GHz. (Study of the effect of precipitation on signal stability in the 12 GHz band). *Elektrosviaz*, 12.
- NUSPL, P.P., DAVIES, N.G. and OLSEN, R.L. [1975] Ranging and synchronization accuracies in a regional TDMA experiment. *Proc. Third International Conference on Digital Satellite Communications*, Kyoto, Japan.
- OGUCHI, T. [1977] Scattering properties of Pruppacher-and-Pitter form raindrops and cross-polarization due to rain. Calculations at 11, 13, 19.3 and 34.8 GHz. *Radio Sci.*, Vol. 12, 1, 41-51.
- OLSEN, R.L., ROGERS, D.V. and HODGE, D.B. [1978] The  $aR^b$  relation in the calculation of rain attenuation, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP-26, 2, 318-329.
- POIARES BAPTISTA, J.P.V. and SALONEN, E.T. [1998] Review of rainfall rate modelling and mapping *Proceedings of URSI Open Symposium, CLIMPARA'98*.
- PRUPPACHER, H.R and PITTER, R.L. [1971] A semi-empirical determination of the shape of cloud and rain drops. *J. Atmosph. Sci.*, 28, 86-94.
- RADIO SCIENCE [1984] Special issue on multiparameter radar measurements of precipitation, Vol 19.
- RAY, P.S. [1972] Broadband complex refractive indices of ice and water, *Appl. Opt.*, Vol. II, 1836-1844.
- RICE, P.L., HOLMBERG, N.R. [1973] Cumulative Time Statistics of Surface-Point Rainfall Rates. *IEEE Trans. Commun.*, COM-21, 10, 1131-1136.
- ROGERS, D.V. and OLSEN, R.L. [1976] Calculation of radio wave attenuation due to rain at frequencies up to 1000 GHz. CRC Report No. 1299, Communications Research Centre, Dept. of Communications, Ottawa, Canada.
- ROGERS, D.V. and OLSEN, R.L. [1983] Multiple scattering in coherent wave propagation through rain, *COMSAT Tech. Rev.*, Vol. 13, 2, 385-401.

- ROGERS, R.R. [1976] Statistical rainstorm models: their theoretical and physical foundations, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-31, 547-566.
- ROGERS, R.R., RADHAKANT, S. and MASSAMBANI, O. [1981] New radar studies of slant-path attenuation due to rain, Ann. des Télécomm., 36, 40-47.
- RUE, O. [1981] Theory for attenuation in rain. The influence of the probability function of the equivalent rain cell diameter, Central Administration of Swedish Telecommunications, Report RL 16/80.
- RUE, O. [1985] Influence of the atmosphere on Earth-to-satellite links at frequencies above 10 GHz. TELE, 2 (English Edition, Sweden).
- RUE, O. [1988] The statistical dependence of rain height on rain rate, and its use in rain attenuation prediction, Swedish Telecom Report R1 01/88.
- SEGAL, B. [1982] Rain attenuation statistics for terrestrial microwave links in Canada. CRC Report No. 1351, Communications Research Centre, Dept. of Communications, Ottawa, Canada.
- SILVA MELLO, L.A.R, PONTES, M.S., SOUZA, R.M. and PÉREZ-GARCIA, N.A. [2007] Prediction of rain attenuation in terrestrial links using the full rainfall rate distribution, Electronics Letters, v. 43, p. 1442-1443.
- SILVA MELLO, L.A.R and PONTES, M.S. [2008] A unified method for the prediction of rain attenuation in slant path and terrestrial links using the full rainfall rate distribution, Proc. ISART/ClimDiff2008, Cleveland, USA.
- STRICKLAND, J.I. [1974] The measurement of slant path attenuation using radar, radiometers, and a satellite beacon, J. de Recherches Atm., Vol. 8, 347-358.
- STUTZMAN, W.L. and DISHMAN, W.K. [1984] A simple model for the estimation of rain-induced attenuation along earth-space paths at millimeter wavelengths, Radio Science, Vol. 19, 946-951.
- TAKADA, M. and NAKAMURA, S. [1966] Attenuation of 11 Gc waves by wet snowfall, Rev. Elec. Comm. Labs., Vol.14, 1-2, 347-358.
- TATTELMAN, P., and SCHARR, K.G. [1983] A model for estimating one-minute rainfall rates, American Meteorological Society, Vol. 22.
- TERVONEN, J. and SALONEN, E. [2000] Test of recent cloud attenuation models, Millenium Conference on Antennas and Propagation, AP2000.
- UIJLENHOET, R. [2001] Raindrop size distributions and radar reflectivity – rain rate relationships for radar hydrology, Hydro. Earth Syst. Sci., Vol. 54, 4, 615-627.
- ULBRICH, C. W. [1983] Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution. J. Clim. Appl. Meteorol., 22, pp. 1764-1775.
- UPTON, S.A.J., HOLT, A.R. and EVANS, B.G. [1987] Long term frequency scaling of attenuation. IEE Conf. Publ. No.274, Proc. Fifth Int. Conf. on Antennas and Propagation (ICAP 87), York, UK, 15-18.
- VAN DE HULST, H.C. [1957] Light Scattering by Small Particles, Wiley, New York, NY, USA.
- VEYRUNES, O. [2000] Influence des hydrométéores sur la propagation des ondes électromagnétiques dans la bande 30 – 100 GHz: Etudes théoretiques et statistiques. Ph.D Thesis, University of Toulon and Var.

- YAMADA, M., OGAWA, A., FURUTA, O. and YOKOI, H. [1978] Measurement of rain attenuation by dual-frequency radar, International Symposium on Antennas and Propagation, Sendai, Japan.
- YAMADA, M., KARASAWA, Y., YASUNAGA, M. and ARBESSER RASTBURG, B. [1987] An improved prediction method for rain attenuation in satellite communications operating at 10-20 GHz, Radio Sci., Vol.22, 6.
- YANG-SU KIM, YONG-SEOK CHOI, HYUNG-SOO LEE and JEONG-KI PACK [2001] The effect of drop shape and size distribution on the specific rain attenuation. Proc. URSI Comm. Meeting on Climatic Parameters in Radio wave Propagation Prediction, CLIMPARA'2001, Budapest, Hungary, 39-42.
- ZAVODY, A.M. [1974] Effect of scattering by rain on radiometer measurements at millimetre wavelengths. Proc., IEE, Vol. 21, 257-263.
- ZHAO, Z.W., ZHANG, M.G. and WU, Z.S. [2000] An analytic model of specific attenuation due to rain, 25th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest, 12-15, 471-472.
- ZHAO, Z.W., LIN, L.K. and LIU, Y. [2004] Prediction models for rain effects on Earth-space links, 2004 Asia-Pacific Conference, Proceedings, 22-25.
- ZHAO, Z.W., LIN, L.K. and LU, C.S. [2007] A prediction model of rain attenuation based on the distribution of rain cell, Chinese Journal of Radio Science, Vol. 22, 184-186.

#### **Documents CCIR**

[1974-78]: 5/161 (Royaume-Uni).

[1978-82]: 5/23 (Japon).



## CHAPITRE 8

### Pouvoir radioémissif de l'atmosphère et du sol

#### 8.1 Introduction

Toute matière émet de l'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques. Les caractéristiques d'intensité et de fréquence du rayonnement émis dépendent de la température physique de la source et de ses propriétés physiques.

On appelle radiométrie la branche de la physique qui a trait à la mesure de l'énergie électromagnétique rayonnée incohérente émise par tous les milieux matériels. La radiométrie est aussi une méthode de télédétection passive, car le phénomène observé est auto-excité du fait de son émission naturelle. Cette émission possède les caractéristiques d'un signal incohérent à large spectre, semblable au bruit engendré par le système de mesure lui-même. On en conclut qu'un récepteur de radiomètre doit être un dispositif à large bande et à très grande sensibilité, pour mesurer le rayonnement ayant le caractère d'un bruit.

On a recours à la télédétection passive pour fournir des informations dans les services d'observation de la Terre, de radioastronomie et de communication. Dans les deux derniers cas, l'émission radioélectrique naturelle n'est pas seulement un facteur limitatif (bruit capté par l'antenne de réception); cette émission est aussi considérée comme un moyen de mesurer les propriétés d'absorption du milieu et de déterminer l'affaiblissement de trajet dans les liaisons radioélectriques Terre-satellite. Une fois qu'on a établi une relation entre les caractéristiques d'émission de l'atmosphère et l'absorption de ses éléments constitutifs, on peut déterminer les paramètres de propagation correspondants. C'est la raison pour laquelle on utilise des radiomètres à hyperfréquences pour la télésurveillance des variables atmosphériques en exploitation continue, avec des niveaux de précision qui n'ont rien à envier à ceux des observations faites avec des ballons munis des équipements adéquats.

L'approche radiométrique de la propagation des ondes radioélectriques comporte deux volets: d'une part, l'affaiblissement sur le trajet et la longueur excédentaire de trajet sont déterminés directement à partir de la température de brillance mesurée à la fréquence de fonctionnement du radiomètre; d'autre part, l'affaiblissement ainsi calculé permet de déterminer les éléments constitutifs de l'atmosphère, au moyen desquels l'affaiblissement peut être estimé pour d'autres fréquences. Ce procédé, normalement utilisé en l'absence de pluie, permet de déterminer le niveau de référence pour étalonner l'affaiblissement de la balise et d'estimer la teneur en eau de l'atmosphère (vapeur et liquide) en vue de calculer l'affaiblissement sur le trajet dans l'atmosphère à d'autres fréquences. Il faut faire des hypothèses simplificatrices adéquates pour parvenir à ces résultats, hypothèses qui limitent sensiblement la validité de la méthode aux petits affaiblissements liés à l'absence de pluie [Barbaliscia, 1994].

Pour évaluer les intensités vraisemblables de l'émission radioélectrique reçue par un système donné, il faut considérer la répartition spatio-temporelle des sources émettrices ainsi que les propriétés de directivité de l'antenne de réception.

Comme indiqué plus haut, l'intensité de l'émission radioélectrique dépend de la fréquence. Entre les limites approximatives de 30 MHz et 1 GHz, l'émission est dominée par le bruit galactique, mais celui-ci est généralement dépassé par le bruit artificiel dans les zones de peuplement. Dans l'intervalle 1-10 GHz, le facteur dominant peut être le bruit galactique, les émissions en provenance du Soleil et la pluie, ainsi que l'émission en provenance de la surface terrestre. La Recommandation UIT-R P.372 contient des informations détaillées sur les émissions de bruit de diverses sources. Au-dessus de 10 GHz, l'émission dominante est celle produite par la surface terrestre et par les

éléments constitutifs absorbants de l'atmosphère – gaz et hydrométéores – ces derniers devenant très perturbants. Dans les bandes d'absorption de l'oxygène et de la vapeur d'eau, la température de bruit prend des valeurs très voisines de la température physique du milieu absorbant (en général inférieure à environ 290 K pour l'atmosphère terrestre). On trouvera dans [Pointer et Pickett, 1984] des renseignements sur les raies spectroscopiques des constituants gazeux et des polluants.

Le § 8.2 expose brièvement les principes fondamentaux du transfert radiatif, avec la description des algorithmes de base qui permettent de calculer la température de brillance obtenue sur l'antenne servant aux observations. Les § 8.3 et 8.4 traitent respectivement des caractéristiques de rayonnement de l'atmosphère et du sol. Dans le § 8.5, on étudie l'estimation, par voie radiométrique, de l'affaiblissement sur le trajet et de la longueur excédentaire du trajet. Le § 8.6 décrit la méthode d'inversion utilisée pour déterminer la teneur en eau totale de l'atmosphère à partir des températures de brillance mesurées par radiomètre.

## **8.2 Transfert radiatif**

### **8.2.1 Principes fondamentaux**

L'émission électromagnétique rayonnée par la matière dépend de la température physique et d'autres caractéristiques.

Dans un gaz, toute raie d'émission correspond à une transition spécifique d'un niveau d'énergie à un autre niveau. L'intensité de l'émission dépend du nombre des collisions entre les particules, lequel dépend lui-même de la densité du gaz et de l'énergie cinétique, cette dernière déterminant la température absolue thermodynamique ou physique. Etant donné que les niveaux d'énergie sont quantifiés, le spectre d'émission des gaz est formé essentiellement de raies de fréquences distinctes les unes des autres.

Si l'on passe des gaz aux liquides et aux solides, on trouve une augmentation de la densité et, par voie de conséquence, une augmentation de la fréquence des collisions. Le spectre du rayonnement devient alors en fait continu et presque toutes les fréquences sont rayonnées.

Les effets des collisions et l'intensité du rayonnement déterminent les probabilités d'excitation et d'extinction des niveaux d'énergie moléculaire et atomique, qui sont à l'origine de l'absorption et de l'émission, respectivement. Comme l'émission et l'absorption sont régies par les mêmes mécanismes, les spectres correspondants sont identiques pour n'importe quelle substance.

Dans les conditions normales, le rayonnement incident qui tombe sur la surface d'une substance subit une réflexion partielle et une absorption partielle. On appelle "corps noir" une matière théorique qui absorbe la totalité du rayonnement incident à toutes les fréquences sans en réfléchir aucune: c'est un absorbant parfait, et aussi un émetteur parfait.

L'intensité du rayonnement peut s'exprimer par la brillance spectrale, laquelle représente la puissance rayonnée spécifique par unité d'aire, d'angle solide et de largeur de bande.

La loi du rayonnement de Planck, fondée essentiellement sur la quantification des niveaux d'énergie, établit une relation entre, d'une part, la brillance spectrale rayonnée uniformément par un corps noir dans toutes les directions et, d'autre part, la température physique du corps noir et la fréquence:

$$B_f = \frac{2hf^3}{c^2(e^{hf/kT} - 1)} \quad \text{Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (8.1)$$

où:

$B_f$  : brillance spectrale du corps noir ( $\text{Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ )

$h$  : constante de Planck =  $6,63 \times 10^{-34}$  Joule s

$f$  : fréquence (Hz)

$k$  : constante de Boltzmann =  $1,38 \times 10^{-23}$  Joule  $\text{K}^{-1}$

$T$  : température absolue (K)

$c$  : vitesse de la lumière =  $3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ .

A la limite définie par les grandes longueurs d'onde ( $hf/kT \ll 1$ ), on peut remplacer l'exponentielle par une approximation dans l'équation (8.1), ce qui donne:

$$B_f = \frac{2f^2kT}{c^2} \quad (8.2)$$

Cette relation est l'approximation de Rayleigh-Jeans, valable dans la gamme des hyperfréquences jusqu'aux environs de 300 GHz pour des corps aux températures ambiantes (300 K: environnement terrestre et forte pluie). Pour des températures beaucoup plus basses (atmosphère claire par exemple), le pourcentage d'écart de (8.2) par rapport à (8.1) devient notable au-dessus de 50 GHz.

Dans le cas des matières réelles, habituellement appelées "corps gris", une partie de l'énergie incidente est réfléchiée et l'émission peut dépendre de la direction. Les matières réelles ne sont donc ni des absorbants parfaits ni des émetteurs parfaits.

Dans le cas réel et dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, la brillance spectrale dans une direction donnée a pour expression:

$$B_f = \frac{2f^2kT_b}{c^2} \quad (8.3)$$

La puissance émise est directement proportionnelle à  $T_b$ , appelé température de brillance de la matière considérée ou température radiométrique équivalente – corps noir; c'est la température physique d'un corps noir émettant la même puissance. Cette température est donc la grandeur fondamentale pouvant être observée en radiométrie. La puissance émise par un corps noir est la puissance maximale pouvant être émise à une température physique donnée,  $T$ ; d'où l'on conclut que la température de brillance d'une matière réelle est toujours inférieure à la température physique de cette matière. D'où l'autre conclusion: l'émissivité,  $\epsilon$ , d'un corps réel, fonction de la direction, définie comme le rapport de sa température de brillance  $T_b$  à sa température thermodynamique  $T$ , est toujours inférieure à 1; elle est égale à l'unité seulement dans le cas du corps noir théorique.

A noter que l'équation (8.3) correspond à l'hypothèse d'une matière homogène dont la température est uniforme.

### 8.2.2 Equation du transfert radiatif

L'énergie rayonnée par un milieu et la température de brillance correspondante sont le résultat d'une interaction entre le rayonnement et la matière. Cette interaction est constituée essentiellement par la combinaison de phénomènes d'extinction et d'émission se déroulant dans le milieu.

L'effet d'extinction entraîne une diminution de l'intensité du rayonnement qui traverse le milieu; cet effet est la somme de l'absorption (transformation en chaleur) et de la diffusion, qui fait qu'une partie de l'énergie incidente est rayonnée dans toutes les directions. Le processus de rayonnement est le résultat d'une émission thermique et d'une diffusion.

L'émission thermique doit être égale à l'absorption lorsque l'équilibre thermodynamique est atteint (loi de Kirchhoff). Cette condition n'est remplie que dans le cas d'un milieu isotherme et absorbant (corps noir). Elle n'est pas vérifiée dans la plupart des situations pratiques. On peut toutefois admettre l'hypothèse moins rigoureuse de l'équilibre thermodynamique "local", si la condition suivante est remplie: un élément de volume quelconque du milieu, à une certaine température locale, possède les mêmes caractéristiques d'absorption et d'émission que celles qu'il posséderait dans l'état d'équilibre thermodynamique à cette température. Il en est ainsi, dans la pratique, quand il y a prédominance du processus de collision par rapport au processus de rayonnement, comme c'est le cas avec des corps de densité suffisamment élevée. Pour que cette condition soit remplie, on n'a pas besoin d'un milieu isotherme, ni d'une intensité de rayonnement isotrope.

On a la relation suivante [Ulaby *et al.*, 1982] entre le signal de sortie d'un récepteur de radiomètre et la température de brillance,  $T_b$ , dans la direction du faisceau principal d'une antenne (contribution d'une couche du milieu au niveau  $r$ ):

$$T_b(r) = T_0 e^{-\tau(0,r)} + \int_0^r k_e(r') [(1-a)T(r') + aT_{SC}(r')] e^{-\tau(r',r)} dr' \quad \text{K} \quad (8.4)$$

où:

$T_b(r)$ : température de brillance sur l'antenne de réception (K)

$T(r')$ : température physique au niveau  $r'$  (K)

$T_0$ : température de brillance à la limite (K)

$T_{SC}$ : température moyenne du rayonnement diffusé (dans l'hypothèse d'une diffusion isotrope) (K)

$k_e$ : coefficient d'extinction (népers/m)

$k_s$ : coefficient de diffusion (népers/m)

$a$ : albédo diffusant  $k_s/k_e$

$\tau$ : épaisseur optique, définie comme suit:  $\tau(r, r') = \int_{r'}^r k_e(r'') dr''$  (népers).

Cette équation porte le nom d'équation du transfert radiatif. Elle exprime l'interaction d'un rayonnement qui traverse un milieu et signifie que la température de brillance, dans un scénario donné, est liée à la température physique du milieu ainsi qu'à ses caractéristiques physiques, composition et densité. L'expression directe de la température de brillance en fonction de la température physique est une conséquence de l'approximation de Rayleigh-Jeans, cela jusqu'à la gamme des hyperfréquences.

L'équation du transfert radiatif, qui s'applique au cas le plus général, décrit des processus de rayonnement dans n'importe quel scénario. Dans le cas de la radiométrie atmosphérique, la solution générale de l'équation (8.4) tient compte de l'absorption et de la diffusion dans toutes les directions, et conduit à des formulations extrêmement compliquées.

La présence d'eau liquide dans l'atmosphère, principalement sous forme de nuages et de pluie, entraîne des processus de diffusion. L'effet de la diffusion sur le transfert radiatif dépend de deux facteurs: la valeur de l'albédo diffusant par rapport au coefficient d'absorption (ou l'albédo diffusant isolé) et la fonction de phase de la diffusion. Le premier de ces facteurs détermine l'intensité totale

de diffusion et le second représente la répartition directive du champ de diffusion. Il faut se livrer à des calculs compliqués et faire plusieurs hypothèses pour étudier séparément les diverses situations qui se présentent dans la réalité. Ne pas tenir compte des phénomènes de diffusion équivaut à une simplification extrême, qui ne peut être admise rigoureusement que dans un seul cas: l'absence totale de liquide. Les cas avec présence de gouttes de grandes dimensions sont, en principe, douteux; ils conduisent généralement à sous-estimer l'affaiblissement total sur le trajet.

La complexité de l'équation (8.4) diminue considérablement dans les situations où l'on peut négliger la diffusion, c'est-à-dire par temps clair, en l'absence d'eau liquide. Lorsque des nuages et/ou la pluie sont présents, la diffusion par les gouttelettes d'eau peut être négligeable, selon la densité et la distribution des dimensions des gouttelettes par rapport à la longueur d'onde. Quel que soit le type d'atmosphère, on peut négliger les effets de la diffusion au-dessous de 10 GHz. En première approximation, l'hypothèse d'absence de diffusion est valable également pour les nuages non précipitants et pour les petites intensités de pluie, cela jusqu'à 50 GHz.

Par ailleurs, on peut admettre l'existence d'un équilibre thermodynamique local pour les couches inférieures et denses de l'atmosphère; c'est dans ces couches que se produit la plus grande partie de l'absorption et que le processus de collision prédomine pour déterminer la température du milieu. Cette condition est satisfaite jusqu'à une altitude d'environ 20 km.

Pour une atmosphère sans diffusion, en équilibre thermodynamique local, la description du transfert radiatif se trouve simplifiée et on a la relation suivante entre, d'une part, la température de brillance  $T_b$  et, d'autre part, les propriétés d'absorption et d'émission du milieu:

$$T_b = T_0 e^{-\tau(0,\infty)} + \int_0^\infty k_a(r) T(r) e^{-\tau(0,r)} dr \quad \text{K} \quad (8.5)$$

où:

$T_b$ : température de brillance sur l'antenne du radiomètre (K)

$T_0$ : température cosmique de fond (K)

$T(r)$ : température physique de l'atmosphère au niveau  $r$  (K)

$k_a(r)$ : coefficient d'absorption (népers/m)

$\tau(0,r) = \int_0^r k_a(r') dr'$ : absorption entre le niveau du sol et le niveau  $r$  (profondeur optique) (népers)

$\tau(0,\infty) = \int_0^\infty k_a(r') dr'$ : opacité ou absorption atmosphérique totale (népers).

La signification de l'équation (8.5) est la suivante: la brillance du ciel est la somme de la brillance cosmique de fond et de l'émission due aux couches atmosphériques individuelles en nombre infini sur le trajet considéré, les deux termes de la somme étant diminués de l'absorption intervenant dans l'atmosphère sous-jacente. En conséquence, ce sont les couches les plus basses qui contribuent le plus à  $T_b$ , dans des conditions comparables de température physique,  $T$ . En règle générale,  $T_b$  dépend du profil vertical des coefficients de température et d'absorption; ces derniers correspondent à la distribution et aux caractéristiques verticales des éléments constitutants devant être pris en considération.

On peut utiliser l'équation simplifiée (8.5), indépendamment des observations radiométriques et conformément à la méthode directe, lorsque la température de brillance de l'atmosphère est calculée à partir des distributions verticales connues des paramètres physiques et des coefficients d'absorption. On procède communément de cette façon dans les modèles théoriques qui font appel à des données de radiosonde [Liebe, 1989; Liebe *et al.*, 1993].

### 8.2.3 Température de brillance

L'émission radioélectrique en hyperfréquences est généralement mesurée au moyen d'un radiomètre à hyperfréquences, système passif composé d'une antenne, d'un récepteur et d'un instrument indiquant le niveau de puissance du signal reçu. La puissance reçue est proportionnelle à la température de brillance du milieu environnant, observée par l'antenne dans le lobe principal. La température de brillance, quant à elle, peut être déterminée à l'aide de l'approximation Rayleigh-Jeans de la loi de Planck, qui est valable jusqu'à la région des hyperfréquences.

On distingue deux configurations types: i) antenne pointée vers le haut (*up-looking*), ce qui est le cas de la radiométrie atmosphérique, applicable en radiocommunications par satellite et en radioastronomie; ii) antenne pointée vers le bas (*down-looking*), cas des liaisons descendantes dans les communications par satellite et aussi cas de la télédétection appliquée à la surface terrestre.

- i) La température de brillance  $T_{bup}$  mesurée sur la surface d'une antenne pointée vers le haut (up), dans une atmosphère non diffusante et non réfléchissante, est donnée simplement par l'équation (8.5).
- ii) Pour exprimer la température de brillance  $T_{bdwn}$  vue par une antenne pointée vers le bas (dwn) et embarquée dans un satellite, sous un angle d'incidence  $\theta$ , il faut tenir compte de contributions arrivant par deux trajets (voir la Figure 8.1):
- Trajet A: trajet suivi par le rayonnement atmosphérique  $T_{bup}$ , réfléchi par la surface vers l'antenne du satellite.
  - Trajet B: trajet vu par l'antenne pointée vers le bas sous l'angle d'incidence  $\theta$ .

$$T_{bdwn} = T_{atm2} + (eT_{surf} + \rho T_{bup}) e^{-\tau(0,r_2)} \quad (8.6)$$

où:

$T_{atm2}$  température de brillance de l'atmosphère le long du trajet B, donnée par l'équation (8.5), après soustraction de la contribution cosmique de fond

$eT_{surf}$  température de brillance de la surface terrestre

$\rho T_{bup}$  température de brillance le long du trajet A, donnée par l'équation (8.5), due à la réflexion par la surface terrestre

$(eT_{surf} + \rho T_{bup}) e^{-\tau(0,r_2)}$  température de brillance résultante totale de la surface terrestre, affaiblie par l'atmosphère le long du trajet B

$T_{surf}$ : température physique (K) de la surface terrestre

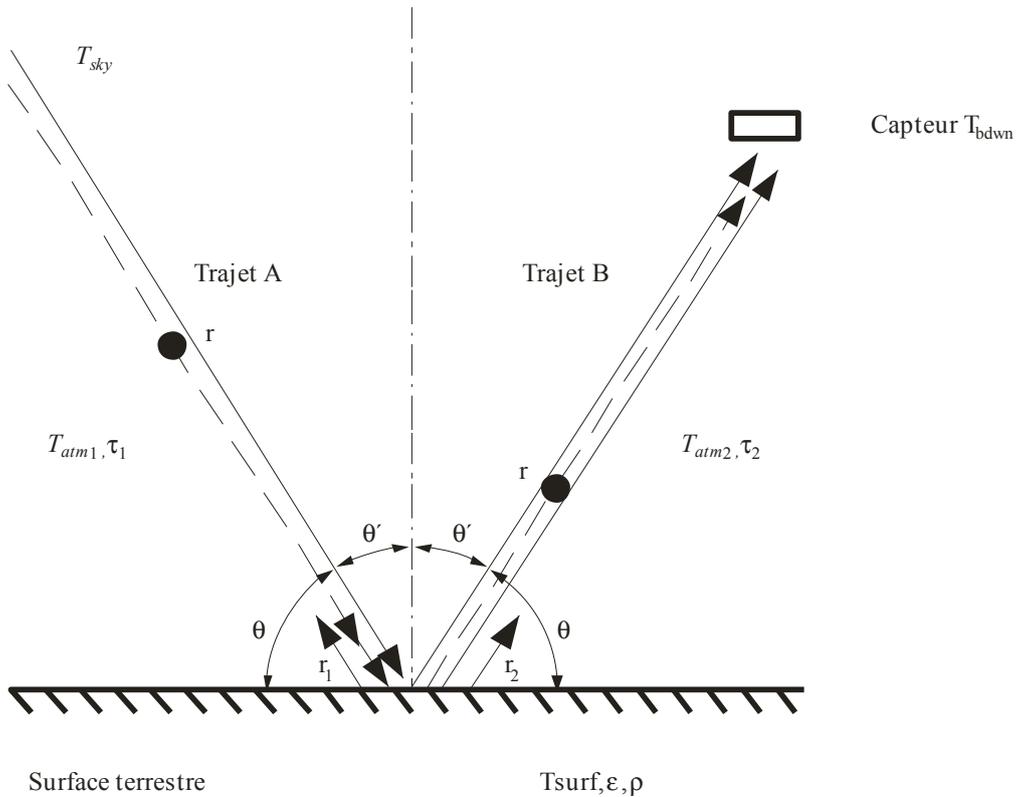
$e$ : émissivité de la surface terrestre ( $0 \leq e \leq 1$ )

$\rho$ : réflectivité de la surface terrestre ( $0 \leq \rho \leq 1$ ), (carré du coefficient de réflexion:  $e + \rho = 1$ )

$\theta$ : angle d'incidence.

Pour simplifier, on se place dans l'hypothèse d'une surface lisse, ce qui valide l'approximation de la réflexion spéculaire.

FIGURE 8.1  
Contributions à la température de brillance  $T_{bdwn}$   
reçue par une antenne de satellite



Radi-Mecc 08-01

Moyennant certaines hypothèses, des simplifications importantes sont possibles.

Pour une antenne pointée vers le bas et fonctionnant entre 3 GHz et environ 10 GHz, on peut, en première approximation, négliger le bruit d'origine extra-terrestre et l'émission des éléments constitutifs de l'atmosphère.

L'équation (8.6) se simplifie alors pour donner:

$$T_{bdwn} = eT_{surf} + \rho T_0 \tag{8.7}$$

En radiométrie avec antenne pointée vers le haut, la température physique  $T(r)$  peut, dans certains cas, être remplacée par une température de rayonnement moyenne  $T_{mr}$  qui, jusqu'à 40 GHz peut être considérée égale à la température ambiante. L'équation (8.5) se simplifie dès lors comme suit:

$$T_{bup} = T_{mr} \left( 1 - 10^{-A/10} \right) + T_0 e^{-A/4,34} \tag{8.8}$$

où:  $A$  = affaiblissement atmosphérique dans un seul sens de transmission (dB), et  $T_0$  = température cosmique de fond.

Les valeurs de la température de brillance de l'atmosphère pour un angle d'élévation quelconque,  $\theta$ , s'obtiennent simplement en multipliant par  $\text{cosec } \theta$  la température de brillance dans la direction du zénith, sous réserve de l'hypothèse d'une atmosphère à stratification horizontale.

Aux angles d'élévation supérieurs à  $70^\circ$ , l'erreur correspondante est inférieure à 1% [Waters, 1976].

Pour évaluer la température de l'antenne, il faut tenir compte du diagramme de rayonnement de cette dernière et, particulièrement, du rayonnement de la surface terrestre dans les lobes latéraux de l'antenne.

### 8.3 Emissivité de l'atmosphère

L'atmosphère est un système thermodynamique qui entoure la Terre jusqu'à une altitude d'une centaine de kilomètres. Toutefois, dans la plupart des problèmes de propagation hyperfréquences, seules interviennent les couches les plus basses, jusqu'à 20 kilomètres environ, qui contiennent la majeure partie de la masse atmosphérique.

D'un point de vue thermodynamique, l'atmosphère peut être assimilée à un moteur thermique dans lequel le Soleil fournit l'énergie d'entrée, tandis que l'échappement est réalisé par le refroidissement dans l'espace via le rayonnement infrarouge. Les échanges de chaleur latente, qui n'entraînent pas de variations de température, provoquent des transitions de phase, évaporation et condensation, qui fournissent respectivement un refroidissement et un réchauffement additionnels de l'air. D'autres sources et d'autres systèmes d'échappement interviennent, en termes de matière, du fait de l'évaporation de l'eau du sol et de la précipitation de l'eau atmosphérique.

En ce qui concerne le transfert radiatif, l'atmosphère peut être considérée comme un milieu constitué de composants gazeux, liquides et solides. Parmi les composants liquides et solides, les hydrométéores (pluie, neige, nuages) sont le facteur dominant en hyperfréquences, tandis que d'autres particules, comme la poussière, la fumée, le sable, sont en général, d'une importance mineure.

Les principaux composants gazeux de l'atmosphère sont l'azote, l'oxygène, l'argon, le dioxyde de carbone (en tout, 99,999% en volume de l'air sec) et la vapeur d'eau en quantité variable. Parmi ces gaz, seuls l'oxygène et la vapeur d'eau provoquent une absorption importante dans les hyperfréquences, tandis que les gaz qui ne possèdent pas de moment dipolaire électrique ou magnétique, n'absorbent pas les hyperfréquences [Gibbins, 1988]. Dans la gamme des ondes submillimétriques et infrarouges, les gaz dominants, qui provoquent une absorption, sont la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone.

On peut considérer que l'atmosphère est en équilibre thermodynamique local dans les 20 premiers kilomètres. En conséquence, son émissivité découle des propriétés d'absorption et de diffusion (voir les Chapitres 2 et 6).

La Figure 8.2 donne les valeurs de la température de brillance de l'atmosphère mesurée à partir d'un récepteur disposé au sol, à l'exclusion de la contribution du bruit cosmique de 2,7 K ou d'autres sources extra-terrestres, pour des fréquences comprises entre 1 et 340 GHz [Smith, 1982]. Les courbes sont calculées pour les gaz atmosphériques, de l'oxygène et de la vapeur d'eau pour sept angles d'élévation différents de  $\theta = 90^\circ$  (zénith) à  $\theta = 0^\circ$  (horizon). Cette figure est représentative d'une atmosphère moyenne (à savoir, une concentration en vapeur d'eau égale à  $7,5 \text{ g/m}^3$ ). Le profil de température est celui correspondant à l'atmosphère de référence US Standard Atmosphere de 1976 [NOAA *et al.*, 1976] (pour une température au sol de  $15^\circ\text{C}$ ). La Figure 8.3 offre une version agrandie de la Figure 8.2, applicable aux fréquences inférieures à 60 GHz.

Tous les calculs sont effectués sur la base du modèle d'atmosphère de référence de la Recommandation UIT-R P.369. La pression totale est celle indiquée pour l'atmosphère de référence (1 013 hPa) au niveau de la mer, à laquelle on ajoute la pression de vapeur d'eau. Cela donne une valeur de 1 023 hPa pour une concentration de vapeur d'eau de  $7,5 \text{ g/m}^3$ .

On suppose qu'il existe une décroissance exponentielle avec l'altitude de la teneur en vapeur d'eau avec une hauteur d'échelle égale à 2 km jusqu'au niveau de la tropopause, au-dessus de laquelle on utilise le profil pour la vapeur d'eau indiqué par [Harries, 1976]. La diminution de la pression de l'atmosphère sèche est également soumise à une loi exponentielle, tandis que l'abaissement de la

température (6,5°C par km) se fait de façon linéaire jusqu'à une hauteur d'environ 12 km. En partant de ces hypothèses, il est possible d'évaluer la température de bruit zénithale au moyen des données concernant l'humidité, la température et la pression à la surface. Ces données concordent raisonnablement avec les données expérimentales limitées dont on dispose à l'heure actuelle [Clark *et al.*, 1984; Gibbins *et al.*, 1975].

Dans certains cas, les hypothèses susmentionnées ne sont pas valables, en particulier dans les régions où existent des humidités relatives très élevées et elles ne sont donc pas recommandées pour les régions équatoriales. En particulier, l'évaluation de la température de brillance zénithale n'est pas exacte si des inversions atmosphériques de la température et de l'humidité se produisent.

Une étude du transfert radiatif, y compris les effets des nuages, a été effectuée aux Etats-Unis d'Amérique [Slobin, 1982]. Les températures de brillance au zénith ont été calculées à partir des données météorologiques pour une année représentative sélectionnée à partir d'une base de données de 15 ans pour 15 emplacements différents. Les résultats mesurés pour deux emplacements situés aux Etats-Unis d'Amérique, à Yuma dans l'Arizona (hauteur totale de pluie par an de 5,5 cm) et à New York (hauteur totale de pluie par an de 98,5 cm), sont donnés dans les Figures 8.4a et 8.4b pour cinq fréquences différentes. On peut voir, d'après les courbes, que la température du bruit au zénith pour 90 GHz peut être inférieure à celle pour 44 GHz. C'est le cas pour les températures de brillance zénithales très basses, ce qui signifie que la teneur en vapeur d'eau est très faible (inférieure à environ 3 g/m<sup>3</sup>).

FIGURE 8.2

**Température de brillance (temps clair) pour une teneur en vapeur d'eau de 7,5 g/m<sup>3</sup>  
(température et pression au sol 15°C et 1 023 mb);  
 $\theta$  est l'angle d'élévation [Smith, 1982]**

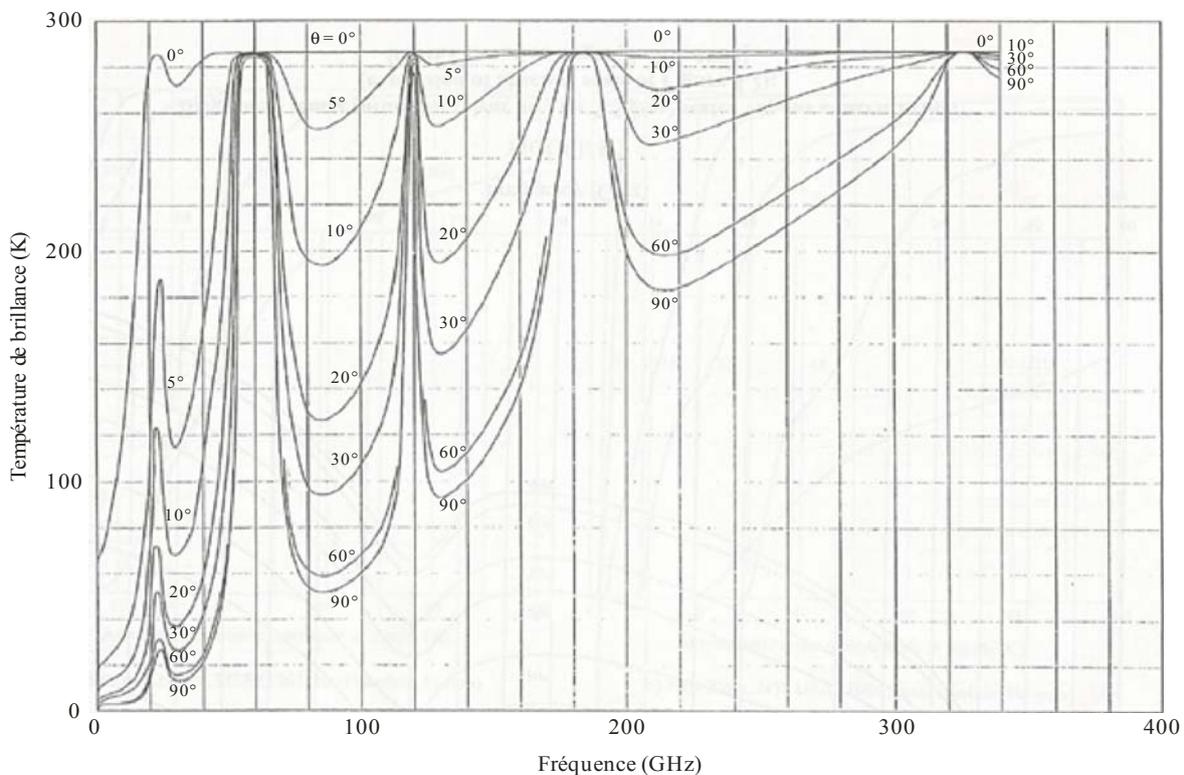
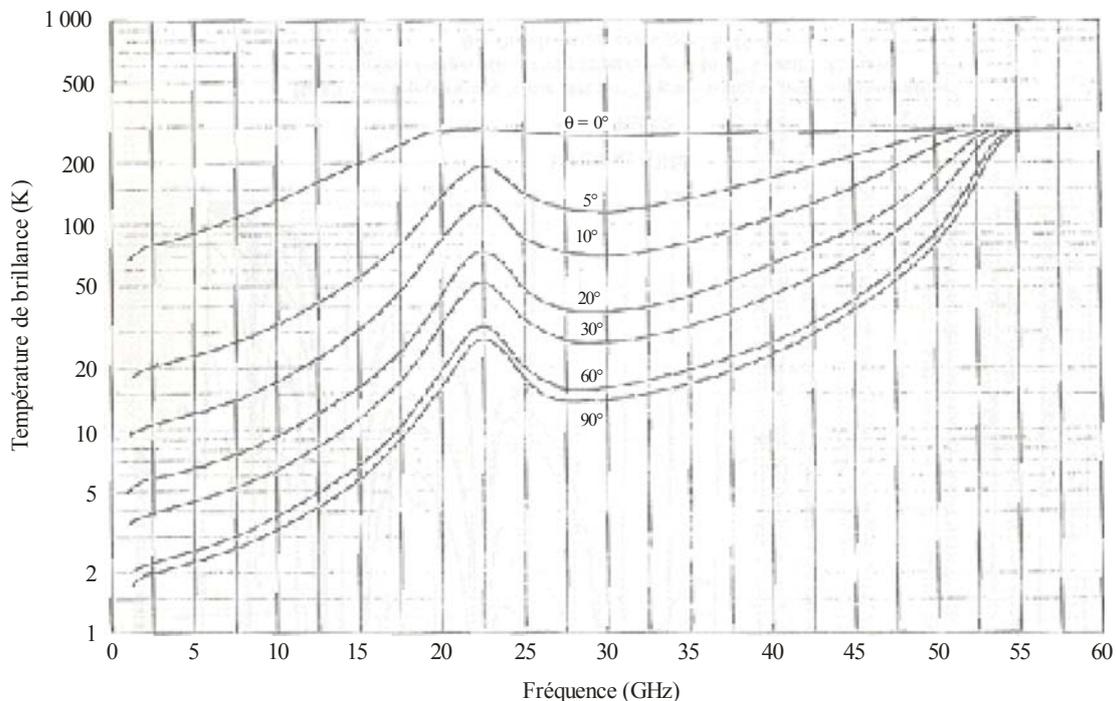


FIGURE 8.3

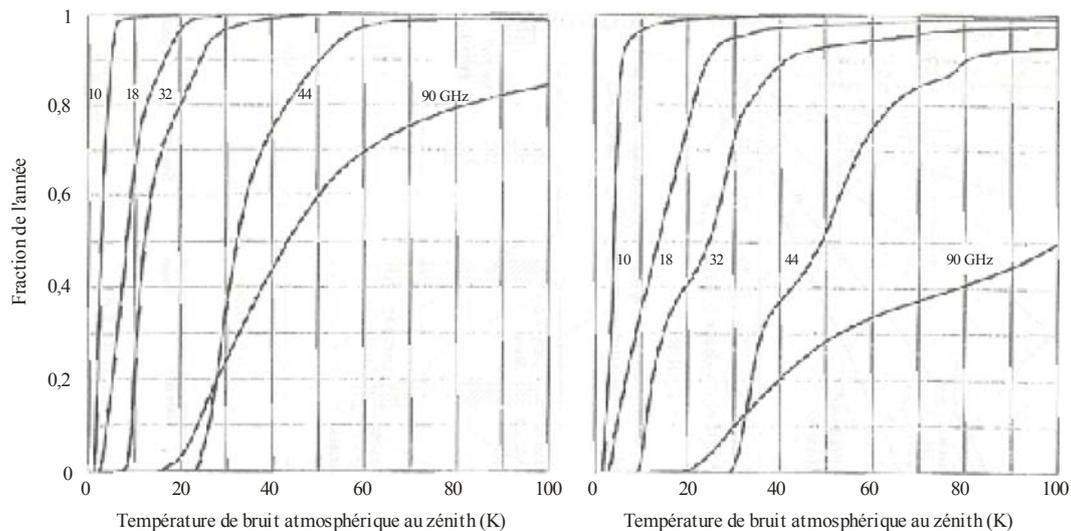
Température de brillance (temps clair) pour une teneur en vapeur d'eau de 7,5 g/m<sup>3</sup>  
 (élargissement de l'échelle des abscisses de la Figure 8.2);  
 $\theta$  est l'angle d'élévation [Smith, 1982]



Rad. & Meteor. 08-03

FIGURE 8.4

Fraction du temps pendant lequel la température de bruit du ciel au zénith (brillance) est égale ou inférieure à l'abscisse, pendant une année représentative [Slobin, 1982]



A) Yuma, Arizona, Etats-Unis (1961; hauteur de pluie totale: 55 mm) B) New York, NY, Etats-Unis (1959; hauteur de pluie totale: 985 mm)

Rad. & Meteor. 08-03

#### 8.4 Emissivité du sol

La Figure 8.5 illustre les propriétés fondamentales d'une surface terrestre régulière. Elle donne les valeurs de l'émissivité (échelle de gauche) et du coefficient de réflexion de puissance (échelle de droite) de l'eau de mer, du sol humide et du sol sec pour des surfaces planes, à 10 GHz, respectivement en polarisation verticale et en polarisation horizontale [Ulaby *et al.*, 1981].

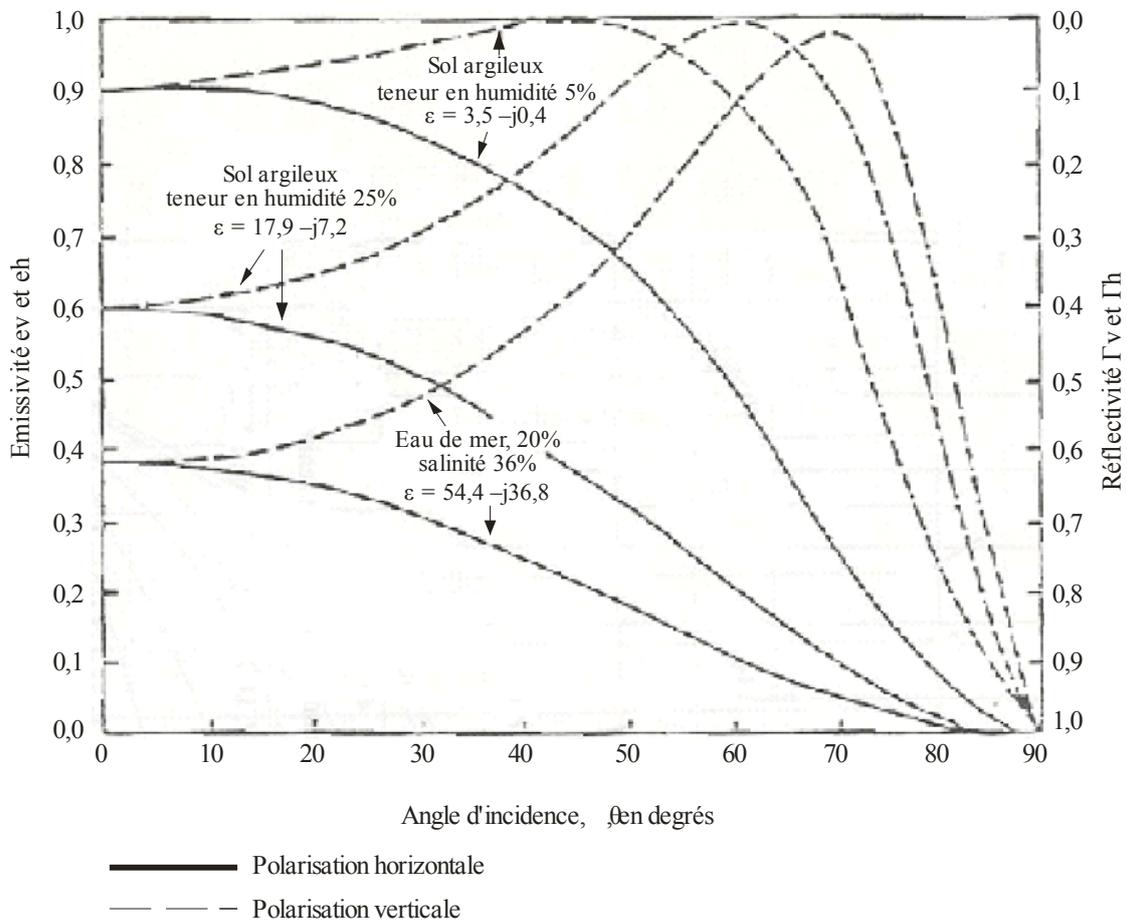
L'émissivité de l'eau de mer est relativement faible ( $< 0,4$ ) pour une incidence normale, en raison de la valeur relativement élevée des parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique. Quand l'angle d'incidence  $\theta$  augmente, l'émissivité augmente aussi en polarisation verticale, mais diminue en polarisation horizontale; la différence est maximale entre les deux polarisations quand on s'approche de l'angle de Brewster.

Les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique du sol sont plus petites que celles de l'eau de mer. Il en résulte une augmentation de l'émissivité dans la direction du zénith et une diminution de la différence entre les deux polarisations pour  $\theta > 0$ . Bien entendu, ces effets sont plus marqués lorsque le sol est sec.

Les courbes de la Figure 8.5 ont été obtenues dans l'hypothèse de la surface plane. Dans la réalité, l'irrégularité des surfaces et la présence de petits éléments isolés (éléments diffusants), par exemple la végétation (feuilles et tiges) ou des cristaux de neige, ont tendance à modifier le comportement des surfaces. Il en résulte en général une augmentation de l'émissivité dans la direction du zénith et une diminution de la différence entre les deux polarisations.

FIGURE 8.5

Valeurs calculées de la réflectivité et de l'émissivité en fonction de l'angle d'incidence à 10 GHz  
Calcul basé sur un modèle à surface plane (Ulaby *et al.*, 1981)

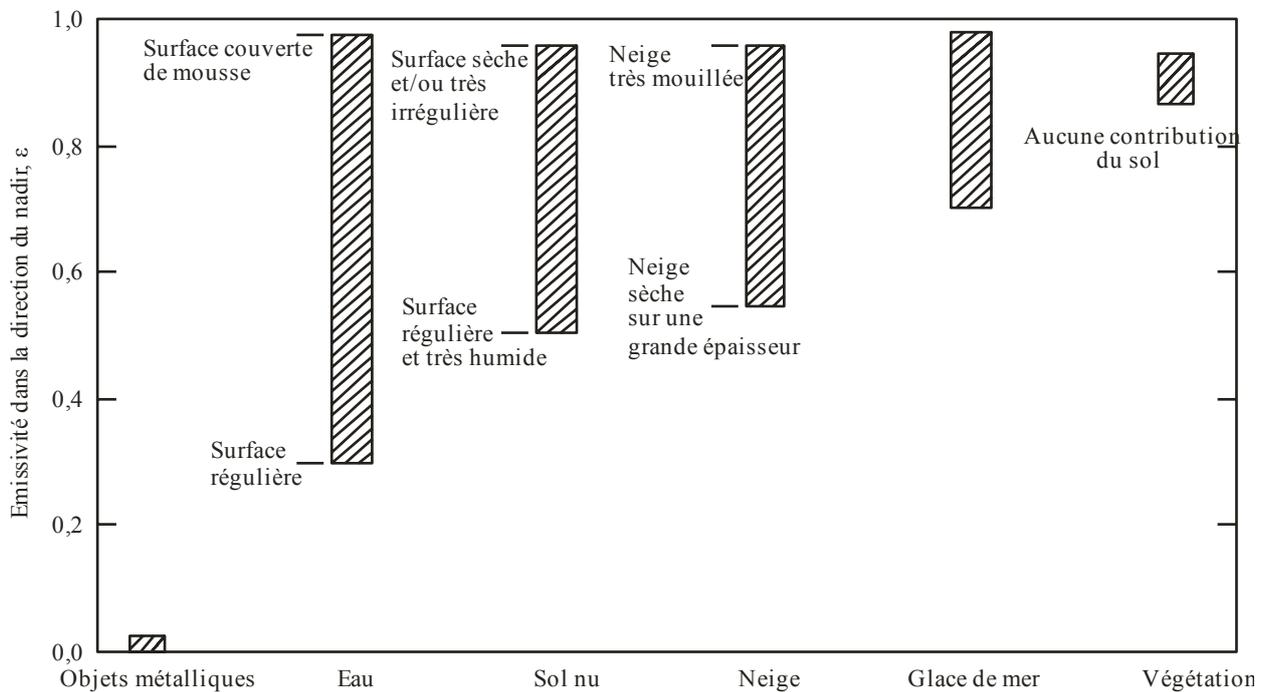


Surveillance 08/05

La Figure 8.6 donne des valeurs expérimentales de l'émissivité dans la direction du zénith, mesurées au-dessus de quelques surfaces naturelles entre 1 et 35 GHz [Ulaby *et al.*, 1982]. D'une manière générale, les faibles valeurs de l'émissivité sont associées à des surfaces régulières et à la présence d'eau; quant aux valeurs élevées, elles correspondent à une faible humidité, à des surfaces très irrégulières et à la présence d'éléments diffusants isolés (comme dans la neige et dans la végétation).

FIGURE 8.6

**Gamme de valeurs pouvant être couverte par l'émissivité en hyperfréquences dans la direction du nadir pour plusieurs catégories de cibles (Ulaby *et al.*, 1982)**



Radio-Meteo. 08-06

Dans le cas de l'eau de mer, les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique sont relativement élevées entre 1 et 40 GHz, du fait de la polarisabilité, des pertes dans le diélectrique et de la conduction liée à la salinité. De ce fait, l'émissivité et, par voie de conséquence, la température de brillance sont faibles pour les surfaces planes. Toutefois, aux fréquences élevées, le vent et la mousse sont susceptibles d'entraîner des augmentations notables de l'émissivité [Nordberg *et al.*, 1971].

L'émissivité d'un sol nu dépend essentiellement de deux paramètres: le degré d'irrégularité et la teneur en humidité. Pour  $\theta < \approx 40^\circ$  et pour les fréquences supérieures à 10 GHz, l'émissivité des sols irréguliers et secs est relativement élevée (en général 0,9-0,95). Elle diminue lorsque le sol est régulier et/ou humide, ou pour les fréquences basses. On peut atteindre de petites valeurs de l'émissivité (0,5-0,6) dans le cas des sols réguliers et humides, aux fréquences basses (1-5 GHz) [Ulaby *et al.*, 1986].

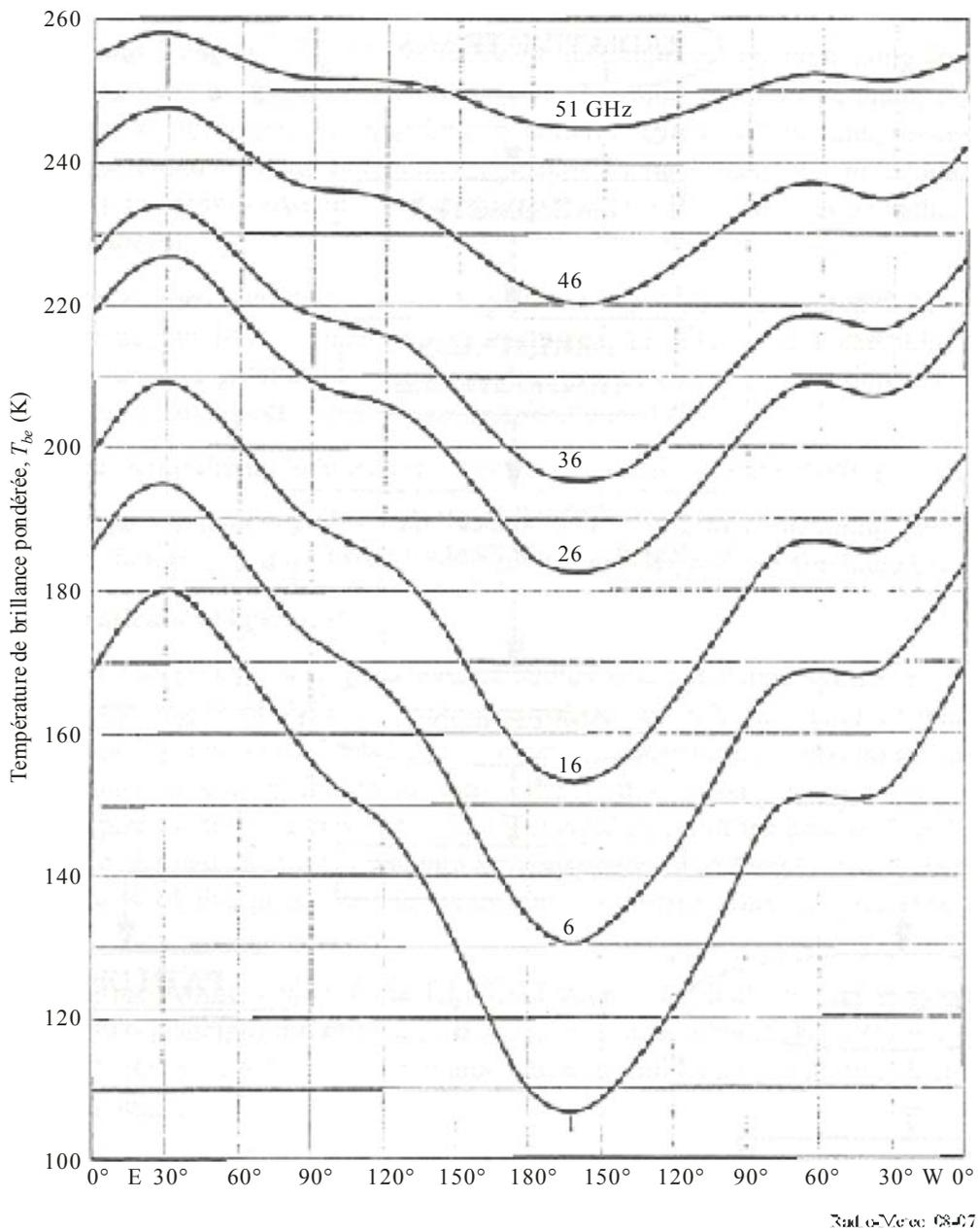
Considérons maintenant l'influence de la végétation. Aux fréquences supérieures à 10 GHz environ, le rayonnement émis par la végétation prédomine par rapport à celui du sol sous-jacent, même s'il s'agit d'une végétation courte. Pour les forêts ou les espèces agricoles dont les feuilles et les tiges sont relativement grandes (maïs, tournesol), la contribution de la végétation est importante également sur des fréquences pouvant s'abaisser jusqu'à 1,4 GHz. En règle générale, les surfaces couvertes de végétation présentent une émissivité en hyperfréquences qui est supérieure à 0,85, avec peu de différence entre la polarisation verticale et la polarisation horizontale [Ferrazzoli *et al.*, 1992].

La neige a généralement une influence importante sur l'émission aux fréquences élevées (le plus souvent au-dessus de 10 GHz environ). L'émissivité dépend de la quantité totale de neige (exprimée en centimètres de quantité d'eau équivalente) et de la teneur en eau de la neige. Si d'épaisses couches de neige sèche sont présentes, l'émissivité peut s'abaisser à 0,8 pour la fréquence 10 GHz et à 0,6 pour 37 GHz. D'un autre côté, on obtient des valeurs élevées de l'émissivité avec de la neige mouillée [Ulaby *et al.*, 1982].

Pour un satellite géostationnaire, on peut obtenir la température de bruit de l'antenne en calculant la température de brillance dans chaque direction à l'aide de l'expression (8.6), pour les conditions connues dans l'atmosphère et à la surface, après quoi on intègre les valeurs ainsi obtenues sur le diagramme de l'antenne (lobe principal). Ce calcul a été fait pour un satellite rayonnant un faisceau à couverture hémisphérique à répartition gaussienne, dans l'hypothèse de conditions moyennes dans l'atmosphère et à la surface, pour des fréquences comprises entre 1 et 50 GHz [Njoku et Smith, 1985]. Les résultats sont représentés dans la Figure 8.7.

FIGURE 8.7

Température de brillance pondérée de la Terre en fonction de la longitude, vue d'un satellite géostationnaire, à des fréquences comprises entre 1 et 51 GHz



### 8.5 Estimation radiométrique de l'affaiblissement et longueur du trajet

#### 8.5.1 Considérations générales

Le comportement d'un trajet radioélectrique traversant l'atmosphère est caractérisé principalement par deux grandeurs: l'affaiblissement sur le trajet et le temps de propagation sur le trajet. Ces deux grandeurs peuvent s'exprimer en fonction du coïndice de réfraction complexe (voir la Recommandation UIT-R P.453):

$$N = N_0 + N'(f) + j N''(f) \tag{8.9}$$

L'affaiblissement dépend de la partie imaginaire  $N''(f)$ , tandis que le temps de propagation est lié aux deux termes réels.

Les trois termes du coïndice complexe sont des fonctions de l'état physique de l'air, c'est-à-dire de la température, de la pression et de la concentration en vapeur d'eau. Une fois connus ces trois paramètres physiques, il est possible de déterminer le coïndice, puis l'affaiblissement et le temps de propagation sur le trajet, en fonction desdits paramètres.

L'équation du transfert radiatif établit une relation entre la température de brillance,  $T_b$ , mesurée par radiométrie, et les profils verticaux de la température et de l'absorption atmosphériques, cette dernière caractéristique dépendant de la répartition des composants absorbants. On peut donc utiliser l'équation (8.5), version simplifiée de l'équation du transfert radiatif, pour faire des estimations de l'affaiblissement sur le trajet et de la longueur excédentaire du trajet, par le recours à des algorithmes d'inversion.

Il faut toutefois tenir compte du point suivant: les équations (8.4) et (8.5) étant des équations intégrales, la méthode par inversion ne donne pas, en général, une solution.

### 8.5.2 Evaluation de l'affaiblissement à partir de mesures radiométriques

L'application type de la température de brillance mesurée par radiométrie est le calcul de l'affaiblissement sur le trajet à la fréquence du radiomètre. Si on introduit la température de rayonnement équivalente ou moyenne,  $T_{mr}$ , définie par:

$$T_{mr} = \frac{\int k_a(r) T(r) e^{-\tau(0,r)} dr}{\int k_a(r) e^{-\tau(0,r)} dr} \quad \text{K} \quad (8.10)$$

Il est possible de mettre l'équation (8.5) sous une forme simplifiée:

$$T_b = T_0 (1-t) + T_{mr} t \quad \text{K} \quad (8.11)$$

où  $t$  désigne la transmissivité du milieu ( $t = e^{-\tau}$ ).

En résolvant cette équation par rapport à  $t$ , on obtient pour l'affaiblissement, en décibels, l'expression:

$$A = 10 \log_{10} \left( \frac{T_{mr} - T_0}{T_b - T_0} \right) \quad \text{dB} \quad (8.12)$$

On a ainsi l'équation couramment utilisée pour convertir la température de brillance  $T_b$ , mesurée par radiométrie, en affaiblissement le long du trajet  $A$ . Toutefois, l'équation (8.12) doit être appliquée exclusivement pour les petites valeurs de l'affaiblissement. En effet, à mesure que l'affaiblissement augmente, le radiomètre mesure des valeurs de la température de brillance  $T_b$  de plus en plus proches de la température de rayonnement équivalente de l'atmosphère,  $T_{mr}$ . Cela se traduit par une diminution très importante de la précision de l'affaiblissement calculé.

La température  $T_{mr}$  contient l'information relative à la variation des propriétés physiques de l'atmosphère dans la direction verticale; elle dépend de la fréquence ainsi que des caractéristiques physiques et climatologiques locales. L'emploi de cette constante unique, en lieu et place d'un profil météorologique variable, n'influe pas sensiblement sur la précision de l'algorithme d'inversion jusqu'à 50 GHz, et pour des températures de brillance du ciel inférieures à quelque 100 K (c'est-à-dire en l'absence de pluie). En fait, une erreur de 10 K sur la valeur de  $T_{mr}$  entraîne une erreur d'environ 5% sur  $A$ , à 30 GHz – erreur négligeable dans une première approximation.

$T_{mr}$  (valeur type voisine de 270 K) est généralement estimée à partir de la température à la surface du sol ou, au moyen de sondages atmosphériques, par rapport aux moyennes climatologiques mensuelles. Comme première estimation de  $T_{mr}$  à partir de la température en surface,  $T_s$ , on peut

postuler une relation linéaire, en multipliant  $T_s$  par 0,95 dans la bande des 20 GHz et par 0,94 dans la fenêtre des 30 GHz.

Le calcul direct de l'affaiblissement sur le trajet à la fréquence de fonctionnement du radiomètre, à l'aide de l'équation (8.12), représente l'inversion la plus simple de l'équation du transfert radiatif (8.5), dans le cas d'une faible absorption atmosphérique et en l'absence de diffusion. Le profil de température est remplacé par une valeur constante unique et les caractéristiques de l'absorption le long du trajet sont intégrées pour donner l'absorption résultante totale.

Cette méthode a été couramment utilisée dans le passé comme principale application radiométrique en propagation radioélectrique, pour obtenir des statistiques d'affaiblissement lorsqu'on ne disposait pas d'une balise sur satellite. Comme les fréquences étaient relativement basses (11/14 GHz), la condition d'un petit affaiblissement était généralement satisfaite, même par temps de pluie.

### 8.5.3 Estimation du temps de propagation sur le trajet

Pour un signal radioélectrique se propageant dans l'atmosphère, la longueur de trajet électrique est supérieure à la longueur du trajet physique; la différence, appelée "longueur excédentaire de trajet électrique,  $R$ " est proportionnelle à l'intégrale du profil du coïndice  $N$  prise le long du trajet. La longueur excédentaire est souvent exprimée par la valeur correspondante du "temps de propagation sur le trajet". La valeur exacte de  $R$  a une importance déterminante pour plusieurs applications, par exemple: radioastronomie (interférométrie à très longue ligne de base, VLBI), poursuite de missiles, navigation des engins spatiaux et systèmes de détermination de positions par satellite (GPS) [Solheim, 1993].

Le temps de propagation sur le trajet est déterminé par des influences ionosphériques et troposphériques. Seuls les effets troposphériques sont examinés ici. Les influences ionosphériques sont étudiées dans la Recommandation UIT-R P.531.

La contribution des hydrométéores au temps de propagation sur le trajet est à peu près 100 fois plus petite que celle des gaz. On peut donc la négliger, et le coïndice de réfraction, sans dispersion, peut s'exprimer empiriquement comme la somme de deux composantes: celle de l'air sec et celle de la vapeur d'eau (voir la Recommandation UIT-R P.453).

Cela étant, la valeur totale résultante de la longueur excédentaire peut s'écrire comme la somme d'une composante "sèche" et d'une composante "humide":

$$R_{tot} = R_{sec} + R_{humide} = 0,00228 P + \frac{1\ 790\ V}{T_s} \quad \text{cm} \quad (8.13)$$

où  $P$  désigne la pression totale (hPa),  $T_s$  la température à la surface (K), et  $V$  ( $\text{kg/m}^2$ ) la concentration totale en vapeur d'eau le long du trajet.

La valeur de  $R_{tot}$  est comprise entre 220 et 270 cm au niveau de la mer, dans la direction du zénith. La contribution de loin la plus importante est celle de l'atmosphère sèche; elle est aussi modélisée avec précision, et directement proportionnelle à la pression atmosphérique. Autrement dit,  $R_{sec}$ , qui est de l'ordre de 240 cm, n'est pas la principale source d'erreur, à condition que la pression barométrique soit mesurée avec précision.

La composante "humide",  $R_{humide}$ , due à la polarité des molécules d'eau, est comprise entre 5 et 60 cm. C'est une composante extrêmement variable du temps de propagation troposphérique; elle constitue par conséquent la principale source d'erreur pour les systèmes de géodésie et de radiopérage de haute précision, et doit donc être mesurée avec une grande exactitude.

Les techniques les plus couramment utilisées sont fondées sur des mesures, par radiosonde, des profils de la température et de la vapeur d'eau. Toutefois, ces techniques ne rendent pas compte des

variations temporelles et elles ont tendance à échouer lorsque la valeur mesurée de  $V$  est appliquée à des trajets ayant un petit angle d'élévation, auquel cas l'hypothèse de la stratification horizontale n'est plus valable.

Les mesures radiométriques sont extrêmement utiles lorsqu'il s'agit de faire des estimations de la concentration en vapeur d'eau, donc des estimations de  $R_{humide}$ , le long du trajet réel considéré. L'émission radiométrique de la vapeur d'eau est proportionnelle à la température locale, alors que le coïndice de réfraction dû à cette même vapeur d'eau est inversement proportionnel à la température; malgré cela, les déterminations radiométriques de la vapeur d'eau se sont révélées extrêmement précises. Cela s'explique sans doute par le fait que la vapeur d'eau est concentrée dans les couches les plus basses de l'atmosphère, à des températures assez constantes.

L'estimation radiométrique de la longueur excédentaire du trajet peut se faire avec une précision de quelques millimètres dans la direction du zénith, et d'environ 2 cm pour les très petits angles d'élévation.

## 8.6 Télédétection passive de la composition de l'atmosphère

### 8.6.1 Considérations générales

Dans un certain nombre de cas, on a besoin de connaître l'affaiblissement de trajet sur des fréquences différentes des fréquences de fonctionnement des radiomètres, et souvent dans des bandes où les effets des composants mineurs de l'atmosphère ont une influence sur la propagation. Comme applications typiques, on peut citer la définition du niveau correspondant au "ciel clair" et l'élimination des fluctuations périodiques dues au système lui-même.

Dans des cas de ce genre, il faut appliquer une certaine forme de similitude en fréquence. Il est nécessaire alors d'effectuer une série de mesures sur plusieurs fréquences, pour obtenir une inversion plus précise de l'équation (8.5), afin de pouvoir déterminer la densité des composants de l'atmosphère en fonction de l'altitude. Connaissant cette densité, on peut en déduire l'affaiblissement sur d'autres fréquences.

La variation de la température de brillance en fonction des paramètres atmosphériques n'obéit pas à une loi linéaire. La répartition verticale, en termes de température de brillance, peut être décrite par des fonctions de pondération qui expriment la contribution à l'incrément de brillance dû aux divers composants atmosphériques à une altitude quelconque. Les profils des fonctions de pondération sont calculés pour la température, la vapeur d'eau et l'eau liquide à plusieurs fréquences; malgré cela, la détermination des répartitions verticales complètes de l'eau atmosphérique par des mesures radiométriques n'est pas une opération simple, et elle n'est d'ailleurs pas absolument nécessaire pour les applications de la propagation des ondes radioélectriques.

On obtient une simplification satisfaisante en considérant que les concentrations intégrées de vapeur et de liquide le long du trajet sont proportionnelles à l'affaiblissement tel que déterminé par radiométrie. En choisissant judicieusement les fréquences radiométriques qui satisfont le mieux à cette condition, on peut alors déterminer les concentrations totales en eau dans l'atmosphère. On en déduira l'estimation de l'affaiblissement résultant à une fréquence quelconque, au moyen de modèles de l'absorption et d'estimations de la longueur excédentaire du trajet.

### 8.6.2 Teneur en eau de l'atmosphère

Dans une atmosphère sans pluie et sans diffusion, il est possible en général d'exprimer le coefficient d'absorption total,  $k_a$ , comme la somme des absorptions partielles dues à l'oxygène, à la vapeur d'eau et à l'eau liquide:

$$k_a = k_{o_2} + k_v + k_L \quad \text{dB/km} \quad (8.14)$$

Dans des conditions moyennes d'humidité, les coefficients d'absorption sont proportionnels, en première approximation, à la densité de l'oxygène, de la vapeur d'eau et de l'eau liquide, respectivement.

Cela étant, l'affaiblissement total peut s'écrire:

$$A = A_o + A_v + A_L = A_o + a_v V + a_L L \quad \text{dB} \quad (8.15)$$

où  $V$  et  $L$ , exprimés en  $\text{kg/m}^2$  ou  $\text{mm}$ , sont les concentrations intégrées, ou totales, de vapeur d'eau et d'eau liquide, respectivement, le long du trajet;  $a_v$  et  $a_L$  ( $\text{dB/mm}$ ) sont les coefficients d'absorption massique correspondants.

L'équation (8.15) permet de calculer l'affaiblissement dans l'atmosphère sur une fréquence donnée en l'absence de pluie, connaissant les valeurs de  $V$  et  $L$  intégrées en altitude. On obtient les valeurs de  $A_o$ ,  $a_v$  et  $a_L$  par des sondages radioélectriques, en appliquant des modèles théoriques pour calculer l'absorption due respectivement à l'oxygène, à la vapeur et à l'eau liquide [Liebe, 1989; Liebe *et al.*, 1993].

La mesure directe de la concentration totale en eau par sondages atmosphériques n'est pas le seul procédé radiométrique pour déterminer  $V$  et  $L$ : on peut aussi obtenir le résultat en appliquant l'équation (8.15) sur deux fréquences appropriées, ce qui permet de faire l'estimation en temps réel de l'affaiblissement sur la fréquence requise, cela directement sur le trajet observé [Solimini, 1988].

Il convient de noter que les concentrations intégrées sont des descripteurs approximatifs des répartitions verticales de l'eau. En fait, des profils différents peuvent correspondre à des valeurs identiques de  $V$  et  $L$ . Néanmoins, ces paramètres peuvent donner des estimations satisfaisantes des caractéristiques de l'atmosphère, en ce qui concerne l'absorption totale sur le trajet.

### 8.6.3 Détermination radiométrique de la teneur en eau de l'atmosphère

Pour un radiomètre à deux canaux fonctionnant sur deux fréquences,  $f_1$  et  $f_2$ , l'équation (8.15) peut s'écrire:

$$A_1 = A_{o1} + a_{v1}V + a_{L1}L \quad \text{dB} \quad (8.16a)$$

$$A_2 = A_{o2} + a_{v2}V + a_{L2}L \quad \text{dB} \quad (8.16b)$$

où  $A_1$  et  $A_2$  sont les affaiblissements déduits des températures de brillance radiométriques par application de l'équation (8.12).

L'inversion des équations (8.16a) et (8.16b) permet de faire des estimations de  $V$  et  $L$ , à partir de mesures radiométriques de l'affaiblissement de trajet sur deux fréquences. Celles-ci sont choisies de telle sorte que le rayonnement émis soit particulièrement sensible à la vapeur d'eau sur une des fréquences, et à l'eau liquide des nuages sur l'autre fréquence.

La détermination de la concentration totale en vapeur d'eau,  $V$ , dépend du profil de variation en hauteur de la densité de cette vapeur d'eau. Si ce profil est approximativement exponentiel, on peut choisir une fréquence dans l'un des deux flancs latéraux de la crête d'absorption à 22,235 GHz, de telle manière que l'effet d'étalement des pressions compense l'effet du profil. Dans ce cas, la

détermination de  $V$  est indépendante de la hauteur d'échelle du profil. Pour cette raison, on choisit souvent la fréquence 20,6 GHz ou 23,8 GHz comme fréquence inférieure, pour obtenir une grande sensibilité à la vapeur d'eau. La fréquence supérieure, plus sensible à l'eau liquide, est souvent prise égale à 31,5 GHz, car cette fréquence se trouve dans une bande (de radioastronomie) protégée [Westwater *et al.*, 1990]. En général, la précision de la détermination est d'autant meilleure que la différence est plus grande (différence d'absorption des deux composants sur les deux fréquences).

Il est possible d'inverser les équations (8.16a) et (8.16b) pour obtenir les expressions de  $V$  et  $L$ , soit:

$$V = c_{0v} + c_{1v}A_1 + c_{2v}A_2 \quad (8.17a)$$

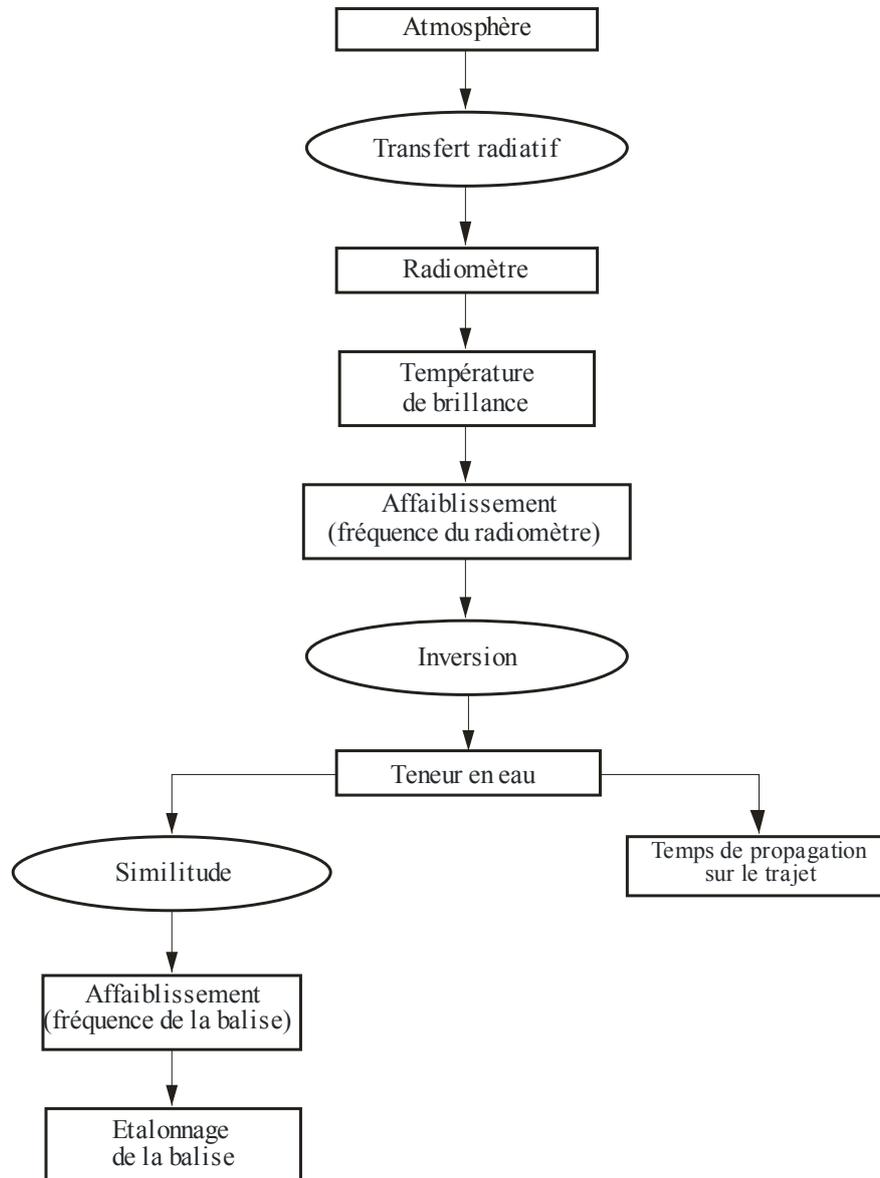
$$L = c_{0L} + c_{1L}A_1 + c_{2L}A_2 \quad (8.17b)$$

où les  $c_{ij}$  sont les coefficients d'inversion, qui contiennent les propriétés physiques de l'atmosphère pour les hyperfréquences, sur la base des coefficients d'absorption massique  $a_{ij}$  des équations (8.16a) et (8.16b). On étalonne les coefficients d'inversion  $c_{ij}$  par référence à des données de radiosonde, sur une base statistique, par utilisation de modèles théoriques.

La Figure 8.8 illustre schématiquement la procédure pour la détermination radiométrique de la teneur en eau de l'atmosphère et pour la détermination des caractéristiques de trajet correspondantes.

FIGURE 8.8

Procédure pour la détermination radiométrique de l'affaiblissement sur le trajet



Radi-Météo 08-07

### 8.6.4 Coefficients de détermination et de similitude

Les coefficients de détermination et de similitude,  $c_{ij}$  et  $a_{ij}$ , sont les paramètres de base qui permettent, respectivement, d'établir la teneur en eau de l'atmosphère à partir de mesures radiométriques et d'évaluer l'affaiblissement sur d'autres fréquences.

Ces deux coefficients dépendent de la température et de la fréquence, et aussi, à un degré moindre, de  $V$  et  $L$ : il y a interdépendances croisées entre  $a_V$  et  $L$  et entre  $a_L$  et  $V$ .

Pour l'ensemble de la procédure, on a besoin de connaître à la fois les  $c_{ij}$  et les  $a_{ij}$ , les premiers aux fréquences radiométriques et les seconds à la fréquence de similitude. Comme ces coefficients sont interdépendants, on se borne à utiliser les  $a_{ij}$  dans la plupart des cas, une autre raison étant la cohérence physique de ces paramètres. Le calcul des coefficients d'absorption massique,  $a_{ij}$ , et aussi

le calcul des coefficients de détermination,  $c_{ij}$ , peuvent se faire par une méthode physique et par l'utilisation d'algorithmes de régression.

L'application de la méthode physique repose exclusivement sur des données de radiosonde, à partir desquelles l'affaiblissement total de l'équation (8.15) est calculé par le moyen de modèles théoriques. La concentration totale en vapeur d'eau,  $V$ , s'obtient à partir du profil de densité de la vapeur d'eau, mesuré directement par la radiosonde.

Les difficultés apparaissent lorsqu'il s'agit de faire l'estimation de la teneur totale en eau liquide,  $L$ , puisque la radiosonde ne détecte pas directement l'eau liquide. La présence et la densité du liquide doivent donc être détectées par l'intermédiaire d'autres grandeurs, généralement la densité locale en vapeur d'eau,  $\rho_v(z)$ . On a élaboré des modèles très évolués pour cette opération, mais l'occurrence et la quantité totale de liquide demeurent des sources d'erreurs importantes.

Toutefois, cette incertitude existe aussi dans l'analyse statistique de la régression linéaire, à laquelle on a le plus souvent recours pour déterminer directement les coefficients  $c_{ij}$  à partir des mesures radiométriques, par application des équations (8.17a) et (8.17b). En fait, dans cette méthode on compare les affaiblissements mesurés par radiomètre avec les valeurs de  $V$  et  $L$  fournies par des radiosondes, dans une base de données ayant une grande importance statistique.

On notera ce qui suit: les valeurs de  $A_o$  pour l'oxygène représentent simplement un affaiblissement total dans la direction du zénith, il faut donc leur appliquer une correction pour tenir compte de l'angle d'élévation réel. Cette correction peut se faire par application de la loi en cosécante.

Le coefficient d'absorption massique de la vapeur d'eau,  $a_v$ , a une variabilité spatio-temporelle très limitée, ce qui permet d'utiliser une valeur unique pour des régions étendues. La variabilité est plus prononcée dans le cas du coefficient  $a_L$ , qui présente des fluctuations d'un emplacement à un autre et de l'été à l'hiver; cela donne des différences de quelques dixièmes de décibel pour l'affaiblissement total par l'eau liquide. Ce comportement peut s'expliquer, d'une part, par l'influence de la température, d'autre part, par les limitations inhérentes des critères adoptés pour déterminer la présence de l'eau et la quantité d'eau.

Les erreurs affectant les coefficients  $a_{ij}$  ont peu d'influence sur la valeur de l'affaiblissement déterminé par les techniques de similitude. Des variations de  $a_v$ , égales à 0,01 dB/mm entraînent une erreur inférieure à 0,1 dB sur  $A$  dans l'atmosphère claire, et inférieure à 0,4 dB en présence d'humidité ( $V = 40$  mm). Pour le coefficient "liquide"  $a_L$ , une erreur de 0,1 dB/mm provoque des variations de 0,1 dB dans les conditions de "ciel humide" ( $L = 1$  mm).

Plusieurs facteurs contribuent à l'erreur dans la détermination radiométrique de l'affaiblissement dans l'atmosphère. En particulier, pour déterminer  $V$  et  $L$ , il faut faire une mesure physique du rayonnement et l'estimation de plusieurs paramètres qui contribuent chacun à l'erreur totale [Westwater, 1978].

Tout d'abord, en ce qui concerne l'équation (8.12), la température de rayonnement moyenne,  $T_{mr}$ , ne peut être déterminée avec précision que si l'on connaît la répartition verticale complète de la température. Toutefois, si on utilise des données climatologiques, on trouve que l'écart type de  $T_{mr}$  se limite à quelques degrés Kelvin au-dessous de 40 GHz.

Dans l'équation (8.15) et dans la procédure de détermination subséquente, on considère que l'affaiblissement par l'oxygène,  $A_o$ , est constant, alors que cet affaiblissement varie d'environ 5% pour un emplacement et une saison donnés, en raison des variations de température et de pression.

Par ailleurs, les valeurs de la teneur totale en vapeur d'eau,  $V$ , sont conditionnées par les mesures radiométriques de la température de brillance, donc aussi par tous les facteurs dont dépend l'étalonnage absolu de l'appareil.

Les coefficients de l'affaiblissement par la vapeur d'eau sont eux aussi entachés d'erreurs. Celles-ci ont pour origine les incertitudes sur les constantes moléculaires et les variations des profils verticaux de l'absorption, qu'il est impossible de prévoir par voie climatologique.

L'eau liquide des nuages pose un problème plus difficile, parce que le coefficient d'absorption de cette eau dépend beaucoup de la température (voir le Chapitre 7). Faute de données acquises indépendamment sur les caractéristiques des nuages (température à la base des nuages, altitude de la base et épaisseur), l'incertitude sur la température moyenne dans les nuages peut facilement atteindre une valeur de l'ordre de 5°C.

En conclusion, lorsque la quantité d'eau est importante – par exemple, hauteur totale supérieure à 5 mm –, l'erreur augmente considérablement et est susceptible d'influencer également la détermination de la vapeur d'eau.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BARBALISCIA, F. [1994] Reference Book on Radiometry and Meteorological Measurements, 2nd. OPEX Workshop, ESA WPP-03 Vol.3, Noordwijk, 8-10 Nov. 1994.
- CLARK, W.W., MILLER, J.E. and RICHARDSON, P.H. [1984] Sky brightness temperature measurements at 135 and 215 GHz. *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP 32, 929-933.
- FERRAZZOLI, P., PALOSCIA, S., PAMPALONI, P., SCHIAVON, G. and SOLIMINI, D. [1992] Sensitivity of Microwave Measurements to Vegetation Biomass and Soil Moisture Content: A Case Study. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. GE-30, No. 4, pp. 750-756.
- GIBBINS, C.J., WRENCH, C.L. and CROOM, D.L. [1975] Clear sky atmospheric emission measurements at frequencies of 22, 95, 110, 123 and 150 GHz. *Int. J. of Infrared and Mm-Waves*, Vol. 5, 1443-1472.
- GIBBINS, C.J. [1988] The effects of the atmosphere on radio wave propagation in the 50-70 GHz frequency band. *Journal of the Institution of Electronic and Radio Engineers*, Vol. 58, No. 6 (Suppl.), pp. S229-S240.
- HARRIES, J.E. [1976] The distribution of water vapour in the stratosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol. 17, 565-575.
- LIEBE, H.J. [1989] *MPM* An atmospheric millimetre-wave propagation model. *Int. Journal of Infrared and Millimetre waves*, No. 10, pp. 631-650.
- LIEBE, H.J., HUFFORD, G.A., COTTON, M.G. [1993] Propagation modelling of moist air and suspended water/ice particles at frequencies below 1 000 GHz. AGARD 52nd Specialists' meeting of The EM Wave Propagation Panel, Palma de Majorca, Spain, 17-21 May 1993.
- NJOKU, E.G. and SMITH, E.K. [1985] Microwave antenna temperature of the Earth from geostationary orbit. *Radio Sci.*, Vol. 20, 3, 591-599.
- NOAA, NASA and USAF [1976] US Standard Atmosphere, 1976. US Supt. of Documents, Washington, DC, 20402, Stock No. 003-017-00323-0.
- NORDBERG, W., CONAWAY, J., ROSS, D.B. and WILHEIT, T. [1971] Measurements of microwave emission from a foam-covered sea, *J. Atmos. Sci.*, 38, 429-435.
- POINTER, R.L. and PICKETT, H.M. [1984] Submillimetre, millimetre and microwave spectral line catalogue. JPL Publication 80-23, Rev. 2, Caltch, JPL, Pasadena, CA, 91103, USA.
- SLOBIN, S.D. [1982] Microwave noise temperature and attenuation of clouds: Statistics of these effects at various sites in the United States, Alaska and Hawaii. *Radio Sci.*, Vol. 17, 6, 1443-1454.
- SMITH, E.K. [1982] Centimetre and millimetre wave attenuation and brightness temperature due to atmospheric oxygen and water vapour. *Radio Sci.*, Vol. 17, 6, 1455-1464.
- SOLHEIM, F.S. [1993] Use of pointed water vapour radiometer observations to improve vertical GPS surveying accuracy. Thesis submitted to the Faculty of the Graduate School of the University of Colorado for the degree of Doctor of Philosophy, Dept. of Physics.
- SOLIMINI, D. [1988] Measurement of atmospheric water content by ground-based microwave radiometry. FUB Internal Report 1B4588.
- ULABY, F.T., MOORE, R.K. and FUNG, A.K. [1981] *Microwave Remote Sensing. Active and Passive*, Vol. 1. Addison Wesley, Reading (USA).

- ULABY, F.T., MOORE, R.K. and FUNG, A.K. [1982] Microwave Remote Sensing. Active and Passive, Vol. 2. Addison Wesley, Reading (USA).
- ULABY, F.T., MOORE, R.K. and FUNG, A.K. [1986] Microwave Remote Sensing. Active and Passive", Vol. 3. Artech House, Deadham (USA).
- WATERS, J.V. [1976] Absorption and emission by atmospheric gases. Methods of Experimental Physics, Vol. 12B, Radio Telescopes, Ed. M.L. Meeks, 142-176, Academic Press, New York, NY, USA.
- WESTWATER, Ed R. [1978] The accuracy of water vapour and cloud liquid determination by dual-frequency ground-based microwave radiometry. Radio Science, Vol. 13, No. 4, pp. 677-685.
- WESTWATER, Ed. R., SNIDER, Jack B., FALLS, Michael J. [1990] Ground-based radiometric observations of atmospheric emission and attenuation at 20.6, 31.65, and 90.0 GHz: A comparison of measurements and theory. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 38, No. 10, pp. 1569-1580.



## CHAPITRE 9

### Transpolarisation et anisotropie

En utilisant des polarisations orthogonales, il est possible de transmettre sur une même liaison deux canaux d'information indépendants faisant usage de la même fréquence. En théorie, les canaux à polarisations orthogonales sont complètement isolés l'un de l'autre; en fait, il existe inévitablement un certain niveau d'interférence entre eux, parce que les caractéristiques de polarisation des antennes ne sont pas parfaites et que des effets de dépolarisation s'exercent sur le trajet de propagation. L'absorption et la diffusion par les hydrométéores sont les principales causes de cette transpolarisation aux longueurs d'onde centimétriques et millimétriques.

La transpolarisation est due au manque de symétrie sphérique (anisotropie) des hydrométéores et au fait qu'ils ont tendance à prendre une orientation privilégiée.

Plusieurs administrations ont effectué des expériences destinées à collecter des données et à élaborer des méthodes en vue de prévoir la dépolarisation; parmi ces expériences, certaines visaient à évaluer la matrice de transfert complète du milieu, d'autres portaient sur des mesures directes de la dépolarisation. La première approche, plus complète, a permis de se faire une idée plus précise des mécanismes physiques à l'origine de la dépolarisation et a directement conduit aux concepts d'"anisotropie" du milieu de transfert et d'orientation moyenne des hydrométéores, ou "angle d'obliquité"; ce couple de paramètres fondamentaux (dits "quasi physiques") régit l'ensemble du phénomène de la dépolarisation. La seconde approche, plus essentielle, a permis d'étudier directement le lien entre dépolarisation et affaiblissement, objectif ultime de la conception des systèmes de télécommunication.

On a montré que ces deux approches étaient complémentaires pour ce qui est de déterminer quelques paramètres primaires du modèle et de réaliser une validation croisée.

Le présent chapitre jette les bases de ce vaste sujet en présentant d'abord les principes mathématiques qui régissent les paramètres quasi physiques, puis les relations qui lient ces paramètres aux grandeurs auxquelles on s'intéresse en ingénierie: la dépolarisation (XPD) et l'affaiblissement copolaire (CPA).

#### 9.1 Fondements mathématiques

On peut modéliser les hydrométéores sous la forme de corps ayant une symétrie de rotation dont l'orientation est déterminée par les angles de l'axe de rotation dans un système de référence. Soit une référence constituée par un système cartésien dans lequel les axes  $x$  et  $y$  définissent le plan transversal, et l'axe  $z$  est celui de la direction de propagation. Dans un tel système, la projection de l'axe de rotation sur le plan  $x$ - $y$  définit, le long de l'axe  $z$ , un plan souvent appelé "premier plan principal (ou plan de symétrie) de la particule". On peut définir ensuite un "second plan principal", qui est le plan contenant la direction de propagation et perpendiculaire au premier. On appelle "directions principales" les intersections des plans principaux avec le plan transversal.

Il n'y aurait pas de transpolarisation si le vecteur du champ EM frappant chaque particule était orienté selon une des deux directions principales. En fait, en raison de l'amplitude et de la phase différentielles des deux composantes du champ diffusé vers l'avant le long de ces directions, il se produit une transpolarisation.

### 9.1.1 Etat de polarisation d'une onde

L'expression générique du vecteur champ électrique d'une onde TEM se propageant le long de l'axe des  $z$  est la suivante:

$$E(t) = \text{Re}(Ee^{j(\omega t - kz)}) = \text{Re}[(u_x E_x + u_y E_y)e^{j(\omega t - kz)}] = \\ u_x |E_x| \cos(\omega t - kz + \varphi_x) + u_y |E_y| \cos(\omega t - kz + \varphi_y) \quad (9.1)$$

où:

$E$  est un vecteur complexe dont les composantes  $E_x = |E_x|e^{j\varphi_x}$  et  $E_y = |E_y|e^{j\varphi_y}$  sont deux vecteurs de phase (amplitudes complexes);  $u_x$  et  $u_y$  sont les vecteurs unités dans les directions  $x$  et  $y$ ;  $\omega$  est la pulsation;  $t$  est le temps et  $k$  le nombre d'onde.

En général, l'extrémité du vecteur électrique (9.1) décrit une ellipse qui peut être caractérisée par plusieurs paramètres équivalents différents. Comme les puissances absolues ne présentent pas d'intérêt pour l'étude de la polarisation, les paramètres décrivant la taille de l'ellipse ne sont pas pris en compte; seuls sont utiles les paramètres décrivant l'aspect de l'ellipse, notamment le rapport axial et l'inclinaison des axes. Les représentations que l'on trouve dans la littérature scientifique reposent sur deux paramètres réels et un paramètre complexe. Parmi les plus importants, citons:

A Le rapport de polarisation rectiligne:

$$P_l = \frac{E_y}{E_x} \quad (9.2)$$

B Le rapport de polarisation circulaire:

$$P_c = \frac{E_{rhcp}}{E_{lhcp}} = \frac{1 + jP_l}{1 - jP_l} \quad (9.3)$$

où:

$$E_{rhcp} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_x + jE_y) \quad \text{и} \quad E_{lhcp} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_x - jE_y) \quad (9.4)$$

sont les amplitudes respectives des composantes à polarisation circulaire dextrogyre ("right-hand") et lévogyre ("left-hand")

C L'angle de polarisation complexe:

$$\Phi = \varphi + j\varphi' \quad (9.5)$$

défini par les équations:

$$e^{j2\Phi} = P_c \quad \text{ou} \quad \tan(\Phi) = P_l \quad (9.6)$$

Ce paramètre permet d'exprimer un vecteur de polarisation générique sous *forme canonique*:

$$\mathbf{E} = \mathbf{u}_x \cos \Phi + \mathbf{u}_y \sin \Phi \quad \text{ou} \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \cos \Phi \\ \sin \Phi \end{pmatrix} \quad (9.7)$$

où

$$\Re(\Phi) = \varphi = \frac{1}{2} \angle P_c = \quad \text{et} \quad \Im(\Phi) = \varphi' = -\frac{1}{2} \ln |P_c| \quad \text{ou} \quad \Phi = \tan^{-1}(P_l) \quad (9.8)$$

( $\varphi$  est exprimé en radians et  $\varphi'$  en népers; à noter que dans le cas de la polarisation circulaire dextrogyre,  $\varphi' = -\infty$ , tandis que pour la polarisation circulaire lévogyre  $\varphi' = +\infty$ )

D Le "*rapport axial*" et l'"*angle de polarisation*", le premier paramètre étant le rapport du grand axe au petit axe de l'ellipse:

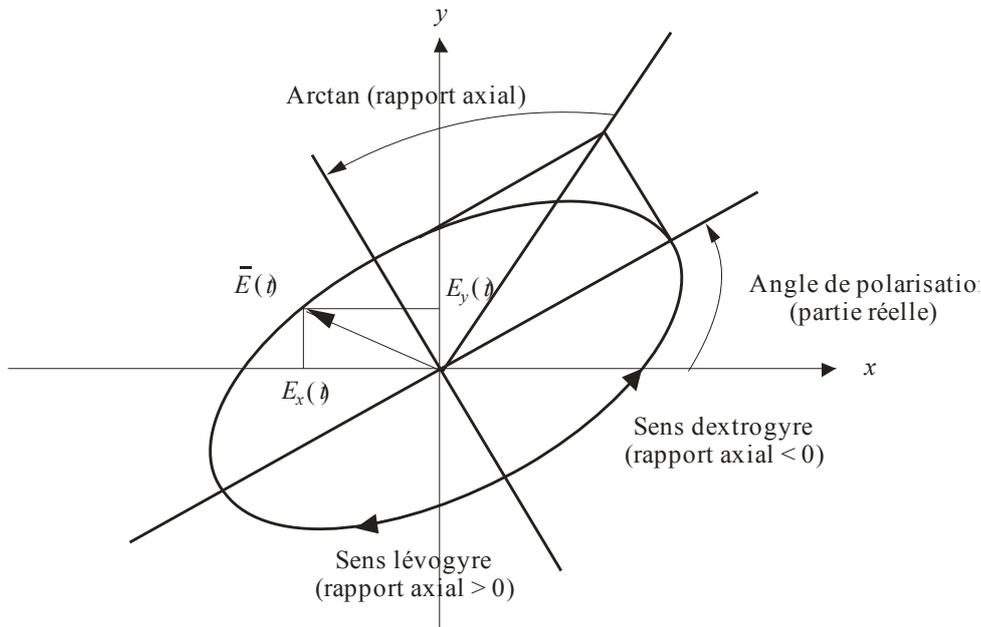
$$r = \frac{1 + |P_c|}{1 - |P_c|} = \frac{1 + e^{-2\varphi'}}{1 - e^{-2\varphi'}} = \cot \operatorname{anh}(\varphi') \quad (9.9)$$

et le second, égal à  $\varphi$ , l'angle formé par le grand axe et l'axe des  $x$ ; voir la Figure 9.1.

A noter que l'équation (9.9) est non ambiguë, car les deux valeurs résultantes diffèrent de  $\pi$  et identifient donc une direction unique. A noter également que si l'ellipse est parcourue dans le sens dextrogyre, le rapport axial est négatif, et inversement. En polarisation rectiligne, le rapport axial tend vers l'infini.

FIGURE 9.2.1.A

**Polarisation ellipse**



E Le champ électrique exprimé en "composantes réduites":

$$E = u_x \cos\alpha + u_y \sin\alpha e^{j\Psi} \quad (9.10)$$

Selon cette convention, la puissance totale est contrainte à une valeur fixe et la composante en  $x$  est prise comme référence de phase. Le premier paramètre,  $\alpha$ , qui varie entre 0 et  $\frac{\pi}{2}$ , donne la répartition de puissance entre les composantes selon  $x$  et selon  $y$ , tandis que le second paramètre  $\Psi = \varphi_y - \varphi_x$  correspond à la phase relative entre ces composantes et peut prendre n'importe quelle valeur de l'angle de giration. Le principal avantage de cette représentation est qu'elle ne devient jamais singulière, quelle que soit la polarisation considérée.

Les formules algébriques permettant de passer de ces paramètres à ceux des autres représentations, et inversement, ne présentant pas de difficulté particulière, elles sont omises dans un souci de concision.

### 9.1.2 Polarisation orthogonales

Deux polarisations génériques  $E_d$  (appelée par convention polarisation directe) et  $E_x$  (appelée transpolarisation) sont orthogonales lorsque la puissance totale acheminée par la somme  $E_d + E_x$  est égale à la somme des puissances transportées individuellement par chaque polarisation; cette configuration se présente lorsque le produit scalaire des polarisations est égal à zéro:

$$E_d \cdot E_x^* = 0 \quad (9.11)$$

(condition d'orthogonalité). Si l'on se réfère à la représentation (9.10) et que l'on appelle  $\alpha_d$  et  $\psi_d$  les paramètres caractérisant  $E_d$  (polarisation directe), et  $\alpha_x$  et  $\psi_x$  ceux caractérisant  $E_x$  (transpolarisation), la condition d'orthogonalité devient:

$$\alpha_x = \frac{\pi}{2} - \alpha_d \text{ et } \psi_x = \psi_d + \pi \quad (9.12)$$

ou, de façon équivalente:

$$P_{l,d} P_{l,x}^* = P_{c,d} P_{c,x}^* = -1 \quad (9.13)$$

Les ellipses de deux polarisations orthogonales ont le même rapport axial, les orientations des axes sont interverties et les sens de rotation sont opposés.

Tout vecteur générique  $A$  peut être décomposé le long de ces polarisations, ce qui donne les composantes  $A_d$  et  $A_x$  telles que:

$$A = A_d \cdot E_d + A_x \cdot E_x \quad (9.14)$$

Ces composantes s'expriment par les produits scalaires suivants:

$$A = A \cdot E_d^* \text{ et } A_x = A \cdot E_x^* \quad (9.15)$$

### 9.1.3 Canal de transfert à double polarisation

La manière générale de décrire un canal radioélectrique à double polarisation consiste à utiliser une matrice qui établit une relation entre les composantes du champ électrique à l'entrée et les composantes du champ à la sortie:

$$\begin{pmatrix} E_{xt} \\ E_{yt} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} E_{xr} \\ E_{yr} \end{pmatrix} \text{ vecteur champ électrique transmis et reçu} \quad (9.16)$$

$$\begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{pmatrix} \text{ matrice de transfert dont l'élément générique } T_{ij} \text{ donne la composante du champ électrique reçue sur l'axe } i \text{ lorsqu'un vecteur unité seulement est transmis sur l'axe } j. \quad (9.17)$$

$$\begin{pmatrix} E_{xr} \\ E_{yr} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{xt} \\ E_{yt} \end{pmatrix} \text{ équation de base du canal de transport} \quad (9.18)$$

(On notera que le déterminant de cette matrice est invariant à toute rotation du système de référence.)

$\delta_{xy} = T_{xy} / T_{yy}$  rapport de transpolarisation complexe (réception sur  $x$  après transmission sur  $y$ )

$\delta_{yx} = T_{yx} / T_{xx}$  rapport de transpolarisation complexe (réception sur  $y$  après transmission sur  $x$ ) (9.19)

$XPD_y = -20 \log_{10} |\delta_{xy}|$  "transpolarisation" ou "discrimination de polarisation" (transmission à partir de  $y$ ) (9.20)

$XPD_x = -20 \log_{10} |\delta_{yx}|$  "transpolarisation" ou "discrimination de polarisation" (transmission à partir de  $x$ )

$XPI_x = -20 \log_{10} \left| \frac{T_{xy}}{T_{xx}} \right|$  "isolement de polarisation" (signaux reçus sur  $x$  après transmission à partir de  $x$  et  $y$ ) (9.21)

$XPI_y = -20 \log_{10} \left| \frac{T_{yx}}{T_{yy}} \right|$  "isolement de polarisation" (signaux reçus sur  $y$  après transmission à partir de  $y$  et  $x$ )

$$\Delta A_{xy} = T_{xx} / T_{yy} \quad \text{rapport copolaire complexe} \quad (9.22)$$

$$\begin{pmatrix} C_{rr} & C_{rl} \\ C_{lr} & C_{ll} \end{pmatrix} \text{ matrice de transfert en polarisation circulaire, avec} \quad (9.23)$$

$$\left. \begin{aligned} C_{rr} &= \frac{1}{2} \left[ (T_{xx} + T_{yy}) + j(T_{yx} - T_{xy}) \right] \\ C_{ll} &= \frac{1}{2} \left[ (T_{xx} + T_{yy}) - j(T_{yx} - T_{xy}) \right] \\ C_{rl} &= \frac{1}{2} \left[ (T_{xx} - T_{yy}) + j(T_{yx} + T_{xy}) \right] \\ C_{lr} &= \frac{1}{2} \left[ (T_{xx} - T_{yy}) - j(T_{yx} + T_{xy}) \right] \end{aligned} \right\} \quad (9.24)$$

$\delta_{rl} = C_{rl} / C_{ll}$  rapport de transpolarisation en polarisation circulaire

(réception dextrogyre après transmission) (9.25)

$\delta_{lr} = C_{lr} / C_{rr}$  rapport de transpolarisation en polarisation circulaire

(réception lévogyre après transmission) (9.26)

$$\mathbf{E}_{I,II} = \begin{pmatrix} T_{yy} - T_{xx} \mp \sqrt{(T_{yy} - T_{xx})^2 + 4T_{xy}T_{yx}} \\ -2T_{yx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{rl} + C_{lr} \mp \sqrt{(C_{rr} - C_{ll})^2 + 4C_{rl}C_{lr}} \\ j(C_{rr} - C_{ll}) + j(C_{rl} - C_{lr}) \end{pmatrix} = \text{vecteurs propres} \quad (9.27)$$

(vecteurs traversant le milieu sans subir de dépolarisation; composantes de polarisation rectiligne même si elles sont exprimées au moyen des paramètres "C").

$$G_{I,II} = \exp(-\Gamma_{I,II}) = \frac{1}{2} \left[ (T_{yy} + T_{xx}) \pm \sqrt{(T_{yy} - T_{xx})^2 + 4T_{xy}T_{yx}} \right] = \frac{1}{2} \left[ C_{rr} + C_{ll} \pm \sqrt{(C_{rr} - C_{ll})^2 + 4C_{rl}C_{lr}} \right] \text{ valeurs propres} \quad (9.28)$$

(rapport complexe entre les composantes en sortie et en entrée des vecteurs propres lors de la traversée du milieu).

Les valeurs propres sont invariantes par rapport à toute rotation du système de référence; leur produit, également invariant, donne le déterminant de la matrice de transfert.

Les vecteurs propres peuvent s'exprimer sous forme canonique à partir de l'équation (9.7):

$$\mathbf{E}_I = \begin{pmatrix} \cos \varphi_I \\ \sin \varphi_I \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_{II} = \begin{pmatrix} \cos \varphi_{II} \\ \sin \varphi_{II} \end{pmatrix} \quad (9.29)$$

formules mettant en évidence le couple de paramètres  $\varphi_I$  et  $\varphi_{II}$ , qui définissent entièrement les orientations des axes et les rapports axiaux des ellipses de polarisation caractéristiques (voir les équations (9.6) et (9.7)); ces angles sont appelés "angles d'obliquité caractéristiques" du milieu.

Les paramètres  $\Gamma_I$  et  $\Gamma_{II}$  de l'équation (9.28) expriment les valeurs propres sous forme exponentielle et donnent l'affaiblissement (en népers) et le déphasage additionnel (en radians) subis par les polarisations propres lors de la traversée du milieu.

Dans les problèmes de polarisation, les valeurs absolues des vecteurs d'entrée et de sortie sont sans intérêt, d'où la possibilité de normaliser arbitrairement les termes de la matrice de transfert. Cela ramène le nombre des paramètres effectivement significatifs de quatre à trois (complexes). On peut par conséquent, sans rien perdre en généralité, considérer le rapport des valeurs propres au lieu de considérer les deux valeurs propres séparément. Le rapport des valeurs propres s'exprime en fonction des exposants  $\Gamma_{I,II}$  par la différence suivante:

$$\Delta = \Gamma_{II} - \Gamma_I \quad (9.30)$$

appelée "anisotropie". (La première polarisation propre est définie comme celle qui subit le moins d'affaiblissement; de ce fait, la partie réelle de l'anisotropie est positive par définition.)

En conclusion, les trois paramètres complexes  $\varphi_I$ ,  $\varphi_{II}$  et  $\Delta$  définissent complètement le comportement du canal le plus générique en ce qui concerne les propriétés de polarisation;  $\varphi_I$ ,  $\varphi_{II}$  et  $\Delta$  sont invariants par rapport à toute rotation des axes de référence tandis que  $\varphi_I$ ,  $\varphi_{II}$  varient en

sens opposés par rapport à une rotation des axes de référence, définissant ainsi l'orientation absolue des ellipses de polarisation propre.

Pour être complet, on peut aussi considérer un autre paramètre, l'"indice d'homogénéité longitudinale", qui n'est pas indépendant des trois précédents et dont la définition est:

$$L = \frac{T_{xy} - T_{yx}}{T_{xx} + T_{yy}} \quad (9.31)$$

Il vaut zéro dans le cas d'un milieu longitudinalement homogène. Il est aussi invariant par rapport à toute rotation des axes de référence.

#### 9.1.4 Modèles de milieu simplifiés

On a rarement besoin d'appliquer dans toute sa complexité la description générale développée ci-dessus. Il est en effet possible d'utiliser dans la pratique deux modèles simplifiés, sans diminution appréciable de la précision. Ces modèles sont, dans l'ordre décroissant de complexité, le "modèle du milieu homogène", qui peut être caractérisé par deux paramètres complexes (quatre paramètres réels) et le "modèle des plans principaux", caractérisé par trois paramètres réels [Dintelmann, 1994], [COST 205, 2002]. On peut aussi envisager un autre modèle en disposant en cascade deux milieux de ce deuxième type; le "modèle à deux populations" ainsi obtenu permet de séparer les effets de la pluie de ceux de la glace. Ce troisième modèle peut être décrit au moyen de quatre paramètres réels sous réserve de quelques hypothèses simplificatrices concernant les populations de pluie et de glace (voir ci-après) [Martellucci *et al.*, 1993].

##### 9.1.4.1 Modèle du milieu homogène longitudinalement

Avec cette hypothèse, vérifiée dans un grand nombre de cas réels, les conditions suivantes:

$$T_{xy} = T_{yx} \quad (\text{ou, de façon équivalente, } C_{rr} = C_{ll} \text{ ou } L = 0) \quad (9.32)$$

$$E_I \cdot E_{II} = 0 \quad (9.33)$$

et:

$$p_{I,I} p_{I,II} = -1 \quad (9.34)$$

s'appliquent; ces conditions permettent d'écrire les deux polarisations propres sous forme canonique:

$$\mathbf{E}_{II} = \begin{pmatrix} \cos \Phi \\ \sin \Phi \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_I = \begin{pmatrix} -\sin \Phi \\ \cos \Phi \end{pmatrix} \quad (9.35)$$

D'où il ressort que les vecteurs propres génèrent deux ellipses de même rapport axial et d'orientations axiales interverties. Il suffit alors d'un seul angle de polarisation complexe pour caractériser les deux polarisations propres; des deux angles possibles, on considère comme représentatif du milieu l'angle formé par la deuxième polarisation propre (celle qui subit le plus grand affaiblissement) et l'axe des  $x$ ; cet angle est appelé, dans la littérature, l'"angle d'obliquité complexe". Les deux polarisations propres sont orthogonales géométriquement mais non énergétiquement (c'est-à-dire qu'elles ne sont pas totalement découplées), car les ellipses respectives ne sont pas parcourues dans des sens de rotation opposés (on notera en effet que l'équation (9.34) ne correspond pas à la condition d'orthogonalité (9.13)).

La matrice de transfert peut s'écrire au moyen de l'anisotropie et de l'angle d'obliquité complexe sous la forme [Capsoni *et al.*, 1981]:

$$T = \exp\left(-\frac{\Gamma_I + \Gamma_{II}}{2}\right) \begin{pmatrix} \cosh(\Delta/2) - \sinh(\Delta/2) \cos 2\Phi & -\sinh(\Delta/2) \sin 2\Phi \\ -\sinh(\Delta/2) \sin 2\Phi & \cosh(\Delta/2) + \sinh(\Delta/2) \cos 2\Phi \end{pmatrix} \quad (9.36)$$

formule dans laquelle, lorsque  $\Delta$  tend vers 0 (c'est-à-dire quand le milieu devient isotrope), la matrice tend vers la matrice unité et le coefficient de forme exponentielle correspond au terme de propagation ordinaire. On notera que ce coefficient, invariant par rapport à un changement d'orientation des axes de référence, est égal au déterminant de la matrice de transfert globale (9.17); de plus, le déterminant de la matrice entre parenthèses est égal à 1.

En utilisant les composantes du champ en polarisation circulaire, on a de la même façon:

$$\mathbf{E}^{\text{Ircirc}} = \begin{pmatrix} e^{j\Phi} \\ e^{-j\Phi} \end{pmatrix}; \mathbf{E}^{\text{Iercirc}} = \begin{pmatrix} je^{j\Phi} \\ -je^{-j\Phi} \end{pmatrix}; \mathbf{T} = \exp\left(-\frac{\Gamma_I + \Gamma_{II}}{2}\right) \begin{pmatrix} \cosh(\Delta/2) & -\sinh(\Delta/2)e^{j2\Phi} \\ -\sinh(\Delta/2)e^{-j2\Phi} & \cosh(\Delta/2) \end{pmatrix} \quad (9.37)$$

Les rapports de transpolarisation ont, dans les cas, pour expression:

$$\delta_{xy,yx} = \frac{-\tanh(\Delta/2)\sin 2\Phi}{1 \pm \tanh(\Delta/2)\cos 2\Phi}, \quad \delta_{rl,lr} = -\tanh(\Delta/2)e^{\pm 2j\Phi} \quad (9.38)$$

On a des expressions simples pour évaluer l'anisotropie et l'angle d'obliquité en fonction des rapports de transpolarisation:

$$\Delta = 2 \operatorname{arctanh} \sqrt{\delta_{rl}\delta_{lr}}; \quad \Re(\Phi) = \frac{1}{2} [\angle \delta_{rl} - \angle \sqrt{\delta_{rl}\delta_{lr}} \pm \pi], \quad \Im(\Phi) = \frac{1}{4} \ln |\delta_{lr} / \delta_{rl}| \quad (9.39)$$

(signe de la racine carrée of  $\Delta$  non négatif,  $\Re(\Phi)$  réduite à l'intervalle  $-\pi/2$  à  $\pi/2$ ).

#### 9.1.4.2 Modèle des plans principaux

Ce modèle est caractérisé par les mêmes conditions que le modèle précédent, plus la condition suivante:

$$\frac{1}{\delta_{xy}} - \frac{1}{\delta_{yx}} = \text{réel} \quad (\text{ou, de façon équivalente, } |\delta_{rl}| = |\delta_{lr}| \text{ ou } \Phi = \text{réel}) \quad (9.40)$$

Dans ce cas, on trouve que les deux polarisations propres sont rectilignes et orthogonales entre elles. Le cas en question, le premier à avoir été imaginé dans la littérature, possède un caractère particulièrement intuitif: en effet, il s'agit ici d'axes d'hydrométéores équialignés ou du cas où les plans principaux de tous les hydrométéores sont parallèles entre eux. Ici, l'orientation commune des angles d'obliquité détermine les "plans principaux de la totalité du milieu", désignés par le sigle P.P., ou les "directions principales" dans lesquelles deux ondes à polarisation rectiligne se propagent sans être dépolarisées. En fait, le parallélisme des directions de symétrie de tous les hydrométéores individuels représente une restriction excessive; en effet, le modèle s'applique aussi, en principe, au cas où les orientations des axes sont réparties symétriquement (c'est-à-dire que les P.P. sont donnés par la direction moyenne), ou au cas des petits hydrométéores, auquel s'applique la diffusion de Rayleigh.

Lorsque les P.P. existent, si l'on choisit un système de référence parallèle aux directions principales, la matrice de transfert devient une matrice diagonale, et les parties réelle et imaginaire de l'anisotropie,  $\Re(\Delta)$  et  $\Im(\Delta)$ , deviennent l'affaiblissement différentiel et le déphasage dans les P.P. Les unités naturelles à utiliser pour ces grandeurs sont le Np et le rad, mais pour des raisons d'ordre pratique ces paramètres sont généralement exprimés en dB et en degrés.

En raison de leur relation avec la réalité physique du milieu, les paramètres "anisotropie", "angle d'obliquité" et "indice d'homogénéité longitudinale" sont appelés "paramètres quasi physiques".

### 9.1.4.3 Modèle des deux populations d'hydrométéores

Dans le cas de milieux faiblement polarisants (par exemple, anisotropies inférieures à 1-2 dB et 10-20°, condition presque toujours vérifiée dans la pratique), on peut utiliser un modèle simplifié pour simuler le comportement de deux familles d'hydrométéores interagissantes (classiquement la pluie et la glace) [Martellucci *et al.*, 1993]. A cet effet, il est possible de disposer les deux milieux en cascade en multipliant les matrices respectives, puis en imposant au milieu global la condition d'un milieu homogène, cela en remplaçant les deux termes de la diagonale principale de l'équation (9.37) par leurs moyennes.

A partir de cette expression, pour de petites anisotropies, on obtient, sous forme normalisée:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} C_{rr} & C_{rl} \\ C_{lr} & C_{ll} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & -\frac{\Delta_1}{2} e^{j2\Phi_1} \\ -\frac{\Delta_1}{2} e^{-j2\Phi_1} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -\frac{\Delta_2}{2} e^{j2\Phi_2} \\ -\frac{\Delta_2}{2} e^{-j2\Phi_2} & 1 \end{bmatrix} \equiv \\ &\equiv \begin{bmatrix} 1 & -\frac{\Delta_1}{2} e^{j2\Phi_1} - \frac{\Delta_2}{2} e^{j2\Phi_2} \\ -\frac{\Delta_1}{2} e^{-j2\Phi_1} - \frac{\Delta_2}{2} e^{-j2\Phi_2} & 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (9.41)$$

où les paramètres  $\Delta_1, \Delta_2, \Phi_1$  et  $\Phi_2$  sont des inconnues et les rapports de polarisation circulaire sont supposés connus (par une mesure ou un calcul).

A partir de ces expressions, il est possible d'évaluer séparément les paramètres des deux familles, à condition que certaines hypothèses d'ordre physique puissent être faites à propos des deux familles. C'est le cas d'un milieu formé de pluie et de glace, pour lequel on peut faire les hypothèses suivantes:  $\Phi_1 = \text{réel}$  parce que les gouttes de grandes dimensions (en majorité anisotropes) ont tendance à être équialignées;  $\Phi_2 = \text{réel}$  parce que la diffusion de Rayleigh s'applique bien aux aiguilles de glace.

Par ailleurs, en exprimant l'anisotropie de la pluie sous forme polaire:  $\Delta_1 = d_1 e^{j\alpha_1}$ , on a constaté que l'argument  $\alpha_1$  est sensiblement constant et facile à prévoir si l'on fait une certaine hypothèse sur la distribution des dimensions des gouttes de pluie. De la même façon, si l'on considère la famille "glace", l'anisotropie est une grandeur presque purement imaginaire, puisque la glace sèche, en première approximation, ne génère pas d'affaiblissement; on peut donc écrire:  $\Delta_2 = j d_2$  avec  $d_2$  réel. Les quatre grandeurs  $d_1, d_2, \phi_1$  et  $\phi_2$  sont ensuite déterminées par inversion de l'équation (9.41). Leurs valeurs sont données par les formules suivantes:

$$d_1 = \frac{|\delta_{rl} + \delta_{lr}^*|}{\cos \alpha_1}, \quad d_2 = \frac{|\delta_{lr}^* e^{j\alpha_1} - \delta_{rl} e^{-j\alpha_1}|}{\cos \alpha_1} \quad (9.42)$$

$$\Phi_1 = \frac{1}{2} \left[ \angle(\delta_{rl} + \delta_{lr}^*) \pm \pi \right], \quad \Phi_2 = \frac{1}{2} \left[ \angle(\delta_{rl} e^{-j\alpha_1} - \delta_{lr}^* e^{j\alpha_1}) + \frac{\pi}{2} \right]$$

Plusieurs auteurs [Amaya, 2000; Van de Kamp, 2004] ont adopté l'hypothèse de deux couches homogènes d'hydrométéores disposées en cascade, l'une faite de pluie et l'autre de cristaux de glace, pour proposer des méthodes visant à séparer les contributions de la pluie et de la glace à la dépolarisation pendant les événements mixtes.

## 9.2 Microphysique du milieu dépolarisant

Dans ce paragraphe, largement inspiré des études publiées dans [COST 255, 2002; Van de Kamp, 1994, Martellucci & Paraboni, 1998], nous considérons le modèle du milieu homogène longitudinalement décrit par la formule (9.36); posons:

$$\Gamma_I + \Gamma_{II} = (\gamma_x + \gamma_y) l \quad (9.43)$$

où:

$l$  = longueur de la dispersion uniforme des particules, les constantes de propagation spécifique  $\gamma_{x,y}$  étant définies par:

$$\begin{aligned} \gamma_x &= jk + \frac{2\pi}{k^2} \sum S_{xx}(f, a, \vartheta, \varphi) \\ \gamma_y &= jk + \frac{2\pi}{k^2} \sum S_{yy}(f, a, \vartheta, \varphi) \end{aligned} \quad (9.44)$$

L'anisotropie et l'angle d'obliquité complexe ont pour expression:

$$\Delta = \frac{2\pi}{k^2} \sqrt{\sum (S_2 - S_1) \exp(+2j\varphi) \cdot \sum (S_2 - S_1) \exp(-2j\varphi)} \quad (9.45)$$

$$\Phi = \frac{j}{4} \ln \left[ \frac{\sum (S_2 - S_1) \exp(-2j\varphi)}{\sum (S_2 - S_1) \exp(+2j\varphi)} \right] \quad (9.46)$$

Dans toutes ces expressions, la somme est effectuée sur l'ensemble des particules contenues dans un mètre cube de la dispersion, et:

$f$  = fréquence

$a$  = rayon équivolométrique de la particule

$\theta, \varphi$  = angles décrivant l'orientation spatiale de l'axe de rotation de chaque particule par rapport à la direction de propagation  $z$ , ( $0 < \vartheta \leq \pi$ ) et, dans le plan transversal, ( $-\frac{\pi}{2} < \varphi \leq +\frac{\pi}{2}$ )

$k$  = nombre d'onde  $\frac{2\pi}{\lambda}$

$S_1(\theta), S_2(\theta)$  = amplitudes copolaires de diffusion vers l'avant de la matrice de diffusion d'une particule unique, lorsque le champ électrique incident présente une polarisation rectiligne dans les plans de symétrie (le plan longitudinal "1" est défini par la direction de propagation et l'axe de rotation; le plan longitudinal "2" contient la direction de propagation et est perpendiculaire au plan "1") [Poiars Baptista, 1994].

$S_{xx,yy}$  = élément de la matrice de diffusion d'une particule unique pour une orientation générique:

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= \frac{S_1 + S_2}{2} + \cos(2\varphi) \frac{S_2 - S_1}{2} \\ S_{xx} &= \frac{S_1 + S_2}{2} - \cos(2\varphi) \frac{S_2 - S_1}{2} \\ S_{xy} &= S_{yx} = \frac{S_2 - S_1}{2} \sin(2\varphi) \end{aligned} \right\} = \begin{array}{l} \text{amplitudes copolaires de diffusion vers l'avant de la} \\ \text{matrice de diffusion d'une particule unique, lorsque le} \\ \text{plan longitudinal "2" est incliné d'un angle } \varphi \text{ par rapport} \\ \text{au plan de référence } xz. \end{array}$$

### 9.2.1 Existence des plans principaux

Le milieu est caractérisé par l'existence de plans principaux ( $\Phi$  réel) lorsqu'au moins une des conditions suivantes est vérifiée:

- 1) la matrice de diffusion des particules peut être calculée au moyen de l'approximation de Rayleigh dans le cas des particules sphéroïdales (auquel cas, toutes les différences  $(S_2 - S_1)_i$  de l'équation (9.36) ont le même argument  $\varphi_i$  et il s'avère que l'argument du logarithme est égal à  $e^{-4j\Phi}$  avec  $\Phi$  réel); ou
- 2) la distribution statistique de l'orientation des axes de rotation est une fonction symétrique (auquel cas chaque  $\varphi_i$  peut s'écrire comme  $\varphi_0 + \Delta\varphi_i$  ( $\varphi_0 = \text{moyenne}$ ) et chaque terme  $e^{2j\varphi_i}$  donne lieu à un terme réel unique  $\cos(2\Delta\varphi_i)$  du fait de la présence simultanée de deux particules de même poids, l'une avec "+ $\Delta\varphi_i$ " et l'autre avec "- $\Delta\varphi_i$ ". Il en ressort que  $\Phi = \varphi_0$  réel).

C'est le cas pour tous les modèles physiques du milieu présentés ci-dessous.

### 9.2.2 Modèle des axes des gouttes de pluie équialignés

Dans ce cas, il y a une valeur unique de  $\theta_0$  et  $\varphi_0$ . L'anisotropie et l'angle d'obliquité du milieu ont pour expression:

$$\Delta = \frac{2\pi}{k^2} \int n(a) [S_2(f, a, \theta_0) - S_1(f, a, \theta_0)] da \quad (9.47)$$

$$\Re(\Phi) = \varphi_0, \quad \Im(\Phi) = 0 \quad (9.48)$$

où  $n(a)$  désigne la distribution des dimensions des gouttes de pluie.

Ce cas est bien adapté à la représentation de la pluie intense caractérisée par de grandes gouttes de pluie ayant la forme d'un ellipsoïde aplati, en particulier pour des liaisons radioélectriques de Terre lorsque la turbulence limitée ou le cisaillement du vent ont peu d'effet sur l'étalement des axes des gouttes.

Les Figures 9.2.A et 9.2.B [COST 255, 2002] présentent un exemple de dépolarisation due à la pluie, évalué au moyen du présent modèle. Lors des calculs, ce paramètre a été évalué pour une intensité de pluie donnée, considérée comme uniforme sur toute la longueur du trajet pluvieux; la même hypothèse a été faite pour évaluer l'affaiblissement copolaire CPA, puis le XPD a été directement tracé en fonction de CPA; on a aussi pris les hypothèses suivantes:

- fréquences (Italsat): 18,7, 39,6 et 49,5 GHz;
- température de l'eau = 0°C;
- indice de réfraction de l'eau calculé d'après [Ray, 1972];
- forme des gouttes = sphéroïdes aplatis;
- élévation de la liaison = 41°;
- alignement des axes des gouttes:  $\theta_0 = 59^\circ$  (complément de l'élévation),  $\varphi_0 = 5^\circ, 10^\circ, 30^\circ$  et  $45^\circ$  (ces angles peuvent être considérés comme les angles de polarisation de la polarisation rectiligne vus d'une station terrienne par temps clair);
- distribution des dimensions des gouttes de pluie = Marshall-Palmer;
- matrice de diffusion des gouttes calculée en appliquant la technique des ajustements ponctuels [Oguchi, 1983];

- longueur du trajet pluvieux: 1 km.

FIGURE 9.2.A

**XPD due à la pluie, en polarisation circulaire, en fonction de l'affaiblissement, pour 18,7, 39,6 et 49,5 GHz**

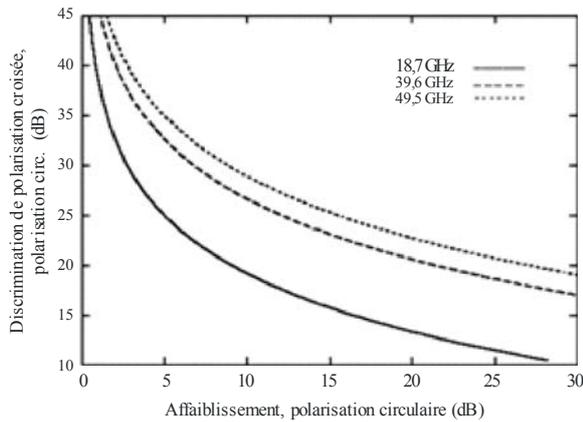
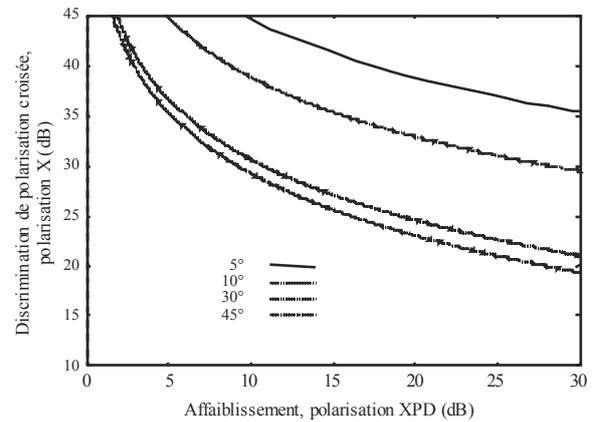


FIGURE 9.2.B

**XPD due à la pluie, en polarisation rectiligne, en fonction de l'affaiblissement, pour 49,5 GHz et des angles de polarisation de 5°, 10°, 30° et 45° par rapport à l'horizontale**



Rad-e-Vol-09-02

### 9.2.3 Gouttes de pluie avec distribution gaussienne des orientations

Dans ce modèle, on se place dans l'hypothèse où l'angle d'obliquité longitudinal  $\theta$  et l'angle d'obliquité transversal  $\varphi$  des axes des hydrométéores sont des variables aléatoires caractérisées par deux distributions gaussiennes non corrélées mutuellement. Dans ce cas, l'anisotropie totale et l'angle d'obliquité du milieu ont pour expression:

$$\Delta = r \frac{2\pi}{k^2} l \int n(a) [S_2(f, a, \theta_0) - S_1(f, a, \theta_0)] da \tag{9.49}$$

$$\Re(\Phi) = \varphi_0, \quad \Im(\Phi) = 0 \tag{9.50}$$

Ces expressions sont analogues aux expressions (9.47) et (9.48) du paragraphe précédent, mais, ici,  $\theta_0$  et  $\varphi_0$  sont les angles moyens des projections des axes sur le plan longitudinal et le plan transversal respectivement,  $r$  désignant un *coefficient de réduction de l'anisotropie* donné par:

$$r = \frac{1}{2} [1 + \exp(-2\sigma_\theta^2)] \exp(-2\sigma_\varphi^2) \tag{9.51}$$

où les termes  $\sigma$  correspondent aux écarts types de  $\theta$  et de  $\varphi$ . Aresu *et al.* [1993] ont estimé le coefficient de réduction pour une liaison de Terre: le résultat obtenu est proche de 0,6. Pour des trajets par satellite, on peut s'attendre à une valeur inférieure.

Ce modèle est adapté à la représentation des pluies relativement légères, en particulier dans le cas des trajets par satellite traversant des couches de turbulence intense. Il convient de noter que l'anisotropie tend à diminuer à mesure que l'angle d'élévation augmente, cela pour deux raisons: 1) la longueur du trajet pluvieux tend à diminuer, d'où une réduction des affaiblissements et des déphasages; et 2) l'angle  $\theta_0$  (proche du complément de l'angle d'élévation) décroît également, ce qui entraîne une réduction de l'asymétrie des gouttes vue le long de l'axe de propagation.

Plus récemment, un disdromètre vidéo à deux dimensions a été utilisé pour recueillir des informations sur les distributions des dimensions des gouttes, ainsi que sur la forme, l'orientation et

l'oscillation des gouttes prises individuellement [Thurai *et al.*, 2007]. Ces données ont ensuite servi à calculer la XPD le long d'une liaison Terre-espace. En principe, les résultats obtenus reflètent mieux les mesures réelles en comparaison des calculs qui s'appuient sur des modèles donnant les distributions des dimensions des gouttes, des formes et des angles d'orientation.

#### 9.2.4 Aiguilles de glace dans les nuages

Les particules de glace contenues dans les nuages sont de forme variable (sphères, granules, cristaux hexagonaux, plaquettes, aiguilles, etc.). Cependant, on considère souvent que la majorité de ces particules est constituée d'aiguilles et l'on prend comme hypothèse un modèle dans lequel seule cette forme est prise en compte [COST 255, 2002].

En raison des forces aérodynamique, gravitationnelle et électrostatique, on suppose souvent que les aiguilles de glace se situent dans le plan horizontal; on peut alors envisager deux situations extrêmes: le cas où les axes des aiguilles sont équalignés, et le cas inverse, dans lequel toutes les orientations possibles sont simultanément présentes dans le plan horizontal avec la même probabilité (distribution uniforme).

Il apparaît que l'angle d'obliquité caractéristique est un nombre réel, et ce pour deux raisons: d'une part la diffusion électromagnétique vers l'avant obéit à l'approximation de Rayleigh, d'autre part, la distribution des orientations des axes est symétrique.

Dans le cas où les aiguilles de glace se sont équalignées, l'angle d'obliquité est donné par:

$$\Re(\Phi) = \arctan[-\cot(\gamma)\sin(\beta)]; \Im(\Phi) = 0 \quad (9.52)$$

où:

$\gamma$ : angle formé par les axes des aiguilles de glace (horizontales) par rapport au plan vertical contenant l'axe de propagation

$\beta$ : angle d'élévation.

Dans le cas inverse, soit une distribution uniforme des orientations des axes, le premier plan principal du milieu est toujours vertical.

Comme dans le cas de l'anisotropie, sa valeur est donnée par:

$$\Delta = \Delta_{max}(l)\sqrt{B^2 + C^2} \quad (9.53)$$

où  $\Delta_{max}$  désigne l'anisotropie maximale correspondant au cas théorique où les aiguilles de glace sont équalignées dans le plan transversal; la valeur de ce terme est la suivante:

$$\Delta_{max} = j \frac{(\epsilon - 1)\pi}{\lambda} I \cdot (c_2 - c_1) \quad (9.54)$$

Dans cette expression, les paramètres désignent respectivement:

$\epsilon = \epsilon_r - j\epsilon_r = n^2 =$  permittivité complexe de la glace

$\lambda =$  longueur d'onde (mm)

$I =$  teneur totale en glace le long du trajet oblique (mm).

$$c_{1,2} = \frac{1}{1 - (\epsilon - 1)a_{1,2}}$$

$$a_1 = \frac{m}{2 \cdot (m^2 - 1)} \left[ m - \frac{1}{2 \cdot \sqrt{m^2 - 1}} \ln \left( \frac{m + \sqrt{m^2 - 1}}{m - \sqrt{m^2 - 1}} \right) \right], \quad a_2 = 1 - 2a_1$$

$$m = a/b > 1$$

$a, b =$  grand axe et petit axe de la particule.

$$B = \sin(\beta) \langle \sin[2 \cdot (90 - \gamma)] \rangle ;$$

$$C = \langle \cos[2 \cdot (90 - \gamma)] \rangle - 0,5 \cdot \cos^2(\beta) \cdot \langle \cos[2 \cdot (90 - \gamma)] - 1 \rangle$$

$\langle \rangle =$  moyenne d'ensemble du paramètre.

La Figure 9.3.A [Paraboni, 1997; COST 255, 2002] fournit un exemple de dépolarisation due aux nuages  $XPD_{nuages}$  en polarisation circulaire; cette grandeur a été évaluée en appliquant le présent modèle et dans l'hypothèse où l'orientation des aiguilles de glace (horizontales) est perpendiculaire au trajet de propagation. On notera toutefois une différence par rapport au cas précédent: ici, l'affaiblissement étant négligeable, il ne peut pas servir de paramètre indépendant pour évaluer la dépolarisation; le contenu total d'une colonne d'air en glace rencontré le long du trajet a donc été pris comme variable conditionnante; ce choix s'avère très pratique, car on peut obtenir la teneur en glace en consultant des bases de données météorologiques standard. Nous présentons, à la Figure 9.3.B, la  $XPD_{nuages}$  pour diverses valeurs de l'orientation des aiguilles de glace  $\gamma$  dans le plan horizontal. Dans ce cas, on a considéré que l'angle d'obliquité  $\Re e(\Phi)$  dû à la variation de  $\gamma$  était un paramètre indépendant.

FIGURE 9.3.A

**$XPD_{nuage}$  dû aux nuages, en polarisation circulaire, en fonction du contenu d'une colonne d'air en glace, pour 18,7, 39,6 et 49,5 GHz**

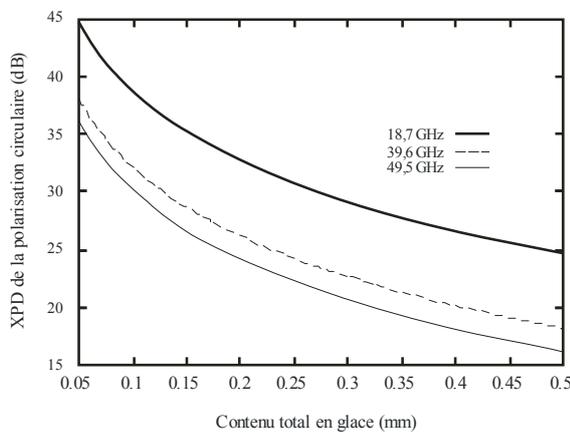
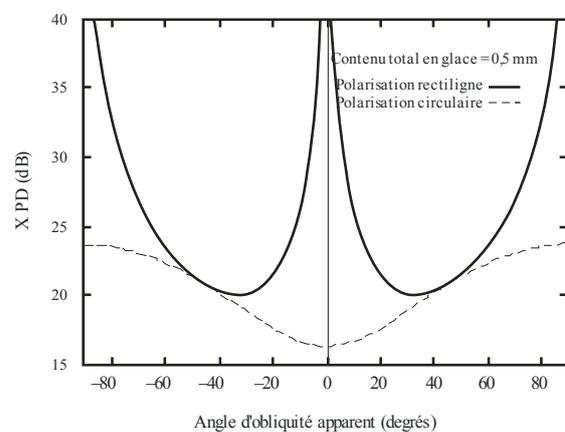


FIGURE 9.3.B

**$XPD_{nuage}$  dû aux nuages, en polarisations rectiligne et circulaire, en fonction de l'angle d'obliquité apparent, pour 49,5 GHz**



Revue 02-03

Des observations réalisées au moyen de signaux radar et corrélées avec des mesures de balises dans la bande Ka effectuées au Japon semblent indiquer que les cristaux de glace en plaquettes, notamment les plaquettes à secteurs et les dendrites de forme générale plate et étendue, pourraient avoir une forte incidence sur la dépolarisation le long des trajets Terre-espace [Maekawa *et al.*, 1993].

### 9.2.5 Dépolarisation due à la glace pendant les chutes de pluie

Ce cas est le plus difficile à traiter, car l'apparition simultanée de pluie et de glace (relativement fréquente) ouvre de très nombreuses possibilités de combinaisons faisant intervenir aussi bien l'amplitude que la phase. Une façon d'aborder ce problème est celle retenue par [Paraboni *et al.*,

1997], qui consiste à mettre en relation, d'un point de vue statistique, le contenu total d'une colonne d'air en glace  $I$  (mm) et l'intensité de pluie, de sorte qu'un paramètre unique, l'affaiblissement copolaire CPA, fasse office de paramètre directeur à la fois pour la XPD due à la pluie et celle due à la glace. Le relation proposée est la suivante:

$$I_i = a_i \cdot R + b_i \quad (9.55)$$

où:

$i = 20\%, 50\%, 80\%$  indique les centiles des statistiques du contenu en glace subordonné à l'intensité de pluie  $R$ ; les paramètres

$$a_i = 0.0067, 0.0032, 0.0016$$

$$b_i = 0.07, 0.04, 0.02$$

s'appliquent pour les valeurs de " $i$ " ci-dessus et  $R < 30$  mm/h

et:

$$a_i = 0$$

$$b_i = 0.7, 0.4, 0.2$$

s'appliquent pour les valeurs de " $i$ " ci-dessus et  $R > 40$  mm/h.

$I$  a été identifié comme un paramètre fondamental dans le calcul de la XPD due à la glace. Plusieurs méthodes ont été proposées pour déterminer  $I$  (mm) à partir de séries temporelles de déphasage différentiel dû à la glace obtenues par des mesures de la XPD après séparation des contributions de la pluie et de la glace à la dépolarisation [Amaya et Vanhoenacker-Janvier, 2000]. L'utilisation de  $I$  (mm) ainsi obtenu en vue de calculer la XPD à d'autres fréquences sur le même trajet devrait permettre d'estimer des distributions plus précises que par les méthodes reposant exclusivement sur des prévisions.

### 9.3 Evaluation des paramètres du modèle

L'évaluation de la dégradation totale d'un canal radioélectrique utilisant la polarisation double nécessiterait en principe de connaître les statistiques conjointes de l'affaiblissement copolaire (CPA) et de la dépolarisation (XPD). En pratique, ces données figurent rarement dans la littérature. On a donc recours aux informations, plus limitées, contenues dans la XPD moyenne subordonnée à la CPA. Une autre façon de simplifier le problème est de considérer la relation entre des couples de valeurs "équiprobables" de ces variables; fort heureusement, la valeur de XPD équiprobable ne diffère pas trop de la moyenne conditionnelle [Van de Kamp, 2001]. Il est donc possible de comparer les valeurs pouvant être obtenues par calcul de la moyenne des valeurs de XPD théoriques décrites ci-dessus avec les valeurs mesurées "équiprobables" que l'on trouve en général dans la littérature. A cet effet, comme la plupart des variations à court terme autour de la XPD moyenne sont dues aux fluctuations rapides de l'angle d'obliquité autour de la verticale, il semble justifié de prendre, dans les formules ci-dessus, les valeurs suivantes:

$$\langle \Phi \rangle = \Phi_0 = -\tau \quad (9.56)$$

$$\langle \theta \rangle = \theta_0 = 90^\circ - \beta \quad (9.57)$$

où  $\tau$  désigne l'angle de polarisation de la liaison par rapport à l'horizontale et  $\beta$  l'angle d'élévation de la liaison.

On peut calculer la XPD due à la pluie,  $XPD_{pluie}$ , à partir des équations (9.38) et (9.20); pour ce faire, on applique les approximations supplémentaires suivantes:

$$\tanh\left(\frac{\Delta}{2}\right) \cong \frac{\Delta}{2} \quad (\text{approximation pour un petit argument}) \quad (9.58)$$

$$|\Delta| \approx K \cdot CPA^\xi \quad (K \text{ et } \xi \text{ dépendent de paramètres physiques comme la fréquence, l'élévation, l'étendue des angles d'obliquité, etc.}) \quad (9.59)$$

$$\ln \left[ 1 + \frac{\Delta}{2} \cos(2\tau) \right] \approx CPA \cdot \cos(2\tau) \quad (\text{argument proche de l'unité en 1ère approx.}) \quad (9.60)$$

de sorte que:

$$XPD_{pluie} = -20 \log \left| K \cdot CPA^\xi \cdot \sin(2\tau) \right| + \tilde{K} \cdot CPA \cdot \cos(2\tau) \quad (9.61)$$

où  $K$  et  $\tilde{K}$  sont indépendants de  $CPA$  et de  $\tau$ . On peut, à partir de cette formule, tirer l'expression standard de la  $XPD$ , qui figure à maintes reprises dans la Recommandation UIT-R P.618:

$$XPD_{pluie} = -V \log_{10} CPA + U(f) - C_\tau - C_\beta + C_\sigma + Z \cdot CPA \quad (9.62)$$

où:

$V$ : (valeur exacte dépendant de la fréquence – voir ci-après)

$U$ : prend en compte la dépendance principale à la fréquence

$C_\tau$ : prend en compte l'angle de polarisation  $\tau$

$C_\beta$ : prend en compte l'angle d'élévation de la liaison  $\beta$

$C_\sigma$ : prend en compte l'étalement des axes d'orientation

$Z = 0$  en polarisation circulaire; en polarisation rectiligne, prend en compte les angles de polarisation et d'élévation.

Ces paramètres ont été déterminés par divers auteurs et par l'UIT-R à partir de données expérimentales disponibles dans la littérature; les plus récents sont récapitulés au Tableau 9.1.

TABLEAU 9.1

Paramètres pour l'équation (9.62) donnant  $XPD_{pluie}$  en fonction de la CPA due à la pluie

Auteurs	V	U	$C_\tau$	$C_\beta$	$C_\sigma$	Z
UIT-R (1)	$30,8f^{-0,216} \leq f < 9 \text{ GHz}$ $12,8f^{0,19}$ $9 \leq f < 20 \text{ GHz}$ $22,6$ $20 \leq f < 40 \text{ GHz}$ $13,0f^{0,15}$ $40 \leq f < 55 \text{ GHz}$	$60 \log f - 28,3$ pour $6 \leq f < 9 \text{ GHz}$ $26 \log f + 4,1$ pour $9 \leq f < 36 \text{ GHz}$ $35,9 \log f - 11,3$ $36 \leq f \leq 55 \text{ GHz}$	$10 \log [1 - 0,484 (1 + \cos(4\tau))]$ (4), (5)	$20 \log (\cos^2 \beta)$	$0,0053 \sigma^2(p)$ (6)	0
COST 255 $f \geq 40$ (2)	20	$26 \log f$	$10 \log [1 - 0,484 (1 + \cos(4\tau))]$ (4), (5)	$20 \log (\cos^2 \beta)$	$0,0052 \sigma(p)$ (6)	0
Van de Kamp (3)	16,9	$20 \log f$ pour $f < 30$ $-7 + 25 \log f$ pour $30 \leq f \leq 50$	$20 \log (\sin 2\tau)$ (5)	$41 \log (\cos \beta)$	8	$0,075 \cdot \cos^2 \beta \cdot \cos(2\tau)$ (5)

## Notes

- (1) [UIT-R, 2009; Nowland et al., 1977]
- (2) [COST 255, 2002], seule méthode évaluée jusqu'à 49,5 GHz
- (3) [Van de Kamp, 2001], paramètres optimisés sur l'ensemble du jeu de données XPD-CPA dans la littérature publiée jusqu'en 2000 [Dissanayake et al. 1980; Chu, 1982; Stutzman et Runyon, 1984; Nowland et al., 1977].
- (4) Contrairement au terme "naturel"  $20\log(\sin 2\tau)$ , cette expression ne prévoit pas de polarisations donnant lieu à une dépolarisation rigoureusement égale à 0, effet classique d'un angle d'obliquité moyen  $\Phi_0$  ayant une partie imaginaire, ce qui correspond à l'absence des plans principaux.
- (5) En polarisation circulaire, utiliser  $\tau = 45^\circ$ .
- (6) Seul terme fonction de la probabilité qui prenne en compte la nature microphysique de la précipitation:  
 $\sigma(1\%) = 0^\circ$ ,  $\sigma(0,1\%) = 5^\circ$ ,  $\sigma(0,01\%) = 10^\circ$ .

Pour prendre en compte la dépolarisation supplémentaire due à la présence de particules de glace, la méthode de l'UIT-R propose d'évaluer  $XPD_{glace}$  comme suit:

$$XPD_{glace} = XPD_{pluie} \cdot 0,5 \cdot [0,3 + 0,1 \log P] \quad (9.63)$$

où P est la probabilité (en %), puis de combiner les deux polarisations comme suit:

$$XPD_{tot} = XPD_{pluie} - XPD_{glace} \quad (9.64)$$

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- AMAYA, C., [2000] Separation of rain and ice contributions to depolarization on slant path links, Proc. 5<sup>th</sup> International Symposium on Antennas, propagation and EM Theory – ISAPE2000, Beijing, China, pp 29-32, August 2000
- AMAYA, C and VANHOENACKER-D., [2000] Estimation of the effective ice content on earth-satellite paths from dual-polarisation measurements at Ka-band, IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation, Vol.147, No.4, pp. 315-319, August 2000
- ARESU A., MARTELLUCI A. and PARABONI A., [1993] Experimental assessment of rain anisotropy and canting angle in horizontal path at 30 GHz, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 41, No. 9, pp 1331-1335, Sept. 1993
- COST ACTION 255, [2002] Radiowave propagation modelling for SatCom services at Ku-band and above, Final Report, March 2002
- CAPSONI C., PARABONI A., FEDI F., MAGGIORI D., [1981] A model-oriented approach to measure rain induced crosspolarization, Annal. de Telecommunicat., Vol. 36, No. 1-2, Jan-Feb. 1981
- CHU T.S., [1982] A semi-empirical formula for microwave depolarization versus rain attenuation on Earth-space paths, IEEE Trans. Commun., COM-30(12), pp. 2550-2554, 1982
- DINTELMANN F., [1994] Reference book on depolarisation, OPEX-ESA WPP-083, 1994
- DISSANAYAKE A.W, HAWORTH D.P. and WATSON P.A., [1980] Analytical models for cross-polarisation on Earth space radio paths for frequency range 9-30 GHz, Annal. de Telecommunicat., Vol. 35, No. 11-12, pp. 398-404, 1980
- ITU-R, P 618-10, [2009] Propagation data and prediction methods required for the design of Earth-space telecommunication systems, 2009
- MAEKAWA Y., SOCK CHANG N. and MIYAZAKI A., [1993] Ice depolarizations on Ka band (20 GHz) satellite-to-ground path and correlation with radar observations, Radio Science, Vol. 28, No. 3, pp. 249-259, May-June 1993
- MARTELLUCCI A., MAURI M. and PARABONI A., [1993] The physical basis of depolarization, Proceedings of Olympus Utilization Conference, (Sevilla, Spain), pp. 573-581, April 1993
- MARTELLUCCI A., and PARABONI A., [1998] Test and development of models of atmospheric crosspolar discrimination for satellite communication systems at Ka- and V-band, Proceed. of the First International Workshop on Radiowave Propagation Models for SatCom Services at Ku-band and Above, Estec, Noordwijk, The Netherlands, 28-29 Oct. 1998
- NOWLAND W.L., OLSEN R.L. and SHKAROFSKY I.P., [1977] Theoretical relationship between rain depolarisation and attenuation, Electronics Letters, Vol. 13, No. 22, pp. 676-678, Oct. 1977
- OGUCHI T., [1983] Electromagnetic wave propagation and scattering in rain and other hydrometeors, Proc. IEEE, Vol. 71, No. 9, pp. 1029-1078, Sept. 1983
- PARABONI A., MARTELLUCCI A. and POLONIO R., [1977] A probabilistic model of rain and ice depolarization based on experimental estimation of the atmospheric ice content, Proc. SBMO/IEEE International Microwave and Optoelectronics Conference, Natal, Brazil, pp. 707-712, Aug. 1997
- POIARES BAPTISTA J.P.V. (Editor), [1994] Reference book on radar, OPEX-ESA WPP-083, Nov. 1994

- RAY P. S., [1972] Broad Band Complex refractive index of ice and water, Applied Optics, Vol. 11, No. 8, 1972.
- STUZMAN W.L. and RUNYON D.L. [1984] The relationship of rain-induced cross polarization discrimination to attenuation for 10 to 30 GHz Earth-space radio links, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, AP-32(7), pp. 705-710, 1984
- THURAI M., HUANG G., BRINGI V. and SCHONHUBER M., [2007] Calculations of XPD spread for 20 GHz fixed satellite systems using 2-D video disdrometer data, Proc. 2<sup>nd</sup> European Conference on Antennas and Propagation, on CD, Edinburgh, U.K., 11-16 Nov. 2007
- VAN DE KAMP, M.M.J.L., SMITS E.J.M., HERBEN M.H.A.J. and BRUSSAARD G., [1994] Experimental verification of existing rain depolarization models, Archiv fuer elektronik und uebertragungstechnik, No.48(3), pp. 173-176, 1994
- VAN DE KAMP, M.M.J.L, [2001] Depolarisation due to rain: the XPD-CPA relation, International Journal on Satellite Communication, Vol. 19, Issue 3, pp. 285-301, 2001
- VAN DE KAMP, M.M.J.L, [2004] Separation of simultaneous rain and ice depolarisation, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 52, No. 2, pp. 513-523, 2004



## CHAPITRE 10

### Aspects statistiques de la modélisation

#### 10.1 Variabilité des phénomènes atmosphériques

Ce chapitre traite de la variabilité naturelle de toute grandeur radiométéorologique fonction du temps. Il s'adresse tout spécialement au concepteur de systèmes de télécommunication dont le problème est de satisfaire aux critères de qualité de fonctionnement (statistiques) d'un "mois quelconque" ou qui veut évaluer le risque lié à la disponibilité des systèmes au vu de la variabilité interannuelle (c'est-à-dire, d'une année à l'autre) des phénomènes agissant sur la propagation (en particulier l'affaiblissement par la pluie).

Les grandeurs radiométéorologiques sont des phénomènes aléatoires qui suivent une loi de dépendance complexe en fonction du temps, avec des échelles de temps qui vont des millisecondes jusqu'à un grand nombre d'années. Beaucoup de ces grandeurs présentent une dépendance saisonnière évidente, d'où le caractère cyclo-stationnaire de ce processus. La conséquence est la suivante: sur une durée d'observation relativement courte (par exemple, un mois, une année), la qualité de fonctionnement observée d'une liaison radioélectrique peut être extrêmement différente de la qualité moyenne calculée sur un grand nombre d'années. Pour cette raison, beaucoup de critères de qualité de fonctionnement spécifiés par l'UIT-R sont exprimés sur la base d'une période de référence appelée "mois le plus défavorable" (Recommandation UIT-R P.581). Maintes méthodes de prévision de la propagation consistent fondamentalement à prévoir, directement ou indirectement, les statistiques relatives à la période du "mois le plus défavorable".

Par ailleurs, les concepteurs tout autant que les utilisateurs ont besoin de méthodes permettant d'évaluer la qualité de fonctionnement des liaisons radioélectriques pendant des périodes d'observation plus courtes. Ces méthodes doivent être de nature générale, car les problèmes posés peuvent varier d'une application à une autre.

Le § 10.1.2 présente une méthode générale qui permet d'évaluer la variabilité naturelle d'un paramètre radiométéorologique par rapport à sa moyenne à long terme pour des durées d'observation qui sont des multiples d'un mois (par exemple, "mois le plus défavorable", deuxième "mois le plus défavorable", année, etc.).

Le § 10.1.1 donne les définitions de nombreux paramètres utilisés dans le Chapitre 10.

#### 10.1.1 Définitions

##### Statistiques

La caractérisation statistique la plus simple d'une grandeur radiométéorologique stochastique, symbolisée par  $\underline{s}$ , est celle qui est donnée par sa distribution de probabilité,  $p(s)$ :

$$p(s) = \text{probabilité } (\underline{s} > s)$$

où:

$s$  est une valeur de seuil.

$p$  est parfois appelée "distribution à long terme" ou "distribution pour une année moyenne".

De même, pour la "distribution de probabilité pour le mois en moyenne le plus défavorable de l'année",  $p_w$ :

$$p_w(s) = \text{probabilité } (\underline{s} > s \mid \text{dans la période du mois le plus défavorable})$$

On considère ici seulement une sous-population d'événements de propagation, qui interviennent dans la période du mois le plus défavorable tel que défini dans la Recommandation UIT-R P.581.

### **Fraction du temps pendant laquelle il y a dépassement d'un seuil (f.t.d.s.)**

Une distribution plus générale que la distribution de probabilité est la fraction du temps pendant laquelle la grandeur stochastique  $\underline{g}$  dépasse certaines valeurs de seuil  $s$  (f.t.d.s.) sur une période d'observation bien définie. Cette période peut être limitée (par exemple, le mois de mai 1972) ou infinie (par exemple, tous les mois de mai). Dans ce dernier cas, la f.t.d.s. peut être assimilée à une distribution de probabilité.

#### **f.t.d.s. mensuelle individuelle, $\underline{X}$**

Si l'on prend pour périodes d'observation chacun des mois civils de chaque année, on aboutit à un ensemble infini de valeurs de la f.t.d.s.:

$$X_{jm}(s) = \text{la f.t.d.s. du mois } m \text{ de l'année } j, \text{ pour la valeur de seuil choisie, } s \\ (m = 1, 2, \dots, 12, j = \dots, 1988, 1989, \dots).$$

Dans la pratique, les valeurs de  $X_{jm}$  peuvent varier considérablement d'un mois à l'autre et d'une année à l'autre. En fait,  $X_{jm}(s)$  peut être considérée comme la réalisation, pendant le mois  $m$  de l'année  $j$ , de la grandeur stochastique  $\underline{X}(s)$  avec des propriétés stochastiques bien définies.

#### **f.t.d.s. du mois le plus défavorable de l'année, $\underline{W}$**

La f.t.d.s. du mois le plus défavorable de l'année pour la grandeur radiométéorologique  $\underline{g}$ , pendant l'année  $j$ , est définie comme suit pour une valeur de seuil donnée,  $s$ :

$W_j(s)$  = la valeur maximale de  $X_{jm}(s)$  sur les 12 mois ( $m = 1, 2, \dots, 12$ ) de l'année  $j$ .

$W_j$  peut être considérée comme la réalisation, pendant l'année  $j$ , de la grandeur stochastique  $\underline{W}$ .

NOTE – On notera que la définition ci-dessus [Crane et Debrunner 1978; Brussaard et Watson, 1979] définit également la période du mois le plus défavorable au cours de chaque année  $j$ ; cette période peut être différente selon la valeur de seuil  $s$  considérée.

#### **f.t.d.s. du mois en moyenne le plus défavorable de l'année, $p_w$**

Cette f.t.d.s. est définie simplement comme la moyenne d'ensemble des f.t.d.s. du mois le plus défavorable de l'année:

$$p_w(s) = \langle \underline{W}(s) \rangle$$

A des fins pratiques,  $p_w$  peut être égale à la probabilité pour que  $\underline{g} > s$  pendant la période infinie des mois les plus défavorables de toutes les années.

#### **f.t.d.s. moyenne annuelle, $p$**

Le fait de définir les périodes de temps comme des années prises individuellement conduit à l'ensemble infini des réalisations des f.t.d.s. annuelles,  $\underline{Y}(s)$ . La moyenne d'ensemble de cette grandeur stochastique conduit à la f.t.d.s. moyenne annuelle  $\langle \underline{Y}(s) \rangle$ . Dans la pratique, cette distribution est égale à la distribution de probabilité de base,  $p(s)$ , introduite au § 10.1.2:

$$p(s) = \langle \underline{Y}(s) \rangle$$

### 10.1.2 Concepts et modèles

#### La méthode générale

Dans la méthode générale, les interruptions de fonctionnement, les qualités de fonctionnement, etc., d'une liaison radioélectrique pendant les périodes de temps extrêmes ne font pas l'objet de prévisions à partir des données, généralement peu nombreuses, concernant des événements peu fréquents; ces caractéristiques sont extrapolées à partir de la masse des données de propagation se rapportant à des périodes moins extrêmes, grâce à des modèles statistiques généraux. Par exemple, lorsqu'on dispose de données obtenues sur une période de cinq ans, on détermine les caractéristiques du mois le plus défavorable en analysant la totalité des  $5 \times 12$  données mensuelles, au lieu d'utiliser seulement les données annuelles se rapportant aux cinq mois les plus défavorables.

Le point de départ de la méthode générale est la fonction de distribution cumulative complémentaire (FDCC),  $F$ , constituée par l'ensemble des réalisations de la fraction mensuelle du temps,  $\underline{X}$ , pendant laquelle il y a dépassement d'un seuil (f.t.d.s.):

$$F(X) = \text{Probabilité } (\underline{X} > X)$$

A partir de cette FDCC (voir l'Annexe 10.A.1), on peut déterminer les distributions statistiques des f.t.d.s. pour d'autres périodes de référence multiples entiers d'un mois (par exemple, la distribution de la f.t.d.s. annuelle,  $\underline{Y}$ , ou celle de la f.t.d.s. annuelle du mois le plus défavorable,  $\underline{W}$ ), en appliquant des méthodes statistiques de l'analyse combinatoire.

#### La FDCC

Pour une large catégorie de grandeurs radiométéorologiques, on a montré que la FDCC,  $F(X)$ , est une exponentielle conditionnelle:

$$F(X) = C_0 \exp(-X/C_1) \quad (10.1)$$

$$\{0 < C_0 < 1, X > 0\}$$

où les paramètres  $C_0$  et  $C_1$  dépendent en général du niveau de seuil considéré. Cette distribution, proposée initialement par Crane et Debrunner [1978], a été largement confirmée ensuite par plusieurs auteurs [Mawira, 1980; COST 205, 1985a; COST 205, 1985b; Dellagiacomma et Tarducci, 1987] pour des niveaux de seuil relatifs à des probabilités à long terme inférieures à 1%. Pour des niveaux de seuil relatifs à des probabilités à long terme supérieures à 1%, l'ajustement aux données donne souvent des valeurs de  $C_0$  supérieures à l'unité [Poiares Baptista *et al.*, 1989; Fukuchi *et al.*, 1985].

Dans des cas de ce genre, le modèle peut être étendu comme suit [Mawira, 1989]:

$$F(X) = \exp(-(X - C_1 \ln(1/C_0))/C_1) \quad (10.2)$$

$$\{X > C_1 \ln(1/C_0), C_0 > 1\}$$

$X$  étant modélisé comme la somme d'une constante,  $C_1 \ln(1/C_0)$ , et d'une composante stochastique à distribution exponentielle de valeur moyenne  $C_1$ .

L'Annexe 10.A.2 décrit une méthode pour faire l'estimation des paramètres  $C_0$  et  $C_1$  à partir d'un ensemble de valeurs d'observation mensuelles de la f.t.d.s.

La moyenne mensuelle de f.t.d.s.,  $\langle X \rangle$ , est voisine de  $p$  pour l'année moyenne. On peut donc remplacer le paramètre  $C_1$ , dans le modèle ci-dessus, par  $p/C_0$ , de telle sorte que la relation  $C_0(p)$ , associée aux méthodes de prévision de  $p$ , permette de caractériser complètement la FDCC  $F$ .

L'élimination du paramètre seuil représente plus qu'une simple commodité mathématique. On a observé, en effet, que la relation  $C_0(p)$  est principalement déterminée par les processus

météorologiques de base, alors que les paramètres spécifiques des liaisons radioélectriques n'ont qu'une importance secondaire [Mawira, 1980; Yon *et al.*, 1984; COST 205 1985a; COST 205 1985b; Fukuchi *et al.*, 1985]. Par conséquent, une fois qu'on a établi cette relation pour un processus donné, on pourra l'utiliser dans les estimations de variabilité pour des liaisons radioélectriques ayant des caractéristiques différentes (fréquence, longueur de trajet, angle d'élévation, etc.).

Parmi les autres FDCC proposées, citons la distribution log-normale conditionnelle [Crane, 1991] et la distribution gamma décalée [Fukuchi et Watson, 1989]. Pour un examen approfondi de cette question, voir [Mawira, 1999].

### La population de la f.t.d.s. mensuelle

Lorsque  $C_0$  est inférieur à 1, le nombre moyen des mois de l'année pendant lesquels  $\underline{X}$  est supérieur à 0 est donné par:

$$M_0 = 12 C_0 \quad (10.3)$$

avec  $M_0 < 12$  mois; pour le modèle élargi,  $C_0 > 1$  et  $M_0 = 12$ .

En théorie, par conséquent, la population de  $\underline{X}$  peut être considérée comme composée de deux sous-ensembles distincts: le premier formé de 12  $M$  mois par année avec  $\underline{X} = 0$ , et un second sous-ensemble dans lequel on peut avoir  $\underline{X} > 0$  et qui est composé de  $M$  mois actifs par année avec  $M_0 < M \leq 12$ .

A l'intérieur du sous-ensemble actif, la distribution de  $\underline{X}$  a pour expression:

$$F_M(X) = C_{0M} \exp(-X/C_1) \quad (10.4)$$

avec

$$C_{0M} = C_0 12/M$$

$$\{0 < C_0 < 1; 0 < C_{0M} < 1\}$$

En général, il n'est pas possible de déterminer la valeur exacte de  $M$  à partir de la distribution combinée  $F(X)$ . Toutefois, pour les applications pratiques, il suffit souvent de prendre des valeurs de  $M$  comprises entre 12 et  $12C_0$  [Mawira, 1985].

## 10.2 Statistiques du mois le plus défavorable

### 10.2.1 La définition de l'UIT-R

Dans la conception des liaisons radioélectriques (par exemple, liaisons satellite-Terre, faisceaux hyperfréquences de Terre), il faut tenir compte de l'influence nuisible des phénomènes radiométéorologiques. Les effets de ces phénomènes sont généralement de nature stochastique, présentent des variations saisonnières et sont à l'origine d'événements peu fréquents mais violents.

Si l'on spécifie la qualité de service requise en se fondant uniquement sur la simple distribution de probabilité (distribution associée à une période de référence de longueur infinie), on ne rend pas suffisamment compte du comportement complexe dans le temps. Une manière de traiter ce problème consiste à utiliser des statistiques conditionnelles, définies pour des périodes de référence spéciales pendant lesquelles on a des crêtes d'activité de propagation. Une autre méthode consiste à définir, en même temps que les limites de fonctionnement des systèmes, un risque acceptable de dépassement des limites du fait des dégradations dues aux effets radiométéorologiques.

Dans le passé, suivant la pratique de l'UIT-T dans la formulation classique des exigences en matière de bruit, l'UIT adoptait comme période de référence "un mois quelconque" ou "une année quelconque". Le risque ainsi couru est nul et cette pratique est incompatible avec l'une et l'autre des

deux méthodes évoquées plus haut; elle est du reste incompatible avec toute analyse statistique rationnelle.

La solution de cette énigme, proposée initialement par Brussaard et Watson [1979] et adoptée par l'UIT-R (Recommandation UIT-R P.581), a consisté à définir la "valeur moyenne pendant le mois le plus défavorable de l'année" en tant qu'équivalent statistique du terme mal défini "mois quelconque". Le terme "année quelconque" est généralement pris comme l'équivalent d'"année moyenne".

### 10.2.2 Méthode de calcul avec le facteur $Q$

En général, la plupart des modèles prévoient la distribution à long terme,  $p$ , sur la base de données radiométéorologiques. On calcule ensuite la distribution du mois le plus défavorable,  $p_w$ , à l'aide du facteur de conversion  $Q$ , lequel est défini comme le rapport de la f.t.d.s. moyenne annuelle du mois le plus défavorable à la f.t.d.s. moyenne annuelle, ces deux valeurs étant prises au même niveau de seuil:

$$Q = p_w / p \quad (10.5)$$

L'étude de la relation qui existe entre  $Q$  et  $p$  pour une variété importante d'effets de propagation a montré qu'une loi de puissance de la forme:

$$Q = Q_1 \times p^{-\beta} \quad (10.6)$$

$$\{1 < Q < 12\}$$

est applicable pour la gamme de probabilités ( $0,001\% < p < 3\%$ ), [Segal, 1980]. Pour les valeurs supérieures de probabilité ( $p > 3\%$ ), une constante  $Q = Q_1 3^{-\beta}$  révèle applicable environ jusqu'à  $p = 30\%$ , tandis que pour  $p > 30\%$ , une forme de loi de puissance est de nouveau valable avec  $Q = 1$  au niveau de 100% [Poiars Baptista *et al.*, 1989].

Pour certaines utilisations, il est préférable d'exprimer  $Q$  en fonction de  $p_w$ :

$$Q = Q'_1 \times p_w^{-\beta'} \quad (10.7)$$

avec

$$Q'_1 = Q_1^{1/(1-\beta)} \text{ et } \beta' = \beta/(1-\beta).$$

La Recommandation UIT-R P.841 présente des formules qui donnent les valeurs de  $Q$  en fonction de  $p$ , avec deux paramètres:  $Q_1$  et  $\beta$ . Le Tableau 1 de cette Recommandation récapitule les valeurs de  $Q_1$  et  $\beta$  correspondant à divers emplacements et plusieurs effets de propagation. Ce tableau met clairement en évidence les différentes régions climatiques et la dépendance qui existe par rapport au processus de propagation; ainsi, pour le nord-ouest de l'Europe et pour  $p = 0,01\%$ , les valeurs de  $Q$  en ce qui concerne les effets dus à la pluie sur les trajets de Terre, les effets dus à la pluie sur les trajets obliques et les effets dus à la propagation par conduits sont respectivement égales à 5,5, 6,5 et 7,9.

Pour la planification globale dans les applications de la radiodiffusion par satellite, il est peut-être préférable de choisir une relation moyenne unique:

$$Q_1 = 2,85, \beta = 0,13$$

ou bien:

$$Q'_1 = 3,3, \beta' = 0,15$$

On peut considérer que ces valeurs globales représentent une zone climatique où les variations saisonnières sont raisonnablement modérées.

Lorsque l'on considère des valeurs mesurées de  $Q$ , il est important de noter qu'il faut disposer de données recueillies pendant de nombreuses années pour pouvoir faire des prévisions fiables: si cette période est de quatre années, l'écart d'erreur sur  $Q$  est de l'ordre de 10% à 20%; il est d'environ 30% pour une période d'observation d'une année [Mawira, 1985]. Casiraghi et Paraboni [1989] ont effectué une analyse portant sur 176 "emplacements x années", avec des données d'affaiblissement recueillies sur des trajets obliques par 40 stations d'Europe occidentale [COST 205, 1985b]; cette analyse a révélé, pour l'ajustement optimum, les valeurs suivantes:  $Q_1 = 3,7$  et  $\beta = 0,13$ , avec une erreur quadratique moyenne d'environ 22%. Cette erreur a deux origines: d'une part, le caractère limité de la période d'observation (environ quatre années/emplacement), d'autre part, les différences d'ordre climatique observables d'une station à l'autre.

### 10.2.3 Méthode de calcul avec le facteur $C_0$

La relation exacte entre  $Q$  et  $C_0$  peut être obtenue au moyen du modèle exponentiel conditionnel. On obtient une bonne approximation de cette relation avec:

$$Q = 12/(1 + 3C_0) \quad (10.8)$$

$$\{0 < C_0 < 1\}$$

pour  $M = 12$ ; l'enveloppe supérieure (pour  $M = 12 C_0$ ) pouvant être trouvée si l'on augmente la valeur  $Q$  susmentionnée de  $(1 + 0,002/C_0)$ , avec une limite supérieure de 12 pour la nouvelle valeur de  $Q$ . Avec cette formule, on peut estimer  $C_0$  à partir des valeurs mesurées de  $Q$ , bien qu'il soit préférable de déterminer  $C_0$  à partir de la population complète de  $X$  par l'intermédiaire d'une analyse de régression, comme cela est décrit dans l'Annexe 10.A.2.

On s'est aussi servi du modèle exponentiel conditionnel pour étudier la fiabilité d'une estimation directe de  $Q$  à partir de données d'observation recueillies pendant un nombre d'années limité [Segal, 1980]. Les résultats font apparaître des erreurs de l'ordre de 30% pour une année d'observation, l'erreur s'abaissant jusqu'à 10 à 20% pour quatre années. Dellagiacomma et Tarducci [1987] ont confirmé la variabilité de  $Q$  mise en évidence pendant des périodes d'observation limitées et telle que prévue par ce modèle; pour ce faire, ces auteurs ont effectué des essais fondés sur une grande base de données d'intensité de pluie (55 emplacements et dix années d'observation pour chaque emplacement).

La relation  $C_0(p)$  peut être considérée comme un "descripteur de variabilité" climatique fondamental. A titre de variante, on peut considérer la relation  $Q(p)$ , car il existe une correspondance quasi biunivoque entre  $Q$  et  $C_0$  (il est plus facile, actuellement, de disposer de la relation  $Q(p)$  que de la relation  $C_0(p)$ ).

### 10.2.4 Variabilité

Dans de nombreux cas, il peut être souhaitable de considérer des situations plus extrêmes que celle représentée par la f.t.d.s. moyenne annuelle,  $\underline{W}$ . Un scénario possible consiste à considérer le mois le plus défavorable moyen pendant  $N$  années ( $N > 1$ ). Il existe une autre variante, à savoir considérer la variabilité de  $\underline{W}$ : cette méthode est préférable, car elle n'exige pas une autre définition du mois le plus défavorable.

On peut utiliser le modèle exponentiel conditionnel du § 10.1.2 pour déterminer la distribution de probabilité de  $\underline{W}/p_w$  en fonction de  $C_0$  ou de  $Q$  [Mawira, 1989, 1999]. Les résultats sont donnés dans la Figure 1 de la Recommandation UIT-R P.678, où les valeurs de la f.t.d.s. annuelle pour le mois le plus défavorable,  $\underline{W}$ , normalisées par rapport à  $p_w$ , sont indiquées pour plusieurs centiles et en fonction de  $Q$ . Donnons un exemple d'utilisation de cette figure: pour le niveau de seuil  $x$  avec  $Q = 6$ , 10% des valeurs annuelles de la f.t.d.s. pour le mois le plus défavorable,  $\underline{W}$ , feront apparaître

une fraction de temps de dépassement égale à 1,7 fois la valeur correspondant à  $p_w$ . En conséquence, une fois la valeur de  $Q$  connue pour un niveau de seuil donné, on peut prévoir la f.t.d.s. annuelle plus extrême pour le mois le plus défavorable en employant la Figure 1 de la Recommandation UIT-R P.678.

### 10.3 Statistiques annuelles

#### 10.3.1 Modèle de Crane

##### 10.3.1.1 Variabilité

La f.t.d.s. annuelle  $Y$  (voir le § 10.1.1) est une variable stochastique qui est caractérisée par une variabilité d'une année sur l'autre pouvant être quantifiée par son coefficient de variation:

$$\Omega_y = \sigma_y / p, \quad (10.9)$$

où  $\sigma_y$  est l'écart type de  $\underline{Y}$ . Le modèle exponentiel conditionnel permet de prévoir la relation suivante [Mawira, 1980]:

$$\Omega_y = \sqrt{\frac{1}{6C_0} \frac{1}{M}} \quad (10.10)$$

$$\{0 < C_0 < 1\}$$

La limite supérieure et la limite inférieure de  $\Omega_y$  correspondent à  $M = 12$  et  $M = 12 C_0$ . La validité de cette formule a été confirmée au moyen d'abondantes données relatives à l'affaiblissement en trajet oblique [COST 205, 1985b], cette référence donnant également l'expression mathématique (10.10) pour la distribution de probabilité de  $\underline{Y}$ . Cette formule, déduite par voie théorique du modèle exponentiel conditionnel, exprime la distribution de probabilité de  $\underline{Y}$  sous la forme d'une somme de plusieurs distributions gamma. Fukuchi et Watson [1989] ont effectué des tests qui montrent que la distribution gamma elle-même est aussi un modèle satisfaisant pour la distribution de  $\underline{Y}$ . Les calculs numériques montrent que la distribution de  $\underline{Y}/p$  ressemble beaucoup à celle de  $\underline{W}/p_w$  [Howell *et al.*, 1983]. La Figure 1 de la Recommandation UIT-R P.678 peut donc être utilisée également pour caractériser la variabilité de la f.t.d.s. annuelle  $\underline{Y}$ , avec la modification suivante:

$$Y/p = W/p_w \quad (10.11)$$

pour  $Q > 6$

et

$$Y/p = 1 + (1 - 0,12 (6 - Q)) (W/p_w - 1) \quad (10.12)$$

pour  $Q < 6$

##### 10.3.1.2 Précision et tests du modèle

Lorsque l'on étudie la variabilité des distributions de probabilité météorologiques, une autre question à considérer est la précision avec laquelle on estime la distribution moyenne (ou tout autre paramètre) résultant d'un ensemble limité d'observations (indépendantes). Mawira [1999] a étudié la précision de l'estimation de  $Q$  obtenue sur la base d'un nombre limité d'années d'observation; cette étude a été faite avec le modèle exponentiel conditionnel.

Il existe des tests puissants pour analyser la variabilité d'échantillons indépendants prélevés dans un processus aléatoire stationnaire dont la distribution de probabilité est connue. Si cette distribution est connue, ou supposée normale, il est facile d'effectuer des tests statistiques en utilisant des tables classiques. Dans les autres cas, il pourra être nécessaire d'appliquer une transformation aux résultats d'observation pour obtenir une fonction de distribution normale.

En l'absence d'un modèle approprié, on peut utiliser comme référence la fonction de distribution cumulative (FDC) médiane à long terme calculée à partir d'une série de mesures à long terme pour tester la validité d'une nouvelle série limitée de résultats de mesure. Or, dans la plupart des cas réels de mesures de propagation, cette série à long terme fera défaut. On peut contourner cette difficulté en mettant en oeuvre un modèle de prévision pour l'estimation de la FDC médiane à long terme, cela pour chaque trajet et chaque emplacement. Le recours à un modèle pour estimer la FDC de référence entraînera inévitablement une augmentation de l'incertitude qui entache l'estimation, en raison des erreurs de modélisation.

Des observations ont été faites sur la variabilité annuelle des FDC de l'affaiblissement dû à la pluie, pour des valeurs données de la probabilité relatives à 11 emplacements répartis sur sept zones hydrométéorologiques d'Europe et des Etats-Unis d'Amérique. Les résultats de ces observations conduisent à penser que la variable:

$$x = \ln(\text{valeur mesurée/valeur prévue})$$

a une distribution normale. Dans l'application à l'affaiblissement dépassé pendant 0,01% de l'année, on a obtenu la valeur 0,29 pour l'écart type [Crane, 1990]. L'auteur considère que cette valeur comporte deux éléments: une valeur de 0,17 pour les variations d'un emplacement à un autre, et une valeur de 0,23 pour les variations d'une année à l'autre.

Une fois déterminée la distribution de référence pour les échantillons, il est possible de tester les différentes séries par rapport à l'hypothèse log-normale. Dans cette opération, on a un critère en ce qui concerne les grands écarts ou les valeurs aberrantes: ce critère est la non-validité de l'hypothèse selon laquelle l'écart observé entre la distribution de référence et la distribution des échantillons ordonnés est compatible avec l'écart modélisé.

Inversement, on peut se servir de la variable logarithmique  $x$  pour tester la qualité des modèles de prévision par rapport aux FDC (observées) de l'affaiblissement. C'est sur cette base qu'est définie la variable de test dans la Recommandation UIT-R P.311. C'est la méthode de prévision de l'affaiblissement dû la pluie décrite dans la Recommandation UIT-R P.618 qui a été choisie; en effet, cette méthode donne le plus petit écart par les moindres carrés (écart logarithmique) entre la méthode de prévision et les résultats de mesure figurant dans la base de données de la Commission d'études 3 de l'UIT-R.

### 10.3.2 Variabilité, d'une année à l'autre, des statistiques d'intensité de pluie et d'affaiblissement dû à la pluie

L'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.678 permet de prévoir la variabilité, d'une année à l'autre, de l'intensité de pluie et de l'affaiblissement dû à la pluie [Jeannin *et al.*, 2013] [Boulanger *et al.*, 2013]. La méthode exposée permet de calculer la variabilité de la probabilité que l'affaiblissement dû à la pluie (ou l'intensité de pluie) dépasse une valeur donnée.

Ce modèle postule que les fluctuations, d'une année à l'autre, des statistiques d'affaiblissement dû à la pluie (ou d'intensité de pluie) suivent asymptotiquement une distribution normale autour de la probabilité à long terme de dépassement,  $p$ , avec une variance annuelle composée de la variance de l'estimation et de la variance climatique d'une année à l'autre.

La variance de l'estimation repose sur la fonction de corrélation du processus de Bernoulli sous-jacent; elle est fonction de la probabilité de dépassement.

La variance climatique d'une année à l'autre est la variation annuelle de la probabilité d'affaiblissement dû à la pluie ou d'intensité de pluie autour de la probabilité à long terme de l'affaiblissement dû à la pluie ou de l'intensité de pluie. Dans ce cas précis, on considère que la probabilité annuelle est une variable aléatoire caractérisée par une moyenne à long terme et une variance d'une année à l'autre.

On considère en outre par hypothèse que la variabilité climatique d'une année à l'autre est due à la variation de l'occurrence annuelle de l'intensité de pluie ou de l'affaiblissement dû à la pluie  $P_o^y$ . Cette hypothèse conduit à penser que la FDCC conditionnelle  $P(A > A^* | A > 0)$  de l'affaiblissement dû à la pluie ou  $P(R > R^* | R > 0)$  de l'intensité de pluie sont invariants d'une année à l'autre [Rosenfeld *et al.*, 1990] [Kedem *et al.*, 1990] [Elthir et Bras, 1993] [Sauvageot, 1994] [Xie et Arkin, 1996] [Nzeukou et Sauvageot, 2002]. En particulier, dans le cas de l'intensité de pluie, il ressort que la hauteur de pluie annuelle  $M_T$  [mm] est donnée par la relation:

$$M_T = P_o^y \times \bar{R} \times T \quad M_T = P_o^y \times \bar{R} \times T, \quad (10.17)$$

où  $\bar{R} = E[R > R^* | R > 0]$  [mm.h<sup>-1</sup>] est l'intensité de pluie moyenne conditionnelle (c'est-à-dire lorsqu'il pleut effectivement) et  $T$  [h] la durée d'intégration (à savoir, une année). Enfin, la variance climatique d'une année à l'autre est donnée par:

$$\sigma_C^2 = \left( \frac{\sqrt{\text{var}(M_T)}}{E[M_T]} \cdot p \right)^2 \quad (10.18)$$

où le terme  $\sqrt{\frac{\text{var}(M_T)}{E[M_T]}}$  appelé "coefficient climatique",  $r_c$ , dépend de l'emplacement. L'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.678 fournit  $r_c$  sous forme de cartes numériques.

## 10.4 Les concepts de risque et de fiabilité

Actuellement, l'UIT spécifie les objectifs de qualité de fonctionnement/disponibilité des réseaux radioélectriques au moyen de distributions cumulatives moyennes (par exemple, année moyenne, mois le plus défavorable moyen). Si, jusqu'ici, cette méthode a été un bon outil pour les responsables de la planification des réseaux radio, au vu de l'évolution du marché des télécommunications, il est aujourd'hui nécessaire de définir un panel plus large de niveaux de service. Dans le cas idéal, le concepteur de système doit être en mesure de dégager un compromis entre, d'un côté, le coût du nouveau réseau envisagé et, de l'autre, la satisfaction des utilisateurs dudit réseau. Or les objectifs actuels de l'UIT en matière de qualité de fonctionnement/disponibilité ne l'aident pas dans cette analyse. On peut, de façon générale, affirmer ce qui suit: lorsqu'il existe une interaction économique dynamique entre utilisateurs et prestataires de services, il est nécessaire d'adopter une démarche plus évoluée pour spécifier les objectifs de qualité de fonctionnement/disponibilité. Pour ce faire, il est logique de s'intéresser à des concepts plus fréquemment utilisés dans le domaine de l'ingénierie de la fiabilité, par exemple le risque, le délai de retour et la durée moyenne de fonctionnement avant défaillance. Cela étant, il convient de toujours tenir compte des propriétés spécifiques des environnements de propagation radioélectrique (par exemple, la nature cyclo-stationnaire de la propagation liée à la météorologie). Par ailleurs, au vu du coût très important des expériences en matière de propagation, il est souhaitable que les informations nécessaires à la définition des nouveaux concepts puissent être extraites des données disponibles, et ce de façon fiable.

### 10.4.1 Analyse de risques

#### 10.4.1.1 Première méthode

Dans cette première méthode, on pose que le paramètre pertinent est le "risque" qu'un système donné satisfaisant à des objectifs à long terme fonctionnera de façon satisfaisante pour un sous-ensemble d'utilisateurs pendant un certain laps de temps (court).

Ce "risque" peut s'exprimer comme la fraction des utilisateurs confrontés à un niveau de service inférieur à celui qui est annoncé. Une autre solution consiste à définir le "risque" comme la

probabilité qu'un utilisateur individuel soit confronté, pendant un laps de temps court, à un niveau de service inférieur à celui que le système assure en moyenne. Cette solution nécessite une analyse de la variabilité, dans laquelle les données concernant la non-disponibilité attendue doivent être complétées avec des données concernant la variabilité de la non-disponibilité. On peut aisément recourir aux modèles relatifs aux périodes mensuelles pour définir, pour une période de référence mensuelle, les centiles de risque ou les délais de retour correspondant à des niveaux de seuil fixés.

La Figure 1 de la Recommandation UIT-R P.678 donne les informations nécessaires pour évaluer le risque lié aux valeurs de f.t.d.s. pour le mois le plus défavorable. Les équations (10.11) et (10.12) ci-dessus permettent de faire cette évaluation pour les valeurs de f.t.d.s. annuelles.

Pour d'autres périodes de référence, il est nécessaire d'effectuer de nouvelles analyses et de générer les FDCC de l'occurrence des évanouissements ou des brouillages pour la période de référence considérée.

L'Annexe 10.A.3 traite deux exemples qui précisent la méthode à utiliser pour calculer l'interruption de fonctionnement et la marge de protection contre les évanouissements avec des valeurs données de l'intervalle de risque ou de confiance.

On peut utiliser la même méthode pour évaluer le risque/la confiance associé(e) à une marge supplémentaire de protection contre les évanouissements ou à une spécification moins stricte des interruptions de fonctionnement (interruptions plus nombreuses).

#### **10.4.1.2 Estimation du risqué associé à la marge de propagation**

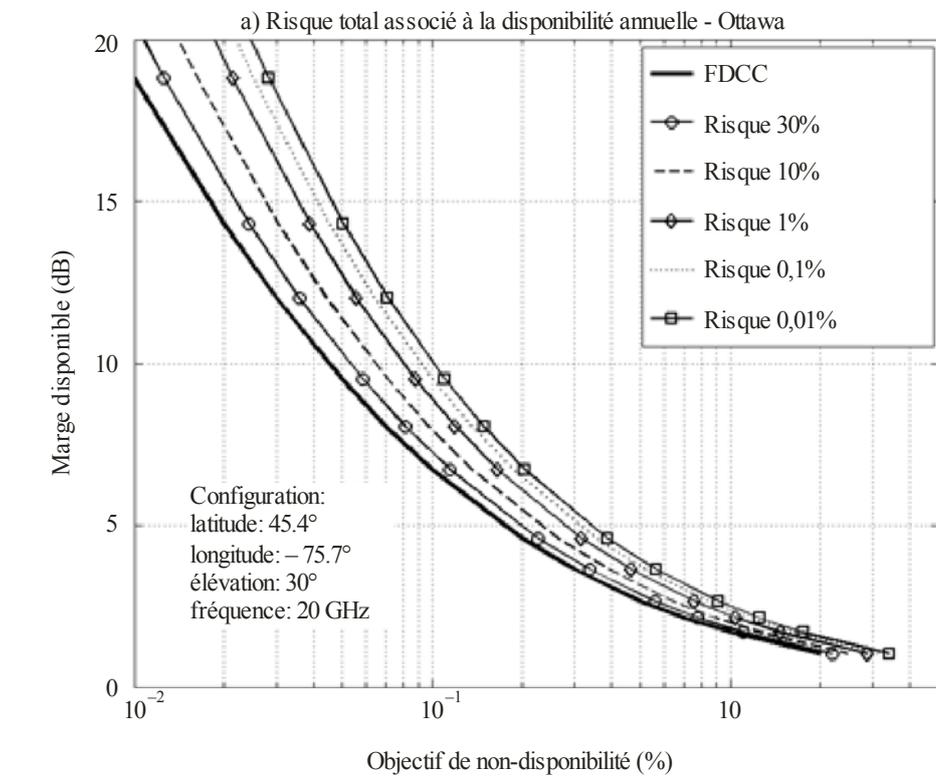
Etant donné une probabilité,  $p$ , de dépassement d'un affaiblissement dû à la pluie,  $A$ , l'Annexe 3 de la Recommandation UIT-R P.678 décrit une méthode permettant d'évaluer le risque que la probabilité annuelle dépasse  $p_R$ .

Cette méthode d'évaluation pourrait être extrêmement utile aux concepteurs de systèmes et aux opérateurs de satellites, en particulier si des sanctions financières sont exigées lorsqu'un niveau de disponibilité annuelle spécifié n'est pas atteint.

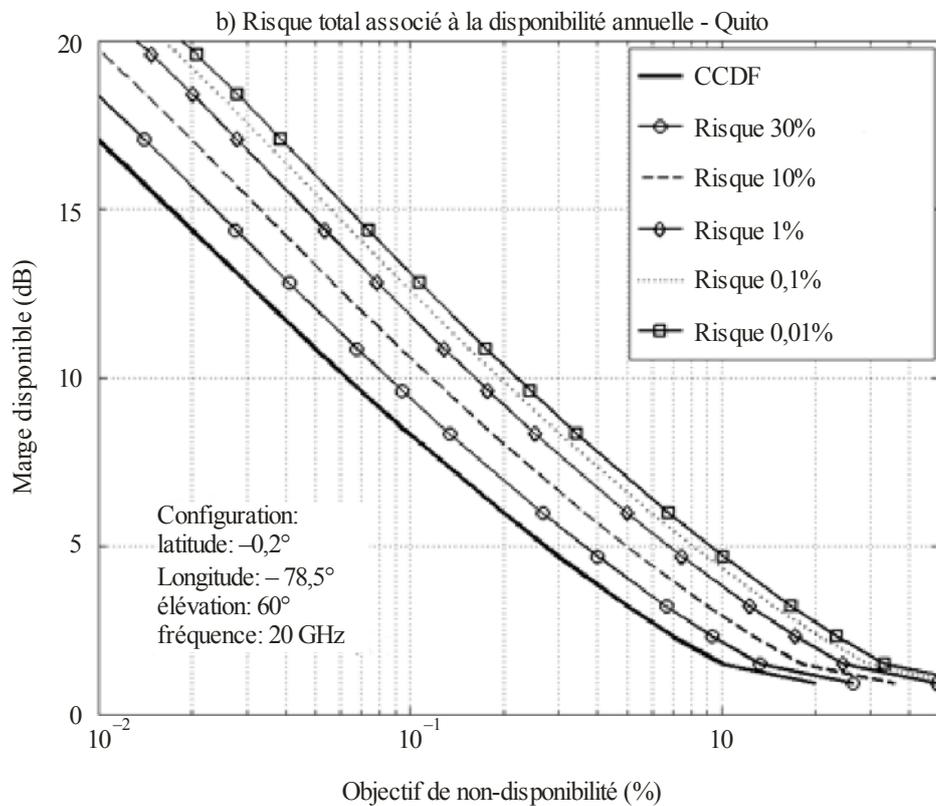
La Figure 10.1 présente deux exemples du risque dans le cas de deux liaisons radioélectriques à 20 GHz entre deux stations terriennes situées à Ottawa (Canada) et Quito (Equateur). Les FDCC ont été calculées en appliquant la Recommandation UIT-R P.618 et l'erreur sur la FDCC calculée ( $\sigma_M^2$  dans l'étape 5 de l'Annexe 2 de la Recommandation UIT-R P.678) est prise égale à 0 par hypothèse.

FIGURE 10.1

Risque  $\mathfrak{R}$  associé à la disponibilité annuelle pour des liaisons radioélectriques situées à Ottawa (Canada) (a) et à Quito (Equateur) (b) à 20 GHz



Risque-Ve/c: 10-0:



Risque-Ve/c: 10-0:

Dans le cas de la configuration d'Ottawa:

- en partant d'une marge de disponibilité de 6,7 dB,
  - la disponibilité de 99,9% est garantie avec un risque  $\mathfrak{R} = 50\%$  (prévision initiale);
  - la disponibilité de 99,83% est garantie avec un risque  $\mathfrak{R} = 1\%$ ;
  - la disponibilité de 99,80% est garantie avec un risque  $\mathfrak{R} = 0,01\%$ ;
- réciproquement, pour garantir une disponibilité annuelle de 99,9%,
  - avec un risque  $\mathfrak{R} = 50\%$ , une marge de 6,7 dB est nécessaire (conception initiale);
  - avec un risque  $\mathfrak{R} = 1\%$ , une marge de 8,9 dB est nécessaire;
  - avec un risque  $\mathfrak{R} = 0,01\%$ , une marge de 10,1 dB est nécessaire.

Dans le cas de la configuration de Quito:

- en partant d'une marge de disponibilité de 8,3 dB,
  - la disponibilité de 99,9% est garantie avec un risque  $\mathfrak{R} = 50\%$  (prévision initiale);
  - la disponibilité de 99,75% est garantie avec un risque  $\mathfrak{R} = 1\%$ ;
  - la disponibilité de 99,66% est garantie avec un risque  $\mathfrak{R} = 0,01\%$ ;
- réciproquement, pour garantir une disponibilité annuelle de 99,9%,
  - avec un risque  $\mathfrak{R} = 50\%$ , une marge de 8,3 dB est nécessaire (conception initiale);
  - avec un risque  $\mathfrak{R} = 1\%$ , une marge de 11,9 dB est nécessaire;
  - avec un risque  $\mathfrak{R} = 0,01\%$ , une marge de 13,1 dB est nécessaire.

#### 10.4.2 Délai de retour

Le délai de retour désigne, par définition, le temps moyen qui s'écoule entre deux interruptions ou pannes consécutives du système. Mathématiquement, ce délai correspond à l'inverse de la probabilité d'interruption que multiplie l'unité de temps d'échantillonnage.

Un délai de retour de  $N$  années signifie qu'il y a un "risque" annuel moyen (probabilité d'occurrence) de  $1/N$  pour que la valeur en question soit dépassée.

La relation suivante donne le risque pour qu'une valeur associée à un délai de retour de  $N$  années (probabilité d'occurrence annuelle moyenne:  $1/N$ ) soit dépassée au moins 1 fois au cours d'une période donnée de  $M$  années:

$$P_{N,M} = 1 - (1 - 1/N)^M \quad P_{N,M} = 1 - (1 - 1/N)^M \quad (10.22)$$

Il s'agit ici essentiellement de la détermination de la fonction de distribution pour l'année la plus défavorable, analogue à l'évaluation pour le mois le plus défavorable [Brussaard et Watson, 1979].

Le concept de délai de retour ne fournit pas d'informations complémentaires par rapport à la distribution de probabilité. Cela étant, l'emploi de ce concept peut permettre de rapprocher les objectifs de qualité de fonctionnement/d'interruption et le ressenti des utilisateurs.

#### 10.4.3 Durée moyenne de fonctionnement avant défaillance (*mean time to failure*)

Ici, la qualité de fonctionnement est mesurée par le temps qui s'écoule entre deux pannes consécutives d'un service donné. Il va sans dire qu'il faut longuement s'interroger sur ce que l'on appelle une "panne". Il est possible de définir plusieurs modes de panne (de la panne légère à la panne catastrophique), ce qui suppose aussi d'en définir la durée. Pour appliquer ce concept, il faut

avoir une connaissance détaillée de la structure temporelle du phénomène de propagation. Les statistiques de durée des évanouissements doivent donc être renforcées au moyen d'un modèle de processus statistique (modèle de Markov appliqué à la durée des évanouissements ou aux périodes entre évanouissements par exemple). Concepts connexes: taux de défaillance, taux instantané de mortalité.

#### 10.4.4 Autres considérations

Dans les systèmes de radiodiffusion et de radiocommunication mobile, les objectifs de qualité de fonctionnement sont souvent exprimés en termes de pourcentages de couverture et de pourcentages de disponibilité, qui doivent être satisfaits à la limite de la cellule ou de la zone de couverture. Cette définition est ambiguë, car la question se pose de la limite de la cellule et de la taille de l'élément géographique qu'il convient d'utiliser. Avec l'apparition des microcellules, on peut se demander si ce concept est toujours pertinent. En effet, dans le cas de ces zones de petite taille, le risque associé à un défaut de couverture est difficile à évaluer du point de vue de la modélisation statistique. Autre aspect qui n'a pas encore été traité: celui concernant les effets temporels objectifs (qu'il faut bien distinguer des effets pseudotemporels dus au déplacement des utilisateurs). La propagation par conduits peut entraîner une modification des propriétés de propagation sur une vaste zone et ainsi causer des brouillages et une perte de capacité. Même lorsque le pourcentage de temps associé une propagation par conduits intense est inférieur à 1%, ce phénomène peut conduire à une dégradation de la qualité de la communication pour de nombreux utilisateurs.

#### 10.4.5 Liens avec les services

- 1) Dans le cas des services fixes de radiocommunication (de Terre et par satellite) intégrés au RNIS, la description statistique des effets de la propagation en termes de distributions moyennes, comme la distribution "moyenne annuelle" et la distribution "moyenne annuelle pour le mois le plus défavorable", semble convenir actuellement.
- 2) Dans le cas des services plus spécialisés (par exemple, faisceaux hertziens de télévision, radiodiffusion, vidéoconférence et services de microstations), le besoin est de fournir un niveau de service requis avec une probabilité de réussite élevée, dans un intervalle de temps donné. On pourra par exemple spécifier que l'indisponibilité doit être inférieure à une certaine valeur convenue par contrat. Dans ce cas, le contractant (le prestataire de services) doit évaluer le risque de non-livraison du service requis par rapport aux coûts. Cette solution nécessite une analyse de la variabilité dans laquelle les données concernant la non-disponibilité attendue doivent être complétées avec des données concernant la variabilité de la non-disponibilité.
- 3) On peut en outre avoir besoin de statistiques moyennes et de données de variabilité pour d'autres durées de référence que le mois ou l'année. Il est utile de disposer de statistiques très détaillées (sur la durée des évanouissements ou la durée entre évanouissements par exemple) pour évaluer les délais de reprise après une perte de synchronisation ou la durée d'attente théorique de reprise d'une vidéoconférence temporairement interrompue par des évanouissements profonds. Le prestataire aura besoin de cette estimation s'il veut proposer à l'utilisateur une reprogrammation ultérieure. Dans ce cas, une analyse du risque associé sera nécessaire pour déterminer les bons tarifs à appliquer à ce service.

#### 10.4.6 Risque de survenue des interruptions

La probabilité de survenue d'une interruption d'une certaine durée est un paramètre qui peut servir à évaluer le risque d'interruption associé à une exigence de qualité particulière. Dans le cas de figure décrit ci-dessus, la survenue d'interruptions de longue durée présente un intérêt certain.

Souvent, l'apparition de valeurs extrêmes suit une distribution exponentielle. L'Université de technologie d'Eindhoven (UTE) a analysé les valeurs extrêmes de la durée des évanouissements

observés lors de la réception du faisceau à 20 GHz du satellite Olympus, au niveau de la station terrienne de l'université. Cette analyse a été réalisée à partir d'un ensemble de données d'évanouissements correspondant à divers niveaux de seuil et contenant, pour chaque événement, l'heure de début et l'heure de fin.

Elle a donné lieu à un modèle exponentiel conditionnel décrivant la survenue des évanouissements de longue durée [Brussaard, 1995]. Selon ce modèle, les durées des évanouissements dus aux précipitations de convection (5 dB et plus pour la liaison à 20 GHz de l'UTE) supérieures à 60 s suivent une distribution exponentielle. Il en ressort un modèle extrêmement simple qui permet d'évaluer les risques de conditions d'évanouissements profonds. Si  $X_0$  désigne le dépassement total au niveau de seuil considéré et  $F_0$  la fraction de ce dépassement qui est due aux évanouissements de plus de 60 s, alors le nombre total d'événements d'évanouissements est donné par:

$$N_0 = F_0 X_0 / C_1$$

où  $C_1$  désigne la durée moyenne correspondant à la distribution exponentielle conditionnelle

$$P(X_0 \geq x) = \exp(-(x - 60)/C_1) \text{ pour tout } x > 60$$

Pour des évanouissements  $> 5$  dB à 20 GHz, on a trouvé les valeurs suivantes:  $F_0 = 0,90$  et  $C_1 = 425$  s.

Si la fonction de distribution cumulative (FDC) de l'affaiblissement est connue, le modèle exponentiel conditionnel permet d'évaluer très simplement les paramètres de risque, notamment:

- le nombre d'événements d'évanouissements pour lesquels un niveau de seuil est dépassé pendant une durée donnée;
- le risque de subir une interruption du système d'une durée donnée.

## 10.5 Conclusions

L'utilisation de la FDCC,  $F$ , de la f.t.d.s. mensuelle offre une grande souplesse s'agissant de prévoir et d'analyser la variabilité de la f.t.d.s. dans diverses conditions extrêmes. Il est commode de modéliser la distribution  $F$  sous la forme exponentielle conditionnelle; en conséquence, la relation  $C_0(p)$  peut être considérée comme la donnée "climatologique" de base nécessaire pour prévoir la variabilité relative de plusieurs statistiques extrêmes autour des statistiques moyennes.

S'agissant de l'extension des critères de qualité de fonctionnement/disponibilité proposés actuellement par l'UIT, il semble que le concept de "risque" soit aujourd'hui le plus adapté. Ce concept peut être utilisé sans modification structurelle des objectifs de qualité de fonctionnement; au contraire, il offre au concepteur un nouvel outil pour concevoir les réseaux radioélectriques. A titre d'exemple, l'utilité que présente l'estimation de la variabilité, d'une année à l'autre, des statistiques d'affaiblissement dû à la pluie a été illustrée par l'élaboration de lignes directrices pour la conception des futurs systèmes de communication à satellites à haute fréquence. Par ailleurs, dès lors que la durée d'observation choisie n'est pas inférieure à un mois, la quantité de nouvelles données de propagation à recueillir n'est pas très importante; en effet, il existe déjà des modèles fiables applicables à la variabilité des distributions mensuelles. Dans le cas de durées plus courtes, il sera nécessaire d'effectuer une nouvelle analyse des données existantes.

Le modèle exponentiel conditionnel donne aussi des informations de base pour l'évaluation des paramètres de risque dans les spécifications des interruptions de fonctionnement.

## ANNEXE 10.A.1

**Statistiques de classement par ordre de rang**

L'expression "statistiques de classement par ordre de rang" désigne la méthode par laquelle il est possible d'estimer la distribution de probabilité cumulative d'une variable aléatoire en se fondant sur des données d'observation. L'algorithme de cette méthode est donné dans les étapes 1 et 2 de l'Annexe 10.A.2. Dans cette méthode. Le principe de la méthode consiste à attribuer une valeur de probabilité à chaque échantillon de données. Il n'est pas nécessaire d'avoir recours à des "classes de rangement" (*bin-classes*) pour déterminer la fonction de distribution cumulative.

D'après [Gumbel, 1958], la  $m^{\text{ième}}$  plus grande valeur,  $\underline{X}_m$ , de  $N$  observations indépendantes d'une variable aléatoire  $\underline{X}$  doit être affectée de la valeur de probabilité (cumulative):

$$p_m = \langle F(\underline{X}_m) \rangle$$

où  $\langle \dots \rangle$  désigne la moyenne prise sur l'ensemble, et  $F()$  la distribution de probabilité de  $\underline{X}$ . A première vue, cela ressemble à une tautologie, puisque  $F()$  n'est pas connu; les mesures ont précisément pour but de déterminer  $F()$ . Toutefois, l'analyse théorique de [Gumbel, 1958] montre que:

$$\langle F(\underline{X}_m) \rangle = m/(N + 1)$$

et  $p_m$  est par conséquent indépendant de  $F()$ .

Gumbel [1958] a démontré également que la "variable réduite"  $F(\underline{X}_m)$  obéit à une distribution bêta.

## ANNEXE 10.A.2

**Détermination de  $C_0$  et  $C_1$  d'après des données de mesure**

Etape 1: Ordonner les  $N$  fractions mensuelles (observées) de temps de dépassement du seuil (f.t.d.s.) de telle façon que:

$$X_1 > X_2 > \dots > X_N$$

Etape 2: Attribuer à chaque  $X_i$  la valeur de probabilité  $p_i$ :

$$p_i = i / (N + 1) \quad (10.23)$$

$$\{i = 1, 2, \dots, N\}$$

Etape 3: Déterminer  $L$  d'après:

$$\sum_{i=L}^{i=N} X_i = 0,05 \sum_{i=1}^{i=N} X_i \quad (10.24)$$

Etape 4: Déterminer  $C_0$  et  $C_1$  par régression appliquée aux données  $(X_i, \ln(p_i))$ ,  $i = 1, \dots, L$ , en prenant par hypothèse la forme linéaire:

$$n(p) = \ln(C_0) - X / C_1 \quad (10.25)$$

## ANNEXE 10.A.3

**Evaluation du risque****Exemples de calcul des interruptions de fonctionnement et de calcul de la marge de protection contre les évanouissements, en liaison avec le risque ou la confiance****a) Calcul des interruptions de fonctionnement**

- D'après la Recommandation UIT-R P.841, le rapport  $Q$  associé à une f.t.d.s. annuelle de 0,01%, pour des trajets satellite-Terre en Europe du nord-ouest, est:  $Q = 6,5$ .
- D'après la Recommandation UIT-R P.678, avec  $Q = 6,5$  et pour une f.t.d.s. du mois le plus défavorable égale à 1,8 fois la valeur moyenne, le risque moyen de dépassement de cette f.t.d.s. est de 10% (délai de retour: dix années).
- Par conséquent, au niveau de risque de 10%, les interruptions pour le mois le plus défavorable correspondent à:  $1,8 \times 6,5 \times 0,01 = 0,117\%$  pour un seuil (marge de liaison) qui est dépassé, en moyenne, pendant 0,01% du temps.

**b) Calcul de la marge de protection contre les évanouissements**

Soit la condition suivante à satisfaire: au niveau de confiance de 95%, la f.t.d.s. du mois le plus défavorable (interruption) ne doit pas dépasser 0,1% sur une liaison par satellite établie au Japon. Il faut utiliser ici une méthode par itération:

- 1) Faire une estimation initiale pour le paramètre normalisé, par exemple 2.
- 2) Pour une f.t.d.s. moyenne du mois le plus défavorable égale à  $0,1/2 = 0,05\%$  au Japon ( $Q = 4$ ;  $\beta = 0,13$ ), le facteur  $Q = 7,7$  (Recommandation UIT-R P.841).
- 3) Pour  $Q = 7,7$ , le paramètre normalisé associé à un niveau de confiance de 95% (délai de retour: 20 années) est égal à 2,6 (Recommandation UIT-R P.678).
- 4) Répéter les étapes 2 et 3 pour confirmer que le résultat converge vers la valeur 2,6.
- 5) La f.t.d.s. annuelle moyenne (interruption) à considérer est donc égale à:  $0,1/2,6/7,7 = 0,005\%$ .
- 6) Après cela, la marge nécessaire est donnée par la méthode générale de prévision des affaiblissements (Recommandation UIT-R P.618).

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BOULANGER, X., JEANNIN, N., FERAL, L., CASTANET, L. LACOSTE and CARVALHO, F. [2013] Inter-Annual Variability, Risk and Confidence Intervals Associated with Propagation Statistics. Part II: Parameterization and Applications, submitted to International Journal of Satellite Communications and Networking, under review.
- BRUSSAARD, G. and WATSON, P.A. [1979] Annual and annual-worst-month statistics of fading on Earth-satellite paths at 11.5 GHz. *Electronic Letters*, Volume 14, 9, pp. 278-280.
- BRUSSAARD, G. [1995] Extreme-value analysis of outage durations due to rain in satellite communication systems, URSI Comm. F Open Symposium, Ahmedabad, India.
- CASIRAGHI, E. and PARABONI, A. [1989] Assessment of CCIR worst-month prediction method for rain attenuation. *Electronic Letters*, Volume 25, 1.
- CRANE, R.K. and DEBRUNNER, W.E. [1978] Worst-month statistics. *Electronic Letters*, Volume 14, 2, pp. 38-40.
- CRANE, R.K. [1990] Rain attenuation measurements: variability and data quality, *Radio Science*, Vol. 25, No. 4, pp. 455-473.
- CRANE, R.K. [1991] Worst-month: A new approach, *Radio Science*, 26, 4, pp. 801-820.
- COST 205, [1985a] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz; precipitation studies - Report EUR 9923 EN, also in *Alta Frequenza*, Volume 54, 3, pp. 116-132.
- COST 205, [1985b] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz; rain attenuation statistics - Report EUR 9923 EN, also in *Alta Frequenza*, Volume 54, 3, pp. 182-193.
- DELLAGIACOMA, G. and TARDUCCI, D. [1987] A different approach to worst-month rain statistics: Theory and experimental results, *Radio Science*, Volume 22, 2, pp. 266-274.
- ELTHIR, E. A. B. and BRAS, R. L. [1993], Estimation of the fractional coverage of rainfall in climate models, *Journal of Climate*, vol. 6, no. 4, pp. 639-656.
- FUKUCHI, H., KOZU, T., and TSUCHIYA, S. [1985] Worst-month statistics of attenuation and XPD on Earth-space path, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Volume AP-33, pp. 390-396.
- FUKUCHI, H. and WATSON, P.A. [1989] Statistical stability of cumulative distributions of rainfall rate in the UK, *Proc. IEE*, Volume 136, Pt. H., No. 2, pp. 105-109.
- GUMBEL, E.J. [1958] *Statistics of extremes*, Columbia Univ. Press.
- HOWELL, R.G., THIRLWELL, J. and EMERSON, D.J. [1983] 11/14 GHz depolarization measurements along the OTS slant-path at Martlesham Heath, England, *IEE Conf. Publ.*, 219, part 2, pp. 121-126, IEE Third International Conference on Antenna and Propagation (ICAP 83) University of East Anglia, Norwich, United Kingdom.
- JEANNIN, N., BOULANGER, X., FERAL, L., CASTANET and L. LACOSTE [2013] Inter-Annual Variability, Risk and Confidence Intervals Associated with Propagation Statistics. Part I: Theory of Estimation, submitted to International Journal of Satellite Communications and Networking, under review.
- KEDEM, B., CHIU, L. S. and NORTH, G. R. [1990], Estimation of mean rain rate: Application to satellite observations, *J. Geophys. Res.*, 95(D2), 1965-1972, doi:10.1029/JD095iD02p01965.
- MAWIRA, A. [1980] Statistics of rain rates, some worst-month considerations, *Ann. des Telecomm.*, Volume 35, 11-12, pp. 423-428.

- MAWIRA, A. [1985] Variability of worst-month quotient  $Q$ , *Electronic Letters*, Volume 21, pp. 1073-1074.
- MAWIRA, A. [1989] Prediction of the yearly and worst-month time fraction of excess using the conditional exponential model, Report 789/RNL/89, PTT research - Neher Labs.
- MAWIRA, A [1999] Variability of Monthly Time Fraction of Excess of Atmospheric Propagation Parameters, PhD thesis, Eindhoven University of Technology, ISBN 90-72125-65-7
- NZEUKOU, A. and SAUVAGEOT, H. [2002], "Distribution of rainfall parameters near the coasts of France and Senegal", *Journal of Applied Meteorology*, vol. 41, no. 1, pp. 69–82.
- POIARES BAPTISTA, J.P.V., KUBISTA, E., WITTERNIGG, N. and RANDEU, W.L. [1989] Worst-month statistics for high outage probabilities, IEE Conf. Publ. No. 301, part 2, pp. 10-13, ICAP 89, Univ. of Warwick, Coventry, United Kingdom.
- ROSENFELD, D., ATLAS, D., and SHORT, D. A. [1990] The estimation of convective rainfall by area integrals: 2. The Height-Area Rainfall Threshold (HART) method, *J. Geophys. Res.*, 95(D3), 2161–2176, doi:10.1029/JD095iD03p02161.
- SAUVAGEOT, H. [1994], The probability density function of rain rate and the estimation of rainfall by area integrals, *Journal of Applied Meteorology*, vol. 33, no. 11, pp. 1255–1262.
- SEGAL, B. [1980] The estimation of worst-month precipitation attenuation probabilities in microwave system design, *Ann. des Telecomm.*, Volume 35, 11-12, pp. 429-433.
- XIE, P. and ARKIN, P. A. [1996], Analyses of Global Monthly Precipitation Using Gauge Observations, Satellite Estimates, and Numerical Model Predictions, *J. Climate*, 9, 840-858, doi: [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(1996\)009<0840:AOGMPU>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(1996)009<0840:AOGMPU>2.0.CO;2)
- YON, K.M., STUTZMAN, W.L. and BOSTIAN, C.W. [1984] Worst-month rain attenuation and XPD statistics for satellite paths at 12 GHz, *Electronic Letters*, olume 20, pp. 646-647.
-



Union internationale des télécommunications  
Division des ventes et du marketing  
Place des Nations  
CH-1211 Genève 20  
Suisse  
Fax: +41 22 730 5194  
Tél.: +41 22 730 6141  
E-mail: [sales@itu.int](mailto:sales@itu.int)  
Web: [www.itu.int/publications](http://www.itu.int/publications)



Imprimé en Suisse  
Genève, 2015  
Crédits photos: Shutterstock