

50376
1996
107

N° d'ordre : ****



THESE

présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

2

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
spécialité
LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par
GUILLAUME PERRY

**"Téledétection des propriétés optiques et
microphysiques des aérosols avec le radiomètre
POLDER :
préparation de la mission satellitaire**

soutenance prévue le 26 Janvier 1996 devant la commission d'examen :

Mme J. LENOBLE	LOA, Université de Lille I	Président du jury
M. M.V. VANDERBILT	Senior Research scientist à la NASA/Moffet Field (USA)	Rapporteur
M. M. LEROY	Chercheur au CESBIO/TOULOUSE	Rapporteur
M. J.L. DEUZE	LOA, Université de Lille I	Directeur de thèse
M. M. HERMAN	LOA, Université de Lille I	Co-directeur de thèse
M. D. TANRE	LOA, Université de Lille I	examineur
Mme A. LIFFERMAN	CNES / TOULOUSE	examineur

U.F.R. de Physique Fondamentale
LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

REMERCIEMENTS.....	2
RESUME	4
INTRODUCTION.....	6
Chap. 1 CARACTERISATION DES AEROSOLS ET DE LEURS PROPRIETES OPTIQUES	15
I - INTERACTION DE LA LUMIERE AVEC LES AÉROSOLS :.....	16
A-INTERACTION DE LA LUMIERE AVEC UNE PARTICULE SPHERIQUE - THEORIE DE MIE	17
B - CALCUL DES PARAMETRES OPTIQUES DU MELANGE AEROSOL :	21
II-RELATION ENTRE LES CARACTERISTIQUES MICROPHYSIQUES DU MELANGE ET SES PROPRIETES OPTIQUES.....	25
A-GRANULOMETRIES CONSIDEREES :	26
B-SENSIBILITE DES PARAMETRES OPTIQUES AUX PARAMETRES PHYSIQUES (GRANULOMETRIE, INDICE DE REFRACTION) :...	31
1 - Approximation utilisée pour l'étude en diffusion primaire :...	31
2 - Dépendance spectrale des épaisseurs optiques - Coefficient d'Angström :.....	32
3 - Dépendance spectrale des signaux et des fonctions de phase :	37
4 - Matrice de phase :	37
5 - Principe d'équivalence :	39
5 - a Moments efficaces de la diffusion :	42
5 - b comparaison de différentes lois granulométriques :.	43
5 - b - 1 Comparaison Loi standard -Loi log-normale :	45
5 - b - 2 Comparaison loi bimodale - loi log-normale :	51
5 - b - 3 Comparaison Loi log-normale - loi de Junge :	53
C - SENSIBILITE DES INVERSIONS :.....	57
1 - Influence des conditions d'observation :	60
2 - Influence de l'épaisseur optique et du modèle observé :.....	61
III-CHOIX DE MODELES POUR LES TABLEAUX DE SIMULATION :.....	68
A - INTERPOLATION ENTRE MODELES ET GRILLES DE SIMULATION	68
1 - Interpolation entre lois de Junge :	68
2 - Interpolation entre lois log-normales.....	71
2 - a Interpolation suivant l'écart type efficace :	73
2 - b Interpolation suivant le rayon efficace :	78
B - CHOIX DE MODELES PHYSIQUES	79
1 - Les différents types d'aérosols :.....	82
2 - Calcul des propriétés optiques associées à un mélange d'aérosol :	89

3 - Propriétés optiques des modèles de la climatologie - Choix de modèles :	90
4 - Influence de l'humidité relative sur les propriétés physiques puis optiques des modèles de la climatologie :	98
CONCLUSION :	105
Chap. 2 MODELISATION DES SIGNAUX MESURES PAR LE RADIOMETRE POLDER - INFLUENCE DES DIFFUSIONS MULTIPLES ET DES RELEXIONS A LA SURFACE	106
I - PRINCIPE DE LA MESURE :	107
A - LE RADIOMETRE POLDER	107
B - CONDITIONS ANGULAIRES DE L'OBSERVATION - ORBITOGRAPHIE	108
1 - Pixels observés et conditions d'observation associés à une demi-orbite :	109
2 - fréquence d'observation des points de la surface terrestre:....	118
C - BRUITS RADIOMETRIQUES	118
II - MODELISATION DES SIGNAUX OBSERVES PAR POLDER :	121
A - DESCRIPTION GENERALE	122
1 - Mesures au dessus des océans :	122
2 - Mesures au dessus des terres émergées :	126
3 - Description du code de transfert radiatif utilisé :	126
B - EFFET DES DIFFUSIONS MULTIPLES AU SEIN DE L'ATMOSPHERE	136
1 - dépendance géométrique du signal atmosphérique :	136
2 - Limites de la modélisation suivant l'angle de diffusion :	140
C - MODELISATION DES OBSERVATIONS AU DESSUS DES OCÉANS	144
1 - influence de la réflexion spéculaire au dessus de l'océan :	144
2- Décomposition des signaux observés au dessus des océans : .	146
3 - Dépendance des signaux avec l'épaisseur optique :	151
4 - influence du couplage en polarisation :	154
5 - influence de la vitesse du vent :	155
6 - influence d'une réflexion lambertienne	159
III - APPLICATION AU TRAITEMENT DES DONNEES POLDER :	162
A - INTERPOLATIONS :	162
1- interpolations angulaires :	162
2 - interpolations entre épaisseurs optiques :	171
3 - interpolation entre granulométries :	175
3 - a Interpolation entre lois de JUNGE :	175
3 - b Interpolation entre lois log-normales :	179

B - PARAMETRES EXTERNES :.....	194
1 - Définition du masque glitter :.....	194
2 - tableaux de transmission pour le couplage Atmosphère - sol lambertien :.....	204
CONCLUSION :.....	207
Chap. 3 DEFINITION ET TEST DE PRINCIPE DES ALGORITHMES D'INVERSION	209
I-DONNEES UTILISEES - SIMULATION DU SIGNAL SATELLITAIRE :..	210
A - DONNEES UTILISEES - PARAMETRES EXTERNES :.....	210
B-TABLEAUX DE SIMULATION.....	210
1 - granulométries considérées :.....	210
2 - Épaisseurs optiques simulées :.....	217
II-DEFINITION DES ALGORITHMES.....	218
A - PRINCIPE DES COMPARAISONS ENTRE MESURES ET SIMULATION :	218
1 - Calcul des épaisseurs optiques associées à un modèle d'aérosol avec les mesures de réflectance.....	220
1 - a Inversion de l'épaisseur optique en une direction d'observation :.....	220
1 - b Optimisation de l'épaisseur optique :.....	222
2 - Recherche de la granulométrie :.....	223
3 Apport de la mesure en lumière polarisée :.....	224
B- ETUDE ET TEST DE PRINCIPE DES DIFFERENTES METHODES :	226
1 - Définition des cas testés :.....	226
2 - Inversion avec des lois de Junge :.....	228
2 - Inversion avec des modèles WMO :.....	238
3 - Inversion avec des lois log-normales :.....	244
C - INFLUENCE DE L'ÉCUME :.....	253
D - COUT INFORMATIQUE DES DIFFÉRENTES MÉTHODES.....	258
CONCLUSION :.....	260
ANNEXE 1 : Les paramètres de Stokes.....	261
ANNEXE 2 : Organigrammes des algorithmes d'inversion.	265
BIBLIOGRAPHIE.....	273

RESUME :

Le radiomètre POLDER (POLarization and Directionality of Earth Reflectance) sera placé sur une orbite polaire héliosynchrone en 1996. Cet instrument effectuera des mesures spectrales, multidirectionnelles et de polarisation du rayonnement solaire réfléchi par le système Terre - Atmosphère.

Au cours de cette thèse, nous avons développé des algorithmes qui permettront, avec de telles mesures, de caractériser les aérosols troposphériques au-dessus des océans. Nous avons d'abord montré, en utilisant une approximation de diffusion primaire, que les mesures réalisées par POLDER seront très sensibles à la taille, à l'abondance et à la nature chimique des particules qui sont autant de paramètres nécessaires pour suivre leur évolution, pour étudier leur impact sur le bilan radiatif terrestre ou pour effectuer des corrections atmosphériques. Nous avons ensuite étudié la sensibilité du signal à ces différents paramètres en tenant compte des diffusions multiples et des réflexions au niveau de la surface océanique.

Les algorithmes étant basés sur la comparaison entre mesures et simulations, nous avons défini puis constitué une base de données représentative de situations aérosol très diverses.

Ne disposant pas de données satellitaires, nous avons testé les algorithmes en simulant des observations POLDER. Les tests ont été menés dans différentes conditions atmosphériques (types d'aérosol, turbidité variable) en tenant compte de l'ensemble des géométries de visée accessibles sur une demi-orbite satellitaire. Nous avons également étudié l'impact du bruit inhérent à la mesure radiométrique ainsi que la représentativité des modèles d'aérosol introduits dans les simulations.

Enfin, nous avons utilisé des mesures de luminance du ciel, faites depuis le sol avec un réflectancemètre polarisé pour tester les algorithmes sur des données réelles. Les épaisseurs optiques, acquises en parallèle avec un photomètre, nous ont permis de valider en partie les paramètres inversés.

ABSTRACT :

The POLDER radiometer (POLArization and Directionality of Earth Reflectance) will be put into a polar and heliosynchronous orbit in 1996. This instrument will measure in visible and near infrared wavelengths the solar radiation reflected by the Earth - Atmosphere system. POLDER will also observe the same target in several directions and will determine the state of polarization of the light.

During our work, we have developed some algorithms to determine with such measurements the properties of tropospheric aerosols over the oceans. First, we have shown, using a single scattering approximation, that the radiation observed by POLDER is very sensitive to the size, the concentration and to the refractive index of the particles. These parameters are what we need to monitor aerosols along space and time, to study their influence on Earth Radiative budget or to apply atmospheric correction. Then, we have studied the sensitivity of POLDER signal to these parameters if we consider multiple scattering and reflections on the oceanic surface.

As the algorithms use a comparison between POLDER measurements and simulations, we have defined and constituted a large data base taking into account the variability of the aerosols.

As satellite data are not available, we have tested the algorithms with a simulation of POLDER measurements. These tests have been made with several atmospheric conditions (type of aerosol, various turbidities) considering the viewing geometry of POLDER on its orbit. We have also studied the influence of radiometric noise on retrieved parameters and considered how our set of aerosol is representative of typical oceanic conditions.

At last, we have used ground measurements of sky radiances, obtained with a polarized reflectancemeter, to test our algorithms on real data. Optical thicknesses, measured with a photometer, allowed us to validate a part of the restituted parameters.

INTRODUCTION

Pour mieux comprendre notre environnement terrestre et l'étudier dans sa globalité, de multiples satellites sont utilisés comme moyen d'observation. Les instruments embarqués sont très divers et leurs observations actives (ex : RADAR, LIDAR) ou passives s'effectuent dans des domaines de longueur d'onde très différents, allant de l'ultraviolet aux micro-ondes. Les caractéristiques des capteurs et des plates-formes sur lesquels ils sont embarqués sont très variées : type d'orbite (géostationnaire, héliosynchrone à défilement), résolution au sol (du mètre pour les satellites espions au kilomètre (AVHRR) en passant par des résolutions de 20 m (HRV de SPOT, LANDSAT)). Leurs missions sont aussi très diverses : leurs mesures permettent par exemple d'étudier la déforestation, l'avancée des déserts (Sahel), les glaces. Elles peuvent aussi constituer une aide précieuse pour l'aménagement du territoire (SPOT) ou les prévisions météorologiques. Outre l'étude des surfaces, l'atmosphère occupe une place importante dans les observations. Elle intervient par ses constituants (gaz à effet de serre, nuages, ozone, aérosols) dans le bilan radiatif et conditionne l'évolution du climat. Dans ce cadre, les particules d'aérosol jouent un rôle important car elles interceptent une partie de l'énergie solaire incidente et modifient sa répartition directionnelle en la diffusant ou en l'absorbant. D'autre part, certaines participent à la formation des nuages en tant que noyaux de condensation et ont ainsi un effet indirect sur le bilan radiatif. Pour donner un ordre de grandeur [Coakley et al, 1 & 2], la présence d'une couche d'aérosols troposphériques peut entraîner une baisse de température de 2° à 3 ° comparable mais de sens inverse à la hausse que l'on observerait par effet de serre si le taux de dioxyde de carbone doublait. L'intérêt que l'on peut porter aux aérosols réside aussi dans la nécessité de corriger des effets de la diffusion atmosphérique sur la télédétection des propriétés caractérisant une surface océanique ou terrestre. D'un point de vue biologique, les aérosols participent aux échanges entre l'atmosphère et l'océan (ensemencement de l'océan en minéraux) et constituent par leur concentration et leur type une trace de la pollution atmosphérique.

Pour mener de telles études, on cherche à caractériser les aérosols par leurs propriétés physiques (taille, abondance, nature chimique) mais aussi par leurs propriétés optiques. Cette caractérisation est rendue délicate par le fait de la forte variabilité dans le temps et dans l'espace des types de

particules ainsi que de leur concentration. Cette variabilité s'explique par la diversité des zones sources (déserts, océans, zones urbaines), par les conditions météorologiques influençant le soulèvement, le transport et la déposition de ces particules ainsi que par la diversité des processus chimiques assurant la transformation des molécules en particules de taille plus importante (Gaz to Particule Conversion). Outre une modélisation parfois très incomplète de ces phénomènes, il reste la possibilité de mesurer in-situ les propriétés radiatives et microphysiques de la couche d'aérosol. Des mesures d'épaisseurs optiques, de luminance et de polarisation du ciel permettent de déterminer tout ou partie des caractéristiques d'une couche locale. L'observation satellitaire permet quant à elle une étude plus globale de ces phénomènes mais, pour une zone donnée, elle sera moins riche en information. En effet, les informations obtenues pour un même point de la surface terrestre sont réduites soit en nombre de longueur d'onde soit en directionnalité (peu de directions d'observation sont disponibles), ce qui limite l'interprétation des données. Par ailleurs les données satellitaires sont fortement contaminées par le sol lui-même, ce qui complique en général le problème.

Actuellement, diverses observations satellitaires sont utilisées pour étudier les aérosols à partir de la lumière qu'ils diffusent. Chacune de ces observations est alors plus ou moins adaptée au type de surface visée et au suivi global des paramètres aérosols. Météosat permet grâce à son canal infrarouge d'étudier les aérosols désertiques au-dessus du Sahara, là où la forte réflectivité des sols les rends difficile à observer dans le visible (Legrand [20 & 21], Plana Fattori [25]). Toutefois, certaines méthodes permettent de s'affranchir des paramètres qui caractérisent la surface à condition de les supposer stables dans le temps : la dégradation du contraste d'une scène est directement reliée à la turbidité de la couche atmosphérique. En effet, plus la couche sera diffusante, plus la scène observée aura un faible contraste. Sa mesure à l'aide d'une fonction de structure permet d'accéder à l'épaisseur optique [Tanré, 29]. De telles mesures sont limitées à certaines zones et nécessitent des hypothèses sur le modèle d'aérosol.

Les mesures acquises au-dessus des océans sont mieux conditionnées pour l'étude de l'atmosphère. En effet, la surface océanique est plus homogène qu'une surface terrestre et, dans le visible, elle réfléchit peu, en général. L'interaction entre l'océan et l'atmosphère dépend d'un nombre limité de paramètres (vitesse du vent, chlorophylle, éventuellement sédiments). En effet, dans le proche infrarouge, on peut négliger l'océan interne et seule la réflexion spéculaire

intervient de façon importante. Elle dépend uniquement de la vitesse du vent qui conditionne la formation des vagues et déforme ainsi le dioptre air-eau. Ces particularités ont été mises à profit pour effectuer des corrections atmosphériques sur les terres en visant des lacs. De même, au-dessus des océans, en se plaçant loin de la réflexion spéculaire et en se donnant un modèle d'aérosol à priori, Rao et Stowe [26] ont mis au point une méthode opérationnelle permettant d'obtenir une cartographie de l'épaisseur optique aérosol à l'aide du radiomètre AVHRR embarqué sur les satellites de la NOAA. Gordon [1994, 14] propose quant à lui un algorithme d'inversion et de correction atmosphérique pour exploiter les données de l'instrument SEAWIFS qui devrait être mis en orbite en 1996.

En parallèle avec ces multiples programmes d'observation de la Terre et de son atmosphère, le radiomètre POLDER (Polarization and Directionality of the Earth Reflectance) sera lancé en 1996 sur la plate-forme ADEOS (ADvanced Earth Observation System). Ce radiomètre [Deschamps & al, The POLDER Mission, 7] a été conçu pour faire des mesures multispectrales et directionnelles du rayonnement émergent de l'atmosphère et pour caractériser son état de polarisation. Auparavant, des campagnes de mesures comme RADIBAL [Herman, 1986, 17] ou PIRAT [Deuze, 1989, 10], faites depuis ballon stratosphérique, ont montré, qu'utilisée en parallèle avec des mesures multispectrales classiques, la polarisation et la multidirectionnalité apportaient des informations précieuses pour caractériser les aérosols. Plus récemment, des campagnes aéroportées avec POLDER ont confirmé ces premières études et ont permis de souligner la sensibilité de telles mesures aux paramètres optiques et physiques de la couche diffusante [Goloub Ph., 13] [Deuzé, 8]. Les mesures multispectrales des luminances devraient permettre l'inversion de la taille moyenne des particules et de leur concentration. La polarisation est quant à elle plus sensible l'indice de réfraction qui est un paramètre caractéristique de la nature chimique des particules observées.

Pour la version satellitaire de POLDER, l'interprétation des données sera faite quotidiennement avec des algorithmes devant respecter un dimensionnement informatique imposé par la machine prévue pour le traitement.

Les missions prévues ont été regroupées dans 3 "filiales" :

- mission bilan radiatif et nuage.

- mission Terres émergées.

- mission océan dans laquelle se situe le travail abordé dans cette thèse. Dans cette filière océanique, plusieurs traitements seront effectués (masque nuage, correction d'absorption gazeuse, aérosols stratosphériques, correction atmosphérique, aérosols troposphériques, contenu en chlorophylle).

Notre travail porte sur la caractérisation des aérosols troposphériques.

Du fait de la complexité des phénomènes abordés et de la difficulté à réaliser une modélisation approchée des signaux, nous avons basé les algorithmes sur une comparaison entre les mesures et des simulations, calculées pour un jeu de paramètres que l'on souhaitera le plus exhaustif pour représenter la diversité naturelle des aérosols. Par ailleurs, pour respecter le nombre d'opérations informatiques, nous avons dû faire un compromis entre la représentativité de la base de donnée et le temps de calcul induit. Nous avons alors distingué deux classes d'algorithmes définissant des produits représentatifs de situations aérosols différentes :

- Les algorithmes de classe 1 sont dimensionnés pour permettre un traitement, en léger différé, du flot important de données provenant du radiomètre. Le nombre des modèles formant les bases de données pour les algorithmes aérosol a été volontairement réduit pour respecter des temps de calcul imposés. Ces algorithmes permettent, malgré une représentativité allégée, une inversion des paramètres aérosol les plus importants comme l'épaisseur optique, la taille moyenne des particules et l'indice de réfraction. Le choix de modèles représentatifs est difficile; nous avons d'abord choisi des modèles présentant une grande généralité comme les lois de Junge, définies par un seul paramètre, la pente qui est directement reliée au coefficient d'Angström. Nous avons d'autre part limité les valeurs que prends l'indice de réfraction (3 valeurs entre 1.33 et 1.50). Pour un autre

algorithme, nous avons considéré des modèles discrets (dits de la WMO), sans doute plus réalistes car ils résultent de nombreuses mesures et analyses locales. Ils présentent cependant une très grande variabilité dans leur description : les lois sont multimodales avec des poids différents entre chaque mode, lui même défini par un indice de réfraction particulier. Enfin, on tient compte dans la définition de ces modèles de l'effet de l'humidité relative. Le choix qui a été fait n'est pas définitif et constitue un essai. Il est probable que les modèles seront redéfinis en fonction des premiers résultats de la mission POLDER et des premières synthèses. Nous avons alors considéré des modèles similaires à ceux qui sont utilisés par GORDON [1994, 14] pour les algorithmes de correction atmosphérique adaptés au capteur SEAWIFS. Ces modèles sont aussi utilisés par P.Y. Deschamps pour les corrections atmosphériques avec POLDER : ils semblent assez bien décrire des situations aérosols caractéristiques des zones océaniques. Nous les avons complétés par quelques modèles spécifiques comme les modèles polaires et désertiques.

- Parallèlement à ces algorithmes, une méthode de classe 2 est actuellement étudiée. Elle a pour objet de déduire à partir des mesures radiométriques POLDER les deux paramètres caractéristiques d'une loi log-normale. Ainsi, nous pourrions avoir accès à la taille moyenne des particules diffusantes et à l'écart type de leur distribution par rapport à cette valeur. Par ailleurs, de telles lois qui servent de composantes élémentaires aux modèles dits de la WMO sont plus réalistes pour la description granulométrique des aérosols. Le nombre de modèles nécessaires à l'inversion, donc le nombre de comparaison à effectuer induit, pour l'instant, un temps de calcul rédhibitoire pour un traitement journalier des données. Cet algorithme pourra cependant être utilisé pour apprécier la précision des produits de la classe 1, moins précise, mais aussi pour effectuer des études locales.

La simulation du signal satellitaire est une étape importante avant la définition des algorithmes. C'est pourquoi, dans les deux premiers chapitres, nous nous intéressons aux phénomènes qui génère le signal c'est à dire la diffusion aérosol ou moléculaire et les réflexions au niveau de la surface. Tout d'abord, nous considérerons une approximation déduite de la diffusion primaire puis une simulation exacte des signaux en diffusions multiples.

Dans un premier chapitre, nous considérerons d'abord la diffusion de la lumière par une particule sphérique unique puis par un volume élémentaire de particules. En suivant un ordre de complexité croissante, nous étudierons ensuite la diffusion de la lumière par un ensemble de particules dont les rayons sont distribués suivant différentes granulométries. Avec ces différentes distributions en taille, nous apprécierons la sensibilité des grandeurs radiatives décrivant la diffusion en fonction des paramètres qui définissent les propriétés microphysiques (taille, indice de réfraction, abondance). Nous mettrons en évidence, dès ce chapitre, l'intérêt des mesures multidirectionnelles et polarisées de POLDER qui complètent l'aspect multispectral généralement utilisé jusqu'à présent. En choisissant des lois granulométriques particulières comme les lois de Junge et les lois log-normales, on restreint la représentativité des bases de données de référence. En améliorant le critère d'équivalence défini par Hansen et Travis [1974, 16], nous montrerons que deux lois granulométriques différentes peuvent avoir des propriétés optiques très proches pourvu que les particules qui participent majoritairement à la diffusion aient en moyenne le même rayon (rayon efficace) et que leur taille soit distribuée statistiquement autour de la même façon. Suivant ce critère, les lois log-normales, définies par deux paramètres, permettront mieux que des lois de Junge (un seul paramètre) de rendre compte de la variabilité des granulométries. Afin de réduire le nombre de simulations mais aussi pour diminuer le temps de calcul, nous avons étudié des schémas d'interpolation entre des lois log-normales et des lois de Junge. Nous montrerons alors qu'il est possible d'obtenir les paramètres optiques régissant la diffusion entre deux lois de référence par interpolation linéaire. Enfin nous décrirons les propriétés optiques de modèles d'aérosol représentatifs de situations typiques des zones océaniques et limitrophes (désert, océan, ...) puis nous définirons, avec certains d'entre eux, une base de données pour le deuxième algorithme de la classe 1.

Pour simuler les mesures acquises par POLDER, on utilise un programme de transfert radiatif basé sur les ordres successifs de diffusion [Deuzé 1989, 9]. Cette modélisation est complexe car on doit tenir compte des diffusions multiples, des réflexions sur la surface et des couplages atmosphère - surface. Deux types de réflexion sont traités : la réflexion lambertienne qui convient au premier ordre pour les sols ou l'écume de mer, la réflexion de Fresnel sur une surface agitée comme celle des vagues.

Outre l'aspect spectral, POLDER apporte l'aspect directionnel sur les grandeurs radiatives que sont les paramètres de Stokes. Nous avons donc étudié sur une orbite POLDER comment se répartissaient les angles d'observation (Angle d'incidence solaire ou de visée, azimuth relatif) et certains angles importants tels que l'angle de diffusion ou l'angle de "diffusion du glitter". En particulier les points géographiques qui donneront une large plage d'angle de diffusion se prêteront mieux à l'inversion. Par ailleurs, les observations proches de la direction spéculaire impliqueront une contribution trop importante de la surface pour déduire des informations sur les aérosols.

Par la suite, nous avons cherché à simplifier l'expression des signaux simulés avec la géométrie de l'observation. Nous mettrons alors en évidence que les luminances et les luminances polarisées, pondérées par la masse d'air et mesurées au-dessus d'un sol non réfléchissant, dépendent essentiellement de l'angle de diffusion pour des incidences peu obliques et des conditions peu turbides (faibles épaisseurs optiques) : ce résultat, relatif aux réflectances polarisées est d'ailleurs à la base de l'algorithme "aérosol" sur les Terres émergées. En simulant les observations uniquement en fonction de cet angle, il est possible d'accélérer le processus d'inversion et de diminuer de façon importante le nombre de simulations avec le code de transfert radiatif. Au dessus des océans, outre la diffusion atmosphérique et la réflexion directe, apparaissent des phénomènes de couplage (diffusion-réflexion, réflexion - diffusion); dans ces termes, la diffusion s'effectue avec le même angle, appelé angle de diffusion du glitter. Nous montrerons que, pour certaines conditions d'observation, il sera possible d'utiliser cet angle pour calculer les luminances représentatives du couplage océan-atmosphère. Par contre, la modélisation de l'état de polarisation du couplage entre la réflexion spéculaire et la diffusion atmosphérique est plus complexe et nous ne pourrons déduire une relation simple entre les paramètres de Stokes et les angles d'observation. Pour l'observation en lumière polarisée mais aussi pour tenir compte de conditions turbides avec suffisamment de précision, nous utiliserons ensuite des quantités radiatives, c'est à dire des paramètres de Stokes, tabulées en fonction de la géométrie complète de l'observation (angle d'incidence solaire, de visée, azimuth relatif). Ces simulations seront limitées à une vitesse de vent moyenne car ce paramètre intervient essentiellement dans la direction spéculaire, zone dans laquelle nous ne chercherons pas d'informations sur les aérosols.

Les simulations sont faites pour les lois granulométriques définies dans le premier chapitre ainsi que pour des épaisseurs optiques représentant des conditions de turbidité, donc des concentrations en particules, variées. Pour comparer les mesures aux simulations, il sera nécessaire d'interpoler les quantités radiatives entre les différents paramètres qui caractérisent la condition d'observation ainsi que le milieu observé. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à la précision des schémas d'interpolation entre les angles d'observation de référence, entre les épaisseurs optiques et les modèles granulométriques. Nous montrerons que les résultats déduits dans le premier chapitre concernant les combinaisons linéaires entre lois de Junge et lois log-normales restent valables dans le cas général (diffusions multiples et réflexion). Enfin nous définirons puis testerons sur une demi-orbite simulée, un critère pour éliminer les directions trop contaminées par la réflexion spéculaire.

Les deux premiers chapitres nous ont permis de mieux comprendre l'influence des différents paramètres sur les signaux mesurés par l'instrument. Nous pouvons alors élaborer des méthodes d'inversion adaptées aux mesures faites par POLDER et aux différents modèles granulométriques choisis. A l'aide de cas tests simples, nous illustrons le principe de l'inversion et mettons en évidence les étapes de comparaison les plus importantes. Connaissant les paramètres servant au test, nous pourrions apprécier pour chacun d'entre eux la précision de l'inversion, en particulier en considérant le bruit sur la mesure. Nous testerons alors la qualité de la restitution de l'épaisseur optique et du modèle.

Dans un dernier chapitre, nous nous sommes intéressé plus particulièrement au test des algorithmes d'inversion et à l'influence de divers paramètres (Bruit, complexité du modèle représentant les aérosols) sur les paramètres restitués (épaisseur optique, pente, coefficient d'Angström). Ces derniers seront sensibles au bruit et aux erreurs de la mesure radiométrique qui peuvent avoir diverses origines : l'électronique et la matrice sont sujettes au bruit électronique au bruit de quantification d'où une fluctuation aléatoire sur la mesure. Par contre l'étalonnage entraîne une erreur systématique que l'on peut estimer entre 3 et 4%. Enfin le détecteur CCD (Matrice) étant fortement réfléchissant et placé trop près des autres éléments de l'optique (filtres, polariseurs, lentilles) on voit apparaître de la lumière parasite lorsqu'un flux important de lumière arrive sur la

matrice (ex : nuage dans le champs). Même si une correction informatique permettra de diminuer largement ce biais, il subsistera un bruit résiduel encore mal chiffré à l'heure actuelle. Des tests simples nous ont alors permis de voir l'incidence de ces différents bruits et erreurs de mesure sur les paramètres inversés. Enfin pour nous approcher de l'expérience POLDER, nous avons testé les méthodes d'inversion sur des données réelles acquises depuis le sol avec REFPOL, un radiomètre qui permet de mesurer la luminance et l'état de polarisation du ciel. Cet instrument, facile à mettre en oeuvre nous a permis de vérifier, pour différentes journées et différents lieux d'observation, que les lois de Junge étaient à même de restituer, après inversion, les mesures. Les paramètres inversés (épaisseur optique, coefficient d'Angström) ont ensuite été comparés avec des mesures d'épaisseurs optiques menées en parallèle. Enfin des mesures POLDER aéroportées, faites au cours de l'expérience MEDIMAR, nous permettraient de rendre les tests plus réalistes en attendant les données de la future version spatiale de POLDER.

Chap. 1 CARACTERISATION DES AEROSOLS ET DE LEURS PROPRIETES OPTIQUES

Afin de déduire les paramètres physiques caractérisant les aérosols à partir des mesures faites par POLDER, il est nécessaire de modéliser la diffusion de la lumière au sein de l'atmosphère. Lorsque ce milieu est très faiblement turbide on utilisera une approximation basée sur la diffusion primaire et on pourra déduire que les signaux mesurés par POLDER sont directement proportionnels aux paramètres optiques tels que la matrice de phase et l'épaisseur optique. L'étude de la relation entre paramètres de diffusion primaire et paramètres physiques (distribution en taille des particules, indice de réfraction) est une première étape pour mettre en évidence les variables qui ont le plus d'importance dans les signaux mesurés ainsi que pour esquisser des méthodes d'inversion.

Le nombre de mesures restant insuffisant pour tenir compte de la complexité naturelle des aérosols, nous devons comparer les mesures à des signaux simulés pour une série limitée et représentative de lois granulométriques de référence. Dans cette optique, nous avons considéré différentes lois classiques et testé la sensibilité des paramètres de diffusion primaire vis à vis des variables les définissant (pente d'une loi de Junge, paramètres d'une loi log-normale). Afin de limiter le nombre de modèles de référence, le nombre de simulations ainsi que le coût informatique des algorithmes d'inversion, nous nous sommes attachés à développer et tester la précision de schémas d'interpolation des grandeurs physiques mesurées (Réflectance, paramètres de Stokes) entre les modèles choisis. Enfin, et c'est un aspect important du problème, pour nous assurer de la représentativité de ces granulométries, nous nous sommes intéressé, au principe d'équivalence et au calcul des moments granulométriques tels que le rayon et l'écart type efficace de diffusion, ces paramètres étant à même, pour une longueur d'onde donnée, de représenter des granulométries définies par des lois différentes mais ayant des propriétés radiatives équivalentes.

Une approche complémentaire aux modèles généraux, définis par une loi de Junge ou une loi log-normale, consiste à choisir pour modèles de référence des modèles reconnus pour leur forte probabilité de présence au dessus de zones caractéristiques (déserts, océans, zones urbaines), tels que les modèles WMO (world Meteorological Organization). Ces modèles tiennent compte, dans

leur définition, des phénomènes physiques à la source de chaque composante aérosol (soulèvement en différentes zones, transformation de gaz en particule . . .) et de leur déplacement ultérieur.

I - INTERACTION DE LA LUMIERE AVEC LES AÉROSOLS :

Une couche d'aérosol est constituée par des fines particules en suspension dans l'atmosphère. Ces particules taille comparable ou inférieure à la longueur d'onde diffusent la lumière incidente et donnent naissance aux signaux mesurés par le radiomètre POLDER. La théorie de MIE permet de décrire de façon exacte la diffusion de la lumière par une particule sphérique. L'hypothèse concernant la sphéricité des particules est quasi - indispensable. En effet, il est encore très délicat, voire impossible, de modéliser le transfert radiatif et de calculer les paramètres optiques d'une assemblée de particules non sphériques. Néanmoins, certaines études menés avec des ellipsoïdes par Mischenko et Travis [23 et 24] ont permis de mettre en évidence l'impact d'une non sphéricité sur les paramètres optiques. Même si, au prix d'un temps de calcul redhibitoire, la modélisation de l'asphéricité était possible, les mesures mises à notre disposition seraient insuffisantes pour caractériser pleinement la forme des particules. Nous nous placerons alors dans l'hypothèse que les aérosols observés peuvent être représentés par un ensemble de particules sphériques. Différents régimes de diffusion sont alors considérés : Si les particules sont très petites devant la longueur d'onde, elles diffuseront la lumière comme un dipôle. Dans le cas où elles sont grandes devant, l'optique géométrique permettra de décrire leurs propriétés. Pour des tailles intermédiaires, c'est à dire pour des particules de taille proche de la longueur d'onde, la théorie de MIE est utilisée pour résoudre exactement les équations de propagation et les discontinuités des constantes diélectriques au niveau de la surface de la particule.

A-INTERACTION DE LA LUMIERE AVEC UNE PARTICULE SPHERIQUE - THEORIE DE MIE

La diffusion de la lumière se produit lorsqu'il y a discontinuité du milieu diélectrique, tel que cela se produit lorsqu'une particule sphérique est sur le chemin d'un faisceau lumineux (Voir fig. 1). Le champ diffusé peut dans ce cas être calculé grâce à la théorie de MIE dont je rappelle brièvement le principe et les principaux résultats :

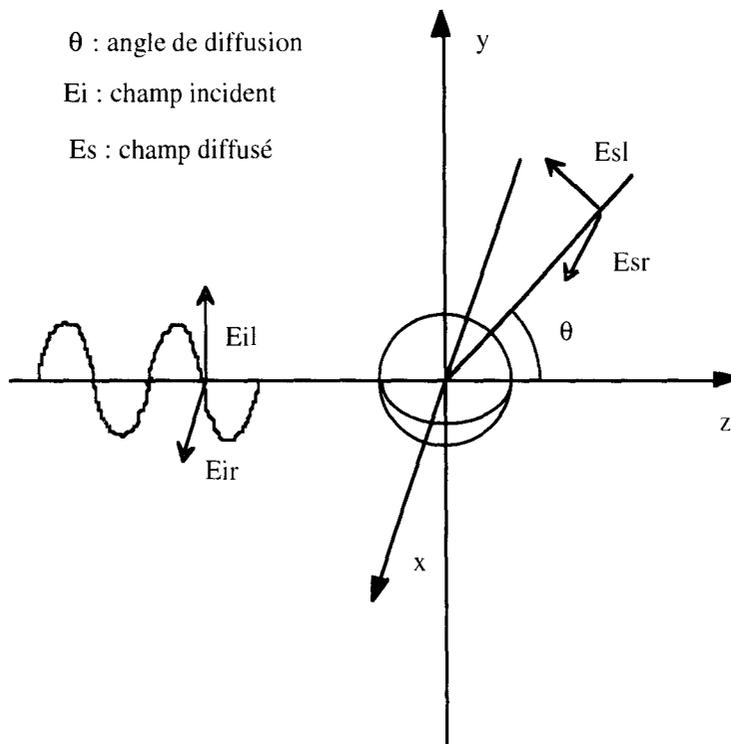


fig. 1 Géométrie de la diffusion

Pour résoudre le problème on considère les équations de propagation au sein du milieu extérieur et intérieur. Ceci implique, dans un système de coordonnées sphériques lié au centre de la particule, une solution générale, combinaison linéaire d'harmoniques sphériques. La solution correspondant à la particule étudiée est déterminée en considérant la continuité des composantes tangentielles des champs électriques et des excitations magnétiques à la surface de la particule, ce qui est facilité par sa sphéricité.

Dans le cas d'une observation à l'infini (champ lointain) on peut exprimer de façon simple et linéaire l'onde diffusée en fonction de l'onde incidente :

$$\begin{bmatrix} E_1^s \\ E_r^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_2(\Theta) & 0 \\ 0 & S_1(\Theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1^i \\ E_s^i \end{bmatrix}$$

Le champ diffusé n'est alors fonction que de l'angle de diffusion θ ce qui est lié à la symétrie de révolution du problème par rapport à l'axe z . Une remarque importante concerne la base des solutions en champ lointain. En effet les fonctions S_1 et S_2 peuvent s'exprimer en fonction des polynômes de Legendre et de leurs dérivées. Un développement en série de la Matrice de phase (voir plus loin sa définition) en utilisant les propriétés de ces polynômes permet de résoudre commodément l'équation de transfert.

Connaissant le champ électromagnétique induit par la présence d'une particule, on peut en déduire les paramètres importants décrivant l'intensité et l'état de polarisation du rayonnement diffusé.

Pour décrire l'énergie du faisceau incident qui interagit avec la particule le paramètre commode est la section efficace d'extinction σ_{ext} qui représente, d'un point de vue corpusculaire, la section efficace de collision entre un photon et la particule. Pour distinguer la diffusion de l'absorption, nous considérerons les sections efficaces de diffusion et d'absorption que l'on peut exprimer en fonction de σ_{ext} grâce à la conservation de l'énergie (un photon ayant interagi avec une particule est diffusé ou absorbé):

$$\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{diff}} + \sigma_{\text{abs}}$$

On peut ramener ces sections de collision à la section géométrique de la particule (πr^2) pour représenter l'efficacité d'extinction, de diffusion et d'absorption de la particule :

$$Q_{\text{ext}} = \frac{\sigma_{\text{ext}}}{\pi r^2} = \frac{\sigma_{\text{diff}} + \sigma_{\text{abs}}}{\pi r^2} = Q_{\text{diff}} + Q_{\text{abs}}$$

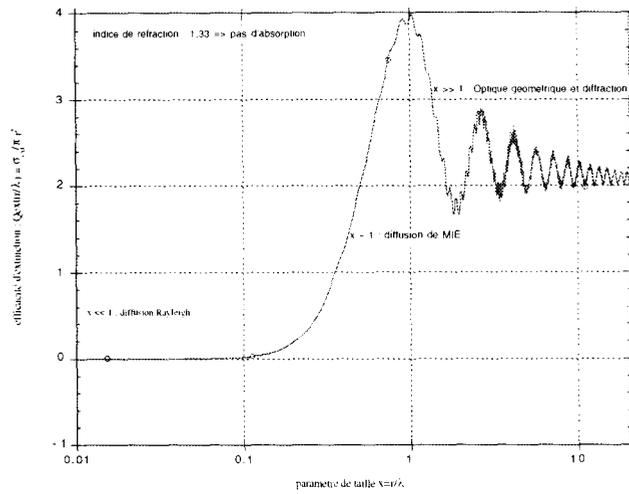


fig. 2 a Variation de l'efficacité d'extinction Q_e ( gale ici à l'efficacité de diffusion) avec le rapport de taille r/λ

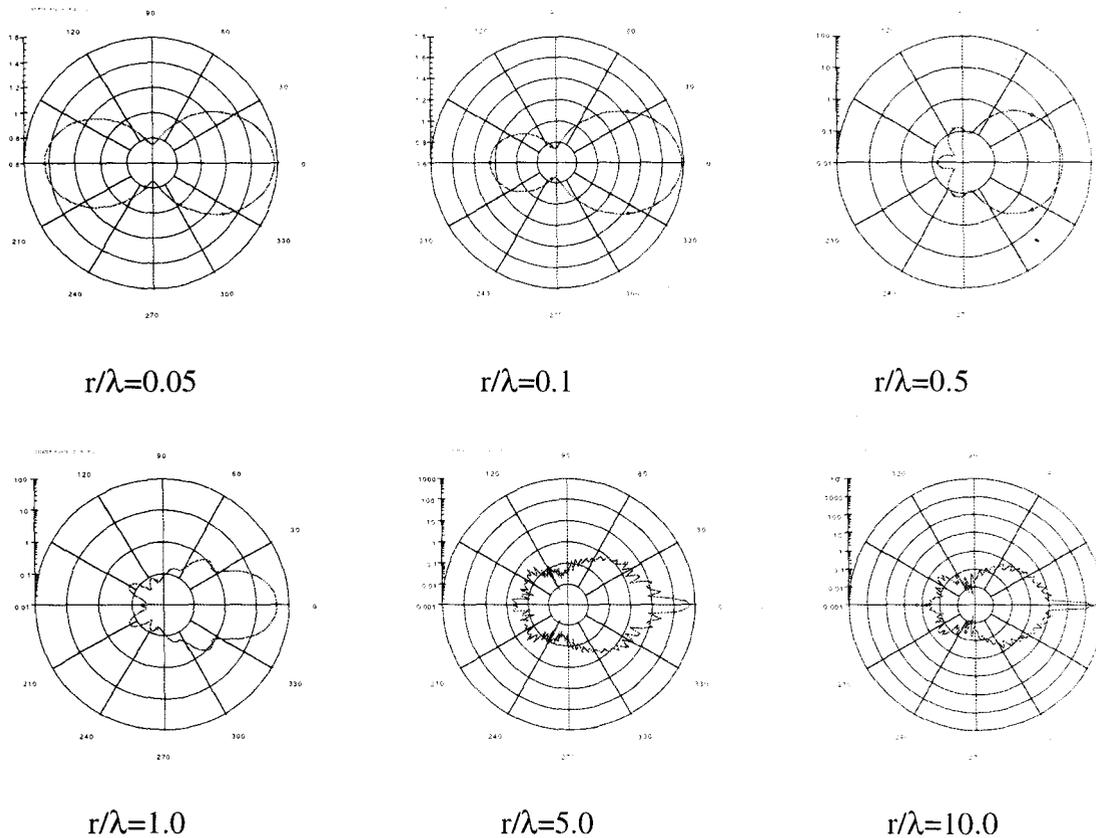


fig. 2 b Variation de la fonction de phase (i.e. terme $P_{11}(\Theta)$ de la matrice de PHASE) avec le rapport de taille r/λ . On remarque la pointe de diffraction caractéristique des grosses particules et l'apparition d'oscillations importantes pour des rapports supérieurs à 1.

Pour décrire la lumière diffusée de façon complète, il est commode de calculer des paramètres décrivant à la fois son intensité et son état de polarisation, les paramètres de Stokes (voir annexe 1). Ces paramètres décrivant l'onde diffusée sont liés à ceux de l'onde incidente par une relation matricielle, ce qui facilite l'interprétation de la diffusion :

$$\begin{bmatrix} I_s \\ Q_s \\ U_s \\ V_s \end{bmatrix} = \frac{\sigma_{\text{diff}}}{4\pi r^2} \begin{bmatrix} P_{11}(\Theta) & P_{12}(\Theta) & 0 & 0 \\ P_{12}(\Theta) & P_{11}(\Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33}(\Theta) & -P_{34}(\Theta) \\ 0 & 0 & P_{34}(\Theta) & P_{33}(\Theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{bmatrix}$$

La variation des paramètres d'extinction et de la matrice de phase avec le paramètre de taille $x = 2\pi r/\lambda$ est fondamentale puisqu'elle est à la base de la dépendance spectrale et directionnelle des signaux mesurés (cf. fig. 2) suivant le modèle d'aérosol considéré. On distingue 3 zones de diffusion (fig. 2b) : une première, où $x \ll 1$ correspond au rayonnement Rayleigh; les fonctions de phase sont alors symétriques et ne présentent pas d'oscillations importantes. Au fur et à mesure que la taille des particules augmente par rapport à la longueur d'onde, une dissymétrie apparaît dans ces fonctions ainsi que d'importantes oscillations dues à des phénomènes de résonance au sein de la particule. Enfin, pour des paramètres de taille importants, on tend vers l'optique géométrique et les fonctions de phase présentent en particulier une pointe avant très marquée due à un effet de diffraction et un arc en retrodiffusion. Les oscillations de l'efficacité d'extinction (fig. 2a), quant à elles, résultent des interférences constructives ou destructives entre les ondes traversant la particule et celles qui la contournent. Dans le cas des grosses particules, on observe des surfaces d'extinction doubles de la section géométrique de la particule.

Influence de l'indice de réfraction :

L'indice de réfraction caractérise à la fois les propriétés physiques et chimiques des particules observées. On remarque en figure 3 a, que pour des indices réels (non imaginaires), c'est à dire des aérosols non absorbants, le coefficient de diffusion présente dans une double échelle logarithmique ($x \rightarrow \text{Log}$, $y \rightarrow \text{Log}$), une variation spectrale indépendante de l'indice de réfraction. Ceci est une remarque importante car nous verrons plus tard, plus particulièrement avec des lois de

Junge, que les paramètres restitués grâce à la dépendance spectrale des réflectances sont effectivement peu sensibles à l'indice de réfraction utilisé.

L'influence de l'absorption, donc d'un indice de réfraction imaginaire, se traduit par une diminution des oscillations pour les coefficients d'extinction (voir fig. 3), l'absorption dans la particule ayant pour effet de diminuer l'impact des phénomènes d'interférences.

Dans la nature, on trouve en un même lieu des aérosols de tailles différentes, réparties suivant une distribution appelée granulométrie. Pour obtenir les propriétés optiques de l'ensemble des particules, on intégrera par rapport à cette distribution les propriétés optiques d'une particule individuelle.

B - CALCUL DES PARAMETRES OPTIQUES DU MELANGE AEROSOL :

On considère que les particules d'aérosol diffusent la lumière de façon indépendante et qu'elles sont suffisamment éloignées les unes des autres pour que le champ proche induit au cours de la diffusion ne perturbe pas le champ incident sur une autre. D'autre part, nous considérerons que les particules sont réparties au hasard et que les déphasages entre les ondes diffusées ne sont pas corrélés, ce qui annule les effets d'interférences. La diffusion est alors incohérente et on peut additionner les intensités lumineuses correspondant à la lumière diffusée par chaque particule. En intégrant les propriétés d'une particule individuelle de rayon r par rapport à la distribution en taille des particules dans le mélange, on obtiendra les propriétés optiques de la couche étudiée :

La granulométrie $n(r)$ permet de représenter le nombre de particules dN ayant un rayon compris entre r et $r+dr$:

$$n(r) = \frac{dN}{dr}$$

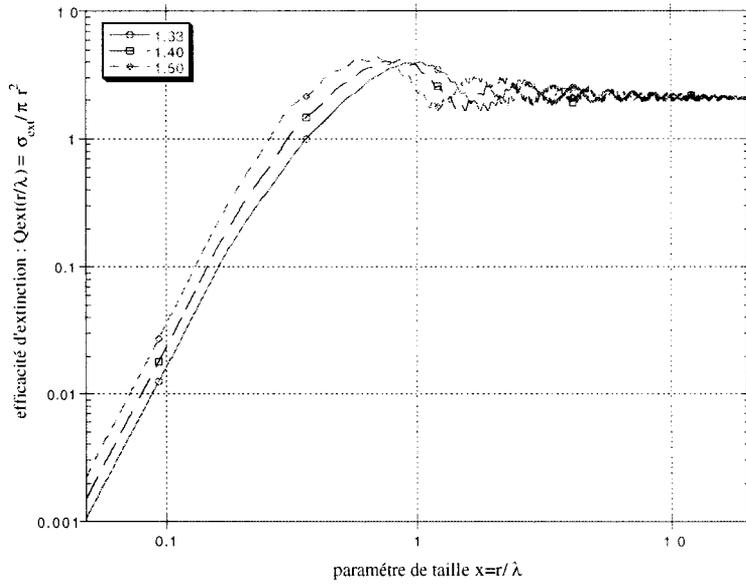


fig. 3 a Influence de la partie réelle de l'indice de réfraction sur les paramètres d'extinction. Les variations de $\log(Q_{\text{ext}})$ par rapport à $\log(r/\lambda)$ sont linéarisables sur de grands intervalles ($x < 0.1$). La variation spectrale (suivant $\log(\lambda)$) est alors peu dépendante de l'indice de réfraction.

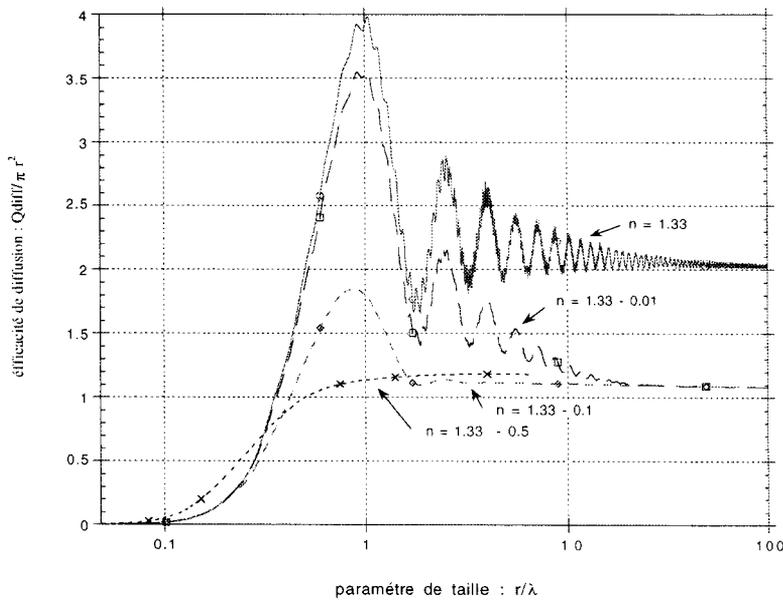


fig. 3 b Influence de la partie imaginaire de l'indice de réfraction sur les coefficients d'extinction. Influence de l'absorption.

Les sections efficaces moyennes s'expriment alors aisément en fonction de la granulométrie et de l'efficacité d'extinction associée à une particule individuelle :

$$\sigma_{\text{ext}} = \int_0^{\infty} Q_{\text{ext}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr \quad \sigma_{\text{diff}} = \int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr$$

$$\sigma_{\text{abs}} = \sigma_{\text{ext}} - \sigma_{\text{diff}} = \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr$$

De la même façon la Matrice de phase sera donnée par :

$$P(\Theta) = \frac{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 P(\Theta, r) n(r) dr}{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr}$$

Pour caractériser l'absorption dans le mélange, on définit l'albédo de diffusion simple, rapport entre la quantité de lumière diffusée et la quantité de lumière ayant interagi avec le milieu :

$$\omega_0 = \frac{\sigma_{\text{diff}}}{\sigma_{\text{ext}}} = \frac{\sigma_{\text{diff}}}{\sigma_{\text{diff}} + \sigma_{\text{abs}}}$$

Si $\omega_0=1$ (cas conservatif), il n'y a pas d'absorption dans le mélange et toute l'énergie qui a interagi avec les particules est diffusée. Pour exemple, on a représenté en figure 4 les paramètres optiques d'une loi log-normale définie par un paramètre de taille moyen égal à 1.0 et un écart type valant 0.2; cette loi est définie mathématiquement dans la partie suivante (§II-A. L'indice de réfraction considéré vaut 1.33 et correspond à celui de l'eau. On remarque alors que les oscillations dans les termes de la matrice de phase sont lissées suite à la moyenne effectuée sur r .

On propose dans la partie suivante d'étudier plus complètement les variations des paramètres optiques définis précédemment en fonction des modèles d'aérosols choisis pour l'inversion des données POLDER, ce qui constitue une première étude de sensibilité des signaux vis à vis des paramètres physiques de la couche d'aérosol.

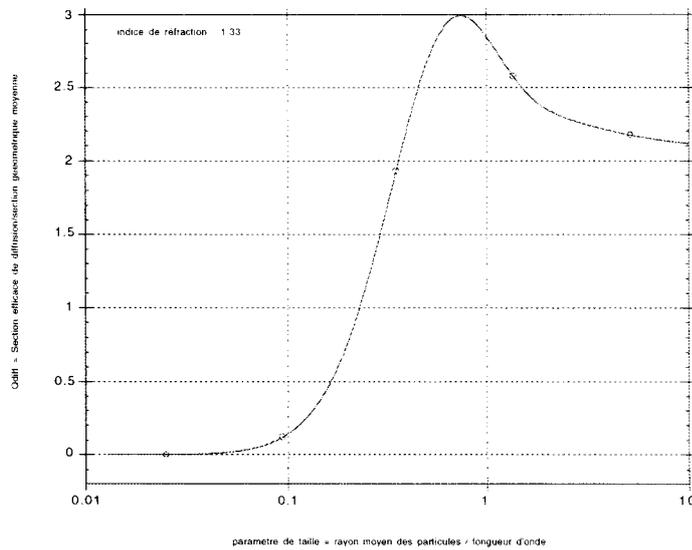


fig. 4 a : Efficacité de diffusion pour une granulométrie log-normale définie par un écart type égal à 0.2 en fonction du paramètre de taille évalué pour différents rayons moyens de particules. L'intégration par rapport à une loi granulométrique annule les oscillations.

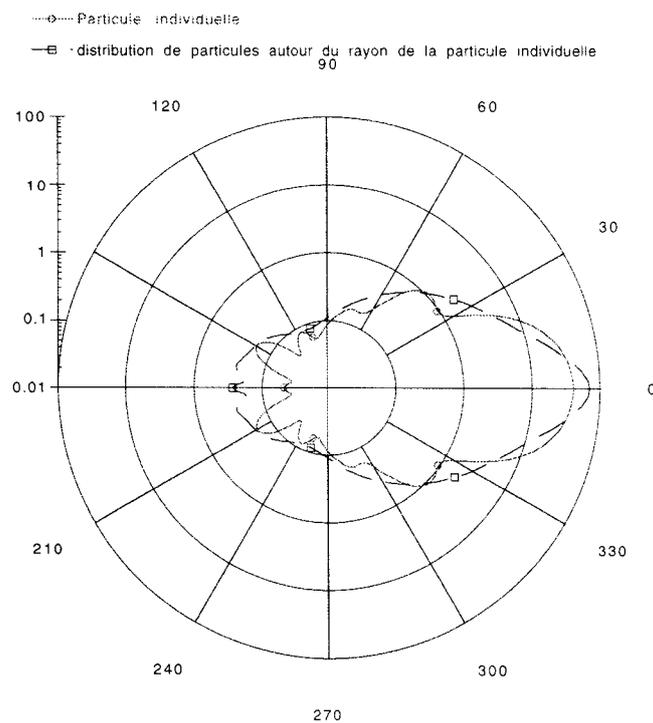


fig. 4 b : Comparaison entre une fonction de phase évaluée pour une seule particule (paramètre de taille 1) et une fonction évaluée à l'aide d'une distribution de type log-normale permettant d'obtenir le même paramètre de taille (écart type : 0.2). La fonction de phase est lissée.

II-RELATION ENTRE LES CARACTERISTIQUES MICROPHYSIQUES DU MELANGE ET SES PROPRIETES OPTIQUES

Connaissant la granulométrie et l'indice de réfraction (paramètres microphysiques), il est possible de calculer les propriétés optiques du mélange (Matrice de phase, Coefficients de diffusion). Ces paramètres interviennent directement dans la simulation des luminances observées en haut de l'atmosphère, que les calculs soient effectués en diffusion primaire ou en diffusions multiples. Une première étude de sensibilité vis à vis de paramètres granulométriques en diffusion primaire s'est avérée nécessaire pour distinguer les paramètres importants ainsi que les signaux utiles à leur détermination.

On a pour cela considéré différents indices de réfraction des particules et, par indice donné, différentes lois granulométriques utilisées dans les algorithmes d'inversion, discrétisées en fonction de paramètres convenables (pente d'une loi de Junge, rayon moyen et écart type d'une loi log-normale). On considère ici que la couche aérosol est homogène, les paramètres représentant une moyenne sur l'étendue verticale et horizontale de la couche.

Afin d'être représentatives de situations diverses, les lois granulométriques que nous avons citées précédemment (loi de Junge, loi log-normale) doivent être susceptibles de simuler des signaux correspondant à des situations définies par des lois différentes (loi standard, loi bimodale) et permettre de déterminer les propriétés optiques du mélange (coefficient d'Angström, épaisseur optique). A ce niveau, nous avons défini les moments efficaces de diffusion permettant de déterminer parmi deux familles de lois granulométriques différentes deux distributions en taille optiquement équivalentes. Ces deux lois granulométriques permettent après intégration de restituer à la fois la même matrice de phase et la même dépendance spectrale. Enfin, pour illustrer avec un exemple concret, la sensibilité des mesures POLDER aux paramètres aérosols, nous avons développé une maquette simplifiée permettant de traiter les mesures dans l'hypothèse de la diffusion primaire. Nous mettrons alors, dès ce chapitre, l'accent sur la précision des inversions suivant le modèle représentant les aérosols et la géométrie de l'observation de POLDER.

A-GRANULOMETRIES CONSIDEREES :

Différentes lois ont été définies ([Deirmendjian, 6] [Junge, 18] [Davies, 5]) à partir d'observations faites sur le terrain (mesures multispectrales d'épaisseurs optiques, prélèvement) et sont utilisées par les scientifiques pour représenter la distribution en taille des particules. Chacune de ces lois, suivant le nombre de paramètres qui la définit, est adaptée pour simuler des situations aérosol plus ou moins complexes.

Lorsque la taille des particules est supérieure à $0.1 \mu\text{m}$ Junge [1952, 18] a montré que l'on pouvait dans une double échelle logarithmique approximer leur distribution en taille par une droite. Sa pente caractérise l'atténuation du nombre de particules dans le mélange lorsque le rayon des particules augmente. Nous allons voir qu'avec une telle granulométrie, les paramètres optiques de la couche présentent des propriétés caractéristiques (indépendance spectrale des matrices de phase, coefficient d'Angström directement lié à la pente) permettant de simplifier l'interprétation des données POLDER en terme de paramètres aérosol. La loi de Junge utilisée est définie par morceau :

$$\text{si } r < r_{\min} \quad n(r) = 0; \quad \text{si } r_{\min} < r < r_0 \quad n(r) = A; \quad \text{si } r > r_0 \quad n(r) = \frac{dN}{dr} = A \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\nu}$$

$$r_0 = 0.1 \mu\text{m}$$

La constante est calculée par normalisation de $n(r)$: $\int_0^{\infty} n(r) dr = 1$ ce qui nous donne

$$A = \frac{\nu - 1}{r_0 + (\nu - 1)(r_0 - r_{\min})}$$

On peut à partir de la pente v calculer le rayon moyen des particules :

$$r = \int_0^{\infty} r n(r) dr = \frac{v-1}{v-2} \frac{r_0^2 + (v-2) \frac{(r_0^2 - r_{\min}^2)}{2}}{r_0 + (v-1) (r_0 - r_{\min})}$$

La variation de ce paramètre est représentée en fig. 5, conjointement à la représentation des lois de Junge dans une échelle Log-Log.

On retrouve bien entendu que la taille moyenne des particules est d'autant plus importante que la pente v est faible. Pour des valeurs de la pente allant de 3.5 à 5, on couvre un domaine de rayons moyens entre 0.07 et 0.09 μm .

Pour représenter la distribution en taille d'une façon plus précise et plus réaliste, notamment pour des particules de tailles importantes, Davies [5] a préconisé l'emploi d'une loi de type log-normale (voir sa représentation graphique en fig. 6) :

$$n(r) = \frac{dN}{dr} = \frac{1}{2\pi\sigma \ln(10)} \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{(\log(r) - \log(r_m))^2}{2\sigma^2}\right)$$

Cette loi est plus représentative que la loi de Junge de particules venant d'être formées. Elle est d'autre part utile à la description de modèles d'aérosols incluant différentes sources de particules (Modèles WMO par exemple). Pour définir ces modèles, on fait intervenir, pour décrire la distribution en taille, une combinaison de différents modes élémentaires définis chacun par un rayon, un écart type et un indice de réfraction caractéristiques :

$$n(r) = \frac{dN}{dr} = \sum_i \alpha_i n(r, \log(r_{m_i}), \sigma_i)$$

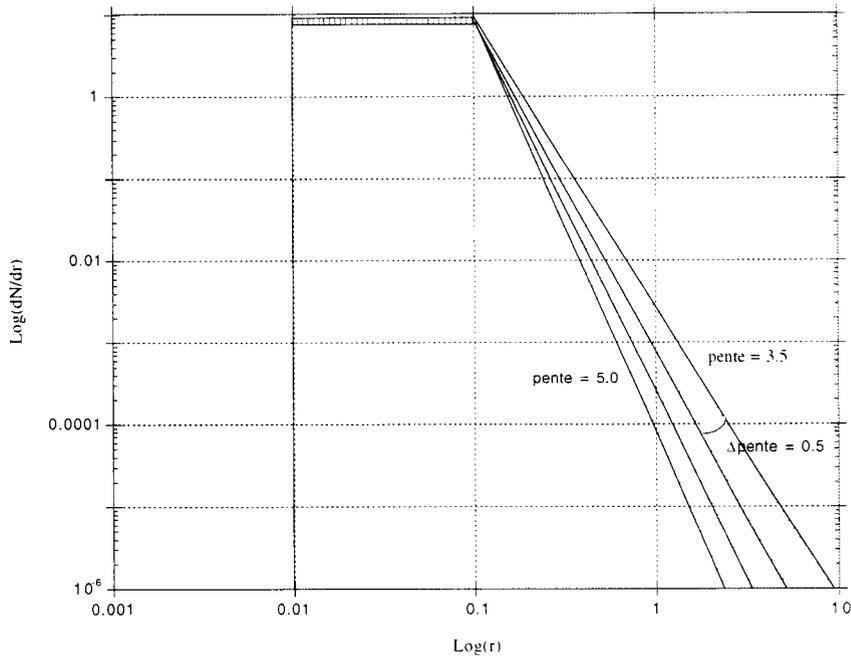


fig. 5 a Représentation des lois de Junge (tronquées) utilisées dans une échelle Log - Log.

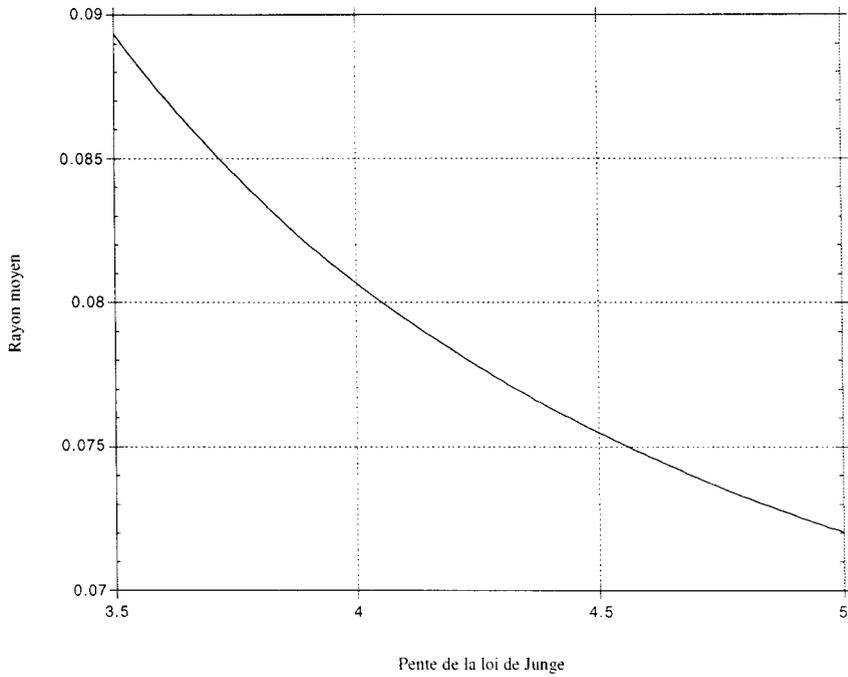


fig. 5 b Rayon moyen des particules en fonction de la pente de la loi de Junge.

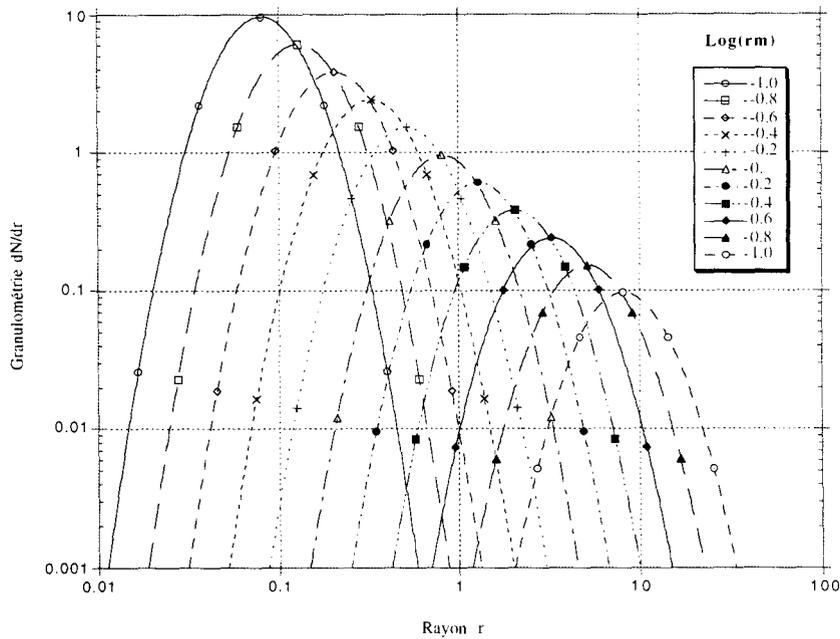


fig. 6 a Représentation de la loi log-normale pour différentes valeurs du paramètre r_m . L'écart type σ est fixé à 0.2

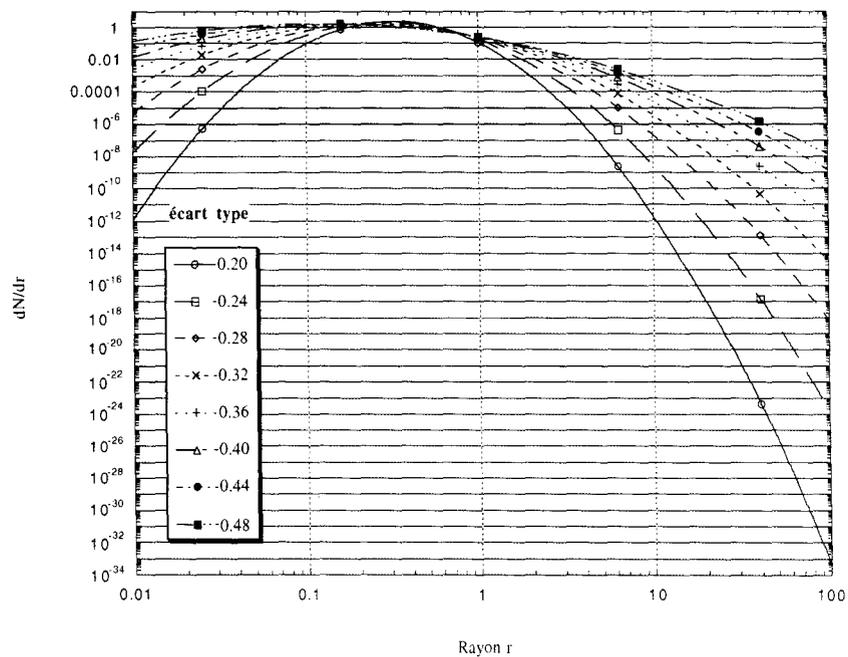


fig. 6 b Même type de représentation mais en faisant varier l'écart type σ . $\text{Log}(r_m)$ est égal à -0.4.

Les paramètres $\log(r_m)$ et σ représentent respectivement la moyenne et l'écart type de $\log(r)$. Si on désire connaître la valeur moyenne du rayon des particules et son écart type il faut intégrer la distribution :

$$r = \int_0^{\infty} r n(r) dr = \frac{1}{2\pi\sigma \ln(10)} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{(\log(r) - \log(r_m))^2}{2\sigma^2}\right) dr$$

Le rayon moyen des particules s'exprime alors aisément en fonction de r_m et σ :

$$r = r_m e^{\frac{\sigma^2 \ln^2(10)}{2}}$$

Le calcul de l'écart type d'une telle granulométrie permet d'aboutir aux équations suivantes :

si on pose $x = \frac{r}{r_m}$ on obtient $\sigma^2 = r^2(x^2 - 1)$

On remarque alors que les rayons moyens et les écart types ne coïncident pas avec r_m et σ .

B-SENSIBILITE DES PARAMETRES OPTIQUES AUX PARAMETRES PHYSIQUES (GRANULOMETRIE, INDICE DE REFRACTION) :

1 - Approximation utilisée pour l'étude en diffusion primaire :

Selon une approximation basée sur la diffusion primaire (les photons incidents ne peuvent être diffusés qu'une seule fois dans la couche) et un sol noir (il ne réfléchit pas la lumière incidente) les paramètres de Stokes (\check{R}_{mes}), normalisés par rapport à l'éclairement solaire, peuvent s'exprimer simplement en fonction de la matrice de phase et de l'épaisseur optique :

$$\check{R}_{mes}(\Theta, \lambda) = \frac{\delta_{\lambda} \check{P}_{\lambda}(\Theta)}{4 \mu_v}$$

Cette expression correspond aussi à la luminance induite par une couche élémentaire d'aérosol. La modélisation précise des signaux en fonction des diffusions multiples et de la réflexion au niveau de la surface est discutée dans le chapitre suivant.

L'inversion consistera à adapter le modèle d'aérosol et l'épaisseur optique permettant d'interpréter en chaque longueur d'onde et chaque direction d'observation les signaux mesurés par le radiomètre. Entre deux longueurs situées dans le proche infra rouge les épaisseurs optiques vont varier en fonction d'un paramètre caractéristique de la taille moyenne des particules, le coefficient d'Angström. La dépendance spectrale des luminances mesurées par POLDER, dominée par celle des épaisseurs optiques, sera, pour un indice de réfraction donné, une indication très sensible à la granulométrie et à la taille moyenne des particules diffusantes. D'autre part, les signaux sont directement corrélés à l'épaisseur optique de la couche, qui constitue une fois le modèle et la fonction de phase déterminés, un paramètre caractéristique de la concentration en particules et de la turbidité du milieu.

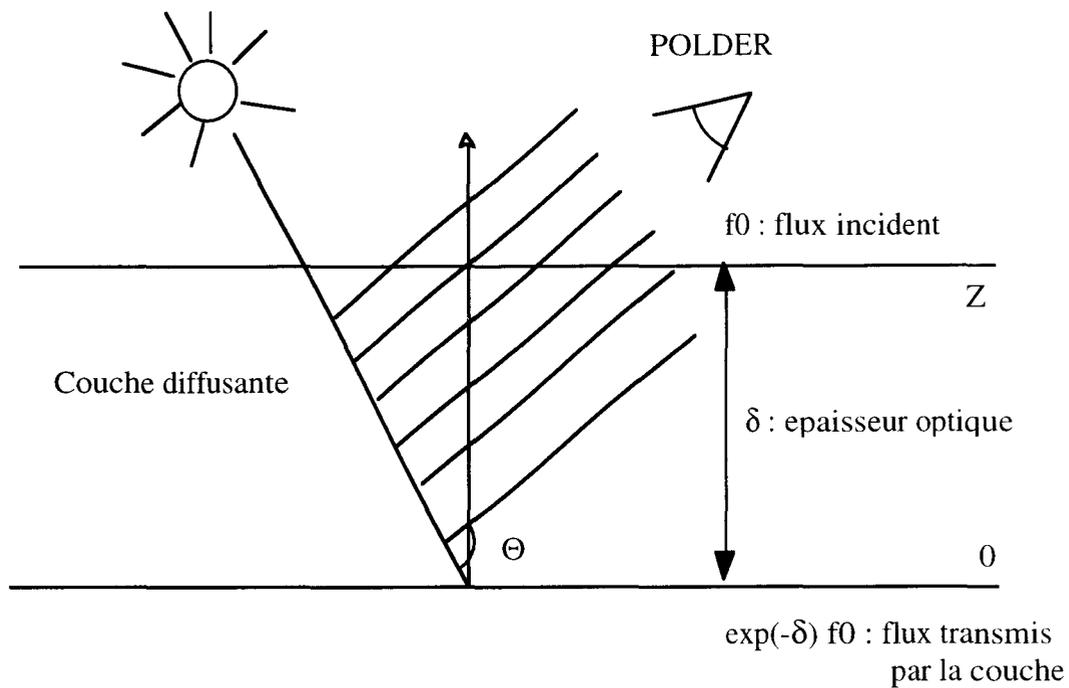


fig. 7 Géométrie de l'observation en diffusion primaire- θ est l'angle de diffusion

2 - Dépendance spectrale des épaisseurs optiques - Coefficient d'Angström :

L'épaisseur optique traduit l'interaction de la lumière (par diffusion ou absorption) au cours d'une traversée verticale d'une couche atmosphérique. Elle est définie par :

$$\delta = \int_0^Z \sigma_{\text{ext}}(z) N(z) dz$$

$N(z)$ représente la concentration en particule pour l'altitude z . Plus simplement on peut l'exprimer par $\delta_\lambda = \sigma_{\text{ext}}(\lambda) \int_0^Z N(z) dz = \sigma_{\text{ext}} N_t$ si la répartition verticale du coefficient d'extinction est indépendante de l'altitude. N_t représente le nombre total de particules sur une colonne de section unitaire.

La dépendance spectrale des épaisseurs optiques, caractérisée par leur rapport entre deux longueurs d'onde est indépendante de la concentration en particules. On pose généralement :

$$\frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_1}} = \frac{\text{kext}(\lambda_2)}{\text{kext}(\lambda_1)} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^{-\alpha} \quad \text{avec} \quad \text{Log}\left(\frac{\text{kext}(\lambda_2)}{\text{kext}(\lambda_1)}\right) = -\alpha \text{Log}\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right) \text{ qui définit } \alpha$$

On obtient alors grâce à la linéarisation de la relation liant $\text{Log}(\text{kext})$ à $\text{Log}(\lambda)$ le coefficient d'Angström (cf. fig. 3 a). Ce paramètre est défini entre deux longueurs d'onde de référence correspondant à la discrétisation spectrale des mesures POLDER (ex canal 865nm et 665nm). Il vaut 4 lorsque le rayonnement est diffusé par une très petite particule (rayonnement de type moléculaire) et sa valeur diminue lorsque les particules ont des tailles plus importantes. Il varie de façon importante avec la taille moyenne des particules mais dépend peu de la partie réelle de l'indice de réfraction. La dépendance spectrale des réflectances mesurées par POLDER va être très dépendante de ce coefficient.

Dans le cas d'une loi de Junge ($n(r) = r^{-\nu}$) ce coefficient est relié linéairement à la pente :

$$\alpha = \nu - 3$$

Pour les granulométries considérées, définies par morceaux, l'écrêtement effectué sur les petites particules engendre une légère non linéarité dans cette relation (cf. fig. 8 a).

Pour une loi de type Log-normale, nous avons représenté en fig. 9 a le coefficient d'Angström évalué entre 865 nm et 665 nm en fonction de $\text{Log}(r_m)$ et de σ . Les isocontours de ce coefficient déterminent une série de modèles spectralement équivalents du point de vue des épaisseurs optiques calculées entre 865 nm et 665 nm. Le rapport des épaisseurs optiques entre deux longueurs d'onde proches du domaine infrarouge sera alors un indice très intéressant des paramètres granulométriques. Dans la pratique nous ne mesurerons pas directement les épaisseurs optiques et le schéma d'inversion devra tenir compte de l'effet des fonctions de phase sur les réflectances mesurées ainsi que de leur dépendance spectrale. On peut remarquer sur la fig. 10 que ce coefficient dépend relativement peu de l'indice de réfraction une fois les paramètres de la granulométrie fixés .

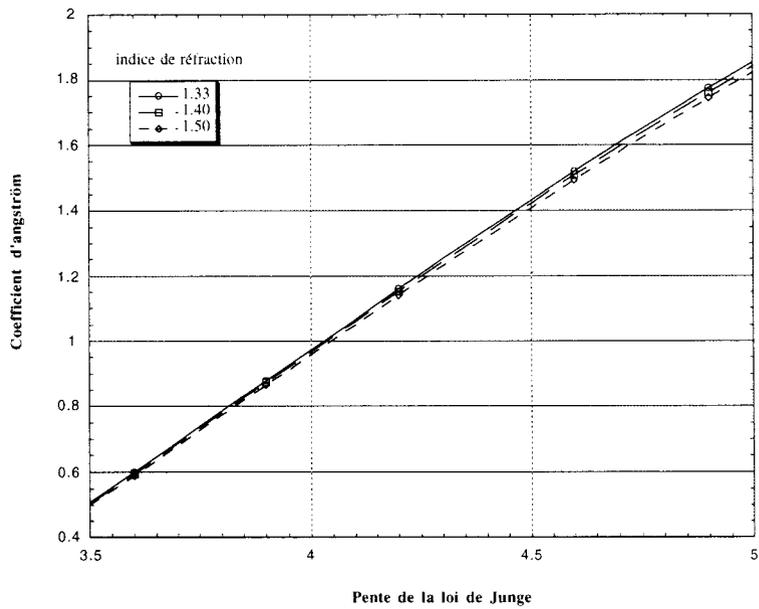


fig. 8 a Relation entre le coefficient d'Angström et la pente de la loi de Junge utilisée pour inverser le signal satellitaire. Elle est quasi-linéaire.

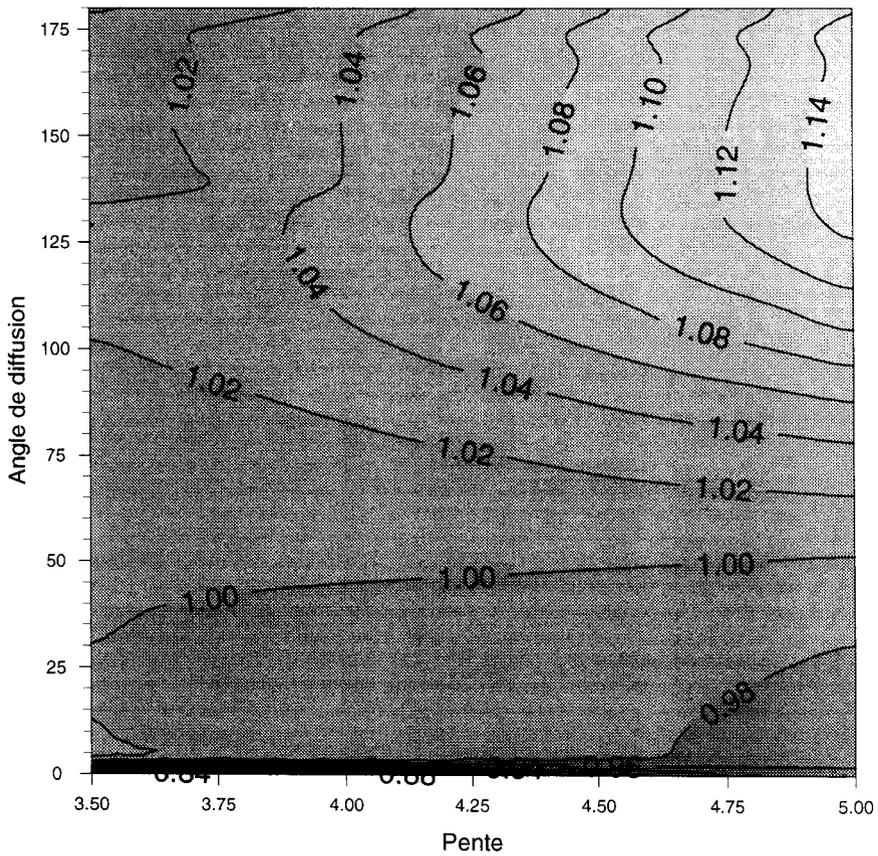


fig. 8 b Faible dépendance spectrale des fonctions de phase calculées avec une loi de Junge

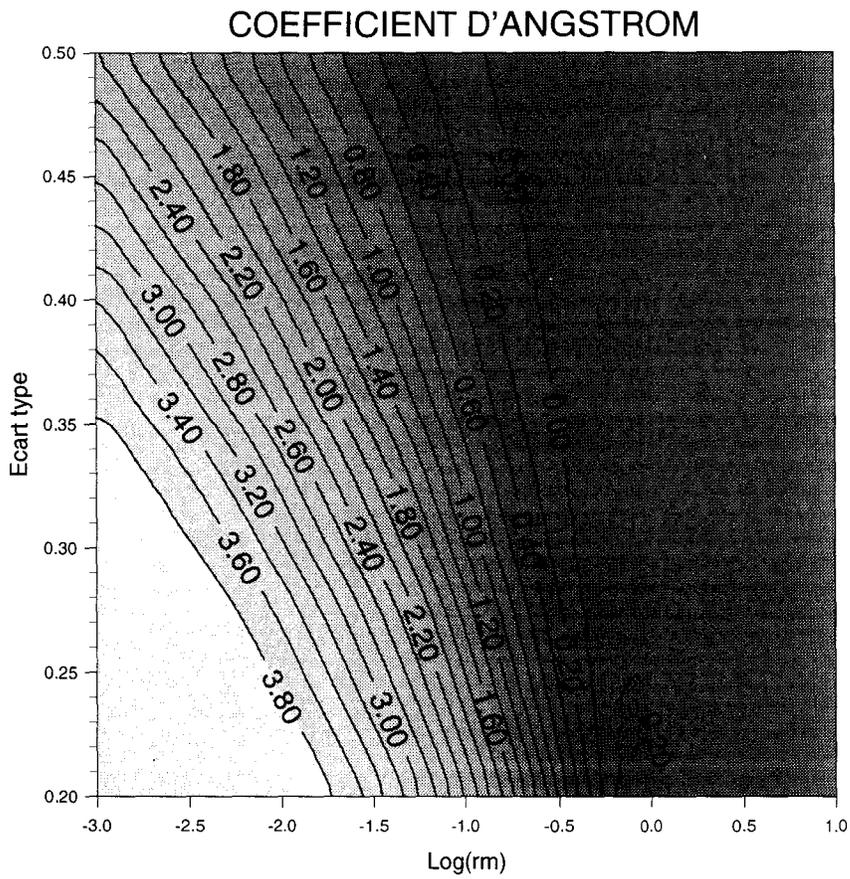


fig. 9 a Coefficient d'Angström d'une loi log-normale suivant les paramètres $\log(rm)$ et σ

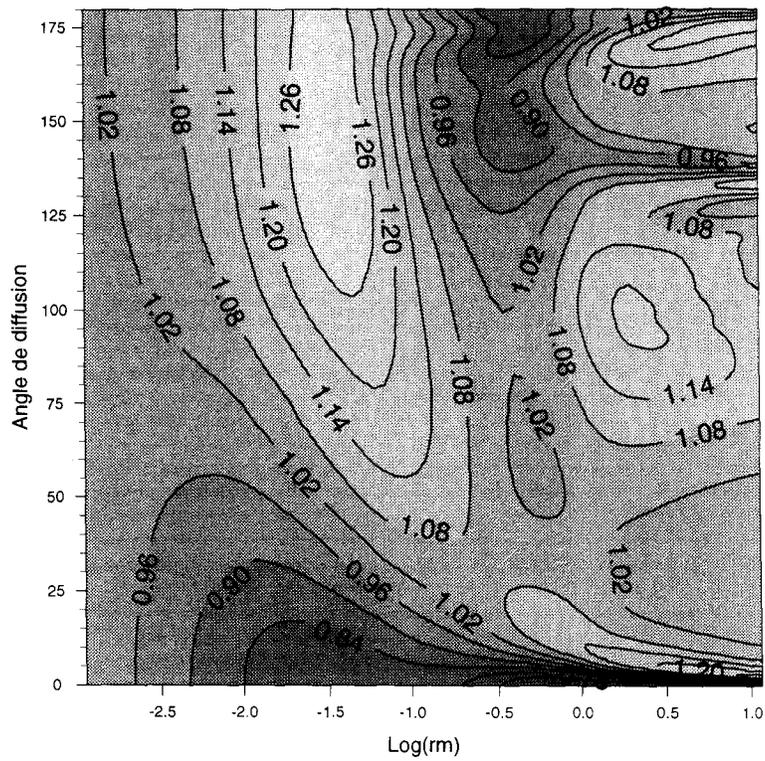


fig. 9 b Rapport des fonctions de phase entre 865 nm et 665 nm pour une loi log-normale. L'écart type à $\sigma = 0.3$.

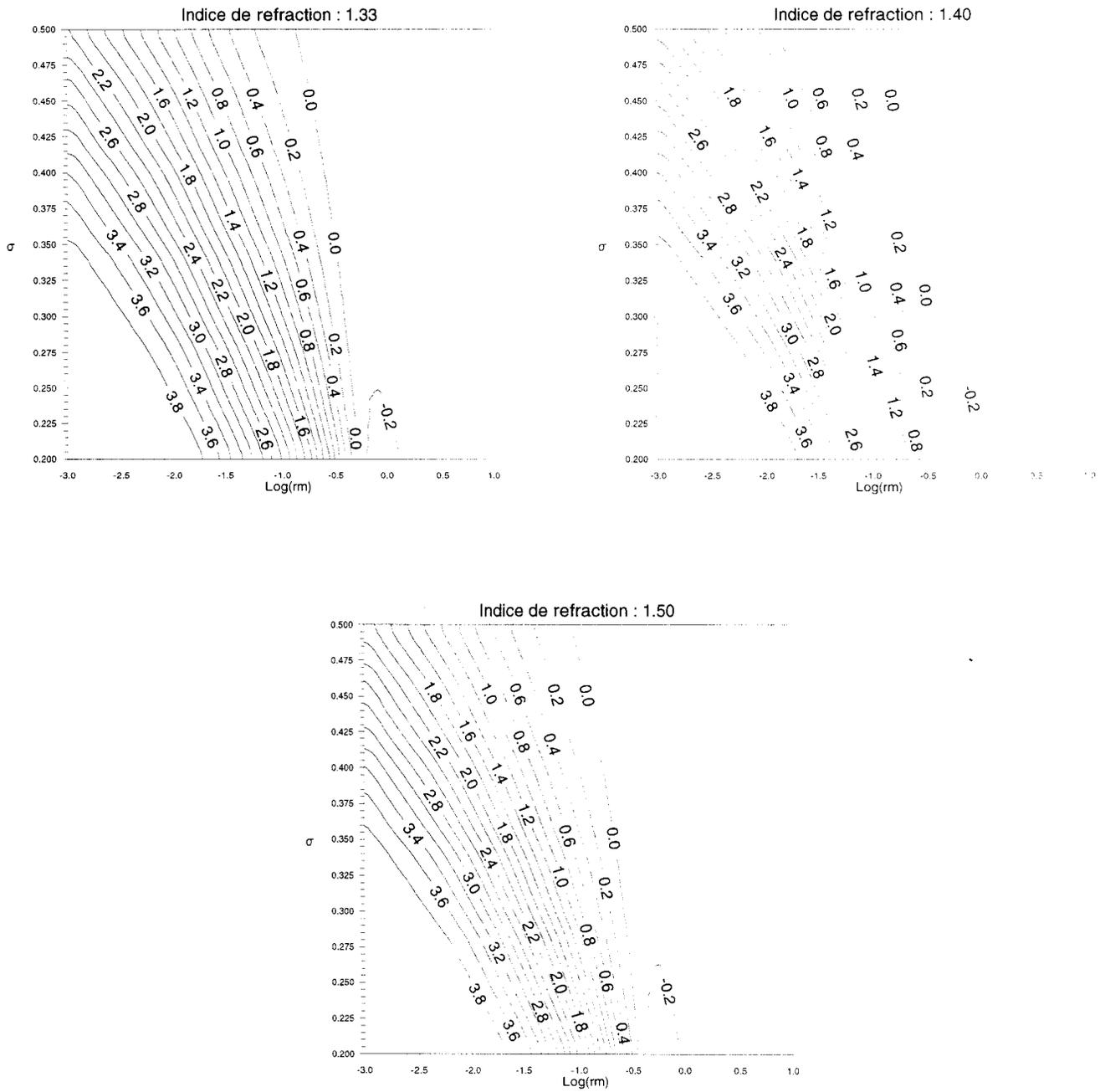


fig. 10 Le coefficient d'Angström dépend peu de la partie réelle de l'indice de réfraction utilisé : les isocontours dans le plan $(\log(m), \sigma)$ sont proches d'un indice à l'autre.

3 - Dépendance spectrale des signaux et des fonctions de phase :

La modélisation des luminances mesurées par POLDER suppose pour chaque longueur d'onde la connaissance de la fonction de phase et de l'épaisseur optique. Pour interpréter le rapport des luminances entre deux longueur d'onde et caractériser leur dépendance spectrale indépendamment de la concentration en particules, il est nécessaire de tenir compte des fonctions de phase évaluées entre les deux longueurs d'onde de référence :

$$\frac{R_{865}}{R_{665}} = \frac{\delta_{865} P_{865}(\Theta)}{\delta_{665} P_{665}(\Theta)} = \left(\frac{865}{665} \right)^{-\alpha} \frac{P_{865}(\Theta)}{P_{665}(\Theta)}$$

Si cette relation ne fait pas intervenir l'épaisseur optique, elle suppose la donnée des fonctions de phase à 865nm et 665nm donc d'un modèle d'aérosol pour déduire α .

Pour des lois de Junge, les fonctions de phase varient très peu spectralement (cf. fig. 8 b) si bien que dans l'hypothèse de diffusion primaire, α peut se déduire immédiatement à partir du rapport des réflectances

Cette approximation est moins justifiée pour des lois granulométriques de type Log-normale : sur la fig. 9 b est représenté le rapport des fonctions de phase (indice de réfraction : 1.33) en fonction du rapport de taille rm/λ et de l'angle de diffusion pour un écart type égal à 0.3 . On remarque que les rapports sont voisins de 1 pour les petites et les grosses particules tandis que pour les tailles intermédiaires le rapport peut devenir très important et influencer l'évaluation du coefficient d'Angström à partir des luminances.

4 - Matrice de phase :

Si l'analyse spectrale des signaux est l'aspect primordial des algorithmes d'inversion car elle est d'une part très dépendante de la granulométrie et de la taille moyenne des particules et d'autre part

envisageable quel que soit le point considéré sur l'orbite, la variation angulaire des réflectances mesurées par POLDER en une dizaine de conditions d'observation ainsi que celle de l'état de polarisation du rayonnement émergent peuvent apporter des informations précieuses et complémentaires sur la granulométrie ainsi que sur l'indice de réfraction moyen du milieu diffusant.

En fonction du modèle d'aérosol introduit, on peut constater d'importantes variations des fonctions de phase et des fonctions de phase polarisées. Pour des lois de Junge ou des lois log-normale (cf. fig. 11 et fig. 12) une corrélation importante peut être constatée entre la dissymétrie des fonctions de phase et la taille moyenne des particules en présence représentée par $\log(rm/\lambda)$ pour les lois log-normales et par leur pente pour les lois de Junge. Dans ce dernier cas il faut se rappeler que la taille moyenne des particules varie en sens inverse de la pente. Tous les domaines de diffusion sont couverts sur les figures correspondant aux lois log-normale et on peut remarquer les mêmes types de variation pour les lois de Junge : on peut distinguer une zone où les particules sont très petites par rapport à la longueur d'onde et où elles diffusent majoritairement comme un dipôle (fonctions de phase très symétriques : $P(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\theta))$), valeur importante de la fonction de phase polarisée autour d'un angle de diffusion égal à 90 degrés : $P(\theta) * TP(\theta) = \frac{3}{4} \sin^2(\theta)$), une zone intermédiaire (diffusion de MIE) où les fonctions de phase, tout en étant régulières, deviennent dissymétriques en ayant une pointe avant plus marquée. Pour des grands rapports de taille, une importante quantité de lumière est diffusée vers l'avant et on voit apparaître, en rétrodiffusion, (angles autour de 140 degrés et au delà), des arcs importants dont la position angulaire et l'amplitude sont caractéristiques de l'indice de réfraction utilisé (ex : arc autour de 140 degrés pour l'indice de réfraction 1.33 correspondant à l'eau). De telles variations de la dissymétrie en fonction de la taille des particules se remarquent aussi sur les fonctions de phase polarisées; les arcs que nous avons remarqués pour des granulométries représentatives de grosses particules sont alors mieux marqués et la simulation de la quantité de lumière polarisée pour chaque indice de réfraction nous permettra de mieux discriminer ce paramètre que nous avons discrétisé entre 1.33 et 1.50:

Dans une première étape des algorithmes d'inversion on détermine, pour chaque indice de réfraction, des granulométries et des épaisseurs optiques permettant de restituer au mieux les réflectances mesurées et leur dépendance spectrale. Ainsi pour l'algorithme où on considère des

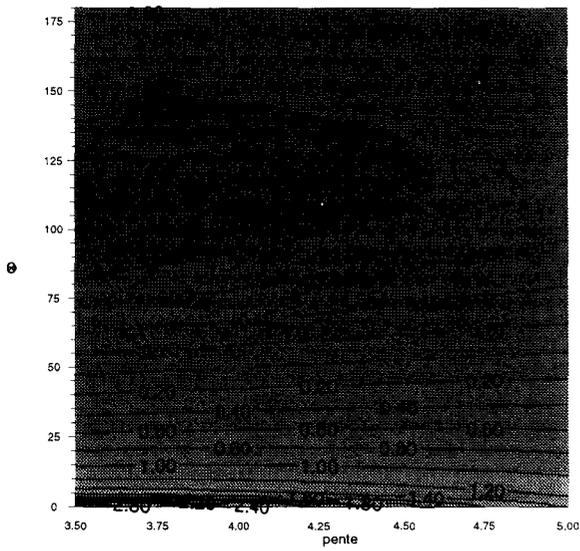
lois de Junge, une pente est déterminée et, pour chaque indice on ajuste l'épaisseur optique suivant les valeurs de la fonction de phase et de la mesure ($\delta = \frac{\cos(\theta_v) R_{865}^{\text{mes}}}{P_{865}(\theta)}$). En simulant la quantité de lumière polarisée en chaque direction d'observation, on détermine finalement l'indice qui en permet la meilleure restitution. On remarquera que l'allure des fonctions de phase varie avec l'indice de réfraction; elles se creusent par exemple de façon plus importante autour de l'indice 1.33. La valeur de l'épaisseur optique inversée dépendra alors de façon importante de l'indice utilisé. La multidirectionnalité de la mesure de réflectance est alors une source d'information complémentaire à la mesure de polarisation pour déterminer ce paramètre caractéristique de la nature chimique des particules en présence.

5 - Principe d'équivalence :

Jusqu'à présent nous avons considéré que la répartition en taille des aérosols était décrite par des lois granulométriques bien déterminées, en l'occurrence une loi de Junge ou une loi de type Log-normale, chacune définie par un certain nombre de paramètres. Cependant les granulométries réelles peuvent obéir à des lois différentes, ce qui pose le problème de la représentativité des bases de modèles utilisés pour inverser les données satellitaires.

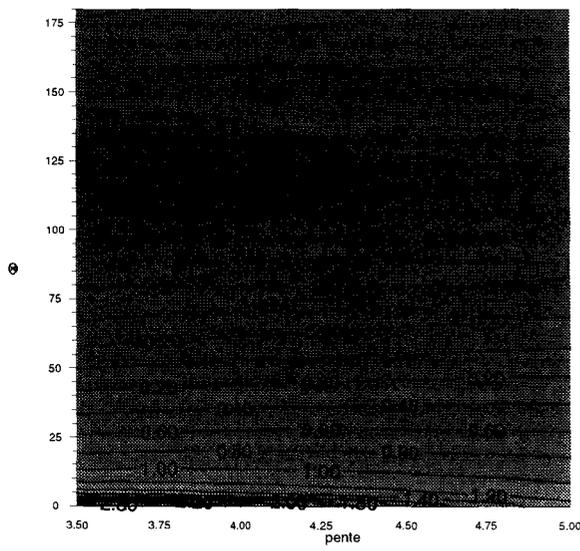
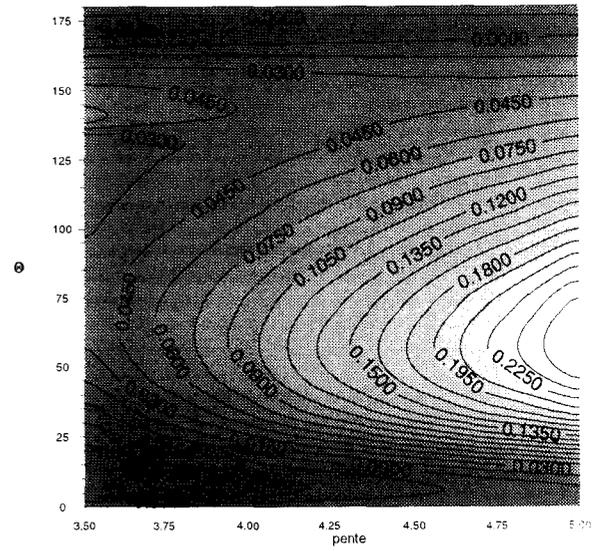
Grâce aux moments efficaces de diffusion il est possible de déterminer parmi différentes lois (lois log-normales, lois standard, lois bimodales) quelles sont celles qui permettent de simuler les mêmes propriétés radiatives (fonctions de phase, polarisation, coefficient d'Angström). On dira alors que ces granulométries sont radiativement ou optiquement équivalentes.

FONCTION DE PHASE

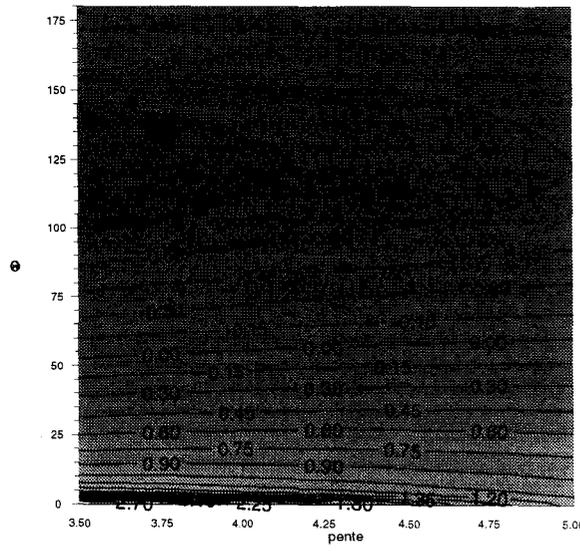
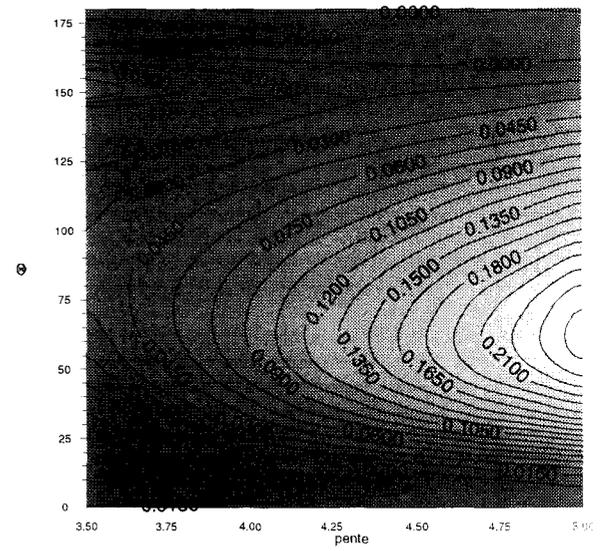


FONCTION DE PHASE POLARISEE

$n = 1.33$



$n = 1.40$



$n = 1.50$

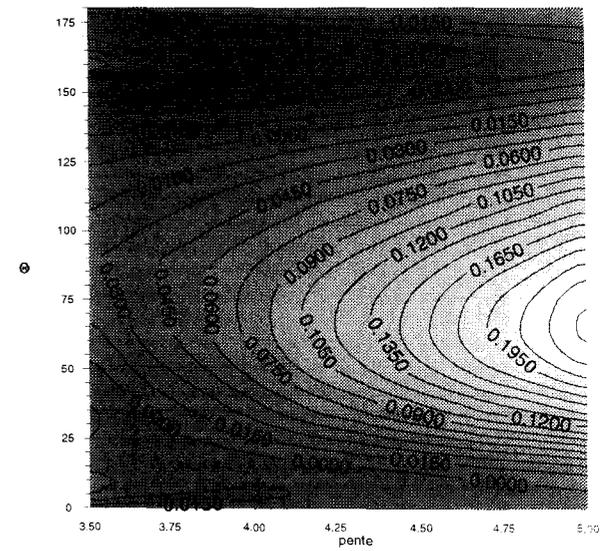
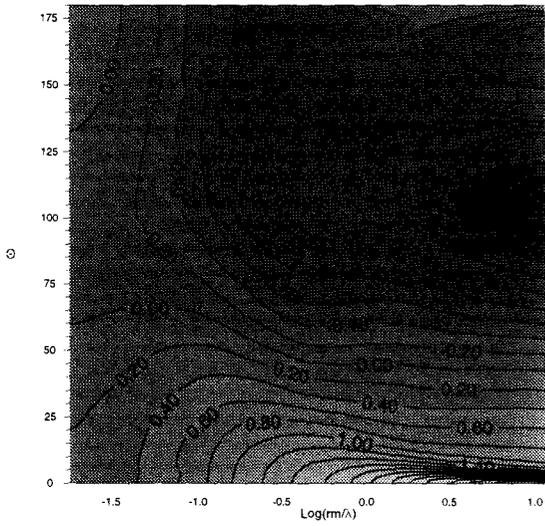


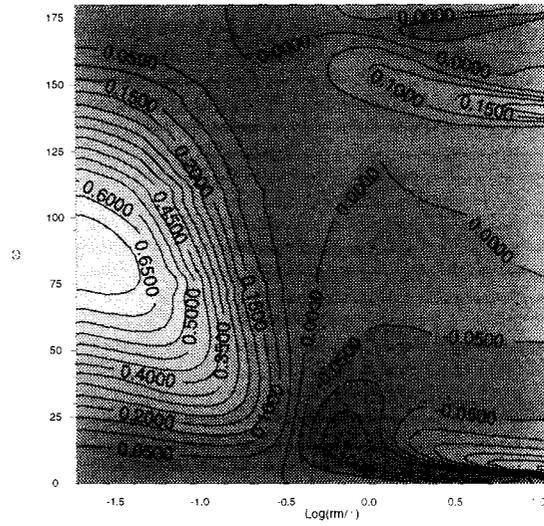
fig. 11 Fonction de phase (échelle logarithmique) et fonction de phase polarisée (échelle linéaire) pour des loi de Junge et différents indices de réfraction.

FONCTION DE PHASE

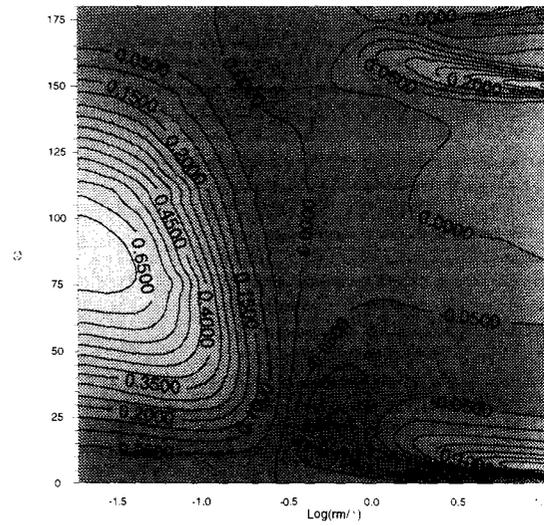
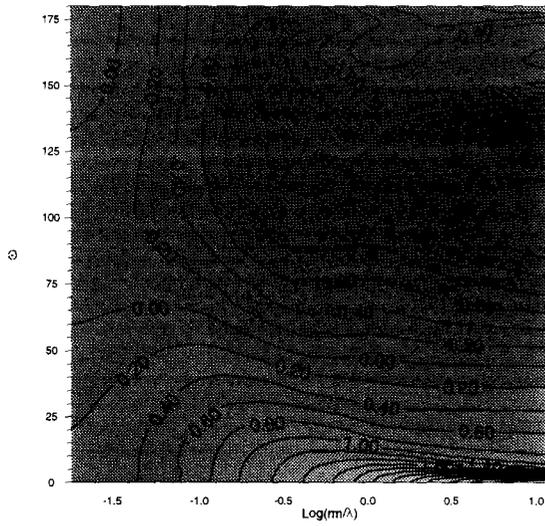


$n = 1.33$

FONCTION DE PHASE POLARISEE



$n = 1.40$



$n = 1.50$

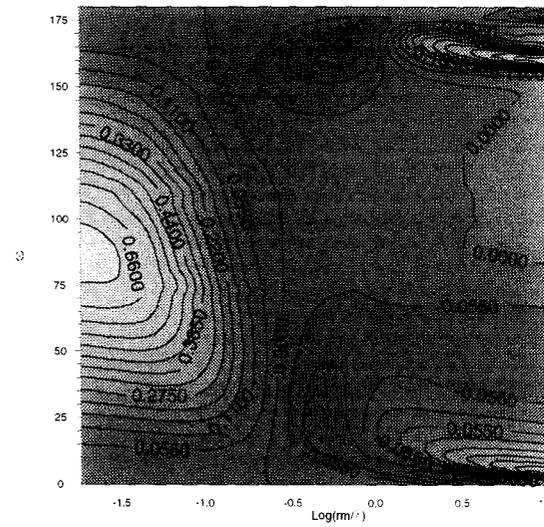
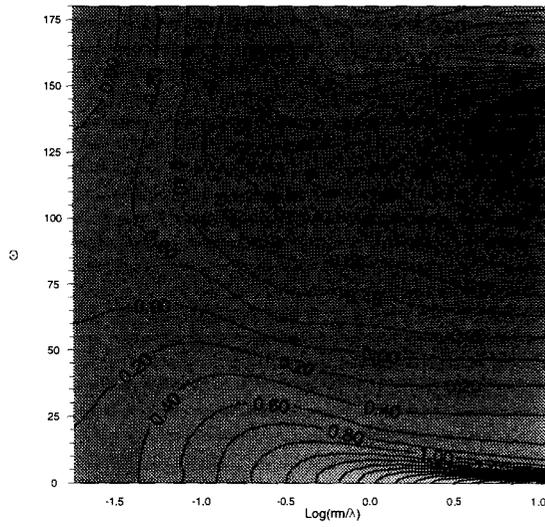


fig. 12 Fonction de phase (échelle logarithmique) et fonction de phase polarisée (échelle linéaire) pour des lois de type log-normale dont on fait varier le rapport de taille $\log(m/\lambda)$. L'écart type σ est égal à 0.3

5 - a Moments efficaces de la diffusion :

Pour déterminer dans la couche observée les particules diffusant majoritairement la lumière incidente on définit la probabilité qu'une particule de rayon r faisant partie d'un lot reparti suivant la loi $n(r)$ a de diffuser la lumière incidente :

$$n_{\text{eff}}(r, \lambda) = \frac{Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r)}{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr}$$

Comparer d'un point de vue radiatif deux granulométries définies par deux lois différentes peut se faire en considérant les moments de cette probabilité de diffusion :

A l'ordre 1, on obtient le rayon efficace de diffusion qui représente le rayon des particules interagissant majoritairement avec la lumière incidente :

$$R_{\text{eff}}(\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 r n(r) dr}{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr}$$

Le moment d'ordre 2, communément appelé écart type efficace de diffusion, représente alors la dispersion des rayons de particules diffusantes par rapport à la valeur moyenne R_{eff} .

$$\sigma_{\text{eff}}^2 = \frac{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 (r - R_{\text{eff}}(\lambda))^2 n(r) dr}{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr}$$

Pour une comparaison plus précise des probabilités de diffusion, on considérera des moments d'ordre supérieur à deux. Nous allons voir que pour une partie importante des cas nous intéressent, les moments du premier et second ordre (R_{eff} et σ_{eff}) sont suffisants. On remarquera

d'autre part que l'inversion de granulométries définies par deux paramètres granulométriques constitue une limite vis à vis des données dont on dispose.

Si on regarde la fig. 13, on remarque que le rayon efficace est relativement bien corrélé au coefficient d'Angström α (cf. fig. 13). Pour cette figure nous avons fait des calculs de MIE pour différentes lois log-normales dont les paramètres sont répartis uniformément dans une grille $(\log(r_m), \sigma)$ telle qu'elle a été présentée en fig. 9.

5 - b comparaison de différentes lois granulométriques :

Nous avons repris ici les travaux de Hansen et Travis [1974, 16] et comparé les propriétés en diffusion primaire de lois granulométriques dont on a ajusté les paramètres pour obtenir les mêmes moments efficaces de diffusion. Afin de représenter précisément à l'aide de nos granulométries des particules d'aérosol dont la taille est proche ou faible devant la longueur d'onde, nous avons, pour améliorer les résultats de Hansen et Travis, considéré l'efficacité d'extinction (quantité représentée par $Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right)$ dans le calcul des moments). En effet, ces deux auteurs ont étudié des distributions de particules ayant des tailles moyennes supérieures à la longueur d'onde et pour lesquelles l'efficacité d'extinction tend vers une valeur limite (voir fig. 2 a). Ceci entraîne que dans notre calcul les deux moments efficaces dépendent de la longueur d'onde et de l'indice de réfraction. Nous allons comparer deux lois granulométriques pour lesquelles les paramètres ($\log(r_m)$ et σ pour une loi log-normale, paramètres a et b pour une loi standard) sont ajustés pour obtenir des moments de diffusion égaux. Nous considérerons l'égalisation des moments efficaces de diffusion à 865 nm et comparerons leurs propriétés optiques en deux longueurs d'onde associées aux canaux POLDER dédiés à l'étude des aérosols (865 nm et 665 nm).

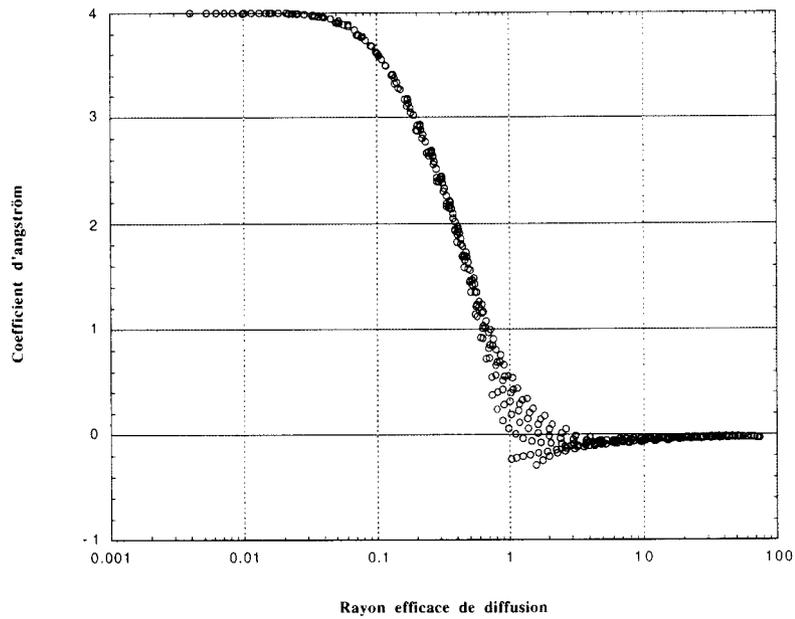


fig. 13 Corrélation entre le coefficient d'Angström et le Rayon efficace de diffusion pour une loi log-normale. deux lois log-normales de même rayon efficace présentent des coefficients d'Angström proches.

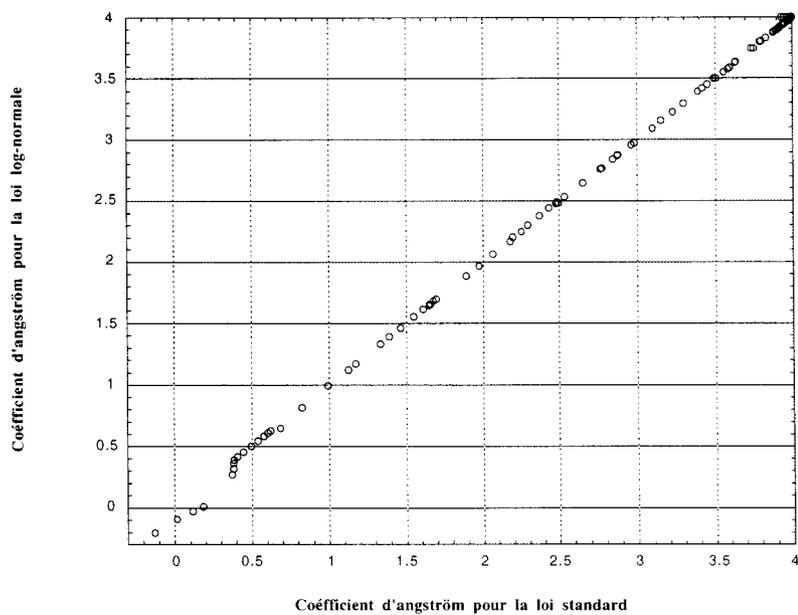


fig. 14 Les coefficients d'Angström, évalués pour des lois log-normales et des lois standard de mêmes moments efficaces, sont identiques.

5 - b - 1 Comparaison Loi standard -Loi log-normale :

La loi standard est définie comme la loi log normale par deux paramètres a et b :

$$n(r) = \text{cste } r^{\frac{1-3b}{b}} e^{-\frac{r}{ab}}$$

Dans l'hypothèse où le rayon des particules est grand devant la longueur d'onde, a et b représentent le rayon efficace et la variance effective que Hansen et Travis définissent comme:

$$a = R_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} r \pi r^2 n(r) dr}{\int_0^{\infty} \pi r^2 n(r) dr} \quad \text{et} \quad b = V_{\text{eff}} = \frac{1}{R_{\text{eff}}^2} \frac{\int_0^{\infty} (r - R_{\text{eff}})^2 \pi r^2 n(r) dr}{\int_0^{\infty} \pi r^2 n(r) dr}$$

Afin d'obtenir la valeur du paramètre b Hansen et Travis divisent la variance effective par R_{eff}^2 . Le terme Q a été omis dans ces expressions conformément à l'approximation que ces deux auteurs utilisent.

Pour une loi log-normale Hansen et Travis ont déduit les relations entre R_{eff} , σ_{eff} et les paramètres de la granulométrie (r_m , σ) :

$$r_m = \frac{R_{\text{eff}}}{(1 + \sigma_{\text{eff}})^{5/2}} \quad \text{et} \quad \sigma^2 = \ln(1 + \sigma_{\text{eff}})$$

Dans un premier temps, nous avons comparé les coefficients d'Angström (fig. 14) calculés avec des lois standards et ceux associés à des lois log-normales de mêmes moments efficaces (dans cette étude les calculs des moments efficaces sont faits sans approximation). Nous constatons une excellente corrélation pour les coefficients d'Angström si les moments efficaces sont égaux entre ces deux lois.

Avec les expressions exactes et approchées nous avons comparé des lois standards et des lois log-normales. Les lois standards choisies ont un paramètre a compris entre 0.01 et 10.0 tandis que b est fixé autour de 0.3. Sur les fig. 15 et 16 nous avons représenté, en fonction de $\log_{10}(a)$ et de

l'angle de diffusion θ , les valeurs des fonction de phase (grisé) superposées au rapport qu'elles ont avec les valeurs associées aux lois log-normales (isocontours). Nous constatons avec nos calculs (fig. 15) et avec ceux de Hansen et Travis (fig. 16) un assez bon accord entre les deux représentations granulométriques pour des particules moyennes et grosses ($\log_{10}(a) > -0.7$) car l'efficacité d'extinction, représentée par Q , varie peu. Le calcul exact des moments que l'on préconise permet de considérer avec précision la zone associée aux petites particules (les rapports sont égaux à 1 avec les calculs exacts alors qu'on remarque des erreurs de l'ordre d'une dizaine de pourcent entre les fonctions de phase en considérant des calculs approchés). Pour expliquer le fait qu'avec les approximations faites par Hansen et Travis on arrive à interpréter des propriétés au delà de leur domaine de validité ($a >$ longueur d'onde) on a tracé en fonction du paramètre a de la loi standard les rayons et variances effectives exactes correspondant aux lois standards et aux lois log-normales (fig. 17). Nous constatons que même si a est une mauvaise approximation du rayon efficace lorsqu'il est faible, il y a égalisation presque parfaite ($a > 0.1$) entre les rayons efficaces exacts évalués avec les lois standards et les lois log-normales. Il n'en est pas de même pour les variances effectives qui, pour des valeurs de a inférieures à 1, diffèrent de façon significative.

Afin de préciser cette comparaison entre les lois standards et les lois log-normales on a tracé (fig. 18) la probabilité de diffusion ainsi que les fonctions de phase pour les paramètres suivants :

Loi standard : $a = 0.398$ $b = 0.3$ coefficient d'Angström = 1.103

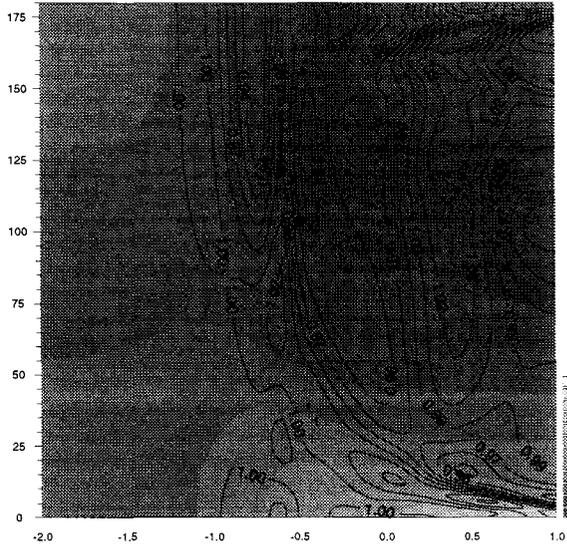
Loi log-normale : $\log(r) = -0.574$ $\sigma = 0.194$ coefficient d'Angström = 1.102

Les moments efficaces correspondant à ces deux lois sont : $Reff = 0.555$ $\sigma_{eff} = 0.04365$

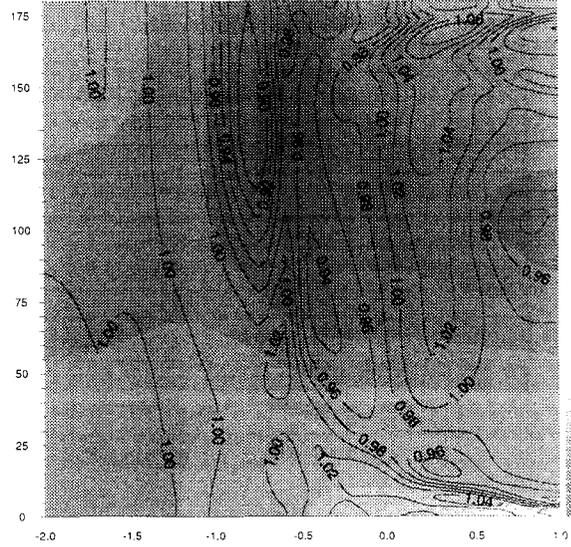
L'indice de réfraction pour ces deux modèles d'aérosol est 1.33

Angle de diffusion \wedge
 paramètre a de la loi standard \rightarrow

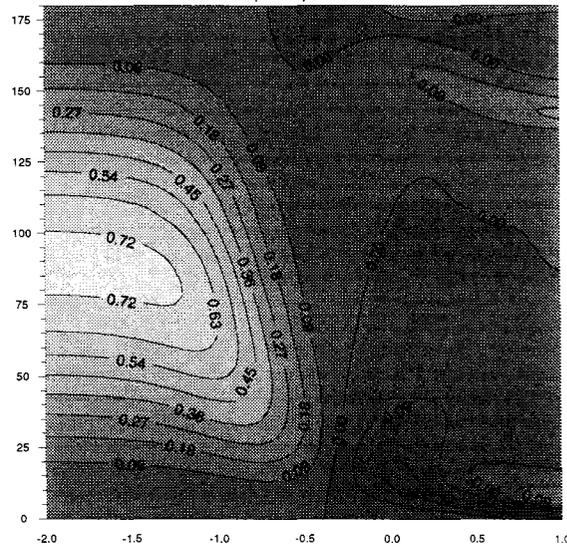
Fonction de phase et rapport des fonctions de phase à 865 nm



Fonction de phase et rapport des fonctions de phase à 665 nm



Fonctions de phase polarisées à 865 nm



Fonctions de phase polarisées à 665 nm

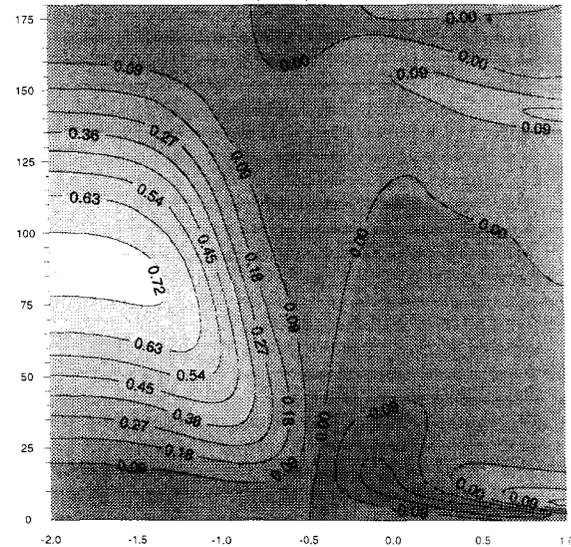


fig . 15 Fonction de phase (grisé, échelle logarithmique), rapport des fonctions de phase (TRAIT NOIR, échelle linéaire). Fonction de phase polarisée (échelle linéaire) pour les lois log-normale (TRAIT NOIR) et les lois standard (grisé). La comparaison entre les lois est faite avec les **moments exacts**.

Angle de diffusion \wedge
 paramètre a de la loi standard \rightarrow

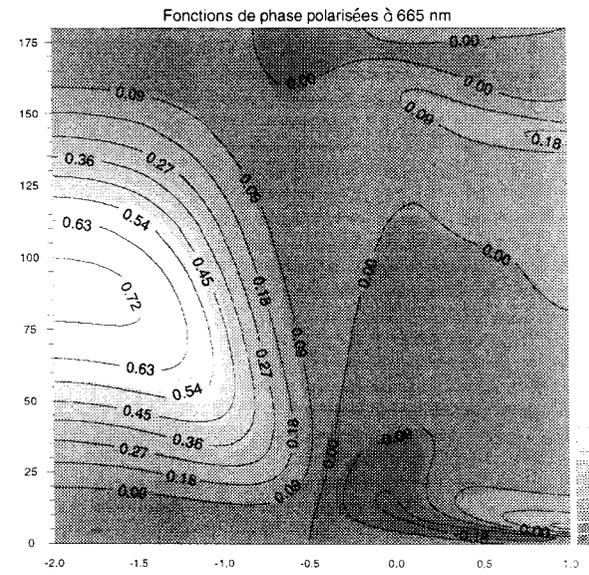
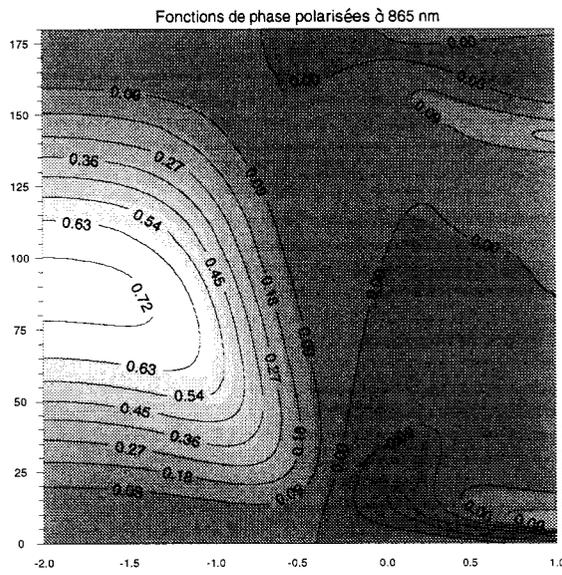
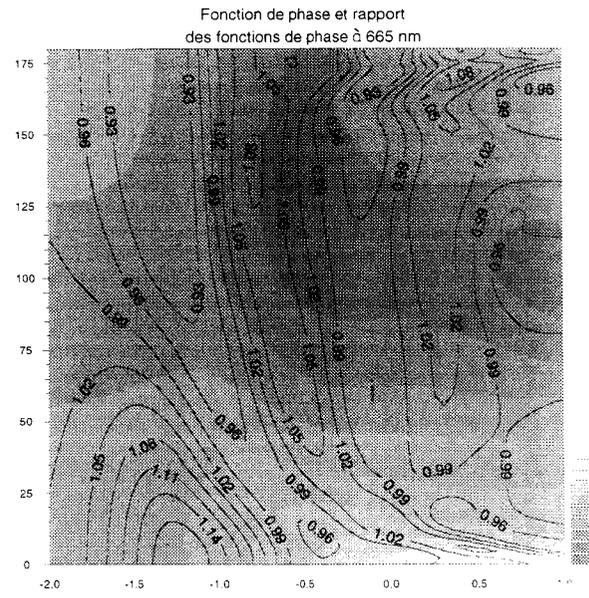
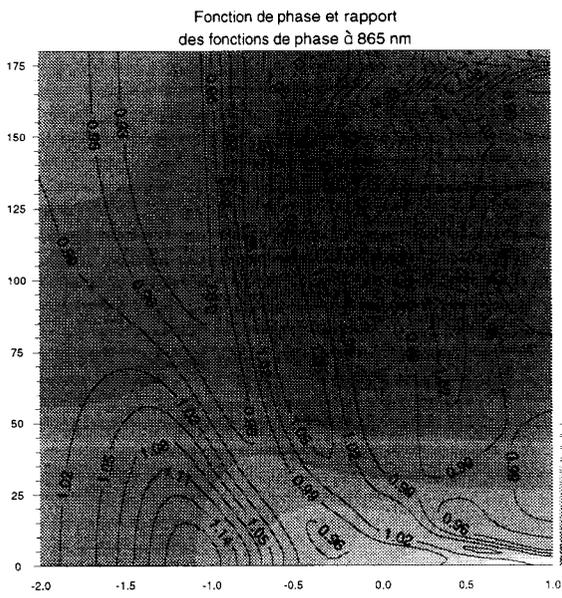


fig . 16 Fonction de phase (grisé, échelle logarithmique), rapport des fonctions de phase (TRAIT NOIR, échelle linéaire). Fonction de phase polarisée (échelle linéaire) pour les lois log-normale (TRAIT NOIR) et les lois standard (grisé). La comparaison entre les lois est faite avec les **moments approchés** de Hansen et Travis.

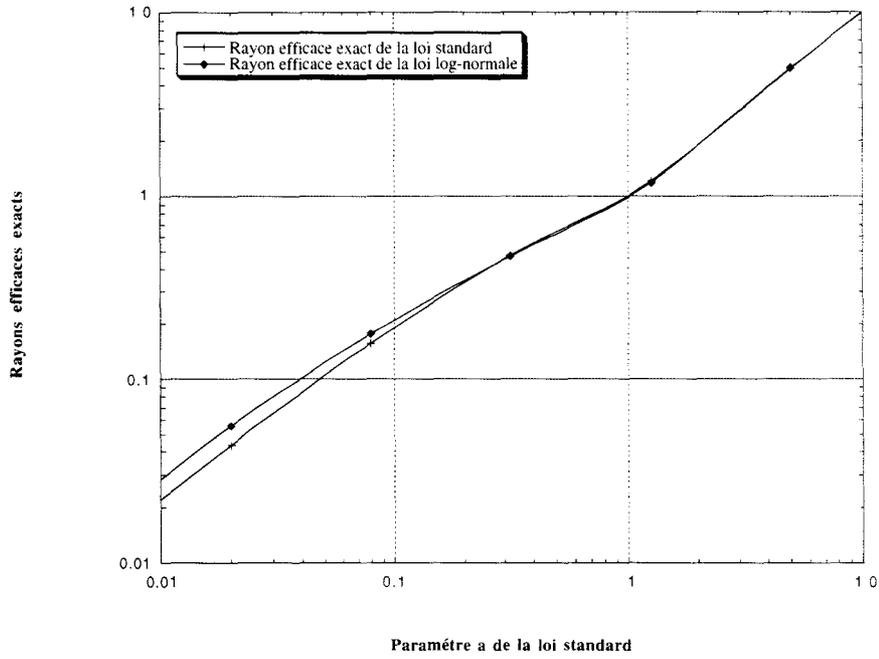


fig. 17 a Comparaison des rayons efficaces exacts évalués avec les lois standards et les lois log-normales. Les rayons efficaces exacts évalués pour les deux lois même s'ils sont éloignés de la valeur approchée (paramètre a de la loi standard) sont relativement proches pour $a > 0.1$

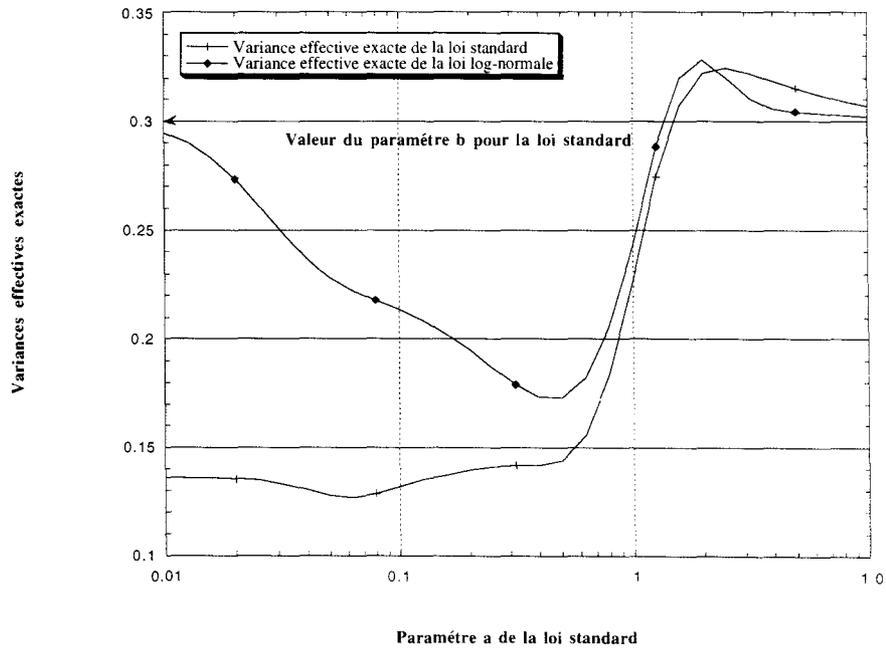


fig. 17 b Comparaison des variances effectives exactes. L'égalisation est moins bien respectée.

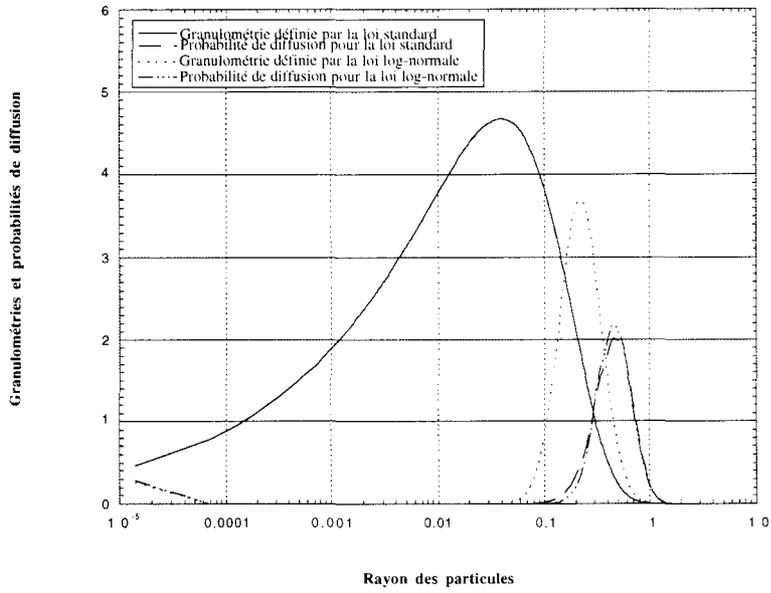


fig. 18 a Densité de probabilité de diffusion pour une loi standard et une loi log-normale

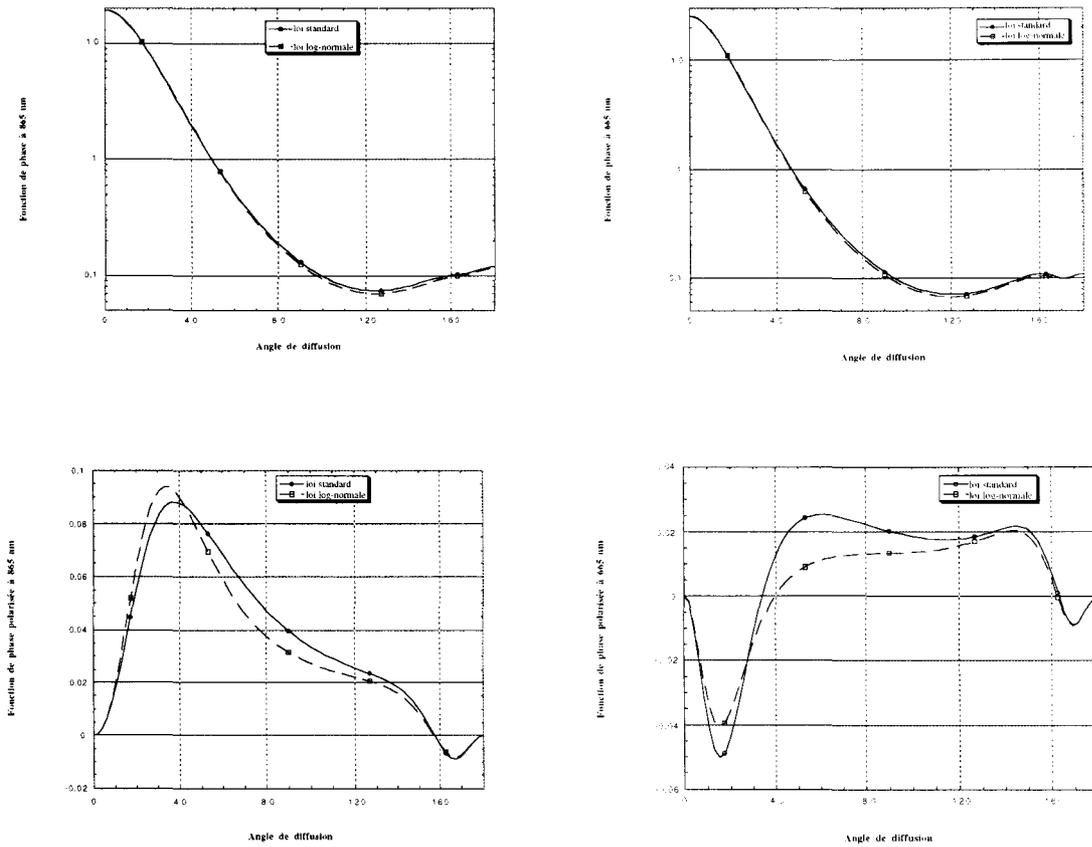


fig. 18 b Fonctions de phase et fonctions de phase polarisée pour les deux lois granulométriques. Les reflectances polarisées sont plus sensibles aux différences entre granulométries.

5 - b - 2 Comparaison loi bimodale - loi log-normale :

On constate une excellente restitution des fonctions de phase correspondant à la loi standard avec la loi log-normale. Les fonctions de phase polarisées sont cependant plus sensibles à une différence entre les granulométries notamment pour une longueur d'onde égale à 665 nm..

Une même étude peut être menée avec une loi bimodale. Nous avons considéré une loi correspondant mise à part l'indice de réfraction au modèle maritime de Shettle et Fenn défini par deux composantes l'une dite océanique et l'autre troposphérique.

Les deux modes sont définis par des lois log-normales de rayon $r_1=0.3 \mu\text{m}$ (resp. $r_2 = 0.03 \mu\text{m}$) et de variance $\sigma_1=0.4$ (resp. $\sigma_2=0.35$). Les poids respectifs à ces deux modes sont $N_1 = 0.01$ (resp. $N_2 = 0.99$). L'indice de réfraction considéré vaut 1.50.

La loi log-normale permettant d'obtenir les mêmes moments efficaces de diffusion ($R_{\text{eff}} = 2.031$, $\sigma_{\text{eff}} = 6.831$) est définie par un rayon moyen tel que $\log(r_m) = -0.69$ et par une variance égale à 0.425

Ces deux granulométries ont pour coefficients d'Angström respectifs 0.16 (loi bimodale) et -0.07 (log-normale): La dépendance spectrale est donc faible et quasiment la même pour les deux lois.

Nous constatons (fig. 19) une bonne adéquation entre les fonctions de phase correspondant à ces deux granulométries tandis que les petites particules correspondant au second mode influencent de façon plus importante les écarts constatés sur les fonctions de phase polarisées.

Nous avons grâce à quelques exemples montré l'importance qu'avaient les moments efficaces de diffusion pour définir des lois ayant les mêmes propriétés optiques. Si dans certains cas (notamment la loi bimodale) les fonctions de phase polarisées sont plus sensibles à la forme particulière des granulométries, les fonctions de phase et surtout le coefficient d'Angström sont extrêmement proches. Une base de granulométries log-normales est alors suffisante pour représenter dans la majorité des cas, des observations faites au dessus d'une couche définie par un autre type de distribution unimodale, voire bimodale.

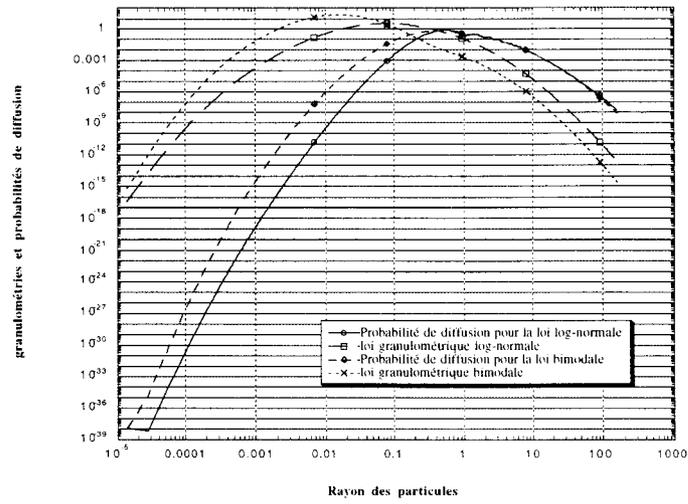


fig. 19 a Densité de probabilité de diffusion pour une loi bimodale et une loi log-normale

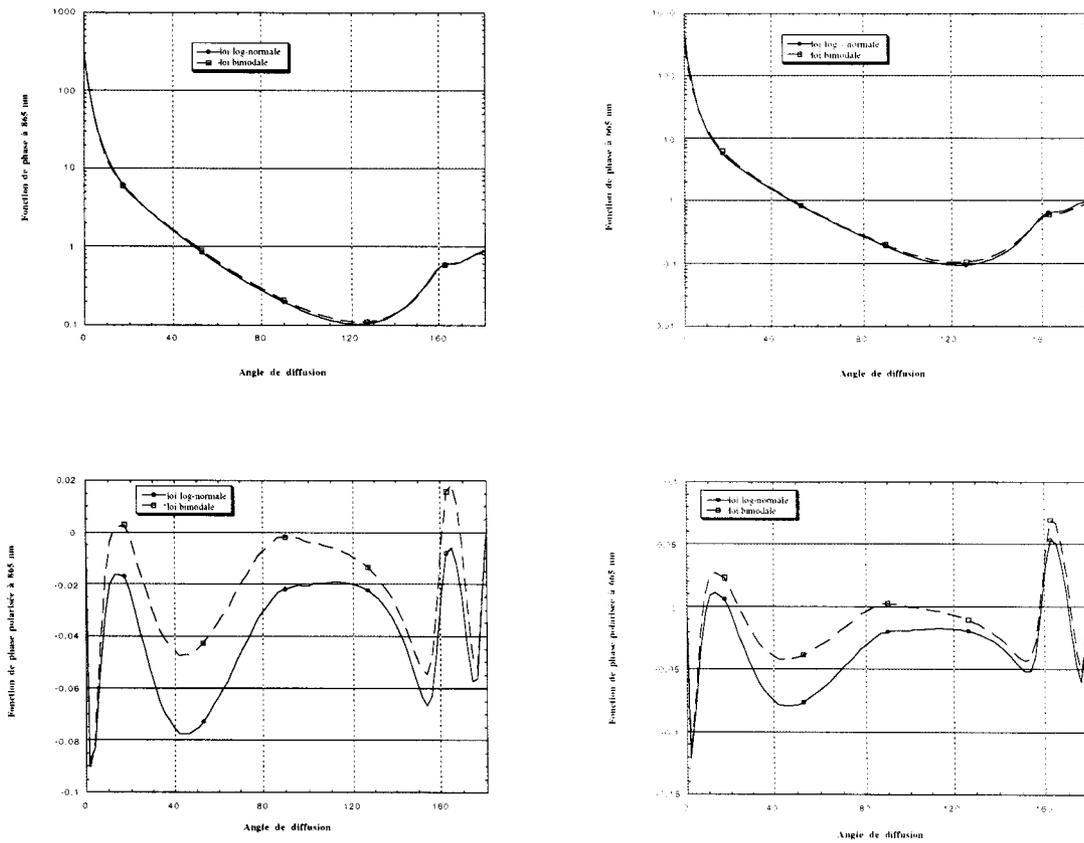


fig. 19 b Fonctions de phase et fonctions de phase polarisée pour les deux lois granulométriques

5 - b - 3 Comparaison Loi log-normale - loi de Junge :

Nous avons considéré pour le traitement journalier des données POLDER un algorithme utilisant des loi de Junge pour décrire la distribution en taille des particules. La loi de Junge, définie par un seul paramètre, la pente, permet une inversion relativement simple et rapide. Dans ce cas, la granulométrie utilisée est moins représentative d'observations correspondant à des lois plus complexes et les paramètres optiques de la couche (coefficient d'Angström, épaisseur optique) seront moins bien pris en compte par cet algorithme.

Equivalence spectrale :

Comme nous le constaterons plus loin, le coefficient d'Angström est un des paramètres le moins touché par le manque de représentativité de l'algorithme utilisant les lois de Junge. On peut grâce à une modélisation approchée (diffusion primaire, Sol non réfléchissant) considérer la relation liant le coefficient d'Angström inversé à l'aide d'un tel algorithme à celui défini par une loi log-normale. Pour illustrer ceci nous allons considérer pour simplifier que les fonctions de phase correspondant aux lois de Junge utilisées ne varient pas spectralement (cf. fig. 8 b) :

$$\frac{\delta_{665} P_{665}(\Theta)}{\delta_{865} P_{865}(\Theta)} = \frac{\delta_{665}}{\delta_{865}} = \left(\frac{865}{665}\right)^{\alpha_{\text{inverse}}} = \frac{R_{665}}{R_{865}} = \left(\frac{865}{665}\right)^{\alpha_{\text{or el}}} \frac{P_{665}^{\text{log norm}}(\Theta)}{P_{865}^{\text{log norm}}(\Theta)}$$

Le premier terme correspond à la dépendance spectrale des réflectances si le modèle est défini par une loi de Junge (Les fonctions de phase évaluées entre 865 nm et 665 nm se simplifient). Le second terme représente cette même dépendance si la couche observée par POLDER est définie par une loi log-normale. Les erreurs sur le coefficient d'Angström inversé (cf. fig. 20 a) proviennent de l'effet spectral sur les fonctions de phase de la loi log-normale (voir fig. 9 b). La dépendance spectrale restituée tient compte alors à la fois du coefficient d'Angström réel et du rapport des fonctions de phase. C'est en fait le terme ϵ que définit Gordon [14] dans son algorithme de correction atmosphérique. Nous avons fait la remarque dans le (§ II-B-3) que le rapport des fonctions de phase pouvait être largement supérieur à 1. Sur la figure 9b, leur rapport peut être égal

à 1.26 ce qui équivaut à un coefficient d'Angström égal à 0.88. Nous constatons que cette valeur est approximativement la différence maximale entre le coefficient d'Angström inversé et le coefficient d'Angström réel pour la zone allant de 1. à 3. sur la fig. 20 a. Si on utilise le coefficient d'Angström et l'épaisseur optique inversés pour une correction atmosphérique, on retrouve l'expression classique permettant d'obtenir le signal atmosphérique à 443 nm :

$$\begin{aligned} R_{443}^{\text{corr}}(\theta) &= \frac{\delta_{443}^{\text{inv}} P_{443}^{\text{Junge}}(\theta)}{4\mu_v} = \left(\frac{865}{443}\right)^{\alpha_{\text{inv}}} \frac{\delta_{865}^{\text{inv}} P_{443}^{\text{Junge}}(\theta)}{4\mu_v} \\ &= \left(\frac{865}{443}\right)^{\alpha_{\text{inv}}} \frac{\delta_{865}^{\text{inv}} P_{865}^{\text{Junge}}(\theta)}{4\mu_v} = \left(\frac{865}{443}\right)^{\alpha_{\text{inv}}} R_{865}(\theta) \end{aligned}$$

Le coefficient d'Angström sert ici à l'extrapolation vers les courtes longueurs d'ondes des luminances mesurées dans le proche infrarouge.

Comparaison des fonctions de phase :

Connaissant à l'aide du coefficient d'Angström évalué précédemment la loi de Junge permettant de restituer la dépendance spectrale observée sur les réflectances, il est possible de calculer la fonction de phase et l'épaisseur optique correspondant à la réflectance mesurée. La différence entre cette fonction de phase et celle de la loi log-normale qui définit l'observation va fausser l'évaluation de l'épaisseur optique suivant leur rapport. Pour situer la loi de Junge vis à vis des lois log-normales du point de vue de ses propriétés optiques on montre ci-dessous que la fonction de phase associée à cette loi peut être considérée comme une limite vers laquelle tendent celles qui sont associées à des lois log-normales correctement choisies : Considérons une loi de Junge définie par une pente égale à 4, définissant un rayon efficace de diffusion égal à 1.572 μm . En ajustant le rayon moyen ($\log(\text{rm})$) et l'écart type (σ) définissant la loi log-normale, on obtient des granulométries représentant le même rayon efficace de diffusion ($R_{\text{eff}} = 1.572$). On fait tendre ensuite leur écart type efficace vers la valeur correspondant à la loi de Junge définie précédemment. Les fonctions de phase et les fonctions de phase polarisées associées aux lois log-normales tendent vers celles que nous avons évaluées à l'aide de la loi de Junge (cf. fig. 21).

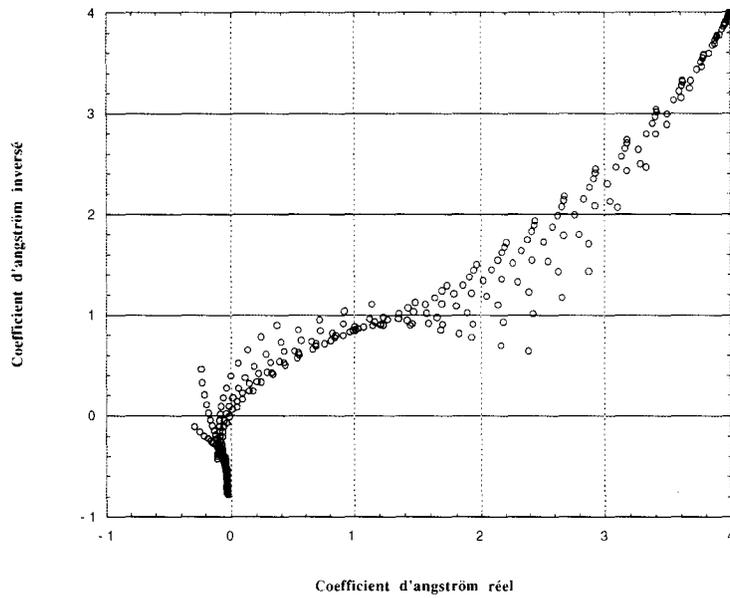


fig. 20 a Corrélation entre le coefficient d'Angström inversé à l'aide d'une loi de Junge et le coefficient d'Angström réel correspondant à des lois log-normales. L'angle de diffusion vaut 131 degrés. L'indice de réfraction utilisé vaut 1.33.

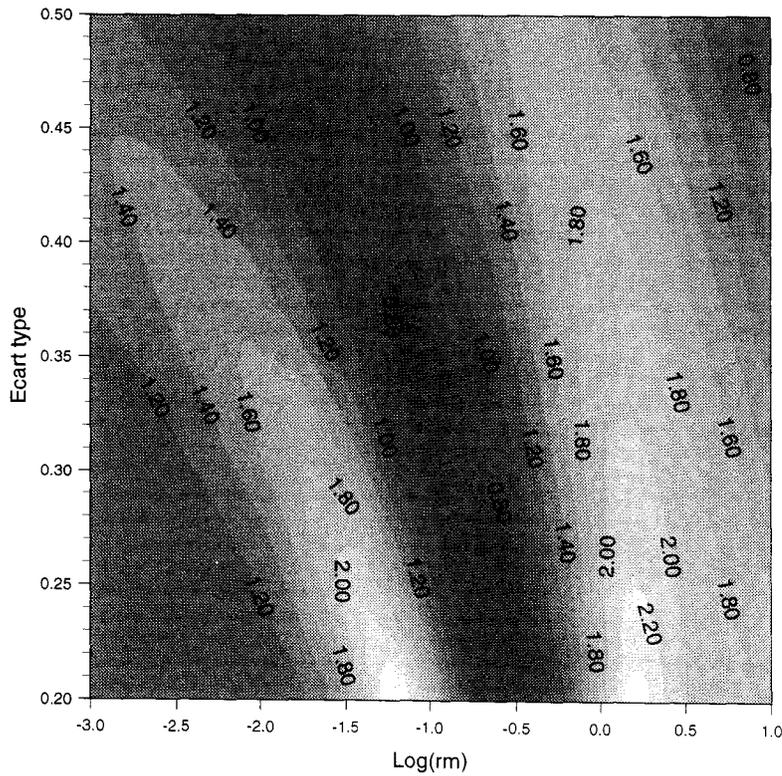


fig. 20 b Rapport des fonctions de phase entre les lois log-normale et les lois de Junge ayant des coefficients d'Angström apparents égaux.

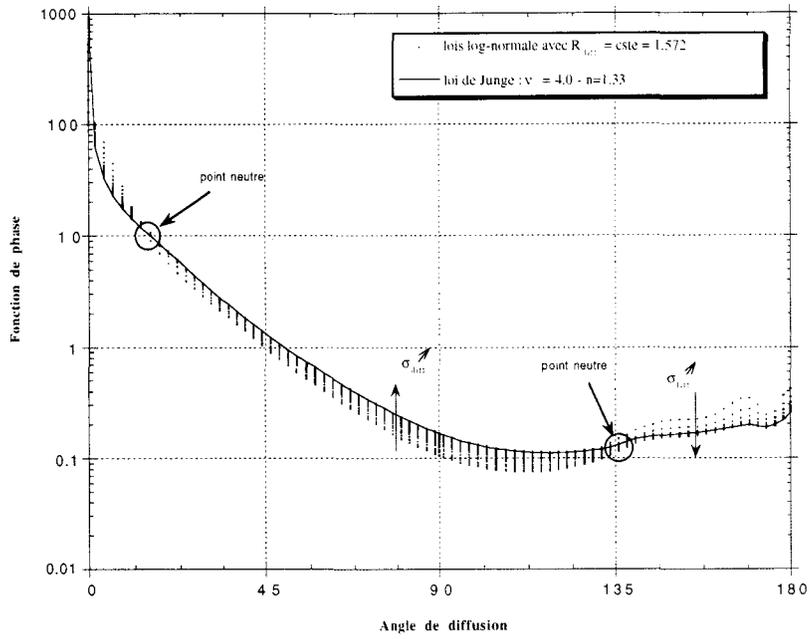


fig. 21 a Limite des fonctions de phase lorsqu'on fait tendre les moments efficaces d'une loi log-normale vers ceux d'une loi de Junge

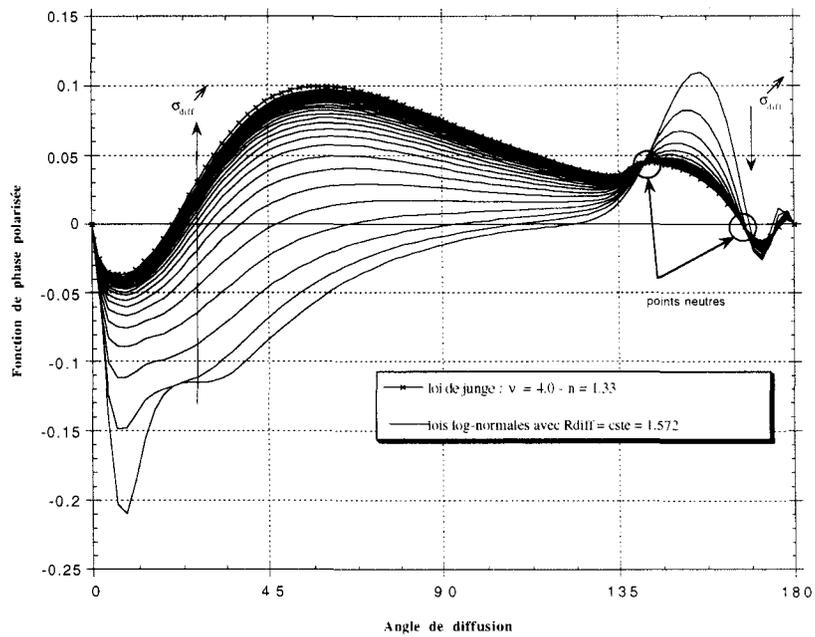


fig. 21 b Limite des fonctions de phase polarisées

On constate (fig. 20 b) suite à la remarque précédente que suivant la loi log-normale utilisée pour simuler la mesure en diffusion primaire, les rapports entre fonctions de phase (Log-normale mesure / Junge inverse) peuvent devenir très importants. Les lois de Junge sont alors moins représentatives des propriétés optiques associées à des lois log-normales et l'algorithme les utilisant permettra une moins bonne restitution des paramètres aérosols (coefficient d'Angström, épaisseur optique).

C - SENSIBILITE DES INVERSIONS :

Nous avons vu dans la partie précédente que les paramètres de diffusion primaire tels que le coefficient d'Angström et la matrice de phase étaient très dépendants de la granulométrie considérée. Lors des inversions nous allons exploiter cette dépendance pour retrouver tout ou partie des paramètres aérosol en simulant le signal pour une série de paramètres granulométriques que l'on espère la plus exhaustive possible. Une première étude de sensibilité des algorithmes d'inversion peut être menée avec une modélisation approchée ou on ne tient pas compte des diffusions multiples et des réflexions au niveau du sol. Nous allons voir de suite que la précision des paramètres restitués par les algorithmes d'inversion est à la fois dépendante des conditions d'observation inhérentes au pixel considéré ainsi qu'aux paramètres du modèle définissant l'observation.

Pour mener une telle étude de sensibilité en diffusion primaire nous avons élaboré le schéma d'inversion suivant :

Pour une importante série de modèles définis par une loi log-normale on a tabulé les fonctions de phase et les fonctions de phase polarisées. L'espace des paramètres granulométriques a alors été échantillonné de façon à obtenir $32 \times 16 = 512$ modèles répartis en 32 rayons (R_{eff}) et 16 écarts types efficaces (σ_{eff}). On obtient ainsi une grille représentant des rayons effectifs compris entre 0.283 et 4.206 μm avec des écarts types échantillonnés entre 0.2 et 0.5 (voir fig. 22).

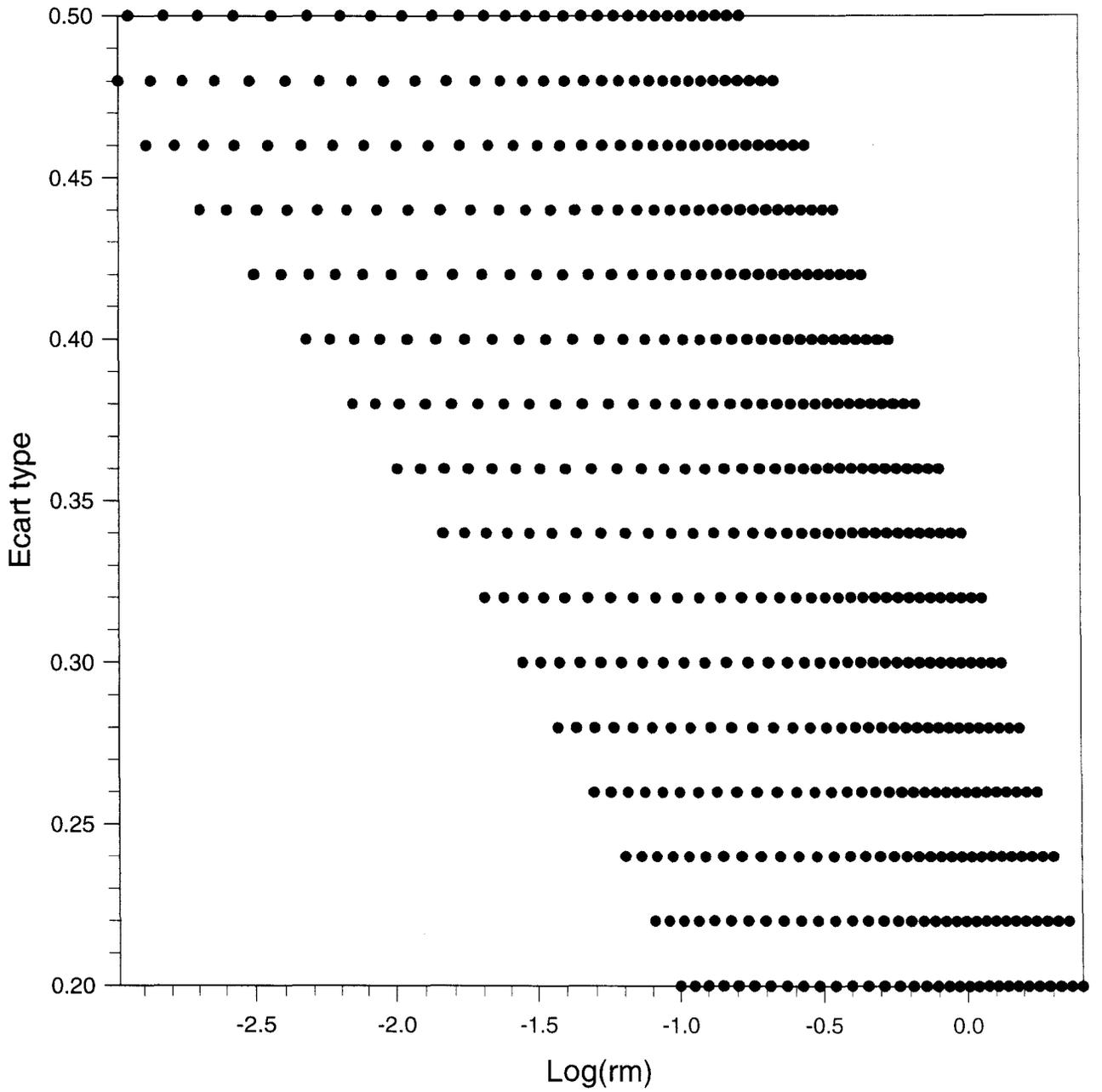


fig. 22 Grille de modèles log-normaux choisie pour le test de sensibilité de l'inversion satellitaire (chaque point dans l'espace $(\log(rm), \sigma)$ représente un modèle de la grille)

On peut, pour tester l'inversion, considérer des mesures simulées autour de 865 nm et 665nm (R865(i), R665(i), RP865(i), RP665 (i)), correspondant par exemple à un des modèles de la grille précédemment définie.

Pour chaque modèle de la grille on peut évaluer l'épaisseur optique à 865 nm à l'aide de la mesure de réflectance :

$$R_{865}(i) = \frac{\delta_{865} P_{865}(\Theta)}{4 \mu_{si} \mu_{vi}} \text{ ce qui permet de déduire } \delta_{865} = \frac{1}{\text{Nobs}} \sum_{i=1}^{\text{Nobs}} \frac{4 \mu_{si} \mu_{vi} R_{865}(i)}{P_{865}(\Theta_i)}$$

Comme on dispose avec POLDER d'une mesure multispectrale, notamment d'une mesure à 665 nm, on peut avantageusement simuler les signaux à 665nm en ayant au préalable évalué l'épaisseur optique correspondant à cette longueur d'onde grâce au coefficient d'Angström :

$$\delta_{665} = \delta_{865} \left(\frac{865}{665} \right)^\alpha$$

Ces deux épaisseurs optiques évaluées autour de 865 nm et 665 nm ainsi que les fonctions de phase définies par le modèle d'aérosol considéré permettent de simuler les signaux observés par POLDER en ces deux longueurs d'onde :

$$R_{865}^{\text{sim}}(i, \lambda) = \frac{\delta_\lambda P_\lambda(\Theta_i)}{4 \mu_{si} \mu_{vi}} \quad RP_{865}^{\text{sim}}(i, \lambda) = \frac{\delta_\lambda P_\lambda(\Theta_i) Q_\lambda(\Theta_i)}{4 \mu_{si} \mu_{vi}}$$

On peut pour chaque granulométrie comparer ces valeurs aux mesures et retenir dans la grille des granulométries celles qui permettent d'obtenir des écarts entre mesures et simulations inférieurs au bruit instrumental. Suivant le pixel observé par POLDER, les paramètres du modèle considéré pour simuler la mesure ainsi que le bruit instrumental le nombre de granulométries retenues à cette étape va varier. Nous allons maintenant tester la sensibilité de l'inversion vis à vis des paramètres de la mesure et de ceux caractérisant le système observé (couche aérosol + instrument).

1 - Influence des conditions d'observation :

Pour tester l'inversion suivant le pixel visé par POLDER, nous avons considéré deux modèles d'aérosol représentant des tailles de particules différentes :

$\log(rm1) = -0.27$ $\sigma1 = 0.34$ coefficient d'Angström $\alpha1 = -0.126$ -> fig. 23 (grosses particules)

$\log(rm2) = -0.6421$ $\sigma2 = 0.22$ coefficient d'Angström $\alpha2 = 1.06$ -> fig. 24 (particules moyennes)

L'indice de réfraction choisi, 1.33, correspond à celui de la grille de modèles utilisés dans les inversions. L'épaisseur optique de ces deux modèles est fixée à 0.1 à 865 nm.

Grâce à un code d'orbitographie on a calculé les angles (incidence solaire, angle de visée θ_v et azimut relatif) associés à chaque point de la surface terrestre sur une demi-orbite de la plate-forme ADEOS. Pour un modèle donné, on a évalué en diffusion primaire les signaux qu'observerait POLDER en chacun de ces points puis on a effectué une inversion des mesures à l'aide de l'algorithme défini précédemment.

Sur les figures 23, 24 ont été reportées les variations induites par le bruit de mesure radiométrique sur les paramètres restitués en fonction du pixel observé (erreur absolue sur l'épaisseur optique ainsi que sur le rayon efficace et sur l'écart type de la granulométrie). Le bruit radiométrique est évalué ici, suivant les abaques présentées dans la revue de définition préliminaire; le bruit (NEDL) est alors représenté par une valeur moyenne de 0.2 millième en luminance normalisée ($\pi L/Es$). On remarque dorénavant que la précision de l'inversion du rayon efficace est d'autant meilleure que l'on considère des petites particules. Ceci peut s'expliquer en partie par le fait qu'en fonction du rayon efficace, les luminances et les luminances polarisées subiront des variations plus importantes si on considère des particules de petites tailles devant la longueur d'onde (fig. 25 et 26). Elles sont d'autre part représentées par un coefficient d'Angström plus grand, ce qui implique une corrélation plus importante des signaux avec la taille moyenne des particules diffusantes (erreur maximale sur

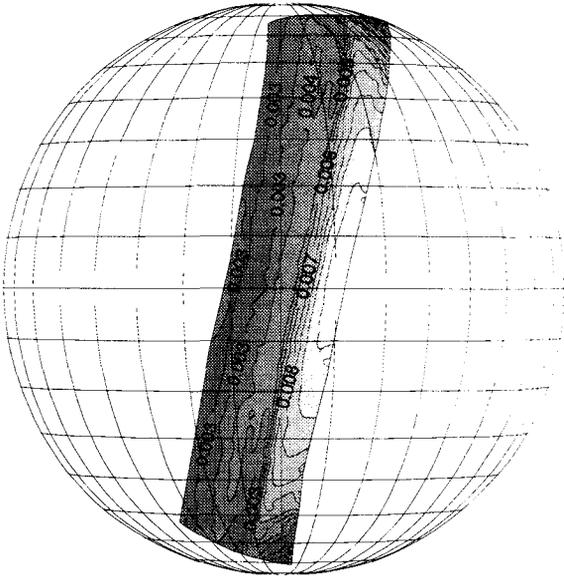
le rayon efficace : $0.1 \mu\text{m}$). Par contre, pour des particules de taille importante, le coefficient d'Angström est nul et varie peu suivant la granulométrie considérée (voir fig. 13); seule la multidirectionnalité de la mesure permet de choisir un modèle adéquat. Dans ce cas, on observe une erreur maximale de l'ordre de $0.9 \mu\text{m}$ sur le rayon efficace. En ce qui concerne la dépendance de l'inversion avec le pixel visé, on remarque qu'au niveau de l'équateur et à l'EST de la trace satellitaire l'imprécision est maximale. En de tels points, la plage d'angles de diffusion (voir fig. 27) est très faible (de l'ordre de 10 à 20 degrés) et l'angle atteint des valeurs moyennes proches de 110 degrés. En cette zone de l'angle de diffusion, les luminances (voir fig. 12) et les luminances polarisées varient peu en fonction du rayon efficace, ce qui explique l'imprécision de l'inversion pour les grosses particules. Par contre pour des zones situées à l'OUEST de l'orbite les inversions du rayon efficace sont plus précises car les angles de diffusion correspondent aux arcs des fonctions de phase et des fonctions de phase polarisées. Néanmoins, en considérant l'ensemble des mesures (luminances, polarisation), on obtient, hormis le rayon efficace, des inversions relativement précises de l'épaisseur optique (écart maximal : 0.02) et du coefficient d'Angström (écart maximal 0.2).

2 - Influence de l'épaisseur optique et du modèle observé :

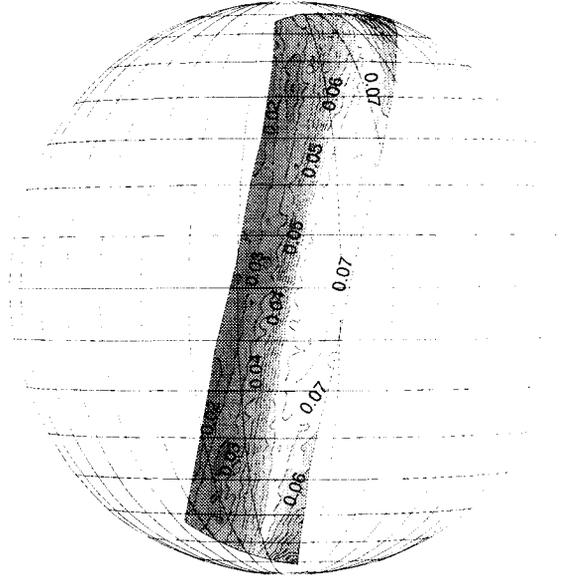
L'épaisseur optique du modèle observé influence la qualité des inversions de façon très importante car le rapport signal mesuré / bruit en est très dépendant. En effet le signal utile à la détermination des paramètres aérosol est proportionnel à l'épaisseur optique (voir fig. 28 a) et le bruit (NEDL) augmente moins vite que le signal. De ce fait, les variations des signaux vis à vis des paramètres recherchés seront plus importantes vis à vis du bruit radiométrique.

Comme nous l'avons remarqué plus haut avec les deux modèles tests, la restitution des paramètres aérosol par les algorithmes d'inversion est meilleure si le coefficient d'Angström est important (Voir fig. 28b). Nous constatons, hormis l'effet d'épaisseur optique décrit précédemment, que plus les particules observées sont petites plus les paramètres seront restitués précisément (nombre de modèles retenus moindre).

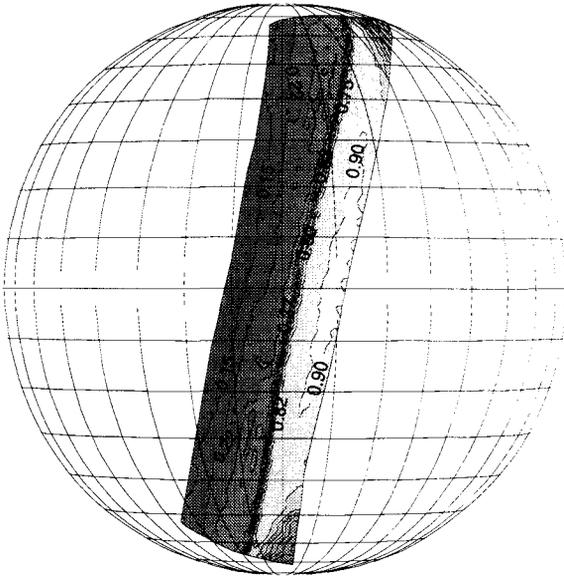
ECART SUR L'ÉPAISSEUR OPTIQUE



ECART SUR LE COEFFICIENT D'ANGSTROM



ECART SUR LE RAYON EFFICACE (μm)



ECART SUR L'ÉCART TYPE DE LA DISTRIBUTION

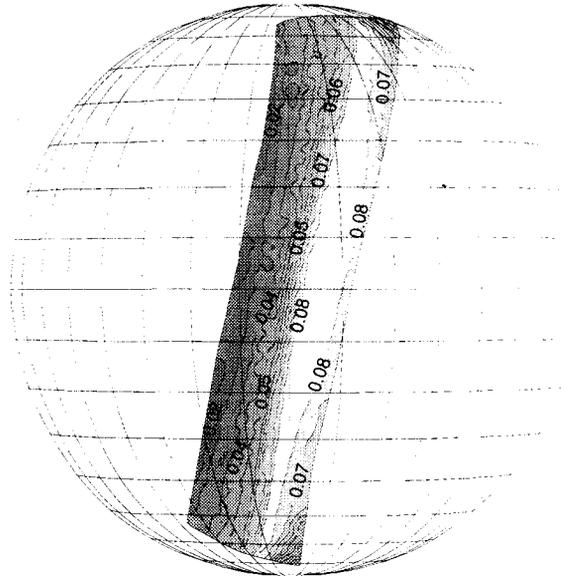
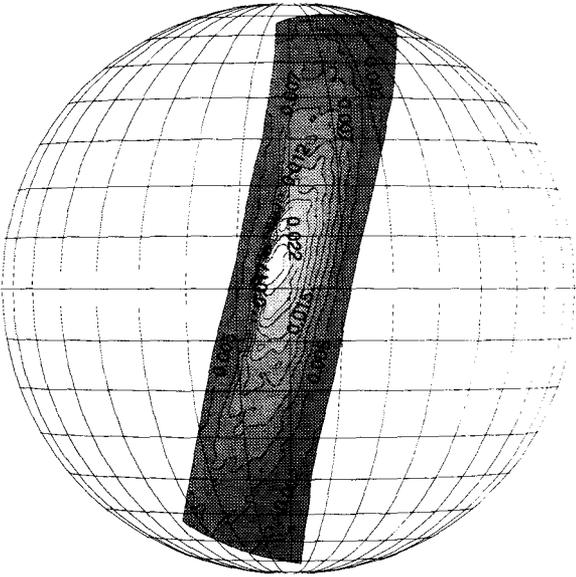
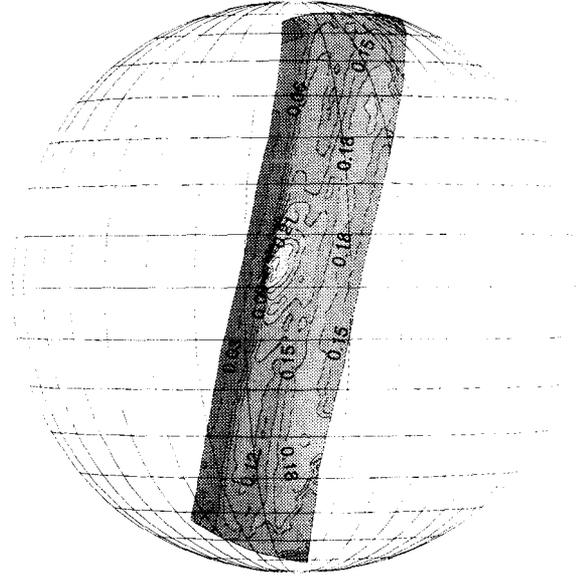


fig. 23 Sensibilité des inversions aux conditions d'observation, i.e. au pixel considéré. Le modèle considéré représente des grosses particules.

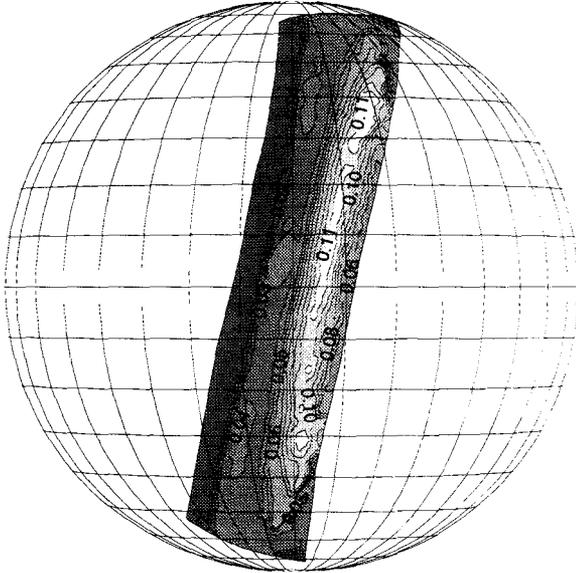
ECART SUR L'ÉPAISSEUR OPTIQUE



ECART SUR LE COEFFICIENT D'ANGSTROM



ECART SUR LE RAYON EFFICACE (μm)



ECART SUR L'ÉCART TYPE DE LA DISTRIBUTION

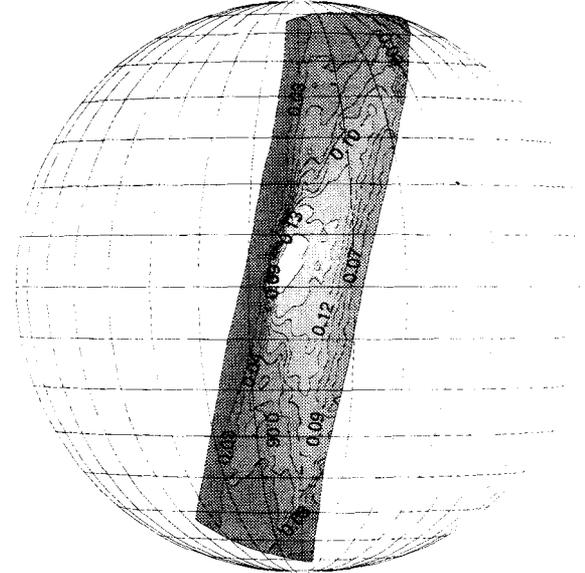
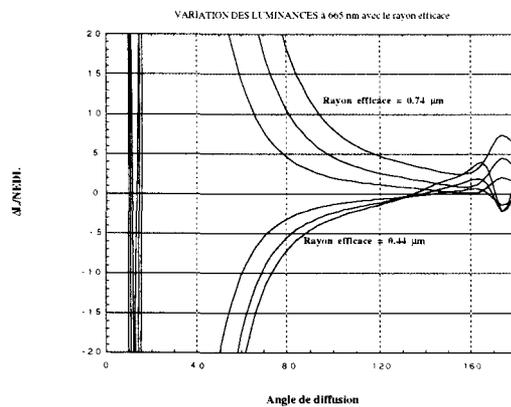
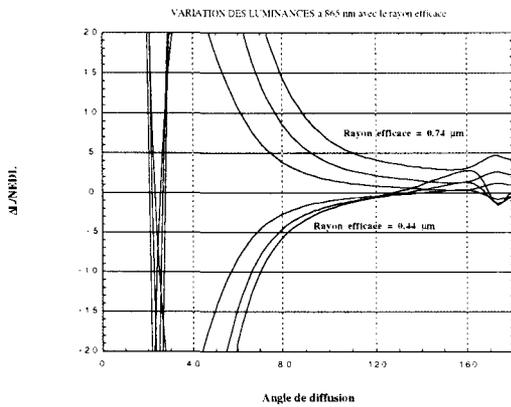


fig. 24 Sensibilité des inversions aux conditions d'observation, i.e. au pixel considéré. La granulométrie considérée représente des particules de taille moyenne.

PARTICULES DE TAILLE MOYENNE

($R_{eff} = 0.57 \mu\text{m}$)



GROSSES PARTICULES

($R_{eff} = 2.1 \mu\text{m}$)

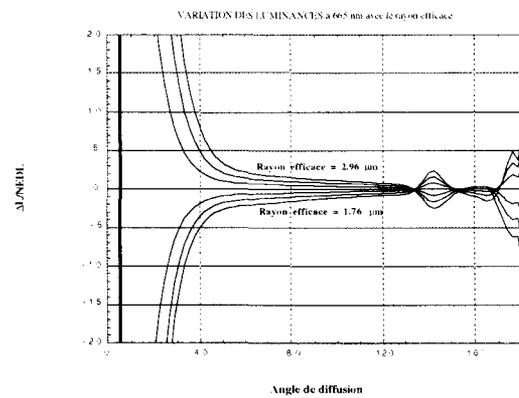
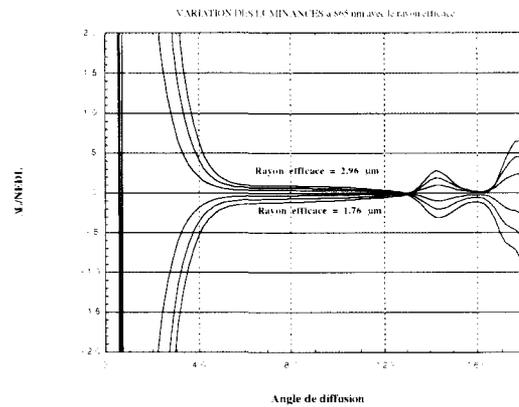
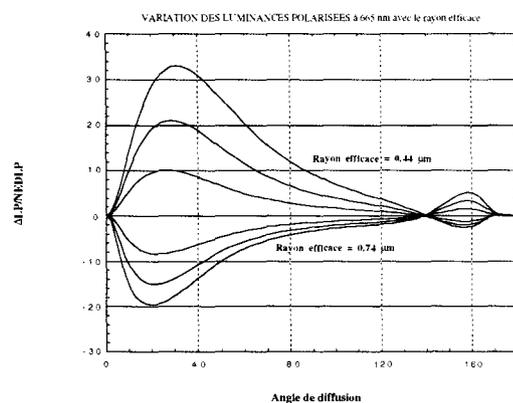
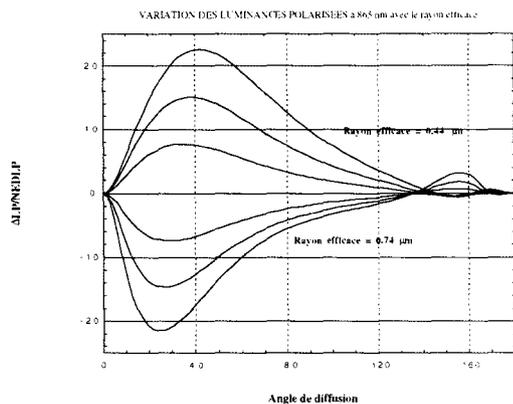


fig. 25 Variation des luminances mesurées par rapport au rayon efficace. L'épaisseur optique est fixée à 0.1 et l'angle de visée, utilisé pour calculer les luminances vaut 35° . En fonction de l'angle de diffusion nous avons tracé le rapport des accroissements ΔL et du bruit NEDL ($2 \cdot 10^{-4}$). Ces accroissements sont obtenus en faisant varier le rayon efficace autour des valeurs représentant les 2 modèles servant au test de l'inversion. Nous constatons que, pour des particules de taille moyenne, les luminances varient de façon plus importante avec le rayon efficace que pour des particules de taille importante. Autour des petites particules, les luminances mesurées à 665 nm varient au maximum entre -2 NEDL et 7 NEDL (retrodiffusion), pour un rayon variant entre $0.44 \mu\text{m}$ et $0.74 \mu\text{m}$. Ceci nous donne une variation de l'ordre de $30 \text{ NEDL}/\mu\text{m}$. Pour des grosses particules, ce rapport est de loin inférieur. En effet, il vaut dans le meilleur des cas $16 \text{ NEDL}/\mu\text{m}$ (angle de diffusion égal à 180°). Sur la zone d'angles compris entre 80 et 120 degrés il vaut $3.3 \text{ NEDL}/\mu\text{m}$.

PARTICULES DE TAILLE MOYENNE

($R_{eff} = 0.57 \mu\text{m}$)



GROSSES PARTICULES

($R_{eff} = 2.1 \mu\text{m}$)

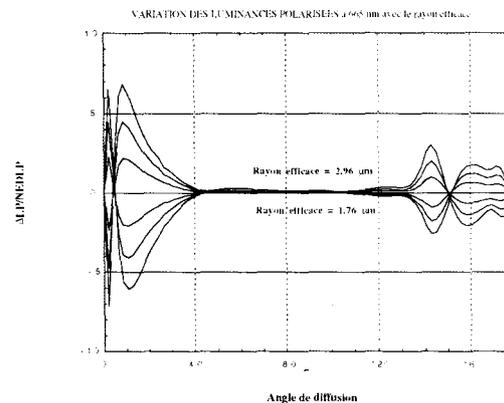
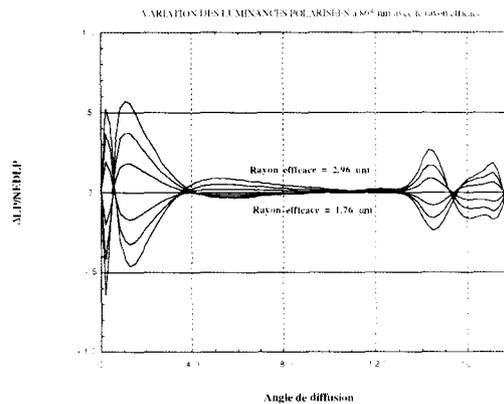
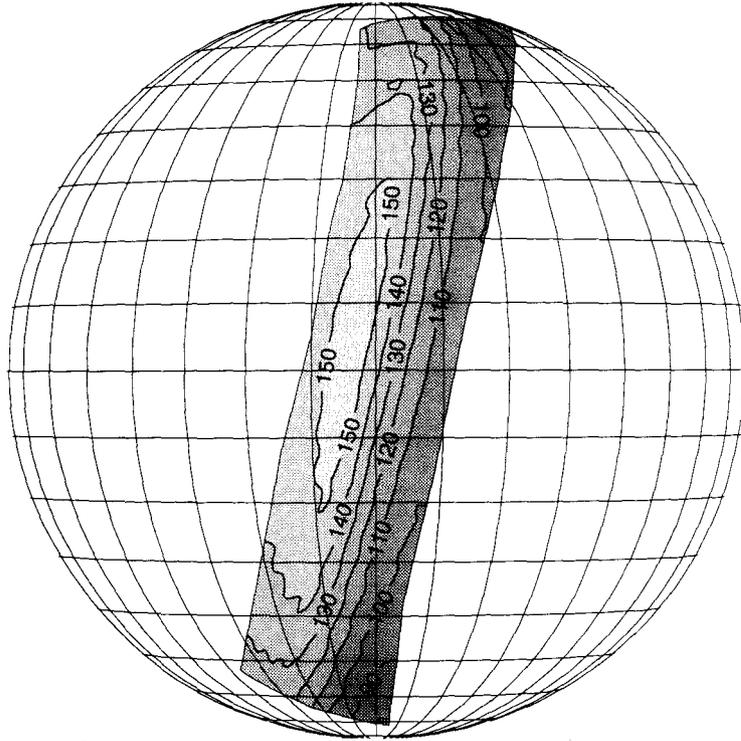


fig. 26 La différence de sensibilité au rayon efficace suivant la taille des particules observées est plus importante sur les réflectances polarisées. Pour les particules de taille importante, on ne sera sensible à la taille des particules qu'en retrodiffusion ou on note une variation de l'ordre de 5 NEDL/ μm (angles de diffusion compris entre 130 et 180°). Par contre, les luminances polarisées ont une variation plus importante vis à vis du rayon efficace lorsque les particules sont relativement petites devant la longueur d'onde. Comme les angles de diffusion atteints par POLDER ne sont pas en dessous de 90 °, nous ne pourrions bénéficier de la zone correspondant au maximum de polarisation ou les variations sont les plus importantes. Néanmoins les variations constatées entre 80 ° et 120 ° sont de l'ordre de 33 NEDL/ μm .

ANGLE DE DIFFUSION MOYEN



INTERVALLE DE L'ANGLE DE DIFFUSION

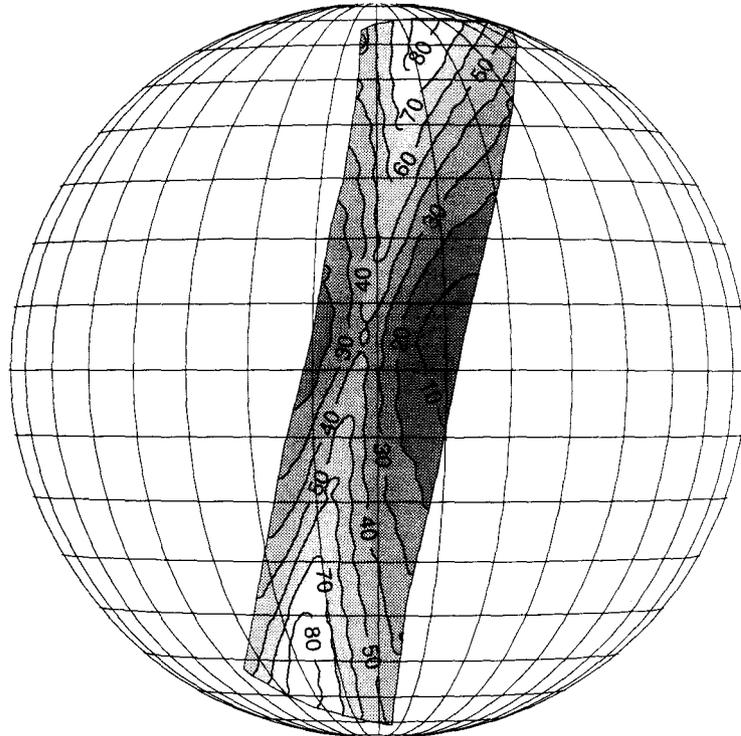


fig. 27 Angle de diffusion moyen et intervalle de l'angle de diffusion suivant le pixel observé par POLDER

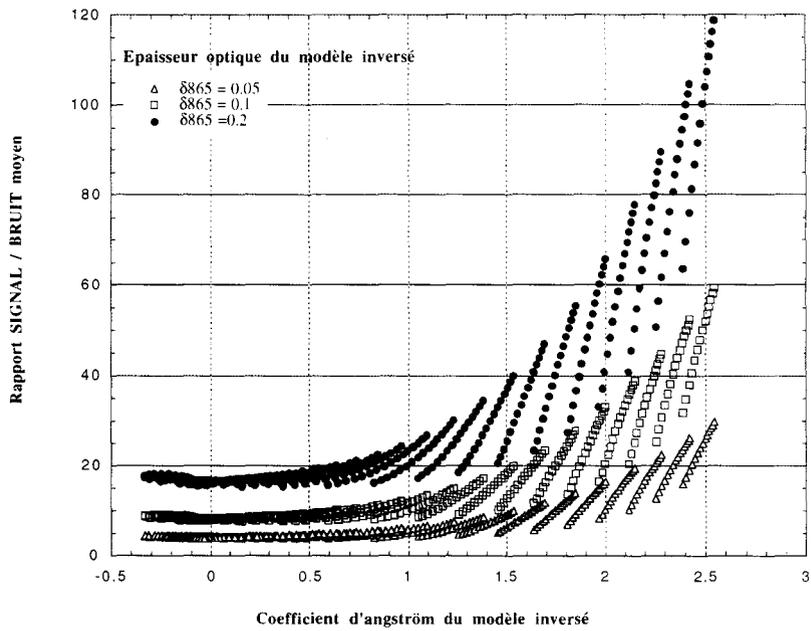


fig. 28 a Rapport signal sur bruit moyen évalué suivant le modèle représenté ici par son coefficient d'Angström. Ce rapport est d'autant meilleur que l'épaisseur optique et la dépendance spectrale des épaisseurs optiques (coefficient d'Angström) sont importantes.

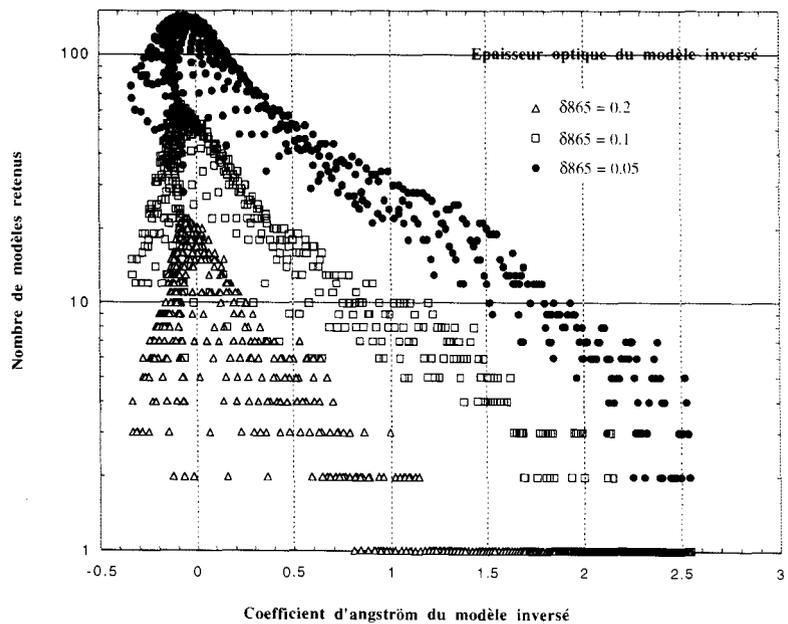


fig. 28 b Nombre de modèles retenus après comparaison des simulations aux mesures

III-CHOIX DE MODELES POUR LES TABLEAUX DE SIMULATION :

A - INTERPOLATION ENTRE MODELES ET GRILLES DE SIMULATION

Ayant étudié les différents aspects de la relation liant les paramètres microphysiques aux paramètres optiques de la couche aérosol, il est désormais nécessaire de choisir une base discrète de modèles pour la simulation des signaux mesurés par POLDER. Nous avons, à partir de modèles bien choisis, élaboré des schémas d'interpolation afin de limiter le temps de calcul ainsi que la base de données nécessaire à l'inversion. On a ci-dessous décrit comment sont interpolés les signaux mesurés par POLDER entre différents paramètres granulométriques comme la pente pour les lois de Junge ou les rayons et les écarts types efficaces de diffusion pour une loi de type log-normale.

1 - Interpolation entre lois de Junge :

Nous allons montrer que, pour les lois de Junge, 4 valeurs de la pente (3.5 - 4.0 - 4.5 - 5.0) suffisent pour simuler par interpolation les mesures POLDER :

Les paramètres optiques (fonction de phase, fonction de phase polarisée, coefficient d'Angström) correspondant à une pente située entre deux valeurs consécutives s'obtiennent grâce à une interpolation linéaire. Nous avons choisi en fig. 29 de représenter les valeurs interpolées de ces fonctions conjointement à leurs valeurs exactes pour l'intervalle de pente [4.0 - 4.5]. Les valeurs exactes et les valeurs interpolées sont comparées pour des pentes égales à 4.1 4.2 ...4.4. Pour la pente 4.3, nous avons précisé les erreurs absolues d'interpolation (fig. 30). Nous constatons que, pour des angles de diffusion supérieurs à 50 degrés, elles sont inférieures au bruit radiométrique et que la précision est encore meilleure pour les luminances polarisées. En ce qui concerne le coefficient d'Angström, la relation quasi-linéaire le reliant au paramètre granulométrique de la loi de Junge assure une bonne précision quant à son interpolation (voir fig. 8).

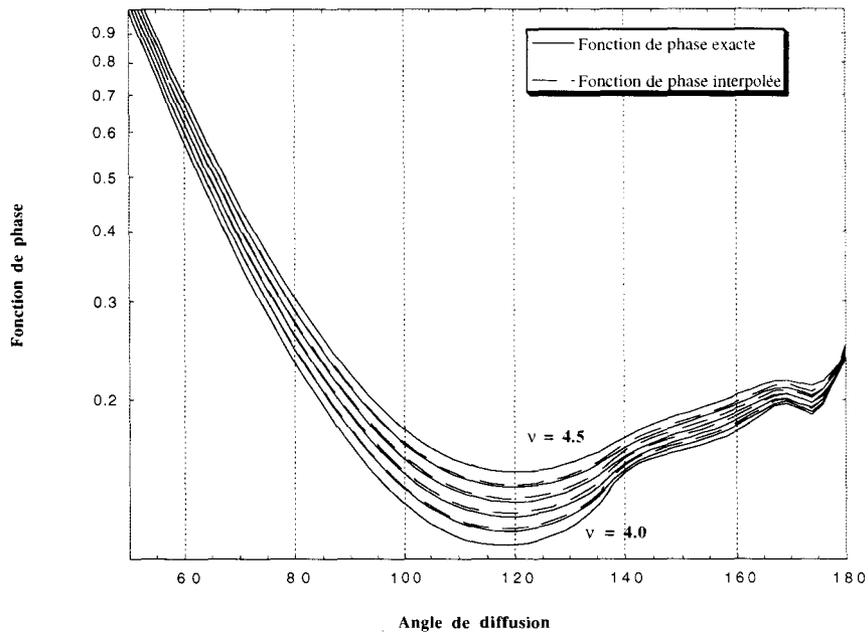


fig. 29 a Interpolation des fonctions de phase entre deux lois de Junge de référence définies par des pentes égales à 4.0 et 4.5

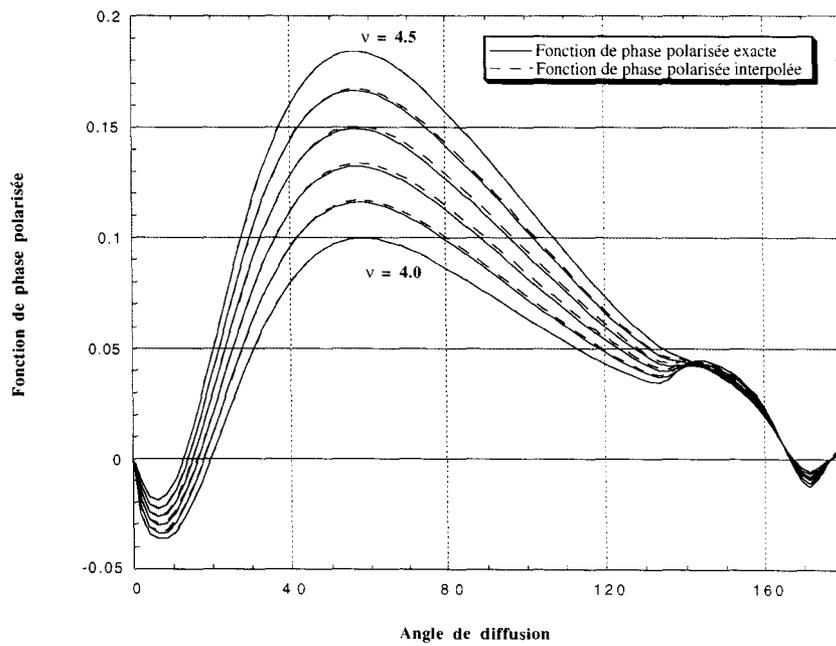


fig. 29 b Interpolation des réflectances polarisées

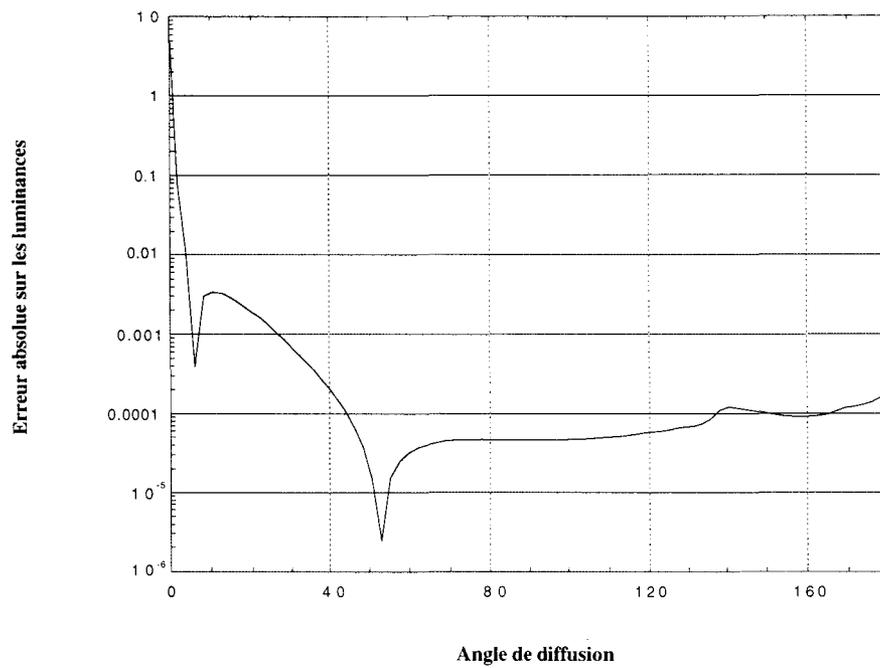


fig. 30 a Erreur absolue sur les luminances pour la pente 4.3. L'épaisseur considérée vaut 0.1. L'angle de visé est fixé autour de 35 degrés, donc $\mu\nu = \cos(\theta\nu) = 0.81$.

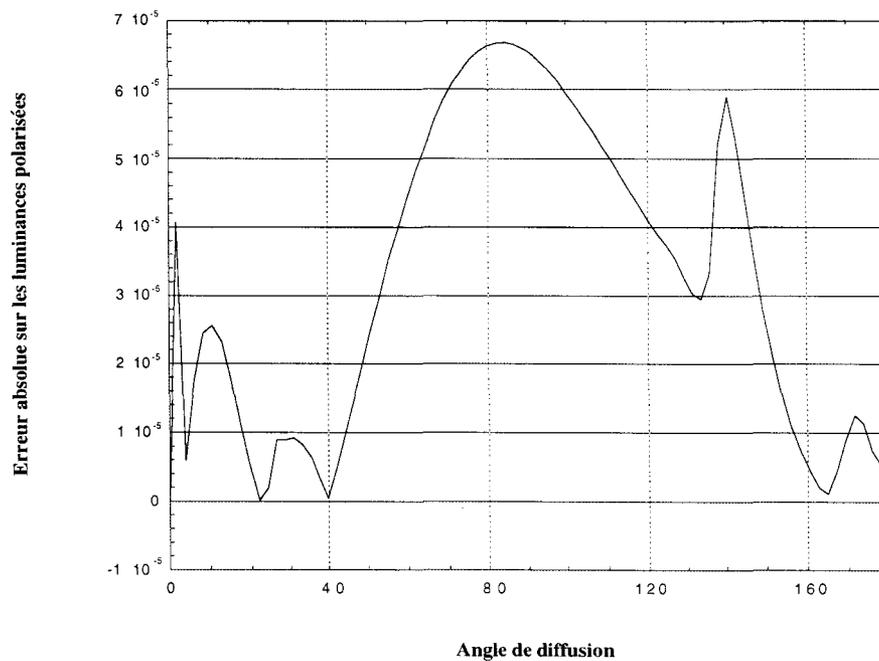


fig. 30 b Erreur absolue sur les luminances polarisées.

2 - Interpolation entre lois log-normales

Choix d'une grille de modèles log-normaux :

Nous allons démontrer qu'il est possible, moyennant l'utilisation de coefficients d'interpolation précalculés, de déterminer entre deux lois log-normales de même rayon efficace de diffusion la matrice de phase ainsi que le coefficient d'Angström correspondant à un modèle ayant un écart type de diffusion intermédiaire. Nous avons alors défini une grille de modèles servant de base à la simulation du signal satellitaire puis à l'inversion proprement dite en considérant des lois log-normales réparties suivant deux écarts types différents (0.2 et 0.5) :

8 modèles sont définis par des rayons moyens r_m dont le logarithme est réparti uniformément dans l'intervalle $[-1.0, 0.4]$ et de variance $\sigma = 0.2$. Les 8 autres modèles de mêmes rayons efficaces ont une variance σ égale à 0.5. Nous utiliserons ces 16 modèles pour simuler les signaux mesurés par POLDER en diffusions multiples (voir fig. 31). Les rayons efficaces correspondant à la grille sont compris entre $0.28 \mu\text{m}$ et $4.2 \mu\text{m}$.

On désirera par la suite interpoler les propriétés radiatives associées à des lois intermédiaires, ayant des rayons et des écarts types dans les limites de la grille précédemment définie. Nous allons montrer que, dans une série de modèles possédant les mêmes rayons efficaces, il est possible d'interpoler linéairement les propriétés optiques correspondant aux deux modèles extrêmes. Pour chacune de ces rangées, on interpolera les valeurs en des lois définies par des écarts types régulièrement espacés ($\sigma_{\min} = 0.2$ $\sigma_{\max} = 0.5$ $\Delta\sigma = 0.02$).

L'interpolation suivant le rayon de diffusion se fera par contre entre deux lois définies par les mêmes écarts types σ mais des rayons r_m adjacents.

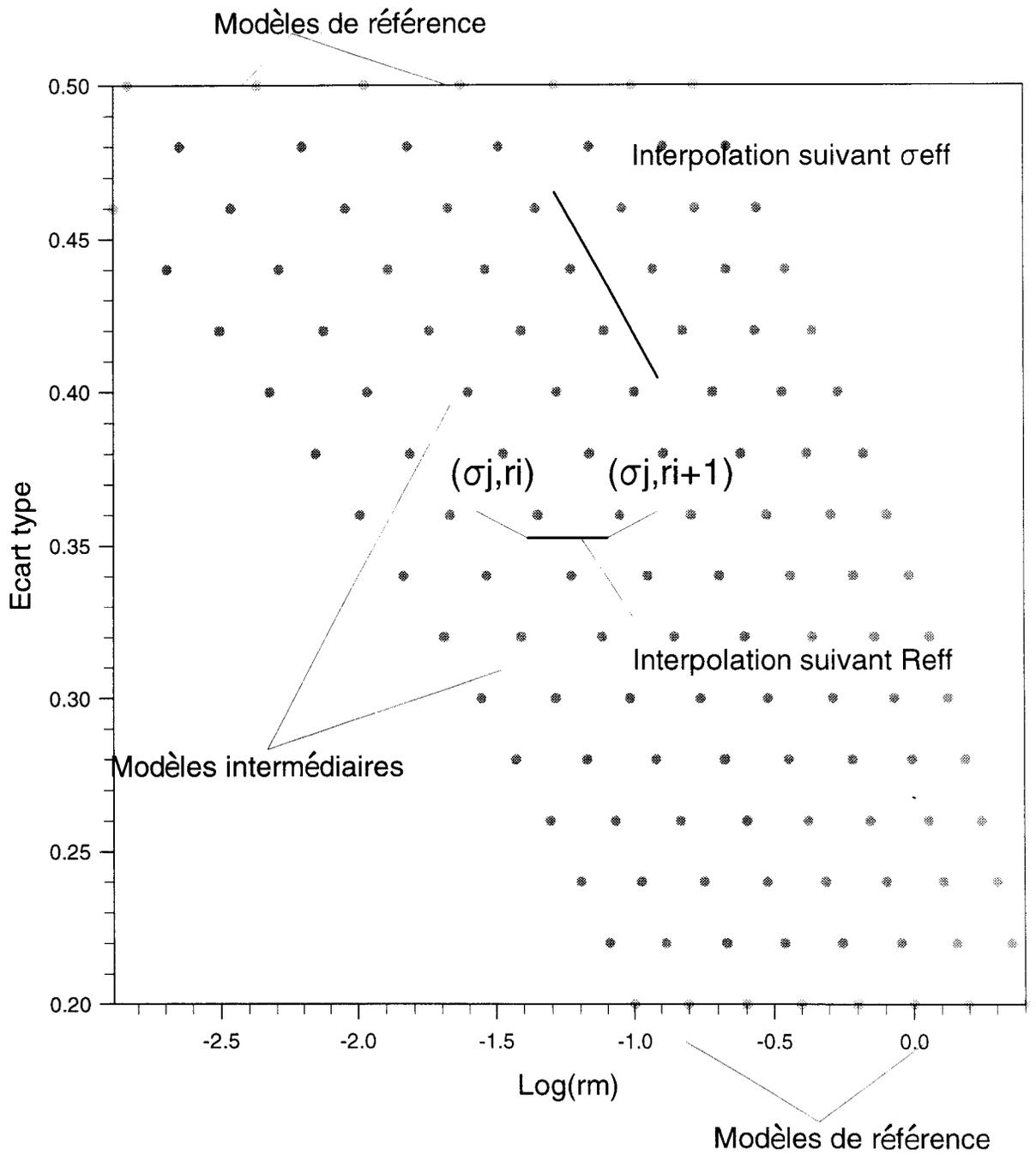


fig. 31 Grille servant aux interpolations pour les modèles log-normaux. On interpole successivement suivant l'écart type efficace de diffusion puis le rayon efficace.

2 - a Interpolation suivant l'écart type efficace :

L'interpolation des propriétés radiatives associées à des lois log-normales est alors bidimensionnelle. Nous allons voir de suite que nous pouvons utiliser judicieusement les moments efficaces que nous avons définis dans le paragraphe (4-1) pour effectuer cette interpolation. En effet la dépendance spectrale des épaisseurs optiques, représentée par le coefficient d'Angström est quasi-fonction du rayon efficace (voir fig. 13), tandis que l'interpolation vis à vis de l'écart type efficace de diffusion peut se faire uniquement à l'aide de deux lois log-normale définissant un même rayon efficace :

Soient $n_1(r)$ et $n_2(r)$ deux granulométries permettant de restituer un même rayon efficace de diffusion (voir §4-1) mais définies par des écarts types efficaces différents $\sigma_{\text{eff}1}$ et $\sigma_{\text{eff}2}$. Définissons une granulométrie $n(r)$, combinaison linéaire de n_1 et n_2 :

$$n(r) = \alpha_1 n_1(r) + \alpha_2 n_2(r)$$

Le rayon efficace d'une telle granulométrie s'obtient par combinaison linéaire des rayons efficaces associés à n_1 et n_2 :

$$R_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr}{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr} = \frac{\alpha_1 \sigma_{\text{diff}1} R_{\text{eff}} + \alpha_2 \sigma_{\text{diff}2} R_{\text{eff}}}{\alpha_1 \sigma_{\text{diff}1} + \alpha_2 \sigma_{\text{diff}2}} = R_{\text{eff}}$$

Le rayon efficace de la loi $n(r)$ étant celui de n_1 et n_2 on peut évaluer l'écart type efficace de diffusion en fonction de $\sigma_{\text{eff}1}$ et $\sigma_{\text{eff}2}$.

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 (r - R_{\text{eff}})^2 n(r) dr}{\int_0^{\infty} Q_{\text{diff}}\left(\frac{r}{\lambda}\right) \pi r^2 n(r) dr} = \frac{\alpha_1 \sigma_{\text{diff}1} \sigma_{\text{eff}1} + \alpha_2 \sigma_{\text{diff}2} \sigma_{\text{eff}2}}{\alpha_1 \sigma_{\text{diff}1} + \alpha_2 \sigma_{\text{diff}2}} = \beta_1 \sigma_{\text{eff}1} + \beta_2 \sigma_{\text{eff}2}$$

Cette linéarité se vérifie aussi pour la matrice de phase, donc les fonctions de phase et les fonctions de phase polarisées :

$$\hat{P}(\Theta) = \beta_1 \hat{P}_1(\Theta) + \beta_2 \hat{P}_2(\Theta)$$

Il en est de même pour la dépendance spectrale des épaisseurs optiques, représentée ici par leur rapport entre deux canaux :

$$\begin{aligned} \frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_1}} &= \frac{\sigma_{\text{diff}}(\lambda_2)}{\sigma_{\text{diff}}(\lambda_1)} = \frac{\alpha_1 \sigma_{\text{diff1}}(\lambda_2) + \alpha_2 \sigma_{\text{diff2}}(\lambda_2)}{\alpha_1 \sigma_{\text{diff1}}(\lambda_1) + \alpha_2 \sigma_{\text{diff2}}(\lambda_1)} = \frac{\alpha_1 \left(\frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_1}} \right)_{n_1(r)} \sigma_{\text{diff1}}(\lambda_1) + \alpha_2 \left(\frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_1}} \right)_{n_2(r)} \sigma_{\text{diff2}}(\lambda_1)}{\alpha_1 \sigma_{\text{diff1}}(\lambda_1) + \alpha_2 \sigma_{\text{diff2}}(\lambda_1)} \\ &= \beta_1 \left(\frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_1}} \right)_{n_1(r)} + \beta_2 \left(\frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_1}} \right)_{n_2(r)} \end{aligned}$$

Nous constatons qu'il serait suffisant pour obtenir la variation des propriétés radiatives vis à vis de l'écart type efficace, de combiner linéairement les paramètres optiques correspondant à deux lois de même rayon efficace. L'avantage de cette méthode d'interpolation tient au fait que, pour représenter les propriétés optiques d'une grille à deux dimensions, on multiplie le nombre de rayons efficaces par deux et non par le nombre d'écart type où on désire obtenir les propriétés. Le nombre de modèles nécessaires à la simulation vaut alors $2 * N_{\text{Reff}}$ alors que, sans interpolation, ce nombre est égal à $N_{\text{Reff}} * N_{\text{seff}}$, N_{Reff} étant le nombre de rayons efficaces et N_{seff} le nombre d'écart types efficaces. Ceci permet un gain considérable en temps de calcul ainsi qu'en taille pour les tableaux de simulation qui seront utilisés dans le cadre de l'inversion du signal satellitaire.

Les lois granulométriques obtenues par combinaison linéaire sont des lois bimodales si nous considérons n_1 et n_2 définies par des lois log-normales. Si on désire obtenir entre σ_{eff1} et σ_{eff2} des propriétés caractéristiques de lois log-normales, il faut montrer qu'on peut les simuler par interpolation en ajustant les coefficients de la combinaison linéaire. Nous avons alors tenté de restituer les propriétés optiques correspondant à des loi log-normales définies par un rayon efficace égal à $0.548 \mu\text{m}$ et un écart type échantillonné régulièrement entre $\sigma_1 = 0.2$ et $\sigma_2 = 0.5$. On remarque en fig. 32 que si l'interpolation se fait vis à vis de l'écart type de diffusion, les propriétés radiatives correspondant aux lois log-normales sont assez mal restituées.

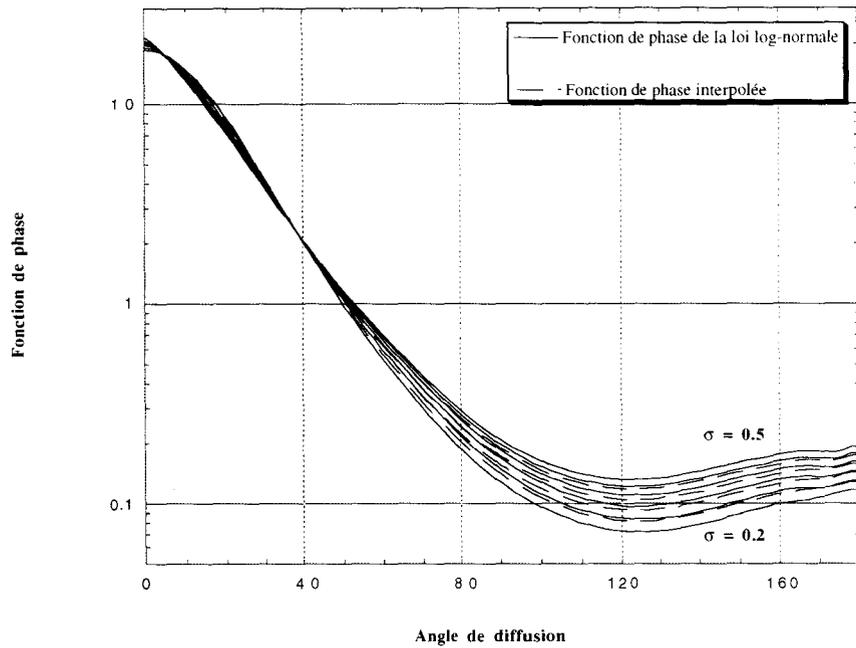


fig. 32 a Interpolation des fonctions de phase entre deux lois log-normales ayant les mêmes rayons efficaces. Les fonctions sont interpolées **linéairement** par rapport à l'écart type efficace de diffusion et comparées à une loi log-normale ayant les moments efficaces correspondant.

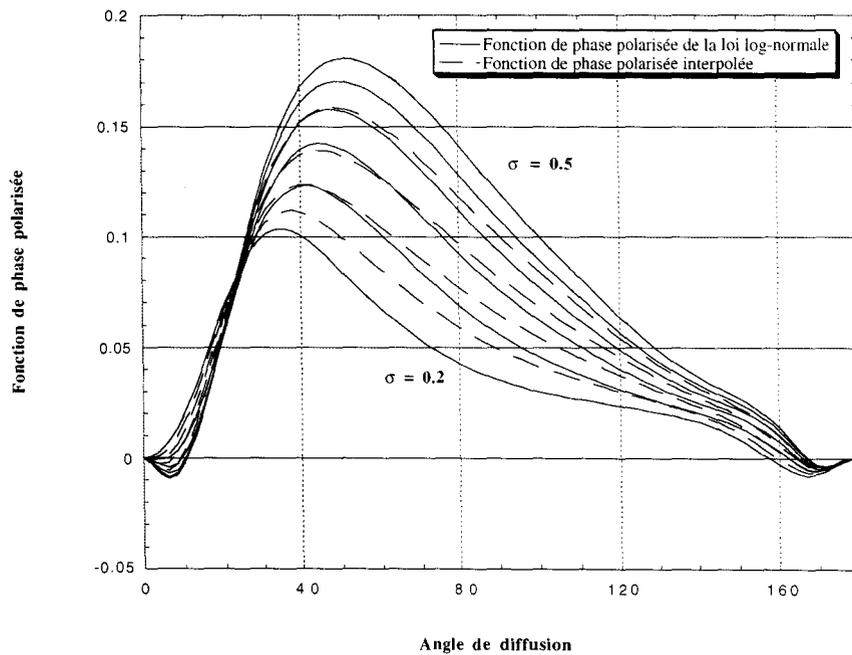


fig. 32 b Interpolation des fonctions de phase polarisées

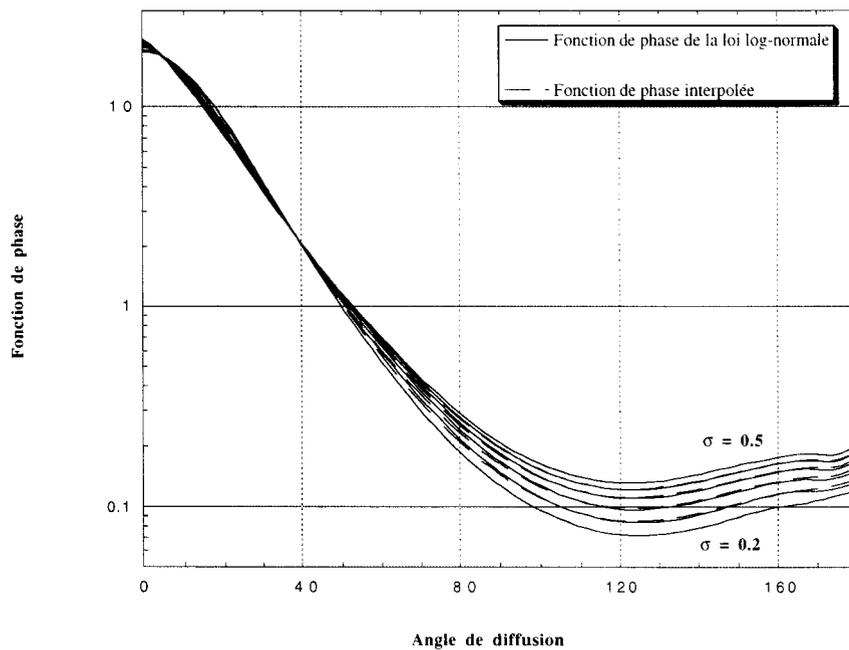


fig. 33 a Interpolation des fonctions de phase entre deux lois log-normales ayant les mêmes rayons efficaces. Les fonctions sont interpolées grâce aux **coefficients d'interpolation** β_i et comparées à celles d'une loi log-normale ayant les moments efficaces correspondant.

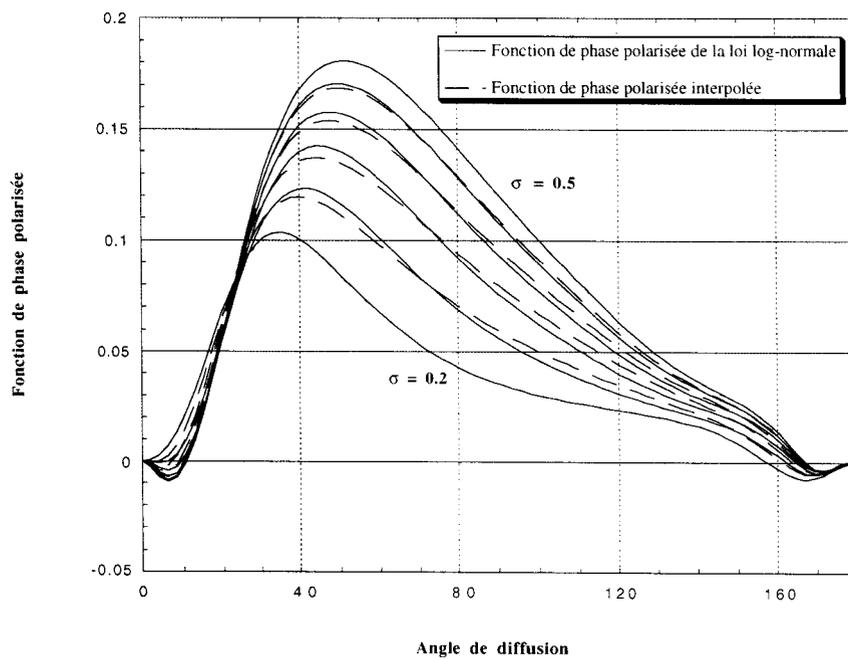


fig. 33 b Interpolation des fonctions de phase polarisées

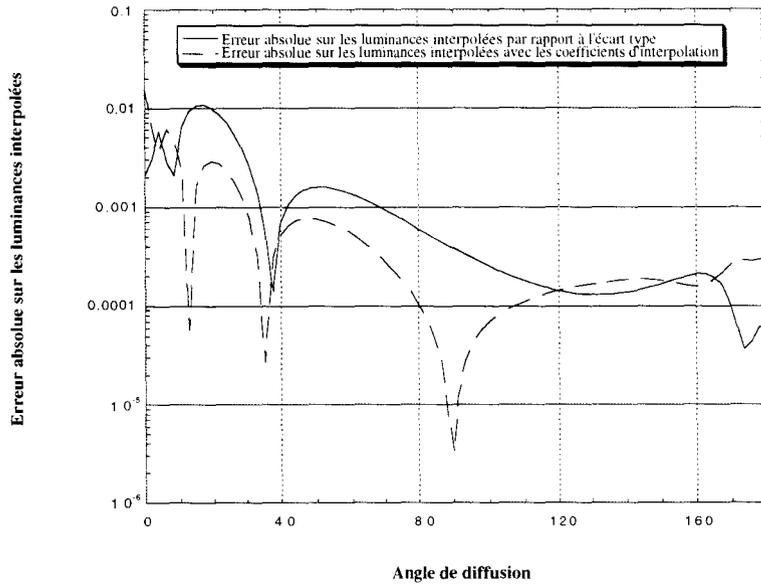


fig. 34 a Bilan d'erreur pour l'interpolation suivant l'écart type efficace. Hormis des angles de diffusion faibles (< 60 degrés), les erreurs absolues sur les luminances sont inférieures au bruit radiométrique pour une épaisseur optique égale à 0.1 et un angle de visée de 35° tel que $\mu_v = \cos(\theta_v) = 0.81$. L'utilisation des coefficients d'interpolation améliore globalement la précision des résultats. L'écart type considéré vaut 0.32 et les rayon efficace $0.548 \mu\text{m}$.

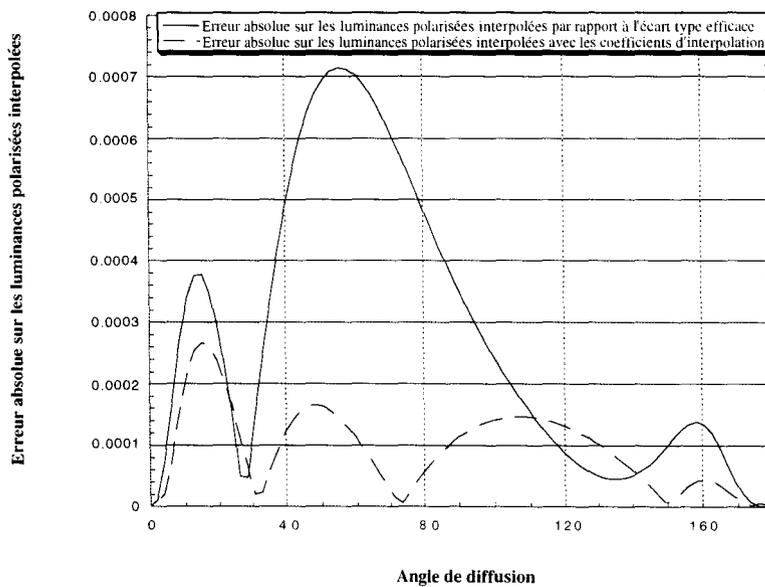


fig. 34 b Erreur absolue sur les luminances polarisées. Le gain en précision est considérable si on utilise un ajustement des coefficients d'interpolation.

Pour améliorer ce schéma d'interpolation nous avons envisagé d'ajuster par moindres carrés les coefficients d'interpolation β_1 et β_2 (fig. 33). On minimise alors la somme des erreurs relatives au carré :

$$d = \frac{1}{N} \sum_i \left(\frac{P(\Theta_i) - \beta_1 P_1(\Theta_i) - \beta_2 P_2(\Theta_i)}{P(\Theta_i)} \right)^2$$

Un bilan d'erreur est présenté en fig. 34 pour un écart type égal à 0.32 situé au milieu de la dynamique.

2 - b Interpolation suivant le rayon efficace :

L'objectif étant de quadriller plus précisément un espace granulométrique formé de lois log-normales il nous faut choisir une méthode d'interpolation permettant d'obtenir les propriétés optiques en des rayons efficaces intermédiaires, ce qui peut se justifier théoriquement comme on l'a fait précédemment avec les écarts types efficaces :

$$R_{\text{eff}} = \beta_{r1} R_{\text{eff}1} + \beta_{r2} R_{\text{eff}2} \quad \sigma_{\text{eff}} = \beta_{r1} \sigma_{\text{eff}1} + \beta_{r2} \sigma_{\text{eff}2} + \beta_{r1} \beta_{r2} (R_{\text{eff}2} - R_{\text{eff}1})^2$$

Les coefficients β_{r1} et β_{r2} s'expriment de la même façon par rapport à α_1 et α_2 que pour une interpolation suivant l'écart type. Ils permettent alors de combiner linéairement les paramètres optiques de référence.

L'interpolation suivant les rayon efficaces est plus précise que suivant l'écart type pourvu que l'on compare, pour chaque jeu de coefficient β_{r1} et β_{r2} , les fonctions interpolés avec celles qui correspondent à une loi log-normale de moments efficaces égaux à R_{eff} et σ_{eff} . C'est ce que nous constatons en fig. 35. L'écart type considéré vaut 0.32 (milieu de la dynamique en écart type), le rayon efficace 0.643 μm . L'interpolation se fait entre deux rayons efficaces valant 0.548 μm et 0.738 μm . Pour cette figure, nous n'avons pas interpolé les valeurs suivant l'écart type efficace mais nous avons considéré, pour chaque rayon de référence, des calculs exacts. Enfin, pour

calculer les luminances normalisées, nous avons choisi une épaisseur optique égale à 0.1 et un angle de visée θ_v , égal à 35 degrés ($\Rightarrow \mu_v = \cos(\theta_v) = 0.81$).

Nous avons mené ensuite un bilan d'erreur global incluant les interpolations suivant les deux dimensions (écart type puis rayon efficace de diffusion). La fig. 36 représente en fonction du rayon efficace et de l'angle de diffusion les erreurs absolues et relatives. Dans ce cas, on est moins précis car on tient compte de l'interpolation suivant l'écart type. Les erreurs restent néanmoins acceptables et inférieures au bruit instrumental (de l'ordre de 0.2 millièmètre (théorique) à 0.5 millièmètre (valeur plus probable)) pour des angles de diffusion supérieurs à 50 degrés.

B - CHOIX DE MODELES PHYSIQUES

Jusqu'à présent nous avons considéré que les aérosols étaient définis par des lois granulométriques simples associées à un seul indice de réfraction moyen, synonyme d'une homogénéité de la couche. Une approche différente consiste à choisir des modèles définis par un mélange de composantes élémentaires, définies chacune par un mode et un indice de réfraction caractéristique de sa zone source, des mécanismes de production et de soulèvement. Après avoir inventorié et décrit ces zones de production primaire, le modèle doit tenir compte des mécanismes de transport, de mélanges des masses d'air, de déposition qui peuvent affecter la granulométrie en diminuant la teneur en grosses particules du mélange. Des tels modèles ont été définis à partir de mesures (prélèvements, analyse chimique) et regroupés dans un livre par Shettle et Fenn [28] et G.A. d'Almeida [1991,4]. Pour l'inversion des mesures satellitaires, nous limiterons le nombre de modèles à 10. Ils seront choisis parmi un grand nombre de modèles de référence de telle façon à couvrir le plus régulièrement possible un intervalle de coefficients d'Angström allant de 0. (Grosses particules) à 1.8 (petites particules) tout en représentant des situations océaniques typiques. Dans un premier temps nous recenserons les principales zones et les types d'aérosol leur correspondant. Après les avoir définis, nous calculerons leur propriétés optiques (coefficient d'Angström, matrice de phase). A partir de telles données nous pourrons faire un choix en éliminant des modèles ayant une dépendance spectrale ou des fonction de phase trop proches.

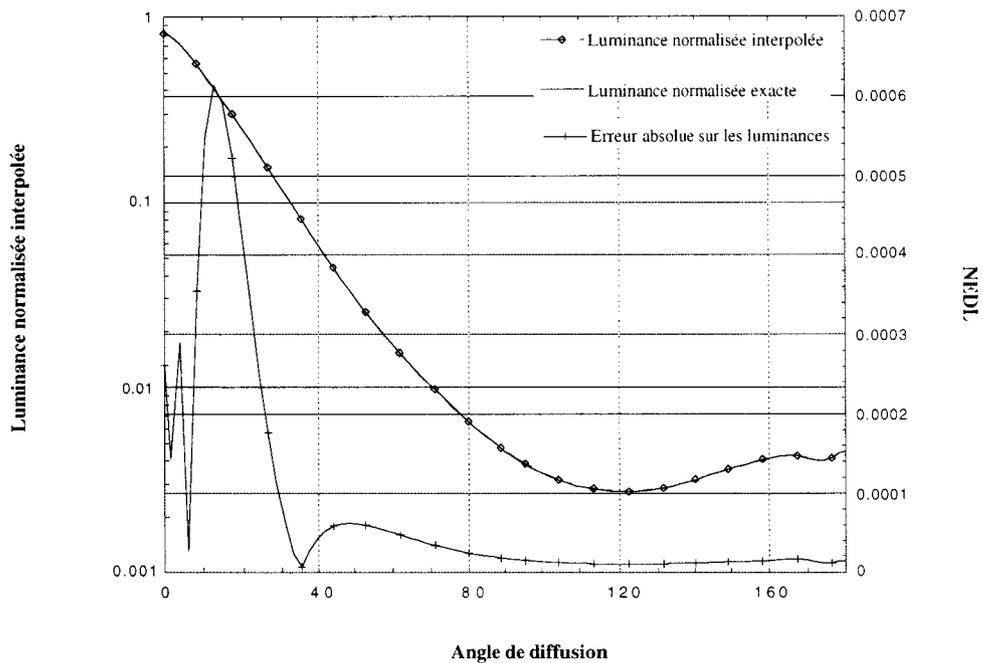


fig. 35 a Interpolation suivant le rayon efficace des luminances. L'épaisseur optique considérée vaut 0.1 (condition typique au-dessus des océans). L'angle de visée vaut 35° ($\mu_v = 0.81$)

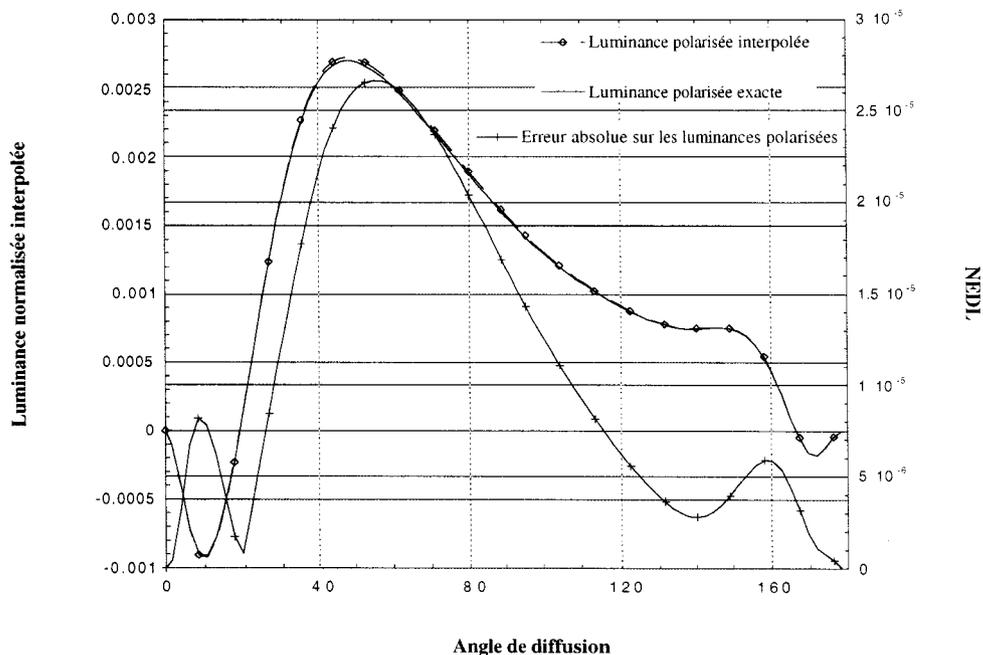


fig. 35 b Interpolation des luminances polarisées.

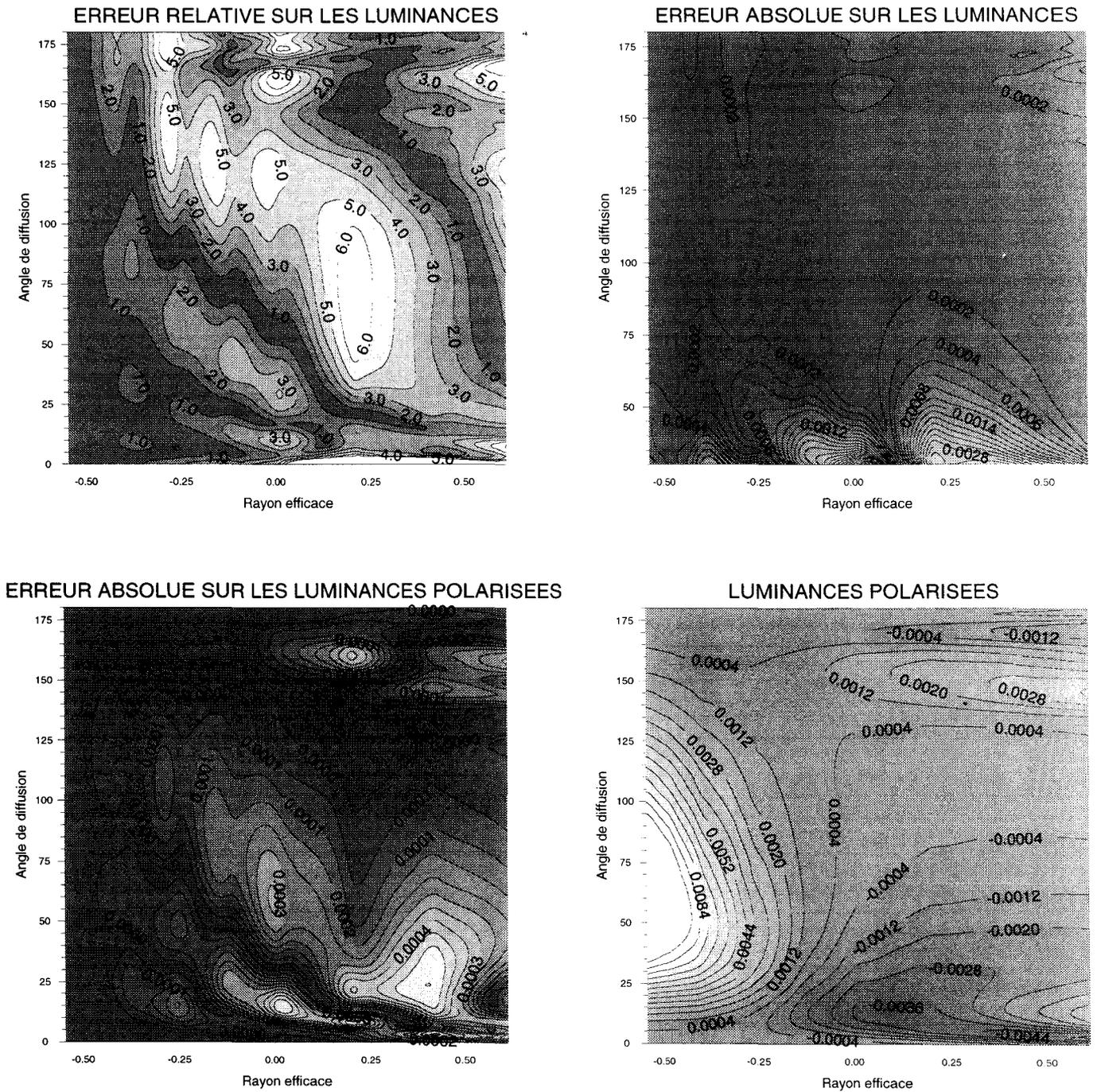


fig. 36 Résultat global de l'interpolation suivant l'écart type efficace puis suivant le rayon efficace de diffusion . On a considéré pour les modèles servant au test, un écart type égal à 0.32 et un rayon efficace (échelle logarithmique) variant entre 0.28 μm et 4 μm . Les erreurs relatives sur les luminances n'excèdent pas 6 pourcents tandis que les écarts absolus sont en général inférieurs au bruit radiométrique. Il en est de même pour les luminances polarisées.

1 - Les différents types d'aérosols :

Zones désertiques :

Au dessus des zones désertiques, le vent soulève des poussières d'origine minérale qui peuvent ensuite être transportées sur de longues distances et atteindre l'océan. Les modèles d'aérosol peuvent présenter des aspects très divers suivant la saison considérée et les vents dominants. Au dessus des zones désertiques, on considère suivant l'activité éolienne deux types d'aérosol :

- * Le premier est caractéristique de situations sans événements de poussières : on utilisera les trois types de composantes dites de background pour le représenter.
- * Le second décrit des situations avec d'importants événements de poussières (soulèvement de grosses particules). Dans ce cas, ce sont les trois composantes dites "wind carry" que nous considérerons.

Zones continentales (hors déserts) :

Au dessus de telles zones, trois modèles sont à considérer :

- Le premier concerne des milieux ruraux ("clean continental aerosol ") non influencés par la pollution
- Au dessus de zones rurales, on peut ajouter une composante (soot - suies) générée par les activités humaines environnantes afin de tenir compte de la proximité de zones industrielles. On aboutit alors au modèle dit "average continental".

- Pour des zones très polluantes telles que les zones urbaines est défini un modèle pour lequel on considère la génération de particules de suies par les usines (ex : centrales thermiques) ou les moyens de transports utilisant de l'énergie fossile. on a décrit ici le modèle urbain.

Zones océaniques :

Les océans sont d'importantes sources de particules d'aérosol et une bonne partie des observations POLDER leur est dévolue. Le modèle océanique défini par G A d'Almeida tient à la fois compte de la génération à la surface de l'océan de particules saturées en sel (sea salt particles) et d'autre part d'une composante sulfatée (Non Sea Salt particles) générée par l'oxydation du dimethylsulfide. Nous pourrions aussi considérer la composante océanique définie par Shettle et Fenn. A ces modèles correspondant à une surface océanique ne subissant aucune influence de zones côtières (clean - maritime), il faut ajouter des modèles décrivant des situations où il y aura un mélange avec des aérosols des zones désertiques ou continentales, transportés plus ou moins loin au dessus des océans :

- **Modèle Maritime-minéral** : ce modèle est un mélange très variable entre le modèle maritime clair et une composante désertique qui tient compte de la déposition des grosses particules lors de leur transport. Contrairement aux modèles désertiques utilisés au dessus des déserts, la composante minérale est formée ici d'un seul mode (minéral 7, voir tableau des composantes). Nous avons précisé un tel modèle étant donné l'importance que l'on peut accorder aux aérosols de type désertique et aux possibilités de leur caractérisation au dessus des océans avec POLDER (la mer est peu réfléchissante, contrairement au sol désertique)
- **Modèle Maritime pollué** : ce modèle décrit des situations au dessus des océans lorsque les masses d'air provenant de zones industrielles très polluées se mélangent à une masse d'origine océanique.

- Modèle Maritime côtier : Pour ce modèle nous avons considéré un mélange variable entre une composante océanique pure et une composante dite 'troposphérique'. Ce modèle traduit l'influence de masses d'air continentales au dessus de l'océan.

Zones polaires :

Différentes composantes élémentaires doivent être prises en compte pour représenter le modèle d'aérosol observé au dessus de telles zones. G. A. d'Almeida représente ce modèle suivant 4 composantes principales formées quant à elle de substances carbonées (soot), de particules salées générées à la surface de l'océan, de minéraux provenant de régions désertiques au dessus de l'Asie, enfin de sulfates générés par l'homme. Ces composantes sont alors très dépendantes de la saison considérée car suite au mouvement du front polaire la pollution est moindre en été qu'en hiver (les minimums sont observés pour le mois de Juillet, les maximums au mois de Février Mars).

	Jan	Fév	Mars	Avril	Mai	Juin	Juil.	Aout	Sept.
Sulfate	56.0	56.8	34.1	45.7	28.9	16.0	18.9	39.4	33.1
Soot	32.8	42.6	48.1	32.0	41.9	20.2	0.	0.	0.
sea-salt	11.0	0.430	17.7	22.2	29.1	63.6	73.6	55.9	60.7
minéral	0.179	0.089	0.089	0.07	0.086	0.203	7.49	5.67	6.21

	Oct.	Nov.	Dec.
Sulfate	42.7	55.7	35.5
Soot	5.4	5.82	23.6
sea-salt	51.7	38.4	40.8
minéral	0.167	0.069	0.121

-> Variation temporelle du mélange formant le modèle POLAIRE. Nous avons représenté ici le pourcentage (Ni/N) en nombre de particules entre les composantes formant le modèle Arctique défini par G. A. d'Almeida.

MODELE	COMPOSANTES (Ni/N)	LIEUX D'OBSERVATION
Continental clair (TE)	water - soluble (0.9999) dust-like (0.0001)	environnement rural
Continental moyen (TE)	water - soluble (0.93876) dust - like ($2.27 \cdot 10^{-6}$) soot (0.06123)	environnement continental influence par la pollution urbaine
Urbain (TE)	water - soluble ($1.67 \cdot 10^{-7}$) dust - like (0.5945) soot (0.4055)	environnement continental très pollué
désert (fond) (TE)	minéral 1 (0.9274) minéral 2 (0.07246) minéral 3 ($9.661 \cdot 10^{-5}$)	région aride et semi aride durant l'hiver
désert (événement) (TE)	minéral 4 (0.8542) minéral 5 (0.14568) minéral 6 ($7.2842 \cdot 10^{-5}$)	région aride et semi aride durant l'été
Maritime clair (OC)	sea salt 2 (0.5895) sea salt 3 (0.01710) sea salt 4 (0.001) NSS - sulfate (0.3924)	environnement marin non influence par les zones côtières
Maritime clair Shettle et Fenn	sea salt 1 (0.01) water - soluble (0.99)	environnement marin très faiblement influencé par un aérosol d'origine continentale

-> fig. 37 Définition des modèles de la climatologie suivant G.A. D'ALMEIDA ou Shettle et Fenn
TE = algorithme TERRES ÉMERGÉES OC = algorithme OCEAN. Suite du tableau page
suivante.

MODÈLE	COMPOSANTES (Ni/N)	LIEUX D'OBSERVATION
Maritime minéral (OC)	Mélange variable entre Maritime clair et minéral 5	environnement marin influence par un air désertique
Maritime côtier	Mélange variable entre Sea salt1 et water soluble (tropo)	environnement marin influence par une composante continentale non polluée
Maritime pollué (OC)	sea salt 1 ($9.6 \cdot 10^{-4}$) water soluble (0.5939) soot (0.4051)	environnement marin influence par la pollution
POLAIRE	NSS-sulfate (variable) soot (variable) sea salt 1 (variable) minéral (variable)	Environnement polaire pouvant être influencé par des masses d'air polluées

-> fig. 37 Définition des modèles de la climatologie suivant G.A. D'ALMEIDA ou Shettle et Fenn

TE = algorithme TERRES ÉMERGÉES OC = algorithme OCEAN

longueur d'onde			865 nm		765 nm		665 nm		443 nm	
COMPOSANTE	rm	$10^{**}\sigma_i$	nr	ni	nr	ni	nr	ni	nr	ni
	μm									
dust-like	0.471	2.512	1.520	8 10-3	1.530	8 10-3	1.530	8 10-3	1.530	8 10-3
water-soluble	0.028	2.239	1.520	1.09 10-2	1.530	8.5 10-3	1.530	7 10-3	1.530	5 10-3
soot	0.011	2.00	1.750	0.433	1.750	0.430	1.750	0.435	1.750	0.455
minéral 1 (fond : nucc. mode)	0.07	1.95	1.530	1.2 10-3	1.530	4 10-3	1.530	4.5 10-3	1.530	8.5 10-3
minéral 2 (fond : acc. mode)	0.390	2.00	1.530	1.2 10-3	1.530	4 10-3	1.530	4.5 10-3	1.530	8.5 10-3
minéral 3 (fond : coa. mode)	1.90	2.15	1.530	1.2 10-3	1.530	4 10-3	1.530	4.5 10-3	1.530	8.5 10-3
minéral 4 (soul. : nucc mode)	0.05	1.65	1.530	1.2 10-3	1.530	4 10-3	1.530	4.5 10-3	1.530	8.5 10-3
minéral 5 (soul. : acc. mode)	0.270	2.67	1.530	1.2 10-3	1.530	4 10-3	1.530	4.5 10-3	1.530	8.5 10-3
minéral 6 (soul. : coa. mode)	4.00	2.40	1.530	1.2 10-3	1.530	4 10-3	1.530	4.5 10-3	1.530	8.5 10-3
minéral 7 (désertique océan)	0.5	2.2	1.530	1.2 10-3	1.530	4 10-3	1.530	4.5 10-3	1.530	8.5 10-3
sea salt 1 (SRA - océanique)	0.3	2.51	1.373	3.02 10-5	1.375	1.09 10-6	1.377	1.62 10-8	1.383	9.9 10-9
sea salt 2 (nucc. mode)	0.05	2.03	1.373	3.02 10-5	1.375	1.09 10-6	1.377	1.62 10-8	1.383	9.9 10-9

fig. 38 - Suite du tableau page suivante

longueur d'onde			865 nm		765 nm		665 nm		443 nm	
COMPOSANTE	rm :	10 ** σ_i	nr	ni	nr	ni	nr	ni	nr	ni
	μm									
sea salt 3 (acc. mode)	0.40	2.03	1.373	3.02 10 ⁻⁵	1.375	1.09 10 ⁻⁶	1.377	1.62 10 ⁻⁸	1.383	9.9 10 ⁻⁹
sea salt 4 (coa. mode)	3.3	2.03	1.373	3.02 10 ⁻⁵	1.375	1.09 10 ⁻⁶	1.377	1.62 10 ⁻⁸	1.383	9.9 10 ⁻⁹
NSS sulfate	0.069 5	2.03	1.425	1.76 10 ⁻⁷	1.427	1.89 10 ⁻⁸	1.429	1.47 10 ⁻⁸	1.432	1 10 ⁻⁸

-> fig. 38 paramètres granulométriques et indices de réfraction associés à différentes composantes formant les modèles de la climatologie. (d'après G.A. D'Almeida) .On a ajouté 443 nm pour l'inversion des aérosols au-dessus des Terres émergées.

COMPOSANTE	Coefficient d'Angström entre 765 nm et 865 nm	Coefficient d'Angström entre 665 nm et 865 nm
DUSTLIKE	-0.275	-0.271
WATERSOLUBLE	1.907	1.7069
SOOT	2.766	2.7050
MINERAL1	1.303	1.2653
MINERAL2	-0.593	-0.444
MINERAL3	-1.526	-0.912
MINERAL4	2.9057	2.8335
MINERAL5	-0.816	-0.540
MINERAL6	-1.869	-1.025
MINERAL7	-0.757	-0.528
SEASALT1 (Océanique Shettle et Fenn)	-5.818E-02	-7.344E-02
SEASALT2	1.899	1.819
SEASALT3	-7.045E-02	-9.793E-02
SEASALT4	-1.739E-02	-3.591E-02
NSSSULFATE	1.443	1.359

-> fig. 39 Coefficients d'Angström associés aux composantes

Combinaison des composantes et génération des modèles :

Chaque modèle considéré dans le tableau de la fig. 37 est défini comme une combinaison linéaire de composantes élémentaires affectées d'un coefficient N_i/N représentant la proportion en nombre de particules dans le mélange. Pour les modèles "maritimes cotiers" ou "maritime mineral", ces coefficients peuvent être variables pour tenir compte d'une avancée plus ou moins importante dans la masse d'air océanique d'une masse d'air continentale ou désertique.

Caractéristiques physiques des composantes utilisées :

Chacune des composantes formant les modèles décrits précédemment est définie par une loi log-normale dont on précise le rayon r_m ou $\text{Log}(r_m)$ et l'écart type σ . D'autre part, en vue d'évaluer leurs propriétés optiques par la théorie de MIE, il est nécessaire de préciser leur indice de réfraction aux longueurs d'onde que nous utiliserons dans les algorithmes prévus pour le traitement des données au dessus des océans, c'est à dire 865nm 765 nm et 665 nm. Toutes ces caractéristiques sont recensées dans le tableau présenté en fig. 38.

2 - Calcul des propriétés optiques associées à un mélange d'aérosol :

Une fois définies les composantes et le pourcentage N_i/N correspondant à chacune d'entre elles, il est possible en utilisant le concept de mélange externe de calculer les propriétés radiatives du modèle d'aérosol. Pour cela, on combine linéairement les coefficients d'extinction de diffusion et les fonctions de phase grâce à des coefficients définis par le pourcentage $\alpha_i = N_i/N$ de la composante et les coefficients de diffusion et d'extinction de chacune d'entre elles :

Coefficient d'extinction et coefficient de diffusion du mélange :

$$\sigma_{\text{ext}} = \sum_i \alpha_i \sigma_{\text{ext } i} \qquad \sigma_{\text{diff}} = \sum_i \alpha_i \sigma_{\text{diff } i}$$

Matrice de PHASE du mélange :

$$\mathring{P}(\Theta) = \frac{\sum_i \alpha_i \sigma_{\text{diff } i} \mathring{P}_i(\Theta)}{\sigma_{\text{diff}}} = \sum_i \beta_i \mathring{P}_i(\Theta) \quad \text{avec} \quad \beta_i = \frac{\alpha_i \sigma_{\text{diff } i}}{\sigma_{\text{diff}}}$$

Rapport des épaisseurs optiques (i.e. coefficient d'Angström) :

$$\frac{\sigma_{\text{diff}}(\lambda_2)}{\sigma_{\text{diff}}(\lambda_1)} = \frac{\sum_i \alpha_i \sigma_{\text{diff } i}(\lambda_2)}{\sum_i \alpha_i \sigma_{\text{diff } i}(\lambda_1)} = \frac{\sum_i \alpha_i \sigma_{\text{diff } i}(\lambda_1) \frac{\sigma_{\text{diff } i}(\lambda_2)}{\sigma_{\text{diff } i}(\lambda_1)}}{\sum_i \alpha_i \sigma_{\text{diff } i}(\lambda_1)} = \sum_i \beta_i \frac{\sigma_{\text{diff } i}(\lambda_2)}{\sigma_{\text{diff } i}(\lambda_1)}$$

3 - Propriétés optiques des modèles de la climatologie - Choix de modèles :

Nous avons montré ci-dessus qu'avec une dizaine de composantes élémentaire on décrivait en les combinant des modèles aérosol représentatifs de différentes zones. Pour constituer une base de données pour la simulation du signal, on doit tenir compte pour une zone donnée des différents modèles susceptibles d'être observés et représentatifs d'une grande diversité de propriétés radiatives (ex : importante couverture en dépendance spectrale). Une telle diversité peut être obtenue en considérant des mélanges variables entre des couches de type océanique et des couches d'origine continentale comme c'est le cas pour des aérosols troposphériques ou désertiques observés au dessus des océans. Une autre façon de diversifier les propriétés optiques de la base de modèles est de considérer l'effet de l'humidité relative sur les composantes élémentaires formant un modèle celle-ci ayant tendance à augmenter la taille moyenne des particules en présence et à diminuer la valeur du coefficient d'Angström.

Cas des mélanges Maritime Désertique - Maritime Continental :

Pour le modèle océanique influencé par une masse d'air d'origine désertique, nous avons considéré une proportion relative variable entre le modèle maritime de Shettle et Fenn et une composante minérale correspondant au transport sur une longue distance d'un nuage de poussières désertiques. Les proportions relatives sont choisies de telle façon que les paramètres optiques du mélange varient régulièrement entre une situation maritime et une situation complètement minérale. Pour cela on ajuste les proportions relatives α_i pour obtenir des coefficients β_j variant régulièrement entre 10 et 90 %:

$$\beta_{\text{mineral}} = \frac{\alpha_{\text{mineral}} \sigma_{\text{sca mineral}}}{\sum_i \alpha_i \sigma_{\text{sca } i}} = 10 \ 20 \ \dots \ 80 \ 90 \ \%$$

On pourra définir de la même façon des modèles représentatifs d'un mélange entre une masse d'air océanique et une masse d'air d'origine continentale non polluée, ce sont eux qui permettent une variation importante des propriétés optiques.

Propriétés optiques dans une atmosphère sèche :

Grâce à l'indice de réfraction et aux paramètres granulométriques ($\log(rm)$ et σ) il est possible de calculer le coefficient d'Angström associé à chaque composante (Voir tableau fig. 39) puis ceux des modèles de la climatologie (Voir tableau fig. 40).

Les mélanges entre modèle maritime et modèle continental (composante troposphérique) présentent une variation importante du coefficient d'Angström en fonction de la proportion relative de chacune de ces composantes. Nous pourrions alors les distinguer aisément avec des mesures multispectrales. La forme des fonctions de phase à 865 nm (voir fig. 41 et 42) ainsi que celle des fonctions de phase polarisées est très dépendante du mélange entre les grosses particules du modèle maritime et celles plus petites de la composante continentale (ou troposphérique).

MODELE	Coefficient d'Angström entre 765 nm et 865 nm	Coefficient d'Angström entre 665 nm et 865 nm
CONTINENTALCLAIR	1.668	1.512
CONTINENTALMOYEN	1.901	1.702
URBAIN	1.910	1.711
DESERTFOND	-0.327	-0.170
DESERTSOULEV	-0.849	-0.545
MARITIMECLAIR	0.116	0.104
MARITIMEPOLLUE	0.885	0.833
MARITIMEMINERAL-10	3.273E-02	4.560E-02
MARITIMEMINERAL-20	-5.142E-02	-1.407E-02
MARITIMEMINERAL-30	-0.136	-7.470E-02
MARITIMEMINERAL-40	-0.222	-0.136
MARITIMEMINERAL-50	-0.309	-0.198
MARITIMEMINERAL-60	-0.3970	-0.262
MARITIMEMINERAL-70	-0.485	-0.327
MARITIMEMINERAL-80	-0.575	-0.393
MARITIMEMINERAL-90	-0.666	-0.460
MARITIMESHETTLE	0.193	0.178
MARITIMEMINERALSH-10	0.103	0.113
MARITIMEMINERALSH-20	1.174E-02	4.754E-02
MARITIMEMINERALSH-30	-8.058E-02	-1.986E-02
MARITIMEMINERALSH-40	-0.173	-8.850E-02
MARITIMEMINERALSH-50	-0.268	-0.158
MARITIMEMINERALSH-60	-0.364	-0.229
MARITIMEMINERALSH-70	-0.460	-0.302
MARITIMEMINERALSH-80	-0.558	-0.376
MARITIMEMINERALSH-90	-0.657	-0.451
MARITIMECOTIERSH-10	0.161	0.147
MARITIMECOTIERSH-20	0.374	0.355
MARITIMECOTIERSH-30	0.582	0.553
MARITIMECOTIERSH-40	0.785	0.741
MARITIMECOTIERSH-50	0.983	0.920
MARITIMECOTIERSH-60	1.176	1.090
MARITIMECOTIERSH-70	1.365	1.254
MARITIMECOTIERSH-80	1.550	1.411
MARITIMECOTIERSH-90	1.730	1.562
POLAIRE (Février)	0.666	0.680

-> fig. 40 Coefficient d'Angström associé aux modèles de la climatologie

SH = Le mélange est fait avec la composante océanique de Shettle et Fenn.

Les chiffres associés aux mélanges maritimes correspondent au pourcentage (coefficient β) des composantes minérales ou troposphériques. Ne pas confondre avec les pourcentages en nombre de particules $\alpha_i=N_i/N$.

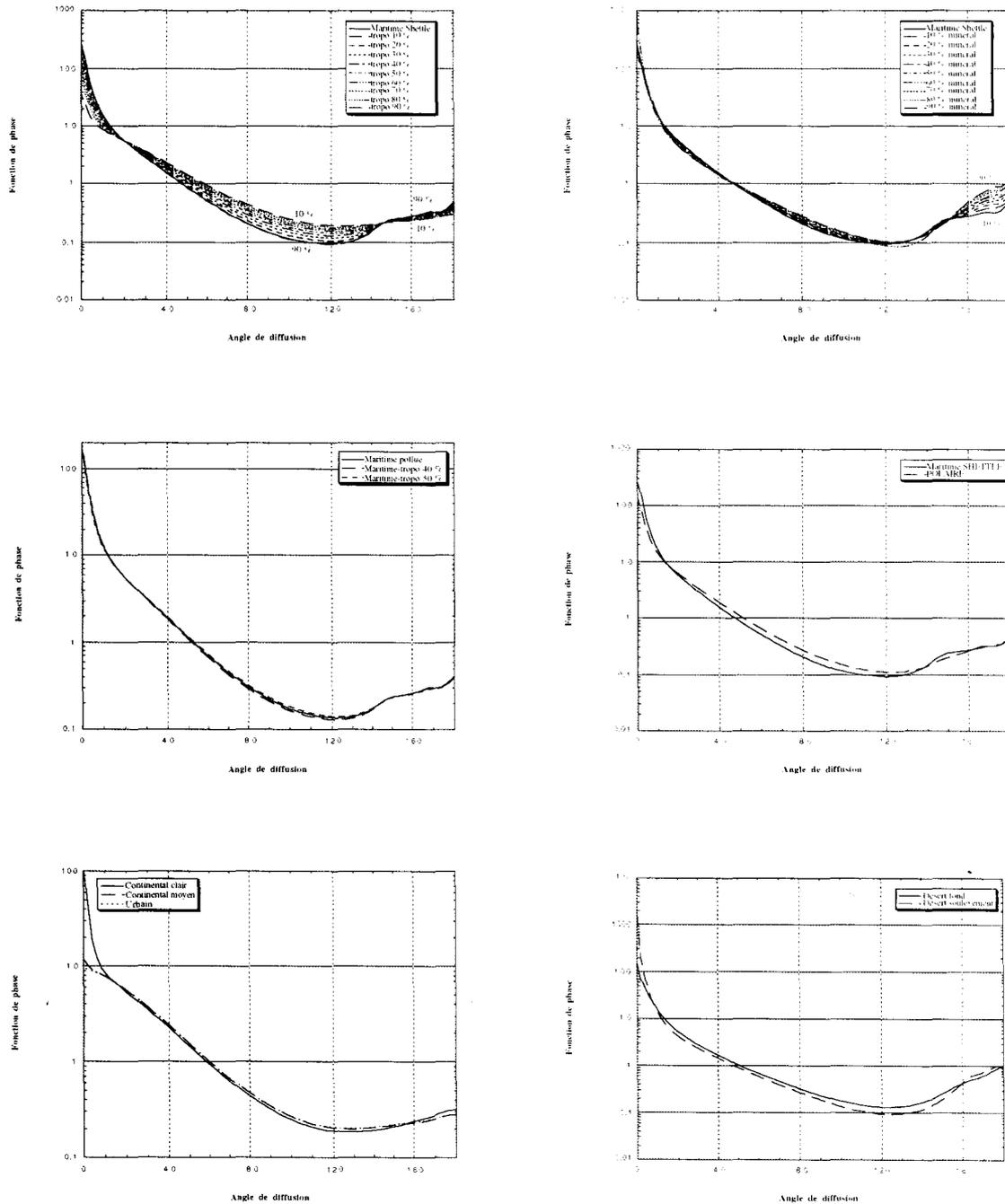


fig. 41 Fonctions de phase associées aux modèles physiques de G.A. D'ALMEIDA. Les pourcentages présentés pour les modèles maritime - minéral et maritime - tropo correspondent aux coefficients β de la composante minérale ou troposphérique

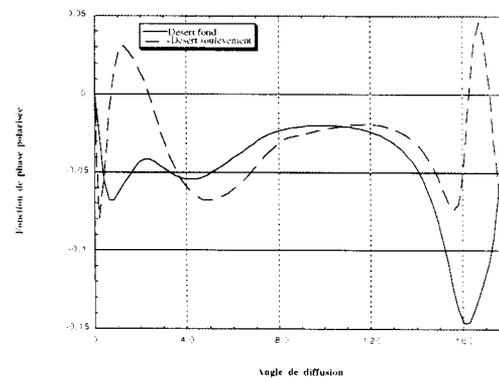
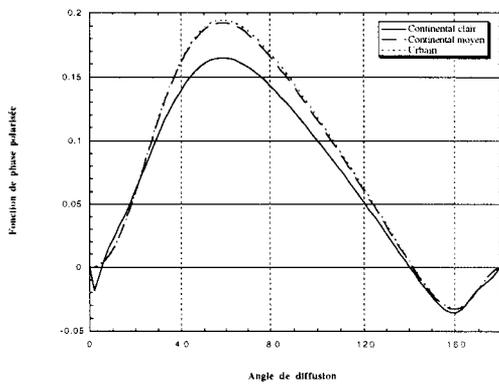
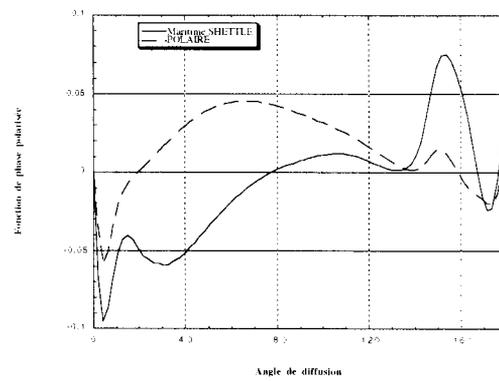
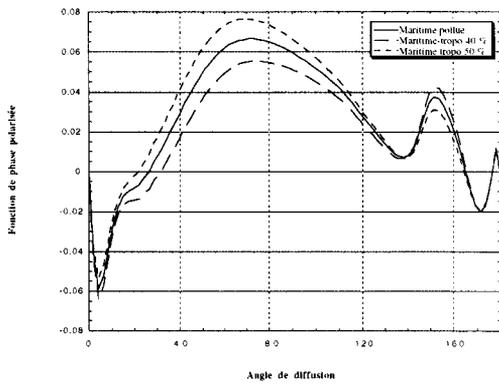
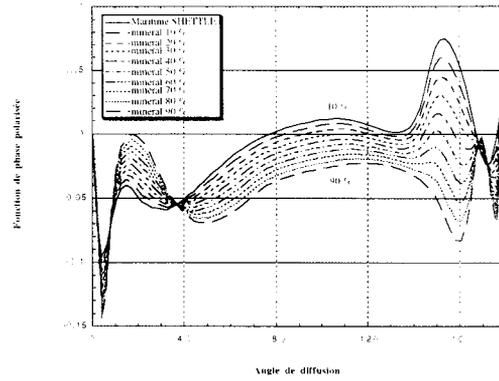
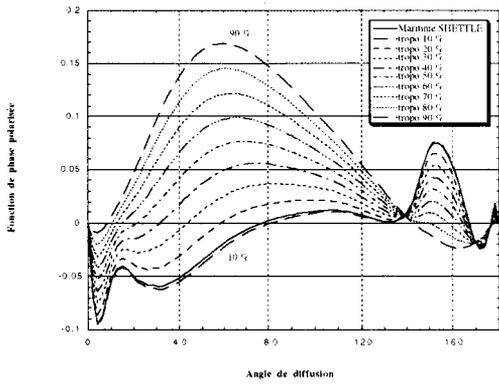


fig. 42 Fonctions de phase polarisées associées aux modèles de G.A. D'ALMEIDA.

On ne peut pas en dire autant du modèle maritime minéral car la dépendance spectrale des épaisseurs optiques représentée par le coefficient d'Angström varie peu entre les composantes. Au niveau des fonctions de phase, nous notons une importante variation en retrodiffusion (zone d'Angle accessible depuis l'espace) alors que les variations principales se remarquent sur les fonctions de phase polarisées.

En ce qui concerne le modèle maritime pollué on peut le rapprocher des modèles maritimes côtier en encadrant sa fonction de phase et sa fonction de phase polarisée par un modèle côtier dont le pourcentage en aérosol troposphérique est compris entre 40 et 50 %.

Choix d'une base de modèles pour une atmosphère ayant une humidité relative égale à 70 % :

On remarque que pour obtenir une couverture intéressante en coefficient d'Angström (dépendance spectrale), il est indispensable de choisir un mélange variable entre un modèle maritime pur (faible dépendance spectrale) et une composante continentale (forte dépendance spectrale), i.e. troposphérique (Water-soluble). Les autres modèles intéressants sont dans une certaine mesure les mélange maritimes minéraux et les modèles polaires.

Nous retiendrons pour la suite les modèles suivant :

* Mélange maritime - tropo 0 20 40 60 80 100 % -> 6 modèles

* Mélange maritime - minéral 30 60 90 % -> 3 modèles

* Polaire -> 1 modèle

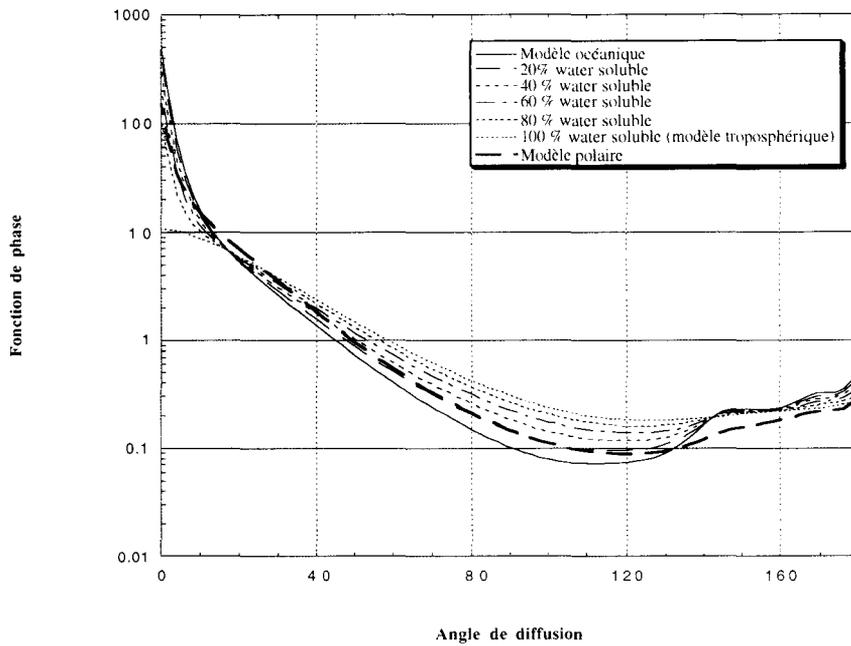


fig. 43 a Fonction de phase des mélanges maritime-côtières correspondant aux pourcentages choisis dans la base de donnée. Elle varie régulièrement entre le modèle océanique et la composante troposphérique (continental).

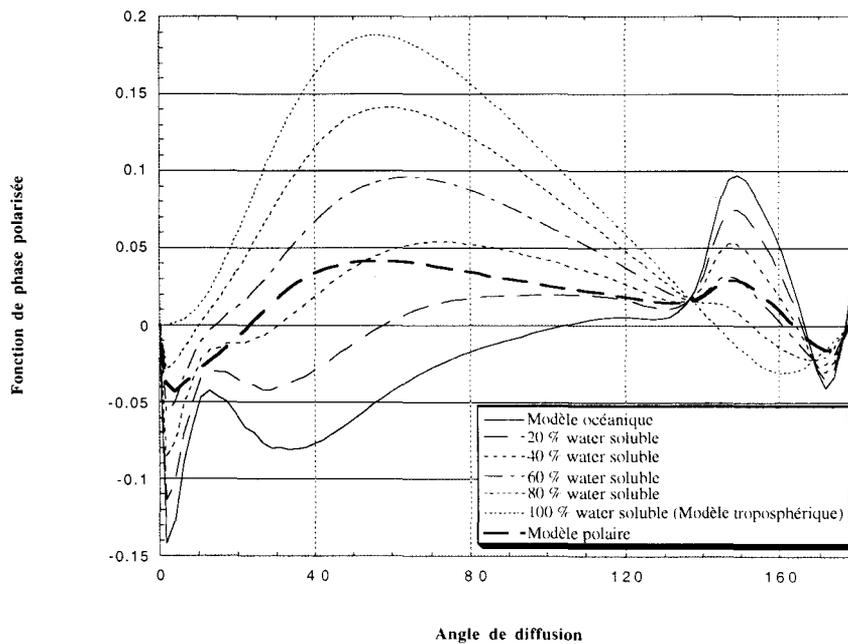


fig. 43 b Fonction de phase polarisée pour les mêmes modèles

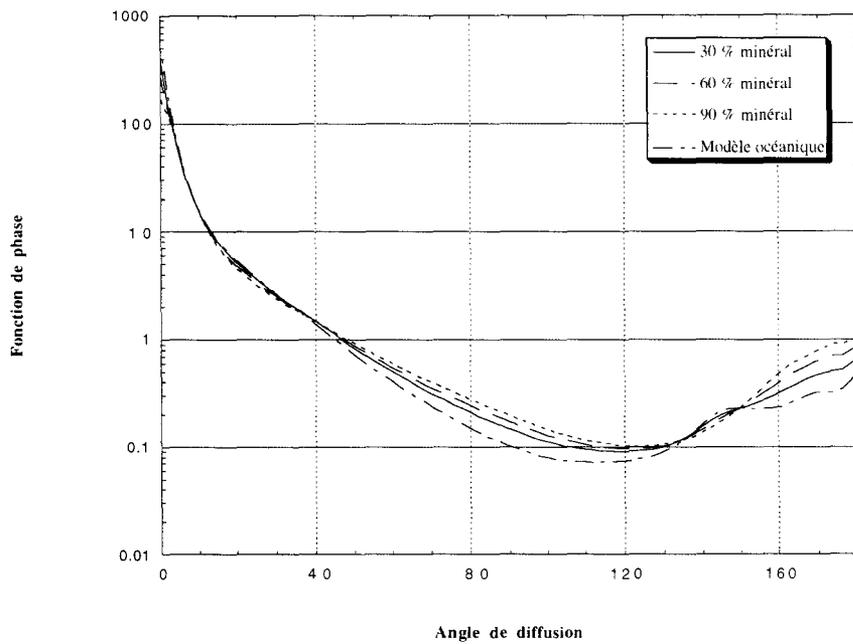


fig. 44 a Fonction de phase des mélanges maritime-minéraux correspondant aux pourcentages choisis dans la base de donnée. Elle varie régulièrement entre le modèle océanique et la composante minérale

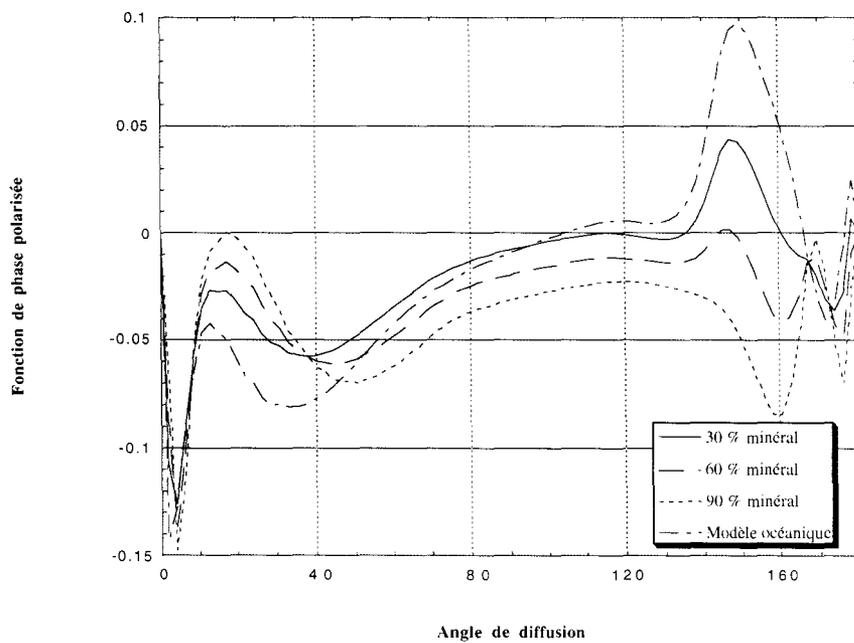


fig. 44 b Fonction de phase polarisée pour les mêmes modèles

Cette base de donnée permet la répartition suivante en coefficient d'angström :

MODELE	Coefficient d'Angström à 665 nm
MARITIMEMINERALSH-30	-.141
MARITIMEMINERALSH-60	-.400
MARITIMEMINERALSH-90	-.667
MARITIMECOTIERSH-00	-.082
MARITIMECOTIERSH-20	0.323
MARITIMECOTIERSH-40	0.709
POLAIRE	0.756
MARITIMECOTIERSH-60	1.077
MARITIMECOTIERSH-80	1.430
MARITIMECOTIERSH-100	1.767

Humidité relative : 70 % (anticipation sur la partie suivante)

Nous avons en fig. 43 et 44 reporté les fonctions de phase et les fonctions de phase polarisées correspondant à ces différents mélanges. Nous y avons tracé les variations régulières entre un modèle maritime défini par Shettle et Fenn [28] et un modèle troposphérique ou minéral. Par anticipation du paragraphe suivant les composantes considérées ci-dessus sont définies pour une humidité relative égale à 70 % (humidité plus courante que 0 %). Pour limiter la complexité de notre étude, la base de donnée ne tient pas compte d'éventuelle variation de cette variable atmosphérique. Cependant, nous pourrons utiliser les contenus en vapeur d'eau évalués avec POLDER entre 865 nm et 665 nm et utiliser dans le futur des bases de modèles adaptées à l'humidité relative locale. Nous allons définir dans la partie suivante une base de modèles à partir de différentes humidités relatives .

4 - Influence de l'humidité relative sur les propriétés physiques puis optiques des modèles de la climatologie :

Jusqu'à présent nous avons supposé que les composantes aérosol décrivaient un milieu sec. La plupart des milieux observés hormis les déserts ont une atmosphère plus ou moins chargée

d'humidité. A son contact, les particules grossissent en condensant autour d'elle une certaine quantité d'eau jusqu'à l'équilibre thermodynamique ou bien en se dissolvant. Ceci a alors des effets très importants au niveau de la taille résultante des particules, de leur indice de réfraction et donc des propriétés optiques du mélange observé par rapport à un milieu sec [Hänel, 15]. Les composantes subissant des variations, sont des composantes hydrophiles et on a reporté l'évolution des rayons moyens et des indices de réfraction en fonction de l'humidité relative en fig. 45 et 46. Il est à remarquer que l'écart type σ de la granulométrie ne varie pas suite à la condensation si on fait l'hypothèse que sur un intervalle relativement étroit centré autour de r_m les particules subissent une transformation identique. L'indice de réfraction est obtenu par une interpolation volumique entre l'indice de réfraction de l'eau et celui de la particule lorsqu'elle est dans un milieu sec :

$$n = n_{\text{humide}} + (n_{s, \text{che}} - n_{\text{humide}}) * \left(\frac{r_{s, \text{che}}}{r_{\text{humide}}} \right)^3$$

Pour chaque modèle WMO, les propriétés optiques vont être dépendantes de l'humidité relative régnant dans la couche observée. Au niveau du coefficient d'Angström (fig. 47), nous constatons qu'il diminue lorsque les particules grossissent sous l'effet de l'humidité relative: Pour des particules initialement grosses (maritime minéral), le coefficient d'Angström reste faible et ne varie pas de façon significative si l'humidité relative augmente. Etant donné que nous devons limiter le nombre de modèles à 10 nous considérerons pour le maritime minéral une seule valeur de l'humidité relative (70 %).

Nous avons tracé en fig. 48 l'évolution des fonctions de phase et des fonctions de phase polarisées avec humidité relative. Nous constatons que la pointe avant est plus marquée lorsque l'humidité relative est élevée tandis qu'apparaît en diffusion arrière des arcs caractéristiques de grosses particules et de l'indice de réfraction correspondant à l'eau (1.33).

La deuxième série de modèles que nous avons retenus pour la simulation du signal satellitaire est choisie dans le tableau précédent et permet une discrétisation relativement uniforme du coefficient d'Angström :

MODELE	HR	Coefficient d'Angström à 665 nm
MARITIMEMINERALSH-90	70%	-0.460
MARITIMEMINERALSH-50	70%	-0.200
MARITIMEMINERALSH-10	70%	0.045
MARITIMESHETTLE	70 %	0.103
POLAIRE	90 %	0.486
MARITIMECOTIERSH-40	90 %	0.556
POLAIRE	70 %	0.716
MARITIMECOTIERSH-90	98 %	0.893
MARITIMECOTIERSH-90	90 %	1.224
MARITIMECOTIERSH-90	70 %	1.463

-> Modèles retenus si on tient compte de l'humidité relative

		RH = 0%	RH = 70 %	RH = 90 %	RH = 98 %
Water soluble (=Tropo)	R_m	0.0285	0.0314	0.0483	0.078
	r_{min}	0.005	0.0053	0.0085	0.0137
	r_{max}	20.0	22.035	33.895	54.737
Soot	R_m	0.0118	0.0122	0.0166	0.0203
	r_{min}	0.005	0.0052	0.0070	0.0094
	r_{max}	20.0	20.629	28.116	34.407
sulfate	R_m	0.0695	0.109	0.135	0.195
	r_{min}	0.001	0.0015	0.0018	0.0021
	r_{max}	2.0	3.157	3.94	6.034
océanic	R_m	0.3	0.381	0.709	1.122
	r_{min}	0.05	0.0633	0.1179	0.1868
	r_{max}	20.0	35.808	47.03	76.87

-> fig. 45 Rayons moyens et intervalle d'intégration des propriétés optiques de composantes hydrophiles en fonction de l'humidité relative

		RH = 0%	RH = 70 %	RH = 90 %	RH = 98 %
Water soluble (=Tropo)	865 nm	1.520-i 0.800E-02	1.472-i 0.598E-02	1.367-i 0.164E-02	1.337-i 0.391E-03
	765 nm	1.530-i 0.800E-02	1.480-i 0.598E-02	1.371-i 0.164E-02	1.340-i 0.390E-03
	665 nm	1.530-i 0.800E-02	1.480-i 0.598E-02	1.372-i 0.164E-02	1.341-i 0.390E-03
Soot	865 nm	1.750-i 0.433E+00	1.710-i 0.392E+00	1.480-i 0.156E+00	1.411-i 0.850E-01
	765 nm	1.750-i 0.430E+00	1.710-i 0.389E+00	1.481-i 0.154E+00	1.412-i 0.845E-01
	665 nm	1.750-i 0.435E+00	1.710-i 0.394E+00	1.481-i 0.156E+00	1.413-i 0.854E-01
sulfate	865 nm	1.425-i 0.176E-06	1.353-i 0.272E-06	1.341-i 0.288E-06	1.332-i 0.300E-06
	765 nm	1.427-i 0.189E-07	1.355-i 0.120E-06	1.343-i 0.137E-06	1.334-i 0.150E-06
	665 nm	1.429-i 0.147E-07	1.356-i 0.160E-07	1.344-i 0.162E-07	1.335-i 0.163E-07
océanic	865 nm	1.373-i 0.302E-04	1.350-i 0.149E-04	1.331-i 0.257E-05	1.329-i 0.877E-06
	765 nm	1.375-i 0.109E-05	1.352-i 0.612E-06	1.333-i 0.227E-06	1.331-i 0.174E-06
	665 nm	1.377-i 0.162E-07	1.353-i 0.163E-07	1.334-i 0.164E-07	1.332-i 0.164E-07

-> fig. 46 Indice de réfraction de particules ayant grossi sous l'effet de l'humidité relative. Il est calculé en considérant un mélange entre l'indice de la particule sèche (no) et l'indice de l'eau , on interpole alors volumiquement les deux indices de réfraction :

Modèle	Humidité relative		
	70 %	90%	98 %
CONTINENTALCLAIR	1.454	1.301	0.936
CONTINENTALMOYEN	1.599	1.342	0.944
URBAIN	1.607	1.347	0.947
MARITIMEPOLLUE	0.668	0.545	0.514
MARITIMESHETTL	0.103	0.068	0.111
MARITIMEMINERALSH-10	0.045	0.050	0.104
MARITIMEMINERALSH-20	-0.015	0.029	0.094
MARITIMEMINERALSH-30	-0.076	0.004	0.083
MARITIMEMINERALSH-40	-0.137	-0.027	0.068
MARITIMEMINERALSH-50	-0.200	-0.064	0.048
MARITIMEMINERALSH-60	-0.263	-0.110	0.021
MARITIMEMINERALSH-70	-0.328	-0.169	-0.018
MARITIMEMINERALSH-80	-0.394	-0.249	-0.083
MARITIMEMINERALSH-90	-0.460	-0.360	-0.205
MARITIMECOTIERSH-10	0.117	0.080	0.123
MARITIMECOTIERSH-20	0.314	0.246	0.279
MARITIMECOTIERSH-30	0.501	0.404	0.410
MARITIMECOTIERSH-40	0.679	0.556	0.521
MARITIMECOTIERSH-50	0.849	0.700	0.616
MARITIMECOTIERSH-60	1.012	0.839	0.699
MARITIMECOTIERSH-70	1.168	0.972	0.771
MARITIMECOTIERSH-80	1.318	1.100	0.835
MARITIMECOTIERSH-90	1.463	1.224	0.893
POLAIRE	0.716	0.486	0.287

-> fig. 47 Coefficient d'Angström évalué entre 865 nm et 665 nm pour les différents modèles et 3 humidités relatives.

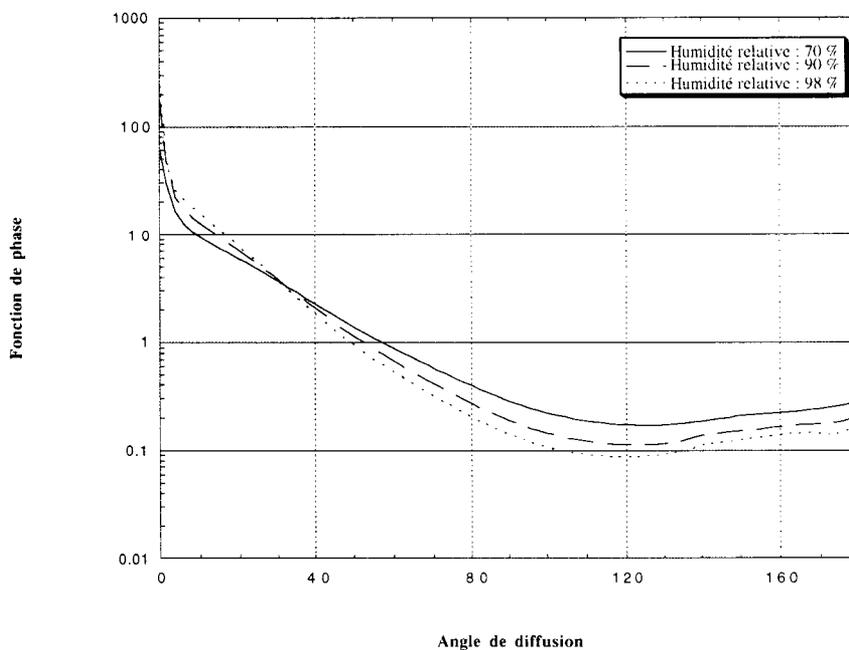


fig. 48 a Fonction de phase du modèle maritime côtier (90% tropo) suivant l'humidité relative. Plus elle est importante plus la pointe avant est marquée.

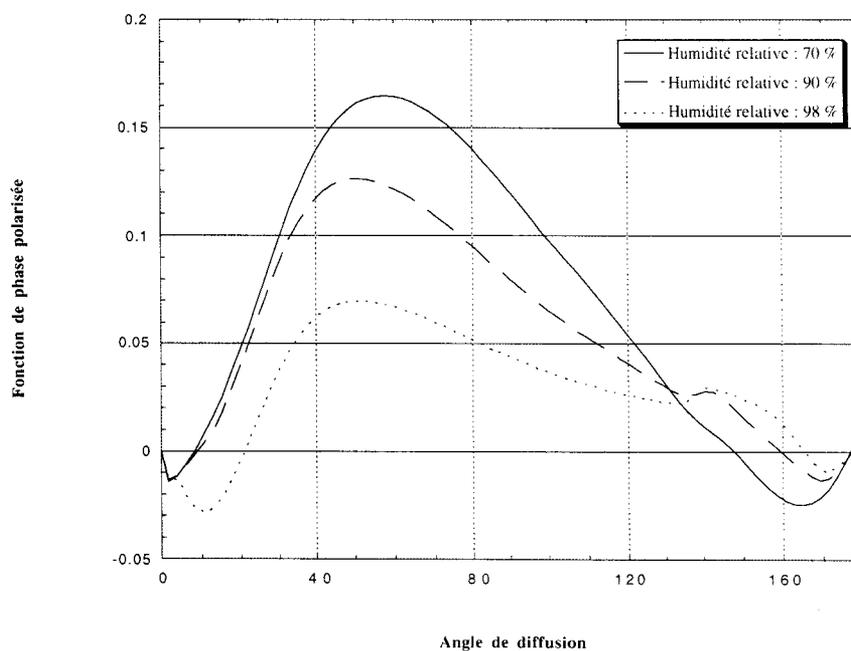


fig. 48 b Fonctions de phase polarisée du modèle maritime côtier pour les mêmes humidités relatives que la fig. 44 a.

CONCLUSION :

La diffusion primaire de la lumière par les aérosols lorsque les particules sont sphériques est un phénomène physique modélisé de façon exacte par la théorie de MIE. L'inversion en diffusions multiples deviendrait un problème inextricable si on ne pouvait grâce à des lois bien définies (Lois de Junge ou lois log-normale) simplifier la représentation de la distribution en taille des particules ainsi que le nombre de paramètres caractéristiques. Afin de limiter le nombre de modèles servant à la modélisation du signal observé par le radiomètre et le temps de calcul nécessaire à l'inversion, nous avons montré qu'il était possible en discrétisant judicieusement les paramètres caractéristiques (pente d'une loi de Junge, Rayon et écart type efficace d'une loi log-normale) d'obtenir par interpolation les propriétés optiques d'une loi définie par des paramètres intermédiaires. Enfin, en définissant des modèles par une combinaison de composantes aérosol élémentaires, nous avons choisi deux ensembles de granulométries servant à l'inversion du signal satellitaire au dessus des océans. Dans la première, on considère une humidité relative constante et égale à 70 % et on définit des modèles par un mélange entre une composante océanique et des composantes continentales ou minérales. On pourra compléter dans l'avenir cette base par des humidités relatives différentes (ex : 90 - 98 %) tout en considérant le contenu en vapeur d'eau mesuré différentiellement par POLDER entre 910 et 865 nm. La seconde série tient compte de différentes humidités relatives et les modèles ont été choisis pour obtenir une discrétisation en coefficient d'Angström la plus large possible.

Chap. 2 MODELISATION DES SIGNAUX MESURES PAR LE RADIOMETRE POLDER - INFLUENCE DES DIFFUSIONS MULTIPLES ET DES RELEXIONS A LA SURFACE

Les algorithmes d'inversion décrits dans le chapitre suivant effectuent une comparaison entre les mesures de luminance et de polarisation et des simulations correspondant à un jeu de paramètres décrivant à la fois la diffusion de la lumière par les aérosols et les réflexions au niveau du sol.

Afin de mieux comprendre les acquisitions faites par POLDER, nous décrivons dans une première partie ce radiomètre ainsi que les conditions d'observation mises à notre disposition au cours d'une demi-orbite.

La modélisation des mesures, étudiée dans la deuxième partie, devient complexe lorsque l'hypothèse de diffusion primaire n'est plus valable, c'est à dire pour des conditions aérosol turbides (épaisseurs optiques plus importantes que 0.1) ou des conditions d'observation au limbe, influencées par les diffusions multiples. En utilisant un code de transfert radiatif basé sur les ordres successifs de diffusion, il est possible d'intégrer l'équation de transfert régissant l'ensemble des phénomènes radiatifs au sein de la couche et au niveau de la surface puis de vérifier la sensibilité des mesures aux paramètres caractérisant les propriétés optiques et physiques des aérosols. Pour minimiser la taille des tableaux de simulation et le temps de calcul induit par les interpolations angulaires dans les inversions mais aussi pour améliorer notre compréhension des phénomènes radiatifs, nous avons cherché à modéliser le plus simplement possible la dépendance angulaire des signaux mesurés au dessus d'un sol noir ou au dessus d'un dioptré océanique. En considérant qu'au dessus des océans les signaux se décomposent suivant deux termes, l'un représentant la diffusion atmosphérique et l'autre le couplage entre la diffusion et la réflexion spéculaire (glitter), nous mettrons en évidence que, dans une bonne partie des cas, deux angles d'observation suffisent pour simuler les luminances mesurées par POLDER. Cette simplification n'étant valable que pour des conditions d'observation peu obliques et des épaisseurs optiques limitées, nous considérerons pour les algorithmes opérationnels une simulation faite suivant l'ensemble des angles observation. D'autre part la complexité est accrue lorsqu'on désire simuler la polarisation au dessus du dioptré océanique. En effet, la surface polarise le rayonnement incident, ce qui rend plus complexe la relation entre les signaux polarisés et les angles d'observation.

Dans une troisième partie, nous utilisons le code de transfert radiatif pour tester différents schémas d'interpolation et transposer en diffusions multiples des résultats du premier chapitre acquis en diffusion primaire. Les interpolations permettent, à partir de tableaux regroupant un nombre limité de simulations précalculées avant l'inversion, de calculer le plus rapidement et le plus précisément possible les signaux qu'observerait POLDER pour une condition d'observation (Interpolations angulaires) et des paramètres aérosols intermédiaires (Interpolation suivant l'épaisseur optique et suivant les paramètres granulométriques). Dans ce cadre, nous verrons que les schémas d'interpolation entre modèles, développés dans le premier chapitre, ont une précision équivalente en diffusion multiple. Nous montrerons alors que le couplage, induit par les diffusions multiples entre deux modes log-normaux voisins dans la grille de simulation, est faible et que, par combinaison linéaire, on représente avec précision des lois bimodales définissant des rayons et des écarts types efficaces intermédiaires.

En ce qui concerne les paramètres externes à l'inversion, un critère est défini pour éliminer des directions proches de la réflexion spéculaire car elles sont directement influencées par la vitesse du vent. Nous montrerons alors que les directions décrétées non contaminées varieront très peu avec cette vitesse. Enfin, une méthode simple permet de calculer, avec un jeu limité de simulations, les fonctions atmosphériques nécessaires au calcul de la réflectance d'écume.

I - PRINCIPE DE LA MESURE :

A - LE RADIOMETRE POLDER

Nous avons représenté en fig. 1 le radiomètre et ses différentes parties. Pour plus de précision, le lecteur pourra se reporter à la publication décrivant l'instrument et les objectifs de la mission POLDER [Deschamps & al, The POLDER Mission , 1994, 7]. L'optique, associée à l'objectif télécentrique, permet d'obtenir sur la Matrice CCD une image homothétique d'une scène observée à partir d'un avion ou d'un satellite. La roue porte filtre permet quant à elle la succession des différents filtres, donc la mesure multispectrale du rayonnement émergent et de son état de polarisation (un des aspect novateur de POLDER). Les dimensions de la matrice (6.5 mm x 8.8

mm) et la grande ouverture de l'optique impliquent un large champ d'observation (de l'ordre de $\pm 51^\circ$ le long de la trace satellitaire et de $\pm 43^\circ$ perpendiculairement). Les longueurs d'onde autour desquelles le radiomètre effectue la mesure du rayonnement sont fixées suivant les objectifs de la mission POLDER, notamment la télédétection des propriétés optiques des aérosols (cf. tableau suivant):

Longueur d'onde (nm)	Bande passante (nm)	polarisation	objectif
443	20	oui	Aérosol Terres émergées Couleur de l'eau
490	20	non	Couleur de l'eau
550	20	non	Couleur de l'eau
665	20	oui	Aérosol, végétation
763	10	non	pression sommet nuage
765	40	non	Aérosol, pression sommet nuage
865	40	oui	Végétation, aérosol
910	20	non	Contenu vapeur d'eau

-> Les différents canaux POLDER.

B - CONDITIONS ANGULAIRES DE L'OBSERVATION - ORBITOGRAPHIE :

La matrice CCD permet une mesure multidirectionnelle du rayonnement émergent (voir fig. 2 et 3). En effet, si un point de la surface terrestre est observé lors d'une première acquisition en un pixel de la matrice CCD il apparaîtra à nouveau lors de l'acquisition suivante (19 secondes plus tard) mais en une position différente sur la matrice car le satellite s'est déplacé. Un point étant en général observé 12 fois au cours du passage du satellite, sa BRDF (Bidirectional Réflectance Distribution Function) sera échantillonnée suivant 12 conditions angulaires. Les angles

d'observation associés à la mesure multidirectionnelle (angle d'incidence solaire, angle zénithal de visée, azimuth) conditionnent les inversions par leur distribution que nous décrivons dans la partie suivante. POLDER (sous cycle : 3 jours) effectue plusieurs passages au dessus d'un même point du globe. Ceci a une importance considérable si on s'intéresse à la réflexion de la lumière par des surfaces terrestres peu variables dans le temps car on peut obtenir une couverture angulaire importante de la BRDF en cumulant les observations acquises au cours de demi-orbites successives. Cette remarque est moins pertinente pour l'étude des aérosols car, entre deux passages satellitaires, les conditions de la couche ont une forte probabilité d'avoir évolué. Néanmoins, l'observation multitemporelle lors d'un cycle ou lors d'un sous cycle permettra une statistique sur les modèles observés et augmentera les chances de caractériser localement des aérosols dans des conditions avantageuses (pas de nuage, contamination par le glitter moins importante).

1 - Pixels observés et conditions d'observation associés à une demi-orbite :

POLDER au cours d'une demi-orbite observera des points situés sur une bande bien définie en latitude et en longitude. A chacun de ses points correspondent des géométries d'observation conditionnant, comme on l'a remarqué dans le chapitre précédent, la qualité de l'inversion. Pour un pixel donné l'angle d'incidence solaire varie peu suivant la prise de vue qui dure environ 4 mn. donc avec la condition d'observation considérée (fig. 4). Nous constatons que cet angle est minimal pour un point proche de l'équateur (Simulation faite à l'équinoxe de printemps, soleil au zénith à l'équateur). Conjointement à cet angle nous avons représenté, même s'ils ne sont pas très représentatifs des douze angles d'observation, les angles zénithaux et les azimuth moyens. Les points situés sur les bords de l'orbite correspondent à des angles de visée important (θ_v de l'ordre de 60 degrés). Ils donneront d'un point de vue radiatif beaucoup de diffusions multiples. Le détail des angles d'observation est représenté en fig. 5 pour différents points géographiques, représentatifs de la demi-orbite POLDER. Pour des point situés au milieu de la sous-trace (points 1, 10 et 15), les conditions d'observation traversent le diagramme polaire (rayon : θ_v , angle : φ_v).

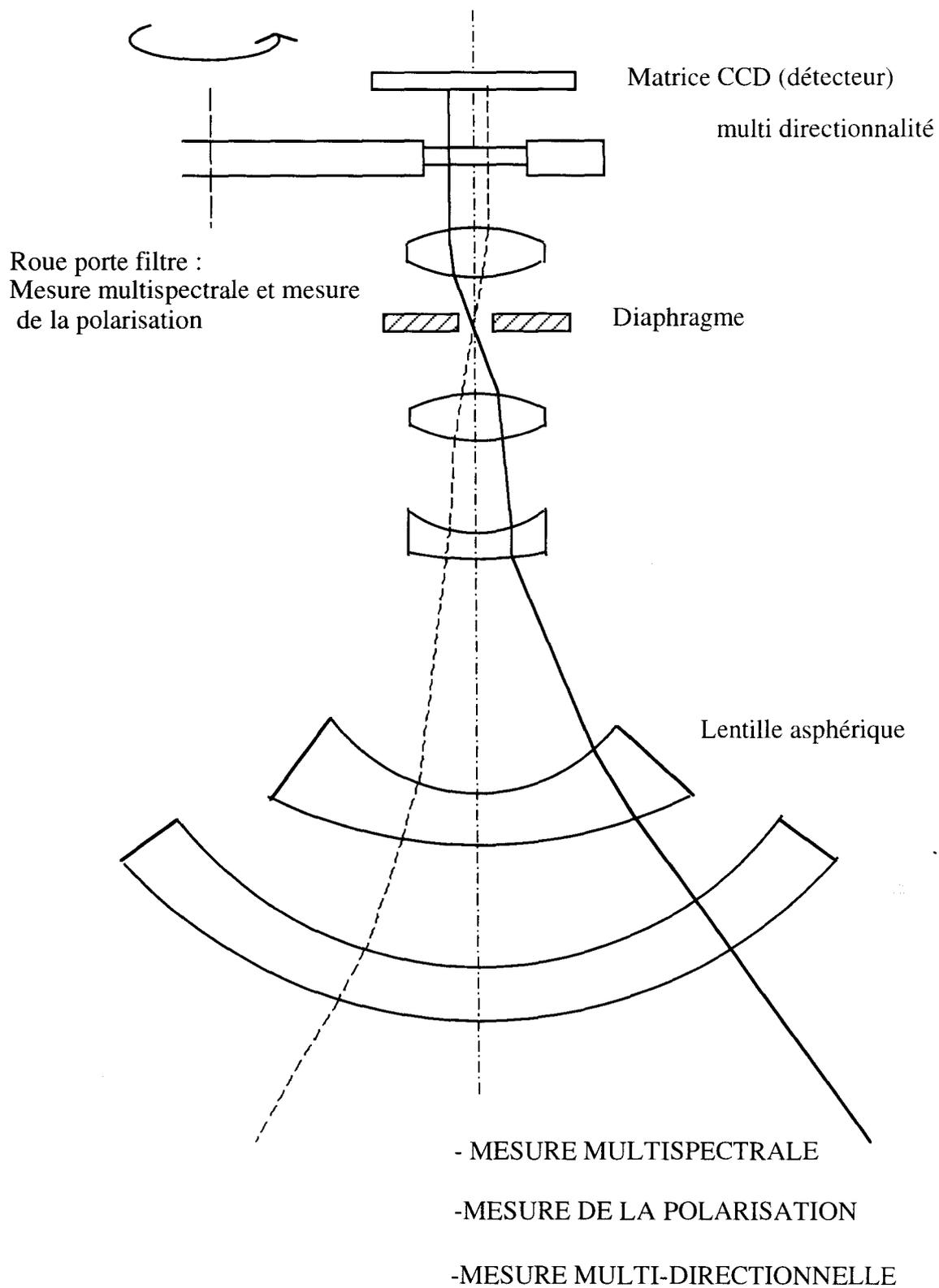
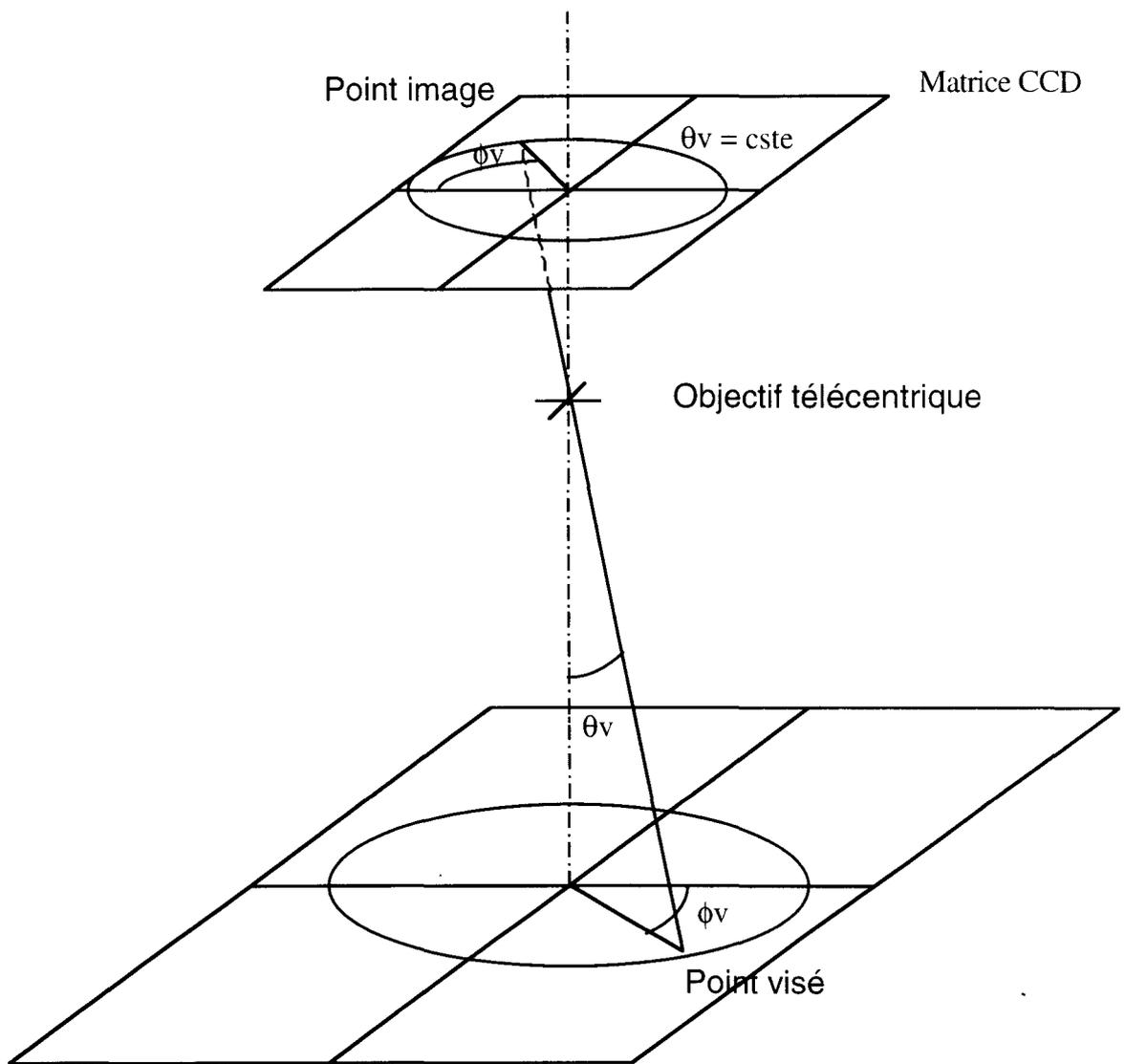


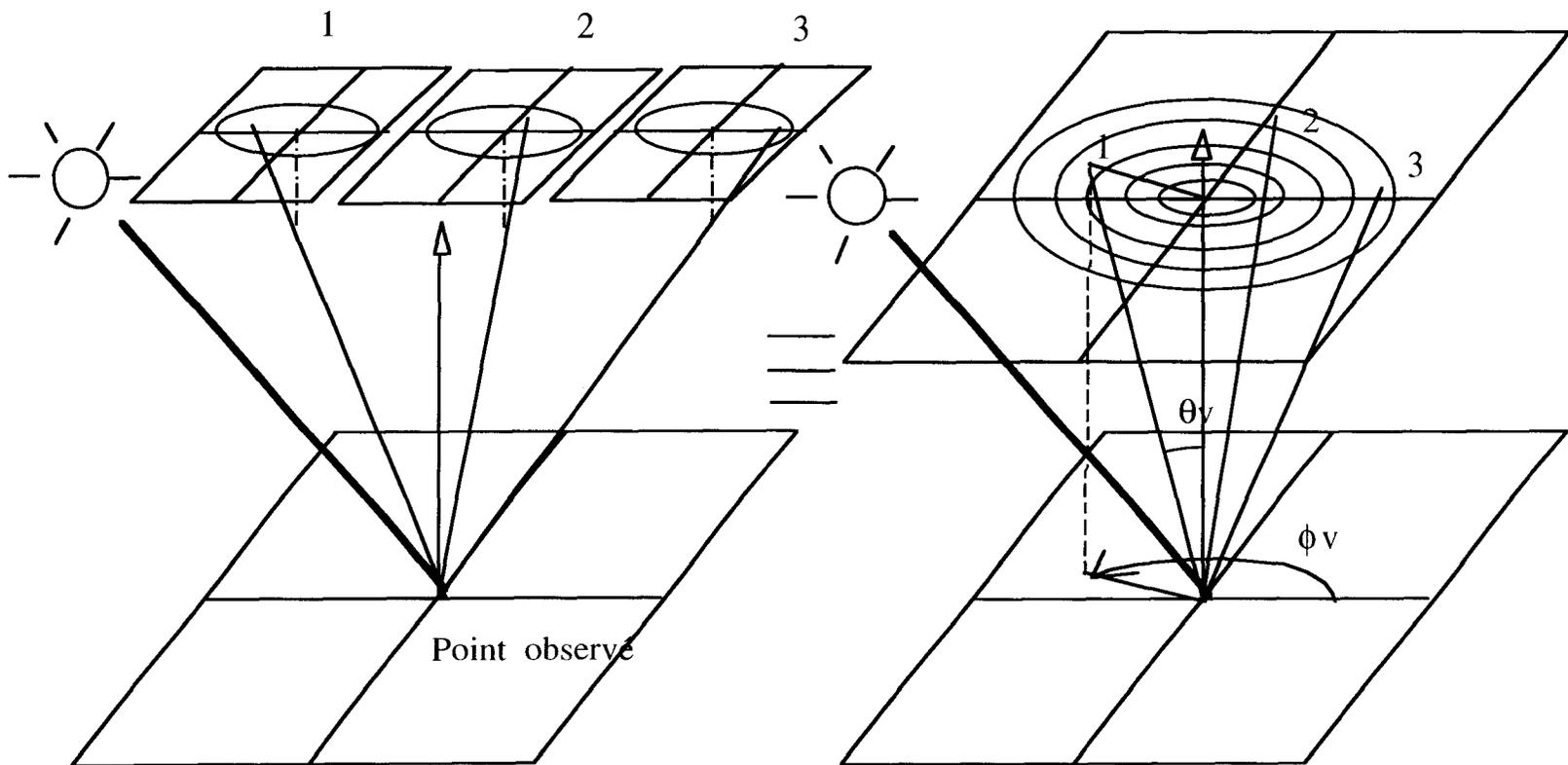
fig. 1 Le radiomètre POLDER.



Géométrie d'une acquisition

fig. 2 Homothétie de la prise de vue.

PRINCIPE DE LA MULTIDIRECTIONALITÉ



Acquisition successive de trois scènes

Conditions d'observation correspondant au point observé

fig. 3 Principe de la multidirectionnalité.

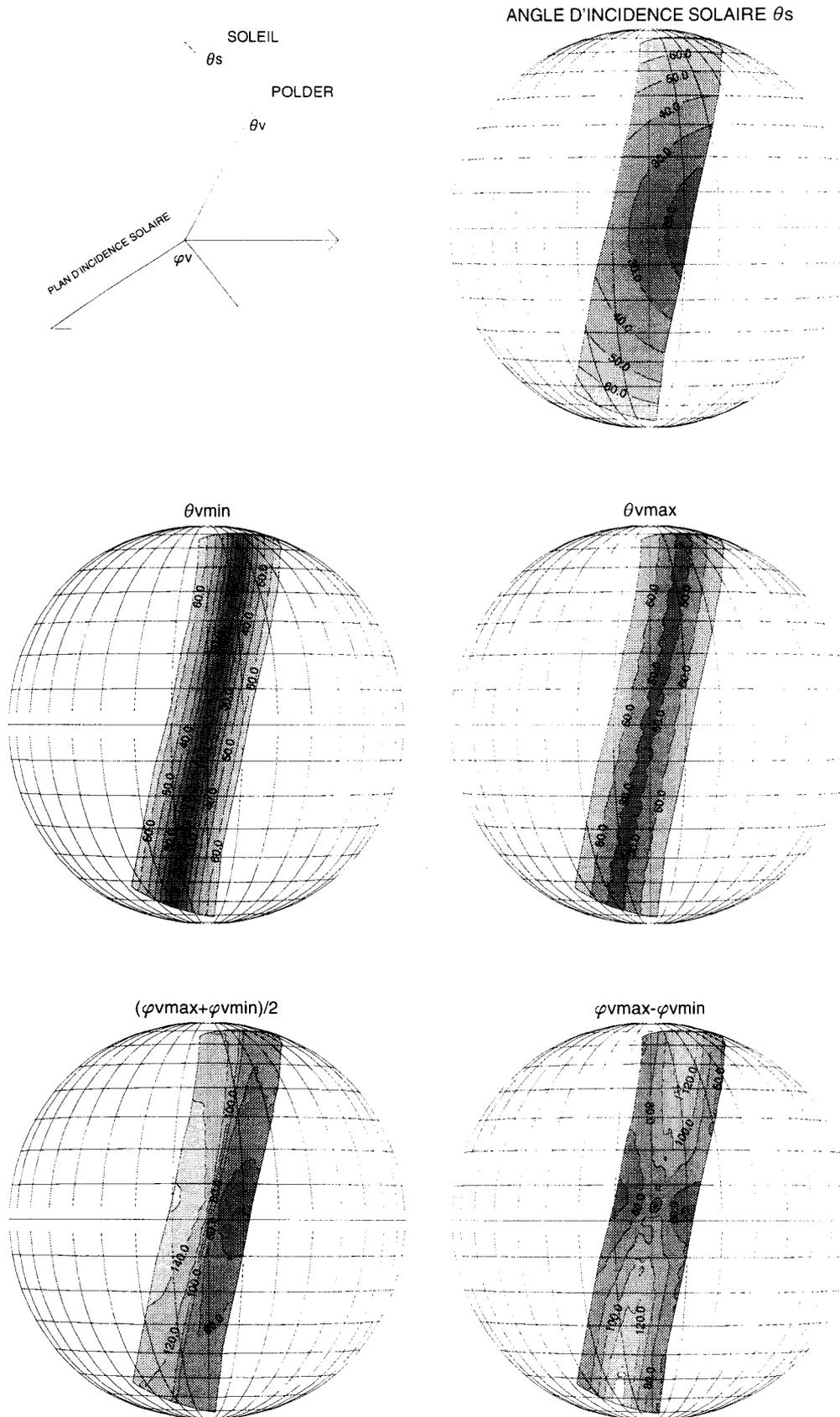
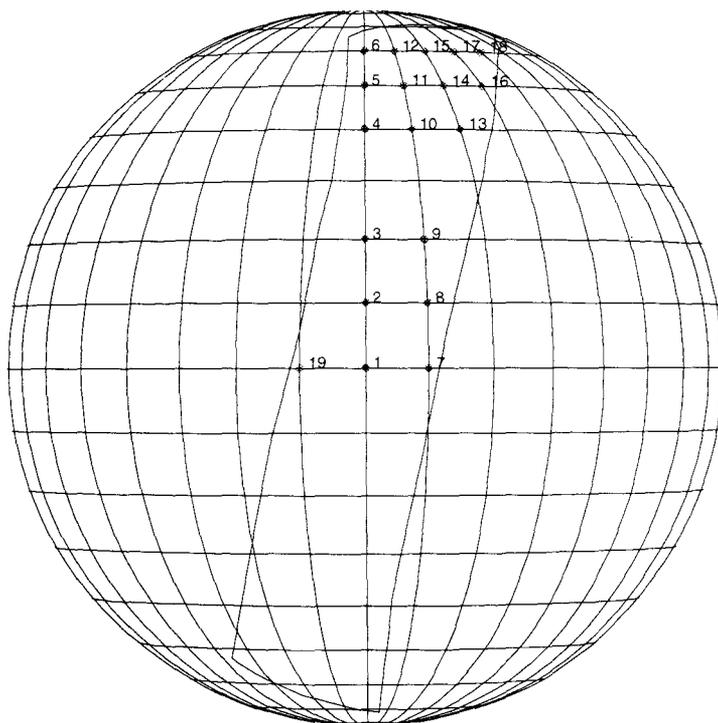


fig. 4 Statistiques sur les angles d'observation suivant le pixel observé par POLDER. L'orbite correspond à l'équinoxe de printemps.

POINTS CONSIDERES SUR L'ORBITE POLDER



OBSERVATIONS CORRESPONDANT AUX POINTS VISES

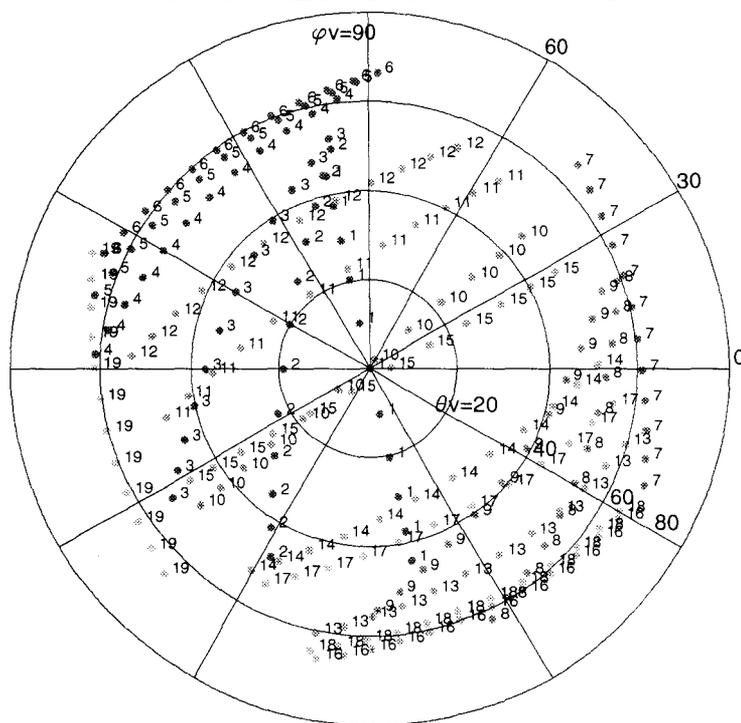
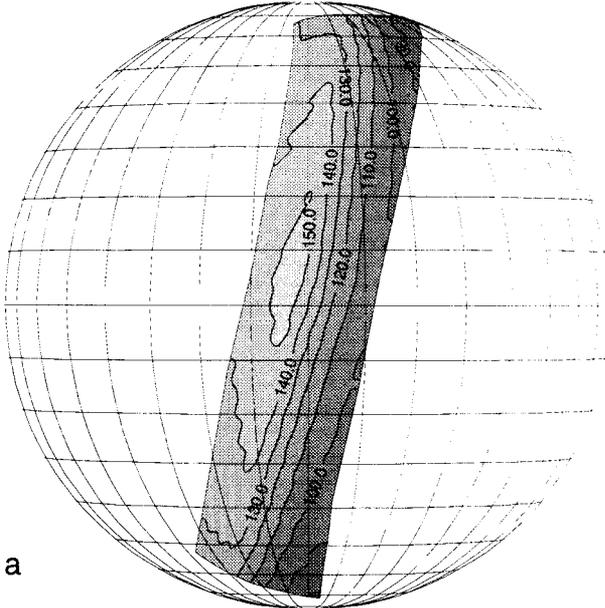


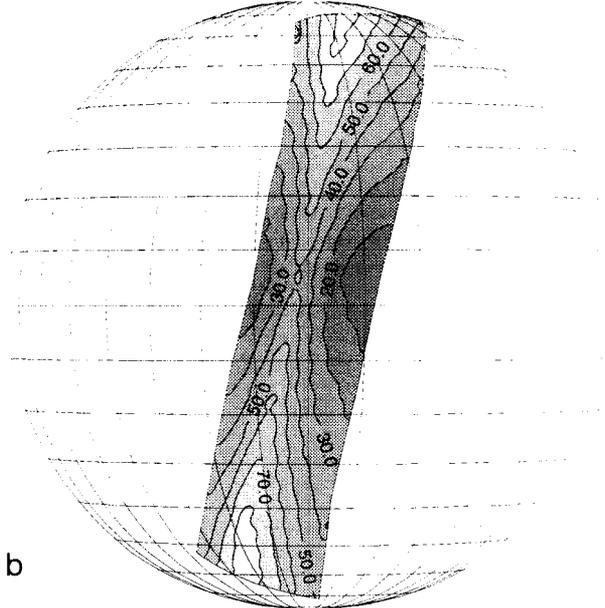
fig. 5 Observations correspondant à un certain nombre de pixels choisis sur l'orbite POLDER à l'équinoxe de printemps.

$(\theta_{diffmax} + \theta_{diffmin})/2$
 θ_{diff} : Angle de diffusion



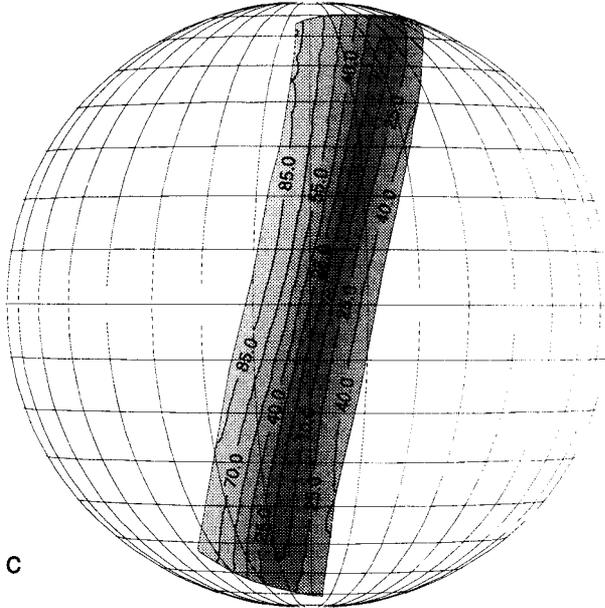
a

$\theta_{diffmax} - \theta_{diffmin}$



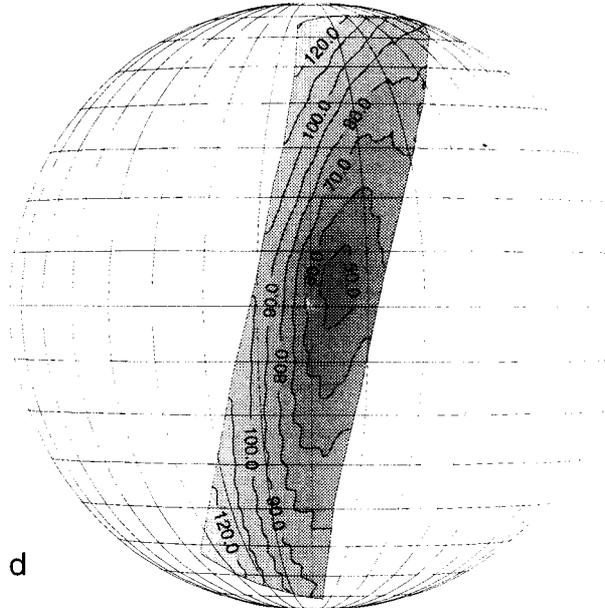
b

ANGLE DE DIFFUSION MINIMAL DU GLITTER



c

ANGLE DE DIFFUSION MAXIMAL DU GLITTER



d

fig. 6 Angle de diffusion moyen suivant le pixel considéré. Équinoxe de printemps.

Par contre, pour des points latéraux (points 7 et 19), l'angle de visée θ_v est presque constant au cours du passage satellitaire. On comprends alors comment, au cours de passages successifs au-dessus d'un même point du globe, on peut couvrir une partie importante de la BRDF. A partir de la géométrie, nous avons évalué les angles de diffusion θ pour chaque pixel observé. Les fig. 6a et 6b représentent la valeur moyenne et l'intervalle de l'angle de diffusion. Les signaux dépendant au premier ordre de θ , cette étude permet de sélectionner les pixels qui bénéficieront le plus de la multidirectionnalité des mesures. Par ailleurs certains angles de diffusion caractérisent plus spécifiquement certains phénomènes :

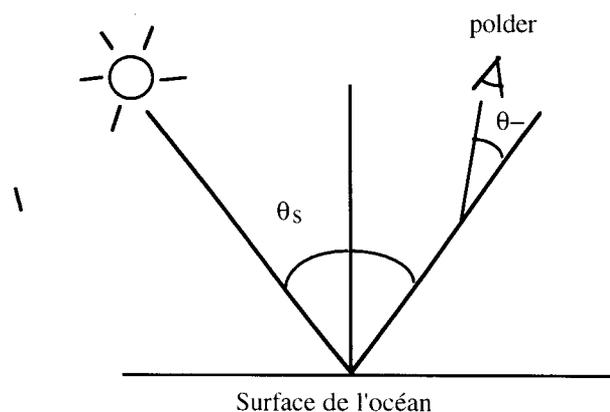
- En polarisation, l'indice de réfraction influence les mesures principalement en retrodiffusion
- Au dessus de la végétation, le hot spot est observé aussi en retrodiffusion ($\theta = 180^\circ$).
- Pour caractériser la phase liquide des nuages [Goloub, 12], la zone d'angles situés autour de 140° est particulièrement intéressante. En effet, c'est autour de 140 degrés d'angle de diffusion que l'on remarque les arcs en polarisation caractéristiques des gouttelettes d'eau (grosses particules).

La valeur moyenne de l'angle de diffusion se situe entre 90° et 150° tandis que l'intervalle ou il varie est plus ou moins important suivant la position géographique du point observé par POLDER. Pour des points situés à l'équateur les variations de l'angle de diffusion seront minimales alors qu'elles seront maximales pour des latitudes élevées suite à l'augmentation de l'incidence solaire. De tels points sont d'autre part observés plus fréquemment ce qui leur confère un avantage certain pour l'inversion des paramètres aérosol.

Au dessus des océans, l'observation peut être fortement contaminée par la réflexion spéculaire sur la surface : les directions les plus proches de l'incidence spéculaire seront éliminées pour l'observation des aérosols ou de la couleur de l'eau car elles masquent ces contributions beaucoup plus faibles et sont sensibles à la vitesse du vent, paramètre dont nous ne voulons pas tenir compte dans les simulations. D'autre part, les réflectances mesurées pour de telles conditions angulaires peuvent varier de façon non monotone en fonction de l'épaisseur optique, ce qui implique une

ambiguïté dans l'inversion de ce paramètre. Le glitter (terme usuellement utilisé pour désigner la réflexion spéculaire) sera par contre utilisé pour d'autres applications comme l'étalonnage en polarisation ou l'étalonnage inter-bande (Thèse de Philippe Goloub [13]- Chap. V). Pour ces deux applications les composantes aérosol et moléculaire sont considérées comme des perturbations. Nous avons alors cherché à caractériser la direction de visée la plus proche de la réflexion directe pour un pixel donné en évaluant l'angle minimal (fig. 6c) entre les visées et la direction spéculaire (voir le schéma ci-dessous). L'angle de diffusion du glitter maximal (fig. 6d) représente la direction la plus éloignée de la zone de réflexion spéculaire. Quand l'angle minimal est petit, le pixel a de fortes chances d'être observé suivant des conditions d'observations contaminées. Ceci se constate pour des pixels situés au quart est de l'orbite. L'angle maximal pour de tels pixels se rapproche de l'angle minimal. Ces pixels offriront donc peu de directions abritées de la réflexion directe du faisceau solaire et seront moins propices à l'inversion des paramètres aérosols (cf. & II-c).

Un aspect important concernant l'orbitographie est que les conditions d'observation ne changent pas entre deux points observés au cours de deux demi-orbites successives s'ils sont situés au même endroit par rapport à la trace du satellite; seule change la position du soleil suivant la saison considérée (orbite héliosynchrone). Les conditions d'observation ne dépendent pas de l'orbite considérée pour une saison donnée. Suivant l'époque de l'année les mêmes conditions d'observation, calculées ici pour les équinoxes, seront translatées vers le nord (maximum : solstice d'été) ou vers le sud (maximum : solstice d'hiver).



-> θ - représente sur ce schéma l'angle de diffusion du glitter

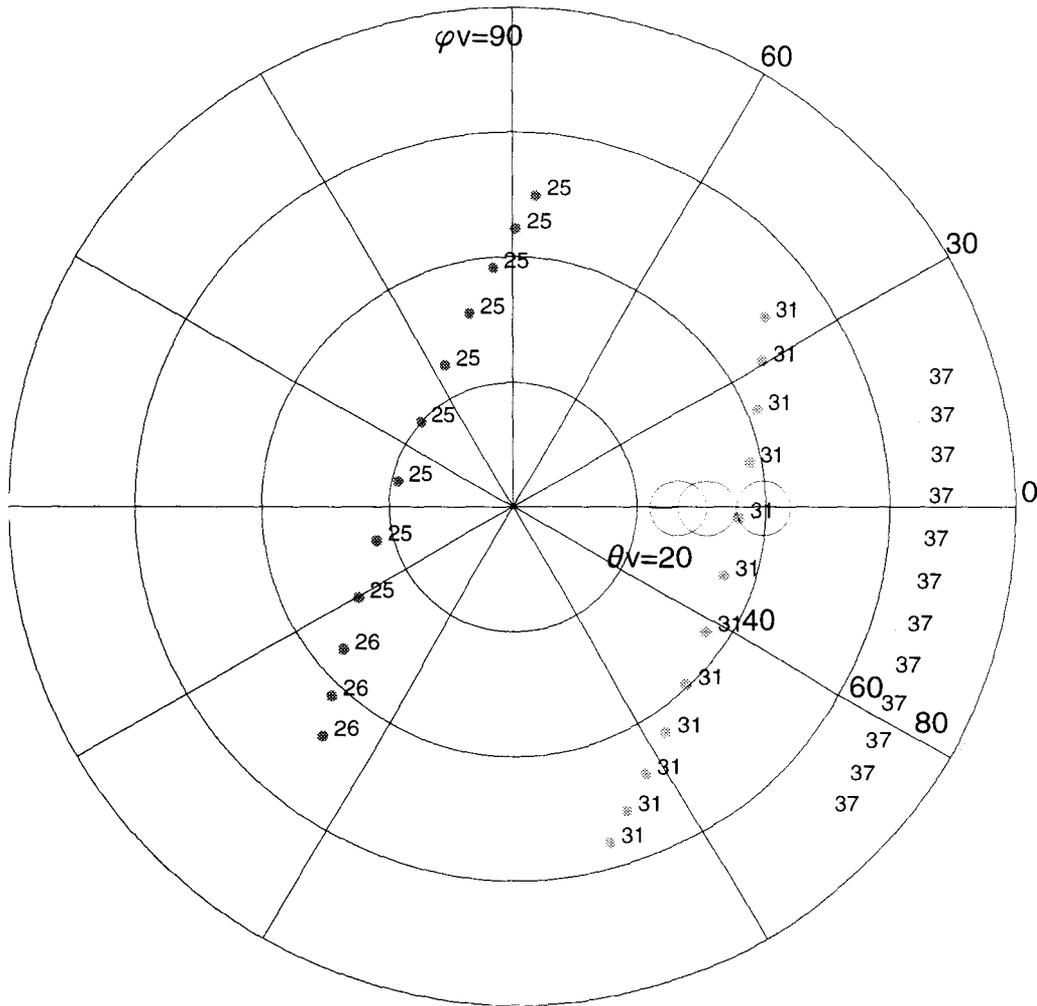
2 - fréquence d'observation des points de la surface terrestre:

Comme on l'a remarqué en début de paragraphe, il est intéressant d'observer sur plusieurs demi-orbités un même point de la surface terrestre pour étudier des phénomènes lentement variables dans le temps (végétation) ou pour faire des statistiques sur les paramètres aérosol (synthèse décadaire ou mensuelle). La fig. 7 représente la fréquence d'observations d'un point donné de la Terre suivant sa latitude et sa longitude pour une période correspondant à un sous cycle du satellite (3 jours). Comme nous l'avons déjà signalé, les pôles sont souvent visités tandis que la fréquence diminue pour des points proches de l'équateur. La figure 8 souligne l'importance de la mesure multitemporelle. Elle montre qu'un pixel-océan (ici près de l'équateur), fortement contaminé par la réflexion spéculaire directe lors d'un premier passage de POLDER, pourra être observé sous des conditions plus favorables lors de passages ultérieurs au cours desquels il sera positionné plus avantageusement par rapport à la trace satellitaire.

C - BRUITS RADIOMETRIQUES

Les mesures de réflectances et de polarisation effectuées par POLDER sont sujettes à des erreurs plus ou moins importantes. La matrice CCD et l'électronique associée entraînent des fluctuations sur les quantités radiatives mesurées. Les erreurs de registration sont aussi une source de bruit aléatoire dont nous devons tenir compte. Les réflexions de la lumière sur le silicium de la matrice puis sur les composants optiques les plus proches du capteur CCD induisent une lumière parasite. Si la matrice est éclairée ponctuellement par un nuage ou le glitter, de l'énergie sera redistribuée par le jeu de réflexions sur l'ensemble des autres pixels et induira un bruit supplémentaire sur les mesures par rapport aux valeurs exactes. Au dessus d'une zone spectralement neutre (glitter, nuage), on peut considérer approximativement que le décalage ne dépendra ni du pixel ni de la longueur d'onde. Par contre, pour une scène acquise au dessus d'une zone partiellement océanique

Couverture de la BRDF pour différents passages



○ = directions d'incidence spéculaire (25, 31 et 37 degrés)

fig. 8 Conditions d'observation d'un même point de la surface terrestre pour un sous cycle de l'orbite POLDER (3 jours). Si pour certains passages il y a contamination partielle par le glitter (symbolisé par le cercle), d'autres passages de POLDER au dessus de ce point permettent d'obtenir un lot complet de conditions d'observation hors glitter.

et terrestre, la lumière parasite devra être représentée par un décalage indépendant du pixel considéré mais lié à la longueur d'onde. En effet, si le sol réfléchit la lumière de façon plus importante à 865 nm qu'à 665 nm (couvert forestier), la lumière parasite sera plus importante à 865 nm qu'à 665 nm, ce qui implique une erreur plus importante dans l'interprétation de la dépendance spectrale des signaux. Une méthode a été envisagée pour corriger les images POLDER d'un tel effet. Elle consiste à déterminer, suite à des mesures spécifiques, la corrélation entre la lumière parasite mesurée et l'énergie incidente sur la matrice, éventuellement en tenant compte de sa localisation sur l'image. Malgré les efforts apportés à la correction et suite aux approximations faites (équirepartition de la lumière parasite sur la matrice) nous utiliserons comme ordre de grandeurs les lumières parasites résiduelles et les bruits aléatoires suivants que nous avons pu constater sur les quantités mesurées par POLDER aéroporté dans l'expérience MEDIMAR (Mesures en Méditerranée) :

	CAS OPTIMISTE	CAS PESSIMISTE
BRUIT ALÉATOIRE ou NEDL	0.5 millième en luminance normalisée	1 millième en luminance normalisée (MEDIMAR)
LUMIERE PARASITE	décalage de 1 millième	décalage de 2 millième

-> bruits et erreurs radiométriques pris en compte dans les tests

Le cas optimiste tient compte d'une optique et d'une correction de lumière parasite améliorée, notamment celle qui est prévue pour la version spatiale de POLDER. D'autre part, les bruits aléatoires pourront être encore réduits en moyennant les mesures sur des pavés de 3*3 pixels.

II - MODELISATION DES SIGNAUX OBSERVES PAR POLDER :

La simulation des mesures est une étape indispensable pour les interpréter en terme de paramètres aérosol. On n'utilisera que celles qui sont les moins contaminées par les phénomènes de réflexion spéculaire ou de couleur de l'eau. Un code de transfert radiatif, développé au laboratoire [Deuzé

1989, 9], permet de résoudre l'équation de transfert et de calculer pour des paramètres caractérisant le système surface-atmosphère les signaux qu'observe POLDER. Le nombre de paramètres étant très important, nous avons tenté de simplifier la relation entre les paramètres de Stokes simulés et les angles d'observation (& II-B-C). Nous avons d'autre part montré la similitude entre les fonctions de phase et les signaux calculés en diffusion multiple. On vérifie ainsi qualitativement la sensibilité directionnelle des mesures aux paramètres recherchés comme ceci a été fait en diffusion primaire dans le premier chapitre. Enfin, nous montrons que les effets de l'écume sur les réflectances peuvent être modélisés très simplement et que pour des directions hors glitter le couplage diffusion/réflexion spéculaire entraîne une très faible dépendance des signaux simulés avec la vitesse du vent.

A - DESCRIPTION GENERALE

La simulation du signal tient compte de l'interaction de la lumière avec la couche aérosol et aussi avec la surface. Suivant la surface visée, océan ou terre émergée, le type de réflexion est différent et nous avons défini pour chacune d'entre elles des algorithmes qui leur sont adaptés.

1- Mesures au dessus des océans :

La surface océanique forme un dioptré car elle représente une limite entre deux milieux de propagation différents, l'air et l'eau (fig. 9). Une partie de la lumière incidente est alors réfléchie intensément dans la direction spéculaire (2% pour une incidence verticale, 6 % pour une incidence égale à 60°) tandis que le reste traverse par réfraction cette surface. La lumière réfractée est soit absorbée (canaux proche Infrarouge) soit partiellement rediffusée vers l'atmosphère par les particules en suspension dans l'eau. La fig. 10 représente les différentes contributions au signal mesuré au dessus de l'océan : Nous constatons que la réflectance associée à la couleur de l'eau est importante aux courtes longueurs d'ondes (~443 nm) alors qu'elle est en général très faible par rapport aux signaux atmosphériques dans le proche infrarouge. Pour déterminer les paramètres aérosol, nous n'utiliserons que les réflectances et les réflectances polarisées mesurées entre 665 nm et 865 nm. Un autre élément, l'écume, générée à la surface de l'eau, suite à son agitation par le

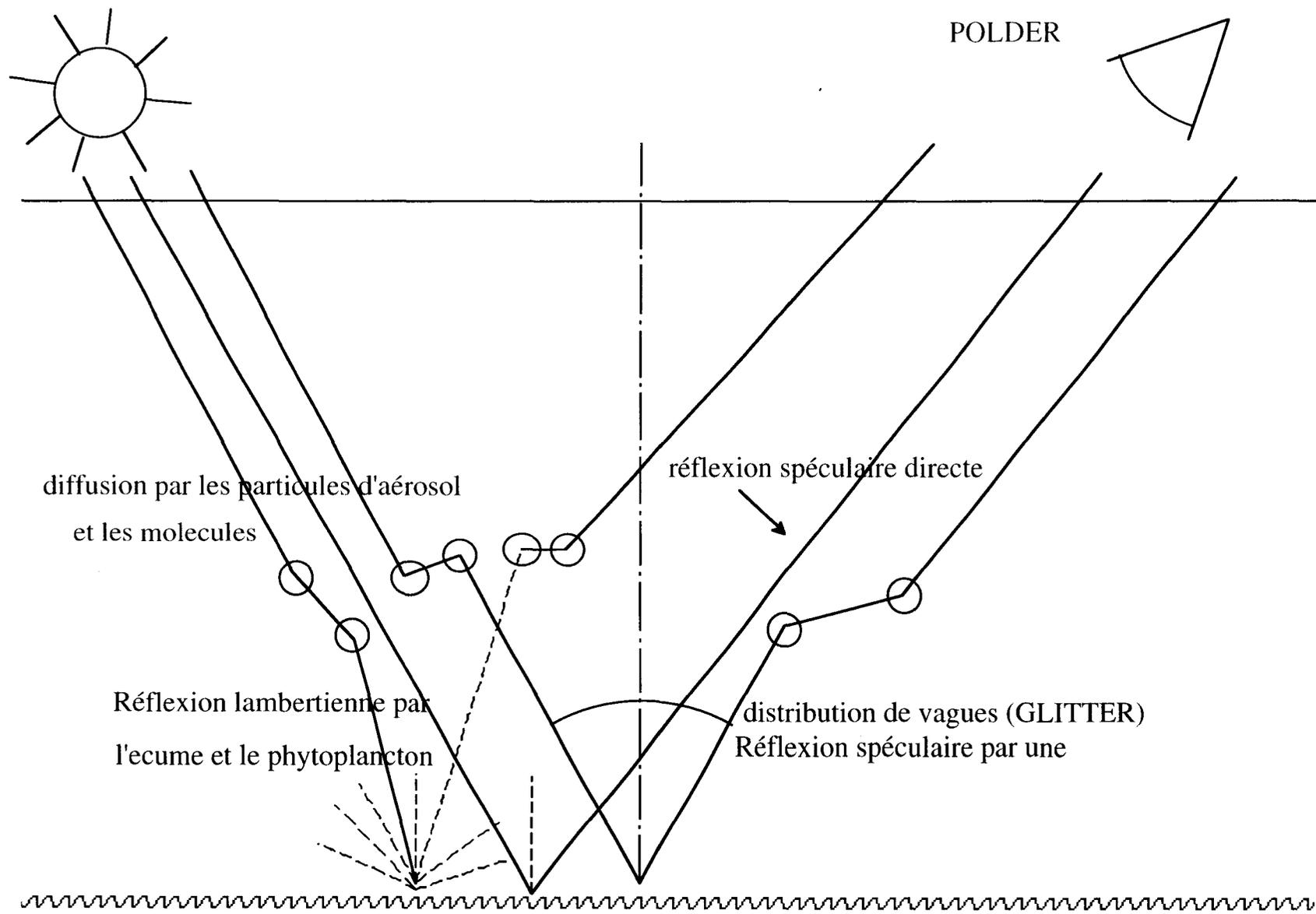


fig. 9 Interactions multiples de la lumière avec l'océan et l'atmosphère.

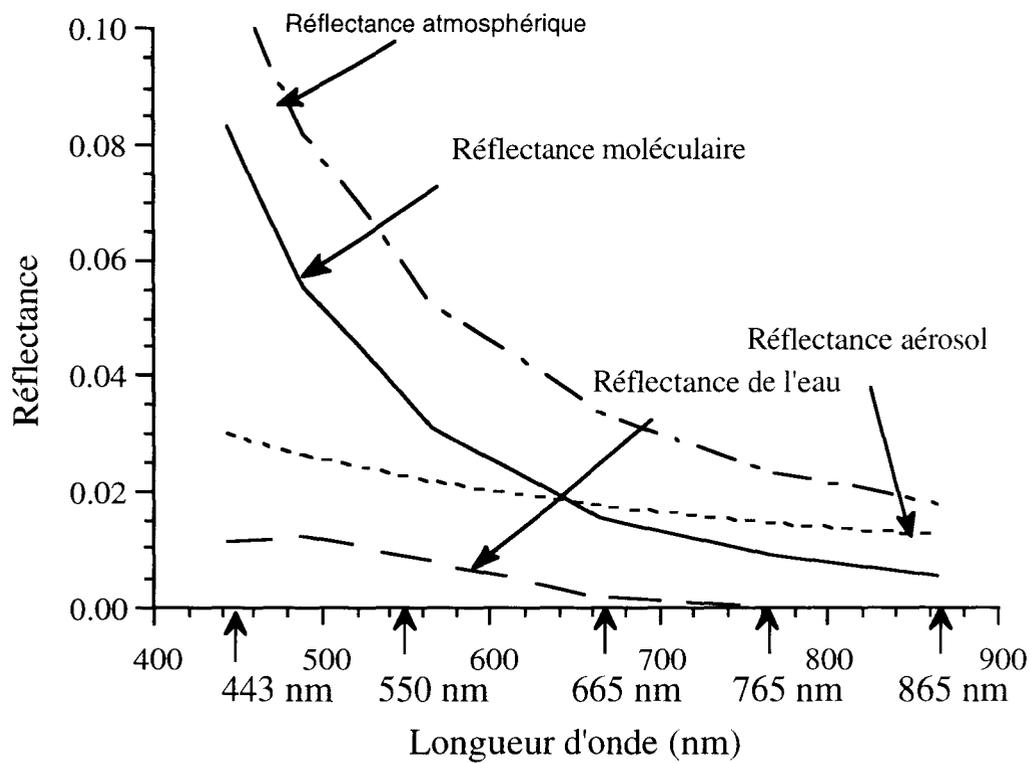


fig. 10 Faible réflectance de l'eau pour des longueurs d'onde proches de l'infrarouge. Dans ce cas, l'océan contribue seulement par sa réflexion spéculaire et par l'écume.

fig. 11 Comparaison de scènes acquises par POLDER aéroporté au dessus de LA CRAU en luminance puis en luminance polarisée . Les détail du sol disparaissent en lumière polarisée qui est alors une mesure caractéristique du rayonnement atmosphérique.

vent, réfléchit isotropiquement le rayonnement incident. On devra tenir compte de ce terme qui, contrairement à la couleur de l'eau, intervient dans tous les canaux. Nous montrerons plus loin que la couleur de l'eau et l'écume qui ont un comportement isotrope n'engendreront pas de lumière polarisée après diffusion par l'atmosphère.

2 - Mesures au dessus des terres émergées :

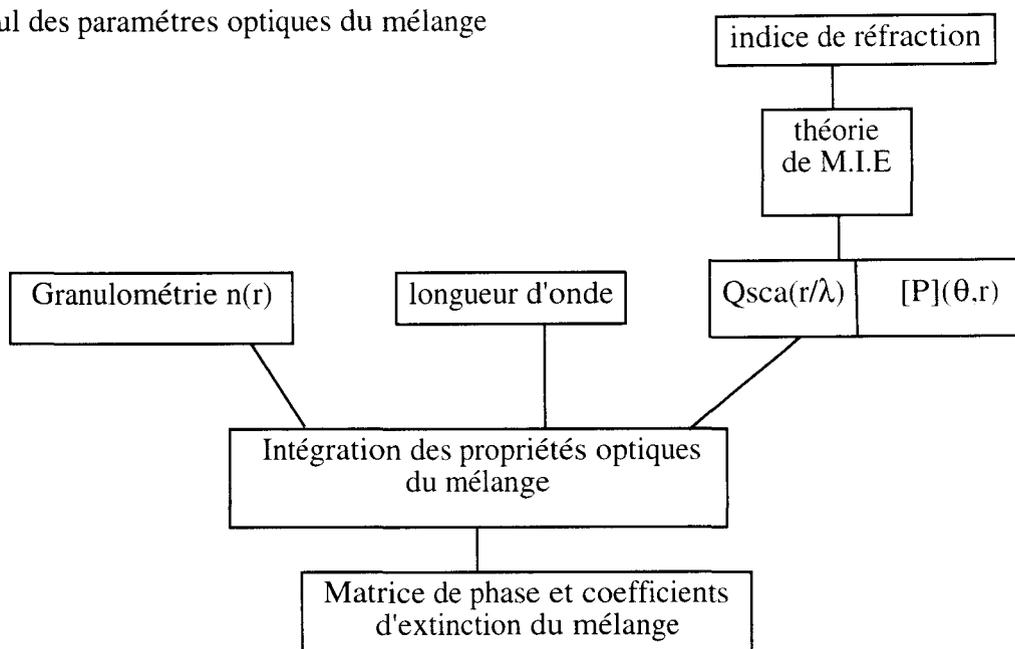
Au dessus des terres émergées, hormis au-dessus des couverts végétaux denses à 443 nm et 675 nm, la réflexion du sol domine largement la diffusion de la lumière par les particules d'aérosol et les molécules. Par contre, pour des sols peu polarisants, la quantité de lumière polarisée est peu influencée par la réflexion de surface. C'est ce que l'on peut constater sur la fig. 11 où on compare pour une même scène POLDER acquise au dessus de la plaine de la Crau les signaux en réflectance et en réflectance polarisée. Les détails du sol que l'on observe en réflectance disparaissent en réflectance polarisée, au profit d'un signal caractéristique de la diffusion par les molécules et les aérosols. Pour traiter automatiquement les acquisitions de POLDER au dessus des terres émergées, seules les réflectances polarisées seront utilisées.

3 - Description du code de transfert radiatif utilisé :

Les différents phénomènes décrits plus haut peuvent être modélisés précisément avec un code de transfert radiatif basé sur les ordres successifs de diffusion qui a été développé au laboratoire. Ce code permet, pour une atmosphère plane et parallèle, de calculer la solution de l'équation de transfert radiatif en fonction de paramètres aérosols donnés (épaisseur optique, Matrice de phase) et pour des conditions aux limites imposées par les surfaces terrestres ou océaniques (cf. fig. 12): cette équation de transfert s'écrit sous forme matricielle, à une profondeur optique δ :

$$\mu \frac{\partial \mathcal{L}(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} = \mathcal{L}(\delta, \mu, \varphi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi'$$

Calcul des paramètres optiques du mélange



Calcul des diffusions multiples

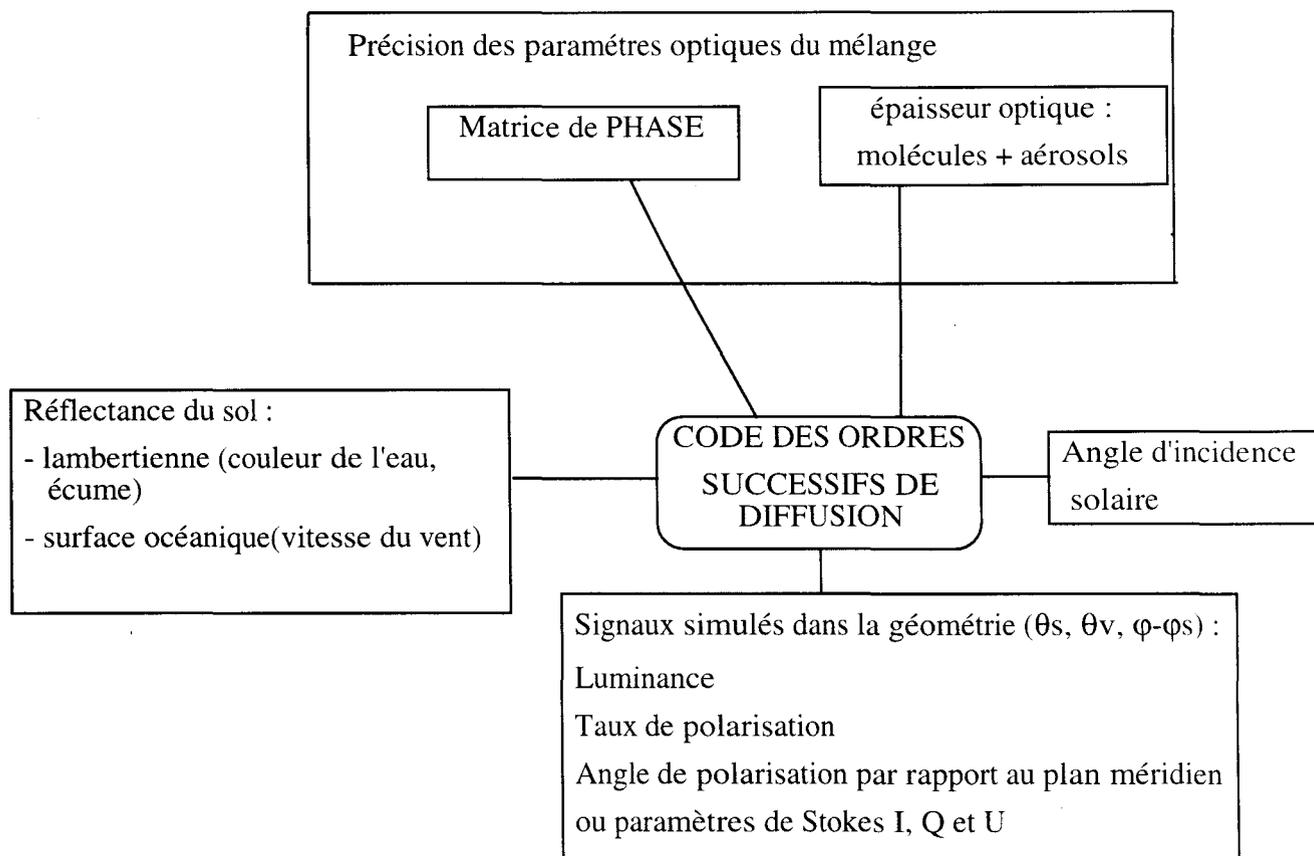


fig. 12 Simulation des quantités radiatives mesurées avec le code des ordres successifs de diffusion

Les conventions sont : $\mu > 0$ pour une luminance "montante". $\delta(\text{haut de l'atmosphère}) = 0$.
 $\delta(\text{sol})=0$.

Pour cette équation, nous n'avons pas scindé le champs de luminance incidente du champs de luminance diffuse. Dans le cas ou on exprime la luminance comme $\mathcal{L}(\delta, \mu, \varphi) = \Delta(\mu - \mu_s)\Delta(\mu - \mu_v)\exp\left(\frac{\delta}{\mu_s}\right)E_s + \mathcal{L}_d(\delta, \mu, \varphi)$, l'équation de transfert s'écrit :

$$\mu \frac{\partial \mathcal{L}_d(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} = \mathcal{L}_d(\delta, \mu, \varphi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}_d(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' - \frac{\omega_0}{4\pi} \mathcal{P}(\mu, \varphi, \mu_s, \varphi_s) \exp\left(\frac{\delta}{\mu_s}\right)$$

Cette équation est résolue en considérant successivement les diffusions d'ordre 1, 2 ...n après avoir décomposé le champs de rayonnement en série de Fourier suivant l'azimut φ [Garcia and Siewert, 11] [Livre de J. Lenoble, 22] [J.L. Deuzé, 9]. Pour chaque ordre de la décomposition en série de Fourier, on est amené à résoudre une équation intégral-différentielle de même type La précision de la méthode est discutée dans la Thèse de J.C. Roger [27].

Pour l'illustration du principe de la méthode, nous considérons la première expression de l'équation de transfert.

à l'ordre 0 aucune diffusion est considérée et l'éclairement solaire incident représenté par E_s est seulement atténué:

$$\mathcal{L}^{\text{ordre } 0} = \exp\left(-\frac{\delta}{\mu}\right) \delta(\mu - \mu_s) \delta(\varphi - \varphi_s) E_s$$

A l'ordre 1, on considère qu'un élément diffusant de la couche, situé à la profondeur optique δ , est éclairé par le faisceau solaire atténué. On doit résoudre l'équation suivante, dans laquelle $\mathcal{L}^{\text{ordre } 1}$ caractérise le champs de luminance pour des photons ayant été diffusés une seule fois :

$$\mu \frac{\partial \mathcal{L}^{\text{ordre } 1}(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} = \mathcal{L}^{\text{ordre } 1}(\delta, \mu, \varphi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}^{\text{ordre } 0}(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi'$$

L'intégration fournit donc le champs de luminance primaire montante et descendante. Pour la diffusion primaire montante, on a :

$$L^{\text{ordre } 1} = \frac{\mu_s}{(\mu - \mu_s)} \frac{\omega_0}{4\pi} P(\theta) E_s \exp\left(\frac{\delta}{\mu_s}\right) \left[\exp\left(-\frac{\delta}{\mu}\right) - \exp\left(-\frac{\delta}{\mu_s}\right) \right]$$

Si on effectue un développement limité de cette expression au premier ordre par rapport à δ , on obtient, en surestimant la luminance primaire, une meilleure approximation du signal que nous avons utilisée dans le premier chapitre sous le terme abusif de luminance en diffusion primaire :

$$L^{\text{ordre } 1} \approx \frac{\delta P(\theta)}{4\pi\mu} E_s$$

par récurrence, on est amené ensuite à calculer les ordres successifs de la diffusion :

$$\mu \frac{\partial L^{\text{ordre } n+1}(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} = -L^{\text{ordre } n+1}(\delta, \mu, \varphi) + \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} P(\mu, \varphi, \mu', \varphi') L^{\text{ordre } n}(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi'$$

On montre aisément que la solution de l'équation de transfert n'est autre que la somme :

$$\mathcal{L} = \sum_{\text{ordre } 0}^{\infty} L^{\text{ordre } i}. \text{ La sommation de cette série est stoppée lorsque les diffusions à l'ordre } n$$

contribuent de façon négligeable au signal total.

Le champs de luminance varie proportionnellement avec l'éclairement solaire incident. Les luminances calculées avec le code d'ordres successifs pourront alors être divisées par E_s pour former une luminance normalisée vis à vis de l'éclairement incident :

$$\text{Luminance normalisée par rapport à l'éclairement solaire: } R_{\text{clai}} = \frac{\pi L}{E_s}$$

On obtient la réflectance bidirectionnelle en divisant πL par le flux reçu au niveau de la couche.

$$\text{c'est à dire } \mu_s E_s : R_{\text{flux}} = \frac{\pi L}{\mu_s E_s}$$

Les luminances normalisées sont calculées en fonction de la géométrie complète de l'observation. Le bruit instrumental est généralement exprimé suivant la première expression (Luminance normalisée / éclairage solaire). La réflectance possède des propriétés de symétrie par rapport aux angles d'incidence solaire θ_s et de visée θ_v suite au principe de réciprocité :

$$R_{\text{flux}}(\theta_s, \theta_v, \varphi_v) = R_{\text{flux}}(\theta_v, \theta_s, \varphi_v)$$

Les luminances et l'état de polarisation caractérisant le rayonnement émergent sont simulés pour des angles d'observations θ_s θ_v et φ_v discrétisés d'une façon particulière. Les angles d'incidence solaire et de visée sont ceux de la quadrature de Gauss qui est utilisée pour les intégrations lors de la résolution de l'équation de transfert. Pour limiter le temps de calcul et le volume des sorties lors des simulations, nous avons choisi une quadrature à 24 noeuds de Gauss. Par ailleurs les observations POLDER sont limitées à des angles de l'ordre de 75°, ce qui fait que nous arrêterons les simulations au noeud de Gauss 21.

No	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Angle	2.8	6.5	10.2	13.9	17.6	21.3	25.1	28.8	32.5	36.2	39.9	43.6
No	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Angle	47.3	51.0	54.7	58.5	62.2	65.9	69.6	73.3	77.0	80.7	84.4	88.1

-> Table des noeuds de Gauss

Le champs de rayonnement étant développé en série de Fourier de l'azimut relatif $\varphi_v = \varphi - \varphi_s$, le choix des angles azimutaux a été fait en mettant en opposition dimension de stockage et précision des interpolations. Pour les algorithmes nous avons choisi un pas de 5 degrés tandis que pour l'étude présente nous considérerons un pas de 10 degrés, qui nous le verrons plus loin, est déjà bien suffisant. Les angles de visée associés à un pixel ne coïncident pas avec les valeurs discrètes que nous venons de présenter. Des schémas d'interpolations permettent alors de calculer en fonction des tableaux de simulation les quantités radiatives correspondant à des visées

intermédiaires. Nous rappellerons que les paramètres de Stokes obéissent aux relations de symétrie suivantes :

$$I(-\varphi_V)=I(\varphi_V) \quad Q(-\varphi_V)=Q(\varphi_V) \text{ développement en série suivant } \cos(\varphi)$$

$$U(-\varphi_V)=-U(\varphi_V) \text{ développement en série suivant } \sin(\varphi)$$

Plan de référence choisi pour représenter la polarisation :

La polarisation du rayonnement émergent est caractérisée par les paramètres de Stokes Q et U qui sont repérés en sortie du code des ordres successifs par rapport au plan méridien. Ce plan est défini par la direction de visée et la normale à la couche. Toutefois, en diffusion primaire, la direction de polarisation étant soit orthogonale soit parallèle au plan de diffusion (plan formé par la direction d'incidence solaire et la direction de visée), il est intéressant de repasser à ce plan de référence. Ceci est d'autant plus judicieux qu'en polarisation les effets de diffusions multiples sont moins importants qu'en luminance.

On passe d'un système d'axes à l'autre par une rotation d'angle χ :

Un calcul vectoriel effectué par rapport au plan méridien nous permet d'exprimer aisément les valeurs trigonométriques de l'angle χ en fonction des angles d'observation:

$$\cos(\chi) = \frac{\cos(\theta_s)\sin(\theta_v) + \sin(\theta_s)\cos(\theta_v)\cos(\varphi)}{\sin(\theta)} \quad \sin(\chi) = \frac{\sin(\theta_s)\sin(\varphi)}{\sin(\theta)}$$

puis de définir la matrice de rotation :

$$\begin{bmatrix} I_{\text{diff}} \\ Q_{\text{diff}} \\ U_{\text{diff}} \\ V_{\text{diff}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\chi) & \sin(2\chi) & 0 \\ 0 & -\sin(2\chi) & \cos(2\chi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{\text{mer}} \\ Q_{\text{mer}} \\ U_{\text{mer}} \\ V_{\text{mer}} \end{bmatrix}$$

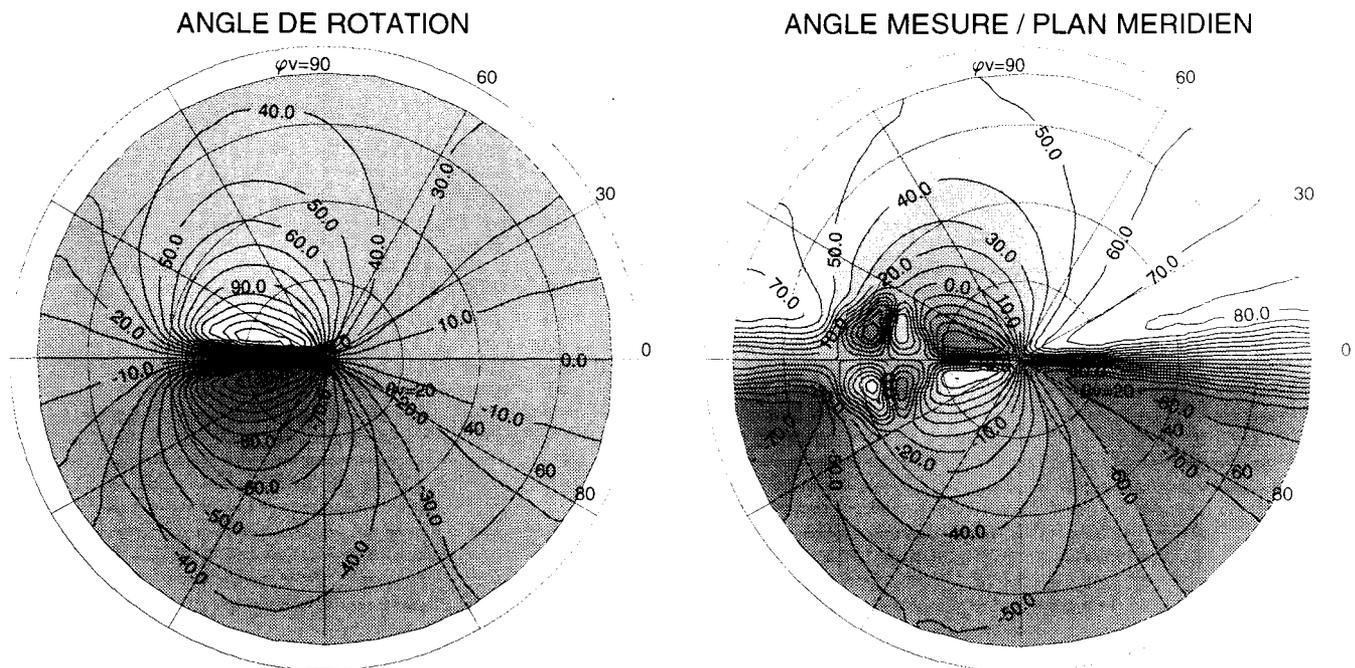
Les indices "diff" (resp. "mer") signifiant "par rapport au plan de diffusion" (resp. "par rapport au plan méridien").

Pour illustrer ceci, nous avons évalué le signal atmosphérique (avec un fond non réfléchissant) pour un modèle d'aérosol donné (Loi de jauge de pente 4.0, épaisseur optique fixée à 0.3) et une incidence $\theta_s = 36$ degrés. Les figures 13 c-d représentent en coordonnées polaires (rayon = θ_v , angle polaire = ϕ_v) Q et U repérés par rapport au plan méridien pour $\theta_v < 75^\circ$ et tous les azimuts possibles. La figure est symétrique par rapport à l'axe $\phi_v=0$ pour le paramètre Q (il se décompose en série de $\cos(\phi)$) et antisymétrique en U (décomposition en $\sin(\phi)$). On note que, repérés par rapport au plan méridien, Q et U ont des valeurs comparables. En effet on peut écrire :

$$Q = L_p \cos(2\chi_{mer}) \text{ et } U = L_p \sin(2\chi_{mer})$$

où $L_p = \sqrt{Q^2 + U^2}$ est la quantité de lumière polarisée et χ_{mer} , l'angle repérant la direction de polarisation par rapport au plan méridien (fig. 13 b : Angle χ_{mer} , fig. 13 a : Angle de rotation).

La fig. 14 représente les mêmes grandeurs repérées par rapport au plan de diffusion. On constate que le paramètre Q_{diff} est beaucoup plus grand que U_{diff} , terme pratiquement nul. Pour une même géométrie de visée on a $Q_{mer}^2 + U_{mer}^2 = Q_{diff}^2 + U_{diff}^2$ car la quantité de lumière polarisée se conserve par changement de référentiel. L'angle de polarisation par rapport au plan de diffusion χ_{diff} , est, dans la majorité des cas proche de 90° , ce qui signifie que le rayonnement est polarisé orthogonalement au plan de diffusion comme pour la diffusion moléculaire. L'axe représentant la direction de polarisation peut, en retrodiffusion, devenir parallèle au plan de diffusion après un zéro de polarisation : l'angle χ vaut alors zéro. Dans les deux cas $U_{diff} = \sin(2\chi) = 0$ alors que $Q_{diff} = \pm L_p$. On retrouve cette distinction sur les figures 15 et 16. On notera qu'au voisinage d'un zéro de polarisation (ici vers $\theta = 170^\circ$) l'angle χ varie rapidement et passe par des valeurs intermédiaires entre 90° et 0° (ou 180°). On note aussi que la quantité $\mu_v Q$ est particulièrement bien corrélée à l'angle de diffusion θ .



PARAMETRES DE STOKES

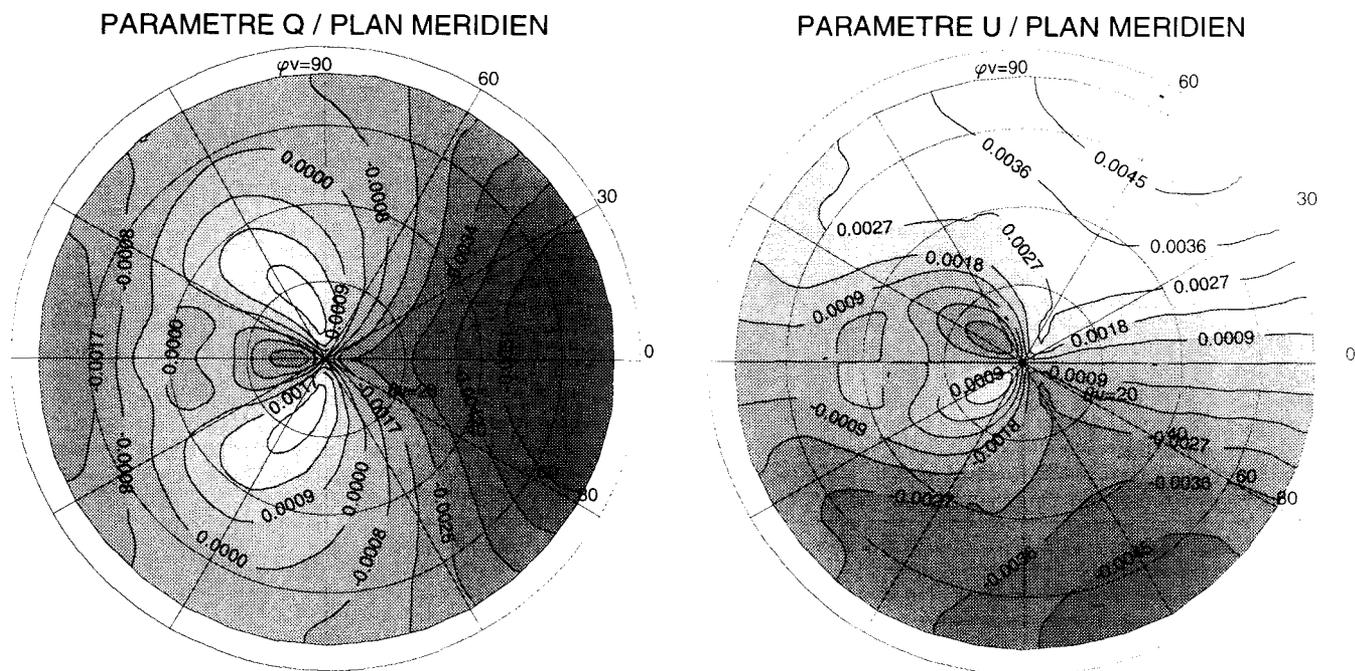


fig. 13 Représentation polaire des angles de polarisation et de rotation. Le référentiel choisi pour la mesure de polarisation est ici le plan méridien. Les paramètres de Stokes Q et U sont du même ordre de grandeur.

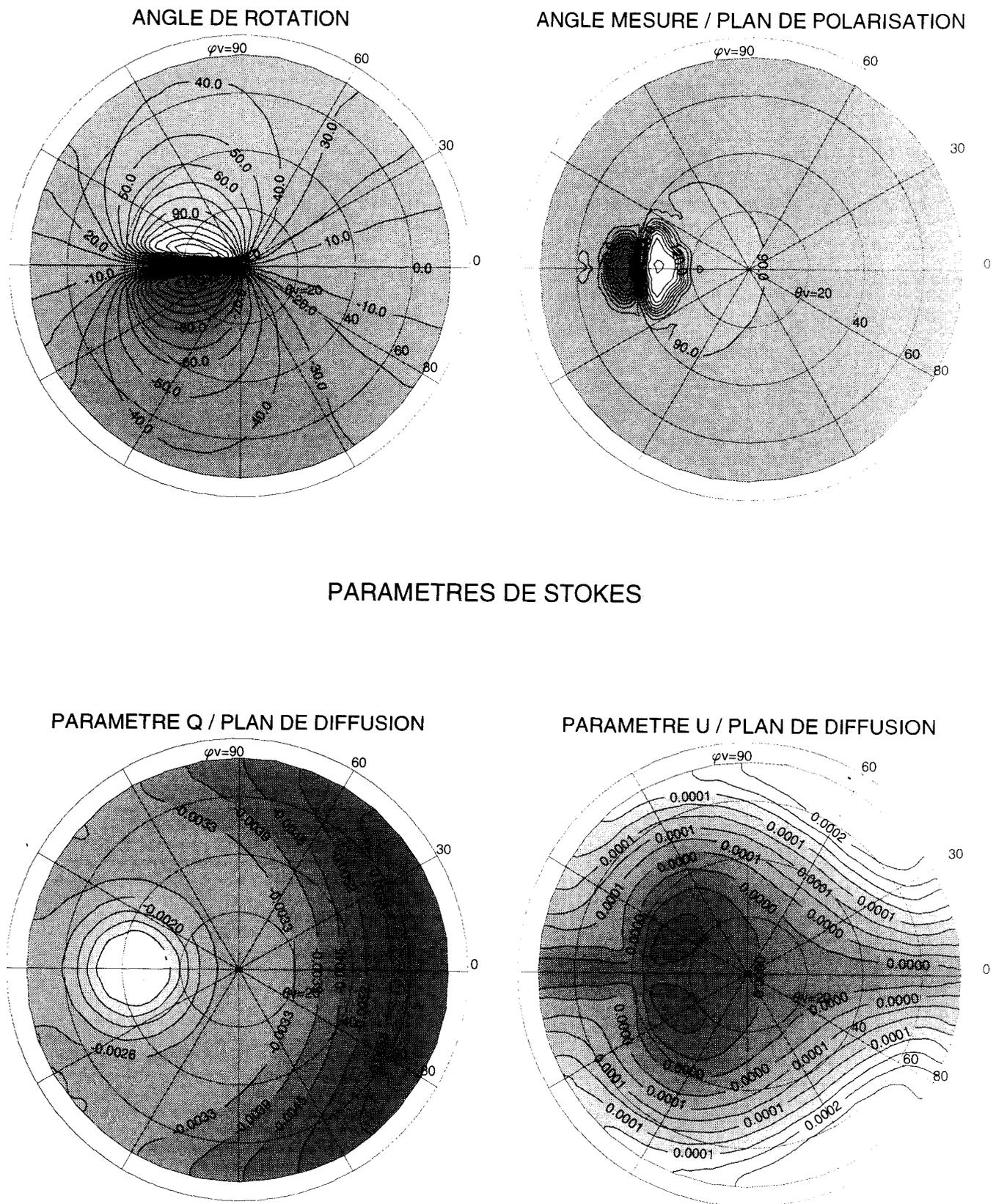


fig. 14 Représentation polaire des angles de polarisation et de rotation. Le référentiel choisi pour la mesure de polarisation est ici le plan de polarisation. le paramètre de Stokes U est alors négligeable devant Q. La direction de polarisation est soit orthogonale au plan de polarisation ($\chi_{diff}=90$ degrés) soit parallèle ($\chi_{diff}=0$ degrés).

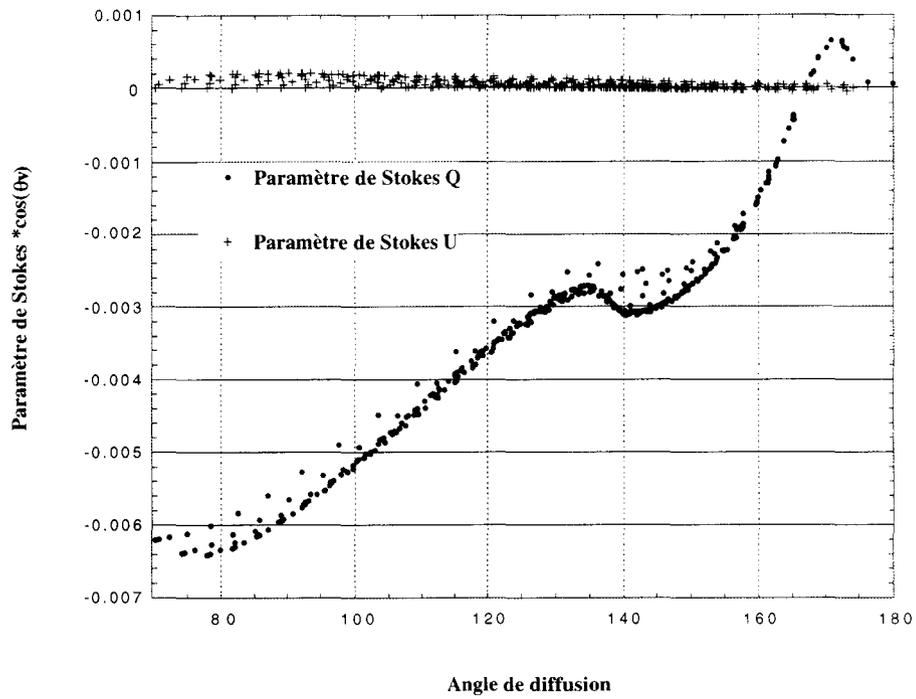


fig. 15 Les paramètres de Stokes sont représentés ici par rapport au plan de diffusion

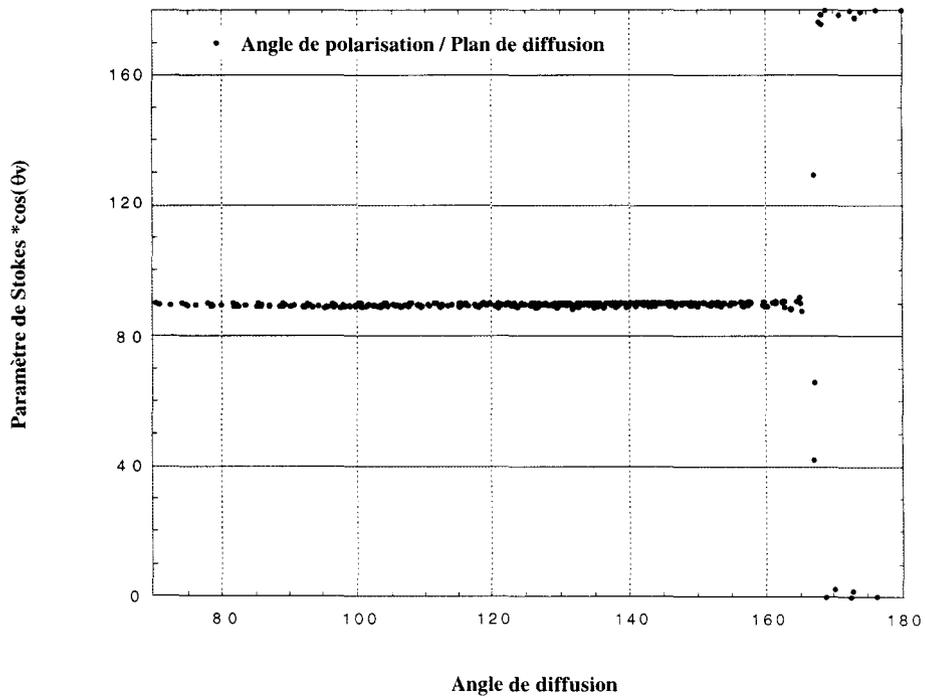


fig. 16 Angle de polarisation par rapport au plan de diffusion.

B - EFFET DES DIFFUSIONS MULTIPLES AU SEIN DE L'ATMOSPHERE

1 - dépendance géométrique du signal atmosphérique :

Lorsque l'atmosphère devient turbide, c'est à dire pour une épaisseur optique importante, l'hypothèse de diffusion primaire n'est plus valable et un photon peut être diffusé plusieurs fois avant de sortir de l'atmosphère. Grâce au code de transfert radiatif nous étudions l'influence de la turbidité et de la condition d'observation sur les signaux simulés et sur les diffusions multiples. Nous verrons que, moyennant certaines restrictions sur l'angle zénithal et l'épaisseur optique de la couche, il est possible comme en diffusion primaire d'exprimer le signal atmosphérique en fonction de l'angle de diffusion. Dans un premier temps, nous considérons des observations faites au dessus d'un sol noir. La surface interviendra par la suite en ajoutant les termes de couplage sol/atmosphère :

$$\text{sol noir : } \check{R} = \check{R}_{\text{atm}}$$

$$\text{sol réfléchissant : } \check{R} = \check{R}_{\text{atm}} + \check{R}_{\text{coupl atm/sol}} + \check{R}_{\text{sol}}$$

\check{R} représente le vecteur de Stokes (I,Q,U). Au dessus des océan $\check{R}_{\text{coupl atm/sol}}$ est un terme tenant compte des interactions entre le glitter, la réflexion par l'écume et l'atmosphère; \check{R}_{sol} représente la contribution directe du sol atténuée par la traversée de l'atmosphère. Au dessus de surfaces non polarisantes (ex: Terres émergées) ce terme n'existe pratiquement qu'en lumière totale.

Lorsque l'épaisseur optique est faible, nous avons approximé la luminance atmosphérique par :

$$\check{R}(\theta_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\delta P(\theta)}{4 \cos(\theta_v)} \text{ avec } R = \frac{\pi L}{E_s}$$

$\mathring{P}(\theta)$ représente la matrice de phase du mélange aérosols-molécules. Cette fonction est une combinaison linéaire de la matrice de phase associée aux particules et de la matrice de phase moléculaire :

$$\mathring{P}_{\text{mélange}}(\theta) = \frac{\delta_{\text{aer}}}{\delta} \mathring{P}_{\text{aer}}(\theta) + \frac{\delta_{\text{rayleigh}}}{\delta} \mathring{P}_{\text{rayleigh}}(\theta)$$

où $\delta = \delta_{\text{aer}} + \delta_{\text{rayleigh}}$ représente l'épaisseur optique totale du mélange. Pour une épaisseur optique aérosol grande devant l'épaisseur optique moléculaire, la fonction de phase du mélange tend vers la fonction de phase aérosol. D'autre part :

$$\mathring{P}_{\text{rayleigh}}(\theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2(\theta)) \text{ et } R\mathring{P}_{\text{rayleigh}}(\theta) = \frac{3}{4} \sin^2(\theta)$$

Ces fonctions sont indépendantes de la longueur d'onde. Seule l'épaisseur optique moléculaire varie spectralement proportionnellement à λ^{-4} . A 865 nm nous avons fixé une valeur de 0.0163 pour l'épaisseur optique moléculaire. Nous intéressant aux signaux mesurés à 665 nm, nous considérons une épaisseur optique moléculaire $\delta_{665} = 0.047$.

Suivant l'approximation présentée au début de ce paragraphe, la quantité $\cos(\theta_v) \mathring{R}_{\text{multiple}}(\theta_s, \theta_v, \phi_v) \approx \frac{\delta \mathring{P}(\theta)}{4}$ ne dépend que de l'angle de diffusion θ : C'est ce que l'on observe sur les graphes présentés en fig. 17 et 18 sur lesquelles toutes les observations correspondant à une BRDF ont été reportées. Nous avons considéré pour de telles figures des calculs exacts en diffusions multiples. L'angle d'incidence solaire vaut 36° ; les angles zénithaux varient entre 0 et 73° et les angles azimutaux entre 0 et 180° . Le modèle d'aérosol est représenté par une loi de Junge de pente 4.5. Pour la plupart des points on note un regroupement de $\mu_v R_{\text{mult}}$ en fonction de l'angle de diffusion θ , calculé pour chaque direction d'observation. Ceci est moins vrai pour des milieux turbides ($\delta \geq 0.5$) ou pour des visées et des incidences solaires obliques c'est à dire lorsque la quantité $\delta \left(\frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v} \right)$ devient importante. Pour de tels cas, il faudra tenir compte de l'ensemble de la géométrie d'observation pour calculer le rayonnement émergent. Néanmoins,

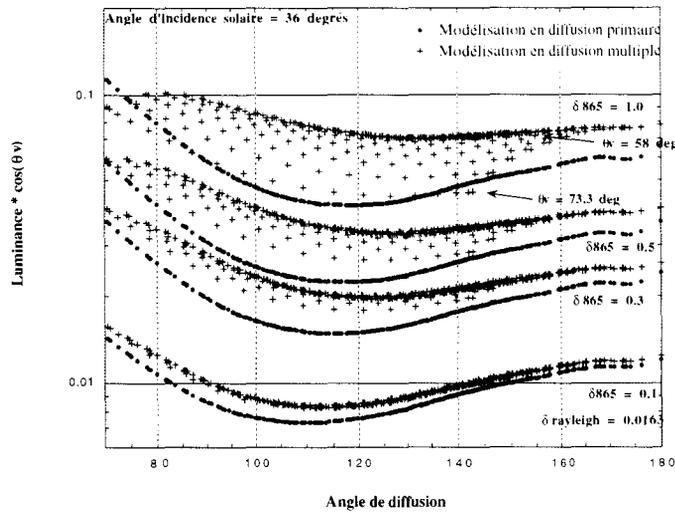


fig. 17 La luminance normalisée, corrigée de l'effet de masse d'air, est, dans la majeure partie des conditions d'observation, fonction de l'angle de diffusion. Cet angle, dans le cas d'une observation au dessus d'un sol noir, est la variable angulaire principale. On remarque néanmoins que la diffusion primaire ne permet pas une modélisation précise des signaux en diffusions multiples. Les angles de visées pour lesquels les luminances ne sont pas fonction de l'angle de diffusion sont compris entre 58 et 73 degrés (épaisseur optique = 1.0).

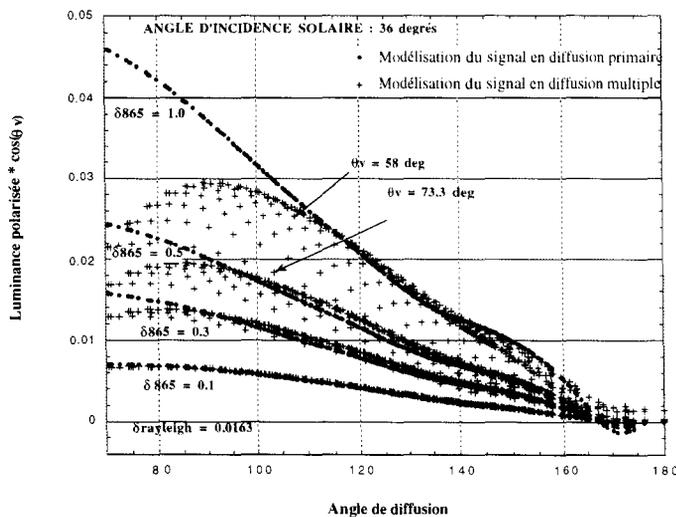


fig. 18 On observe une meilleure corrélation entre les luminances polarisées calculées en diffusion multiple et l'angle de diffusion. Les diffusions multiples ont une influence moindre sur les quantités représentant l'état de polarisation de la lumière diffusée.

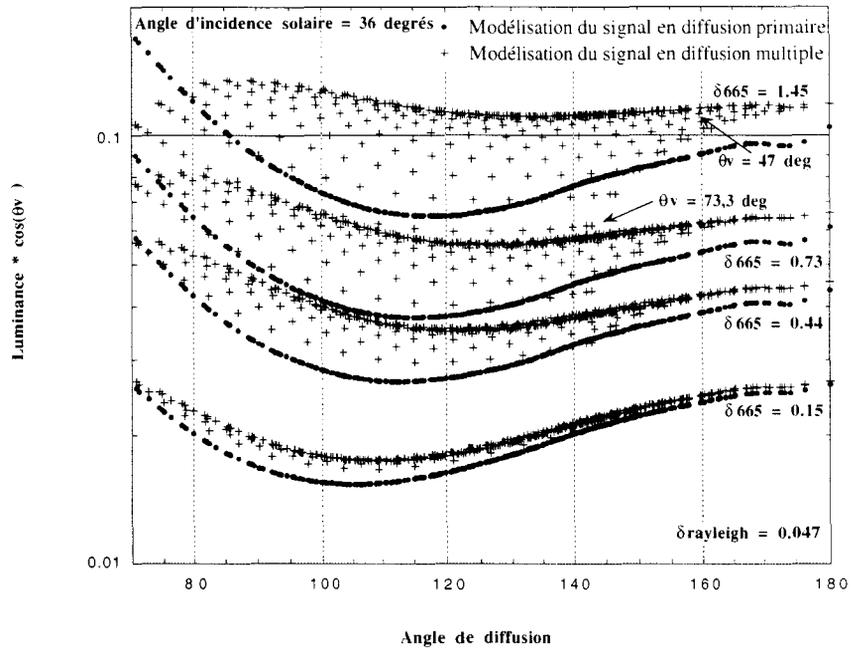


fig. 19 Autour de 665 nm les épaisseurs optiques correspondant à la loi de Junge de pente 4.5 sont plus importantes. Les effets de diffusion multiple le seront aussi

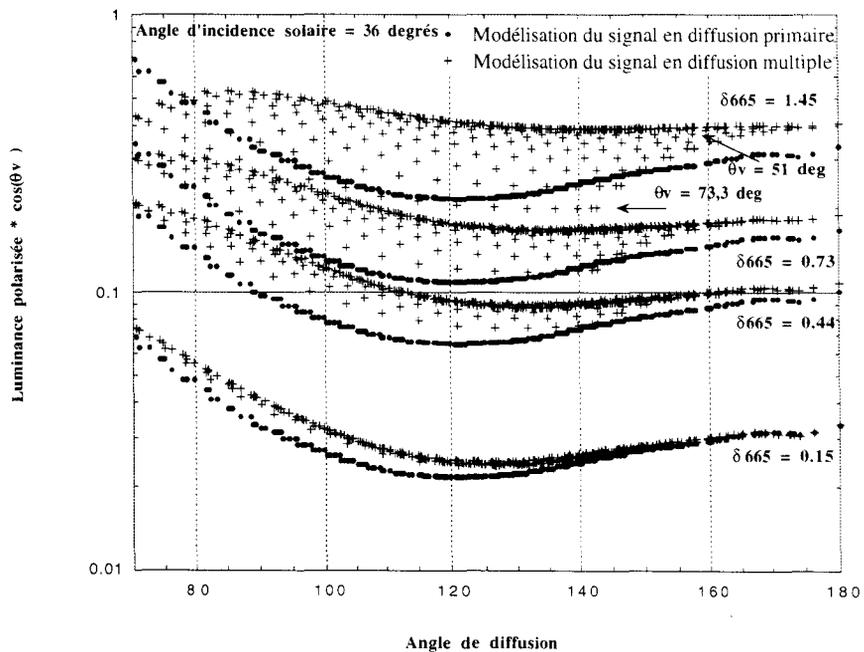


fig. 20 Luminances polarisées pour les mêmes épaisseurs optiques.

en limitant les angles de visées à 58 degrés, la dispersion des luminances et des luminances polarisées est faible.

Conjointement aux signaux évalués en diffusion multiples, nous avons représenté les signaux évalués suivant l'hypothèse de diffusion primaire. On constate un écart très important sur les réflectances corrigée par $\cos(\theta_v)$ entre ces deux formulations du signal même si on considère une épaisseur optique égale à 0.1. Néanmoins nous remarquerons que les réflectances et les réflectances polarisées corrigées de l'effet de masse d'air ont suivant l'angle de diffusion un comportement directionnel très semblable aux signaux déduits en diffusion primaire. Les remarques que nous avons faites dans le chapitre précédent concernant la sensibilité des mesures multidirectionnelles aux paramètres aérosols restent en bonne partie valable si on considère les diffusions multiples au sein de l'atmosphère. D'autre part, que ce soit autour de 865 nm ou de 665 nm, les signaux simulés augmentent non linéairement mais de façon monotone avec l'épaisseur optique. On remarquera que les effets de diffusions multiples sont moins importants pour les quantités représentant l'état de polarisation. En effet, pour de telles acquisitions les calculs en diffusion primaire et en diffusion multiple ne diffèrent significativement qu'à partir d'une épaisseur optique proche de 0.5. Pour une plus faible longueur d'onde ($\lambda = 665$ nm), les épaisseurs optiques sont plus importantes qu'à 865 nm pour le même modèle suite à l'augmentation du coefficient d'extinction et les effets de diffusions multiples sont plus importants (voir fig. 19 et 20).

2 - Limites de la modélisation suivant l'angle de diffusion :

Représenter l'ensemble des conditions d'observation suivant un seul paramètre géométrique, l'angle de diffusion, permet de simplifier et d'accélérer la procédure de simulation du signal dans les algorithmes d'inversion. Ceci est exploité dans l'algorithme d'inversion prévu au dessus des terres émergées car seules les réflectances polarisées atmosphériques sont considérées. Par ailleurs, il est reconnu que pour l'analyse de scènes acquises au dessus des Terres émergées, il y aura plus de bruit induit par la réflexion au niveau de la surface qui parfois contribue quelque peu

au signal polarisé mais aussi par la grande variabilité spatiale et spectrale des reflectances de sol. De ce fait, l'algorithme prévu est très simplifié (peu de modèles, approximation de linéarité des signaux polarisés avec l'épaisseur optique, dépendance angulaire simplifiée). Nous nous intéressons ici aux limites qu'il faut imposer aux angles d'incidence solaire et de visée pour que la représentation des signaux en fonction de l'angle de diffusion soit suffisamment précise. Pour cela nous avons considéré toutes les géométries possibles ($\theta_s < 73^\circ$, $\theta_v < 73^\circ$, $\varphi_v = 0^\circ \rightarrow 180^\circ$) puis éliminé des directions d'observation pour lesquelles les luminances et les luminances polarisées sont trop éloignées de la fonction représentant les variations moyennes suivant l'angle de diffusion. Les fig. 21 et 22 représentent les angles retenus suite à cette procédure. On remarquera que les limites sont plus importantes pour les réflectances polarisées car elles sont moins sensibles aux diffusions multiples. Enfin, nous avons tracé, en fig. 23 et 24, les fonction moyenne $R(\theta)$ et $RP(\theta)$ qui représente la variation des signaux mesurés par POLDER s'ils sont situés dans les limites précédentes. On voit (fig. 24) que le bruit résiduel en luminance polarisée ($\Delta L_p \sim 0.75$ millièmes pour une épaisseur optique égale à 0.5 et $\theta = 110^\circ$), s'il était le seul bruit, permettrait d'atteindre une bonne précision sur l'épaisseur optique ($\Delta\delta = 0.01$ pour une épaisseur optique égale à 0.3, $\Delta\delta = 0.05$ pour une épaisseur optique égale à 0.5 : angle de diffusion 110°). Du fait de la limitation des angles d'observations θ_v et θ_s à 44° (luminances) ou 51° (Luminances polarisées), des points situés au bord de la trace POLDER (voir fig. 4) ne pourront pas être traités. Il en est de même pour des pixels situés à des latitudes élevées ou l'incidence solaire est trop importante.

Si on désire tenir compte de situations plus turbides ou de conditions d'observation plus inclinées, il est nécessaire de modéliser les signaux en fonction de la géométrie complète de l'observation. La dépendance des signaux en fonction de l'angle de diffusion peut être utilisée pour améliorer la précision des interpolations de la composante atmosphérique entre les angles d'incidence solaire, les angles de visée et l'azimut. Pour simplifier la notation on considérera une interpolation entre deux angles de visée θ_{v1} et θ_{v2} encadrant θ_v . Pour chacun d'entre eux nous choisirons deux azimut φ_{v1} et φ_{v2} tels que :

$$\cos(\theta(\varphi_{v1})) < \cos(\theta) < \cos(\theta(\varphi_{v2}))$$

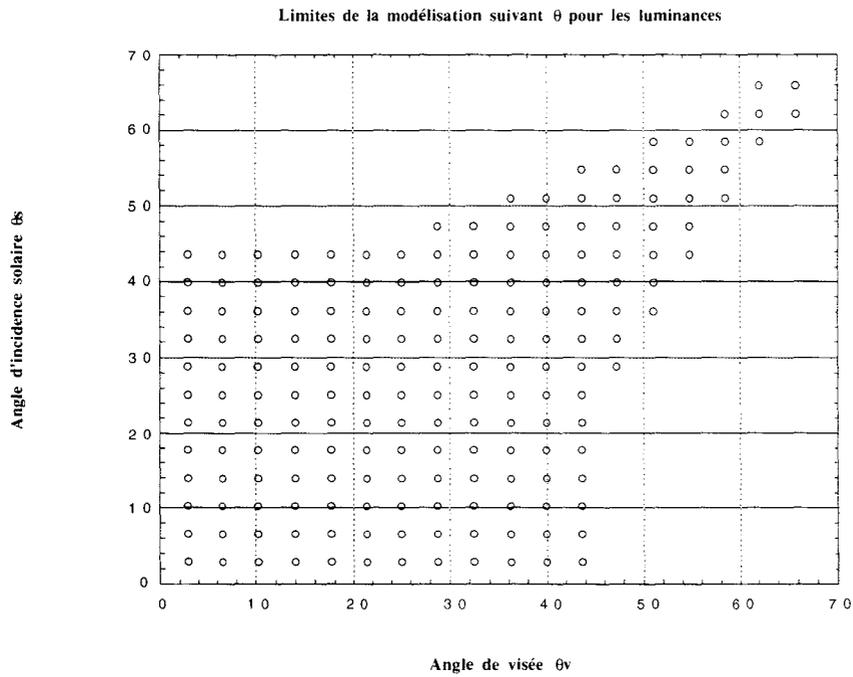


fig. 21 La modélisation suivant l'angle de diffusion n'est valable que pour des conditions d'observation limitées par les diffusions multiples. Dans ce cas, nous limiterons les angles θ_s et θ_v à 44 degrés.

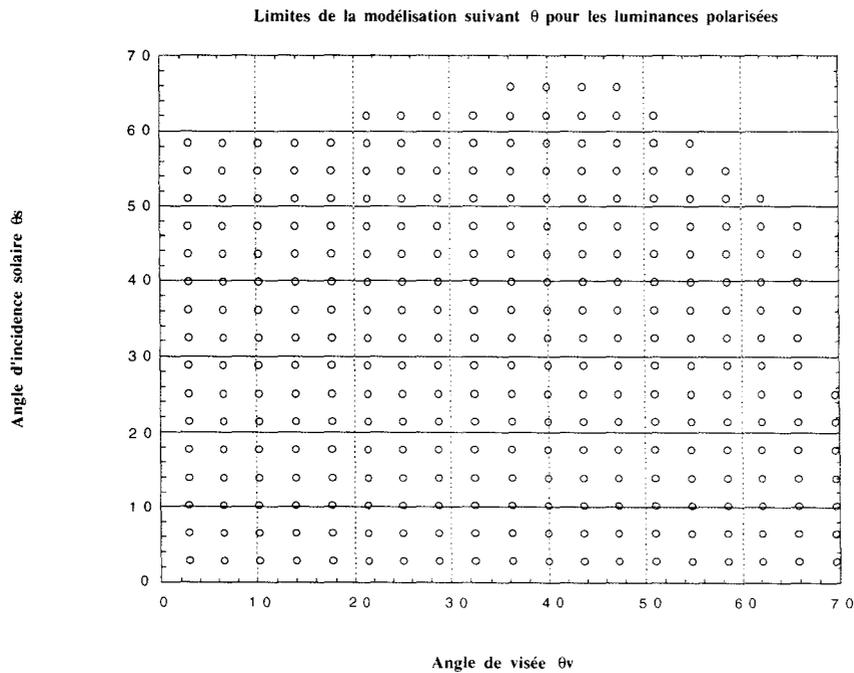


fig. 22 La limite pour les réflectances polarisées est plus importante car cette quantité est moins sensible aux diffusions multiples. La limite que nous avons considérée par la suite vaut 51 °.

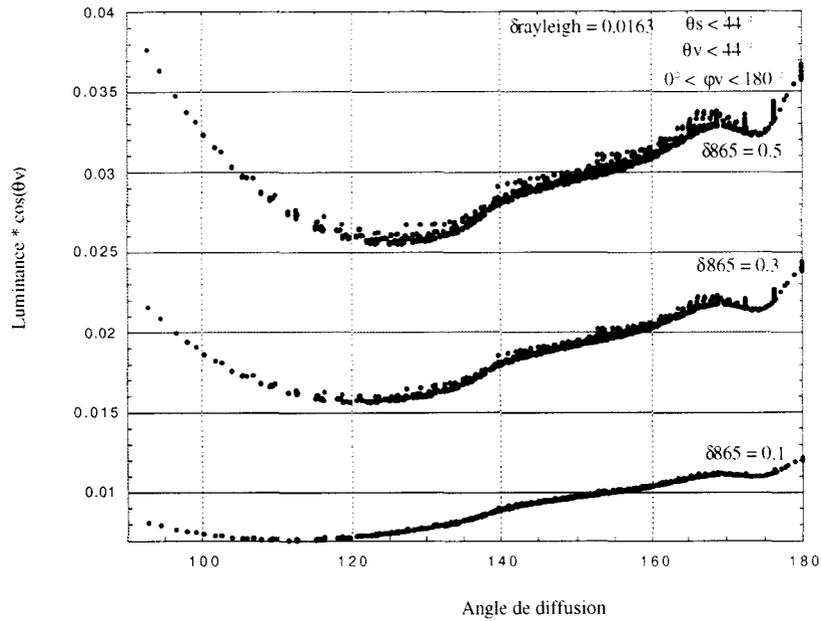


fig. 23 Les luminances corrigées par $\cos(\theta_v)$ ont été représentées en fonction de l'angle de diffusion. Nous ne nous limitons pas ici à un seul angle d'incidence solaire mais nous faisons varier sa valeur entre 0° et 43° . On peut alors déduire une fonction $R(\theta)$ pour représenter les luminances corrigées en fonction de l'ensemble des conditions d'incidence solaire et de visée.

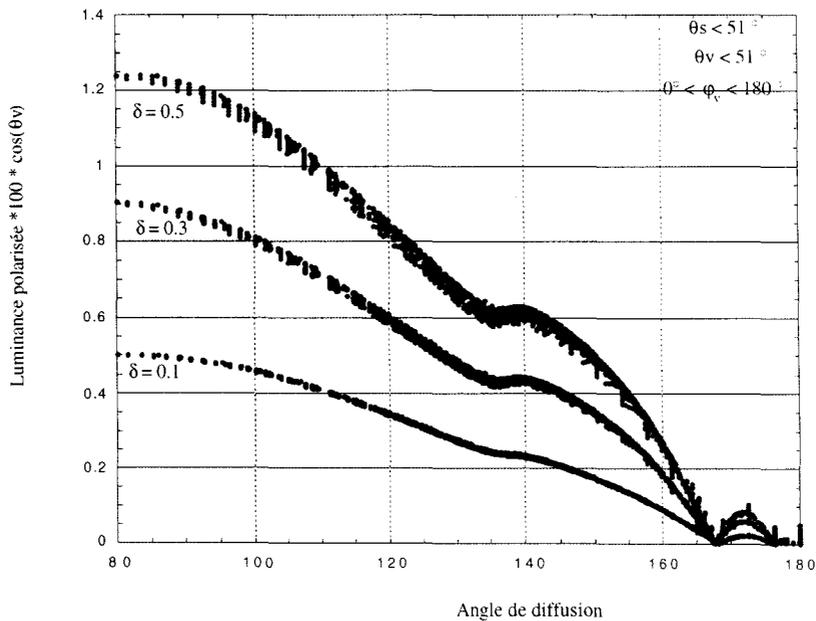


fig. 24 Même remarque sur les quantités de lumière polarisées représentées par $RP(\theta)$

L'interpolation suivant $\cos(\theta)$ des valeurs précalculées définies par ϕ_{v1} et ϕ_{v2} permet de calculer en chaque angle d'incidence θ_{vi} la luminance correspondant à l'angle de diffusion θ . L'interpolation sera meilleure ainsi car les luminances varieront d'une façon minimale entre des angles d'incidence solaire et de visée si l'angle de diffusion reste constant. Au dessus des océans, nous verrons que s'ajoute un terme de couplage qui représente les interactions entre la diffusion atmosphérique et la réflexion spéculaire. En luminance, nous pourrions montrer que le couplage est corrélé à l'angle de diffusion du glitter (voir partie suivante) et nous pourrions simplifier la relation liant les réflectances mesurées par POLDER en considérant deux angles d'observation. En polarisation, la complexité de la modélisation du couplage glitter/diffusion atmosphérique implique toute la géométrie de visée et on ne pourra pas mettre à profit les remarques précédentes.

C - MODELISATION DES OBSERVATIONS AU DESSUS DES OCÉANS

Au dessus des océans, on comprend que les réflexions sur la surface jouent un rôle important. Nous avons donc tenté de simplifier la formulation du terme de couplage, représentatif des interactions multiples entre les réflexions au niveau de la surface et la diffusion atmosphérique, pour réduire le nombre de paramètres nécessaires à la simulation et améliorer notre compréhension du signal.

1 - influence de la réflexion spéculaire au dessus de l'océan :

La surface océanique réfléchit spéculairement une partie de l'énergie solaire incidente. Sous l'action éolienne, des vagues apparaissent et déforment le dioptré, ce qui a pour effet d'étaler la B.R.D.F. En effet on remarque (voir fig. 25) que pour un vent faible (2m/s), la tache de réflexion est très localisée autour de la direction dite spéculaire alors que pour des vents plus importants (10 m/s) la tache s'est élargie. La mesure à l'aide de photographies aériennes de cette réflexion océanique a permis à Cox et Munk [1954, 3] de définir un modèle de distribution de pentes de vagues que nous allons utiliser pour simuler le signal satellitaire. La vitesse du vent apparaît dans

ANGLE D'INCIDENCE SOLAIRE : 36 deg

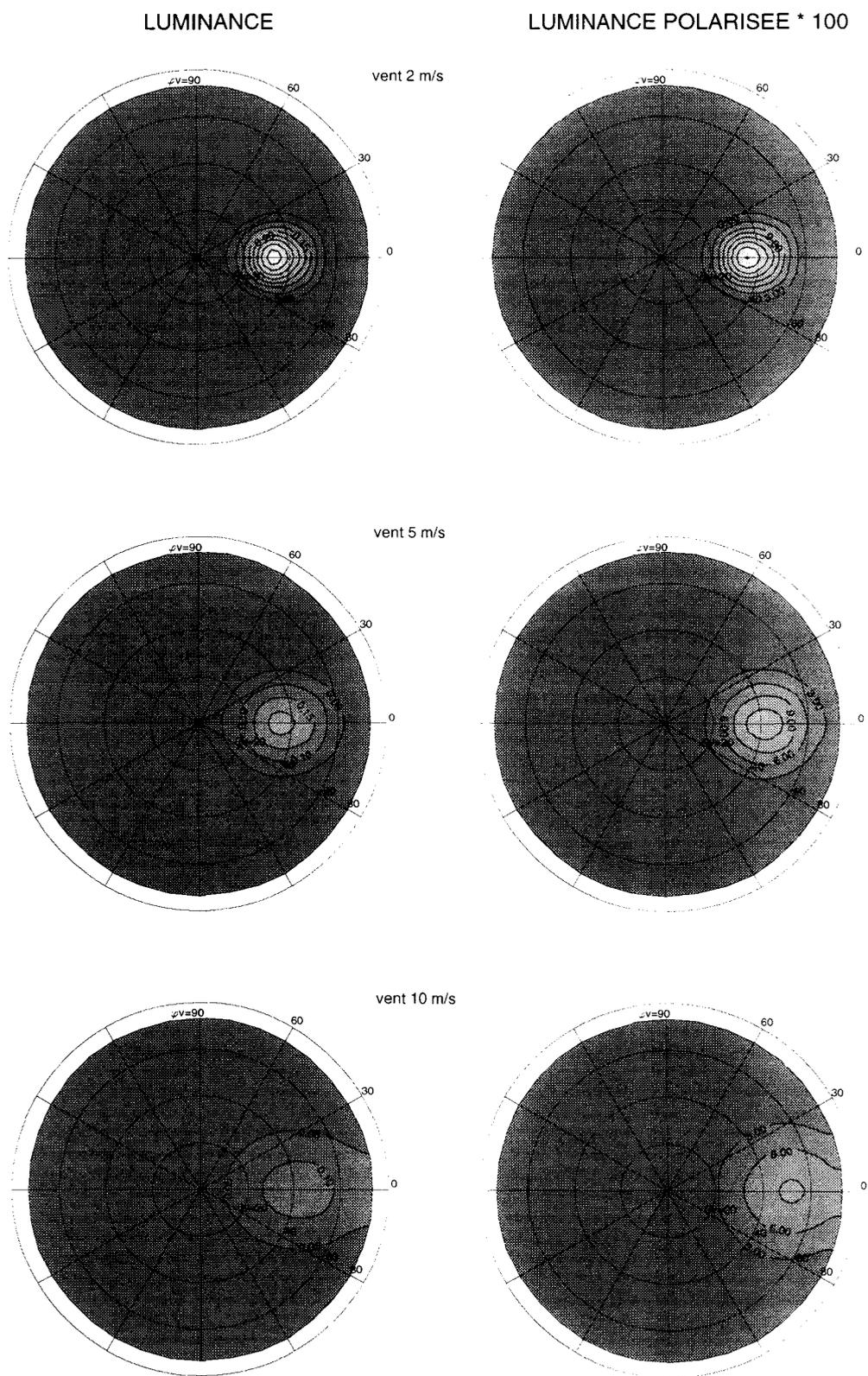


fig. 25 B.R.D.F et B.P.D.F correspondant à une réflexion spéculaire sur une distribution de vague définie par un modèle de Cox et Munk. On note l'étalement de la tache de réflexion suivant la vitesse du vent.

ce modèle comme le paramètre essentiel car elle permet de définir la distribution angulaire des pentes de vagues :

$$P(Z_x, Z_y) = \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{Z_x^2 + Z_y^2}{\sigma^2}\right) \text{ avec } \sigma^2 = 0.003 + 5.12 \cdot 10^{-3} * \text{vitesse du vent}$$

Z_x et Z_y représentent les coordonnées de la normale aux pentes de vagues dans un repère lié au plan horizontal. $P(Z_x, Z_y)$ représente la densité de probabilité d'obtenir, pour une vitesse de vent donnée, une vague définie par Z_x et Z_y .

On remarque (fig. 25) que la lumière réfléchie est fortement polarisée. Dans la tache du glitter, le signal observé depuis l'espace est très supérieur à celui généré par les aérosols (ou la couleur de l'eau) : cette région de l'image ne sera pas utilisée dans les algorithmes en dehors d'applications liées à l'étalonnage (étalonnage interbande, suivi de l'étalonnage en polarisation). Le glitter génère les observations dans tous les canaux (source spectralement blanche) à l'atténuation atmosphérique près.

Plus que le glitter lui même, en dehors duquel on peut se placer (masque géométrique ou seuillage), c'est son couplage avec l'atmosphère qui va être plus gênant car cette contribution va intervenir sur toutes les directions d'observation. Nous allons détailler ci-dessous la contribution de chaque terme.

2- Décomposition des signaux observés au dessus des océans :

Au dessus des océans, on décompose le signal en trois termes :

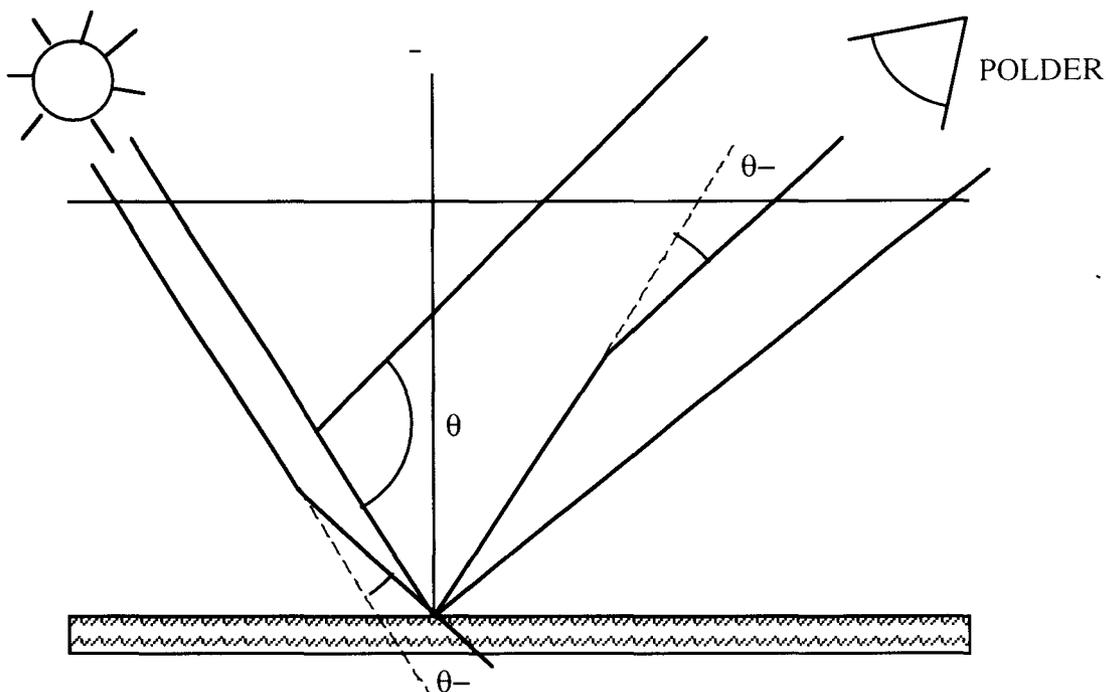
- diffusion atmosphérique (pas d'interaction avec le sol) (terme 1)
- Glitter (terme 2) : Le faisceau solaire est atténué par sa double traversée de l'atmosphère et subit une réflexion à la surface de l'océan. La formulation d'un tel signal est simple : outre la vitesse du vent, elle ne fait appel qu'à l'épaisseur optique de la couche d'aérosol et aux conditions géométriques.

- Couplage glitter - atmosphère (terme 3) : on considère ici les photons ayant été diffusés au moins une fois par la couche aérosol et ayant subi une ou plusieurs réflexions sur la surface océanique.

Nous écrivons
$$L_{\text{tot}} = L_{\text{atm}} + L_{\text{Glitter}} + L_{\text{coupl}}$$

$$(1) \quad (2) \quad (3)$$

Le terme L_{coupl} représentant la luminance du couplage se déduit en retranchant la réflectance calculée avec un sol noir (terme 1) (signal purement atmosphérique) au signal simulé pour une mer agitée pour lequel on ne tient pas compte du terme direct de réflexion spéculaire directe (terme 2). En effet, dans le code de transfert radiatif, on tient compte du couplage atmosphère-océan en respectant la formulation des ordres successifs de diffusion tandis que le terme direct du glitter est introduit exactement à la fin : il est très facile de le mettre ou non dans le signal total.



-> Les deux angles θ et $\theta-$ sont respectivement les angles de diffusion atmosphérique et les angles de rediffusion du glitter. La luminance atmosphérique, corrigée de l'effet de masse d'air, est principalement dépendante du premier angle. Le couplage glitter-atmosphère lorsqu'il est corrigé des termes de réflexion spéculaire est quant à lui corrélé à l'angle $\theta-$.

On peut intégrer dans le code des ordres successifs de diffusion ces différentes interactions et tenir compte de la réflexion spéculaire de surface définie à l'aide du modèle de Cox et Munk :

La fig. 26 représente, en fonction de l'angle de diffusion, la luminance mesurée par POLDER au dessus des océans sans le terme correspondant au faisceau direct (glitter, terme 2). Nous constatons que la diffusion atmosphérique constitue une part importante dans le signal et que le terme de couplage, non négligeable, n'est pas corrélé à l'angle de diffusion. On notera qu'il est important autour de la direction spéculaire ($\theta = 108^\circ$, $\theta_s = 0^\circ$), donc dans la zone que nous allons masquer dans les algorithmes. Un paramètre géométrique suivant lequel il est intéressant de représenter ce dernier terme (3) est l'angle de diffusion du glitter (θ sur le schéma précédent). En effet, on peut modéliser le couplage d'une façon relativement précise en négligeant, dans les luminances mesurées, la part des photons subissant une diffusion avant et après la réflexion spéculaire. On ne tient alors compte que des phénomènes suivant :

- Atténuation du faisceau solaire incident - Réflexion spéculaire - diffusion
- diffusion - Réflexion - atténuation du faisceau de photons réfléchis

Si on considère une mer plate , on peut calculer numériquement l'effet de la réflexion spéculaire dans le couplage glitter - atmosphère (nous montrerons plus loin que le couplage dépend peu de la vitesse du vent en dehors de la direction spéculaire, ce qui justifie l'approximation du dioptre plan) :

$$\cos(\theta_v) L_{\text{coupl}}(\theta_s, \theta_v, \phi_v) = \left(\text{spec}(\theta_s) \exp\left(-\frac{\delta}{\cos(\theta_s)}\right) + \text{spec}(\theta_v) \exp\left(-\frac{\delta}{\cos(\theta_v)}\right) \right) t(\delta, \theta_s, \theta_v, \phi_v)$$

$\text{spec}(\mu_s)$ et $\text{spec}(\mu_v)$ sont les coefficients de Fresnel associés à la réflexion spéculaire sur le dioptre plan air/eau. La fonction $t(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$ peut être considérée comme une fonction de transmission diffuse incluant les effets de diffusions multiples au sein de la couche. Elle correspond au rapport suivant :

$$\frac{\cos(\theta_v) L_{\text{coupl}}(\theta_s, \theta_v, \phi_v)}{\left(\text{spec}(\theta_s) \exp\left(-\frac{\delta}{\cos(\theta_s)}\right) + \text{spec}(\theta_v) \exp\left(-\frac{\delta}{\cos(\theta_v)}\right) \right)}$$

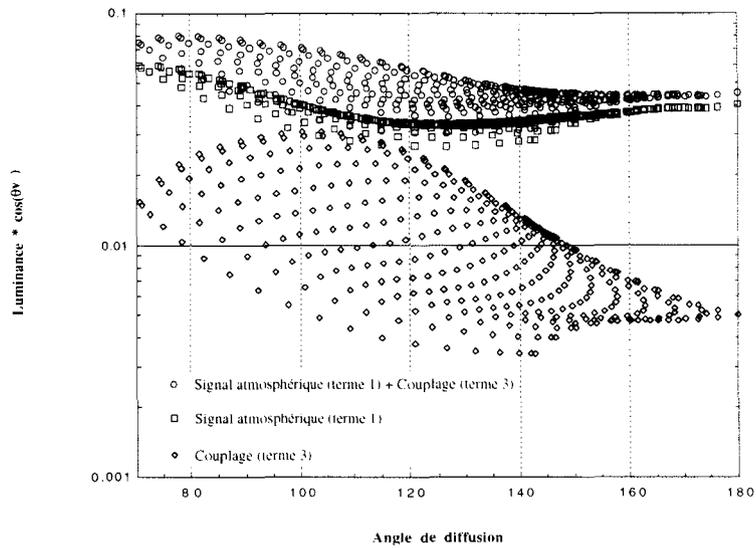


fig. 26 Pour une épaisseur optique égale à 0.5, une pente (loi de Junge) égale à 4.5 et un angle d'incidence solaire égal à 36 °, nous avons représenté les différents termes constituant les réflectances observées au dessus de l'océan. L'angle de diffusion ne convient pas pour modéliser le couplage (terme 3).

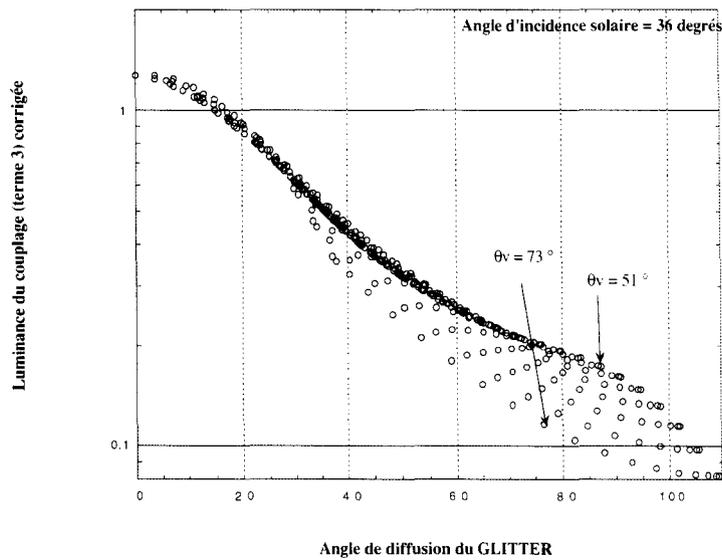


fig. 27 En corrigeant le couplage (calculé pour une mer agitée par un vent de 5m/s) des termes correspondant à la réflexion spéculaire au dessus d'une mer plate on est à même si on se limite à des visées peu obliques ($\theta_v < 51^\circ$) de le représenter en fonction de l'angle de diffusion du glitter (θ).

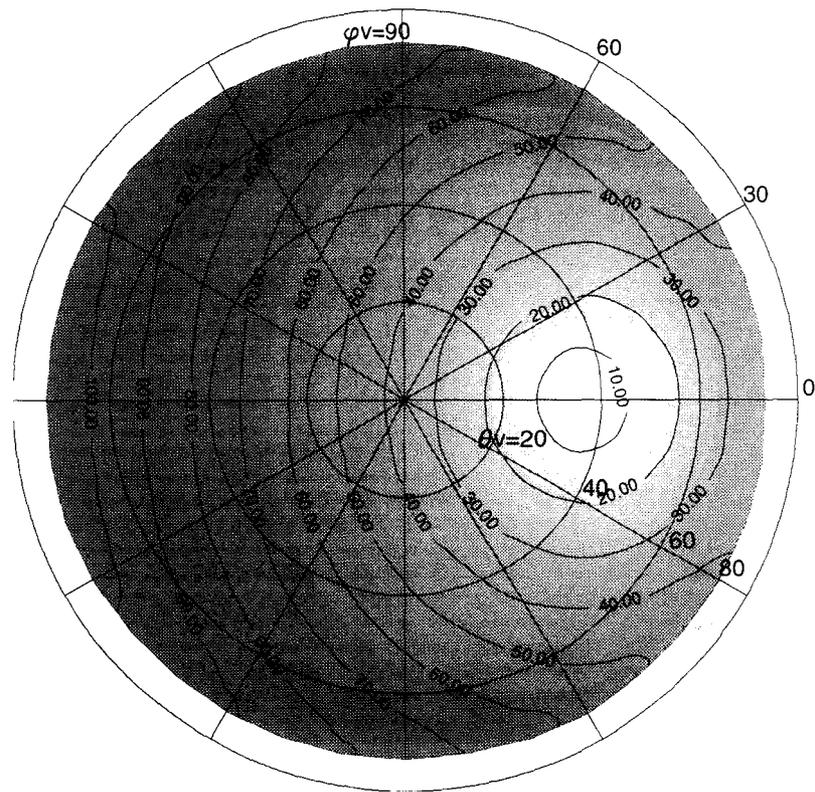


fig. 28 Trait noir (Angle de diffusion du glitter), Dégradé (Couplage corrigé)

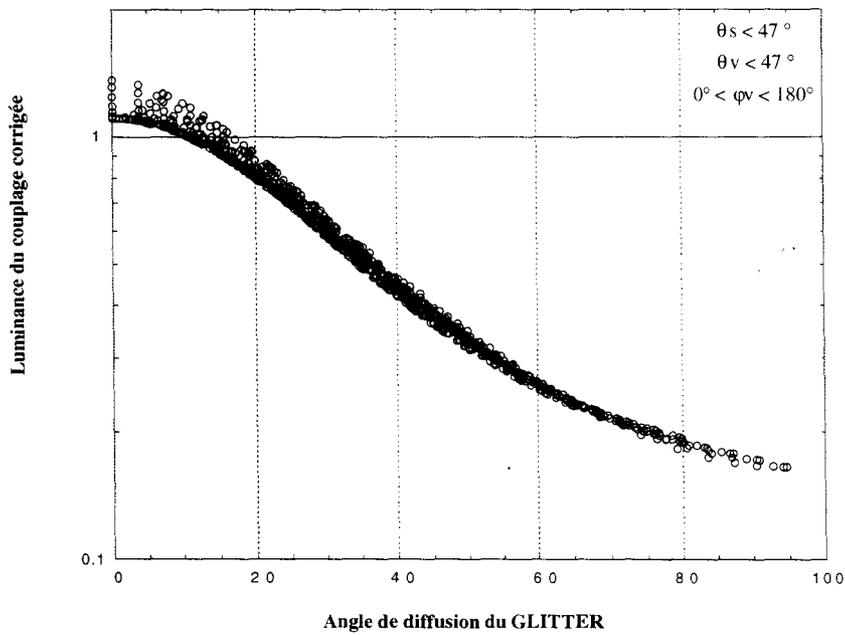


fig. 29 Le couplage corrigé est peu dépendant de l'angle d'incidence solaire et de l'angle zénithal de visée si on considère des visées peu obliques. L'épaisseur optique vaut 0.5.

On remarquera que, pour un bon nombre de conditions d'observation, ce rapport est fortement corrélé à θ - (fig. 27 et 28) et qu'il dépend peu de l'angle d'incidence solaire (fig. 29). Une modélisation simplifiée des luminances, en dehors de l'incidence spéculaire (terme 2 =0) consiste alors à décomposer le signal en deux termes :

$$\cos(\theta_v)R_{\text{tot}}(\theta_s, \theta_v, \varphi_v) = R_{\text{atm}}(\theta) + \left(\text{spec}(\theta_s) \exp\left(-\frac{\delta}{\cos(\theta_s)}\right) + \text{spec}(\theta_v) \exp\left(-\frac{\delta}{\cos(\theta_v)}\right) \right) R_{\text{coupl}}(\theta -)$$

Selon cette expression, deux fonctions suffisent pour représenter la dépendance angulaire des luminances. Selon un tel schéma, il suffit de précalculer pour une série d'angle de diffusion θ et θ - les fonctions R_{atm} et R_{coupl} pour calculer la valeur du signal en une direction d'observation définie par $\theta_s, \theta_v, \varphi_v$. Si le terme représentant la réflexion spéculaire et l'atténuation dans la couche est précalculé et si les angles de diffusion sont discrétisés très finement, on ne doit considérer dans cette approximation que 2 opérations élémentaires (1 addition et 1 multiplication) pour évaluer la réflectance totale R_{tot} . D'un point de vue numérique, les interpolations classiques entraînent 1 minimum de 11 op. Le gain serait alors considérable si on se limite à des conditions d'observation et à un milieu peu turbide, compte tenu que ceci est à répéter sur un grand nombre de modèles, de pixels, d'orbites et de jours.

3 - Dépendance des signaux avec l'épaisseur optique :

On s'est intéressé pour le signal mesuré au dessus des océans, comme pour le signal provenant de la diffusion atmosphérique, à l'influence de l'épaisseur optique (fig. 30). En effet, la monotonie de la relation réflectance/épaisseur optique est nécessaire pour qu'il n'y ait pas d'ambiguïté dans l'inversion de ce paramètre. La variation du couplage corrigé représenté par le rapport qui précède est monotone et croissante. Le dénominateur peut induire (Voir fig. 31) une diminution de la luminance (non corrigée) du couplage entre une épaisseur optique égale à 0.5 et 1.0. En effet il représente l'atténuation des faisceaux solaires incidents et émergents suite à leur traversée de

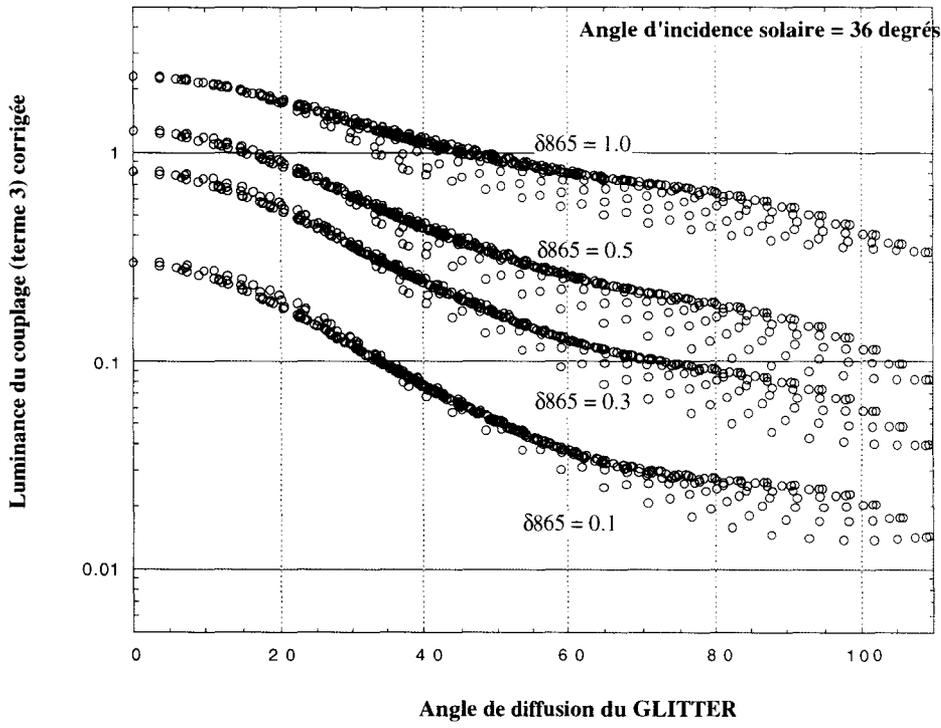


fig. 30 Variation du terme de couplage corrigé avec l'épaisseur optique du milieu diffusant

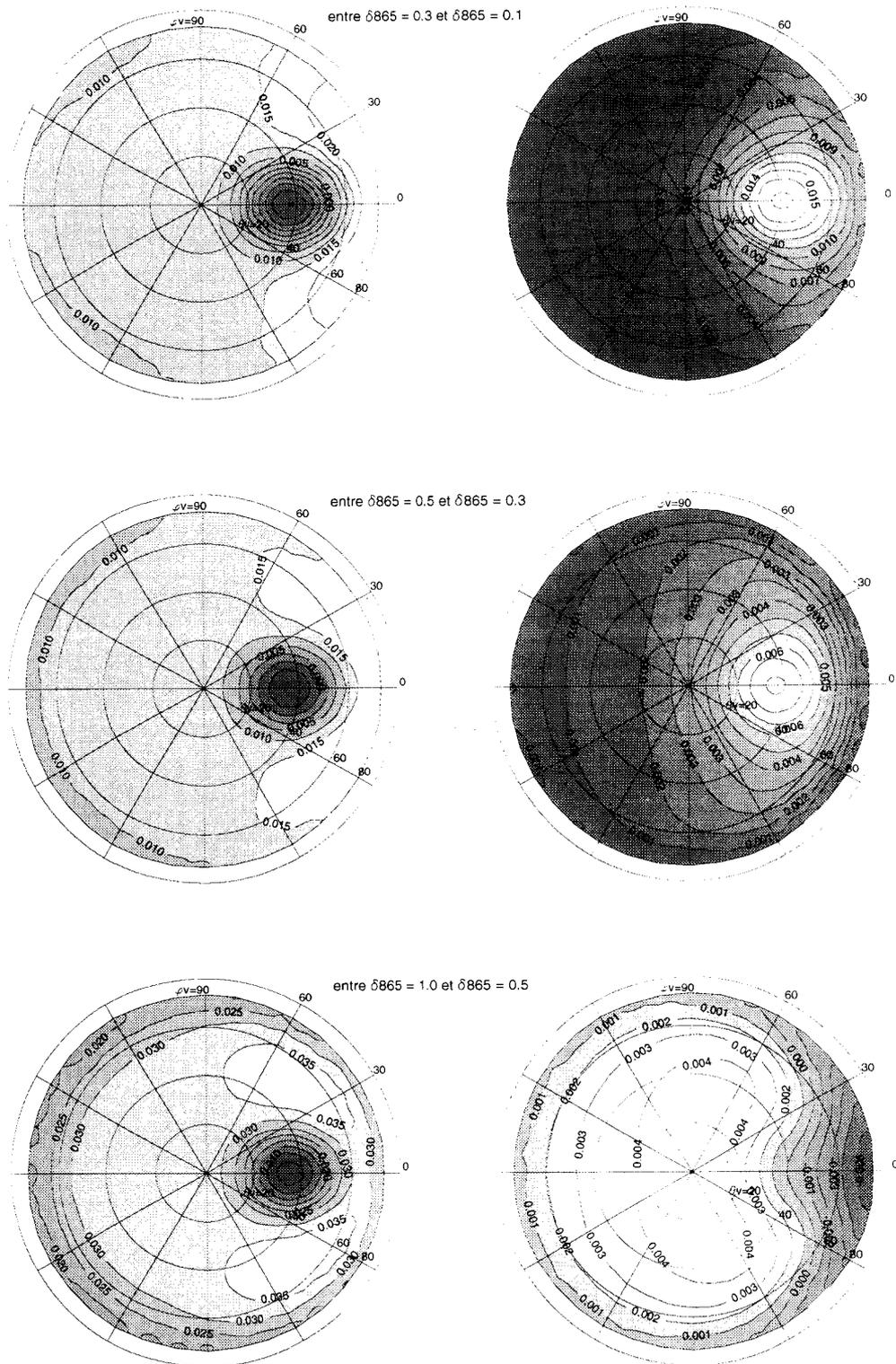


fig. 31 Variation des luminances mesurées par POLDER avec l'épaisseur optique. En dehors des directions affectées par la réflexion spéculaire les réflectances augmentent avec l'épaisseur optique. Contrairement au terme corrigé des termes de Fresnel, la luminance du couplage peut, entre deux épaisseurs optiques importantes, décroître suivant la turbidité du milieu. Ce phénomène est compensé par l'augmentation du signal atmosphérique.

l'atmosphère. En proportion, la diffusion atmosphérique augmente et on notera, pour des directions situées en dehors de la tache de réflexion spéculaire, qu'entre 0.5 et 1.0, la relation luminance totale / épaisseur optique est croissante. Pour des directions proches de l'incidence spéculaire et pour une turbidité représentée par des épaisseurs optiques inférieures à 1.0, la luminance décroît car la réflexion spéculaire, atténuée par la double traversée atmosphérique des faisceaux incident et émergent, domine les signaux simulés et impose sa décroissance vis à vis de l'épaisseur optique.

4 - influence du couplage en polarisation :

Comme nous l'avons déjà remarqué, la réflexion spéculaire polarise le rayonnement incident de façon importante dans certaines directions d'observation. En polarisation, le couplage ne peut être modélisé en fonction d'angles adéquats comme cela a été fait pour les luminances et nous devons tenir compte de l'ensemble de la géométrie d'observation. Le vecteur de Stokes représentant le rayonnement réfléchi est représenté par la somme suivante :

$$\begin{bmatrix} I_{\text{tot}} \\ Q_{\text{tot}} \\ U_{\text{tot}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{\text{atm}} \\ Q_{\text{atm}} \\ U_{\text{atm}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I_{\text{coupl}} \\ Q_{\text{coupl}} \\ U_{\text{coupl}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I_{\text{Glitt}} \\ Q_{\text{Glitt}} \\ U_{\text{Glitt}} \end{bmatrix}$$

Rappelons que les paramètres de Stokes sont des grandeurs additives, contrairement à la réflectance polarisée et à l'angle de diffusion.

Le premier terme représente le terme atmosphérique que nous avons étudié dans la partie II-B, le second terme, celui qui nous intéresse actuellement est le fait des interactions entre l'atmosphère et la réflexion spéculaire. Le dernier terme concerne la réflexion spéculaire atténuée par la double traversée de la lumière dans la couche atmosphérique. Il ne sera important que pour des visées considérées comme contaminées par la réflexion spéculaire. Nous avons montré dans la partie consacrée au code de transfert radiatif qu'il était judicieux de référencer l'état de polarisation mesuré au dessus d'un sol noir dans un repère lié au plan de diffusion. En effet, dans un tel référentiel, la direction de polarisation de la quantité représentant la diffusion atmosphérique est

soit parallèle, soit orthogonale au plan de diffusion. Par conséquent $U_{atm} = I_p \sin(2 * \alpha_{p0}) \neq 0$. D'autre part, pour la réflexion spéculaire, la direction de polarisation est orthogonale au plan d'incidence si la lumière incidente est naturelle comme l'éclairement solaire direct. Or ce plan, contenant la direction d'incidence, la normale à la vague réfléchissante et la direction de visée, se confond avec le plan de diffusion. Donc $U_{glitt}/U_{diff} = 0$. Par conséquent le paramètre U , mesuré dans le plan de diffusion, ne dépend que du couplage réflexion spéculaire/diffusion atmosphérique. Sur la fig. 32 a les isocontours de U_{coupl} se confondent avec ceux de U_{tot} (niveaux de gris); la différence entre ces deux termes est représentée par U_{atm} (fig. 32 b). Le paramètre Q (fig. 32 c) est, quant à lui, la somme de Q_{atm} (fig. 32 d) et de Q_{coupl} (fig. 32 e). La quantité de lumière polarisée du couplage, représentée en fig. 32 f, est une fonction complexe des angles d'observation et ne peut s'exprimer en fonction d'angles d'observation simples comme ceci a été fait pour les luminances. Nous utiliserons alors, pour simuler les paramètres de Stokes Q et U au dessus d'une zone océanique, des tableaux de simulation précalculés qui tiennent compte de la géométrie complète de l'observation.

5 - influence de la vitesse du vent :

Nous avons vu précédemment que la réflexion spéculaire directe au dessus de l'océan était très dépendante de son état de surface et par conséquent de la vitesse du vent. Pour nous affranchir au maximum d'un tel paramètre nous ne considérerons que des directions d'observation éloignées de l'incidence spéculaire, pour lesquelles le terme de réflexion directe (terme 2) est négligeable. La réflexion spéculaire n'intervient alors dans la modélisation que par l'intermédiaire du couplage atmosphère/glitter (terme 3). Nous avons alors calculé les réflectances pour différentes valeurs de la vitesse du vent et évalué la variation induite par ce paramètre en les comparant à la réflectance simulée pour un vent de 5m/s . Nous remarquons (fig. 33) que pour des visées éloignées de la direction de réflexion spéculaire directe, les rapports sont proches de 1 et qu'une simulation des signaux autour de 5m/s est suffisante pour représenter des conditions de vent différentes.

La même étude a été menée pour les réflectances polarisée : la fig. 34 montre qu'elles aussi sont peu dépendantes de l'état d'agitation du dioptré marin en dehors de directions proches du

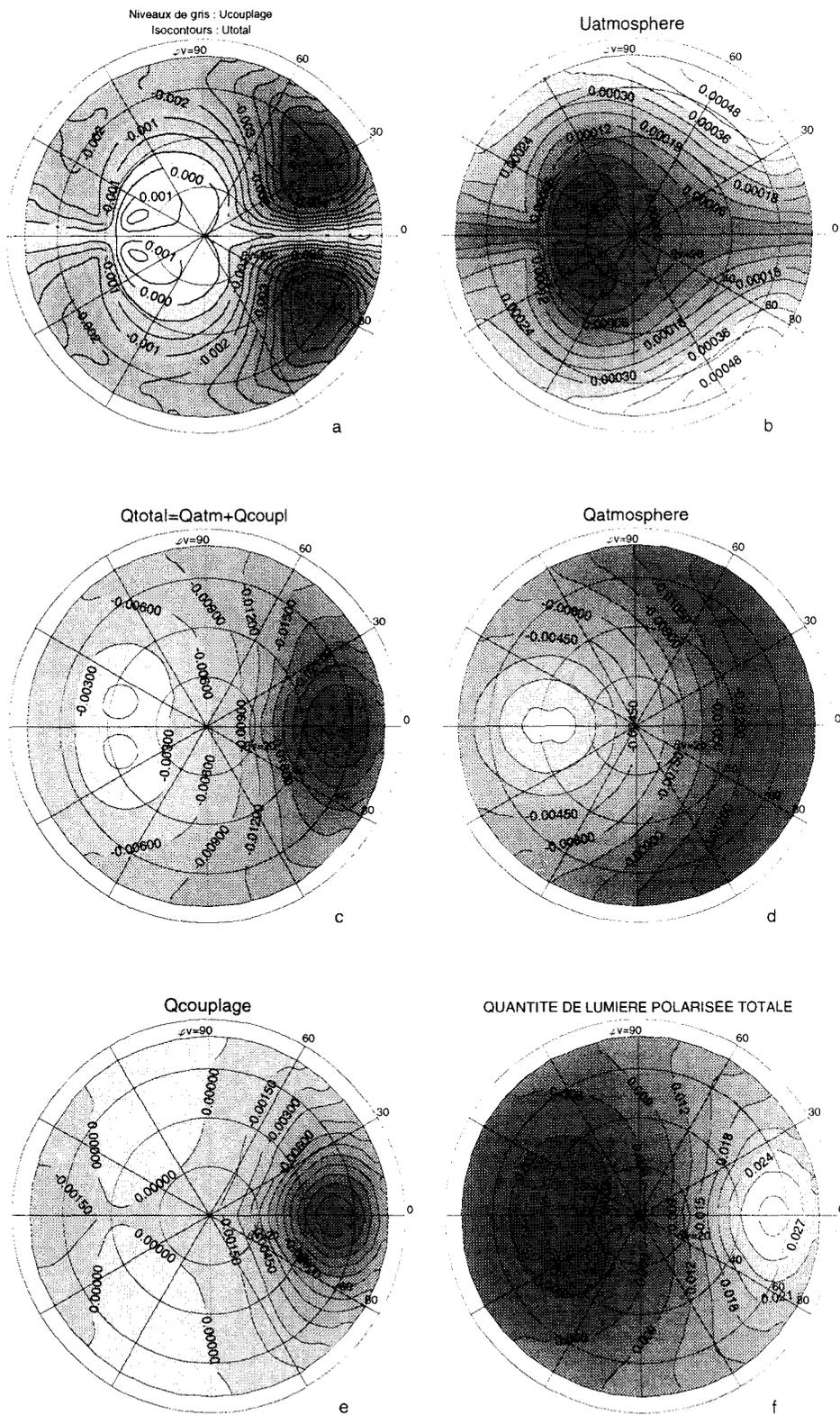


fig. 32 Modélisation de la polarisation au dessus des océans. Figures du haut : Dans le plan de diffusion, le terme atmosphérique est pratiquement nul (Direction de polarisation orthogonale au plan de diffusion). Le paramètre U_{tot} mesuré par POLDER se confond avec $U_{couplage}$. Le paramètre Q est quant à lui la somme de $Q_{atmosphere}$ et de $Q_{couplage}$. Dans la zone de rétrodiffusion, nous notons une très faible polarisation du signal incident.

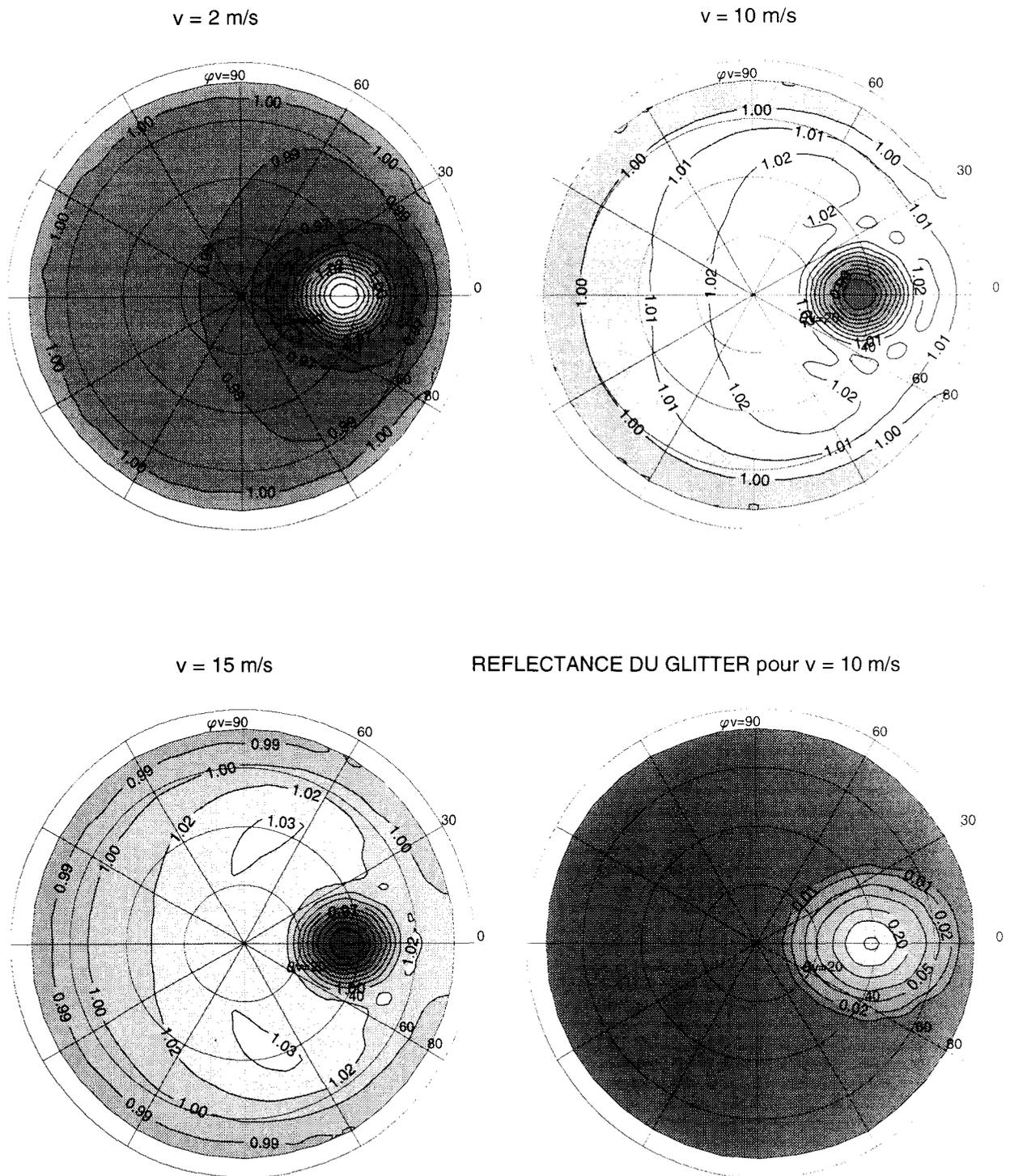


fig. 33 Variation du signal mesuré par POLDER en fonction de la vitesse du vent : Pour des directions éloignées de l'incidence spéculaire (Valeurs importantes de la luminance spéculaire) les rapports des luminances évaluées entre la vitesse indiquée et une valeur de référence de 5m/s sont proches de 1. Pour de telles directions les signaux mesurés par POLDER sont peu dépendant de la distribution des vagues sur la surface océanique. L'épaisseur optique vaut 0.3, l'angle d'incidence solaire vaut 36° .

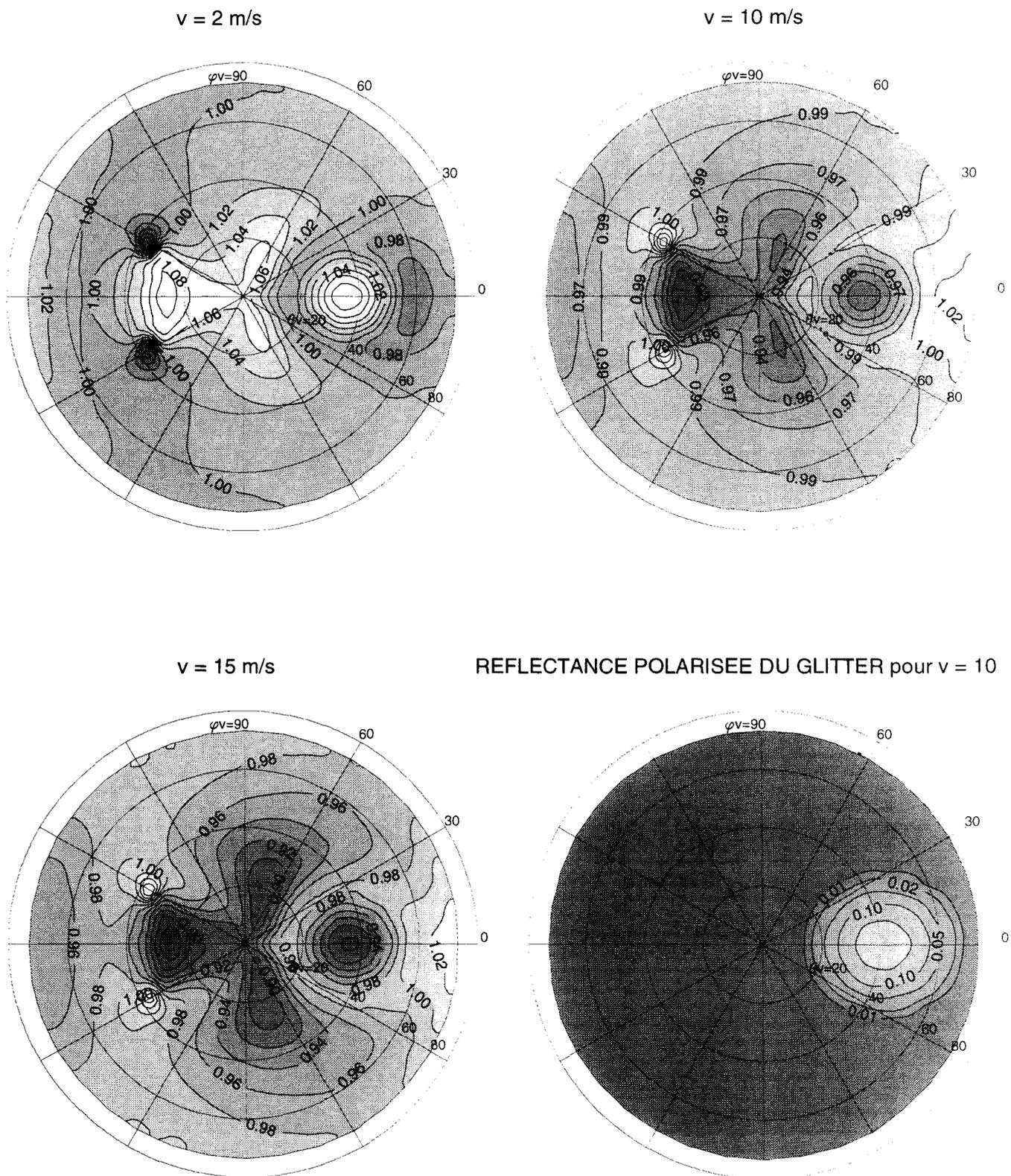


fig. 34 Variation relative des luminances polarisées en fonction de la vitesse de vent. La vitesse de vent servant de référence vaut 5m/s. Les rapports sont proches de 1 en dehors de la tache de réflexion spéculaire et de la retrodiffusion (zone où le signal observé est faible : voir fig. 32)

maximum de réflectance du glitter direct. En conclusion, les simulations seront faites pour une valeur de référence de 5m/s; les seules différences notables seront enregistrées autour de la direction spéculaire où s'appliquera le masque glitter. Par ailleurs, des données statistiques [] montrent qu'une vitesse de vent de 5m/s est assez bien représentative des valeurs rencontrées à $\pm 30^\circ$ autour de l'équateur.

6 - influence d'une réflexion lambertienne

Au niveau de la surface océanique intervient la réflexion par les particules en suspension (couleur de l'eau) et l'écume. Comme nous l'avons remarqué dans la première partie, la réflectance diffuse due aux particules en suspension est limitée aux plus courtes longueurs d'onde ($\lambda < 550$ nm) à condition d'exclure les eaux côtières (cas 2 de Morel [31]). Nous considérerons dans la modélisation que l'écume (bulles d'air au niveau du dioptre) réfléchit isotropiquement la lumière incidente. Il est généralement admis que sa réflectance est indépendante de la longueur d'onde bien que certaines mesures récentes en bord de côte aient mis en évidence une forte diminution dans le proche infrarouge [R. Frouin & al, 1994,32] [Schwindling M. , 33]. Pour la suite de l'étude, nous considérerons que la réflectance de l'écume est indépendante de la longueur d'onde.

Modélisation du couplage sol lambertien/atmosphère en luminances :

La réflexion de l'écume étant considérée lambertienne, on peut calculer simplement les réflectances mesurées en haut de l'atmosphère à l'aide d'une formule intégrant analytiquement les interactions entre la surface et la couche diffusante. Rappelons que cette formulation est utilisée dans le programme 5S [30] et expliquée en détail dans le livre de J. Lenoble [22]:

$$R_{\text{sol-atm}}(\theta_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\rho T(\theta_s) T(\theta_v)}{1 - \rho S}$$

Les fonctions de transmission totales $T(\theta_s)$ représentent le rapport entre le flux reçu au niveau du sol et le flux solaire incident. S représente l'albédo sphérique, rapport entre le flux réfléchi par une atmosphère diffusante éclairée isotropiquement et le flux incident. Nous verrons dans la troisième

partie comment déduire ces fonctions en diffusion multiple à l'aide du code de transfert radiatif. La surface réfléchit de façon isotrope la lumière et le couplage surface/atmosphère (terme qui tient compte des réflexions par la surface et des diffusions atmosphériques) est symétrique par rotation autour de la verticale du lieu. Ceci explique que la réflectance provenant des interactions multiples entre le sol et l'atmosphère est indépendante de l'azimut mais s'exprime simplement en fonction des angles d'incidence solaire et des angles zénithaux de visée.

On peut modéliser l'albédo de l'écume grâce à une formule établie par Koepke. Selon Koepke [19] le pourcentage de la surface du pixel couverte par l'écume est relié à la vitesse du vent v par :

$$\%couvert = 2.95 \cdot 10^{-6} \cdot v^{3.52}$$

Une telle répartition n'aurait pas de sens avec un capteur de très haute résolution mais convient très bien pour le pixel POLDER ($5 \times 6 \text{ km}^2$).

Pour obtenir la réflectance de l'écume sur le pixel il suffit de multiplier son albédo intrinsèque par la couverture :

$$\rho = \rho_{\text{cume}} \cdot \%couvert = \rho_{\text{cume}} \cdot 2.95 \cdot 10^{-6} \cdot v^{3.52}$$

Notons que dans cette expression $\rho_{\text{cume}} \sim 0.22 \pm 0.11$. L'imprécision de cette valeur peut alors induire des erreurs importantes dans la modélisation.

Faible polarisation induite par rediffusion :

En ce qui concerne les réflectances polarisées, on peut montrer que la réflexion au dessus d'une surface lambertienne non polarisante n'introduit pratiquement pas de polarisation supplémentaire après diffusion par l'atmosphère. Nous montrons ici que l'introduction d'une couche élémentaire de particules diffusantes ne polarise pratiquement pas le rayonnement réfléchi par la surface (voir fig. 35):

La lumière réfléchi par le sol n'étant pas polarisée, l'axe de la polarisation après diffusion par un volume élémentaire dv contenant les particules diffusantes sera, pour un angle de diffusion donné,

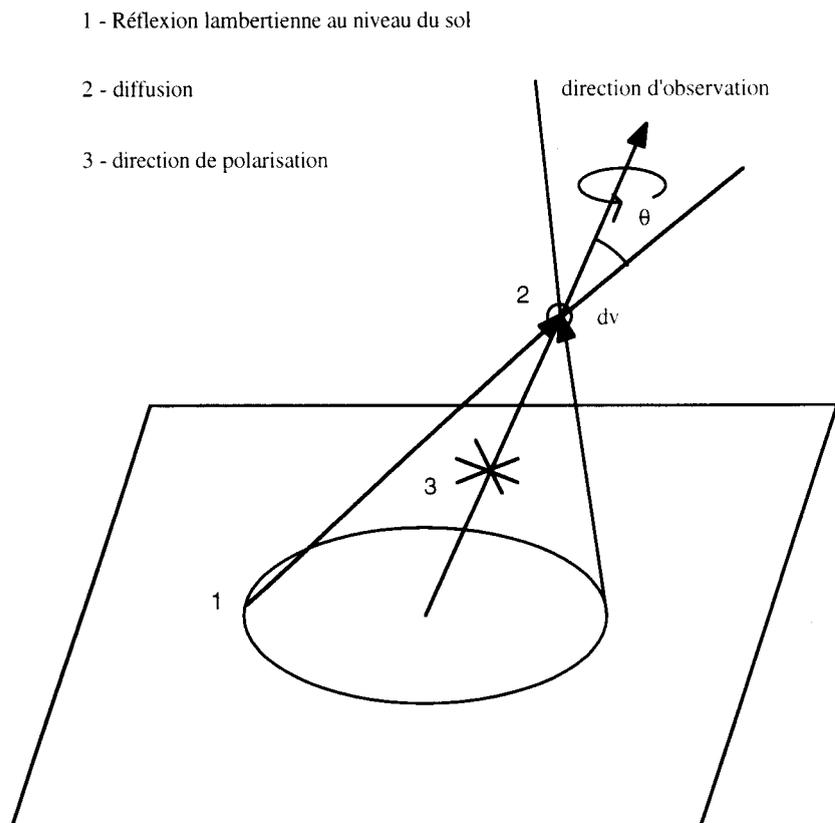


fig. 35 Au dessus d'une surface non polarisante, réfléchissant lambertiennement, la diffusion atmosphérique induit peu de lumière polarisée car pour un angle de diffusion donné les contributions en lumière polarisée de chaque élément de surface (1) s'annulent mutuellement.

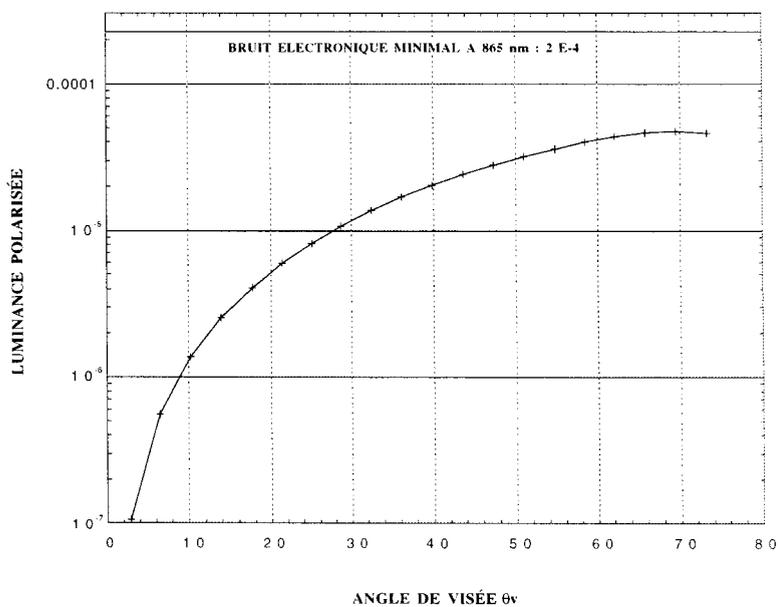


fig. 36 La polarisation résultant de la réflexion lambertienne par l'écume (vent de 10 m/s - $\rho_{\text{surface}} = 2.15 \text{ E-3}$) et de la diffusion par les aérosol est négligeable devant le bruit de la mesure.

soit parallèle au plan de diffusion (paramètre de Stokes $U = 0$ et $Q = -I_p$) soit orthogonale ($U=0$, $Q=+I_p$). Considérons les directions d'incidence correspondant à un même angle de diffusion θ . Pour toutes ces directions, la quantité de lumière polarisée après diffusion par la particule est la même et sa direction de polarisation est fixe par rapport au plan de diffusion. Nous avons donc équiprobabilité de la direction de polarisation vis à vis de la direction de visée et annulation mutuelle de chaque composante représentant la polarisation. La polarisation sera inexistante si l'on néglige l'effet de masse d'air qui privilégie les traversées les plus courtes jusqu'à l'élément diffusant.

On vérifie bien sur la fig. 36 que, pour une réflectance égale à 2.15 millièmes (valeur correspondant à une écume générée par un vent de 10 m/s), la quantité de lumière polarisée correspondant au couplage sol-atmosphère est négligeable par rapport au bruit de l'instrument.

III - APPLICATION AU TRAITEMENT DES DONNEES POLDER :

La simulation des observations POLDER est une étape très courante dans les algorithmes que nous avons développés. C'est pourquoi nous nous sommes attachés dans cette partie à valider les schémas d'interpolations qui permettent de déduire les signaux entre les épaisseurs optiques, les angles de visée et les modèles de référence. Enfin, nous avons défini un critère pour déterminer les directions 'contaminées' par le glitter et évaluer précisément à l'aide du code de transfert radiatif les fonctions nécessaires à la modélisation d'une réflexion de sol lambertienne.

A - INTERPOLATIONS :

1- interpolations angulaires :

Nous avons vu dans le & II-A-3 que la simulation du signal satellitaire n'était faite qu'en des directions d'incidence ou de visée prises parmi les angles de Gauss; l'azimut de l'observation est discrétisé régulièrement entre 0 et 180 degrés avec un pas de 10 degrés (5° dans la version opérationnelle). Pour obtenir les paramètres de Stokes en des conditions d'observation

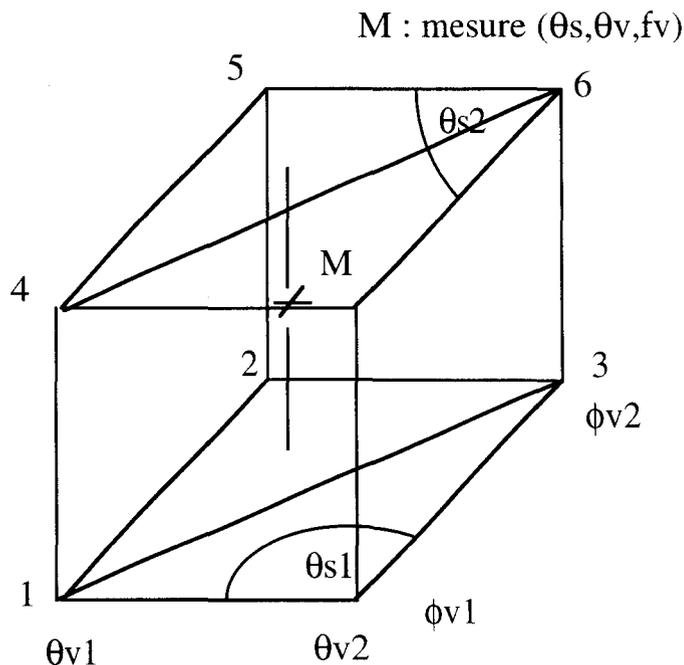
intermédiaires, celles de l'acquisition, il est nécessaire d'interpoler angulairement les simulations entre les conditions angulaires de référence.

L'interpolation est divisée en deux étapes :

Pour chaque direction d'observation, on détermine dans la grille de simulation les triplets $(\theta_{si}, \theta_{vi}, \phi_{vi})$ formés par les angles encadrant la visée (voir schéma ci-dessous). Nous calculerons ensuite pour chacun d'entre eux le poids à affecter au calcul de référence, fait en $(\theta_{si}, \theta_{vi}, \phi_{vi})$, pour obtenir le signal interpolé au point M défini par le triplet $(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$:

$$R_{\text{interpol}}(M) = \sum_i \alpha_i R_{\text{sim}}(i)$$

Nous remarquons dorénavant que 6 points suffisent pour encadrer l'observation représentée par le point M.

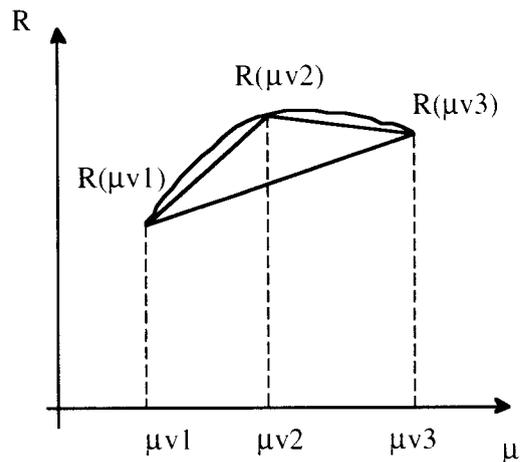


-> Encadrement d'une condition d'observation POLDER en vue de l'interpolation angulaire

Test de la méthode :

Pour tester les interpolations angulaires en des angles de visées et d'incidence solaire intermédiaires, il serait nécessaire de simuler avec le code de transfert radiatif des conditions angulaires entre les noeuds de référence. Cependant, nous ne pouvons pas discrétiser plus finement les noeuds de Gauss sans modifier de façon importante le code de transfert radiatif. C'est pourquoi, nous avons comparé les valeurs obtenues par interpolation linéaire à une interpolation polynomiale d'ordre 2 dans les 2 dimensions qui correspondent aux angles d'incidence solaire et aux angles de visée. Ceci est équivalent, voire plus rigoureux que de considérer pour le test, une grille dégradée en résolution (Voir Thèse J.C. Roger [27]), ne comprenant que les noeuds de Gauss impairs et d'effectuer le test de l'interpolation linéaire en des noeuds pairs. En effet, un calcul simple montre que si nous considérons 3 noeuds de Gauss successifs (μ_{v1} , μ_{v2} et μ_{v3} : $\mu = \cos(\theta)$), les erreurs d'interpolation maximales entre l'interpolation linéaire et l'interpolation polynomiale d'ordre 2 se situent exactement au milieu de chaque intervalle $[\mu_i, \mu_{i+1}]$. Dans ce cas l'erreur est donnée par $-\frac{a}{4}(\mu_{i+1} - \mu_i)^2$, a représentant le coefficient du monôme d'ordre 2 du polynôme qui passe par les points $(\mu_{v1}, R(\mu_{v1}))$, $(\mu_{v2}, R(\mu_{v2}))$ et $(\mu_{v3}, R(\mu_{v3}))$. L'erreur évaluée en μ_{v2} par la méthode de dégradation correspond approximativement à l'erreur maximale que l'on calculerait dans l'intervalle $[\mu_{v1}, \mu_{v3}]$ avec la méthode polynomiale.

Pour les intervalles $[\mu_{v1}, \mu_{v2}]$ et $[\mu_{v1}, \mu_{v3}]$, a est défini par une même valeur, si bien que les erreurs d'interpolations maximales associées à ces deux intervalles sont liées par le rapport $\left(\frac{\mu_{v2} - \mu_{v1}}{\mu_{v3} - \mu_{v1}}\right)^2$ que nous pouvons considérer comme un facteur de dégradation. Ainsi, si les noeuds de Gauss étaient équidistants, ce qui n'est pas tout à fait le cas, l'erreur évaluée en μ_{v2} par la méthode de dégradation serait exactement liée par un facteur 4 à l'erreur que l'on évalue en $[\mu_{v1}, \mu_{v2}]$ avec la méthode polynomiale. Avec des noeuds non équidistants, la méthode polynomiale permettra une évaluation plus rigoureuse de l'erreur maximale en un intervalle $[\mu_{v1}, \mu_{v2}]$ de la grille non dégradée car elle permet de considérer l'erreur au milieu de l'intervalle d'interpolation où elle est maximale.



Les angles azimutaux pouvant être discrétisés à volonté dans le code de transfert radiatif nous n'aurons pas à utiliser un subterfuge comme pour les angles d'incidence et de visés. Les noeuds servant au test sont discrétisés suivant un pas égal à 2.5 degrés entre deux points de référence. Ils sont séparés quant à eux par un intervalle de 10 degrés.

Deux types de tableaux de simulation peuvent être envisagés pour représenter les signaux mesurés par POLDER :

- Le premier comprend l'ensemble des termes (diffusion - couplage -glitter direct)
- Le second ne tient compte que de la diffusion et du couplage glitter-atmosphère.

Le terme direct peut introduire en dehors de directions contaminées, donc des directions non masquées, des erreurs d'interpolations. En effet, ce terme varie très rapidement quand la visée s'approche de l'incidence spéculaire. Par contre les termes représentant le couplage et la diffusion atmosphérique s'interpolent plus précisément car il ont une variation plus régulière avec les angles d'observation. C'est ce que l'on peut remarquer sur la fig. 37 ou nous avons représenté en fonction de chaque angle d'observation les erreurs d'interpolation. Quand on tient compte du glitter dans les tableaux de simulation ce terme introduit suite à son interpolation des erreurs importantes (~ 4%) sur le pourtour de la tache de réflexion spéculaire, là où il devrait être quasi inexistant. Ces dernières disparaissent lorsqu'on considère seulement le couplage et la diffusion atmosphérique.

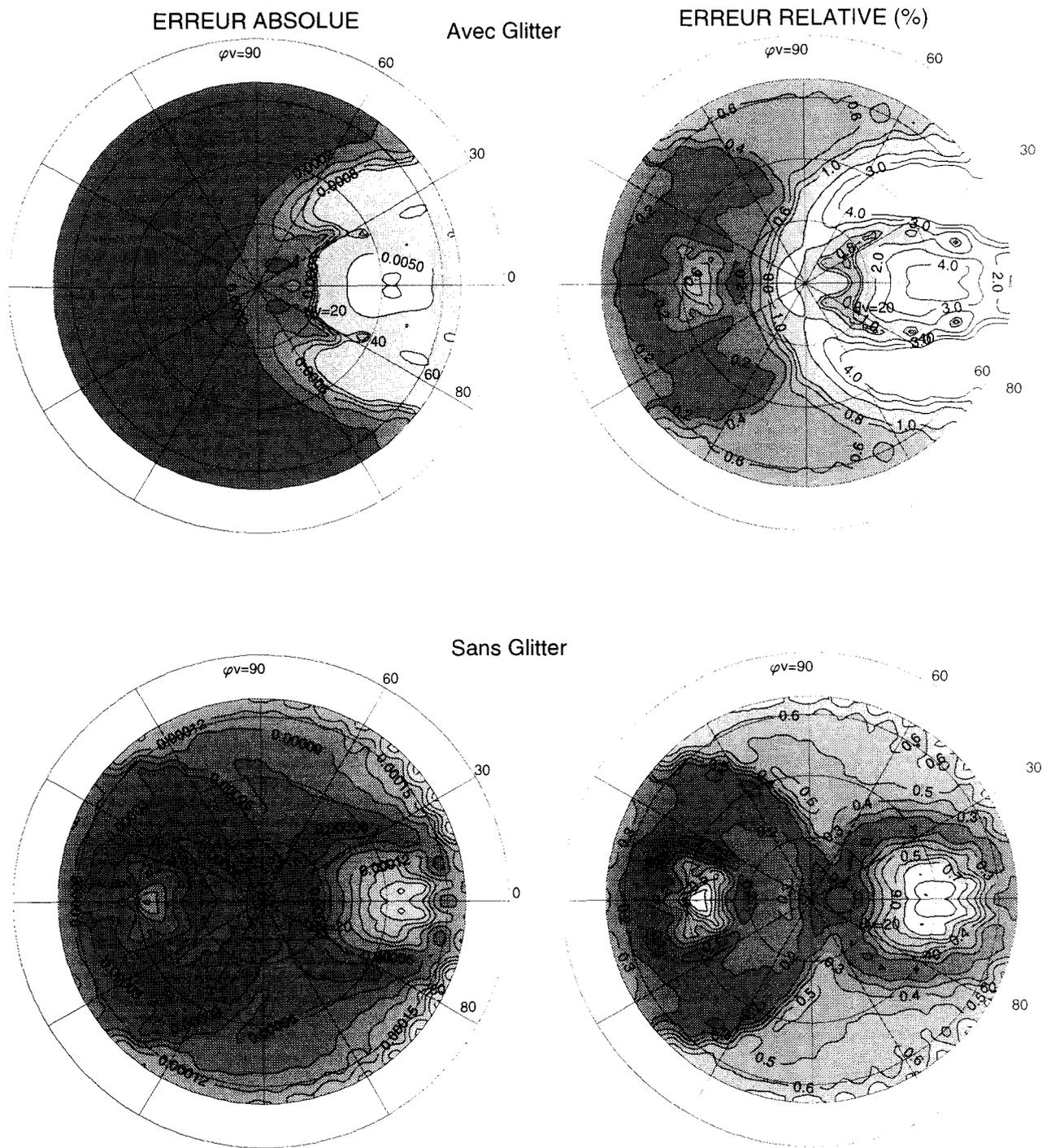


fig. 37 Les interpolations angulaires seront entachées d'erreurs importantes si on considère le terme direct de la réflexion spéculaire. En effet, son interpolation linéaire introduit artificiellement un signal important en des visées où il est normalement inexistant, ce qui induit des erreurs d'interpolation importantes. En dessous nous avons considéré pour les mêmes conditions ($\theta_s = 38$ degrés - $\delta 865 = 0.1$), l'interpolation de tableaux de simulation sans la composante directe. Les erreurs d'interpolation de ce terme ayant une variation plus régulière avec la géométrie d'observation sont très faibles.

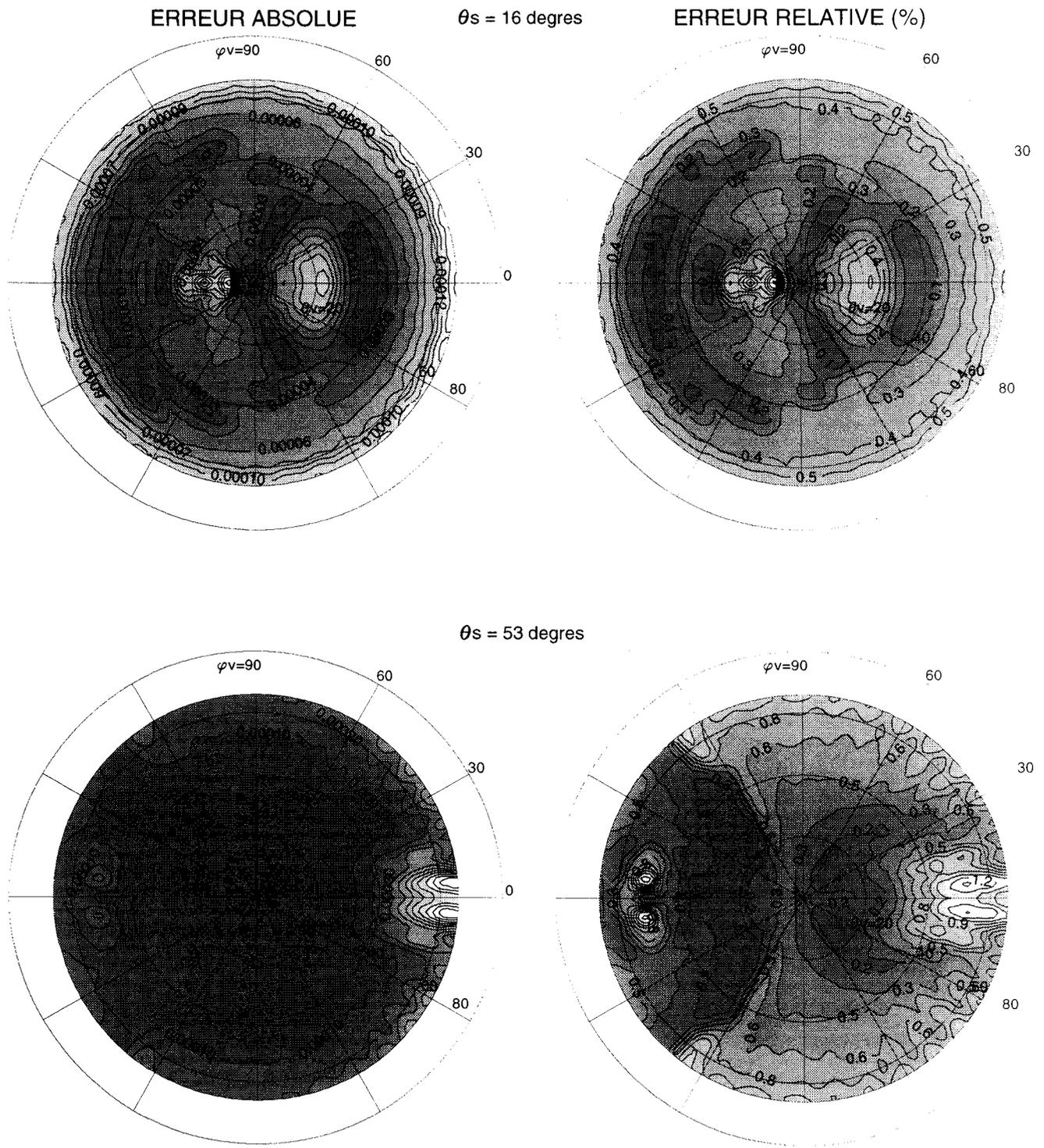


fig. 38 Les interpolations du couplage et de la diffusion atmosphériques demeurent aussi précises pour des incidences solaires peu ou fortement obliques. L'épaisseur optique vaut 0.1 à 865 nm.

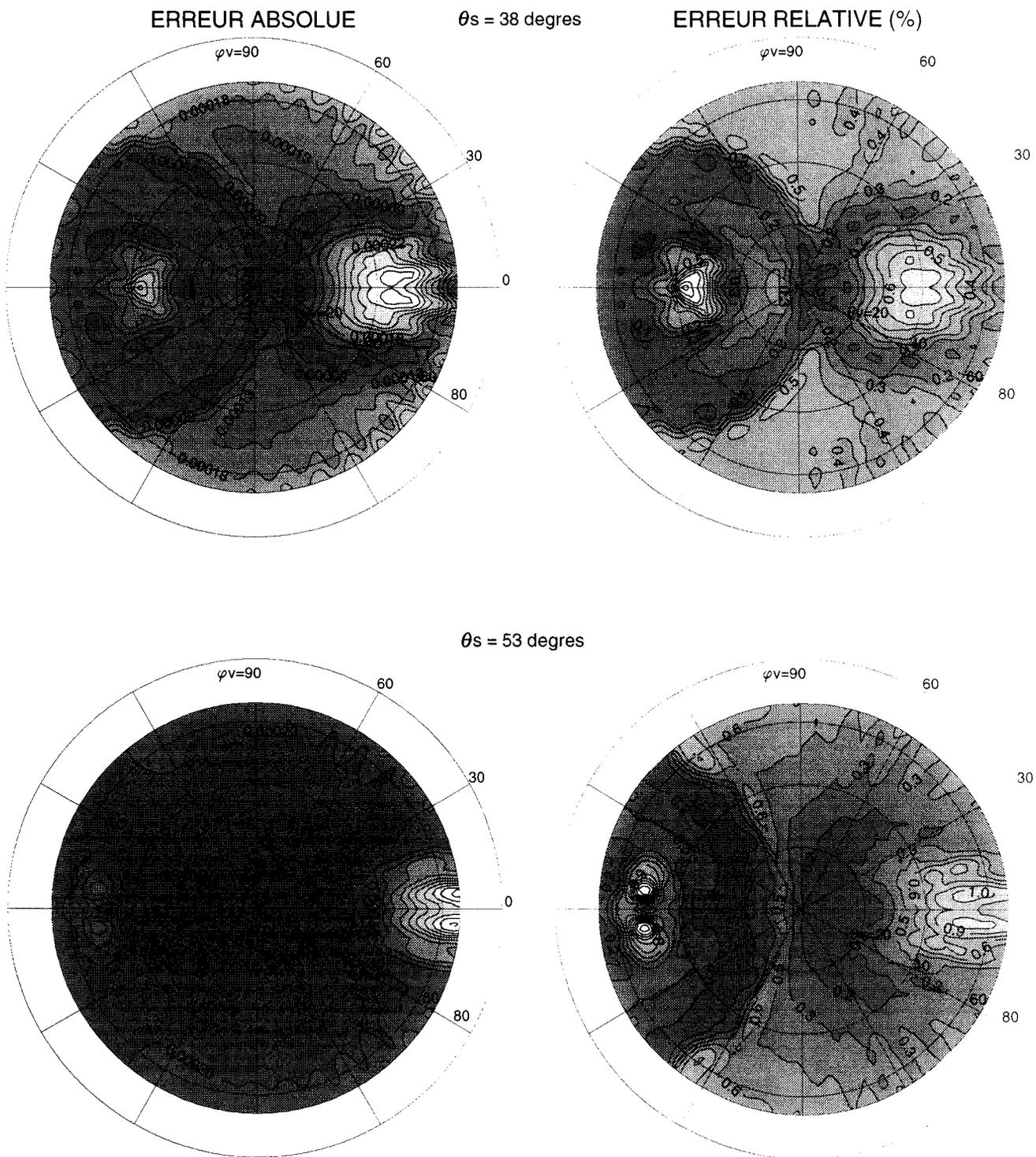


fig. 39 Lorsque l'épaisseur optique du milieu diffusant augmente (ici $\delta_{865} = 0.3$), les erreurs d'interpolation restent dans le même ordre de grandeur.

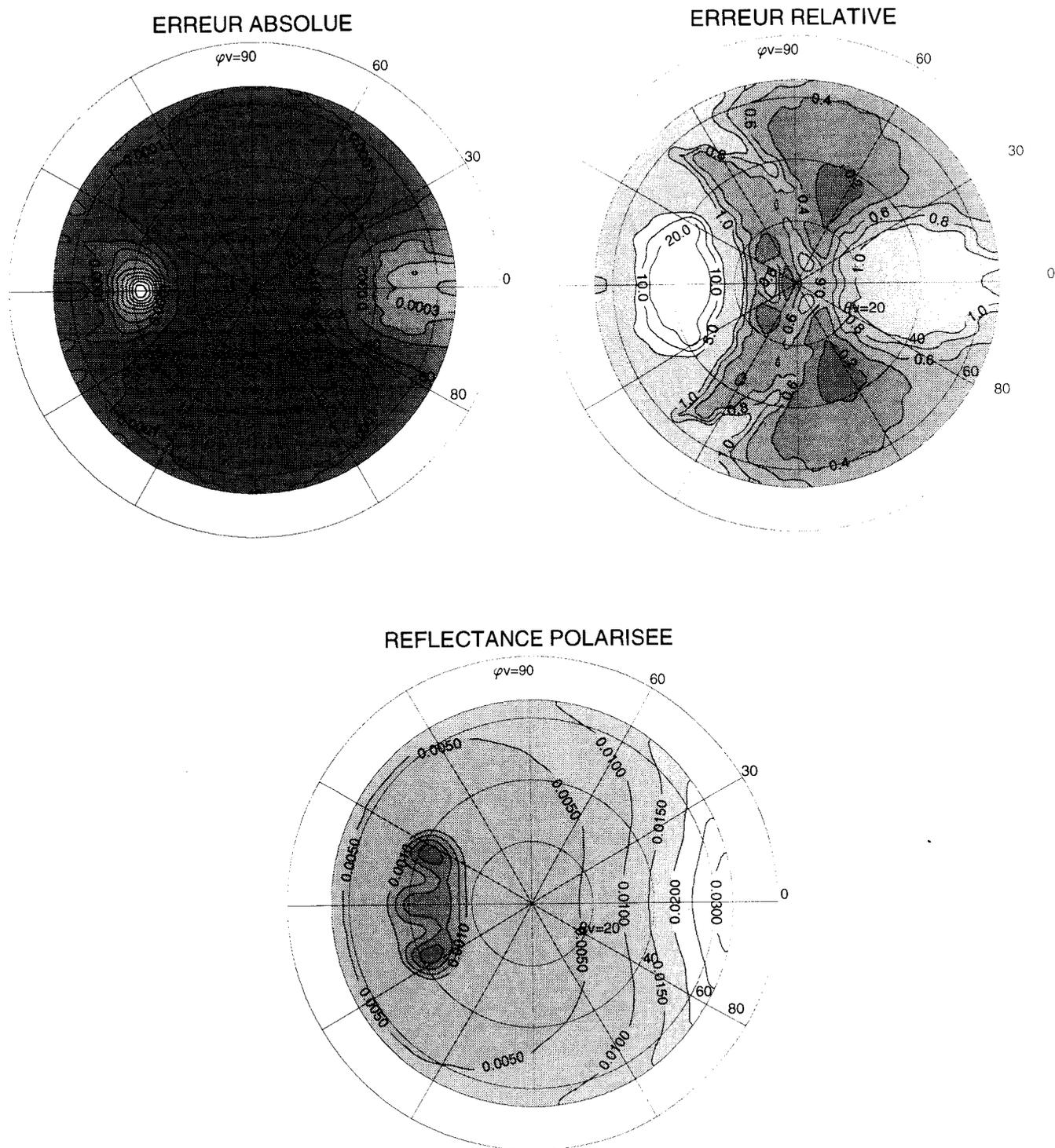


fig. 40 Erreurs d'interpolation angulaire des paramètres représentant la polarisation. Les erreurs absolues sont très faibles devant le bruit radiométrique. Les erreurs relatives ne sont importantes que pour des directions d'observation proches des zéros de polarisation ou de la tache de réflexion spéculaire.

Les deux courbes présentées ont été calculées avec une incidence solaire égale à 38 degrés, une épaisseur optique faible ($\delta_{865} = 0.1$) et une loi de Junge définie par une pente égale 4.0. D'autres angles d'incidence solaire ont été considérés pour les tests (fig. 38 : $\theta_s = 16 - 53$ degrés) mais aussi une épaisseur optique plus importante égale à 0.3 (fig. 39). On remarquera que dans tous les cas présentés, les erreurs d'interpolation sont très faibles et de loin négligeables devant les signaux mesurés. Les erreurs les plus importantes apparaissent pour des directions situées dans la tache de réflexion spéculaire (influence importante du couplage) et pour les zones de rétrodiffusion (forte variation de la fonction de phase).

Interpolation des quantités représentant la polarisation :

Les paramètres de Stokes Q et U s'interpolent aussi précisément que les réflectances. C'est ce que l'on constate sur la fig. 40 où nous avons tracé la distance quadratique $\left(Q_{\text{interp}} - Q_{\text{exacte}}\right)^2 + \left(U_{\text{interp}} - U_{\text{exacte}}\right)^2$ entre les paramètres interpolés linéairement et les paramètres interpolés polynomialement. Les erreurs relatives sont représentées par le rapport entre la distance quadratique définie précédemment et la réflectance polarisée. Seules les zones de rétrodiffusion, où la quantité de lumière polarisée s'annule, entraînent des erreurs relatives importantes sans signification physique (erreurs absolues de loin négligeables au bruit instrumental).

Calcul de la composante directe :

Pour effectuer le masquage des directions dans le glitter nous devons calculer la composante directe d'une façon plus précise qu'elle ne l'est actuellement. Celle-ci peut se déduire analytiquement à partir de l'équation qui représente le calcul classique du glitter:

$$\frac{\pi L(\theta_s, \theta_v, \phi_v)}{E_s} = \frac{\pi(1 + Z_x^2 + Z_y^2)^2 P_{ws}(Z_x, Z_y) \rho(\gamma)}{4 \cos(\theta_v)}$$

Elle est alors fonction de deux paramètres : γ , l'angle d'incidence sur la vague; la quantité $Z_x^2 + Z_y^2$ est reliée à l'inclinaison de la vague.

Pour calculer rapidement la composante directe, on pourrait tabuler la fonction $\rho(\gamma)$ suivant une discrétisation très fine ($\Delta \cos(\gamma) = 0.01$). La fonction P_{WS} est quant à elle une gaussienne suivant Z_x et Z_y et ne dépend que de $Z_x^2 + Z_y^2$. Z_x et Z_y se déduisent rapidement à partir des valeurs trigonométriques de θ_s , θ_v , ϕ_v .

2 - interpolations entre épaisseurs optiques :

Afin de représenter la variation des signaux en fonction de la concentration des particules nous devons interpoler les paramètres de Stokes (Luminance, Q et U) représentatifs du rayonnement émergeant par rapport à l'épaisseur optique des aérosols. Nous avons vu, que pour de faibles épaisseurs optiques et en utilisant une approximation basée sur la diffusion primaire (Voir & II-A-3) les quantités mesurées par POLDER en dépendent linéairement. Pour des conditions d'observation non affectées directement par la réflexion spéculaire, il est possible de tenir compte des non linéarités dues aux diffusions multiples en considérant une interpolation linéaire entre 4 épaisseurs optiques de référence représentant des conditions de turbidité moyennes (0.1 (conditions océaniques typique) 0.3 (turbidités plus fortes) 0.5 et 1.0 (événement de poussières sahariennes)). Des mesures locales, faites par Shwindling Myriam et Pierre Yves Deschamps [33] à San Diego, ont montré que les épaisseurs optiques étaient centrées autour de 0.1 à 865 nm. Pour tenir compte de la dynamique réelle en épaisseur optique nous serons certainement amené à redéfinir le premier jeu de référence. Par exemple, lorsque POLDER sera opérationnel , une statistique sur les épaisseurs optiques inversées permettra de définir une série plus réaliste.

Précision des interpolations :

Pour un modèle donné (ici un modèle de type Junge défini par une pente de 3.5) nous avons évalué par simulation les luminances pour une centaine d'épaisseurs optiques réparties uniformément entre 0 et 1 ($\Delta \delta_{865} = 0.01$). Pour chacune d'entre elles nous avons interpolé

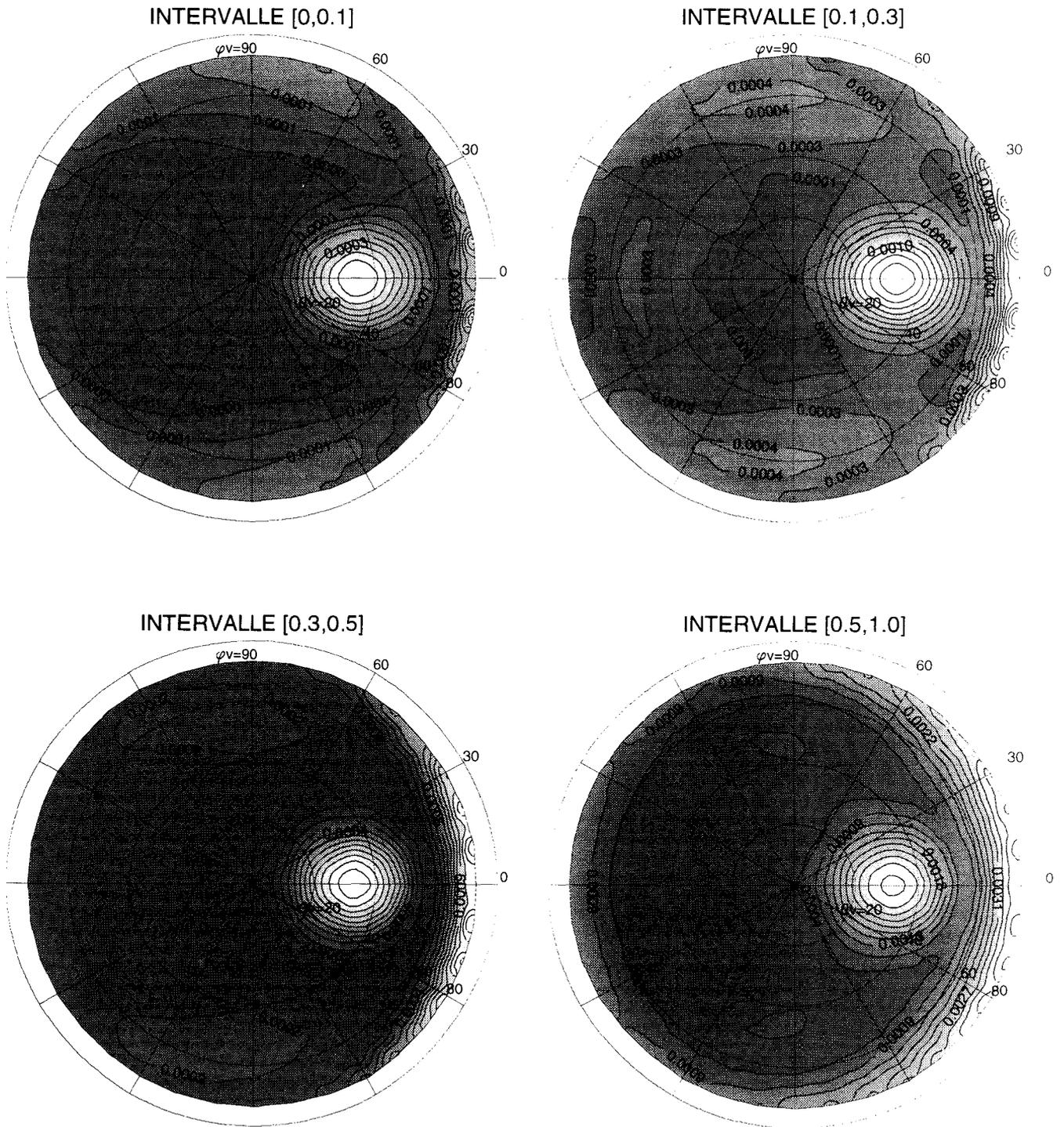
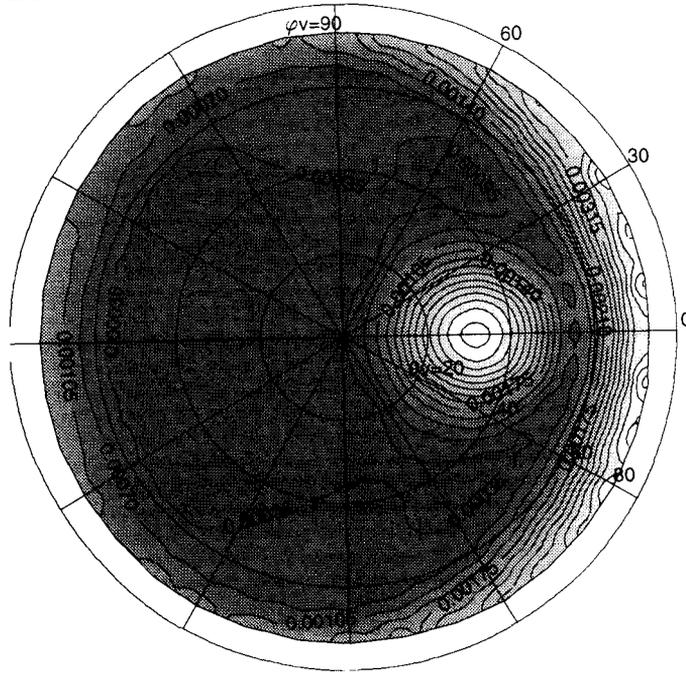


fig. 41 Erreurs dues aux interpolations en épaisseur optique : Pour les différents intervalles de référence nous avons tracé l'erreur d'interpolation en épaisseur optique maximale. On remarque qu'elles ne sont vraiment importantes que pour des directions proches de la réflexion spéculaire. En dehors de cette zone, elles sont dans les limites du bruit radiométrique.

INTERVALLE : [0,1]

ERREUR ABSOLUE MAXIMUM (INTERPOLATION LINEAIRE)



ERREUR ABSOLUE MAXIMUM (INTERPOLATION LINEAIRE + GLITTER)

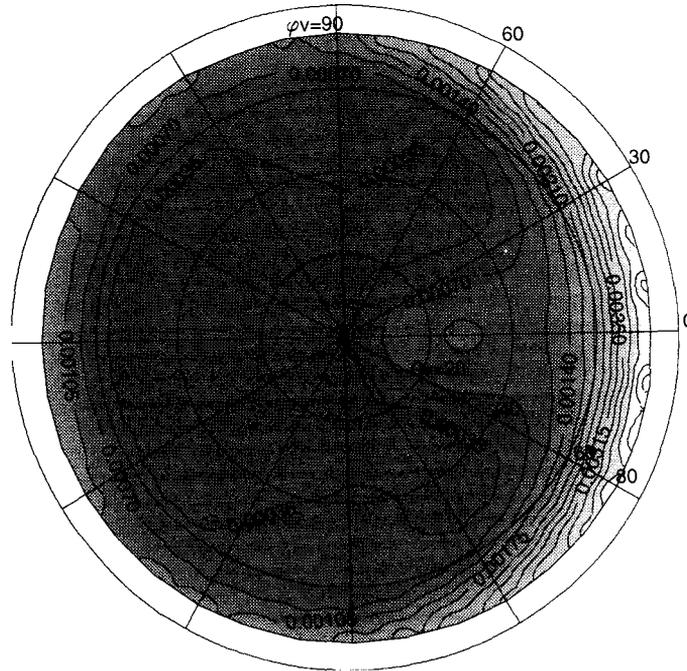


fig. 42 Erreurs dues aux interpolations en épaisseur optique : la figure du haut représente l'erreur maximale lorsque l'interpolation est linéaire quelle que soit la visée tandis que celle du bas tient compte plus précisément de l'atténuation exponentielle du glitter à la traversée de la couche diffusante.

linéairement les signaux entre les épaisseurs optiques de référence puis évalué l'erreur due à l'interpolation.

Pour chaque intervalle de référence nous avons représenté en fonction de la condition d'observation l'erreur maximale constatée entre les réflectances simulées et les réflectances interpolées (fig. 41). Pour des directions éloignées de la direction de réflexion spéculaire et des visées peu inclinées ($\theta_v < 60^\circ$) les 4 épaisseurs optiques permettent une interpolation dans les limites du bruit radiométrique.

Visées proches du glitter :

Pour de telles directions la réflexion spéculaire domine et sa dépendance exponentielle avec l'épaisseur optique induit des erreurs importantes dans l'interpolation linéaire.

Pour améliorer l'interpolation dans le cas où le masquage serait déficient (vitesse de vent erronée), nous pouvons, comme pour les interpolations angulaires séparer le terme de réflexion directe des autres termes. Le signal est alors décomposé suivant :

- Le signal atmosphérique et le couplage glitter atmosphère
- La réflexion spéculaire atténuée exponentiellement par la couche molécule-aérosol

La réflectance corrigée du glitter direct est interpolée linéairement par rapport à l'épaisseur optique car elle est générée principalement par la diffusion atmosphérique. Le terme représentant le glitter s'obtient analytiquement :

$$R_{\text{glit-at}}(\theta_s, \theta_v, \varphi_v) = \exp\left(-\delta\left(\frac{1}{\cos(\theta_s)} + \frac{1}{\cos(\theta_v)}\right)\right) R_{\text{glit}}(\theta_s, \theta_v, \varphi_v)$$

Ceci implique une procédure itérative pour inverser l'épaisseur optique car l'exponentielle implique une équation définie par une fonction implicite. Nous constatons en fig. 42 que la séparation du

terme direct améliore considérablement la précision des résultats. En pratique cette procédure n'est pas utilisée mais elle peut être proposée pour une amélioration des algorithmes existants.

3 - interpolation entre granulométries :

Nous avons vu dans le chapitre précédent (& III-A) qu'il était envisagé d'interpoler les propriétés optiques (Fonction de phase, Fonction de phase polarisée, dépendance spectrale des épaisseurs optiques) entre des lois de Junge ou des lois log-normale de référence. Nous nous intéressons à la précision de ces interpolations lorsque nous utilisons une modélisation complète incluant les effets de diffusion multiple et la réflexion spéculaire au niveau de la surface océanique (Atmosphère + glitter + Couplage).

3 - a Interpolation entre lois de JUNGE :

Pour obtenir les propriétés optiques d'une loi de Junge intermédiaire, nous avons vu qu'il était suffisant de considérer une interpolation linéaire par rapport à la pente qui la définit. Quatre lois de Junge (3.5 - 4.0 - 4.5 - 5.0) ont été choisies par indice de réfraction. Pour tester les interpolations, deux modèles ont été considérés, l'un défini par une pente égale à 3.8, l'autre par une pente de 4.8. D'autre part nous considérons pour chaque modèle des simulations faites en une même épaisseur optique. Les signaux exacts et interpolés (luminance , paramètres de Stokes Q et U) sont alors fortement corrélés et nous observons en fig. 43, 44 et 45 des erreurs absolues très faibles devant le signal et en général inférieures au bruit radiométrique ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$). Le résultat est d'autant meilleur que l'épaisseur optique est faible.

Le modèle considéré influence également la qualité des interpolations. Pour des grosses particules (fig. 43 et 44), le signal mesuré en polarisation est plus faible et les erreurs d'interpolations plus importantes au niveau de l'arc impliquent des erreurs relatives plus élevées que celles évaluées pour des petites particules (fig. 45). Néanmoins les erreurs sont dans les limites imposées par le bruit instrumental et nettement inférieures aux signaux mesurés, quelle que soit l'épaisseur optique considérée, l'erreur relative restant inférieure à quelques pourcents.

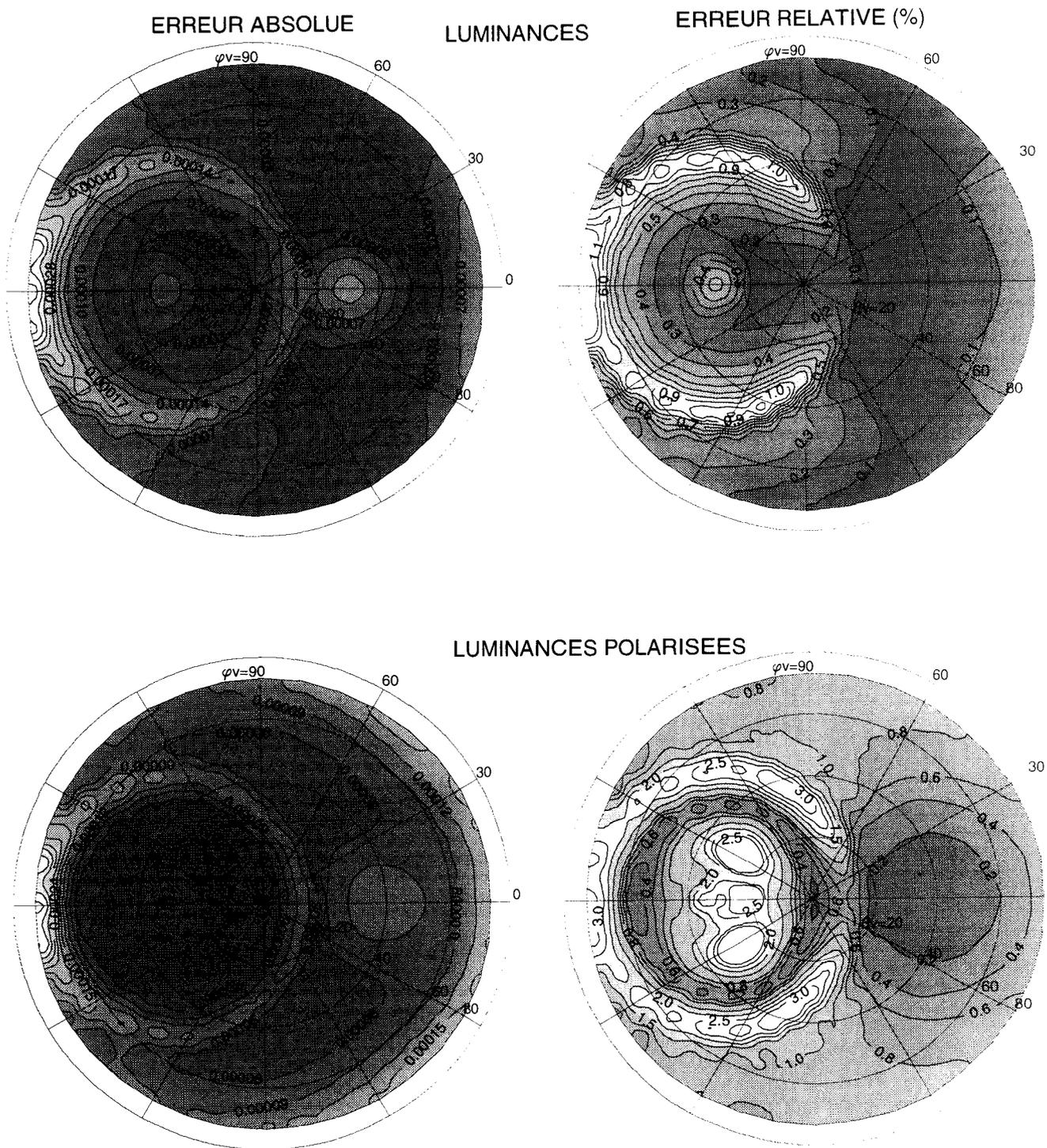


fig. 43 Interpolation entre deux lois de Junge : Les erreurs d'interpolation sont représentées ici pour un modèle défini par une pente égale à 3.8, une épaisseur optique égale à 0.1 à 865 nm. et un angle d'incidence solaire valant 32 °. Les erreurs absolues sont nettement inférieures au bruit radiométrique. Néanmoins, on notera des erreurs relativement plus importantes autour de l'arc des fonctions de phase et des zéros de polarisation.

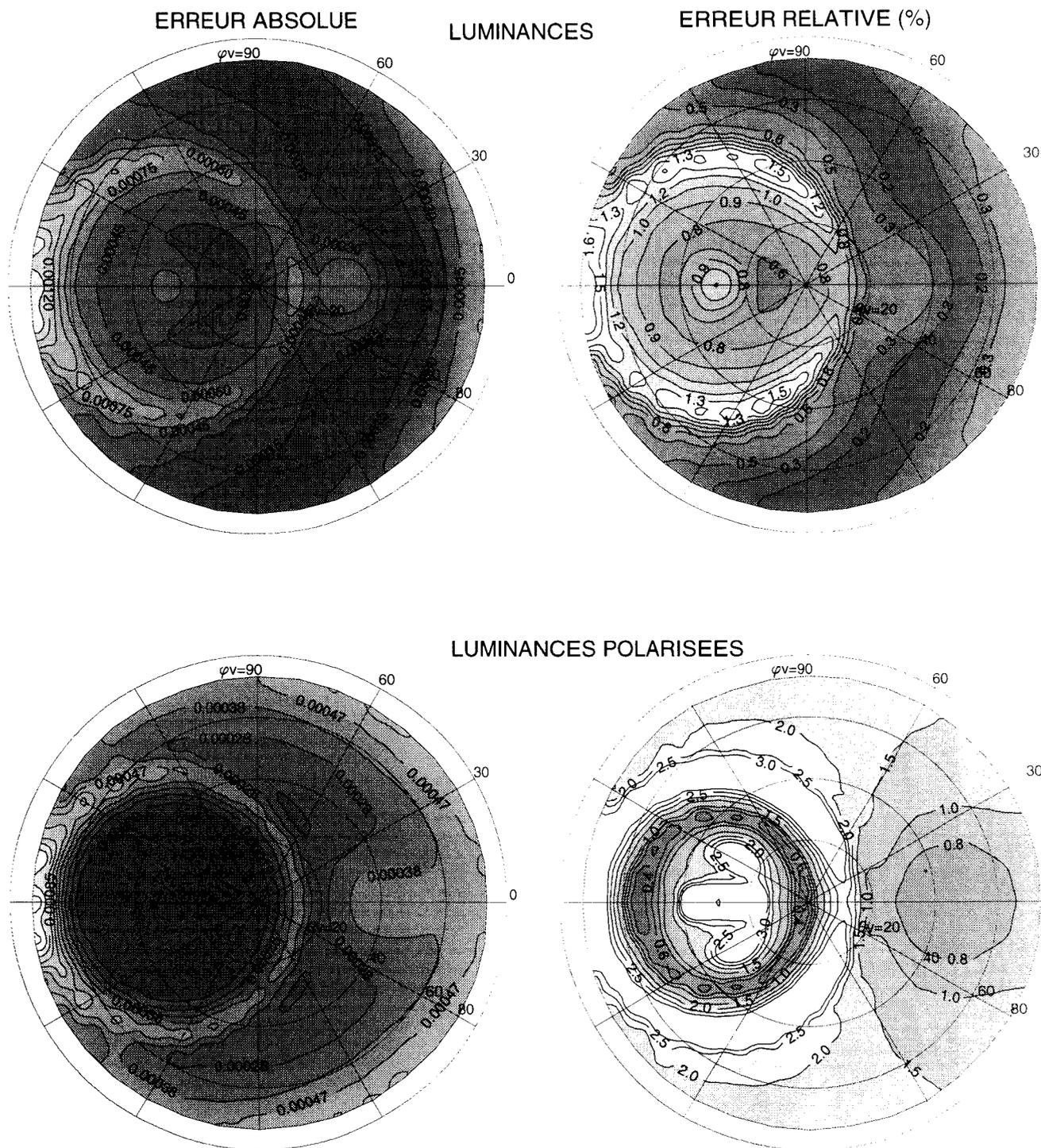


fig. 44 Interpolation entre deux lois de Junge. L'épaisseur optique de la couche est égale ici à 0.5. Les erreurs relatives importantes interviennent dans l'arc de polarisation, situé à un angle de diffusion de l'ordre de 145 degrés. Le modèle considéré (3.8 => petites particules) polarise peu la lumière incidente si bien que les erreurs relatives sont plus importantes que pour le modèle présenté dans la figure suivante.

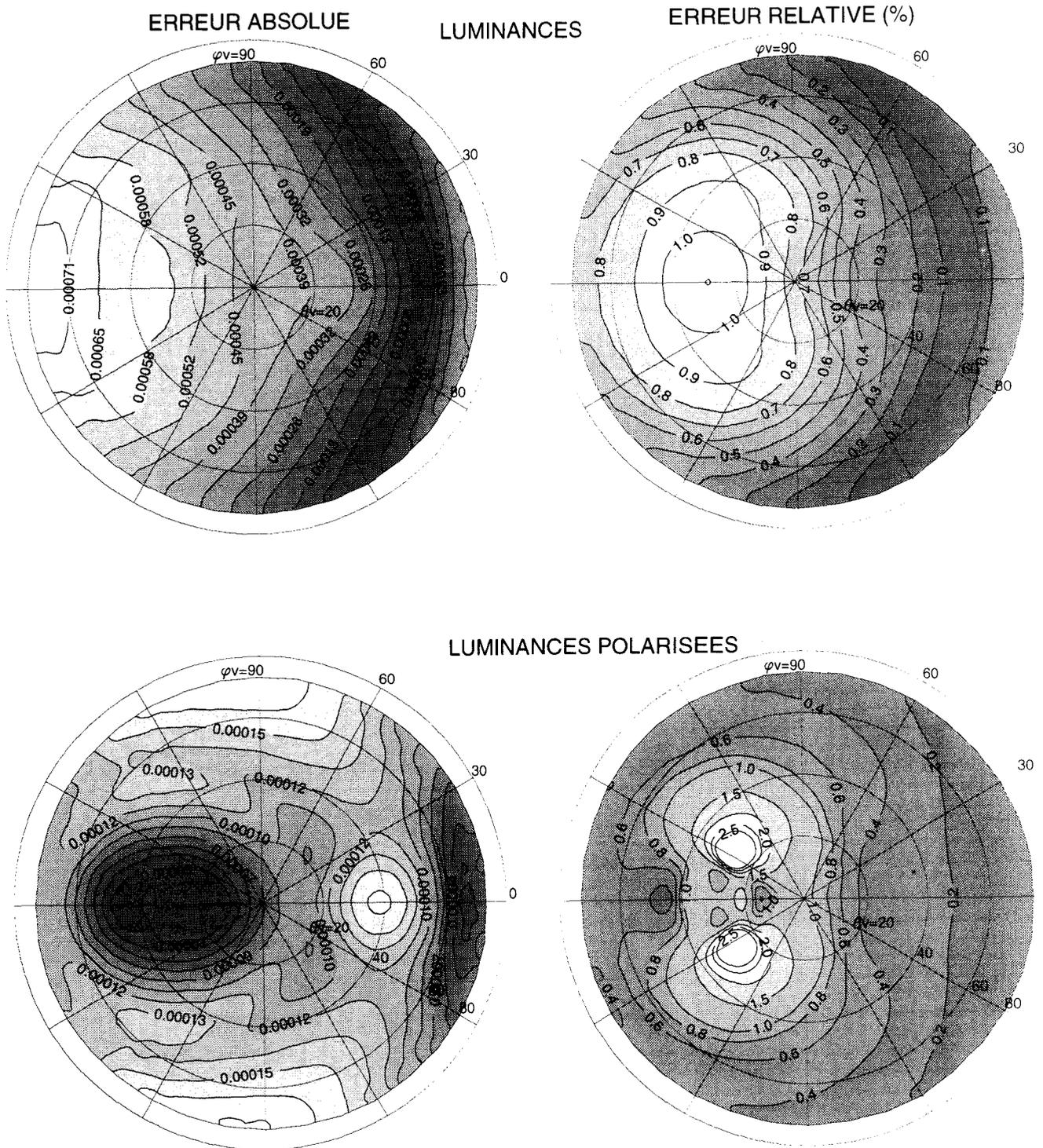


fig. 45 Le modèle considéré ici est une loi de Junge de pente 4.8 et l'épaisseur optique vaut 0.5. Les particules ayant un rayon plus faible, elles polarisent plus la lumière incidente et les erreurs relatives sont moins importantes.

3 - b Interpolation entre lois log-normales :

L'interpolation des propriétés optiques correspondant à des lois log-normales (voir premier Chapitre & III-A-2) a pour objet de couvrir avec un jeu de simulations limité (16 modèles par indice de réfraction) l'espace des rayons et des écarts types efficace de diffusion. Nous considérerons dans un premier temps l'interpolation des quantités radiatives entre deux écarts types efficaces puis entre deux granulométries définissant des rayons efficaces différents. Comme pour les lois de Junge, l'interpolation se fait à épaisseur optique constante.

Interpolation suivant l'écart type efficace de diffusion :

Dans le premier chapitre nous avons considéré une grille formée de couples de lois log-normales ayant des rayons efficaces égaux mais des écarts types efficaces différents:

- La combinaison linéaire des propriétés optiques entre deux lois log-normales d'un même couple défini par R_{eff} correspond à une loi bimodale définie par ce même rayon et un écart type efficace intermédiaire. Les propriétés optiques d'une telle loi se déduisent alors en interpolant directement suivant la valeur de σ_{eff} .
- Pour que l'interpolation représente au mieux des propriétés optiques associées à des lois log-normales, nous avons proposé de calculer, par minimisation quadratique entre les fonctions de phase, des coefficients de pondération. Ces derniers permettent, par combinaison linéaire des propriétés optiques d'un couple de référence, de nous approcher au maximum de celles que nous avons calculées pour une loi log-normale définie par un écart type efficace intermédiaire.

Les coefficients d'interpolation déduits lors de l'étude menée en diffusion primaire seront appliqués aux quantités radiatives (Luminance, paramètres de Stokes) simulées en diffusion multiple. Nous vérifions tout d'abord que la linéarité entre les paramètres optiques d'une loi bimodale et des modes la constituant est aussi respectée avec précision entre les quantités simulées avec le code de transfert radiatif. Nous nous intéressons ensuite à la restitution des simulations

correspondant à une loi log-normale en utilisant les coefficients de pondération déduits en diffusion primaire. Pour chacun de ces 2 tests, nous avons considéré 3 modèles log-normaux ou bimodaux représentant des tailles de particules différentes :

Modèle	log(rm)	σ	R _{eff} (μm)	σ_{eff} (μm^2)	1 ^{er} mode ($\sigma = 0.2$)		2 ^{ème} mode ($\sigma = 0.5$)	
					log(rm)	σ_{eff}	log(rm)	σ_{eff}
1	-1.229	0.34	0.55	$9.72 \cdot 10^{-2}$	-0.6	$4.45 \cdot 10^{-2}$	-2.37	0.17
2	-0.693	0.34	1.02	0.62	-0.2	0.22	-1.63	1.42
3	-0.016	0.34	4.2	15.8	0.4	4.22	-0.78	45.3

-> modèles log-normaux utilisés pour le test des interpolations suivant l'écart type efficace de diffusion. Les modèles log-normaux représentent chacun un mode de référence et définissent pour chaque modèle testé le même rayon efficace. Ces deux modes sont définis par des écarts types représentant les extrémités de la grille de simulation.

Modèle	β_1 (%)	β_2 (%)
1	48	52
2	55	45
3	54	46

-> Les coefficients β_1 et β_2 permettent de pondérer les réflectances associées aux deux modes de référence. Ils sont évalués en diffusion primaire en minimisant l'écart quadratique entre la matrice de phase exacte et la matrice de phase interpolée.

Modèle	R _{eff} (μm)	σ _{eff} (μm ²)	1 ^{er} mode (σ =0.2)		2 ^{ème} mode (σ =0.5)	
			β ₁ (%)	α ₁ (%)	β ₂ (%)	α ₂ (%)
1	0.55	0.108	50	99.96	50	0.04
2	1.02	0.817	50	99.37	50	0.63
3	4.2	24.77	50	95.92	50	4.08

-> Modèles bimodaux utilisés pour le test des interpolations suivant l'écart type efficace de diffusion. Les coefficients β_i évalués par rapport aux écarts types efficaces de référence permettent tout d'abord d'interpoler les fonctions de phase puis d'interpoler les paramètres de Stokes en diffusion multiple. Pour nous placer au milieu de la dynamique en écart type efficace de diffusion, nous les avons fixé à une valeur de 0.5. Les coefficients α_i représentent le pourcentage en nombre de particules de chaque mode dans la granulométrie bimodale.

La relation entre les matrices de phase représentant une loi bimodale et les composantes log-normale la définissant est, par définition, linéaire. Cette linéarité entre les paramètres de diffusion primaire se transpose avec précision en diffusion multiple. En effet, que l'on se place au dessus d'un sol noir (fig. 46 à 48) ou au dessus du dioptre océanique (fig. 49 et 50) la combinaison linéaire des paramètres de Stokes de référence permet de restituer avec précision les signaux correspondant aux 3 lois bimodales que nous avons définies dans le tableau précédent. Il est équivalent d'écrire :

$$R_{\text{mult}}(\beta_1 P_1(\theta) + \beta_2 P_2(\theta)) = \beta_1 R_{\text{mult}}(P_1(\theta)) + \beta_2 R_{\text{mult}}(P_2(\theta))$$

Les fonctions P₁ et P₂ représentent les fonctions de phase associées à chaque mode.

β₁ P₁(θ)+β₂ P₂(θ)=P(θ) représente la fonction de phase du mélange, donc de la loi bimodale.

Ceci est un résultat remarquable car l'équation de transfert est rarement linéaire vis à vis des paramètres qui la définissent. Cette quasi-linéarité ne peut s'expliquer que par le faible couplage

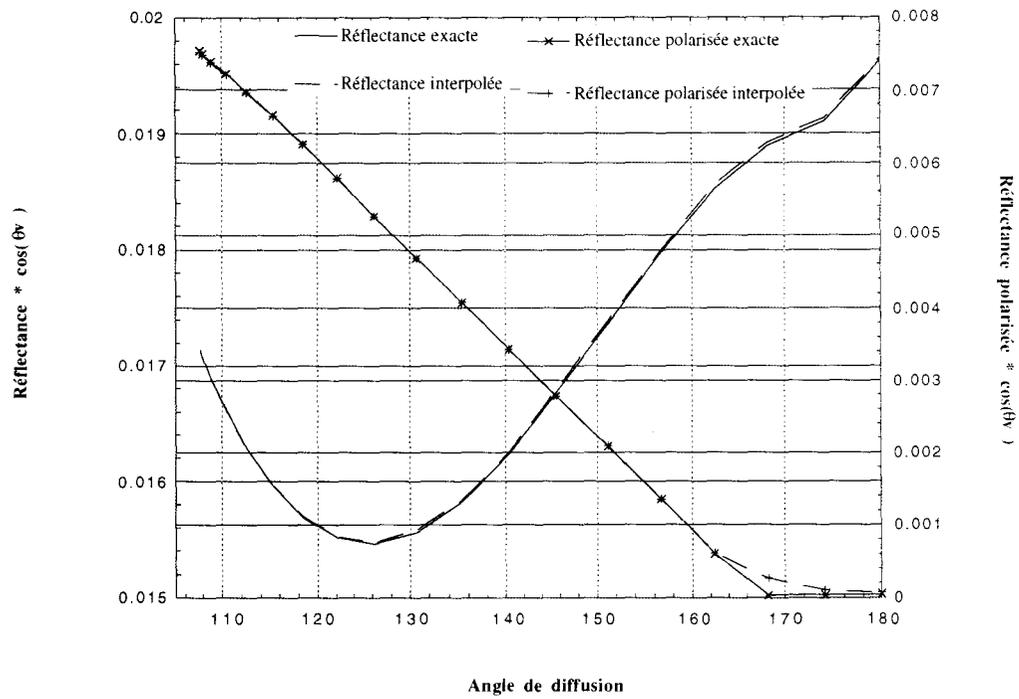


fig. 46 Validation des interpolations au dessus d'un sol noir pour une loi bimodale (Modèle 1)

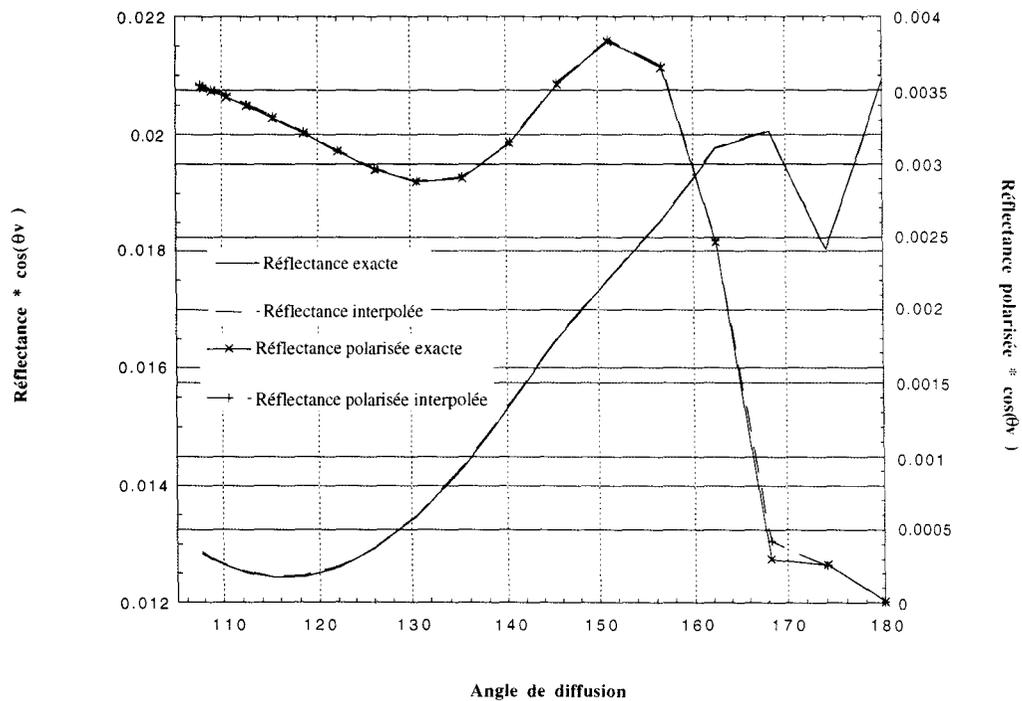


fig. 47 Validation des interpolations au dessus d'un sol noir pour une loi bimodale (Modèle 2)

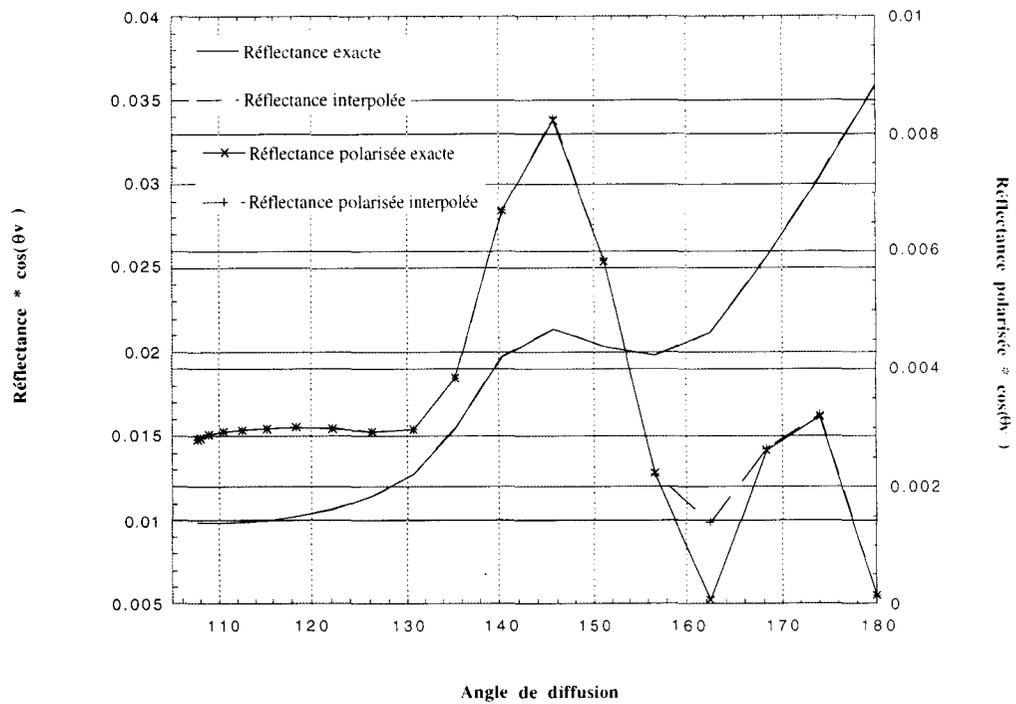


fig. 48 Validation des interpolations au dessus d'un sol noir pour une loi bimodale (Modèle 3)

Commentaire des fig. 46, 47 et 48 : Nous avons considéré ici une simulation des réflectances mesurées au dessus d'un sol noir pour une épaisseur optique égale à 0.3 à 865 nm et un angle d'incidence solaire fixé à 36 degrés. Dans de telles conditions, nous savons que l'angle principal est l'angle de diffusion. C'est pourquoi nous avons tracé, en les corrigeant de l'effet de masse d'air, les réflectances et les réflectances polarisées en fonction de cet angle en faisant varier l'azimut entre 0 et 180 degrés. L'angle zénithal de visée est fixé à 36 degrés. Les termes interpolés consistent en une combinaison linéaire suivant l'écart type efficace de diffusion des réflectances et des paramètres de Stokes que nous avons simulés pour chacune des lois log-normales formant le mélange. On constatera que la linéarité entre les propriétés optiques de la loi bimodale (termes exacts) et celles qui sont associées aux deux lois log-normales d'un même couple se transpose avec précision en diffusion multiple.

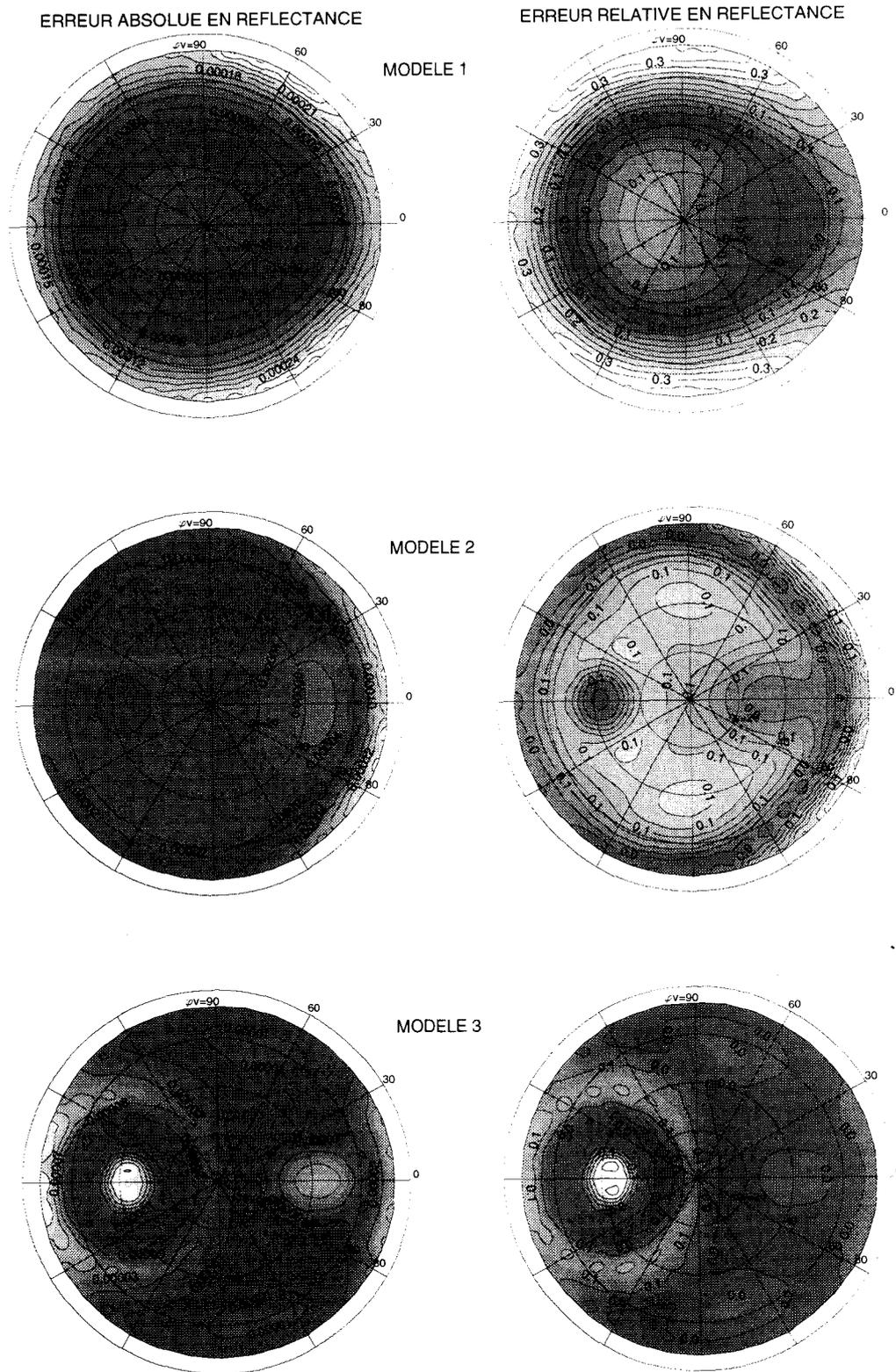


fig. 49 Le calcul correspondant aux fig. 46 à 48 a été mené en considérant un sol réfléchissant spéculairement la lumière. Les réflectances calculées avec une loi bimodale (calcul exact) sont très proches de la combinaison linéaire (calcul approché) des réflectances associées aux 2 composantes log-normales. Les erreurs absolues et relatives (%) sont représentées en fonction de l'angle zénithal et de l'azimut. L'angle d'incidence solaire vaut 36 degrés.

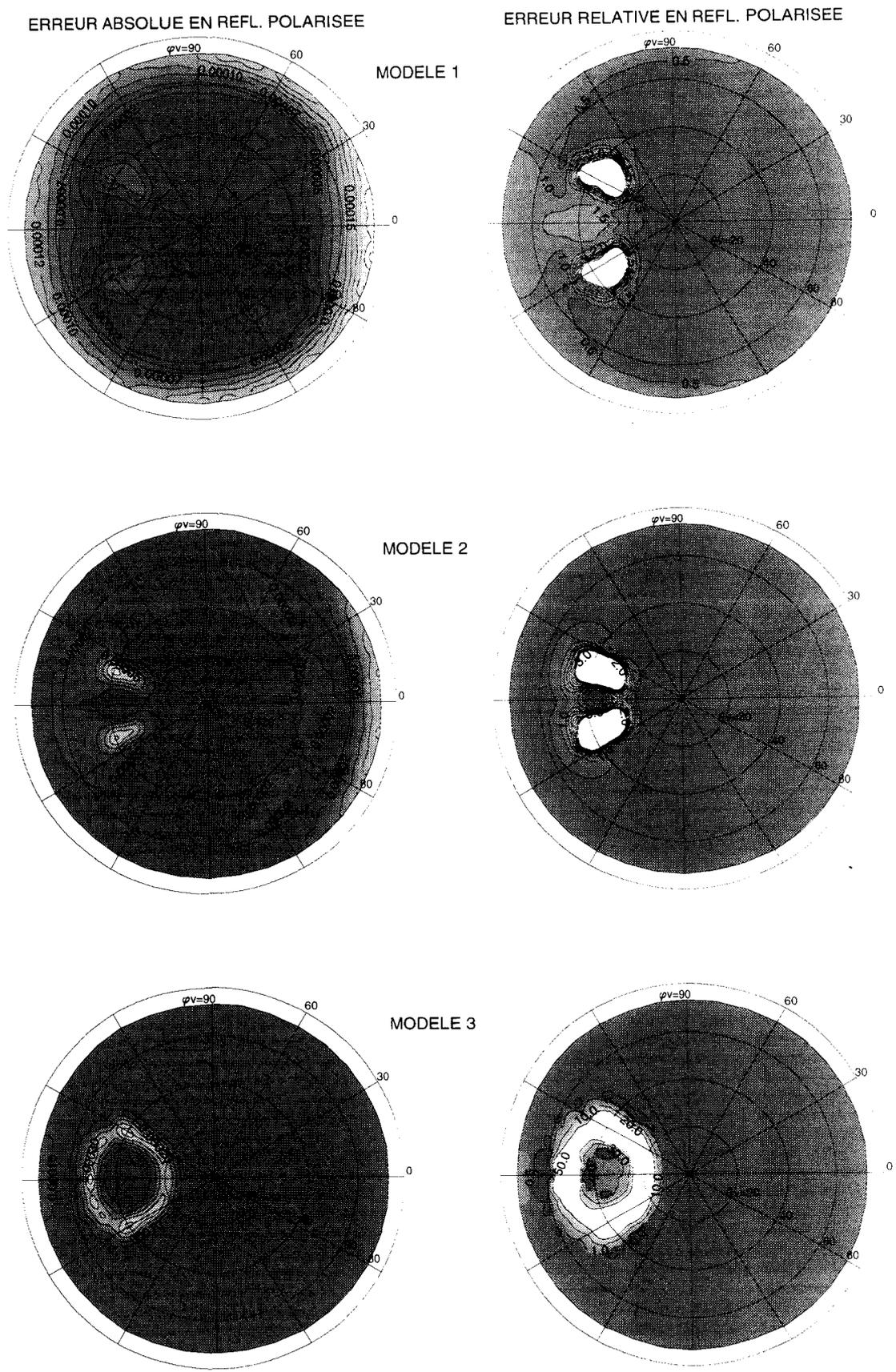


fig. 50 Comparaison des réflectances polarisées pour le cas de la figure précédente. Les maximums d'erreur relative correspondent aux zéros de polarisation

existant entre les deux modes log-normaux servant à l'interpolation. En effet, si on considère séparément les 3 équations de transfert associées aux fonction de phase P1, P2 et P
 $P(\theta) = \beta_1 P_1(\theta) + \beta_2 P_2(\theta)$ et leurs solutions respectives L_1, L_2, L (Nous n'avons pas décomposé ici le faisceau solaire incident et la composante diffuse, L représente le signal total). Dans ce cas on peut écrire :

$$\mu \frac{\partial \mathcal{L}(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} = \mathcal{L}(\delta, \mu, \varphi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi'$$

$$\mu \frac{\partial \mathcal{L}_1(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} = \mathcal{L}_1(\delta, \mu, \varphi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}_1(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}_1(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi'$$

$$\mu \frac{\partial \mathcal{L}_2(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} = \mathcal{L}_2(\delta, \mu, \varphi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}_2(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}_2(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi'$$

on obtient après quelques manipulations algébriques simples :

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \mathcal{L}(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} &= \mathcal{L}(\delta, \mu, \varphi) - \beta_1 \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}_1(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}_1(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \\ &\quad - \beta_2 \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}_2(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}_2(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \\ &\quad - \beta_1 \beta_2 \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} (\mathcal{P}_2(\mu, \varphi, \mu', \varphi') - \mathcal{P}_1(\mu, \varphi, \mu', \varphi')) (\mathcal{L}_1(\delta, \mu', \varphi') - \mathcal{L}_2(\delta, \mu', \varphi')) d\mu' d\varphi' \end{aligned}$$

Posons $L' = \beta_1 L_1 + \beta_2 L_2$ et $\Delta L = L - L'$, la différence entre les paramètres de Stokes exacts et les paramètres interpolés. On obtient alors, en combinant les équations auxquelles obéissent les luminances L_1 et L_2 :

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \mathcal{L}'(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} &= \mathcal{L}'(\delta, \mu, \varphi) - \beta_1 \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}_1(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}_1(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \\ &\quad - \beta_2 \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} \mathcal{P}_2(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathcal{L}_2(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \end{aligned}$$

par conséquent

$$\mu \frac{\partial \Delta \mathcal{L}^{n+1}(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} = \Delta \mathcal{L}^{n+1}(\delta, \mu, \varphi) - \beta_1 \beta_2 \frac{\omega_0}{4\pi} \iint_{4\pi} (\mathcal{P}_2(\mu, \varphi, \mu', \varphi') - \mathcal{P}_1(\mu, \varphi, \mu', \varphi')) (\mathcal{L}_1^n(\delta, \mu', \varphi') - \mathcal{L}_2^n(\delta, \mu', \varphi')) d\mu' d\varphi'$$

D'autre part $\Delta \mathcal{L}^1 = \Delta \mathcal{L}^0 = 0$, car en diffusion primaire, la combinaison linéaire des luminance est une formulation rigoureuse. En effet, au premier ordre de la diffusion, le vecteur de Stokes L est proportionnel à la matrice de phase.

La non linéarité entre L , L_1 et L_2 représentée par l'écart ΔL intervient par les fonctions sources représentant le couplage entre les deux modes (dernier terme). Les différences entre les fonctions de phase sont lissées à l'ordre 2 par la différence des luminances calculées pour l'ordre 1 et aux ordres de diffusion suivant ces termes auront de moins en moins d'importance car les luminances entrant dans ce terme source deviennent de plus en plus isotropes et de plus en plus faibles. En effet, si L est isotrope le terme de couplage disparaît suite à la normalisation des fonctions de phase. D'autre part, ce terme sera maximal pour un mélange défini par des coefficients β_i égaux à 0.5. Les termes croisés $\beta_1 \beta_2$ valent alors 1/4 et le terme de couplage est pondéré deux fois moins que chaque terme source qui nous intéresse. On comprendra alors que si les fonctions de phase des deux modèles entre lesquels on effectue une combinaison linéaire sont relativement peu éloignées, ce terme peut devenir vite négligeable.

Les interpolations suivant l'écart type efficace ne permettent pas une restitution aussi précise des mesures qui seraient associées à une loi log-normale (fig. 51 à 53). Ceci n'est pas la conséquence des diffusions multiples car nous venons de montrer que s'il y a linéarité entre les paramètres optiques en diffusion primaire, elle est respectée avec une très bonne précision entre les réflectances simulées. Nous avons remarqué dès le premier chapitre que, malgré un ajustement des coefficients de pondération, les paramètres optiques interpolés en diffusion primaire ne représentent qu'approximativement ceux qui sont associés à une loi log-normale (voir fig. 54 et 55). Ces erreurs se répercutent alors sur les simulations du signal atmosphérique (sol noir : fig. 51 à 53) et sur celles correspondant aux observations océaniques (fig. 56 et 57).

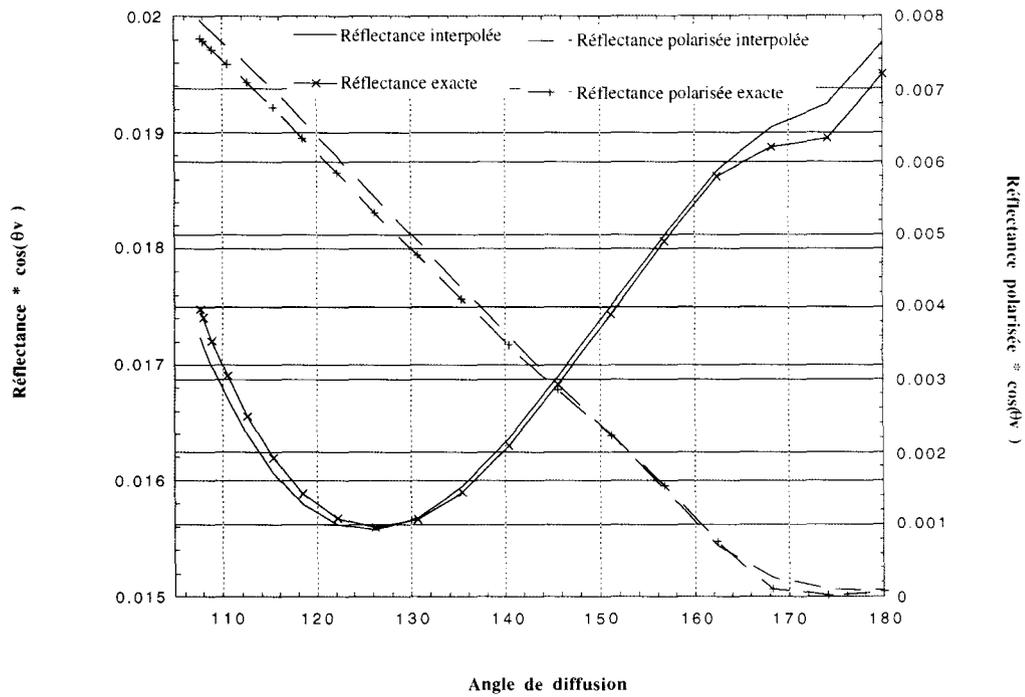


fig. 51 Restitution par interpolation suivant l'écart type des propriétés du modèle log-normal 1.

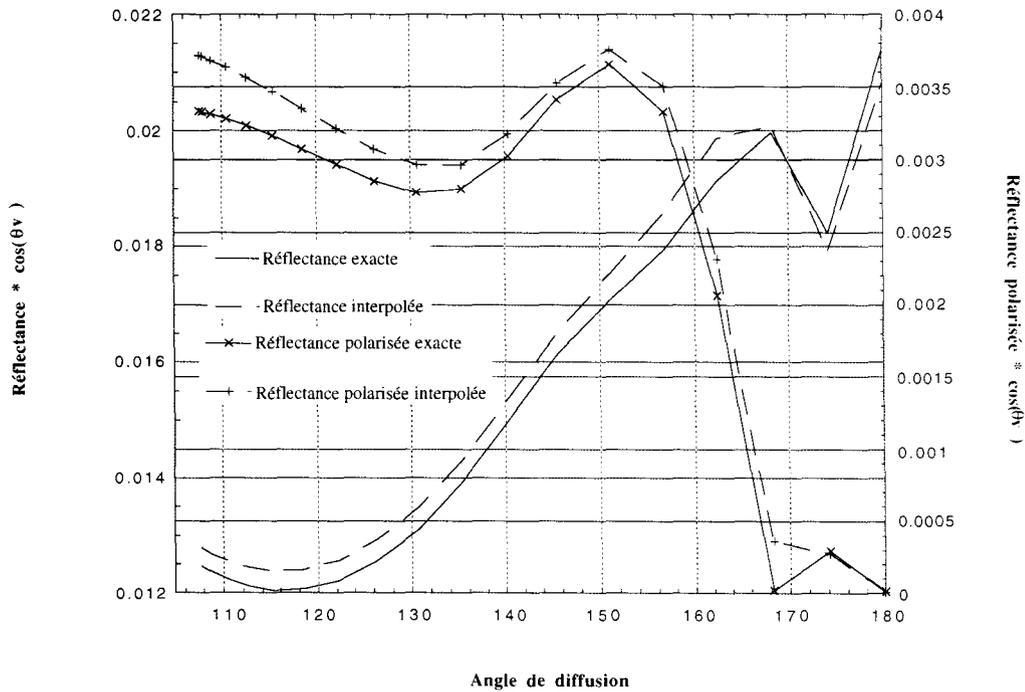


fig. 52 Restitution par interpolation suivant l'écart type efficace des propriétés du modèle log-normal 2.

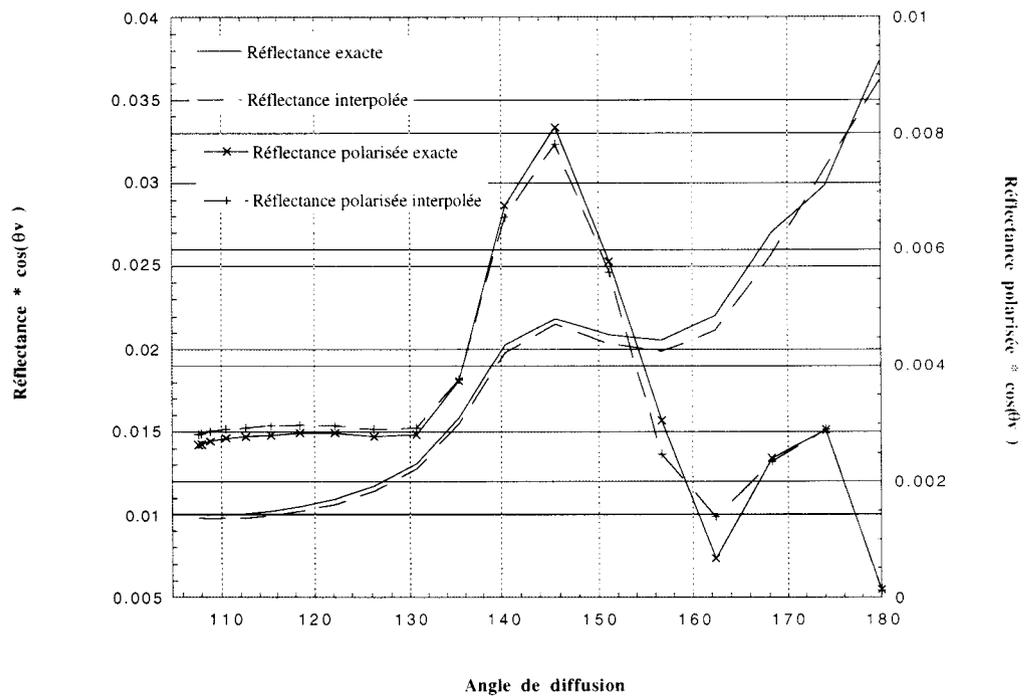


fig. 53 Restitution par interpolation suivant l'écart type des propriétés du modèle log-normal 3.

Commentaire des fig. 51, 52 et 53 : Les conditions angulaires et l'épaisseur optique de la simulation sont les mêmes que pour les fig.46 à 48.

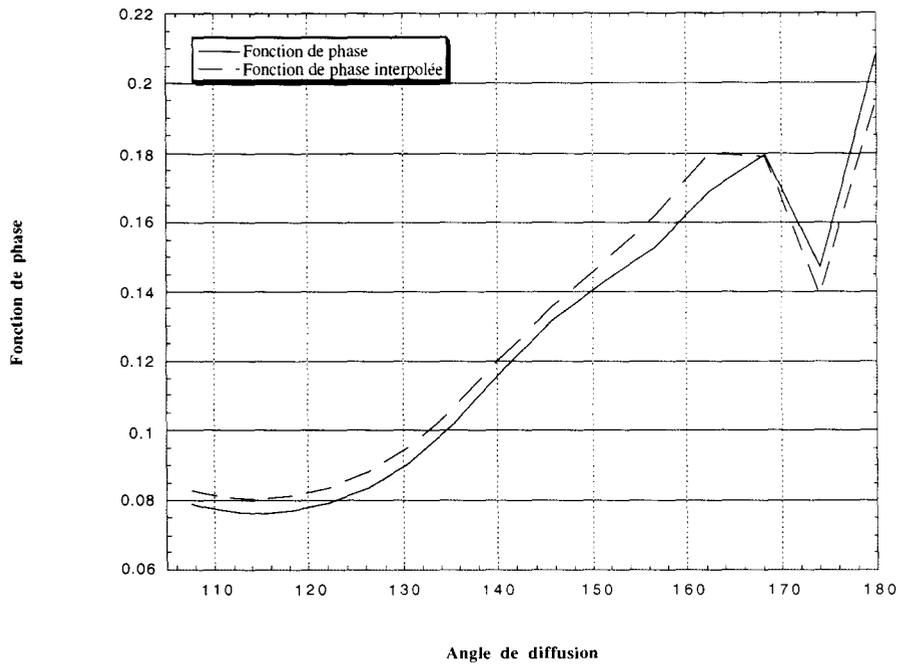


fig. 54 Comparaison des fonctions de phase exactes et interpolées pour le modèle 2

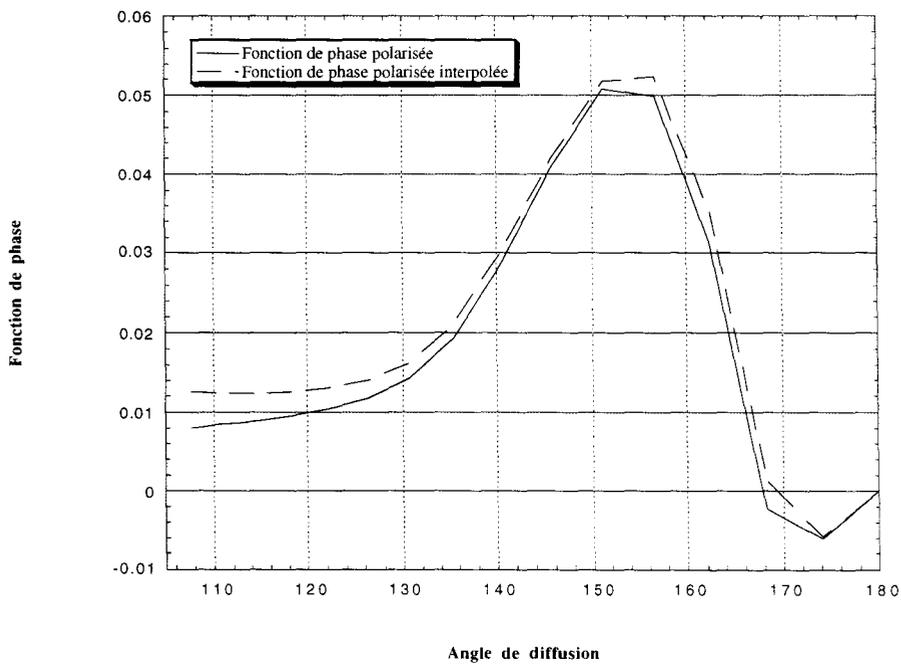


fig. 55 Comparaison des fonctions de phase polarisées pour le modèle 2. Les erreurs d'interpolation en diffusion multiple (fig. 51 à 53) sont la conséquence directe des différences que l'on constate ici entre les paramètres optiques en diffusion primaire.

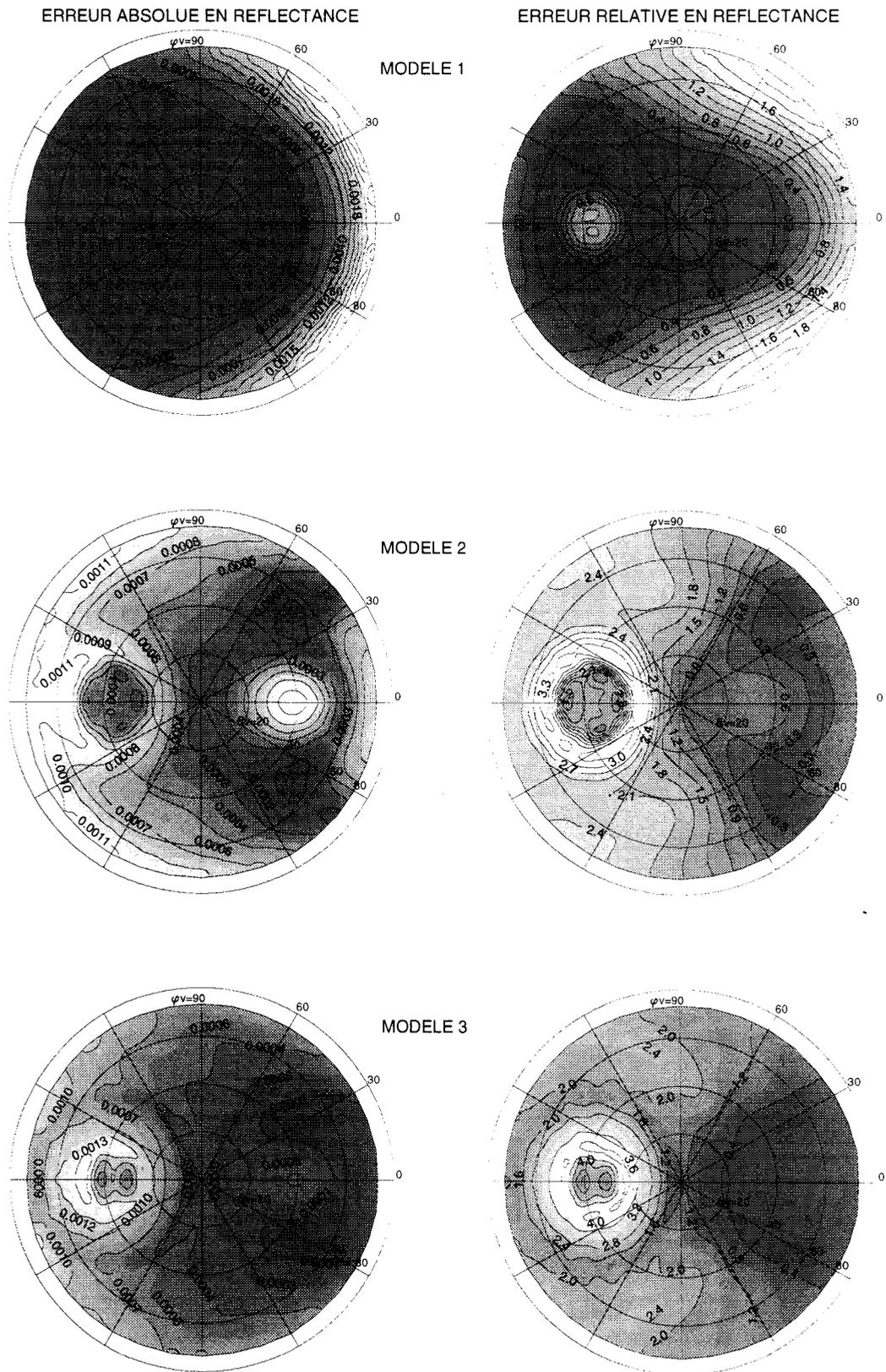


fig. 56 Comme pour un sol noir (fig. 51 à 53), nous remarquerons qu'au dessus d'un sol réfléchissant spéculairement la lumière, la combinaison linéaire de réflectances associées à deux granulométries de référence ne permet pas une restitution aussi précise des réflectances correspondant à une loi log-normale d'écart type efficace intermédiaire .

ERREUR ABSOLUE EN REFL. POLARISEE

ERREUR RELATIVE EN REFL. POLARISEE

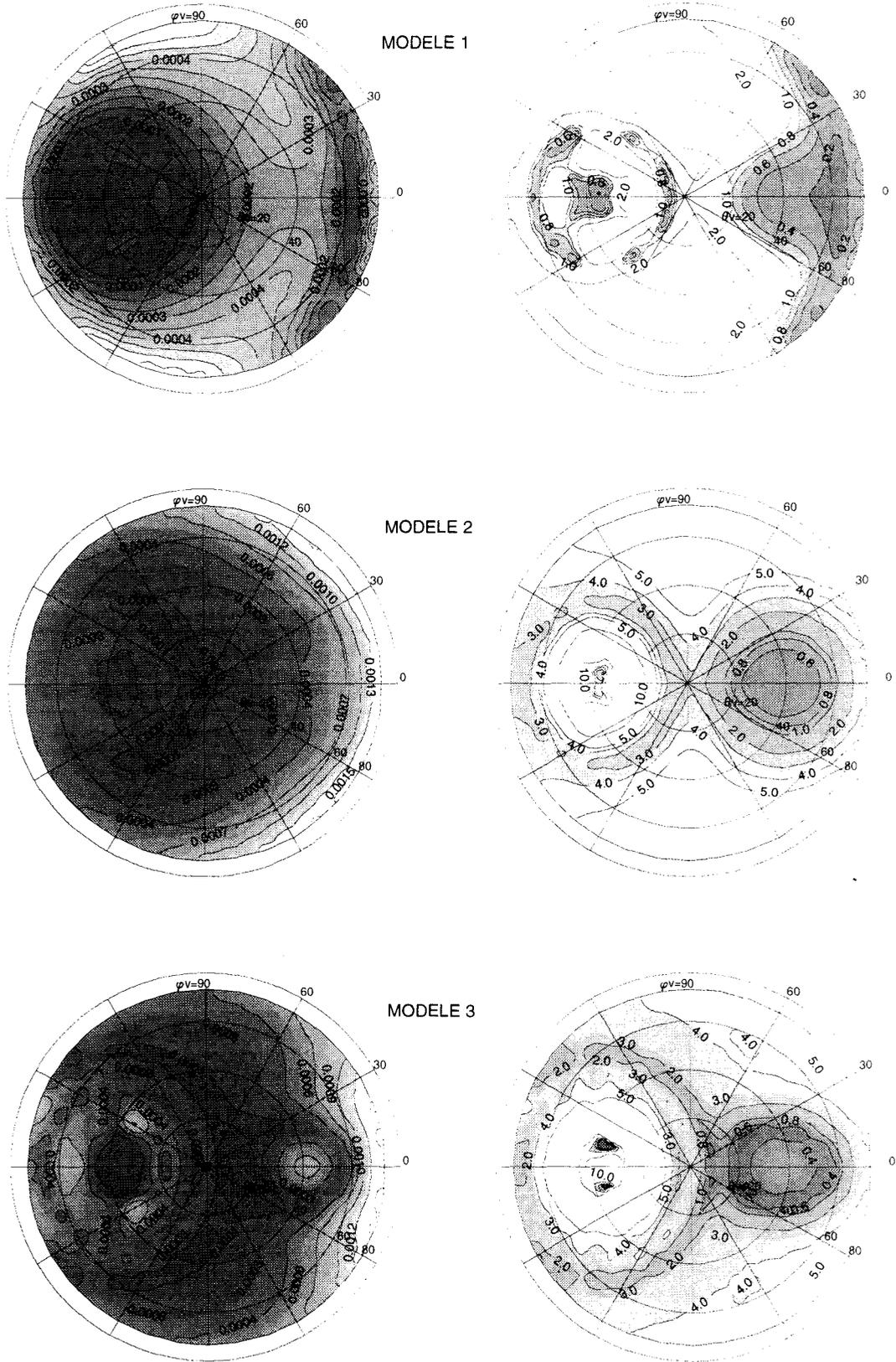


fig. 57 Même cas que la figure précédente mais en considérant les réflectances polarisées. Les maximums d'erreur relative correspondent aux zéros de polarisation et n'ont pas de réalité physique.

Interpolation suivant le rayon efficace :

Les quantités radiatives d'une loi de rayon efficace intermédiaire sont obtenues aussi en combinant linéairement les réflectances et les réflectances polarisées entre deux lois log-normales. Elles sont cette fois ci définies par un même écart type et par des rayons efficaces (ou $\log(rm)$) voisins dans la grille de simulation décrite dans le premier chapitre.

Pour commencer, les tests ont été effectués en considérant les 3 modèles bimodaux définis dans le tableau suivant :

	1 ^{er} Mode ($\sigma = 0.5$)			2 ^{ème} Mode ($\sigma = 0.5$)			α_1 (%)	α_2 (%)
	$\log(rm)$	R_{eff} μm	σ_{eff} μm^2	$\log(rm)$	R_{eff} μm	σ_{eff} μm^2		
Modèle 1	-2.37	0.55	0.173	-1.97	0.74	0.465	95.25	4.75
Modèle 2	-1.628	1.02	1.419	-1.29	1.594	5.176	87	13
Modèle 3	-1.0	2.63	17.19	-0.78	4.20	45.33	74.25	25.75

-> Les modèles bimodaux servant au test des interpolations suivant le rayon efficace ont été choisis sur la ligne d'écart type égal à 0.5 de la grille de référence. Ils sont définis par deux modes log-normaux définis par des rayons efficaces différents. Les coefficients α_1 et α_2 représentent les pourcentages des deux modes dans la granulométrie bimodale.

	R_{eff}	σ_{eff}
Modèle 1	0.643	0.328
Modèle 2	1.307	3.379
Modèle 3	3.417	31.89

-> Moments efficaces associés aux modèles bimodaux. Le rayon efficace est la moyenne des rayons efficaces associés aux deux modes. Les coefficients β_1 et β_2 servant à l'interpolation des propriétés optiques et des quantités radiatives entre les deux modes sont alors tous deux égaux à 0.5.

Comme pour l'interpolation suivant l'écart type efficace de diffusion, nous comparons les quantités radiatives associées aux lois bimodales avec les grandeurs physiques interpolées. Nous constatons qu'au dessus d'un sol noir (fig. 58 à 60) ou d'un dioptre marin (fig. 61), les erreurs consécutives à l'interpolation linéaire sont de loin négligeables par rapport au bruit de la mesure (NEDR $\sim 5 \cdot 10^{-4}$). La linéarité entre les paramètres optiques se transpose de la même façon en diffusion multiple.

Nous considérons à présent la restitution des propriétés radiatives d'une loi log-normale en diffusion multiple à l'aide des coefficients d'interpolation déduits en diffusion primaire. Nous avons vu dans le premier chapitre qu'entre deux rayons efficaces les paramètres optiques résultant de la combinaison linéaire correspondent plus précisément à une loi log-normale si cette dernière définit un rayon et un écart type efficaces identiques à ceux du mélange ($R_{\text{eff}}= 1.307$, $\sigma_{\text{eff}}= 3.379$). Pour le test nous avons choisi les deux lois log-normales d'écart type égal à 0.5 formant le modèle 2 (Voir tableaux précédents) puis fixé les mêmes coefficients de pondération ($\beta_1=\beta_2=0.5$). Dans ce cas, nous constatons, comme en diffusion primaire, un accord parfait entre les grandeurs simulées pour la loi log-normale définie par le couple ($\log(rm) = -1.600, \sigma = 0.525$) et les grandeurs interpolées (voir fig. 62 et 63). D'autres tests avec des épaisseurs optiques et des écarts types (0.2) différents ont confirmé les résultats présentés ci-dessus.

B - PARAMETRES EXTERNES :

1 - Définition du masque glitter :

La réflexion de la lumière sur le dioptre océanique impose l'élimination des directions d'observation proches de l'incidence spéculaire. Nous avons montré que pour de telles directions :

- Les réflectances dépendent de la vitesse du vent, paramètre dont nous ne voulons pas tenir compte dans les simulations car il est connu imprécisément. D'autre part, chaque vitesse de vent différente implique, pour chaque jeu de paramètres aérosols, un calcul de transfert radiatif

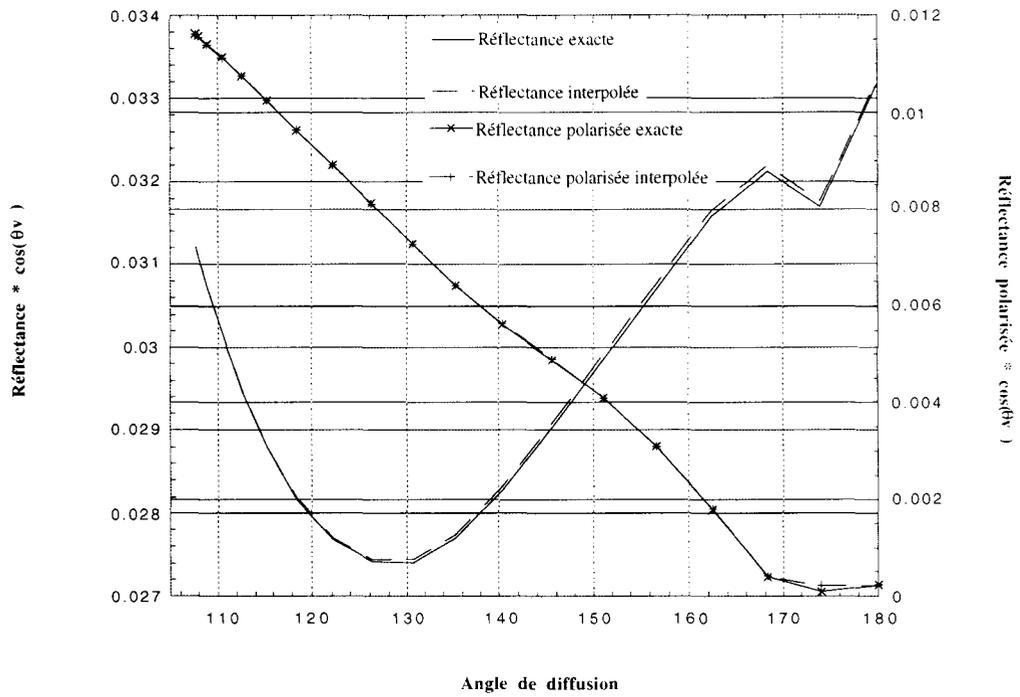


fig. 58 Combinaison de lois log-normale ayant des **rayons efficaces** de diffusion différents.
Modèle 1

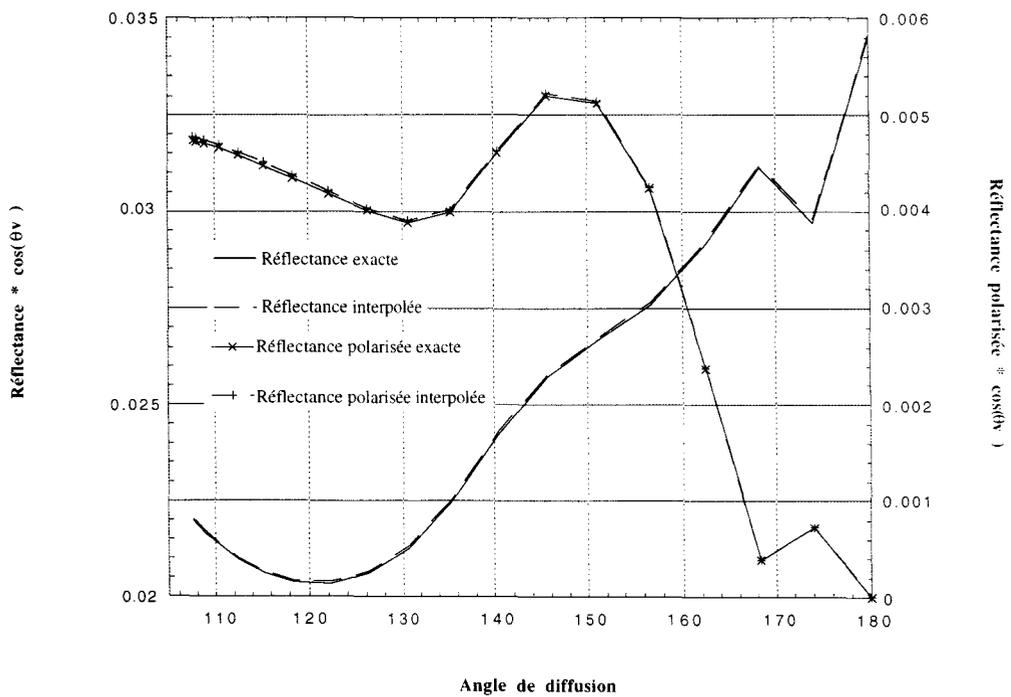


fig. 59 Combinaison de lois log-normales suivant le **rayon efficace** de diffusion. Modèle 2

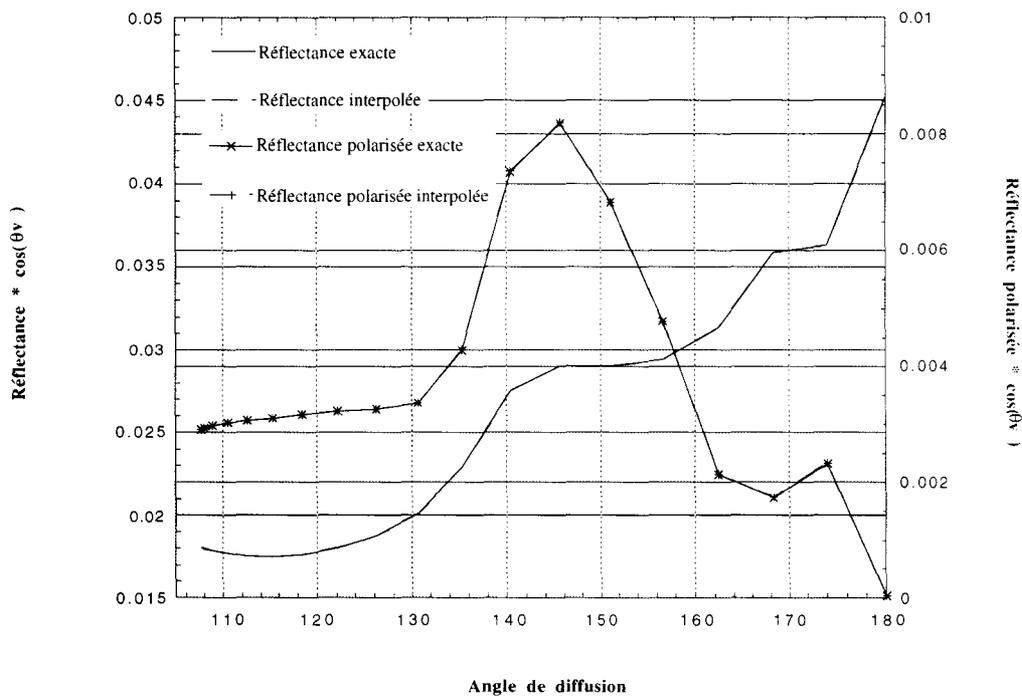


fig. 60 Combinaison de lois log-normales suivant le **rayon efficace** de diffusion. Modèle 3

fig. 58 à 60 : Nous avons considéré 3 modèles bimodaux formés chacun par deux lois log-normales de rayons efficaces adjacents dans la grille choisie pour la simulation du signal satellitaire. Conjointement aux réflectances calculées pour ces 3 modèles, nous avons tracé les réflectances résultant de l'interpolation. L'épaisseur optique correspondant à ces simulations est relativement importante (0.5 à 865 nm). Les paramètres de la visée n'ont pas été modifiés. Dans les courbes suivantes, nous présentons le même type de résultat pour une couche diffusante surmontant le dioptre marin.

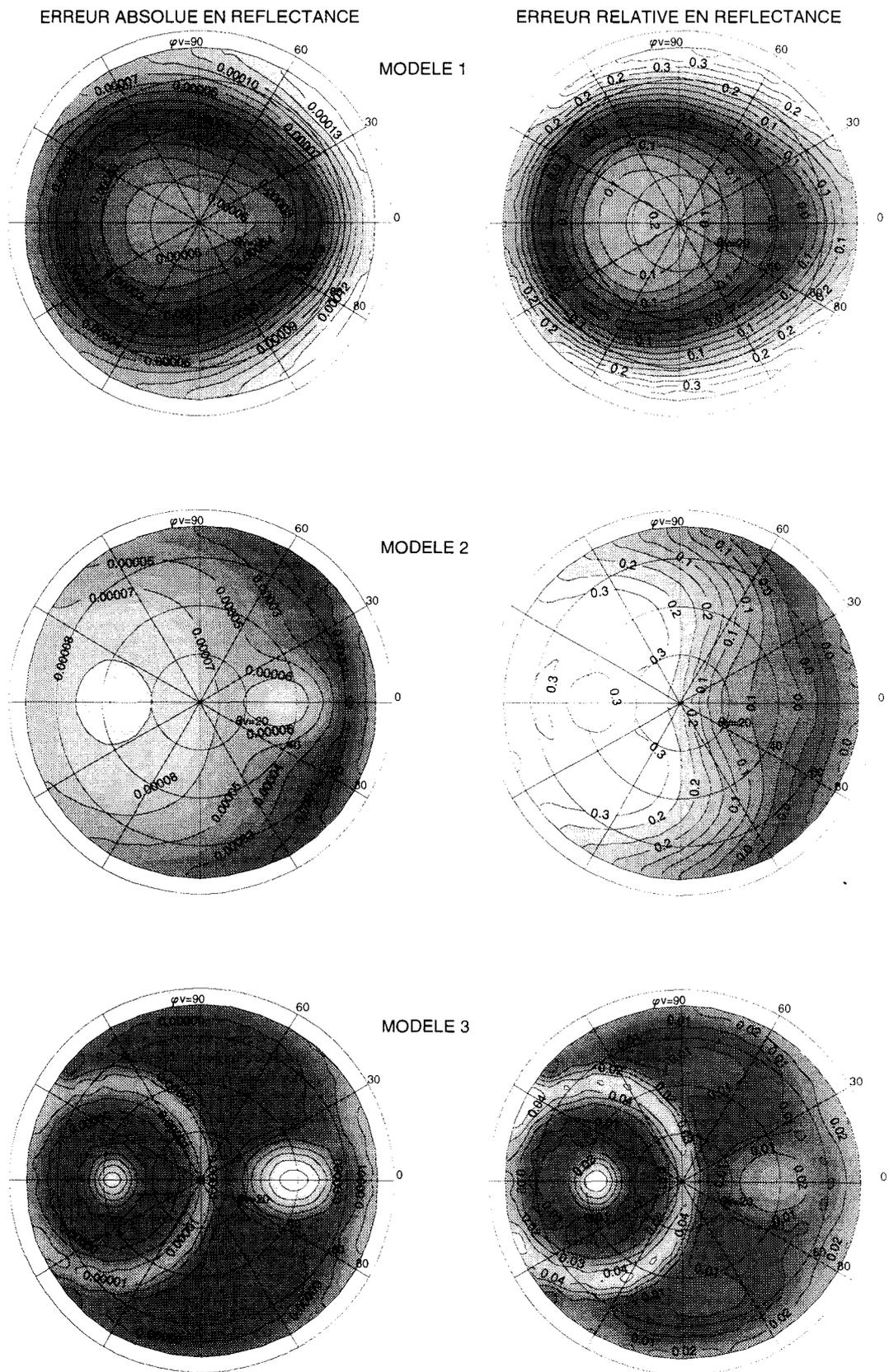


fig. 61 Au dessus d'une surface réfléchissant spéculairement la lumière, l'interpolation des réflectances suivant le **rayon efficace** est aussi précise pour interpréter les réflectances associées à une loi bimodale.

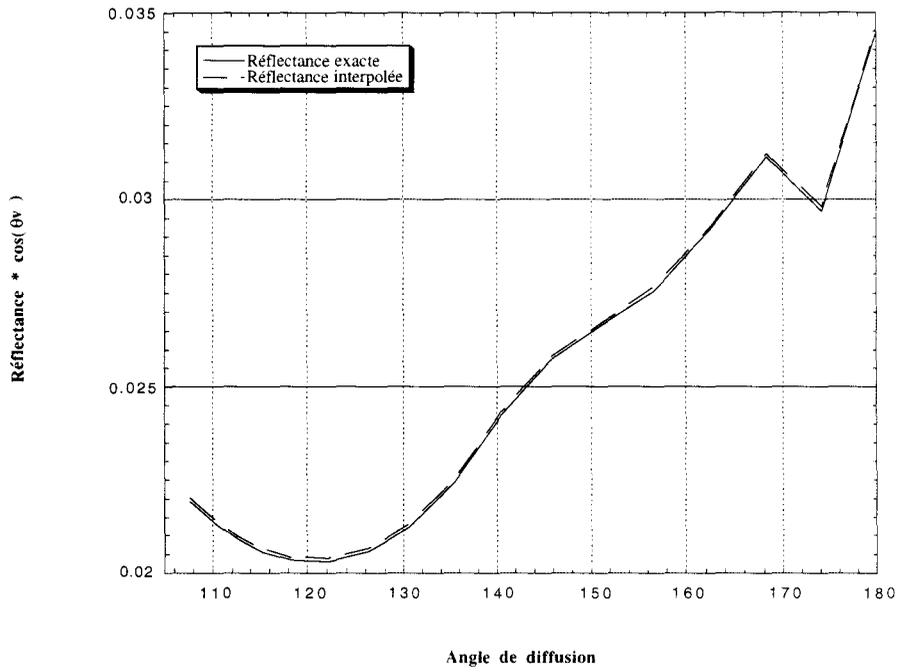


fig. 62 Restitution des réflectances associées à une loi log-normale situé entre deux lois de rayons efficaces différents. Ses moments efficaces (rayon et écart type) sont égaux à ceux que nous avons calculés pour le mélange.

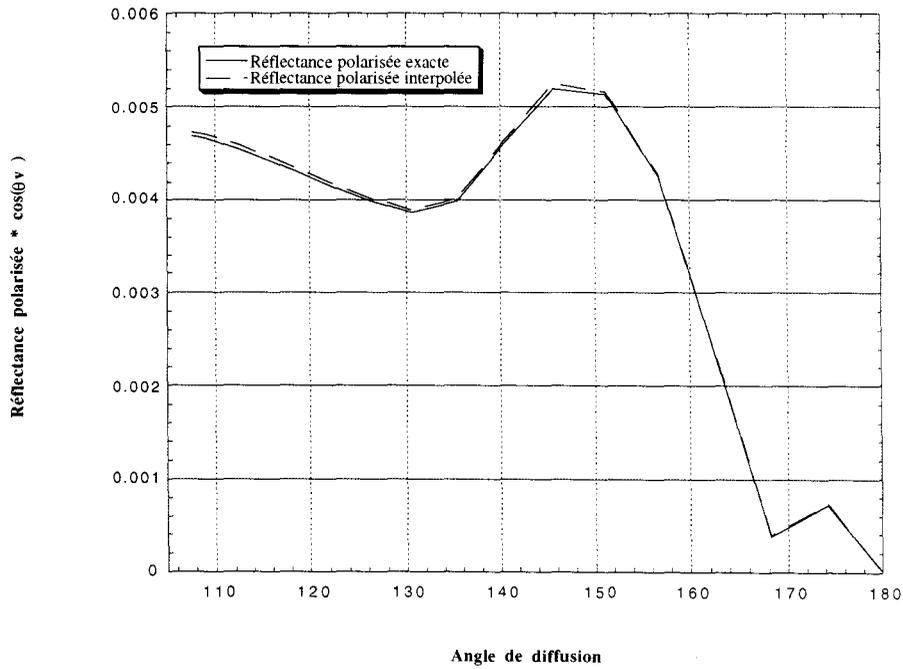


fig. 63 Restitution des réflectances polarisées.

supplémentaire, un temps de simulation rédhibitoire et un stockage directement proportionnel au nombre de vitesses retenues. On disposera toutefois, en donnée exogène, de la vitesses du vent qui permet d'évaluer la contribution du glitter direct.

- La variation des réflectances avec l'épaisseur optique peut devenir non monotone du fait de la somme entre un terme atmosphérique proportionnel à l'épaisseur optique et le glitter qui représente, dans les réflectances mesurées, un terme décroissant exponentiellement par rapport à ce paramètre. Ceci impose (voir la partie consacrée au calcul de l'épaisseur optique) une procédure itérative, onéreuse en temps de calcul.
- L'interpolation angulaire est moins précise.

Un masque est alors défini pour éliminer, dans le lot de directions d'observation, les directions dites "contaminées" par la réflexion spéculaire. On a défini deux seuils :

- Le premier seuil est absolu. Il permet de choisir des directions pour lesquelles, la luminance directe du glitter est inférieure au bruit radiométrique, par exemple.
- Le deuxième seuillage, relatif, définit des directions pour lesquelles la composantes directe de la réflexion spéculaire est inférieure aux signaux mesurés.

La composante principale, dépendante de la vitesse du vent, est représentée par le terme de réflexion spéculaire directe, atténué exponentiellement suite à la double traversée du faisceau solaire dans la couche atmosphérique :

$$R_{\text{glitt-att nu}}(j) = \exp\left(-\delta\left(\frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v}\right)\right) R_{\text{glitt}}(j) < R_{\text{glitt}}(j) < \text{Seuil}_{\text{abs}}$$

En calculant la composante directe non atténuée et en la rendant inférieure à un seuil, on peut rendre négligeable, par transitivité, la composante observée sans devoir tenir compte de l'épaisseur

optique du milieu diffusant. Ceci assure que le terme de réflexion directe n'intervient pas dans notre simulation.

Le critère assurant la monotonie de la relation réflectance - épaisseur optique consiste à comparer la réflectance mesurée à 865 nm à $R_{glitt}(j)$. En effet, les signaux mesurés peuvent être rigoureusement représentés par une somme de deux termes (atmosphère-couplage + glitter atténué) :

$$R_{mes}(\delta) = R_{atm-coupl}(j) + \exp(-\delta * m(j)) * R_{glitt}(j) \text{ avec } m(j) = \frac{1}{\cos(\theta_s)} + \frac{1}{\cos(\theta_v)}$$

et $\delta = \delta_{aer} + \delta_{mol}$

Considérons que la relation liant $R_{atm-coupl}$ à δ_{865} est linéaire; on a :

$$R_{atm-coupl}(j) = a(j) + b(j) \delta_{aer} \text{ et } R_{mes}(\delta) = a(j) + b(j) \delta_{aer} + \exp(-\delta * m(j)) * R_{glitt}(j)$$

Pour que la réflectance croisse de façon monotone vis à vis de l'épaisseur optique, la dérivée de R_{mes} par rapport à δ_{aer} doit être positive :

$$\frac{\partial R_{mes}}{\partial \delta_{aer}} = b(j) - m(j) R_{glitt}(j) \exp(-\delta m(j)) > 0$$

Etant donné que $b(j) = \frac{R_{mes}(j) - a(j) - \exp(-\delta m(j)) R_{glitt}(j)}{\delta_{aer}}$

On a après simplifications : $R_{mes}(\delta) - a(j) > (\delta_{aer} m(j) + 1) \exp(-\delta m(j)) R_{glitt}(j)$

On peut introduire dans cette expression la valeur $R_{ray}(j)$ de la réflectance moléculaire ($\delta_{aer} = 0$) :

$$R_{ray}(j) = a(j) + \exp(-\delta_{mol} m(j)) R_{glitt}(j)$$

donc $R_{mes}(\delta, j) - R_{ray}(j) > (\delta_{aer} m(j) + 1) \exp(-\delta m(j)) R_{glitt}(j) - \exp(-\delta_{mol} m(j)) R_{glitt}(j)$

$$\text{et } R_{\text{mes}}(\delta, j) - R_{\text{ray}}(j) > \exp(-\delta_{\text{mol}} m(j)) \left[(\delta_{\text{aer}} m(j) + 1) \exp(-\delta_{\text{aer}} m(j)) - 1 \right] R_{\text{glitt}}(j)$$

$$< 1 \qquad \leq 8 \qquad < 1$$

Si, à 865 nm, l'épaisseur optique est inférieure à 1.0 et si les angles d'incidences solaires et de visée ne dépassent pas 73 degrés : $m(j) < 7$. il suffit que :

$$R_{\text{mes}}(\delta, j) - R_{\text{ray}}(j) > \text{seuil}_{\text{rel}} * R_{\text{glitt}}(j) > 7 R_{\text{glitt}}(j)$$

La valeur du deuxième seuil (seuil2) doit être supérieure à 7. Pour la suite sont considérées les valeurs suivantes : $\text{seuil}_{\text{abs}} = 4.0 \text{ E-4}$ (Bruit radiométrique) $\text{seuil}_{\text{rel}} = 20$.

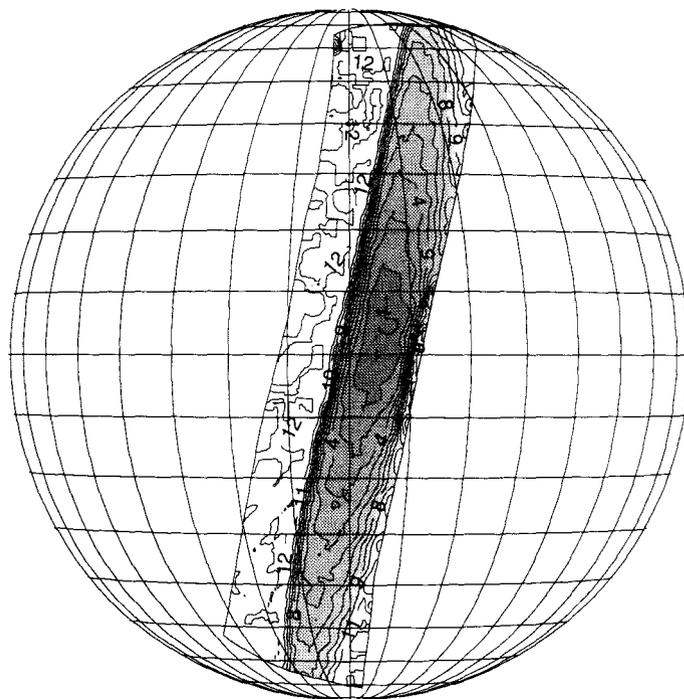
Nombre de directions considérées hors glitter :

Suivant le pixel considéré sur une demi-orbite POLDER un certain nombre de conditions d'observation seront considérées sensibles à la réflexion spéculaire et éliminées du jeu de données. Ainsi, le nombre de directions d'observation utiles par pixel peut être inférieur à 12 (valeur maximale) (voir fig. 64). Avec les seuils que nous avons fixés, il existe, pour chaque pixel de l'orbite POLDER, au moins une direction d'observation non contaminée lorsque la vitesse du vent est égale à 5 m/s. Pour une telle vitesse, l'inversion sera toujours possible. Pour des pixels fortement contaminés (est de la sous trace), l'inversion sera moins précise car on perd l'aspect multidirectionnel de la mesure. Par contre, si nous considérons les mêmes seuils et une vitesse de vent égale à 10 m/s, un certain nombre de pixels situés à l'équateur et à l'est de la sous trace ne pourront pas être traités, la tache de réflexion spéculaire s'étant élargie.

Variations maximales avec la vitesse du vent suivant le point visé sur l'orbite - efficacité du masquage :

La variation maximale des réflectances observées entre un vent égal à 10 m/s et un vent de référence fixé à 5 m/s est fonction du pixel observé et des directions d'observation (fig. 65) qui lui

VITESSE DU VENT : 5 m/s



VITESSE DU VENT : 10 m/s

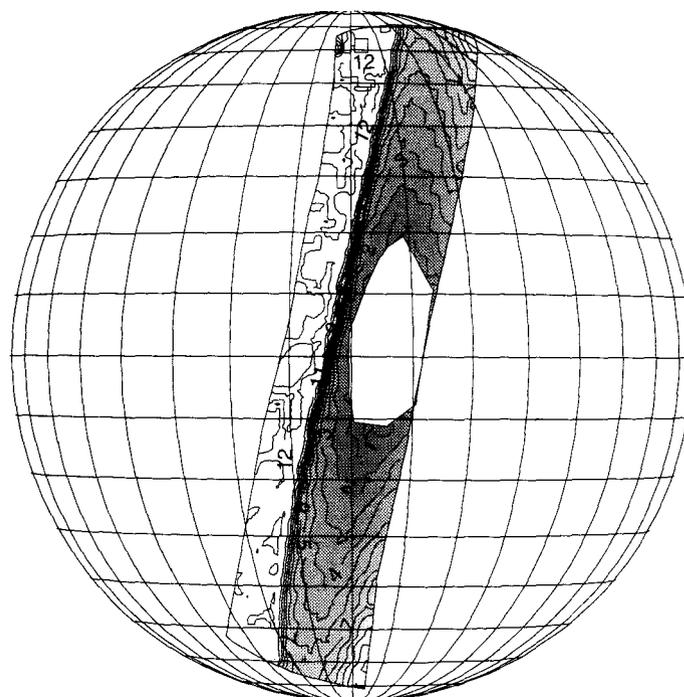


fig. 64 Nombre de directions d'observation considérées hors Glitter suivant le pixel considéré sur l'orbite. Lorsque la vitesse du vent augmente ($v = 10$ m/s) la tache de réflexion spéculaire s'élargit: les pixels de l'image situés à l'est près de l'équateur ne pourront alors pas être inversés, toutes les directions d'observation étant contaminées par le glitter.

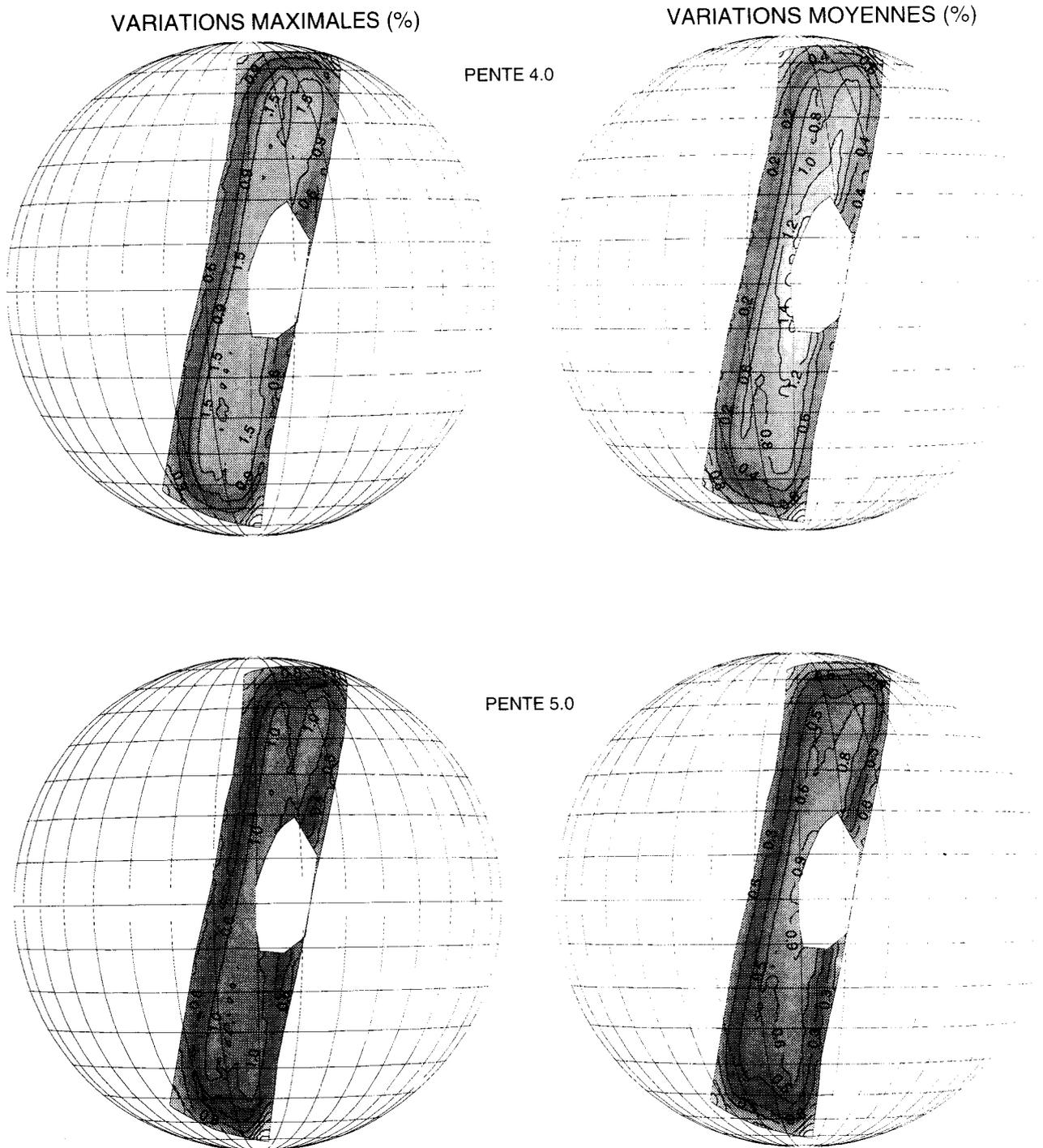


fig. 65 Variations relatives des réflectances entre une vitesse de vent de 10 m/s et la vitesse de vent de référence choisie pour les simulations (5 m/s). On les a représentées en fonction du pixel observé. Elle varie au maximum de 1.5 % pour un modèle de Junge défini par une pente de 4.0 et des pixels situés sur une bande latérale centrée sur le milieu de la moitié est de l'orbite. On a masqué ici les directions dans le glitter.

sont associées. Les variations maximales ne dépassent pas 1.5 % entre les vitesses de vent et en moyenne elles sont autour de 0.7 %.

2 - tableaux de transmission pour le couplage Atmosphère - sol lambertien :

Comme on l'a décrit précisément dans la partie précédente, l'influence de l'écume peut s'écrire à l'aide de l'albédo de surface ρ et des fonctions de transmission $T(\theta_s)$ $T(\theta_v)$.

$$R_{\text{écume-atm}}(\theta_s, \theta_v, \varphi_v) = T(\theta_s) \frac{\rho}{1 - \rho S} T(\theta_v)$$

Restent à déterminer les fonctions T ainsi que l'albédo sphérique S . Ces fonctions peuvent s'obtenir à partir d'une intégration du champ de luminance descendante pour une atmosphère éclairée sous un angle solaire donné. Nous avons défini une méthode plus simple permettant d'éviter ces intégrations et la simulation de l'ensemble des incidences solaires. Elle consiste à identifier dans une simulation du couplage surface-atmosphère les fonctions T et l'albédo sphérique S .

Extraction du couplage surface - atmosphère :

Le signal correspondant à une couche d'aérosol surmontant un sol réfléchissant peut se décomposer en deux termes :

$$R(\theta_s, \theta_v, \varphi_v) = R_{\text{atm}}(\theta_s, \theta_v, \varphi_v) + T(\theta_s) \frac{\rho}{1 - \rho S} T(\theta_v)$$

Le premier terme correspond au signal diffusé par la couche constituée par les molécules et les aérosols, le second terme à l'expression du couplage entre un sol lambertien d'albédo ρ et

l'atmosphère diffusante. On tient compte dans cette formule des interactions multiples entre les diffusions et la réflexion lambertienne au niveau du sol.

Considérons pour un angle d'incidence solaire donné les réflectances simulées pour deux albédos de sol différents ainsi que les valeurs de R_{atm} . On est alors à même de déterminer pour un angle zénithal θ_v donné la valeur de S :

$$R_{sol-atm}(\rho_1, \theta_s, \theta_v, \varphi_v) = R(\rho_1, \theta_s, \theta_v, \varphi_v) - R_{atm}(\theta_s, \theta_v, \varphi_v) = T(\theta_s) \frac{\rho_1}{1 - \rho_1 S} T(\theta_v)$$

$$R_{sol-atm}(\rho_2, \theta_s, \theta_v, \varphi_v) = R(\rho_2, \theta_s, \theta_v, \varphi_v) - R_{atm}(\theta_s, \theta_v, \varphi_v) = T(\theta_s) \frac{\rho_2}{1 - \rho_2 S} T(\theta_v)$$

Le rapport de ces deux expressions nous permet de calculer S :

$$\frac{R_{sol-atm}(\rho_2, \theta_s, \theta_v, \varphi_v)}{R_{sol-atm}(\rho_1, \theta_s, \theta_v, \varphi_v)} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{1 - \rho_1 S}{1 - \rho_2 S}$$

$$\text{d'où } S = \frac{R_{sol-atm}(\rho_2, \theta_s, \theta_v, \varphi_v) \frac{\rho_1}{\rho_2} - R_{sol-atm}(\rho_1, \theta_s, \theta_v, \varphi_v)}{R_{sol-atm}(\rho_2, \theta_s, \theta_v, \varphi_v) \rho_1 - R_{sol-atm}(\rho_1, \theta_s, \theta_v, \varphi_v) \rho_2}$$

Connaissant ce paramètre, il est possible de déterminer $T(\theta_s)$ en prenant un angle zénithal θ_v égal à l'angle d'incidence solaire θ_s :

$$R_{sol-atm}(\rho_1, \theta_s, \theta_s, \varphi_v) = T(\theta_s) \frac{\rho_1}{1 - \rho_1 S} T(\theta_s)$$

puis de déterminer, grâce aux simulations faites en plusieurs angles zénithaux, les valeurs $T(\theta_v)$.

La fig. 66 montre un accord inférieur au bruit de mesure entre le couplage simulé pour une condition d'incidence solaire différente de celle choisie comme référence et le couplage restitué avec les paramètres déduits à l'aide de cette méthode. Remarquons que les erreurs deviennent très petites pour de faibles épaisseurs optiques.

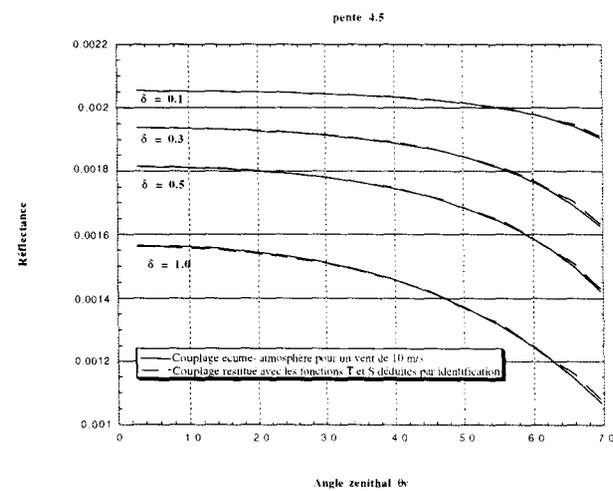
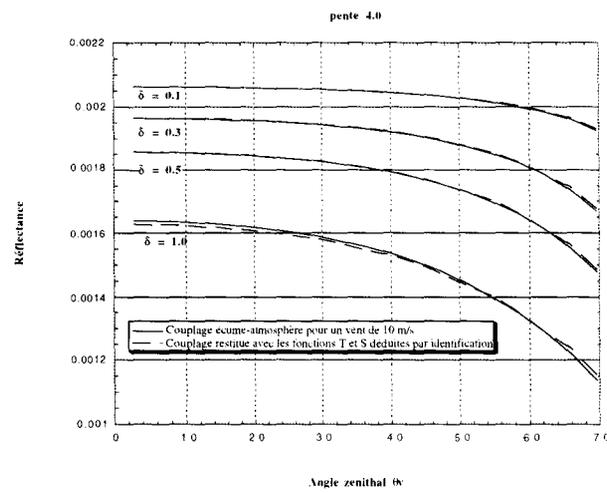
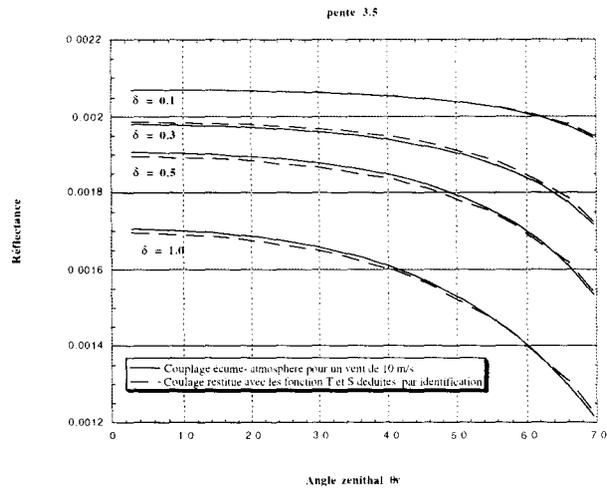


fig. 66 Comparaison du couplage écume/diffusion calculé à l'aide des OS avec la modélisation simplifiée pour un angle d'incidence solaire de 36 degrés. La restitution, même si elle se dégrade pour certaines épaisseurs optiques, reste nettement en dessous du bruit de mesure.

CONCLUSION :

En guise de conclusion j'ai résumé dans le tableau suivant les différents paramètres dont nous tenons compte dans la simulation du signal satellitaire.

Dans les algorithmes prévus pour les océans, le seul paramètre externe (dit exogène) qui interviendra sera la vitesse du vent qui conditionne la réflexion de surface (pentes des vagues et écume). On pourra aussi tenir compte si cela est nécessaire, d'une contribution éventuelle mais faible de la couleur de l'eau à 665 nm en considérant une valeur typique et en l'ajoutant à la réflectance d'écume. D'autre part, en diffusion multiple, les mesures restent sensibles aux paramètres aérosols et la dépendance angulaire du signal atmosphérique est similaire à celle des fonctions de phase et des fonctions de phase polarisées. Nous avons montré à la fin de ce chapitre qu'il était possible d'utiliser des schémas d'interpolations entre modèles, identiques à ceux que nous avons définis en diffusion primaire. Les réflectances mesurées sont très dépendantes de l'épaisseur optique, paramètre caractéristique de la turbidité et de la concentration des particules. Pour tenir compte dans les inversions de la non linéarité de la relation luminance/épaisseur optique nous interpolerons linéairement les quantités radiatives entre des épaisseurs optiques de référence. Des schémas plus complexes (ex : interpolation polynomiale) peuvent être envisagés pour améliorer ce type d'interpolation mais ils entraînent une augmentation du temps de calcul non justifiée pour l'instant par la précision des mesures (lumière parasite résiduelle, bruit aléatoire). D'autre part nous serons certainement amené à resserrer vers les plus faibles épaisseurs optiques le jeu de référence, ce qui améliorera la précision des interpolations linéaires. Enfin la qualité de l'inversion sera liée au point considéré sur une demi-orbite car, d'une part la distribution des angles de diffusion est plus ou moins adaptée aux zones les plus intéressantes des fonctions de phase et d'autre part une partie des pixels situés au milieu est de la demi-orbite seront considérés totalement ou partiellement contaminés par la réflexion spéculaire.

	665 nm		765 nm		865 nm	
	Refl.	Refl. Pol.	Refl.	Refl. Pol.	Refl.	Refl. Pol.
épaisseur optique aérosol	1	1	1	1	1	1
granulométrie	1	1	1	1	1	1
indice de réfraction	1	1	1	1	1	1
épaisseur optique moléculaire	2	2	2	2	2	2
Réflexion spéculaire	2	2	2	2	2	2
Réflectance d'écume	2	0	2	0	2	0
Couleur de l'eau	0	0	0	0	0	0
Réflectance d'une surface terrestre	1	0	1	0	1	0

0 - Pas de dépendance avec ces paramètres

1 - Paramètres inversés par les algorithmes d'inversion ou de correction atmosphérique. Ils représentent des inconnues supplémentaires.

2 - Paramètre externe déterminé à l'aide d'une mesure indépendante de POLDER (ex : vitesse du vent, pression atmosphérique)

Chap. 3 DEFINITION ET TEST DE PRINCIPE DES ALGORITHMES D'INVERSION

Les chapitres précédents ont mis en évidence les caractéristiques de la mesure POLDER et sa sensibilité aux paramètres aérosol. En choisissant des données susceptibles d'être les moins influencées par la réflexion au niveau du sol, nous pourrions envisager des méthodes d'inversion. Les algorithmes, définis dans ce chapitre permettront à partir de simulations précalculées en fonction des paramètres aérosol de déduire ceux qui permettent une restitution optimale des quantités radiatives mesurées. Pour cela, nous avons défini différentes bases de données qui regroupent un ensemble de granulométries. Ces dernières sont susceptibles de représenter la diversité des conditions aérosol. Pour chaque loi granulométrique (loi de Junge, loi log-normale, Modèle WMO) nous avons adapté le schéma de l'inversion.

Avec des lois de Junge, l'épaisseur optique et la pente sont ajustées pour restituer à la fois les réflectances mesurées à 865 nm et 665 nm. Avec des lois log-normale, on recherche à la fois le rayon moyen, l'écart type et l'épaisseur optique. La mesure de polarisation et sa simulation seront utilisées pour déterminer l'indice de réfraction des particules. Chaque méthode sera illustrée avec un cas test simple et nous décrirons en détail chaque étape importante menant aux paramètres inverses (épaisseur optique, granulométrie, indice de réfraction). Enfin, nous évaluerons le temps de calcul induit par le traitement et vérifierons que les algorithmes prévus dans la classe 1 (lois de Junge, Modèles WMO) respectent le temps de calcul imposé.

I-DONNEES UTILISEES - SIMULATION DU SIGNAL SATELLITAIRE :

A - DONNEES UTILISEES - PARAMETRES EXTERNES :

Les algorithmes d'inversion doivent tenir compte de tous les paramètres qui définissent le système observé pour rendre compte des mesures POLDER. Hormis les paramètres aérosol, la modélisation des signaux mesurés fait intervenir les réflexions au niveau de la surface (voir chapitre précédent). Pour leur être moins sensible, nous avons dû choisir parmi l'ensemble des mesures, des longueurs d'onde proches de l'infrarouge (Couleur de l'eau négligeable, moins de signal moléculaire) et des directions d'observation éloignées de l'incidence spéculaire. Pour de telles directions, le signal dû au couplage glitter-diffusion est très peu dépendant de la vitesse du vent et seule la réflexion de l'écume devra être modélisée en fonction de ce paramètre à l'aide de la formule de Koepke.

B-TABLEAUX DE SIMULATION

La complexité de la modélisation nous a incité à choisir des méthodes de comparaison entre les signaux mesurés par POLDER et des simulations faites pour un jeu de paramètres décrivant les propriétés optiques des aérosols. Un des objectifs du travail a été de constituer des bases de données regroupant les simulations en diffusion multiples correspondant à différents modèles d'aérosol.

1 - granulométries considérées :

Les paramètres aérosol recherchés sont présentés synthétiquement sur la fig. 1. Les inconnues du problème sont l'indice de réfraction, la distribution en taille des particules décrite par une loi granulométrique et l'épaisseur optique qui, combinée au coefficient d'extinction des aérosols, permet d'accéder à leur concentration. La différence entre les algorithmes développés réside dans le

PARAMETRES INTERVENANT DANS L'INVERSION

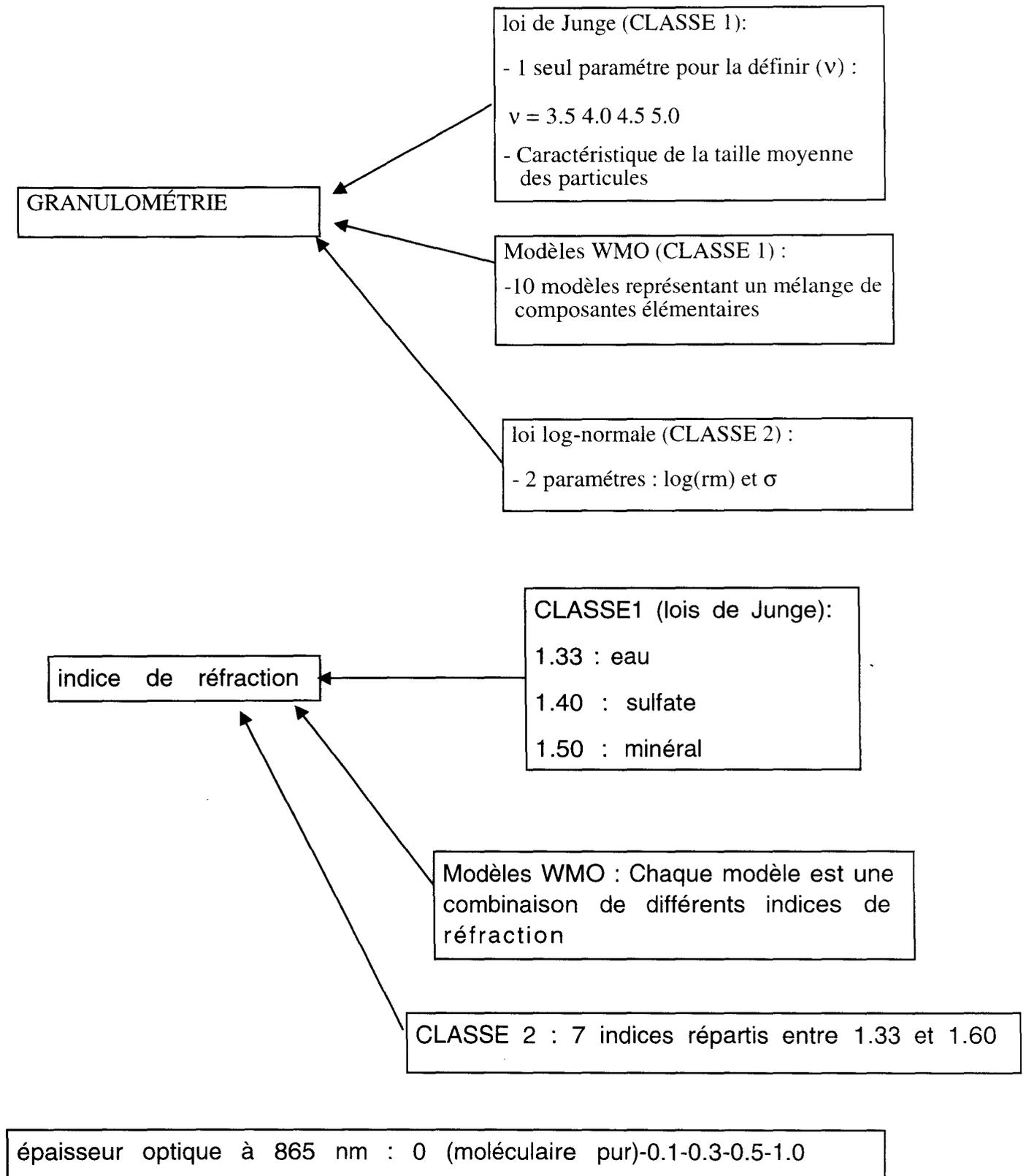


fig. 1 Discrétisation des paramètres aérosol suivant l'algorithme utilisé

choix de la loi granulométrique. Deux classes d'algorithmes ont été distinguées : La classe 1 regroupe des algorithmes qui, de par leur faible coût informatique, permettent un traitement journalier des données. Pour ces derniers nous utilisons des lois dont on a limité le nombre donc la représentativité. Pour l'algorithme de classe 2 nous supposons que la granulométrie est définie par une loi log-normale. Etant définie par deux paramètres, elle induira un temps de calcul beaucoup plus important mais tiendra compte de situations plus diverses.

CLASSE 1

LOIS DE JUNGE (CLASSE 1)

Compte tenu des dépendances spectrales des épaisseurs optiques observées dans la nature, il est assez facile de définir quelques pentes ν représentant les lois de Junge de base. Ces pentes sont choisies entre 3.5 et 5.0 et discrétisées suivant un pas égal à 0.5. Notons qu'il sera possible d'extrapoler les simulations au delà de cet intervalle et tenir compte de dépendances spectrales plus faibles, caractéristiques des grosses particules. La partie réelle de l'indice de réfraction varie entre 1.33 (eau pure) à 1.50 (silice) suivant la nature de l'aérosol. La partie imaginaire, synonyme d'absorption dans la particule, présente également une assez forte variabilité. Elle est très faible pour le modèle océanique ($\sim 10^{-8}$), forte pour la suie (0.5) qui est quant à elle une composante caractéristique de zones polluées. Nous l'avons choisie nulle mais, en fonction des informations que donnera POLDER, il sera aisé de la modifier. Par exemple, pour des matériaux solides ou dissous elle est souvent de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$.

MODELES WMO (CLASSE 1)

Pour les modèles WMO (voir premier chapitre § III-B), déduits de nombreuses observations, la synthèse est plus difficile. Toutefois, les modèles locaux pourront être redéfinis en fonction des statistiques que donnera POLDER. Actuellement, nous avons retenu deux listes permettant de

couvrir les variations spectrales (par l'intermédiaire du coefficient d'Angström) et de tenir compte de l'humidité relative. Ici aussi ces listes pourront être affinées en fonction des performances de POLDER et de la mesure du contenu en vapeur d'eau (obtenu par absorption différentielle à l'aide des canaux 865 nm et 910 nm).

MODELE	Coefficient d'Angström à 665 nm
MARITIMEMINERALSH-30	-.141
MARITIMEMINERALSH-60	-.400
MARITIMEMINERALSH-90	-.667
MARITIMECOTIERSH-00	-.082
MARITIMECOTIERSH-20	0.323
MARITIMECOTIERSH-40	0.709
POLAIRE	0.756
MARITIMECOTIERSH-60	1.077
MARITIMECOTIERSH-80	1.430
MARITIMECOTIERSH-100	1.767

Humidité relative : 70 %

MODELE	HR	Coefficient d'Angström à 665 nm
MARITIMEMINERALSH-90	70%	-.460
MARITIMEMINERALSH-50	70%	-.200
MARITIMEMINERALSH-10	70%	0.045
MARITIMESHETTLE	70 %	0.103
POLAIRE	90 %	0.486
MARITIMECOTIERSH-40	90 %	0.556
POLAIRE	70 %	0.716
MARITIMECOTIERSH-90	98 %	0.893
MARITIMECOTIERSH-90	90 %	1.224
MARITIMECOTIERSH-90	70 %	1.463

-> Modèles retenus si on tient compte de l'humidité relative

L'étude effectuée a surtout été de préparer les schémas d'inversion sur des exemples. Il faut attendre les mesures POLDER pour appréhender la représentativité des modèles. Par ailleurs, il y aura peut être plus tard des limitations géographiques (il y a peu de chance qu'un modèle de type polaire intervienne au niveau de l'équateur). De même, on a choisi une seule dynamique en épaisseur optique alors que celle ci dépend largement du modèle étudié : dans les zones polaires la visibilité est très bonne et il vaudrait mieux serrer le pas en épaisseur optique vers le bas (avec $\delta_{865} < 0.3$ par exemple). Par contre, pour des aérosols de type sahariens, les épaisseurs optiques peuvent être de l'ordre de 1.5 lors d'événements de poussière importants.

CLASSE 2

On utilise des lois log-normales, disposées suivant la grille $(\log(r_m), \sigma)$ présentée en fig. 2. Ces lois servent de référence pour simuler puis, après comparaisons, inverser les mesures radiométriques. Les granulométries de référence sont réparties suivant deux écarts types (0.2 et 0.5). Les quantités radiatives correspondant aux modèles intermédiaires sont interpolées linéairement entre ces modèles de base (Chap. 1 & III-A-2 - Chap. 2 & III-A-3). Rappelons que, d'un écart type (0.2) à l'autre (0.5), les granulométries définissent des rayons efficaces égaux deux à deux. Simuler les signaux correspondant à une granulométrie intermédiaire consiste alors à pondérer les paramètres de Stokes de référence avec des coefficients évalués en diffusion primaire. Nous noterons que les interpolations doivent être faites à épaisseur optique constante.

Interpolation dans une colonne de rayon efficace constant (c.à.d par rapport à σ_{eff}) :

Entre deux granulométries de référence, représentant le même rayon efficace, les paramètres de Stokes sont interpolés grâce aux coefficients d'interpolation $\beta_{\sigma_{ij}}$:

i : indice de la rangée de rayon efficace - j : indice de l'écart type considéré

$$\mathbf{R}_{\text{sim}}(r_i, \sigma_j) = \beta_{\sigma_{ij}} \mathbf{R}_{\text{sim}}(r_i, 0.2) + (1 - \beta_{\sigma_{ij}}) \mathbf{R}_{\text{sim}}(r_i, 0.5)$$

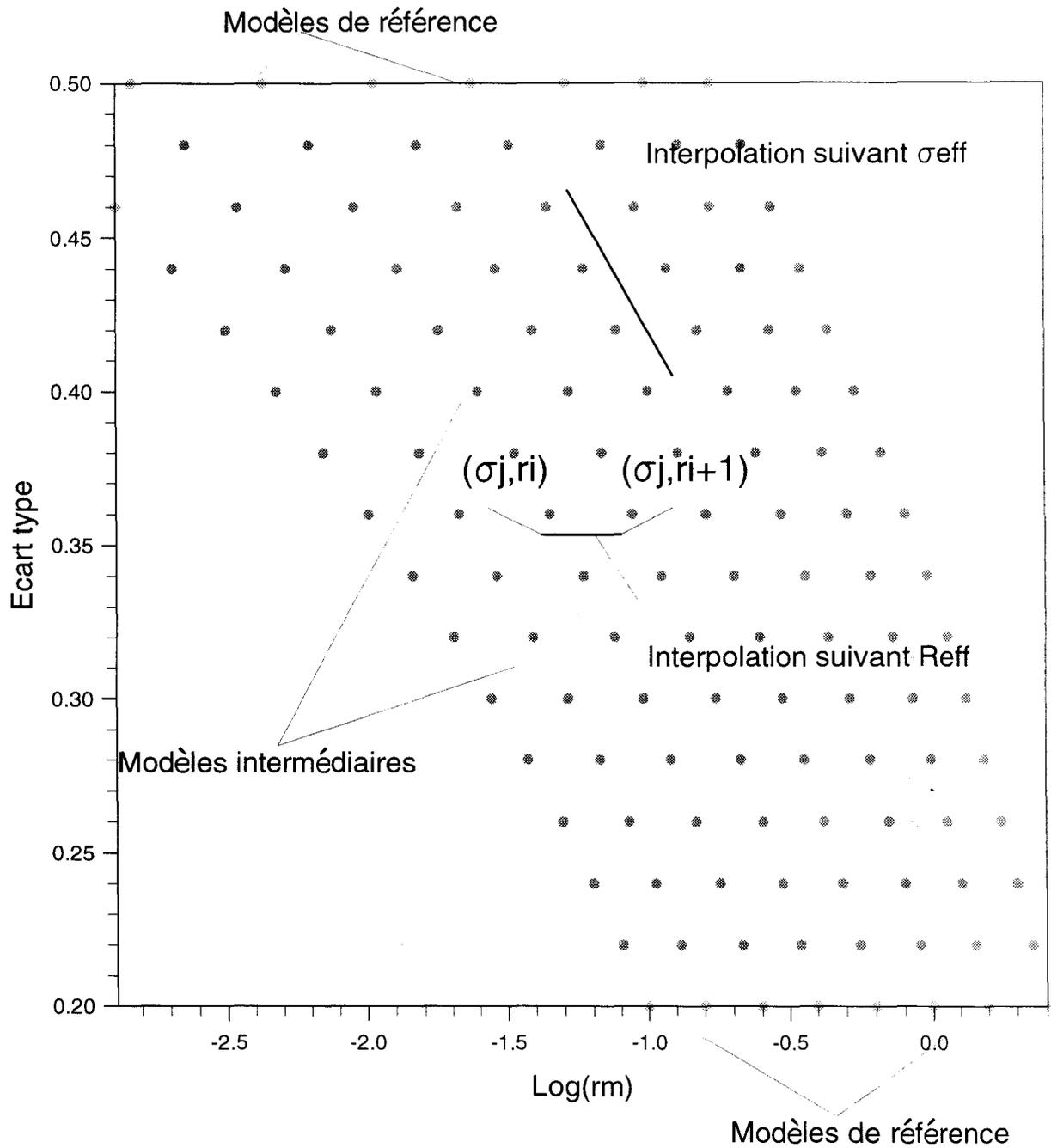


fig. 2 Pour l'inversion avec des lois log-normales nous considérerons par indice de réfraction une grille formée de granulométries de référence pour lesquelles seront calculées grâce au code de transfert radiatif les quantités mesurées par POLDER. Les simulations qui correspondent aux granulométries intermédiaires se situent entre les deux écarts type de référence (0.2 et 0.5) et s'obtiennent par interpolation linéaire.

Interpolation suivant le rayon efficace :

Entre deux granulométries d'écart types égaux, l'interpolation se fait par rapport au rayon efficace de diffusion. Le coefficient d'Angström, représenté ici par la dépendance spectrale des épaisseurs optiques entre 665 nm et 865 nm peut lui aussi être obtenu par combinaison linéaire. Pour les deux longueurs d'onde considérées (865 nm et 665 nm), nous déduirons à partir de la valeur du rayon efficace des coefficients d'interpolation que nous noterons $\beta_{r_{ij}}$:

$$\beta_{r_{ij}} = \left(\frac{\text{Re ff} - \text{Re ff}(i, j)}{\text{Re ff}(i+1, j) - \text{Re ff}(i, j)} \right) \quad \beta_{r_{i+1j}} = 1. - \beta_{r_{ij}}$$

Interpolation des paramètres de Stokes $\mathbf{R} = (I, Q, U)$

$$\mathbf{\tilde{R}}_{\text{sim}}(r_k, \sigma_j) = \beta_{r_{ij}} \mathbf{\tilde{R}}_{\text{sim}}(r_i, \sigma_j) + \beta_{r_{i+1j}} \mathbf{\tilde{R}}_{\text{sim}}(r_{i+1}, \sigma_j)$$

Pour les quantités radiatives, les coefficients $\beta_{r_{ij}}$ dépendent de la longueur d'onde.

La dépendance spectrale des épaisseurs optiques s'obtient par combinaison linéaire avec les coefficients déduits autour de 865 nm :

$$\frac{\delta_{665}}{\delta_{865}} = \beta_{r_{ij}} \left(\frac{\delta_{665}}{\delta_{865}} \right)_{ij} + \beta_{r_{i+1j}} \left(\frac{\delta_{665}}{\delta_{865}} \right)_{i+1j}$$

Les interpolations limitent de façon très importante le nombre de simulations du transfert radiatif . En effet, 16 granulométries permettent d'obtenir les signaux correspondant aux 128 modèles intermédiaires (7 intervalles r_i, r_{i+1} * 16 écart types = 128 granulométries). Avec l'interpolation suivant le rayon efficace le gain est encore plus considérable.

2 - Epaisseurs optiques simulées :

L'interpolation des quantités radiatives doit être faite à épaisseur optique constante entre les granulométries considérées. D'autre part, on interpole suivant l'épaisseur optique pour simuler des conditions de turbidité intermédiaires. Pour 865 nm, tous les modèles sont simulés avec les mêmes épaisseurs optiques de référence : **0.1 0.3 0.5 1.0**. Rappelons qu'un tel jeu pourra être redéfini par la suite. Si on utilise une telle dynamique à 865 nm, il faudra tenir compte du coefficient d'Angström de chaque modèle pour la transposer à 665 nm. Ainsi, pour une granulométrie définissant un coefficient d'Angström α , la dynamique devient $\delta = 0 \dots 0.1 \left(\frac{0.865}{0.665} \right)^\alpha \dots 1.0 \left(\frac{0.865}{0.665} \right)^\alpha$. La dynamique maximale à 665 nm correspond alors à un maximum du coefficient d'Angström (plus petites particules).

A titre d'exemple nous donnons les épaisseurs optiques à 665 nm suivant les deux pentes qui définissent les deux lois de Junge extrêmes :

$\delta_{865} \rightarrow$	0.1	0.3	0.5	1.0
$\nu = 3.5$	0.114	0.343	0.571	1.143
$\nu = 5.0$	0.163	0.488	0.814	1.628

-> épaisseurs optiques simulées autour de 665 nm suivant la loi de Junge considérée

Entre deux pentes de référence, les épaisseurs optiques à 665 nm ne sont pas les mêmes et il sera nécessaire pour l'interpolation des signaux à 665 nm de tenir compte de la dynamique en épaisseur optique associé à chaque modèle.

Pour la grille formée avec des granulométries de type log-normale, le coefficient d'Angström varie approximativement entre 0. (grosses particules) et 2.4 (petites particules). Les épaisseurs optiques autour de 665 nm vont alors varier au maximum entre 0 et 1.88. Comme pour les lois de Junge, il n'est pas judicieux de simuler tous les modèles avec le même jeu d'épaisseurs optiques à 665 nm et d'affecter une dynamique trop importante à un modèle de faible dépendance spectrale. Pour éviter ceci, nous avons choisi, par classe de rayon efficace, une dynamique maximale, représentée par le

maximum du coefficient d'Angström en cette classe. Ainsi, entre les deux granulométries de référence d'une classe, nous disposerons pour le canal 665 nm de simulations correspondant à des épaisseurs optiques identiques et dont la dynamique est assez bien représentative de la dépendance spectrale des autres modèles de la même classe. Rappelons qu'entre des écarts types valant 0.2 et 0.5, les coefficients d'Angström varient peu entre des modèles ayant même rayon efficace (voir Chap. 1 &). Entre deux classes définies par des rayons efficaces différents, les coefficients d'Angström ne sont pas égaux et on devra tenir compte pour l'interpolation des signaux à 665 nm de la dynamique en épaisseur optique associée à chaque rayon efficace de référence.

II-DEFINITION DES ALGORITHMES

A - PRINCIPE DES COMPARAISONS ENTRE MESURES ET SIMULATION :

Différentes méthodes pouvaient être envisagées pour déterminer un modèle d'aérosol à l'aide des simulations de transfert radiatif. Gordon [14] envisage, pour traiter les données du radiomètre SeaWiFS (Sea viewing WIde Field-of-view Sensor), de corriger systématiquement en fonction de chaque modèle, les réflectances mesurées des effets de diffusions multiples. Cette opération est menée grâce à des abaques, établies par simulation du transfert radiatif pour chaque modèle de la base de données. Elles mettent en relation les signaux calculés en diffusion primaire et ceux qui sont mesurés en diffusions multiples. Cette correction permet de considérer une inversion plus simple des paramètres en diffusion primaire. Cette méthode devient coûteuse lorsque nous considérons un nombre de modèles important comme c'est le cas avec une méthode de classe 2. Dans les méthodes que nous avons définies, les signaux observés ne sont pas corrigés en fonction de chaque modèle mais les comparaisons sont directement menées entre les quantités simulées et observées en diffusions multiples. La fig. 3 (voir aussi fig. 5) représente la structure type d'une méthode d'inversion : on utilise d'abord les réflectances à 865 nm et 665 nm pour sélectionner une série de modèles qui respectent la dépendance spectrale des mesures puis la polarisation à 865 nm.

PRINCIPE DES INVERSIONS

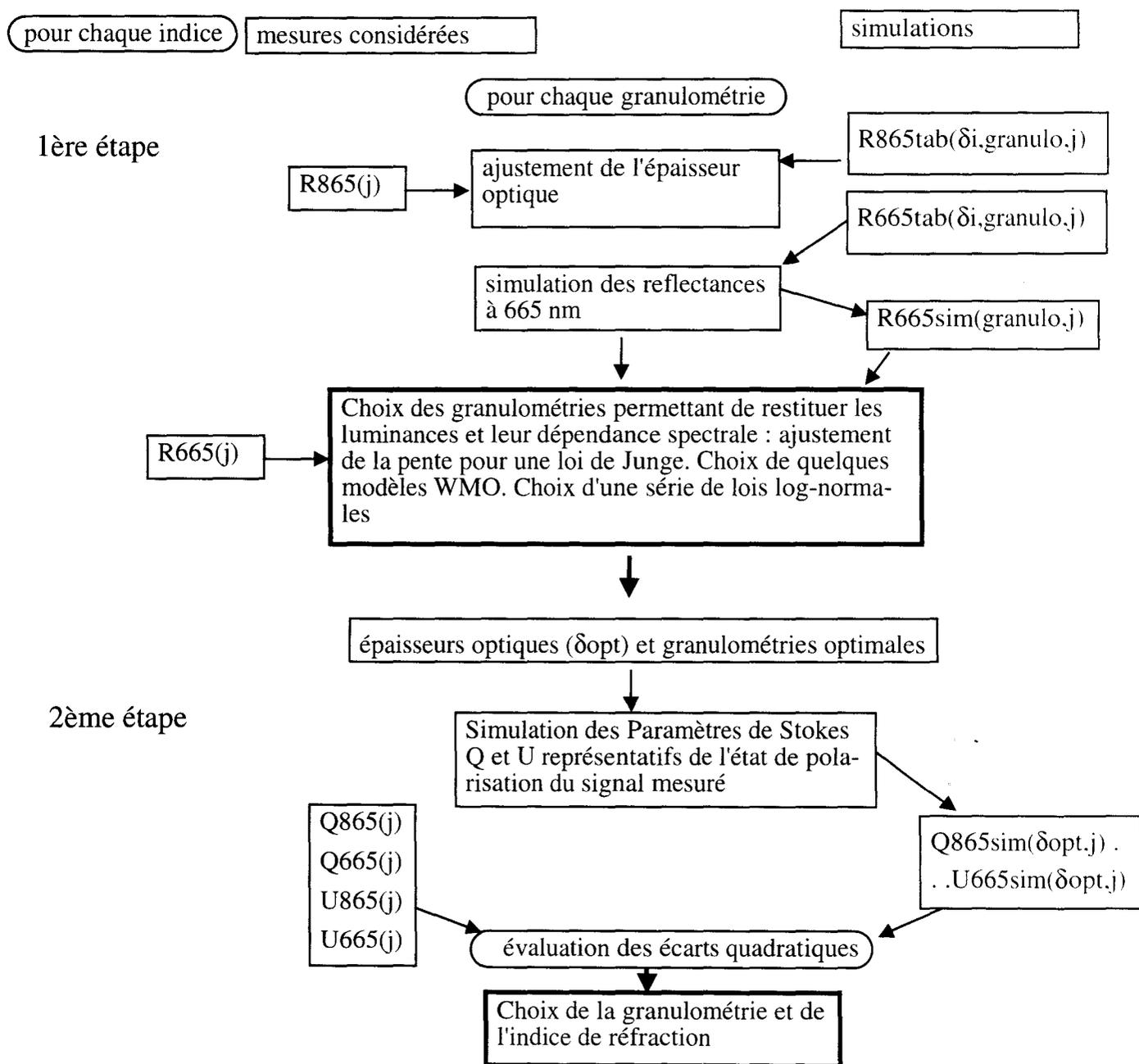


fig. 3 Structure générale d'un algorithme d'inversion : Dans un premier temps les réflectances mesurées à 865 nm et 665 nm sont utilisées pour déduire un lot de granulométries par indice de réfraction. La simulation de l'état de polarisation (paramètres de Stokes) et sa comparaison avec la mesure permet de déterminer dans la base de donnée l'indice de réfraction optimal.

L'utilisation de la polarisation à 665 nm a été abandonnée pour diminuer le temps de calcul induit par les traitements. Par contre, nous pourrions envisager la mesure de luminance à 765 nm qui apporte dans certains cas une information supplémentaire. Le résultat de l'inversion est "qualifié" par une évaluation d'écarts quadratiques entre mesures et restitution. On a décrit sous forme d'organigrammes (regroupés en annexe 2) les déroulements numériques des algorithmes prévus pour les lois de Junge, les modèles WMO et les lois log-normales.

1 - Calcul des épaisseurs optiques associées à un modèle d'aérosol avec les mesures de réflectance

La première étape des algorithmes d'inversion consiste en un calcul, pour chaque modèle aérosol de référence, de l'épaisseur optique. Elle est déterminée pour restituer au mieux les réflectances mesurées à 865 nm. Nous avons vérifié, dans le chapitre précédent, que pour des visées éloignées de l'incidence spéculaire, il était possible de représenter par interpolation linéaire les variations monotones et croissantes des réflectances simulées avec l'épaisseur optique. Nous avons alors choisi pour le test des algorithmes, 4 épaisseurs optiques, représentatives de turbidité variées et comprises entre 0 et 1 (0 - 0.1 - 0.3 - 0.5 - 1.0).

Inversement, pour chaque modèle, l'épaisseur optique peut être calculée en chaque direction d'observation j par interpolation linéaire entre deux valeurs de référence δ_i, δ_{i+1} .

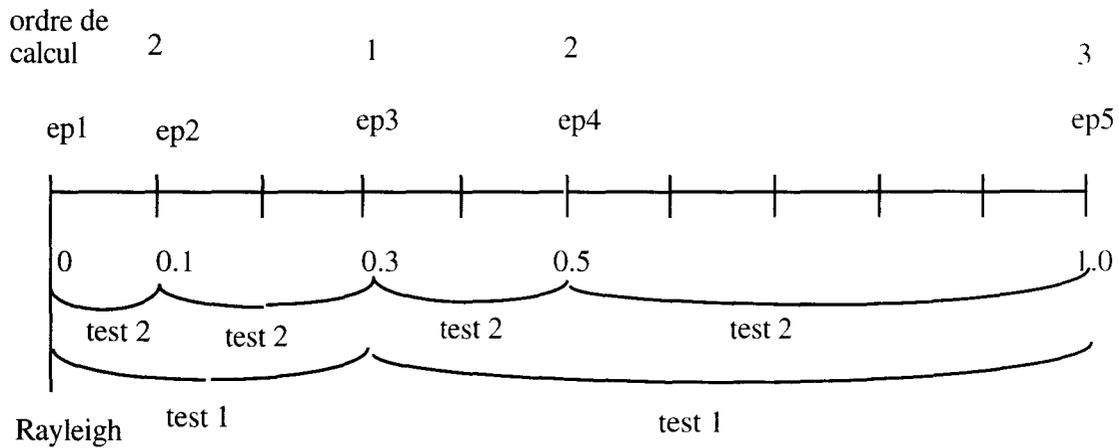
1 - a Inversion de l'épaisseur optique en une direction d'observation :

Encadrement de la réflectance :

Une approche simple mais coûteuse consiste à simuler la réflectance $R_{865}(\delta_i, j)$ pour les 4 épaisseurs optiques (0 (Rayleigh) 0.1 0.3 0.5 1.0) puis de chercher l'intervalle $[\delta_i, \delta_{i+1}]$ dans lequel se situe la réflectance mesurée à 865 nm :

$$R_{865}(\delta_i, j) \leq R_{\text{mes}_{865}}(j) < R_{865}(\delta_{i+1}, j)$$

Une méthode "dichotomique" permet de déterminer plus rapidement l'intervalle $[\delta_i, \delta_{i+1}]$ adéquat en limitant le nombre d'épaisseurs optiques simulées, donc le nombre d'interpolations angulaires:



-> principe de la recherche de l'intervalle $[\delta_i, \delta_{i+1}]$

Interpolation de l'épaisseur optique

L'encadrement de la réflectance par les simulations correspondant à deux épaisseurs optiques de référence δ_i et δ_{i+1} permet de calculer, pour une direction d'observation donnée, l'épaisseur optique inverse :

$$\delta_{inv}(j) = \delta_i + \frac{R_{mes_{865}}(j) - R_{865}(\delta_i, j)}{R_{865}(\delta_{i+1}, j) - R_{865}(\delta_i, j)} (\delta_{i+1} - \delta_i)$$

Pour améliorer, si nécessaire, la précision des interpolations dans les algorithmes de classe 2 nous utiliserons une interpolation polynomiale d'ordre 2 entre les épaisseurs optiques δ_{i-1} , δ_i , δ_{i+1} . On calculera alors, en fonction des réflectances simulées en ces 3 épaisseurs optiques, les coefficients a, b, c du polynôme qui passe par les couples (δ_{i-1}, R_{i-1}) , (δ_i, R_i) , (δ_{i+1}, R_{i+1}) .

1 - b Optimisation de l'épaisseur optique :

L'épaisseur optique inversée par interpolation va dépendre de la condition d'observation d'autant plus que les propriétés optiques du modèle utilisé pour son inversion seront différentes de celles qui définissent la couche observée. Une fois ce modèle déterminé (voir § suivant), deux méthodes permettent d'obtenir une épaisseur optique ajustée pour tenir compte de la diversité des conditions d'observation disponibles avec POLDER :

- algorithme de classe 1 : Les épaisseurs optiques $\delta_{inv}(j)$ inversées en chaque condition d'observation sont moyennées. La valeur moyenne sera moins sensible au bruit de la mesure et représentera mieux l'ensemble des épaisseurs optiques inversées en chaque direction d'observation. Pour ne pas augmenter le temps de calcul, nous n'avons pas considéré d'optimisation de ce paramètre suivant un critère de moindre carré.
- algorithme de classe 2 : Deux améliorations peuvent alors être apportées pour accroître la précision de l'inversion. On peut utiliser une interpolation polynomiale d'ordre 2 mais aussi ajuster l'épaisseur optique en minimisant l'écart quadratique entre les observations de luminances et les simulations. Il est à remarquer que dans la plupart des algorithmes développés jusqu'à présent, les épaisseurs optiques sont moyennées, ce qui constitue une procédure moins bien justifiée mathématiquement que la minimisation d'une distance quadratique. En effet avec un critère quadratique, on affecte un poids plus important aux mesures qui varient le plus avec le paramètre que l'on désire inverser.

Dans le cas d'une interpolation polynomiale, la distance quadratique à minimiser est donnée par :

$$d = \frac{1}{N_{obs}} \sum_{j=1}^{N_{obs}} (R_{mes_{865}}(j) - a(j)\delta^2 - b(j)\delta - c(j))^2$$

En calculant la dérivée partielle de d par rapport à l'épaisseur optique δ et en l'annulant, on obtient l'équation du 3^{ème} degré suivante :

$$-2 \sum_j a^2(j) \delta^3 - 3 \sum_j a(j)b(j) \delta^2 + \left(2 \sum_j a(j)(R_{mes_{865}}(j) - c(j)) - \sum_j b^2(j) \right) \delta + \sum_j b(j)(R_{mes_{865}}(j) - c(j)) = 0$$

Une procédure itérative basée sur la méthode de Newton est utilisée pour déduire à partir de cette équation la valeur optimale de l'épaisseur optique. On obtient alors l'écart quadratique minimum entre simulations et observations qui sera quant à lui un indice sensible au modèle considéré. L'utilisation d'une telle méthode est limitée à l'algorithme de classe 2. En effet, le traitement est plus coûteux en temps de calcul et seuls les algorithmes prévus dans la classe 2 impliquent une telle précision.

2 - Recherche de la granulométrie :

Utilisation des données multispectrales :

L'utilisation d'une seule longueur d'onde (ex 865 nm) et de la multidirectionnalité (recherche d'un modèle restituant les mesures en chaque direction d'observation) est insuffisante pour déterminer précisément un modèle d'aérosol. Nous utiliserons alors une autre longueur d'onde (ex :665 nm) pour déterminer les paramètres associés à une loi granulométrique.

Pour chaque granulométrie, la réflectance observée à 665 nm est simulée suivant l'épaisseur optique déduite à 865 nm. L'encadrement et la comparaison des mesures avec ces simulations permet de déduire, pour une loi de Junge, la pente inverse correspondante. Pour une loi log-normale, un rayon efficace moyen (R_{effmoy}) sera déterminé par écart type σ_j . En ce qui concerne les modèles WMO, la comparaison entre réflectances observées et simulées permettra de choisir une série de modèles adéquats.

Nous avons considéré cette méthode car elle n'implique pas un calcul complet des signaux simulés. En effet, la correction envisagée par Gordon que nous avons brièvement décrite dans le début de cette partie entraîne, pour chaque pixel, une simulation systématique des observations pour tous les modèles de la base de données. Pour l'algorithme de la classe 2, nous montrerons qu'il est possible de déterminer rapidement un nombre de modèles avec une seule direction d'observation puis d'effectuer sur cet ensemble restreint de granulométries une inversion plus précise.

Calcul de la réflectance à 665 nm :

Pour un modèle M donné, l'épaisseur optique évaluée à 865 nm permet de déterminer celle à 665 nm et donc de simuler la réflectance dans ce canal par interpolation linéaire ou polynomiale entre les deux épaisseurs optiques de référence, $\delta 665_i$ et $\delta 665_{i+1}$:

$$R_{665_{sim}}(M, j) = R_{665_{sim}}(M, \delta 665_i) + \frac{(\delta 665 - \delta 665_i)}{(\delta 665_{i+1} - \delta 665_i)} (R_{665_{sim}}(M, \delta 665_{i+1}) - R_{665_{sim}}(M, \delta 665_i))$$

ou entre les deux épaisseurs optiques $\delta 865_i$ et $\delta 865_{i+1}$:

$$R_{665_{sim}}(M, j) = R_{665_{sim}}(M, \delta 665_i) + \frac{(\delta 865 - \delta 865_i)}{(\delta 865_{i+1} - \delta 865_i)} (R_{665_{sim}}(M, \delta 665_{i+1}) - R_{665_{sim}}(M, \delta 665_i))$$

si $\frac{\delta 665}{\delta 865} = \frac{\delta 665_i}{\delta 865_i} = \frac{\delta 665_{i+1}}{\delta 865_{i+1}} = \text{CSTE}$, ce qui est le cas pour un modèle de référence.

3 Apport de la mesure en lumière polarisée :

La première étape des algorithmes consiste à tirer profit des informations contenues dans les réflectances et leurs dépendances spectrales. De telles mesures, même si elles sont acquises suivant

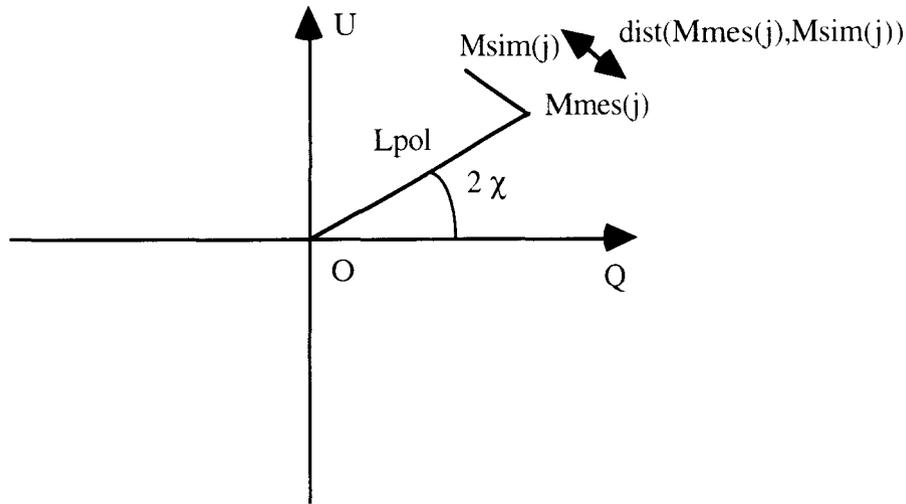
une douzaine de directions d'observation (pixel non contaminé par le glitter), ne permettent pas à elles seules de distinguer précisément l'indice de réfraction. Par contre, ceci sera fait en évaluant les écarts quadratiques entre les paramètres de Stokes simulés et observés. Ces derniers seront d'autant plus faibles que l'indice de réfraction considéré est proche de celui de la couche observée : nous remarquerons une forte sensibilité des mesures de polarisation à l'indice de réfraction des aérosols.

évaluation des écarts en polarisation :

Suivant les granulométries inversées en chaque indice de réfraction et les épaisseurs optiques inversées leur correspondant les paramètres de Stokes $Q_{sim}(j)$ $U_{sim}(j)$ seront calculés pour chaque direction d'observation j . On représente, dans un système d'axes liés aux variables Q et U , l'état de polarisation par un point $M(j)$. Le rayon $OM(j)$ représente la quantité de lumière polarisée tandis que l'angle (OQ,OM) est le double de l'angle de polarisation. Un paramètre commode pour représenter les écarts entre les mesures et les simulations est représenté par la somme quadratique suivante :

$$\begin{aligned} \Delta_{pol}^2 &= \frac{1}{N_{obs}} \sum_{j=1}^{N_{obs}} \text{dist}(M_{mes}(j), M_{sim}(j))^2 \\ &= \frac{1}{N_{obs}} \sum_{j=1}^{N_{obs}} (Q_{mes}(j) - Q_{sim}(j))^2 + (U_{mes}(j) - U_{sim}(j))^2 = \Delta Q^2 + \Delta U^2 \end{aligned}$$

Δ_{pol} est une mesure moyenne de la distance euclidienne dans l'espace Q et U entre les mesures et les simulations. Ce paramètre représente l'écart moyen sur l'ensemble des directions d'observation.



B- ETUDE ET TEST DE PRINCIPE DES DIFFERENTES METHODES :

1 - Définition des cas testés :

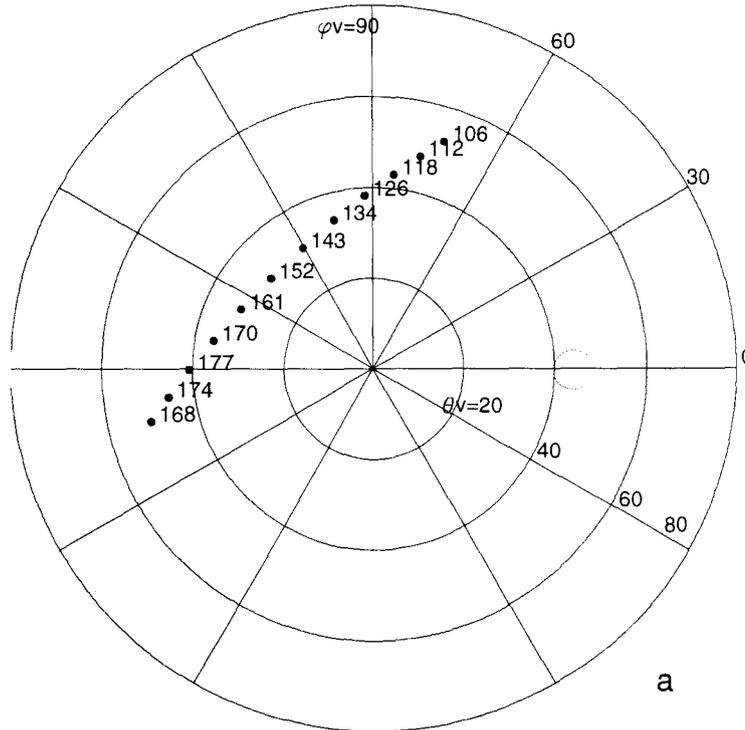
Pour expliquer comment s'articulent les différentes parties des algorithmes et illustrer les résultats, nous avons choisi un point particulier de l'orbite POLDER. Ce point, observé à l'équinoxe de printemps, est situé à une latitude de 34° N et une longitude de 5° W . Les conditions d'observation (Angle de visée θ_v , azimuth relatif ϕ_v) sont regroupées sur la fig. 4a. On a également reporté, pour chaque mesure, l'angle de diffusion qui couvre ici une plage de 106 à 168° . Le point étant situé à l'ouest de la sous trace, les visées ne sont pas contaminées par le glitter comme le confirment les valeurs de l'angle de diffusion du glitter (fig. 4b) qui restent très grandes ($> 53^\circ$).

Voulant tester les différents types d'algorithme, nous avons simulé avec le code de transfert radiatif, les mesures directionnelles (I, Q et U) pour 3 cas d'atmosphère :

Loi de Junge : indice de réfraction 1.40 pente 4.3 épaisseur optique à 865 nm 0.2

Modèle SEAWIF : Ce modèle définit une composante côtière correspondant à une humidité relative égale à 70% . L'épaisseur optique est fixée à 0.3. - Coefficient d'Angström = 0.09

CONDITIONS D'OBSERVATION ET ANGLE DE DE
DIFFUSION (NOTE SUR LE POINT REPRESENTATIF)



○ = direction d'incidence spéculaire

CONDITIONS D'OBSERVATION ET ANGLE DE
DIFFUSION DU GLITTER

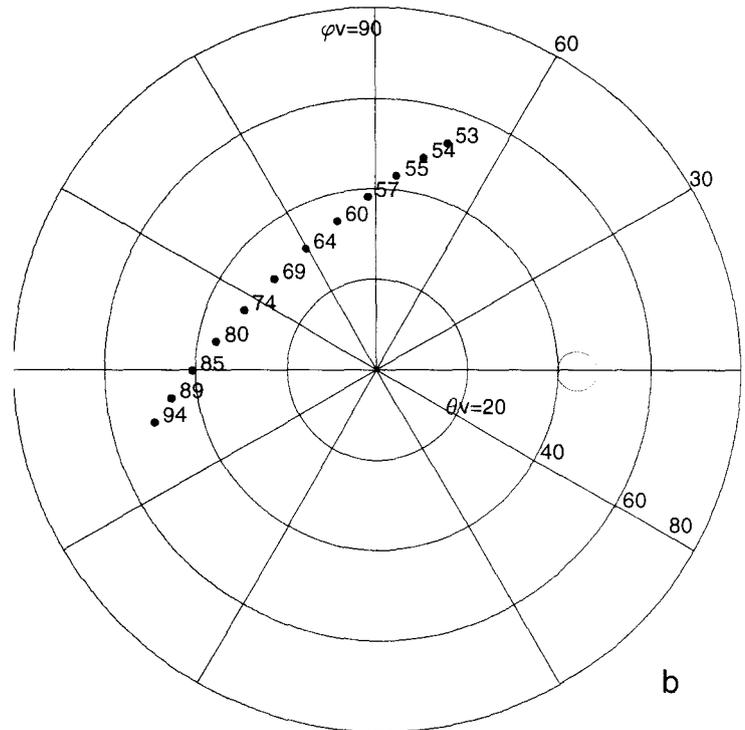


fig. 4 Conditions de visée considérées pour les cas tests. Toutes les directions sont considérées hors glitter. L'angle d'incidence solaire vaut 44 degrés.

Loi Log-normale : indice de réfraction 1.33 - $\text{Log}(rm) = -1.10$ $\sigma = 0.3$ - épaisseur optique 0.2 -
 coefficient d'Angström : 1.458

2 - Inversion avec des lois de Junge :

Cas test utilisé : Loi de Junge - indice de réfraction 1.40 - pente 4.3 - épaisseur optique 0.2 à 865 nm.

Pour les 4 lois de Junge d'un indice de réfraction donné, on obtient par interpolation les épaisseurs optiques (fig. 5 et fig. 6) correspondant aux mesures de réflectances à 865 nm puis on simule les réflectances à 665 nm : $R_{665\text{sim}}(v_i, j)$. Avant de calculer la pente inverse dans une direction d'observation, deux pentes sont déterminées pour l'encadrement de la réflectance mesurée autour de 665 nm (voir fig. 7):

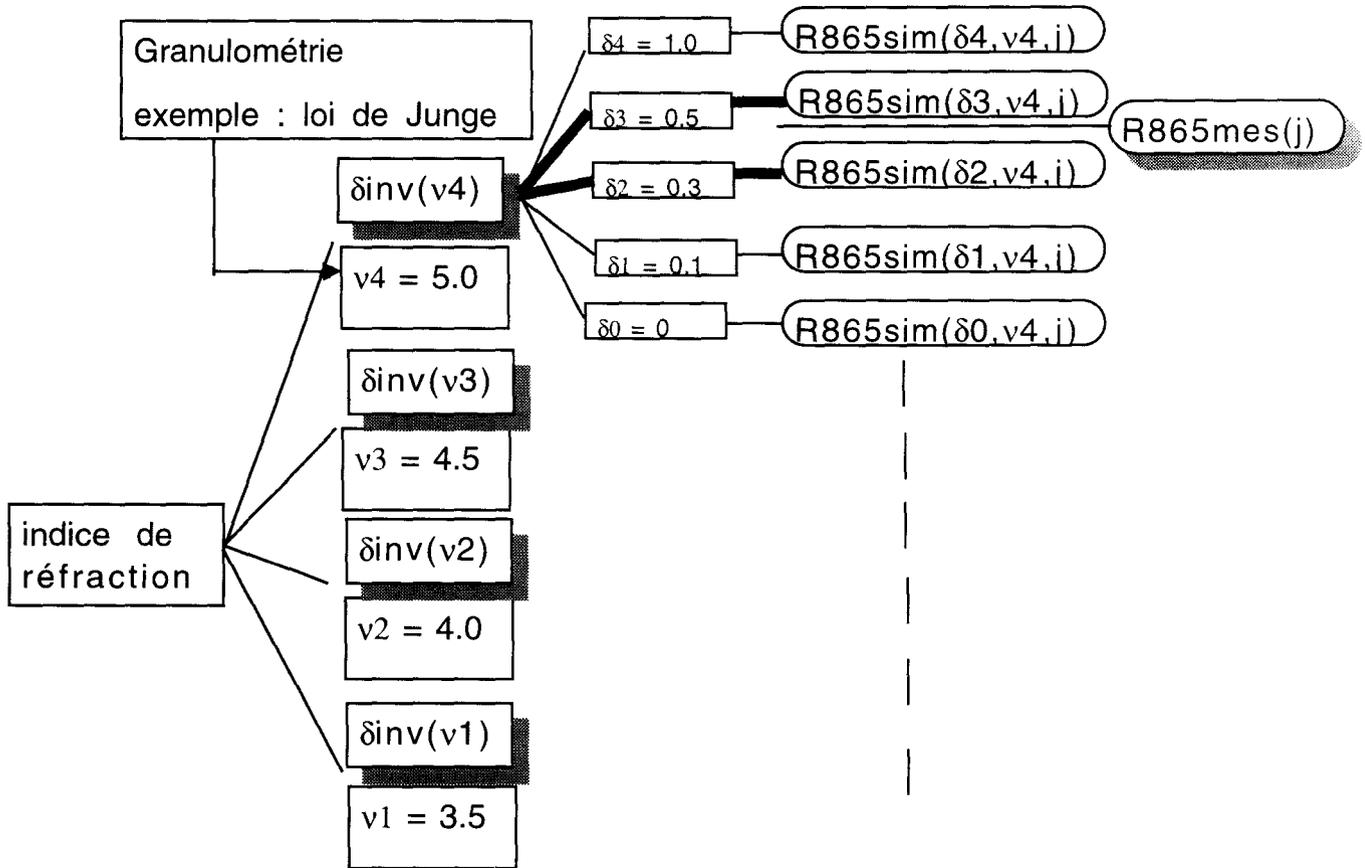
$$R_{665\text{sim}}(v_i, j) \leq R_{665\text{mes}}(j) < R_{665\text{sim}}(v_{i+1}, j)$$

La pente correspondant à la mesure faite à 665 nm peut être déterminée par interpolation linéaire entre v_i et v_{i+1} (fig. 7 et 8):

$$v_{\text{inv}} = v_i + \frac{R_{665\text{mes}} - R_{665\text{sim}}(v_i)}{R_{665\text{sim}}(v_{i+1}) - R_{665\text{sim}}(v_i)} (v_{i+1} - v_i)$$

La fig. 6 représente l'épaisseur optique inversée en fonction de la condition d'observation et de la loi de Junge considérées. Elle est d'autant plus importante que la pente est faible et elle varie d'autant plus autour de sa valeur moyenne que le modèle testé est différent du modèle recherché ($v = 4.3$) : pour des directions d'observation au milieu de la dynamique de l'angle de diffusion la fonction de phase diminue lorsque la pente augmente. Ceci est moins clair en rétrodiffusion (présence d'arc). Les résultats de l'interpolation linéaire de la pente en fonction de l'angle de diffusion et de la longueur d'onde utilisée (665 nm ou 765 nm) sont représentés dans le tableau

Détermination de l'épaisseur optique pour chaque pente



Détermination de la granulométrie (pente) pour chaque indice

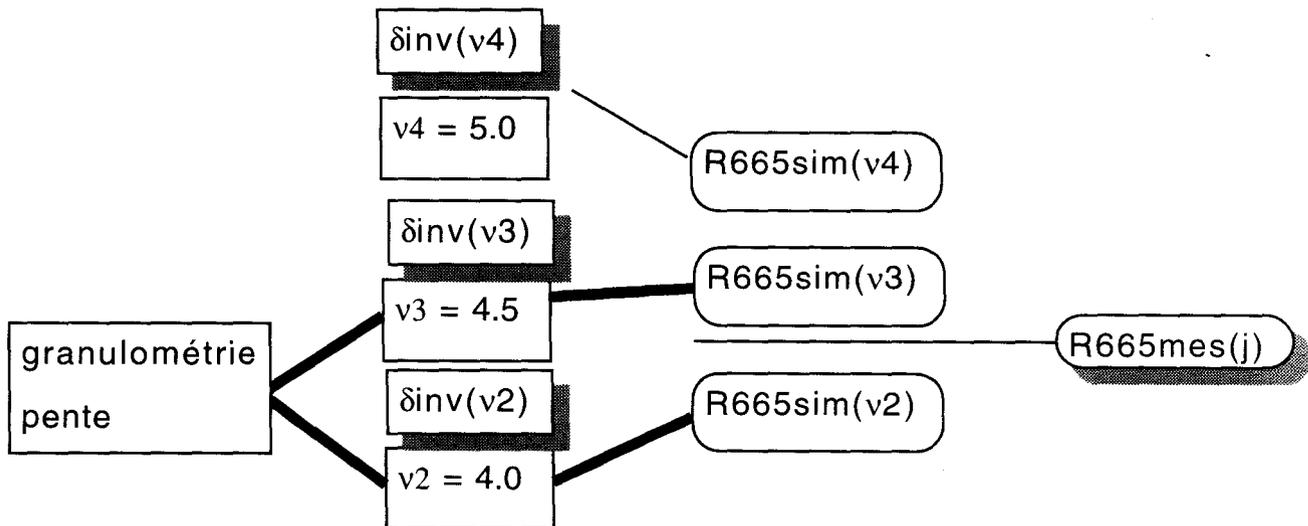


fig. 5 Les paramètres aérosols, ici ceux qui représentent des lois de Junge peuvent être présentés suivant une arborescence. Pour chaque indice de réfraction, on dispose d'un certain nombre de granulométries de référence (4 pentes) et pour chacune d'entre elles on effectue, suivant chaque direction d'observation, la simulation suivant 5 épaisseurs optiques différentes. L'inversion commence par celle de l'épaisseur optique puis par celle de la pente.

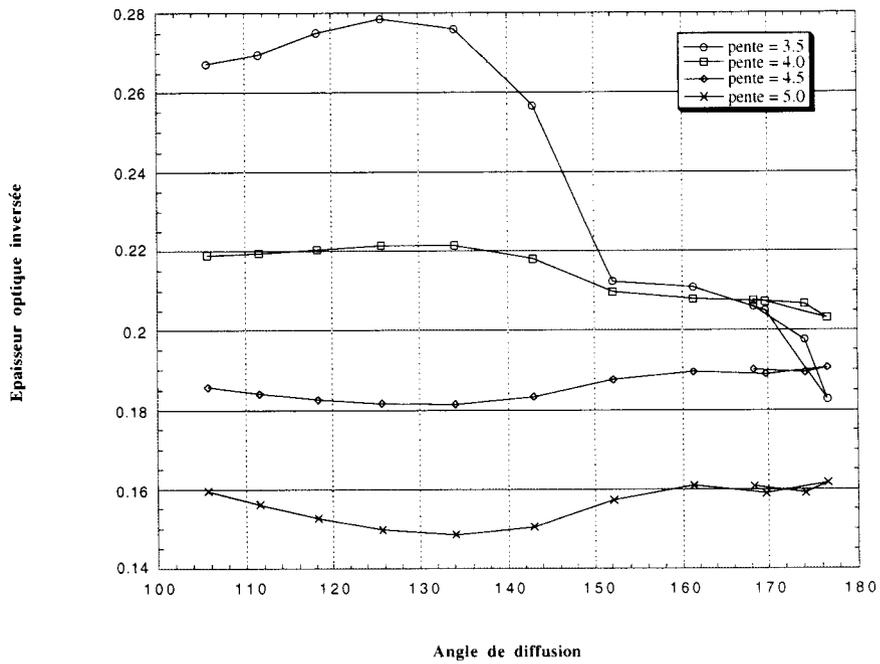


fig. 6 Épaisseurs optiques inversées à 865 nm suivant les conditions d'observation et la pente considérées (plus la pente est importante, plus l'épaisseur optique inverse est faible).

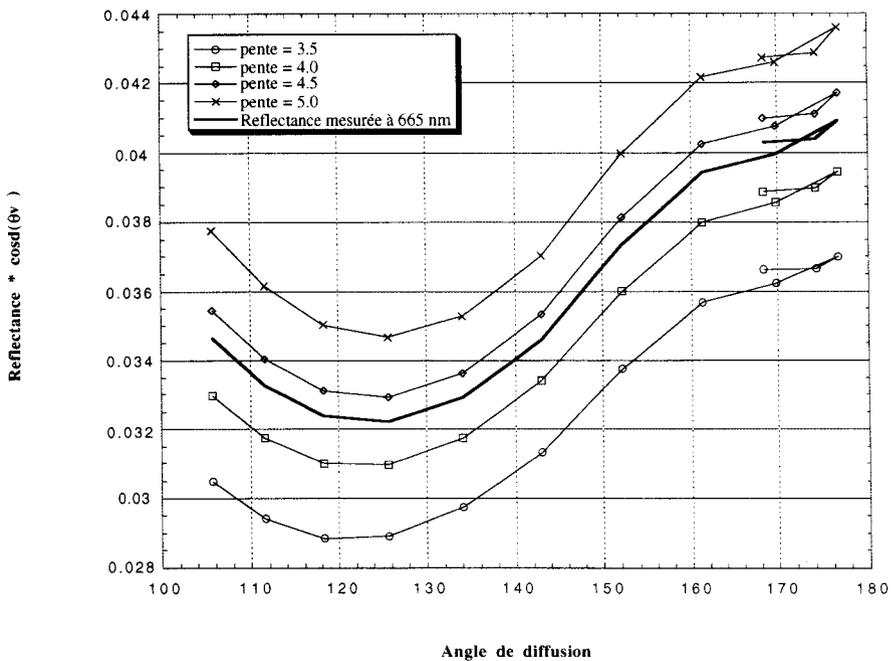


fig. 7 Réflectances simulées autour de 665 nm. La réflectances mesurée est encadrée par les réflectances simulées pour les pentes 4.0 et 4.5.

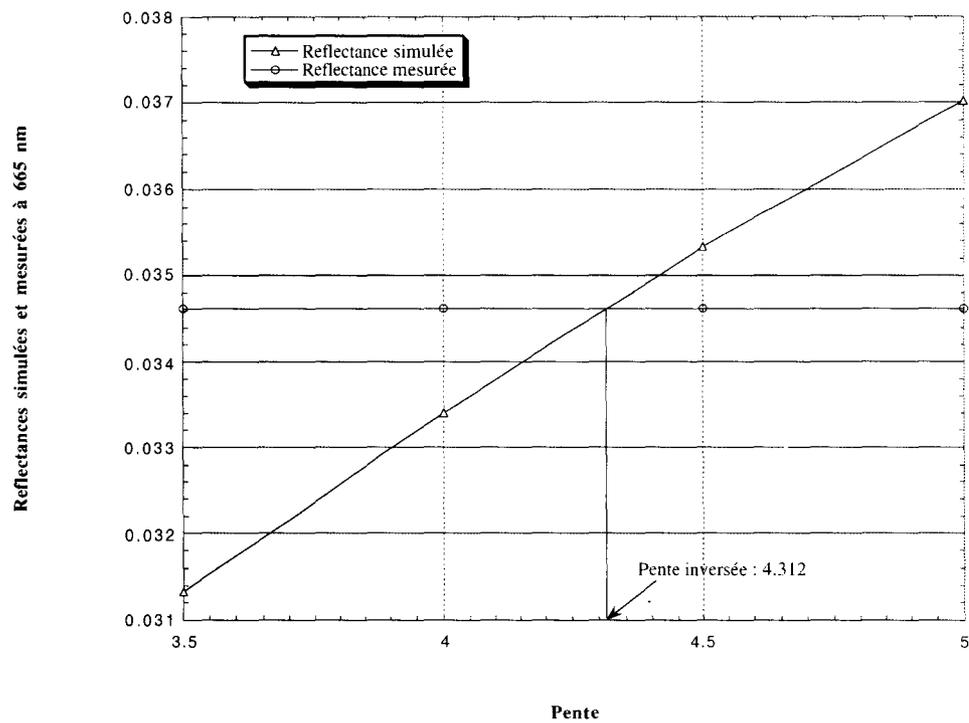


fig. 8 Interpolation de la pente grâce aux réflectances simulées et aux réflectance mesurées à 665 m. La direction considérée ici correspond à un angle de diffusion de 143 degrés.

ci -dessous. Pour les algorithmes opérationnels, nous considérerons le canal à 765 nm et nous combinerons linéairement les deux pentes inversées.

Angle de diffusion	pente inversée à 665 nm	pente inversée à 765 nm
105	4.338	4.314
111	4.331	4.303
118	4.324	4.291
125	4.318	4.279
134	4.314	4.269
143	4.312	4.264
152	4.314	4.266
161	4.315	4.267
170	4.320	4.266
177	4.325	4.271
174	4.330	4.271
168	4.336	4.275
valeur moyenne	4.324	4.279

-> pentes interpolées suivant la longueur d'onde utilisée. La pente exacte vaut 4.3.

Calcul de l'épaisseur optique associée à la pente inverse :

Jusqu'à présent nous avons calculé l'épaisseur optique pour chaque pente v_i et v_{i+1} qui encadrent la pente inversée. On peut alors évaluer rapidement l'épaisseur optique correspondant à la pente inverse $v_{inv}(j)$ à l'aide d'une interpolation linéaire entre $\delta_{inv}(v_i)$ et $\delta_{inv}(v_{i+1})$:

$$\delta_{inv}(v_{inv},j) = \delta_{inv}(v_i,j) + \frac{(v_{inv} - v_i)}{(v_{i+1} - v_i)} (\delta_{inv}(v_{i+1},j) - \delta_{inv}(v_i,j))$$

Il aurait été plus correct mais plus coûteux en temps de calcul de simuler par interpolation entre v_i et v_{i+1} les luminances pour la pente inverse moyenne ($v_{inv moy}$) puis de calculer, après encadrement de la luminance mesurée, l'épaisseur optique. Néanmoins, la formule d'interpolation présentée ci-dessus permet d'atteindre une précision comparable : les épaisseurs optiques moyenne diffèrent en moyenne de 0.0008.

Angle de diffusion	Épaisseur optique interpolée entre $\delta_{inv}(v_{i,j})$ et $\delta_{inv}(v_{i+1,j})$	épaisseur optique inversée à partir de simulations interpolées en la pente moyenne v_{invmoy}
105.7	0.196	0.196
111.6	0.196	0.195
118.2	0.196	0.194
125.7	0.196	0.194
134.0	0.196	0.194
142.9	0.196	0.194
152.2	0.196	0.195
161.2	0.196	0.196
169.7	0.195	0.195
176.6	0.195	0.195
174.2	0.195	0.195
168.3	0.196	0.196
Moyenne	0.19575	0.19492

-> Les épaisseurs optiques inversées suivant les deux méthodes sont très proches. Il ne sera donc pas nécessaire de recalculer l'épaisseur optique pour la pente moyenne.

Faible dépendance de la pente inversée avec l'indice de réfraction utilisé :

Un aspect intéressant des lois de Junge est que la pente inversée dépend très peu de l'indice de réfraction utilisé. Ceci peut se vérifier en considérant trois inversions successives de la pente avec un indice de 1.33, 1.40 puis 1.50 (voir fig. 9). Ce principe est assez bien respecté sur l'ensemble de l'orbite. L'inversion d'un tel paramètre pourra alors se faire en ne considérant qu'un indice moyen ($m = 1.40$).

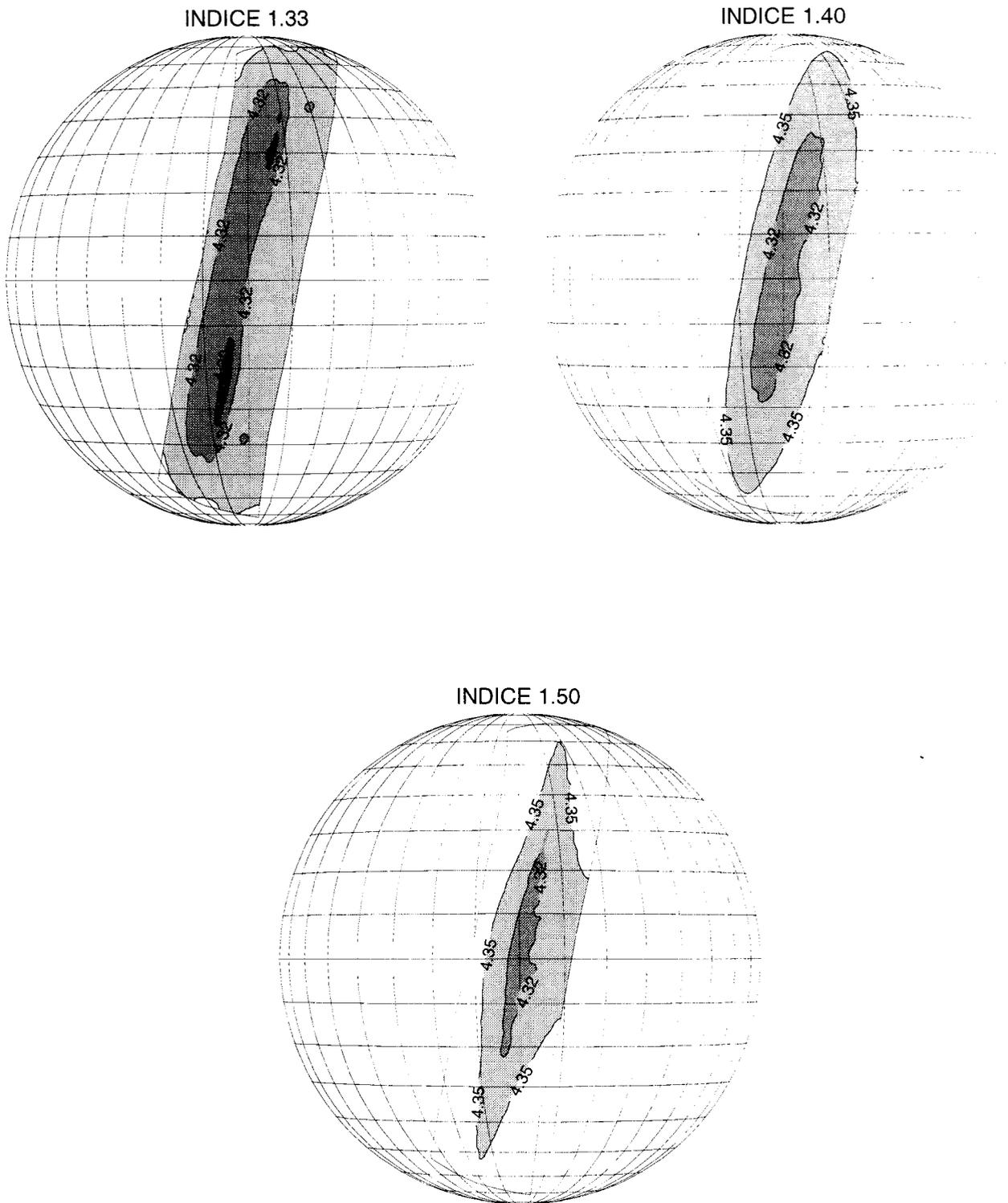


fig. 9 Quel que soit le pixel considéré sur l'orbite POLDER la pente inversée dépend très peu de l'indice de réfraction.

Pente inversée suivant l'indice de réfraction			
Angle de diffusion	indice : 1.33	indice : 1.40	indice : 1.50
106	4.308	4.338	4.367
112	4.307	4.331	4.358
118	4.308	4.325	4.348
126	4.310	4.319	4.338
134	4.315	4.315	4.329
143	4.316	4.313	4.320
152	4.287	4.314	4.316
161	4.281	4.316	4.335
170	4.302	4.321	4.360
177	4.298	4.326	4.383
174	4.304	4.331	4.389
168	4.307	4.336	4.377
Valeur moyenne	4.304	4.324	4.352
épaisseur optique	0.234	0.196	0.160

-> Les pentes inversées dépendent peu de l'indice de réfraction utilisé. Le modèle inversé est défini par un indice de réfraction égal à 1.40. Par contre, l'épaisseur optique inversée est très dépendante de l'indice considéré : en règle générale, cette épaisseur optique décroît de 1.33 à 1.50.

DETERMINATION DE L'INDICE DE RÉFRACTION AVEC LA MESURE EN POLARISATION :

L'utilisation de plusieurs directions d'observation, donc l'obtention d'une signature multidirectionnelle en réflectance, peut donner des indications sur l'indice de réfraction . Les courbes tracées en fig. 10 et 11 montrent que la restitution en réflectance est meilleure si l'indice de réfraction est fixé à 1.40, celui qui définit ici les observations. Néanmoins, les paramètres de Stokes Q et U (Voir fig. 12 et 13), représentatifs de l'état de polarisation du signal, sont quant à eux plus sensibles et permettent de lever l'indétermination pour des conditions de visées peu nombreuses ou mal réparties. En effet, nous constatons dans le tableau suivant que les écarts quadratiques constatés sur les paramètres de Stokes Q et U sont très influencés par l'indice utilisé alors que les écarts en réflectance (ΔR_{865} , ΔR_{665}) peuvent être de l'ordre du bruit radiométrique entre deux indices différents (ex : 1.33 et 1.40):

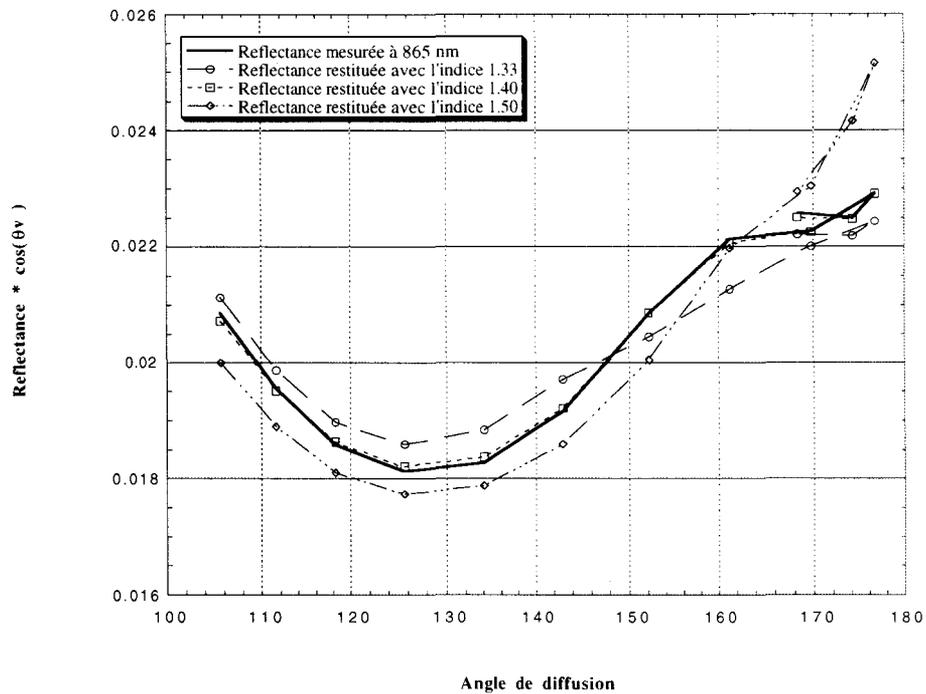


fig. 10 Restitution des réflectances mesurées à 865 nm avec les paramètres inversés. Les 3 indices de réfraction 1.33, 1.40 et 1.50 ont été considérés.

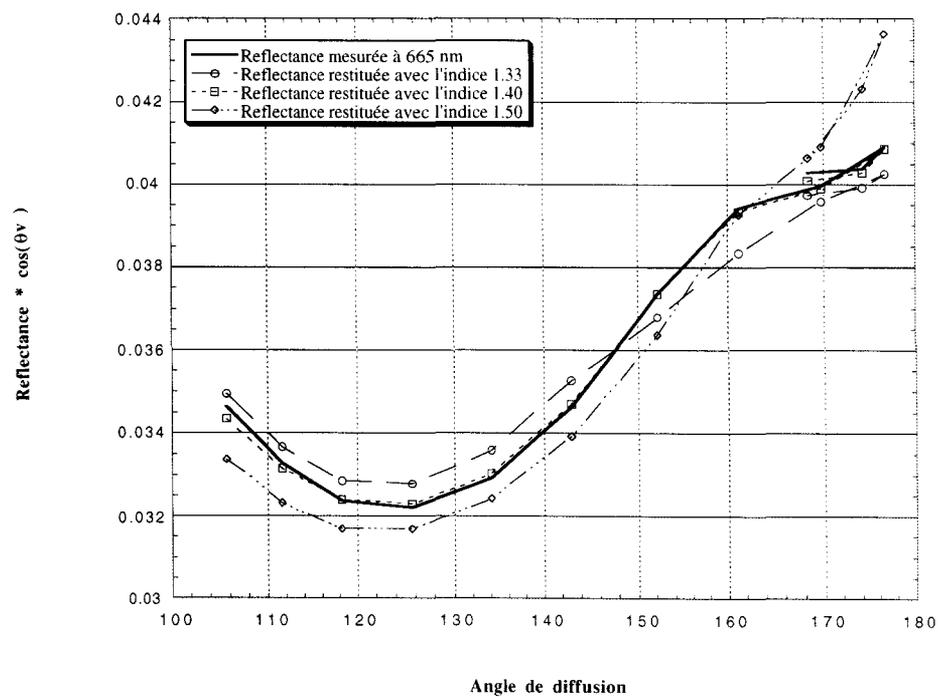


fig. 11 Restitution des réflectances mesurées à 665 nm

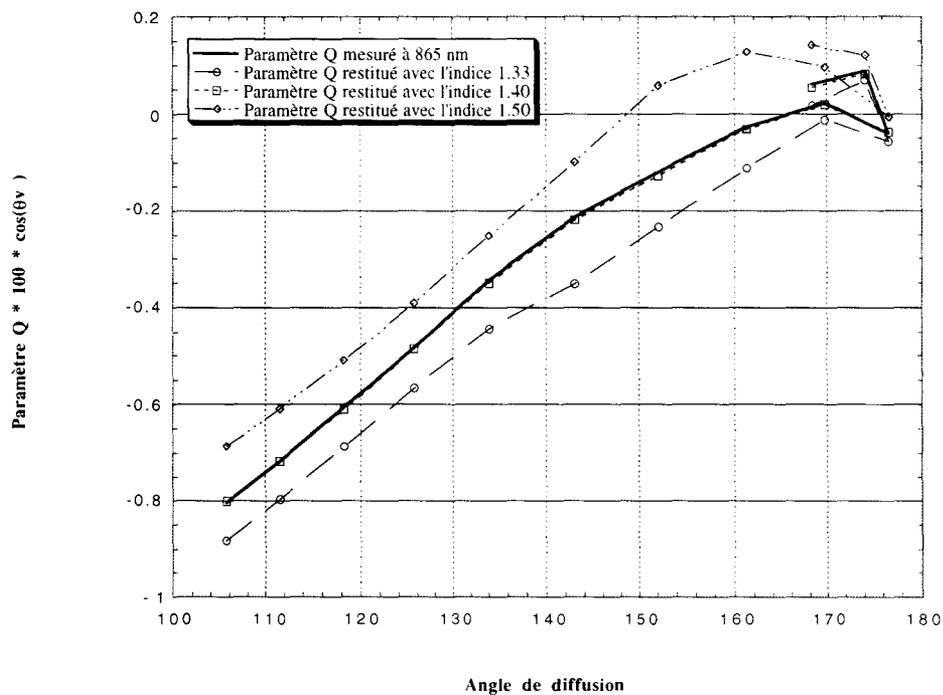


fig. 12 Restitution du paramètre Q mesuré à 865 nm suivant l'indice de réfraction utilisé.

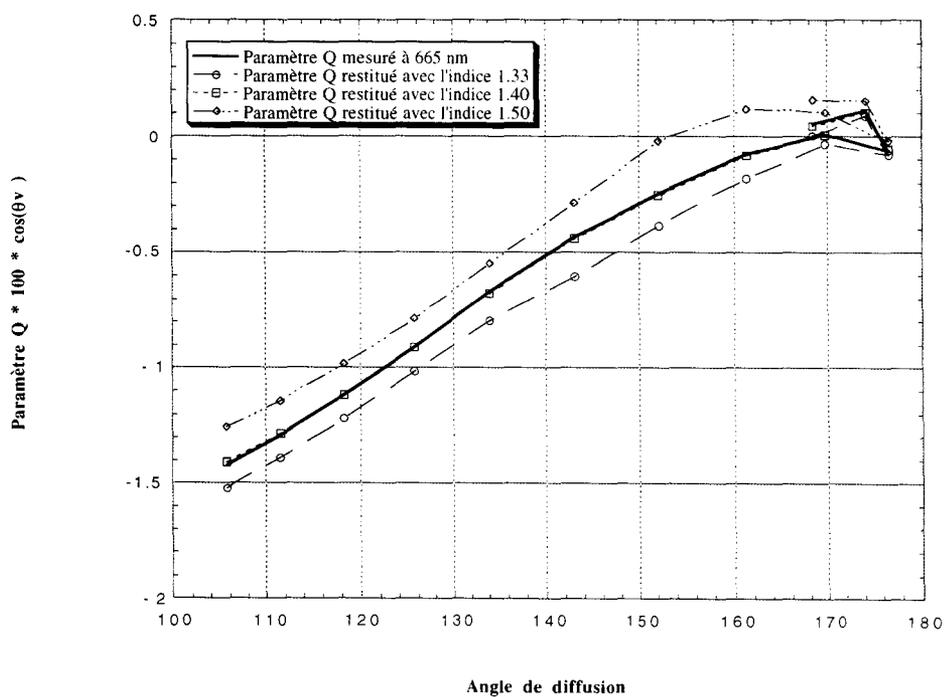


fig. 13 Restitution du paramètre Q mesuré à 665 nm.

Écarts quadratiques	Indice de réfraction		
	1.33	1.40	1.50
ΔR_{865}	.5934805E-03	.8944294E-04	.1315797E-02
ΔR_{665}	.7625337E-03	.1891098E-03	.1637072E-02
Δpol_{865}	.1086824E-01	.12323548E-03	.1918014E-01
Δpol_{665}	.1704228E-01	.2312134E-03	.3314865E-01

-> Sensibilité de la mesure mutidirectionnelle en réflectance et de l'état de polarisation à l'indice de réfraction utilisé.

Le pixel choisi pour le test de principe possède une large couverture en angle de diffusion. Nous nous sommes intéressés à ce que devenaient ces écarts pour les autres pixels qui, eux, ne possèdent pas forcément un tel avantage. Les fig. 14 et 15 représentent les écarts précédent en fonction du pixel observé au cours d'une demi-orbite. Nous constatons que, pour des pixels situés à l'est de la sous-trace de l'orbite, les réflectances mesurées sont restituées dans des limites proches du bruit instrumental ($\sim 5 E^{-4}$) quel que soit l'indice de réfraction considéré. Rappelons que ces pixels correspondent à des zones contaminées par le glitter et que l'inversion se fait à l'aide d'un nombre limité de directions d'observation; ceci explique le manque de sensibilité de la mesure multidirectionnelle des réflectances pour cette zone de l'orbite. En polarisation, les écarts constatés sur les paramètres de Stokes Q et U, pour un indice de réfraction différent de 1.40, sont bien au delà de ce niveau de bruit minimal, quel que soit le pixel considéré.

2 - Inversion avec des modèles WMO :

Pour chaque modèle WMO, on évalue l'épaisseur optique à 865 nm en utilisant les données de réflectances hors glitter à 865 nm. L'épaisseur optique moyenne est ensuite déterminée, ce qui

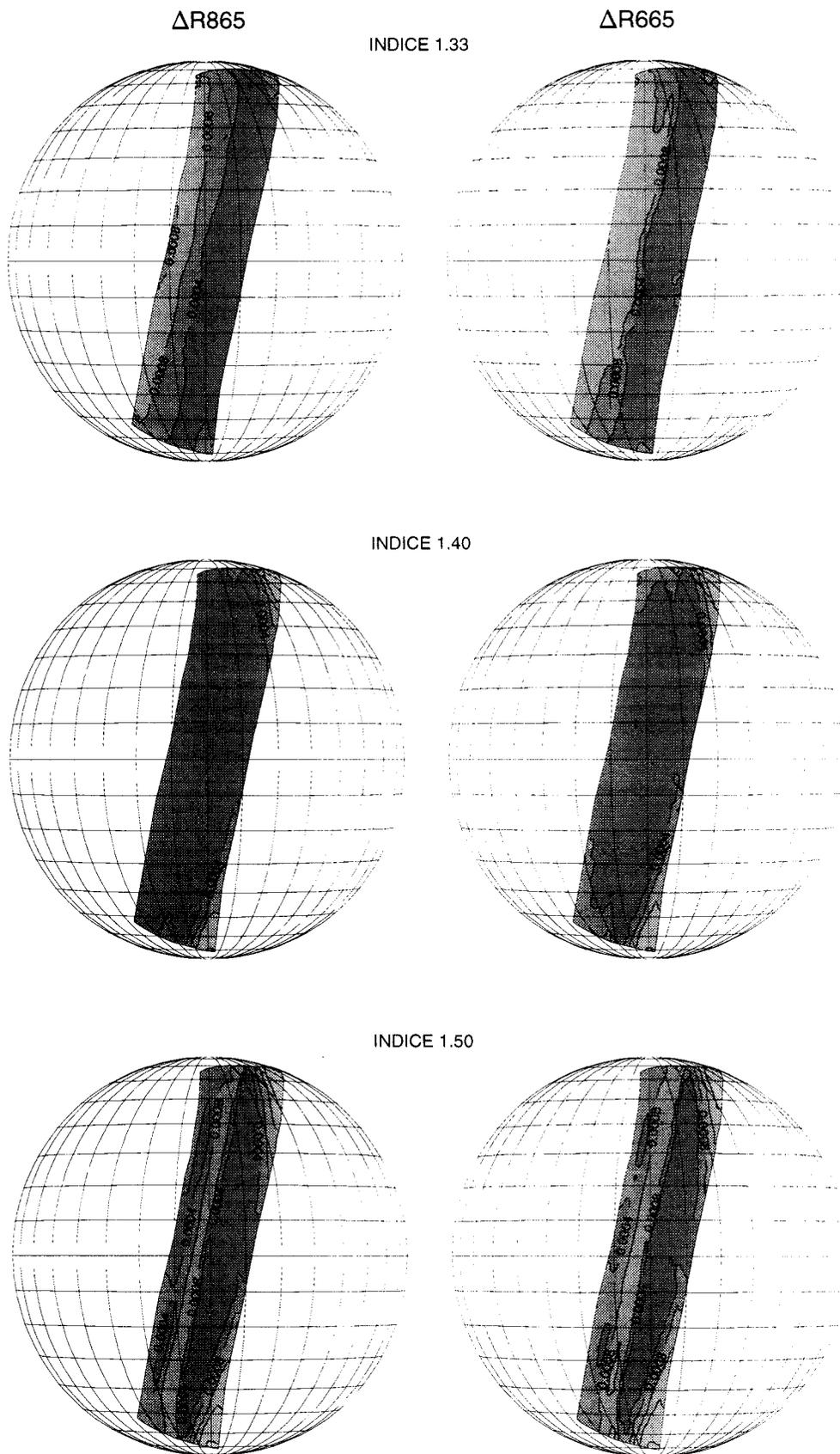


fig. 14 Ecart quadratique entre réflectances restituées et réflectances mesurées pour les 3 indices utilisés pour l'inversion du signal satellitaire. La sensibilité à l'indice de réfraction dépend du pixel considéré et les écarts sont parfois inférieurs au bruit de la mesure pour un indice différent de 1.40.

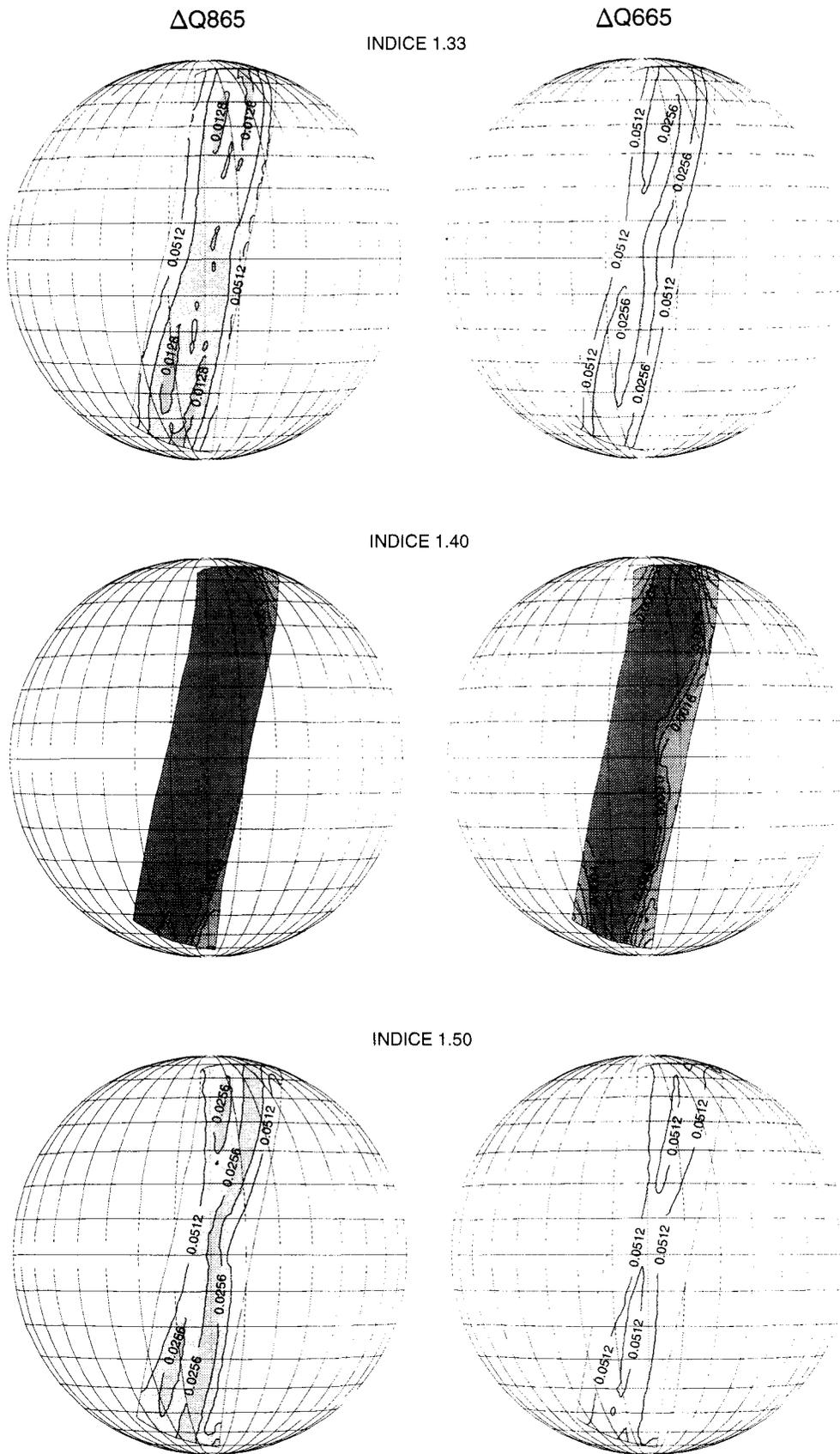


fig. 15 Ecart quadratique entre les paramètres de Stokes Q restitués et mesurés pour les 3 indices de réfraction. La mesure de polarisation est sensible à l'indice de réfraction pour tous les pixels de l'orbite quelle que soit leur couverture angulaire.

nous permet de simuler les paramètres de Stokes pour chaque canal considéré. On obtient alors les écarts quadratiques $\Delta R865$, $\Delta R665$ (éventuellement $\Delta R765$), $\Delta \rho_{865}$. qui nous permettront de choisir le modèle le plus adapté aux observations. Pour les algorithmes opérationnels, une variante a été considérée. Elle consiste en l'évaluation des épaisseurs optiques inverses en chaque longueur d'onde (865 nm, 665 nm, éventuellement 765nm). A l'aide des épaisseurs optiques inversées en chaque longueur d'onde, il est possible de calculer pour chaque modèle un coefficient d'Angström. que nous nommerons apparent. Si le coefficient d'Angström apparent est proche du coefficient dit intrinsèque qui définit le modèle actuellement testé, ce dernier sera retenu. Par contre, s'il en est trop éloigné, le modèle sera éliminé de la recherche. Sur le tableau présenté conjointement à la fig. 18, nous remarquons que les deux coefficients (apparent et intrinsèque) sont proches lorsque les écarts sont minimums, ce qui implique que les deux méthodes équivalentes.

Sans tenir compte de l'écume, l'inversion est testée sur des mesures correspondant à un des modèles utilisé pour l'inversion des données SeaWiFS (Voir GORDON [14]). Ce modèle caractérise une composante côtière avec 70 % d'humidité relative. Pour ne pas considérer un cas trivial, le modèle choisi pour le test ne fait pas partie de la base de données. Le tableau ci-dessous représente les épaisseurs optiques inverses moyennes ainsi que les écarts quadratiques qui serviront à la détermination du modèle d'aérosol (Voir fig. 16, 17 et 18):

No du modèle	épaisseur optique	Coefficient d'Angström	$\Delta R865$	$\Delta R765$	$\Delta R665$	$\Delta Q865$	$\Delta U865$	Δ_{total}
1	.226	-.460	.1299 E-01	.7994 E-02	.9156E -02	.4670 E-02	.5460E -03	.1875 E-01
2	.249	-.263	.9541 E-02	.6263 E-02	.7407E -02	.3178 E-02	.4184E -03	.1432 E-01
3	.282	-.076	.5703 E-02	.4214 E-02	.5104E -02	.1634 E-02	.2484E -03	.9426 E-02
4	.348	-.090	.2801 E-02	.2916 E-02	.3505E -02	.1955 E-02	.2158E -03	.6894 E-02
5	.322	.314	.2084 E-02	.2606 E-02	.3225E -02	.1606 E-02	.7494E -04	.6377 E-02
6	.302	.679	.3662 E-02	.4989 E-02	.6644E -02	.1841 E-02	.1201E -03	.1037 E-01
7	.374	.716	.5292 E-02	.6457 E-02	.7516E -02	.1652 E-02	.5821E -03	.1210 E-01
8	.286	1.012	.5516 E-02	.7595 E-02	.1024E -01	.2674 E-02	.2023E -03	.1521 E-01
9	.271	1.318	.7194 E-02	.1001 E-01	.1357E -01	.3836 E-02	.2721E -03	.1988 E-01
10	.260	1.602	.8674 E-02	.1214 E-01	.1655E -01	.4970 E-02	.4508E -03	.2405 E-01

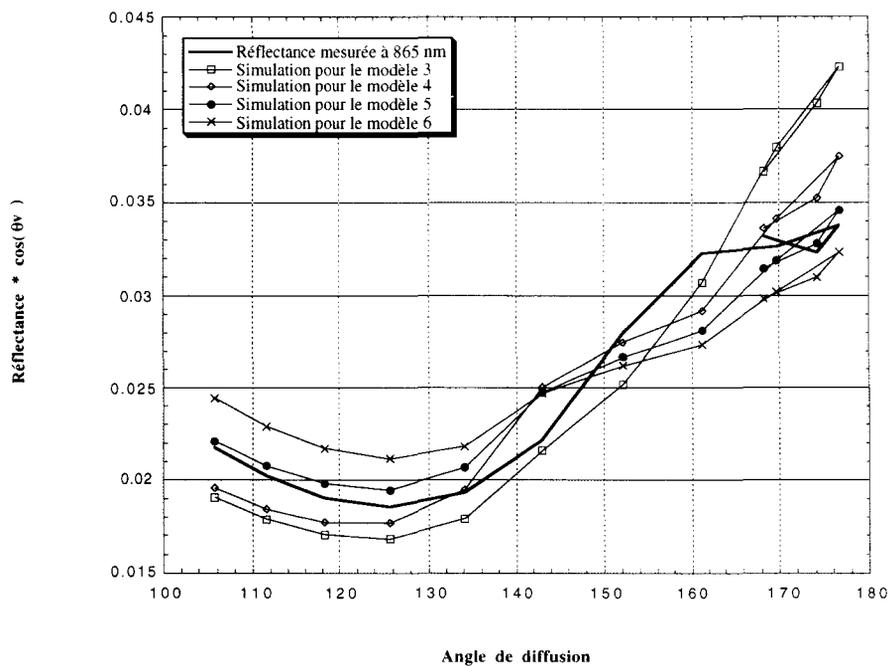


fig. 16 Restitution de la réflectance mesurée autour de 865 nm avec les modèles WMO. Le modèle et l'épaisseur optique ont été choisis pour minimiser la distance quadratique entre les simulations et les réflectances observées.

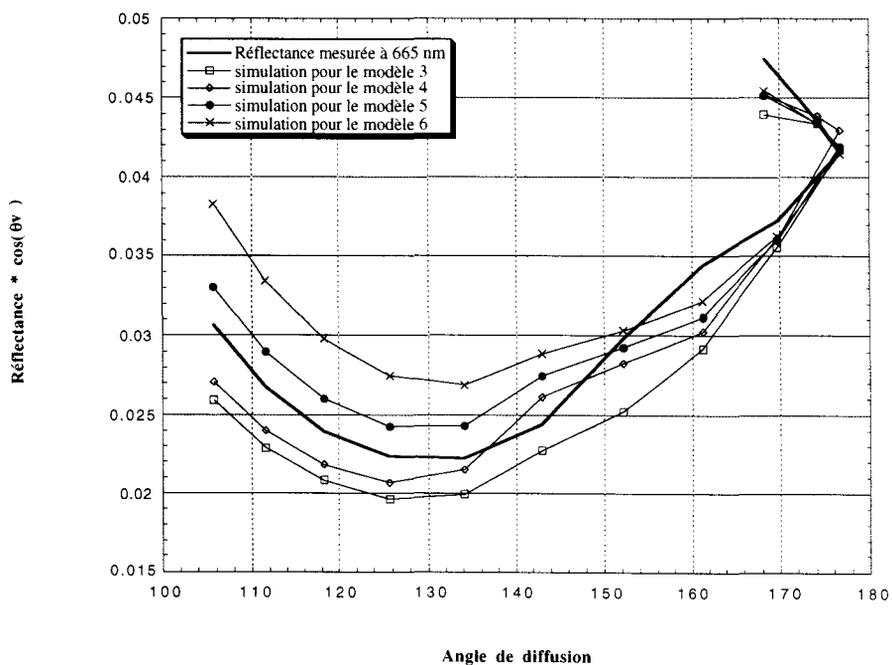


fig. 17 Restitution de la réflectance mesurée à 665 nm.

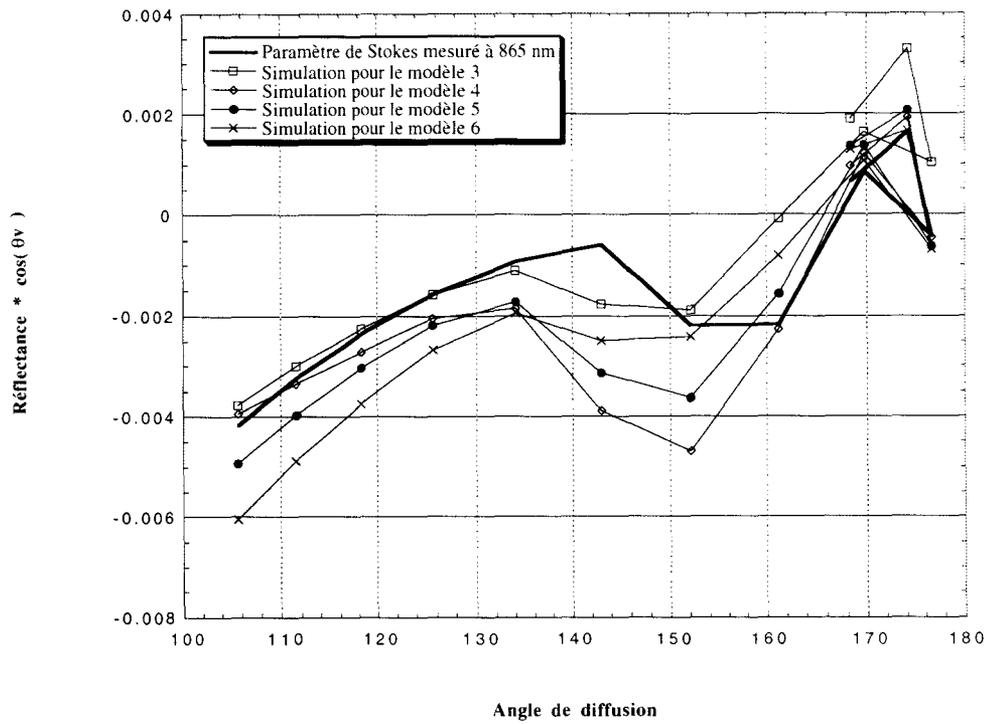


fig. 18 Restitution du paramètre de Stokes Q.

No du modèle	épaisseur optique	Coefficient d'Angström	Coefficient d'Angström restitué	Δ_{total}
1	.226	-.460	1.245	.1875E-01
2	.249	-.263	.949	.1432E-01
3	.282	-.076	.630	.9426E-02
4	.348	-.090	.220	.6894E-02
5	.322	.314	.206	.6377E-02
6	.302	.679	.257	.1037E-01
7	.374	.716	.455	.1210E-01
8	.286	1.012	.336	.1521E-01
9	.271	1.318	.424	.1988E-01
10	.260	1.602	.520	.2405E-01

-> Tableau récapitulatif : autour du modèle minimisant l'écart Δ_{total} , l'épaisseur optique inversée est proche de celle qui définit les observations simulées ($\delta_{865} = 0.3$).

Un minimum des écarts en réflectance et en polarisation est obtenu pour un modèle de dépendance spectrale proche du modèle SEAWIF (coefficient d'Angström = 0.09). Pour le modèle optimum, l'épaisseur optique inverse est proche de 0.3, valeur que nous avons affectée à la couche observée. Le fait de ne pas interpoler entre les modèles d'aérosol de la base de donnée induit des écarts plus importants entre les simulations et les observations qu'un algorithme utilisant des interpolations (loi de Junge ou modèle log-normal).

3 - Inversion avec des lois log-normales :

CAS TEST : Loi Log-normale : indice de réfraction 1.33 - $\text{Log}(r_m) = -1.10$ $\sigma = 0.3$ - épaisseur optique 0.2 - coefficient d'Angström : 1.458

L'interprétation des mesures POLDER, avec des modèles définis par une granulométrie de type log-normale, impose une recherche dans une grille à deux dimension (R_{eff} , σ_{eff}) que nous avons définie dans le § I-B. Pour accélérer la recherche et ne pas effectuer des simulations, coûteuses en temps de calcul, pour des modèles trop éloignés des paramètres recherchés ($\text{Log}(r_m)$ ou R_{eff} , écart type), nous pourrions sélectionner avec la mesure multispectrale de réflectance faite en une direction d'observation particulière, une série limitée de modèles log-normaux. Sur cette zone 2 fois plus restreinte (64 modèles au lieu de 128) que la grille complète, nous pouvons mener avec l'ensemble des mesures radiatives, une inversion plus précise parce que plus exhaustive.

Dans une première étape nous présélectionnons des intervalles définis par deux rayons efficaces $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$ qui encadrent, par simulation, la réflectance mesurée autour de 665 nm.

En chaque intervalle, il sera possible d'ajuster le rayon efficace pour simuler à la fois les réflectances mesurées à 865nm (ajustement de l'épaisseur optique) et à 665 nm. Les intervalles sont alors déterminés à l'aide de l'inégalité suivante :

$$R_{665\text{sim}}(\sigma_j, r_i, j_{\text{priv}}) > R_{665\text{mes}}(j_{\text{priv}}) \geq R_{665\text{sim}}(\sigma_j, r_{i+1}, j_{\text{priv}})$$

Pour diminuer le coût informatique de la méthode d'inversion nous limiterons la recherche des paramètres aux intervalles retenus (~16 intervalles, en général un par écart type σ_j). et à ceux qui leur sont adjacent. La recherche complète se fait alors sur $16*3=48$ intervalles.

Pour illustrer cette démarche, nous avons représenté en fonction des paramètres $\log(rm)$ et σ du modèle, l'écart $\Delta R = R_{665mes} - R_{665sim}(\log(rm), \sigma)$ entre la simulation et la mesure pour une direction d'observation donnée (fig. 19) . Une rangée d'intervalles est alors déterminée dans l'espace granulométrique (ces intervalles comprennent la ligne $\Delta R=0$). Comme nous l'avons exposé plus haut, il sera nécessaire d'utiliser des informations complémentaires (autres directions d'observation, état de polarisation) pour préciser les intervalles puis les modèles log-normaux qui par simulation restituent mieux les mesures POLDER.

2^{ème} étape : Recherche des intervalles optimaux et d'un modèle moyen avec toute les directions d'observation.

L'inversion complète des réflectances mesurées se fait sur les 3 intervalles $[\sigma_j; r_{i-1}, r_i]$, $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$, $[\sigma_j; r_{i+1}, r_{i+2}]$ en utilisant l'ensemble des directions d'observation déclarées hors glitter. Pour chaque modèle (σ_j, r_i) ainsi définis et chaque direction d'observation, l'épaisseur optique correspondant à la mesure de réflectance à 865 nm est calculée et on peut simuler la réflectance autour de 665 nm. Par écart type σ_j et par direction d'observation, on retient les intervalles $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$ qui, après simulation, encadrent la réflectance mesurée à 665 nm:

$$R_{665sim}(\sigma_j, r_i, j) > R_{665mes}(j) \geq R_{665sim}(\sigma_j, r_{i+1}, j)$$

Chaque intervalle $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$ définit un modèle de rayon efficace intermédiaire ($r_i < R_{eff} < r_{i+1} \cdot \sigma_j$) qui permet de simuler les réflectances entre 665 nm et 865nm (ajustement de l'épaisseur optique) en une direction d'observation donnée. La relation entre la réflectance simulée à 665 nm et le rayon efficace n'étant pas linéaire, une méthode itérative est utilisée pour calculer la solution dans chaque intervalle.

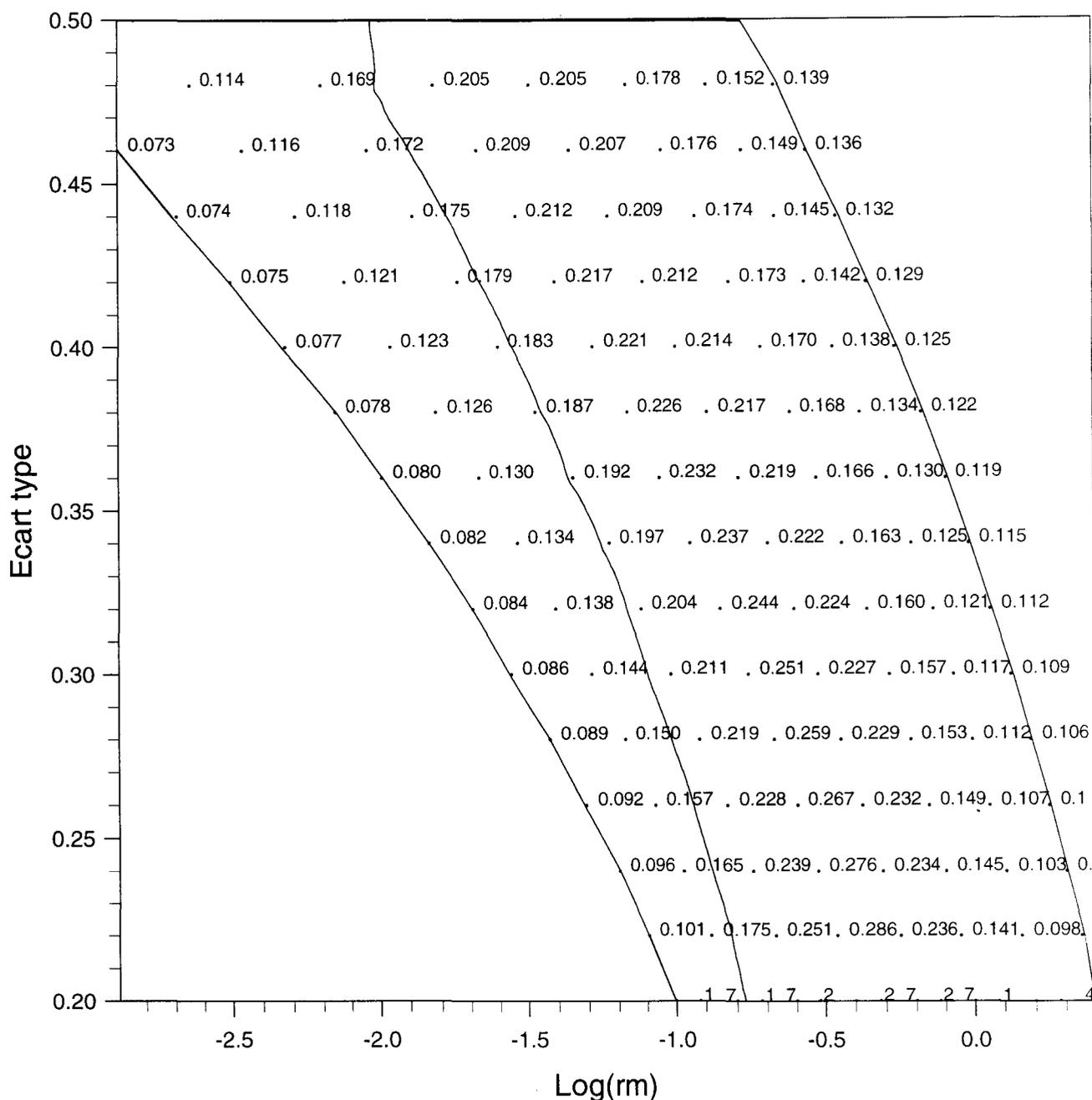


fig. 19 Sensibilité des réflectances à la granulométrie log-normale considérée. L'écart entre la réflectance simulée à 665 nm et celle qui est mesurée dans la direction d'observation privilégiée est nul sur une rangée de granulométries incluant celle que l'on recherche.

Détermination du rayon efficace et de la granulométrie optimale dans l'intervalle $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$:

Le calcul du rayon efficace fait appel à l'algorithme de la corde . Entre deux points encadrant la solution, la relation $R_{665} = R_{665sim}(R_{eff})$ est approchée par la droite menée entre les points d'abscisses r_{min} et r_{max} . Pour la première itération $r_{min} = r_i$ et $r_{max} = r_{i+1}$, la valeur de $R_{eff}(j)$ est déduite par interpolation linéaire entre les valeurs simulées entre r_i et r_{i+1} :

$$R_{eff}^1(j) = r_i + \frac{(R_{665mes}(j) - R_{665sim}(r_i, j))}{(R_{665sim}(r_{i+1}, j) - R_{665sim}(r_i, j))} (r_{i+1} - r_i)$$

La suite de l'algorithme consiste à évaluer le plus précisément la réflectance simulée, R_{665sim} . en fonction des valeurs que prend successivement $R_{eff}^{iter}(j)$. Chaque intervalle est alors divisé en 2 sous intervalles $[r_{min}, R_{eff}^{iter}(j)]$ et $[R_{eff}^{iter}(j), r_{max}]$ et on choisit pour l'itération suivante celui qui permet d'encadrer la réflectance mesurée. Le calcul de la réflectance à 665 nm et de l'épaisseur optique inverse associée au rayon efficace, R_{eff} , implique une interpolation entre deux modèles définis par des rayons efficaces différents (r_i et r_{i+1}) et fait appel aux coefficients β_{rij} décrits dans le & I-B. Après itérations, une valeur du rayon efficace $R_{eff}(j)$ est obtenue pour chaque direction d'observation. Le modèle considéré par la suite sera représenté par la valeur moyenne :

$$\bar{R}_{eff}(\sigma_j; r_i, r_{i+1}) = \frac{1}{N_{obs}} \sum_{j=1}^{N_{obs}} R_{eff}(j)$$

Cette valeur, représentative de l'ensemble des inversions faites en un sous-ensemble de trois intervalles, est associée à l'écart type σ_j pour former un modèle inverse. A ce stade de l'algorithme nous avons, pour chaque écart type σ_j , déterminé un rayon efficace.

Calcul des écarts quadratiques - choix des intervalles $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$:

Pour distinguer parmi les 16 modèles résiduels, ceux qui sont susceptibles de représenter au mieux le modèle local d'un point de vue optique, nous devons calculer avec l'ensemble des conditions

d'observation l'épaisseur optique optimale puis déterminer les luminances et les luminances polarisées entre 865nm et 665nm. Le ou les modèles inversés induiront des écarts quadratiques minimums entre les quantités simulées et les mesures.

Log(rm)	σ	épaisseur optique	coefficient d'Angström	ΔR_{865}	ΔR_{665}	ΔQ_{865}	ΔU_{865}
-.794	.20	.185	1.806	.6294E-03	.6202E-03	.3065E-03	.9666E-04
-.813	.22	.191	1.663	.1923E-03	.2008E-03	.2134E-03	.8026E-04
-.851	.24	.195	1.551	.1593E-03	.1986E-03	.1202E-03	.6994E-04
-.909	.26	.197	1.482	.3904E-03	.4113E-03	.7309E-04	.6624E-04
-.980	.28	.198	1.433	.5715E-03	.5763E-03	.6157E-04	.6646E-04
-1.060	.30	.198	1.399	.7116E-03	.6981E-03	.7589E-04	.6916E-04
-1.150	.32	.198	1.374	.8206E-03	.7869E-03	.9632E-04	.7335E-04
-1.249	.34	.197	1.355	.9050E-03	.8499E-03	.1165E-03	.7799E-04
-1.354	.36	.197	1.340	.9682E-03	.8913E-03	.1369E-03	.8209E-04
-1.455	.38	.196	1.319	.1055E-02	.9571E-03	.1673E-03	.8682E-04
-1.544	.40	.195	1.291	.1189E-02	.1071E-02	.2115E-03	.9331E-04
-1.641	.42	.195	1.266	.1308E-02	.1169E-02	.2573E-03	.9797E-04
-1.748	.44	.195	1.245	.1410E-02	.1251E-02	.2996E-03	.1014E-03
-1.864	.46	.194	1.228	.1500E-02	.1320E-02	.3384E-03	.1039E-03
-1.989	.48	.194	1.214	.1579E-02	.1377E-02	.3745E-03	.1053E-03
-2.122	.50	.194	1.204	.1649E-02	.1425E-02	.4081E-03	.1059E-03

-> Evaluation des paramètres inverses et des écarts pour chaque intervalle retenu dans la grille d'indice 1.33. Le modèle qui restitue de façon optimale les mesures de réflectance et de polarisation permet de calculer une épaisseur optique et un coefficient d'Angström proche de ceux qui caractérisent la couche observée ($\delta_{865} = 0.2$, $\alpha = 1.46$). Une meilleure restitution de ces paramètres est obtenue pour les modèles définis par l'écart type $\sigma_j = 0.28 - 0.3$ (modèles correspondant à la simulation des observations). Il ne correspond pas au minimum des écarts suite aux erreurs induites par les interpolations suivant la granulométrie et l'épaisseur optique. Néanmoins, ce modèle permet, comme tous ceux qui ont été entourés, une assez bonne interprétation des mesures. Comme cela fut remarqué dans le premier chapitre (& II-C), la méthode utilisant des lois log-normale sera sujette à une imprécision plus ou moins importante vis à vis de l'écart type. De même, les paramètres de Stokes (écarts ΔQ_{865} et ΔU_{865} sur le tableau, fig. 21 et 22) permettront de restituer moins précisément l'écart type à considérer : les écarts varient très peu suivant ce paramètre et sont, dans la majorité des cas, très proches du bruit radiométrique. Par contre, la variation importante des réflectances restituées autour de 665 nm vis à vis de l'écart type considéré (ΔR_{665} sur le tableau, fig. 20 et 22), en étant comptabilisée dans le calcul de l'écart

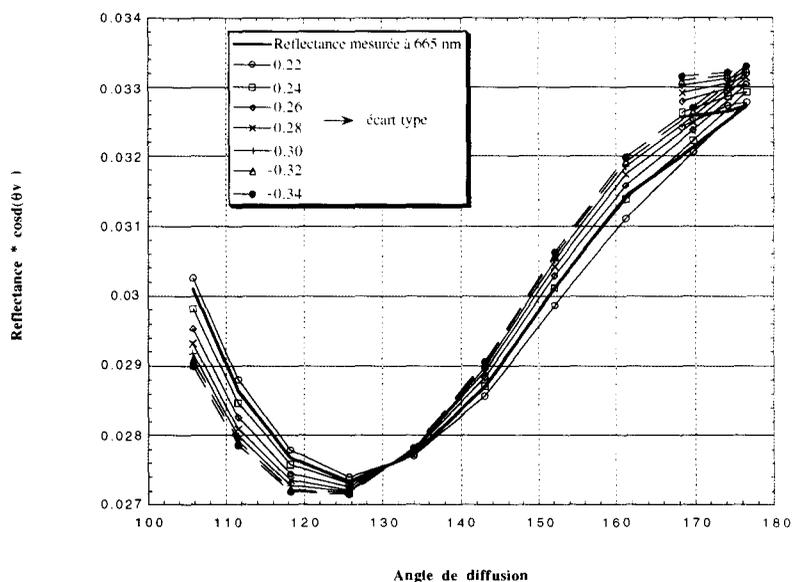


fig. 20 Restitution de la réflectance mesurée à 665 nm en fonction de l'écart type σ_j . On constate une variation relative importante de la valeur simulée en fonction du modèle considéré. La restitution est bonne pour un modèle défini par un écart type situé entre 0.24 et 0.26. L'indice de réfraction est fixé à 1.33.

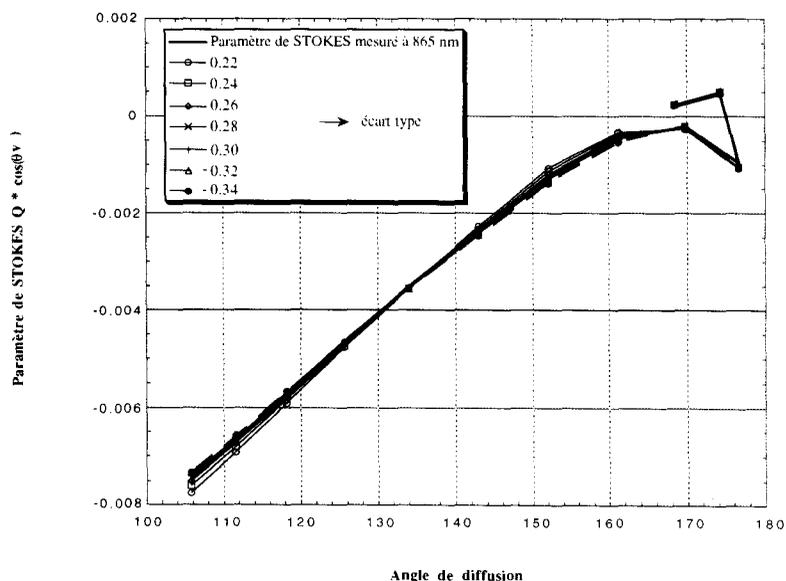


fig. 21 Restitution du paramètre de Stokes Q en fonction de l'écart type. Pour un indice de réfraction donné la valeur restituée varie peu et ne permet pas de déterminer un intervalle optimal avec précision.

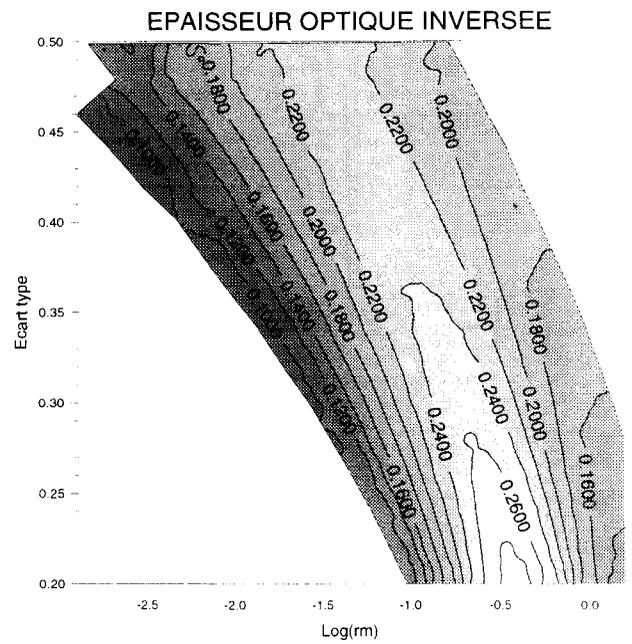
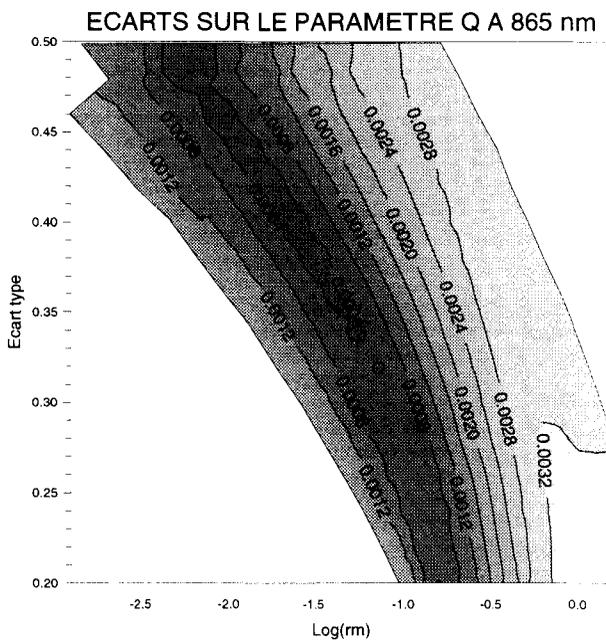
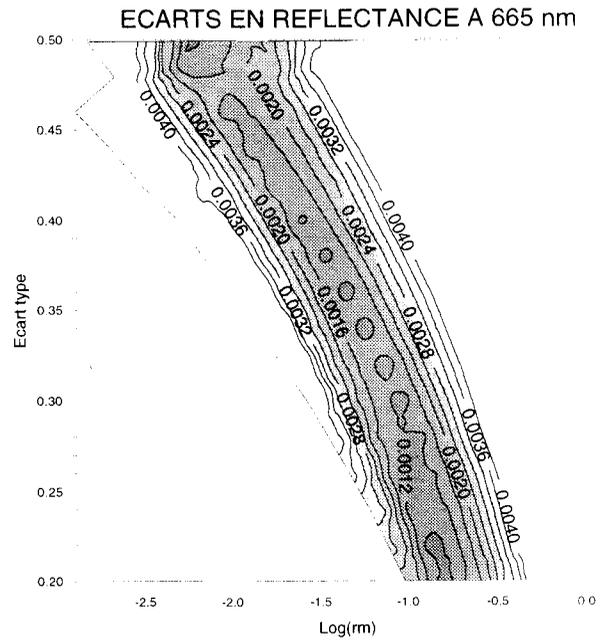
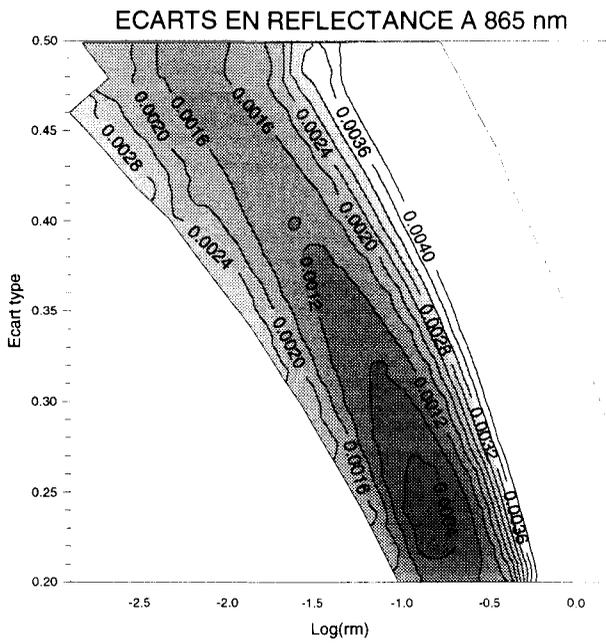


fig. 22 En utilisant l'ensemble des directions d'observation et en évaluant les écarts quadratiques entre les quantités radiatives mesurées et simulées, il est possible de préciser dans l'espace $(\text{Log}(r_m), \sigma)$ les granulométries les plus représentatives de la mesure effectuée par POLDER.

quadratique total (somme quadratique des écarts en réflectance et en polarisation), nous permet de distinguer avec plus de précision l'écart type et l'intervalle optimal :

Log(rm)	σ_j	épaisseur optique	coefficient d'Angström	Ecart total
-.794	.20	.185	1.806	.9402E-03
-.813	.22	.191	1.663	.3595E-03
-.851	.24	.195	1.551	.2901E-03
-.909	.26	.197	1.482	.5756E-03
-.980	.28	.198	1.433	.8167E-03
-1.060	.30	.198	1.399	.1002E-02
-1.150	.32	.198	1.374	.1143E-02
-1.249	.34	.197	1.355	.1249E-02
-1.354	.36	.197	1.340	.1326E-02
-1.455	.38	.196	1.319	.1437E-02
-1.544	.40	.195	1.291	.1617E-02
-1.641	.42	.195	1.266	.1776E-02
-1.748	.44	.195	1.245	.1912E-02
-1.864	.46	.194	1.228	.2029E-02
-1.989	.48	.194	1.214	.2131E-02
-2.122	.50	.194	1.204	.2220E-02

-> Dans ce tableau, la somme des écarts quadratiques entre observations et simulations a été représentée suivant l'intervalle considéré. Les intervalles qui permettent une restitution des mesures dans des limites proches du bruit radiométrique ont été entourés avec en grisé, le modèle optimal. Le résultat de l'inversion consiste alors en un modèle optimal et une plage d'erreur induite par le bruit de la mesure (ici le bruit considéré est de l'ordre de 0.5 millième) et de la méthode.

Influence de l'indice de réfraction sur les paramètres inversés :

Suivant l'indice de réfraction utilisé, les paramètres inversés (log(rm), épaisseur optique, coefficient d'Angström) vont varier. Pour une grille d'indice adéquat, l'algorithme déterminera correctement les paramètres de la couche observée tandis que l'utilisation d'une grille de simulations définie par un indice inexact induira des erreurs importantes sur l'épaisseur optique et le coefficient d'Angström :

σ_j	indice 1.33				indice 1.40				indice 1.50			
	lg(rm)	δ_{inv}	α_{inv}	Reff	lg(rm)	δ_{inv}	α_{inv}	Reff	lg(rm)	δ_{inv}	α_{inv}	Reff
0.20	-.794	.185	1.806	.4028	-.730	.181	1.421	.4242	-.640	.159	.735	.4522
0.22	-.813	.191	1.663	.4398	-.781	.178	1.372	.4373	-.732	.153	.913	.4352
0.24	-.851	.195	1.551	.4693	-.838	.177	1.326	.4503	-.819	.148	1.015	.4271
0.26	-.909	.197	1.482	.4891	-.902	.175	1.291	.4615	-.888	.145	1.021	.4325
0.28	-.980	.198	1.433	.5042	-.975	.173	1.264	.4715	-.963	.142	1.026	.4381
0.30	-1.060	.198	1.399	.5165	-1.055	.171	1.244	.4804	-1.044	.140	1.030	.4437
0.32	-1.150	.198	1.374	.5267	-1.143	.170	1.229	.4883	-1.131	.138	1.035	.4491
0.34	-1.249	.197	1.355	.5355	-1.239	.169	1.218	.4955	-1.225	.136	1.040	.4543
0.36	-1.354	.197	1.340	.5436	-1.341	.168	1.208	.5027	-1.327	.135	1.046	.4592
0.38	-1.455	.196	1.319	.5557	-1.449	.167	1.197	.5098	-1.434	.134	1.051	.4641
0.40	-1.544	.195	1.291	.5737	-1.563	.167	1.185	.5174	-1.549	.133	1.057	.4688
0.42	-1.641	.195	1.266	.5911	-1.674	.166	1.185	.5263	-1.670	.132	1.062	.4732
0.44	-1.748	.195	1.245	.6068	-1.788	.164	1.182	.5362	-1.798	.131	1.066	.4777
0.46	-1.864	.194	1.228	.6210	-1.905	.163	1.176	.5473	-1.931	.130	1.075	.4821
0.48	-1.989	.194	1.214	.6339	-2.028	.162	1.170	.5582	-2.068	.129	1.091	.4864
0.50	-2.122	.194	1.204	.6458	-2.160	.161	1.166	.5679	-2.212	.128	1.105	.4905

Contrairement à une loi de Junge, le coefficient d'Angström inversé dépend de l'indice de réfraction considéré. Les modèles retenus en chaque indice de réfraction sont grisés.

Détermination de l'indice de réfraction :

Pour chaque indice de réfraction, on obtient au moins un modèle qui permet de restituer dans les limites du bruit radiométrique les mesures de réflectance. Dans le tableau suivant, nous constatons que la mesure en lumière polarisée est plus appropriée pour distinguer l'indice de réfraction. Seul un indice correctement choisi permettra de constater des écarts minimums à la fois entre les luminances et les paramètres de Stokes.

	$\Delta R865$			$\Delta R665$			$\Delta \rho_{l865}$			écart moyen		
σ_j	1.33	1.40	1.50	1.33	1.40	1.50	1.33	1.40	1.50	1.33	1.40	1.50
.20	.6294 E-03	.3193 E-03	.1384 E-02	.6202 E-03	.3863 E-03	.3296 E-02	.3214 E-03	.1133 E-02	.3532 E-02	.9402 E-03	.1239 E-02	.5025 E-02
.22	.1923 E-03	.1565 E-03	.1242 E-02	.2008 E-03	.5621 E-03	.2714 E-02	.2280 E-03	.1073 E-02	.3035 E-02	.3595 E-03	.1221 E-02	.4256 E-02
.24	.1593 E-03	.4530 E-03	.1273 E-02	.1986 E-03	.8059 E-03	.2472 E-02	.1391 E-03	.1055 E-02	.2715 E-02	.2901 E-03	.1403 E-02	.3886 E-02
.26	.3904 E-03	.7089 E-03	.1501 E-02	.4113 E-03	.1011 E-02	.2607 E-02	.9864 E-04	.1048 E-02	.2643 E-02	.5756 E-03	.1620 E-02	.4005 E-02
.28	.5715 E-03	.9157 E-03	.1701 E-02	.5763 E-03	.1177 E-02	.2730 E-02	.9059 E-04	.1046 E-02	.2591 E-02	.8167 E-03	.1821 E-02	.4130 E-02
.30	.7116 E-03	.1083 E-02	.1874 E-02	.6981 E-03	.1307 E-02	.2834 E-02	.1027 E-03	.1047 E-02	.2554 E-02	.1002 E-02	.1995 E-02	.4250 E-02
.32	.8206 E-03	.1219 E-02	.2021 E-02	.7869 E-03	.1409 E-02	.2922 E-02	.1211 E-03	.1048 E-02	.2524 E-02	.1143 E-02	.2138 E-02	.4358 E-02
.34	.9050 E-03	.1331 E-02	.2149 E-02	.8499 E-03	.1487 E-02	.2994 E-02	.1402 E-03	.1048 E-02	.2502 E-02	.1249 E-02	.2255 E-02	.4455 E-02
.36	.9682 E-03	.1423 E-02	.2258 E-02	.8913 E-03	.1549 E-02	.3050 E-02	.1596 E-03	.1055 E-02	.2483 E-02	.1326 E-02	.2354 E-02	.4535 E-02
.38	.1055 E-02	.1499 E-02	.2355 E-02	.9571 E-03	.1598 E-02	.3097 E-02	.1884 E-03	.1068 E-02	.2471 E-02	.1437 E-02	.2437 E-02	.4609 E-02
.40	.1189 E-02	.1561 E-02	.2438 E-02	.1071 E-02	.1636 E-02	.3134 E-02	.2312 E-03	.1090 E-02	.2462 E-02	.1617 E-02	.2510 E-02	.4672 E-02
.42	.1308 E-02	.1676 E-02	.2512 E-02	.1169 E-02	.1709 E-02	.3162 E-02	.2753 E-03	.1069 E-02	.2454 E-02	.1776 E-02	.2622 E-02	.4726 E-02
.44	.1410 E-02	.1787 E-02	.2578 E-02	.1251 E-02	.1783 E-02	.3187 E-02	.3163 E-03	.1060 E-02	.2453 E-02	.1912 E-02	.2738 E-02	.4777 E-02
.46	.1500 E-02	.1896 E-02	.2645 E-02	.1320 E-02	.1856 E-02	.3202 E-02	.3540 E-03	.1063 E-02	.2438 E-02	.2029 E-02	.2858 E-02	.4815 E-02
.48	.1579 E-02	.1994 E-02	.2714 E-02	.1377 E-02	.1919 E-02	.3209 E-02	.3890 E-03	.1069 E-02	.2405 E-02	.2131 E-02	.2967 E-02	.4842 E-02
.50	.1649 E-02	.2079 E-02	.2774 E-02	.1425 E-02	.1969 E-02	.3214 E-02	.4216 E-03	.1075 E-02	.2375 E-02	.2220 E-02	.3058 E-02	.4865 E-02

La fig. 23 représente pour une demi-orbite complète les écarts minimaux suivant le pixel considéré. Nous constatons que les mesures de réflectances seront souvent restituées dans les limites du bruit radiométrique quel que soit l'indice de réfraction utilisé. Par contre les écarts sur les paramètres de Stokes Q et U permettront une distinction plus efficace sur la totalité de l'orbite.

C - INFLUENCE DE L'ÉCUME :

L'écume intervient dans la simulation du signal satellitaire en réfléchissant lambertienement la lumière solaire incidente. La valeur de son albédo dépend de la vitesse du vent et son calcul est

approché car, d'une part, la formule utilisée (Koepke) est une approximation et, d'autre part, la vitesse du vent et surtout l'albédo propre à l'écume sont connus avec une faible précision :

$$\rho_{\text{pr dit}} = \rho_{\text{cume}} * 2.95E^{-6} * \text{vit_vent}^{3.52} \text{ avec } \rho_{\text{cume}} = 0.22$$

Une fourchette d'erreur de l'ordre de 50 % sur la valeur prédite est alors prise en compte dans le traitement. Pour une vitesse de vent inférieure ou égale à 5 m / s, une seule valeur de l'albédo d'écume sera considérée, la réflectance engendrée par l'écume étant très faible ($1.8 \cdot 10^{-4}$). Pour des vitesses de vent supérieures à 5 m/s, les inversions seront faites en supposant 3 valeurs pour l'albédo de l'écume (la moitié de la valeur prédite, la valeur prédite ou $1.5 * \text{valeur prédite}$). Les paramètres inversés ainsi que les signaux simulés vont alors dépendre de ces trois hypothèses. On choisira parmi les trois inversions, celle qui permet une restitution optimale des réflectances mesurées. Rappelons qu'une réflexion lambertienne, non polarisante, n'a pas d'effet sur les paramètres qui représentent l'état de polarisation.

Les tableaux suivant représentent les paramètres inversés en fonction de l'hypothèse faite sur l'albédo de l'écume. Les observations, simulées, correspondent à une vitesse de vent de 10 m/s. L'albédo de l'écume, prévu par la formule de Koepke, vaut $2.15 \cdot 10^{-3}$. Les trois valeurs servant au test sont alors $1.07 \cdot 10^{-3}$, $2.15 \cdot 10^{-3}$ et $3.22 \cdot 10^{-3}$.

Inversion avec des lois de Junge :

	indice 1.33			indice 1.40			indice 1.50		
	0.5 ρ_{pred}	1.0 ρ_{pred}	1.5 ρ_{pred}	0.5 ρ_{pred}	1.0 ρ_{pred}	1.5 ρ_{pred}	0.5 ρ_{pred}	1.0 ρ_{pred}	1.5 ρ_{pred}
épaisseur optique δ_{inv}	.244	.232	.220	.204	.196	.187	.166	.160	.154
pente v_{inv}	4.249	4.295	4.344	4.267	4.309	4.354	4.292	4.330	4.370
ρ_{inv}	.1044 E-02	.2155 E-02	.3265 E-02	.1052 E-02	.2167 E-02	.3281 E-02	.8439 E-03	.1988 E-02	.3129 E-02
$\Delta\rho_{inv}$.8800 E-03	.8977 E-03	.9654 E-03	.1886 E-03	.1297 E-03	.3548 E-03	.2422 E-02	.2130 E-02	.1870 E-02
$\Delta\delta_{inv}$.6620 E-02	.6801 E-02	.7231 E-02	.1146 E-02	.6420 E-03	.1958 E-02	.1077 E-01	.9354 E-02	.8077 E-02
Δv_{inv}	.1209 E-01	.9150 E-02	.1294 E-01	.1778 E-01	.9551 E-02	.3491 E-02	.3282 E-01	.2441 E-01	.1606 E-01
ΔR_{865}	.5720 E-03	.5859 E-03	.6317 E-03	.1227 E-03	.8344 E-04	.2302 E-03	.1578 E-02	.1390 E-02	.1222 E-02
ΔR_{665}	.7224 E-03	.7561 E-03	.8150 E-03	.1630 E-03	.2405 E-03	.3922 E-03	.1919 E-02	.1729 E-02	.1562 E-02

La pente et l'épaisseur optique inversées varient peu suivant la réflectance d'écume considérée ($\frac{\Delta\delta}{\delta} \approx 4\%$, $\frac{\Delta v}{v} \approx 1\%$ pour l'indice 1.40). L'épaisseur optique inversée sera d'autant plus importante que sera sous-estimée la réflectance du sol. La différence entre la réflectance de sol réelle et celle qui est modélisée se répercute sur le terme atmosphérique puis sur l'ajustement de l'épaisseur optique. Si la réflexion de l'écume est sous-estimée, la dépendance spectrale de la couche paraîtra moins importante entre 865 nm et 665 nm et on notera dans le tableau des pentes plus faibles. Quelle que soit la valeur considérée pour l'albédo de surface, la pente inverse est quasi - indépendante de l'indice de réfraction utilisé. Si nous désirons obtenir une précision maximale sur la pente et l'épaisseur optique, il nous faut choisir parmi les écarts présentés ci-dessus, ceux qui permettent une distinction efficace de l'albédo : Quelle que soit sa valeur, on arrive à restituer les réflectances (écarts ΔR_{865} , ΔR_{665}) en dessous des limites du bruit radiométrique ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$). Néanmoins, on remarquera, pour un indice de réfraction égal à 1.40, que l'écart ΔR_{865} est minimum autour de la valeur test idéale ($1.0 \cdot$ valeur prédite) . Un autre écart avec lequel il serait possible de déterminer l'albédo est celui évalué par rapport aux épaisseurs optiques inverses ($\Delta\delta_{inv}$). Ce dernier représente la variation des épaisseurs optiques inversées par rapport à leur moyenne . Comme les autres écarts, il présente une faible variation autour de la

valeur adéquate et il est minimum pour le couple (indice de réfraction, albédo) caractérisant la couche observée. Etant donné le bruit radiométrique ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$), le choix d'une valeur optimale est impossible. Bien entendu, l'effet de l'écume sera plus important avec des épaisseurs optiques aérosol plus faibles ($\delta=0.05$), fréquemment rencontrées sur l'océan. Par exemple, si on considère une épaisseur optique égale à 0.05 et une vitesse de vent de l'ordre de 15 m/s la contribution de l'écume ($r = 9 \cdot 10^{-3}$) devient comparable au signal aérosol. Dans ce cas la fourchette imposée sur la valeur nominale de l'écume prends toute sa signification.

Inversion avec des modèles WMO :

Les mêmes tests sur l'albédo d'écume sont utilisés dans l'algorithme basé sur les modèles de G.A. D'ALMEIDA. :

No modèle	3			4			5			6		
ρ_{ecume}	0.5 ppredit	1.0 ppredit	1.5 ppredit									
δ_{inv}	.198	.190	.182	.242	.232	.223	.221	.213	.204	.208	.200	.192
α_{inv}	.029	.029	.029	-.092	-.092	-.092	.323	.323	.323	.690	.690	.690
ΔR_{865}	.4205 E-02	.3913 E-02	.3628 E-02	.2118 E-02	.1976 E-02	.1854 E-02	.1517 E-02	.1566 E-02	.1633 E-02	.2641 E-02	.2683 E-02	.2731 E-02
ΔR_{765}	.2858 E-02	.2707 E-02	.2574 E-02	.2109 E-02	.2013 E-02	.1945 E-02	.1844 E-02	.1905 E-02	.1983 E-02	.3381 E-02	.3386 E-02	.3400 E-02
ΔMOY	.3532 E-02	.3310 E-02	.3101 E-02	.2113 E-02	.1994 E-02	.1900 E-02	.1681 E-02	.1735 E-02	.1808 E-02	.3011 E-02	.3034 E-02	.3065 E-02

Comme pour les lois de Junge, l'épaisseur optique inversée décroît en fonction de la valeur d'écume prédite. Nous ne pouvons cependant pas noter, comme précédemment, la possibilité de distinguer l'écume adéquate avec les écarts en réflectance qui varient très peu en fonction de ce paramètre. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'il n'y a pas d'interpolation entre les modèles de la base de donnée et que les erreurs dues à l'écume sont inférieures à celles qui sont dues à la discrétisation.

D - COUT INFORMATIQUE DES DIFFÉRENTES MÉTHODES

Pour savoir si l'ensemble des pixels observés au cours d'une journée peuvent être traités en fonction du temps imparti dans la chaîne de traitement, il a été nécessaire de calculer le nombre d'opérations qu'impliquent les algorithmes d'inversion. Ceci a été fait pour les deux algorithmes de la classe 1 car ils sont prévus pour le traitement quotidien des données. L'algorithme utilisé en classe 2 n'est pas encore dimensionné. Chaque traitement (addition, multiplication, test) entraîne un coût informatique, comptabilisé sous la forme d'opérations élémentaires. Après définition des algorithmes, les opérations nécessaires au traitement d'un pixel ont été additionnées. Nous ne détaillons pas ici ce calcul fastidieux mais présentons, dans le tableau suivant, le nombre d'opérations nécessaires au traitement d'un pixel, d'une demi-orbite et d'une journée complète :

	Partie commune	Lois de Junge	Modèles WMO
pixel	5000	110000	64000
demi-orbite(40000 pix)	$2 \cdot 10^8$	$4.4 \cdot 10^9$	$2.56 \cdot 10^9$
journée (23 demi-orbites)	$4.6 \cdot 10^9$	$101.2 \cdot 10^9$	$58.88 \cdot 10^9$
total	$164 \cdot 10^9$		

-> nombre d'opération nécessaire au traitement d'un pixel, d'une demi-orbite, d'une journée complète de mesure.

Une demi-orbite contient 1 Mega pixels Haute résolution ($6 \cdot 6 \text{ km}^2$). Travaillant sur des pixels basse résolution formés par des pavés de $3 \cdot 3$ pixels hautes résolution, on ne considère alors que 111889 points par demi-orbite. Parmi ceux-ci, 70 % sont vus au dessus des océans et, en moyenne, 50 % d'entre eux seront déclarés non nuageux. Finalement, une demi-orbite nécessitera le traitement de 40 000 pixels BR.

Les maquettes développées nous ont permis de tester sur HP K 400 la rapidité de traitement des algorithmes d'inversion. Le tableau ci-dessous représente les temps moyens d'exécution pour le traitement d'un pixel, d'une demi-orbite complète, d'une journée :

	Lois de Junge	Modèles WMO	Lois log-normales (3 indices de réfraction)
pixel	0.01233 s	0.01131 s	0.08234
demi-orbite	8 mn 13 s	7 mn 30 s	54 mn 53 s
journée (23 demi-orbites)	3 Heures 9 mn	2 Heure 53 mn	21 Heures

Les algorithmes de classe 1 (lois de Junge, modèles WMO) pourront être traités dans la journée sur un HP K 400. Par contre, l'algorithme de classe 2 n'a pas encore été optimisé et ses performances pourront être améliorées dans l'avenir. Il est actuellement 6 à 7 fois plus long qu'un algorithme de classe 1. Il est à noter que le temps de calcul et les nombres d'opération exposés ici s'ajoutent à ceux des autres algorithmes de la filière océan et des autres filières.

CONCLUSION :

La plupart des algorithmes permettent une inversion précise des paramètres caractéristiques de la couche aérosol observée. La pente (ou le coefficient d'Angström) et l'épaisseur optique inversées avec une loi de Junge sont restituées avec une bonne précision. Il en est de même avec les modèles WMO et les lois log-normales. Cependant nous avons pu constater qu'avec ces dernières lois les erreurs d'interpolation entre granulométries induisent un choix quelque peu erroné de l'écart type. D'autre part, ce paramètre sera plus indéterminé que les autres (rayon efficace, coefficient d'Angström) vis à vis du bruit radiométrique. La contribution de l'écume est encore assez mal connue, ce qui implique de l'introduire dans l'algorithme avec une certaine incertitude. Pour de faibles vitesses de vent (5 m/s), l'albédo de l'écume est faible ($\rho_{\text{écume}} = 0.18 \cdot 10^{-3}$) et nous ne considérerons que la valeur nominale de la réflectance d'écume. Pour des vents plus importants, donc pour une contribution plus conséquente, nous introduirons une fourchette de $\pm 50 \%$ sur la valeur nominale. Dans l'exemple présenté, l'imprécision sur la valeur de l'écume perturbe peu les résultats car l'atmosphère est assez turbide. Par contre, pour des épaisseurs optiques plus faibles et des vents plus forts (~ 15 m/s, $\rho_{\text{écume}} = 8.9 \cdot 10^{-3}$), les algorithmes devraient être plus sensibles à l'albédo de surface considéré. L'objet du chapitre suivant sera d'approfondir les tests avec des données simulées pour des cas plus réalistes mais aussi à l'aide de données réelles acquises avec REFPOLE ou POLDER.

Chap. 4 TEST DES ALGORITHMES D'INVERSION

Un des aspects important du chapitre précédent était d'illustrer les principes de l'inversion et d'apprécier sur un cas simple (un seul pixel) la précision des paramètres inversés.

Dans ce quatrième chapitre, nous effectuons des tests plus systématiques et étudions l'influence de divers facteurs sur la qualité de l'inversion. D'une part, les erreurs d'interpolation interviennent sur la qualité de la restitution des épaisseurs optiques et des paramètres granulométriques. D'autre part, nous considérons l'impact du bruit de la mesure radiométrique. Enfin, nous discutons de la représentativité des algorithmes développés, c'est à dire de leur capacité à restituer les paramètres optiques et physiques d'aérosols plus réalistes et plus complexes. Pour cela, nous simulerons des observations POLDER avec des modèles de type SeaWIFS qui sont quant à eux formés par un mélange dit "externe" de composantes élémentaires. Ces derniers sont caractéristiques de situations océaniques typiques.

Enfin, on analyse des mesures de luminances descendantes faites avec le radiomètre REFPOLE depuis le sol : ceci permet un début de validation des algorithmes développés avec des données réelles.

I - TEST AVEC DES JEUX DE DONNEES SIMULEES :

A - PRECISION DES INVERSIONS - INFLUENCE DU BRUIT DE CALCUL :

Diverses interpolations sont nécessaires pour restituer les paramètres aérosols (épaisseur optique, granulométrie) mais aussi pour simuler les mesures acquises avec le radiomètre. En choisissant des simulations pour des conditions intermédiaires, nous pouvons évaluer la précision des paramètres interpolés.

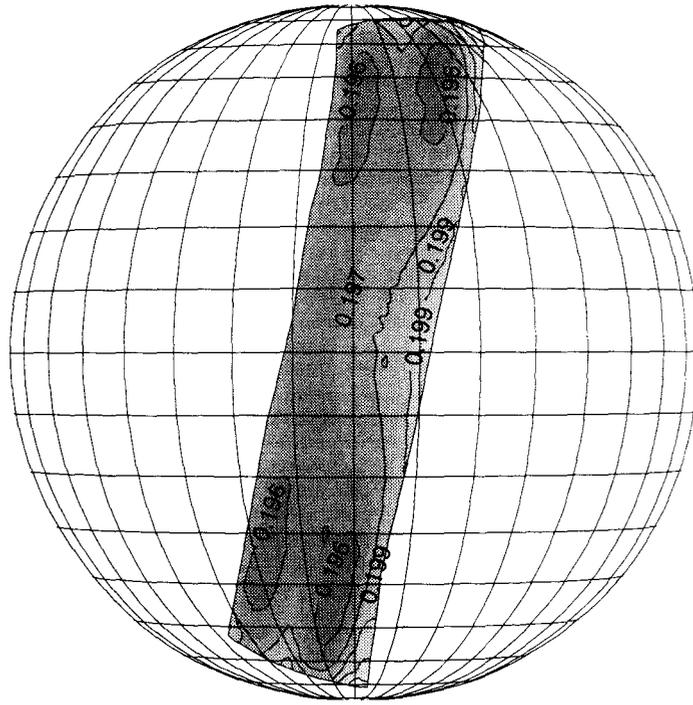
Pour les lois de Junge, nous avons considéré une demi-orbite complète et simulé les signaux suivant quatre conditions aérosol différentes (indice de réfraction : 1.40 - 2 pentes : $\nu = 3.8$, $\nu =$

4.3 - 2 épaisseurs optiques : $\delta_{865} = 0.05$, $\delta_{665} = 0.2$). Pour des épaisseurs optiques importantes (fig. 1 et fig. 2), les paramètres sont restitués avec précision sur la majeure partie de la demi-orbite. Lorsque l'épaisseur optique est plus faible (fig. 3 et 4), la pente inversée est moins précise et l'indice de réfraction, indexé par un numéro, est parfois mal déterminé : pour de faibles turbidités, l'imprécision des interpolations devient du même ordre de grandeur que la sensibilité des mesures à l'indice de réfraction et à la pente de la granulométrie. L'erreur constatée sur la pente peut dans ce cas atteindre 0.3.

Pour synthétiser ces résultats, nous avons représenté en fig. 5 les écarts sur les paramètres en fonction de l'épaisseur optique et de la pente exacte. Pour cette figure, nous avons considéré un seul pixel, celui que nous avons défini dans le chapitre précédent (cf. §). Nous constatons qu'à partir d'une épaisseur optique égale à 0.12, les pentes inversées commencent à s'écarter de la valeur initiale. Les épaisseurs optiques sont quant à elles toujours bien restituées.

Pour tester l'algorithme de classe 2 (lois log-normales), nous avons défini deux granulométries. La première représente des particules diffusantes de taille moyenne (coefficient d'Angström = 1.26, $\text{Reff} = 0.588 \mu\text{m}$) tandis que la seconde concerne des particules de taille importante vis à vis de la longueur d'onde. Deux épaisseurs optiques ($\delta_{865} = 0.08$ et $\delta_{865} = 0.2$) ont été choisies pour simuler deux conditions de turbidité de l'atmosphère. Les fig. 6 à 9 représentent les paramètres les plus importants (épaisseur optique, coefficient d'Angström, Rayon efficace et écart type efficace) en fonction du pixel visé. Les erreurs sont plus élevées que celles que nous avons remarquées avec l'algorithme de classe 1 car les interpolations, plus nombreuses (2 paramètres granulométriques), entraînent un bruit de calcul plus important mais aussi parce que les mesures sont moins sensibles à l'écart type σ_j . Néanmoins, les erreurs sur l'épaisseur optique sont en moyenne de l'ordre de 5 % et le coefficient d'Angström est restitué à ± 0.15 de la valeur exacte. Avec les grosses particules, le coefficient d'Angström restitué est toujours légèrement négatif. Le rayon efficace est par contre mal inversé (il varie entre 1.8 et 3.8 μm) car, à partir d'une valeur égale à 2 μm (voir fig. Chap. 1), tous les modèles sont spectralement équivalents. Il en est de même pour l'écart type efficace que nous représentons ici par son carré.

EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE



PENTE INVERSEE

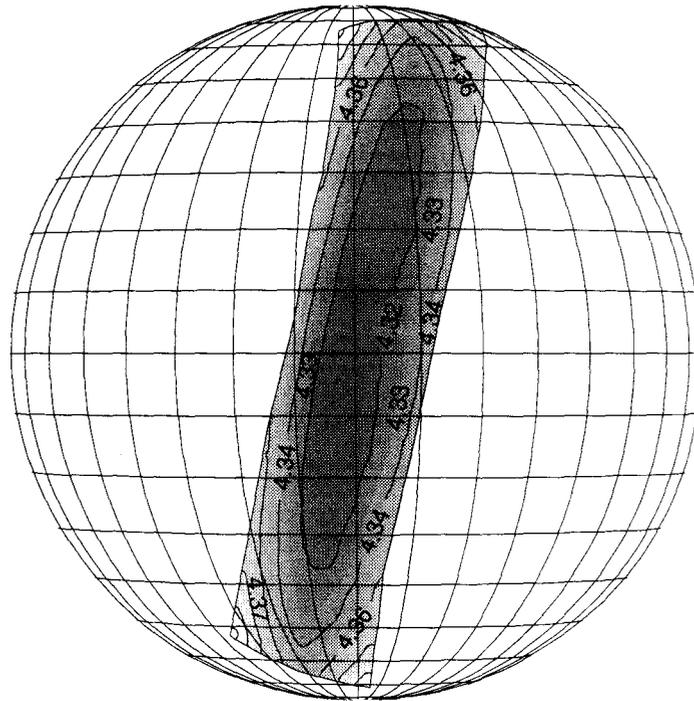
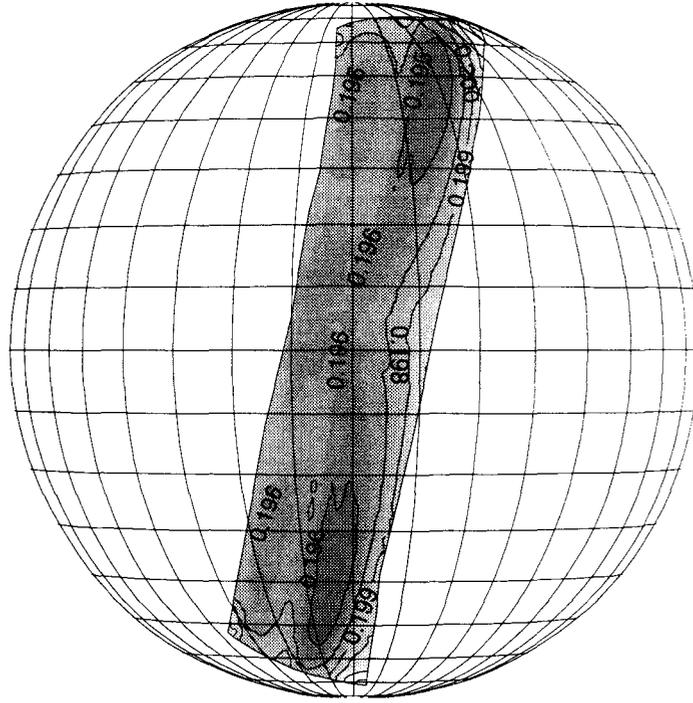


fig. 1 Précision des paramètres inversés avec une loi de Junge : Le modèle qui définit l'observation est une loi de Junge définie par une pente égale à 4.3. L'indice de réfraction vaut 1.40 et l'épaisseur optique à 865 nm 0.2.

EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE



PENTE INVERSEE

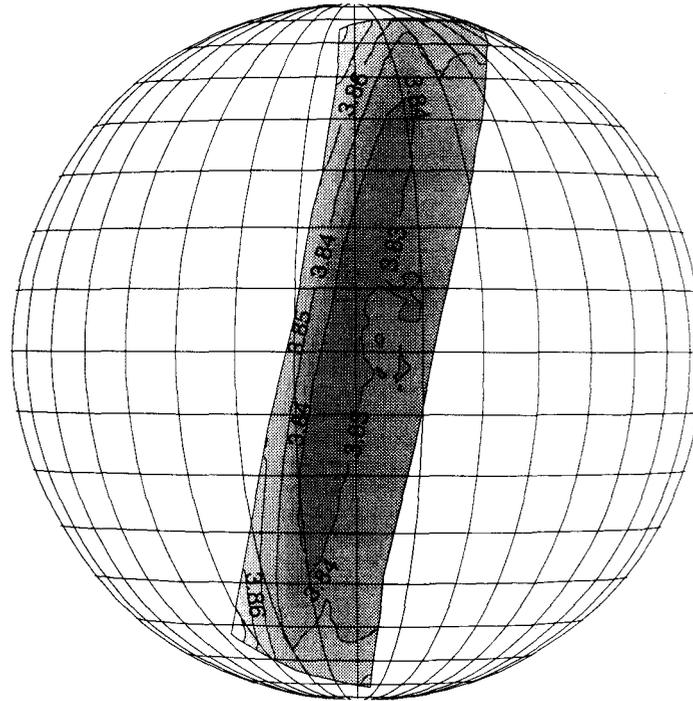
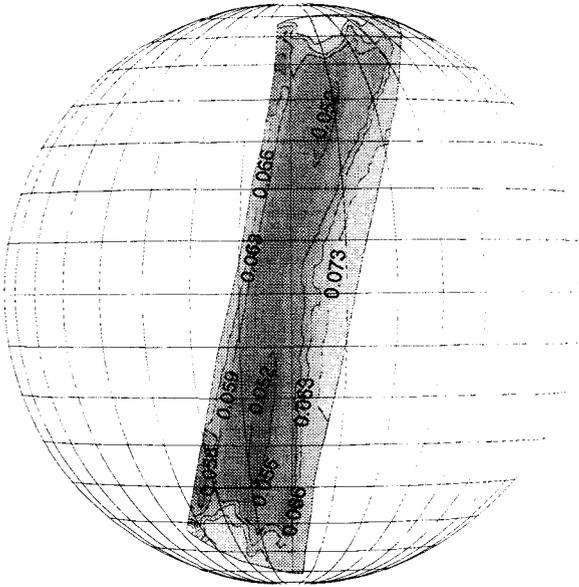
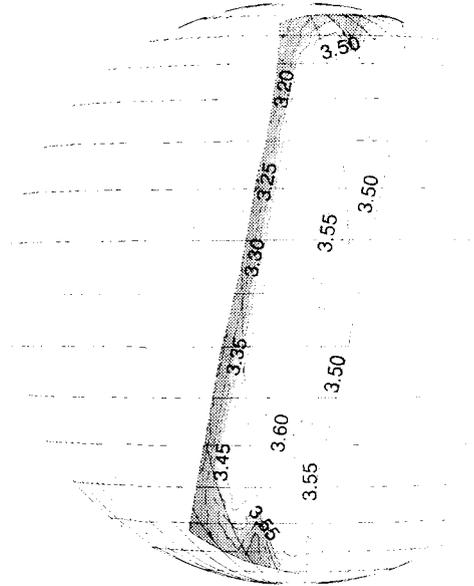


fig. 2 La loi de Junge est ici définie par une pente égale à 3.8. L'épaisseur optique est égale à 0.2. Comme pour la figure précédente, il y a peu d'erreurs sur les paramètres inversés.

EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE



PENTE INVERSEE



INDICE DE REFRACTION RETENU

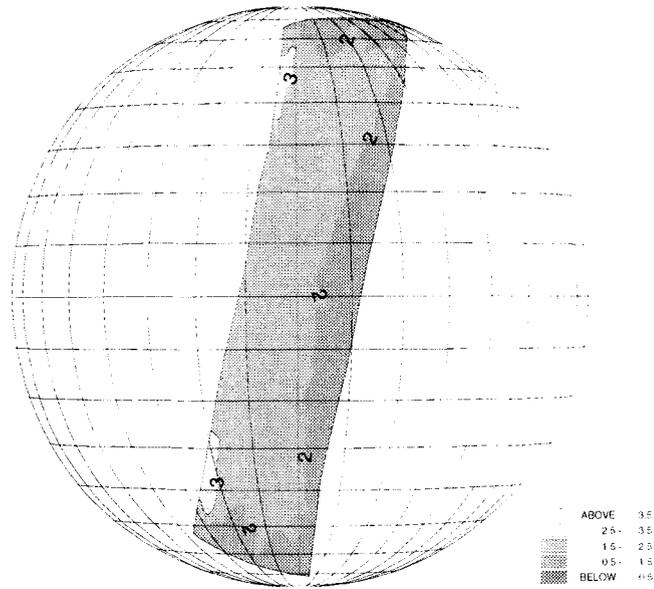


fig. 4 Comme pour une pente égale à 4.3 (figure précédente), la précision de la pente interpolée est très dépendante de l'épaisseur optique. Pour cette figure, elle vaut 0.05 et d'autre part est assez bien restituée.

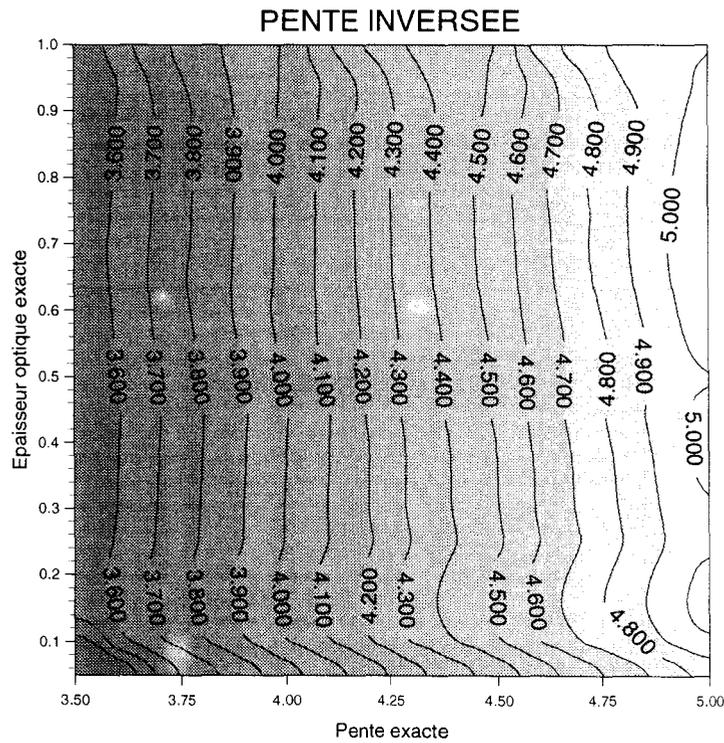
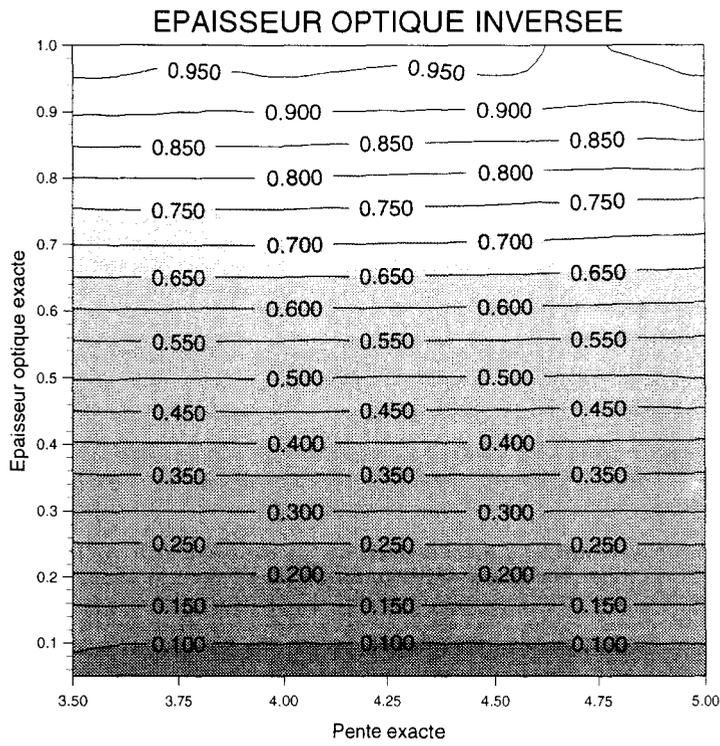
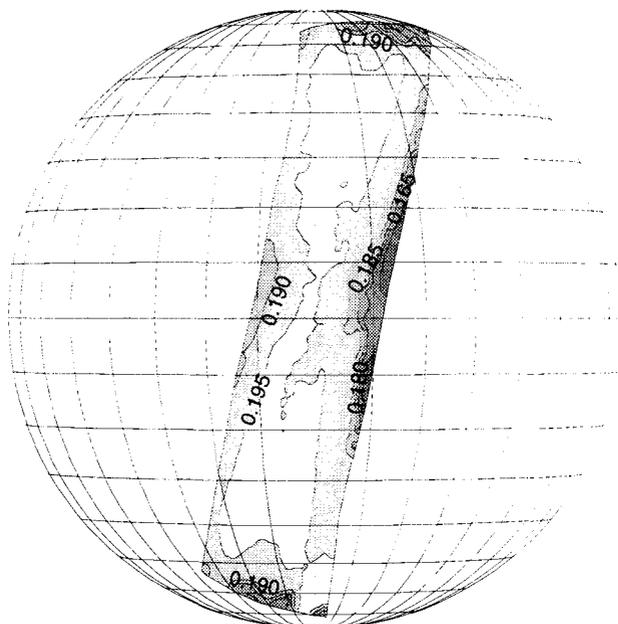
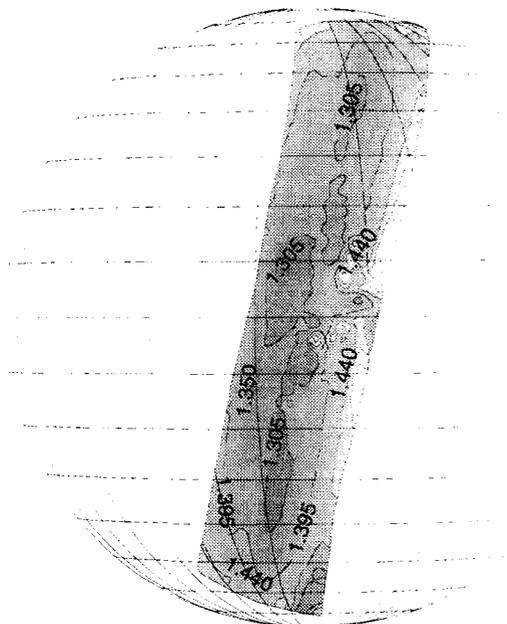


fig. 5 Bilan global de la précision sur les paramètres restitués. Ils sont tracés ici en fonction des paramètres exacts. Nous avons alors considéré un seul pixel de la demi-orbite (celui que nous avons défini dans le troisième chapitre). L'indice de réfraction vaut 1.40. Nous remarquons que l'inversion de la pente se dégrade à partir d'une épaisseur optique égale à 0.12.

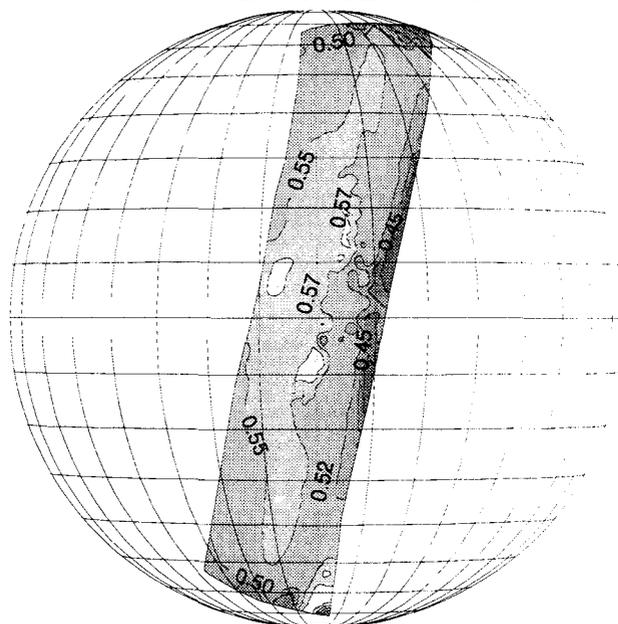
EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE



COEFFICIENT D'ANGSTROM INVERSE



RAYON EFFICACE INVERSE



ECART TYPE EFFICACE INVERSE

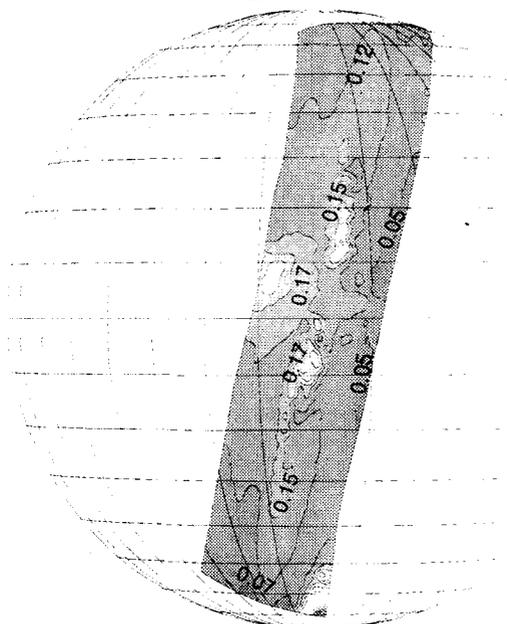
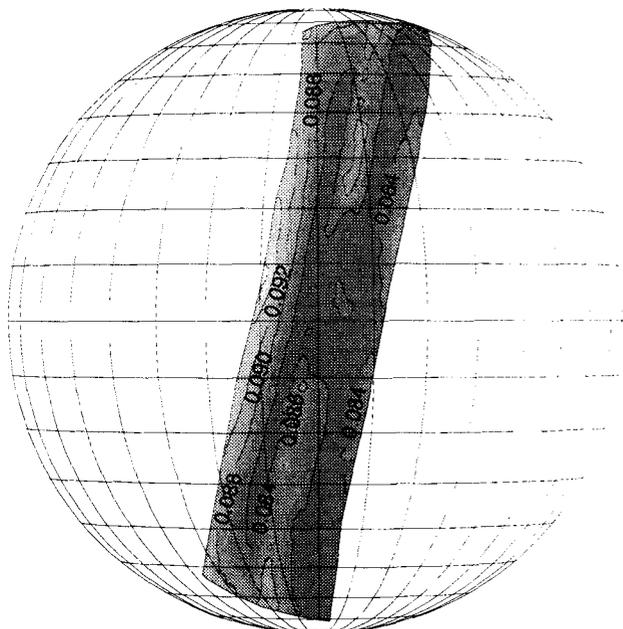
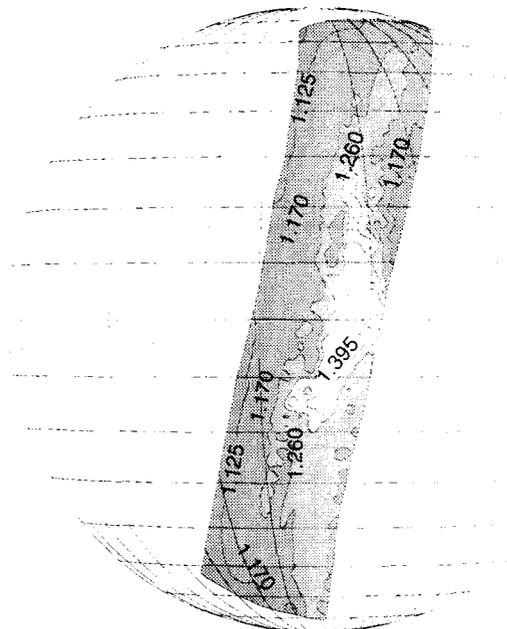


fig. 6 Test des inversions avec des lois log-normales : le modèle testé est défini par une loi log-normale ($\log(rm)=-1.8$, $\sigma = 0.44$). L'indice de réfraction vaut 1.33. Ce modèle définit un coefficient d'Angström égal à 1.26, un rayon efficace valant $5.88 \mu\text{m}$ et un écart type efficace au carré égal à $\sigma^2 = 0.1759 \mu\text{m}^2$. Les particules sont alors de taille moyenne. L'épaisseur optique à 865 nm vaut 0.2.

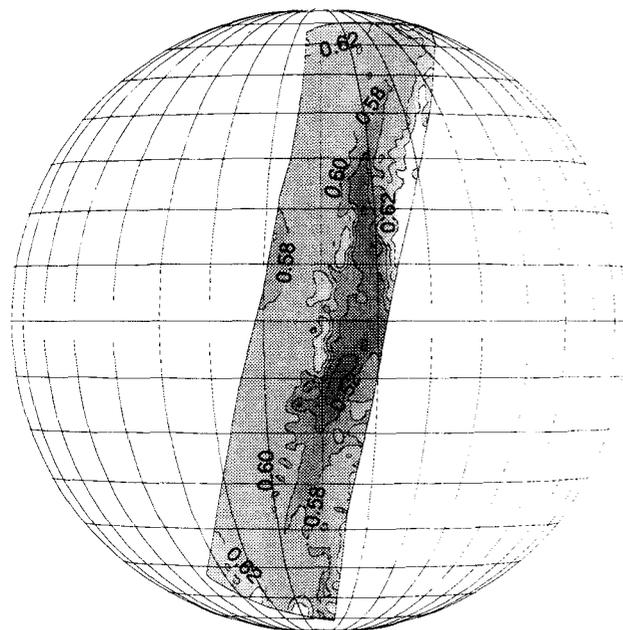
EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE



COEFFICIENT D'ANGSTROM INVERSE



RAYON EFFICACE INVERSE



ECART TYPE EFFICACE INVERSE

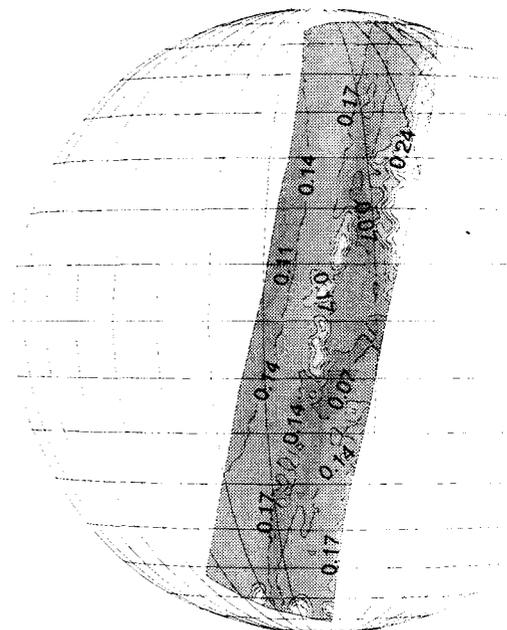
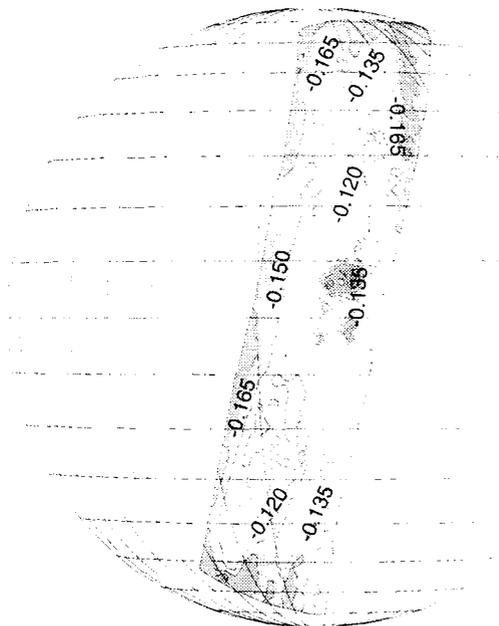
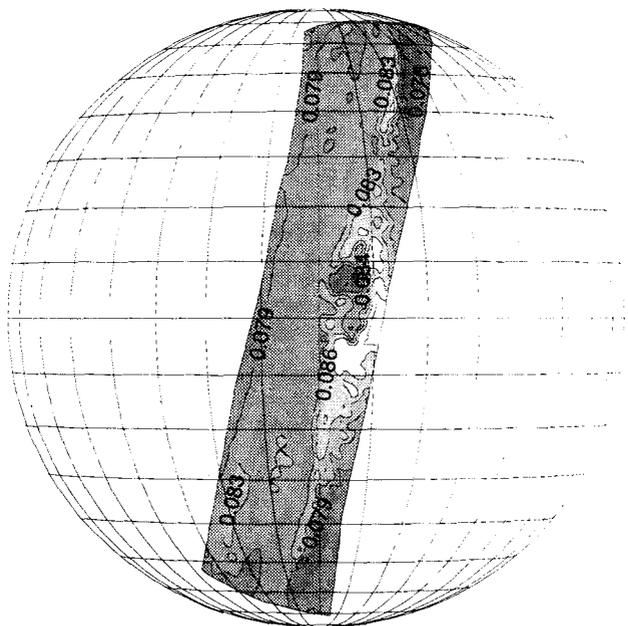


fig. 7 On a considéré ici le même modèle log-normal que celui de la fig. 6 mais l'épaisseur optique est plus faible : $\delta_{865} = 0.2 \cdot 08$.

EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE

COEFFICIENT D'ANGSTROM INVERSE



RAYON EFFICACE INVERSE

ECART TYPE EFFICACE INVERSE

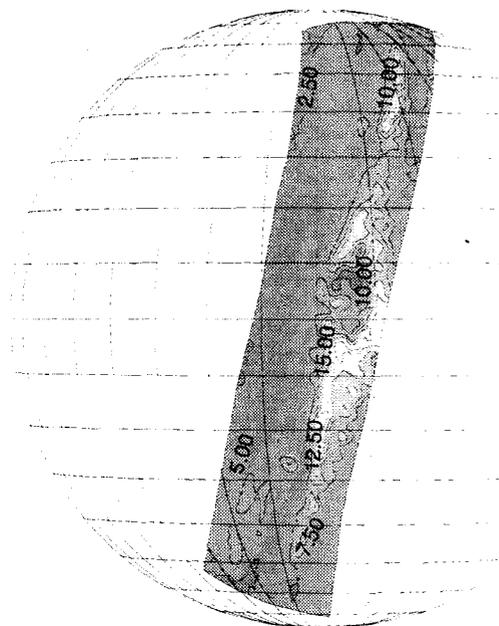
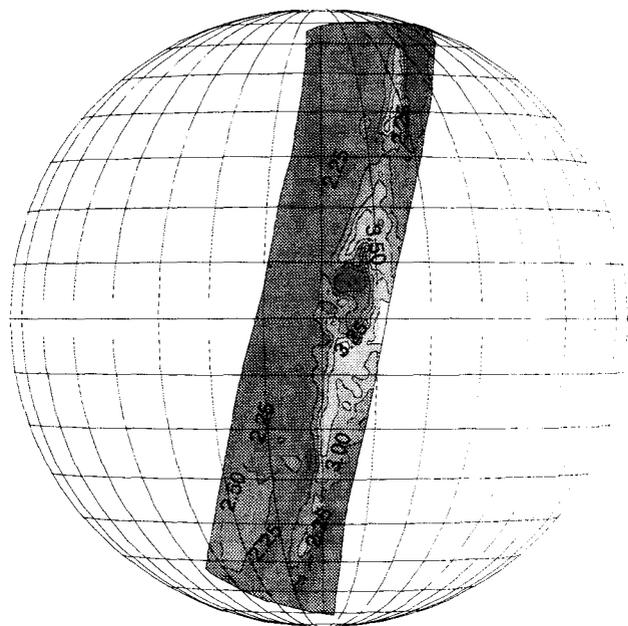


fig. 9 L'épaisseur optique du test est ici égale à 0.08 et le modèle est le même que celui de la fig. 8. Dans ce cas les rayons efficaces sont restitués plus précisément.

B - INFLUENCE DU BRUIT DE MESURE :

Le bruit de mesure a été décrit dans le second chapitre (§ I-C). Il représente à la fois le bruit électronique et les erreurs résiduelles de correction de la lumière parasite. Ils peuvent à ce jour être considérés tous deux aléatoires. Toutefois, le bruit électronique pourra être réduit en moyennant les observations d'un super pixel défini quant à lui par une zone de 3*3 pixels élémentaires. Sa superficie ($18 * 18 \text{ km}^2$) doit être telle que les propriétés des aérosols sont homogènes, ce qui est en général le cas mise à part quelques situations très particulières (panaches de fumée, éruption volcanique). Ceci n'est par contre pas possible avec le bruit de lumière parasite car sa valeur est la même quel que soit le pixel formant le super pixel. Pour tester l'influence du bruit aléatoire sur les inversions, nous avons ajouté à chaque mesure de luminance et de polarisation (paramètres Q et U) une composante tirée aléatoirement dans un intervalle d'amplitude liée au niveau de bruit. Pour chaque cas étudié, nous avons considéré 50 inversions correspondant à 50 tirages aléatoires. Chaque condition de bruit entraîne un écart des paramètres vis à vis de leur valeur évaluée sans bruit. Pour représenter de telles variations sur l'ensemble des tirages aléatoires, nous avons calculé les écarts quadratiques entre les paramètres restitués et ceux que nous avons calculés sans bruit de mesure.

Le niveau de bruit engendré par la correction de lumière parasite et notamment sa dépendance spectrale dépendent du type de cible visé par la matrice :

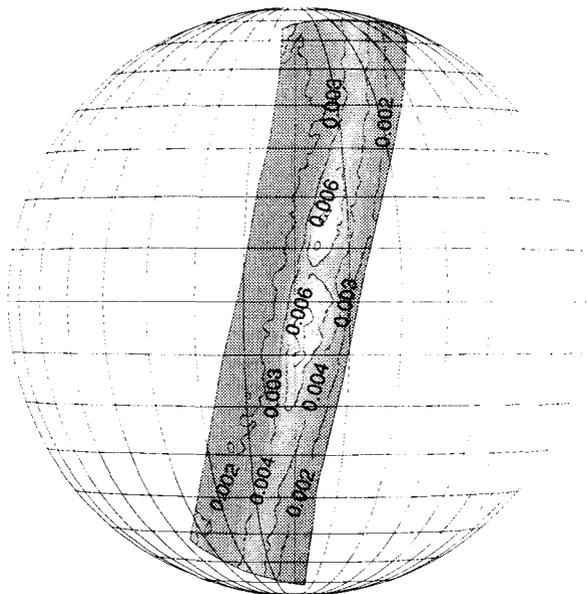
- Si des nuages sont dans le champs d'observation, le signal générant la lumière parasite est spectralement blanc et les niveaux de bruit résiduels sont les mêmes dans les canaux 870 nm et 670 nm. Il en est de même pour un sol nu (sable).
- Si l'image POLDER comprends une partie de continent couverte de végétation (ex : Brésil), la lumière parasite est faible autour de 670 nm (on mettra $\Delta L_{670} = 0$). Par contre, il faut tenir compte d'un niveau de bruit plus important à 870 nm.

Test avec des lois de Junge :

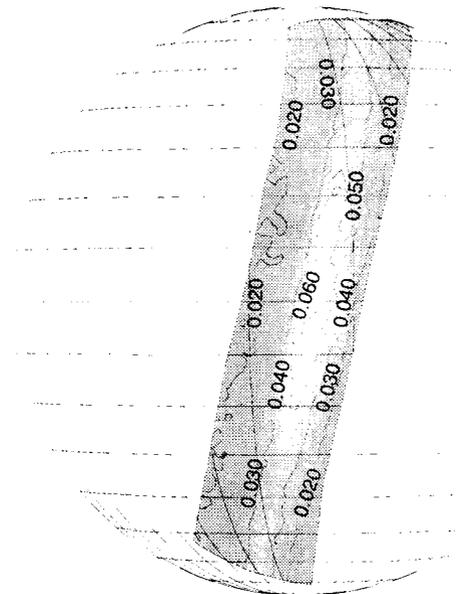
Pour simuler les observations et le bruit, nous avons considéré une loi de Junge définie par une pente égale à 4.3, deux épaisseurs optiques ($\delta_{865} = 0.05$ et $\delta_{665} = 0.2$) ainsi que deux conditions de bruit ($\Delta L = 5 \cdot 10^{-4}$, $\Delta L = 1 \cdot 10^{-3}$). Dans un premier temps, nous avons mis le même niveau de bruit dans les deux canaux (fig. 10 à 12). Pour la fig. 13, nous avons testé un cas correspondant à une d'image couverte partiellement par de la végétation, il n'y a donc pas de bruit à 665 nm. De façon générale sur toutes les figures, les écarts les plus grands sont observés en des pixels partiellement contaminés par le glitter, c'est à dire pour des points possédant un nombre limité de conditions d'observation. Le moyennage sur les paramètres en chaque direction d'observation sera alors moins efficace et le bruit sur les paramètres moyennés sera moins bien atténué que pour un pixel caractérisé par l'ensemble des 12 directions d'observation. Nous remarquons aussi que les imprécisions sur la pente sont maximales pour de faibles épaisseurs optiques et que les variations induites sur l'épaisseur optique inversée sont presque indépendantes de la valeur affectée à la couche observée, mais dépendent essentiellement de ΔL . Pour la synthèse de ces résultats, nous avons choisi un pixel de référence (celui défini dans le troisième chapitre - § II-B-1) puis évalué en fonction de l'épaisseur optique de la couche et du niveau de bruit les écarts sur les paramètres inversés (voir fig. 14). Les fluctuations constatées sur l'épaisseur optique restituée sont indépendantes de l'épaisseur optique de la couche. Pour un modèle aérosol donné, la variation des luminances avec l'épaisseur optique est proche de la linéarité, ce qui explique en grande partie qu'entre deux turbidités différentes de la couche, un même écart sur les luminances entraînera des écarts presque identiques sur les épaisseurs optiques. Enfin, les écarts sur la pente et le rayon efficace sont liés au rapport signal sur bruit et l'inversion sera d'autant meilleure que l'épaisseur optique de la couche sera grande et que le bruit sera faible. Ceci peut s'expliquer en considérant pour les luminances mesurées une expression en diffusion primaire :

$$L(\lambda, \theta) = \frac{\delta_\lambda P_\lambda(\theta)}{4\mu_v}$$

ECART SUR L'ÉPAISSEUR OPTIQUE



ECART SUR LA PENTE



ECART SUR LE RAYON EFFICACE (μm)

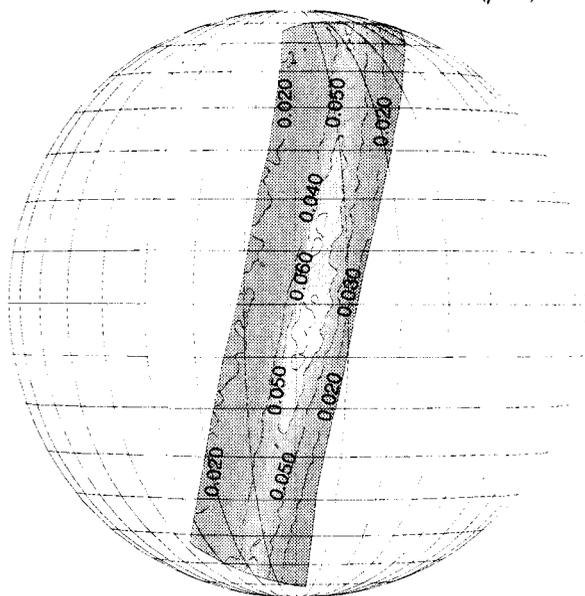
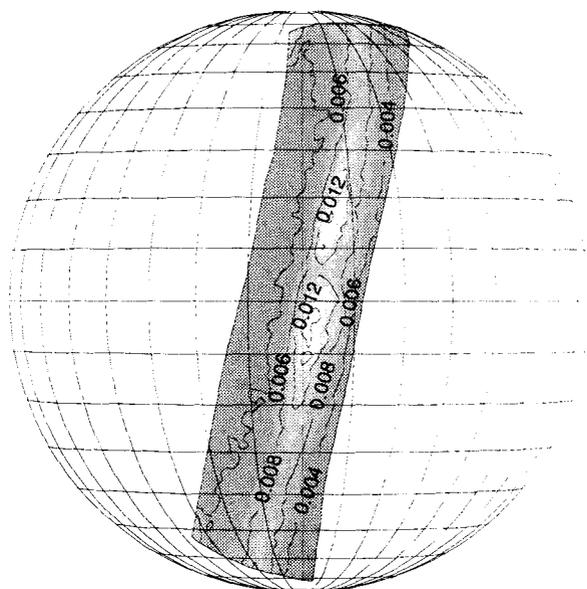
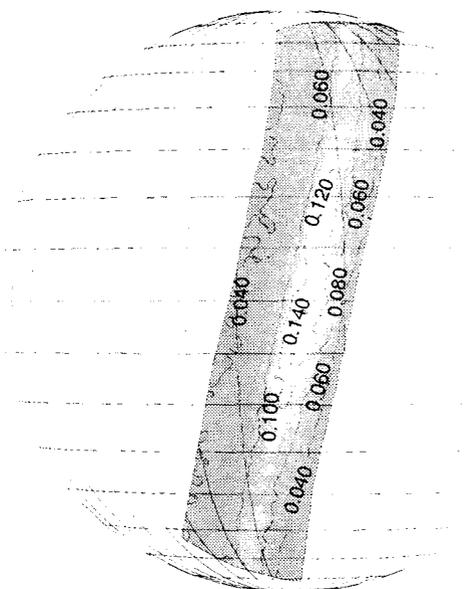


fig. 10 Cette figure représente les écarts quadratiques des paramètres restitués avec une loi de Junge lorsqu'on introduit du bruit aléatoire sur les mesures. Nous avons considéré ici un bruit identique en chaque longueur d'onde d'amplitude $\Delta L_{865} = 5 \cdot 10^{-4}$. Le bruit moyenné sur 3×3 pixels équivaut à un écart égal à $2 \cdot 10^{-4}$. Les écarts sur l'épaisseur optique restent faibles et sont atténués par le moyennage sur les directions d'observation. Le coefficient d'Angström reste lui aussi bien restitué (écart maximum : 0.06).

ECART SUR L'ÉPAISSEUR OPTIQUE



ECART SUR LA PENTE



ECART SUR LE RAYON EFFICACE (μm)

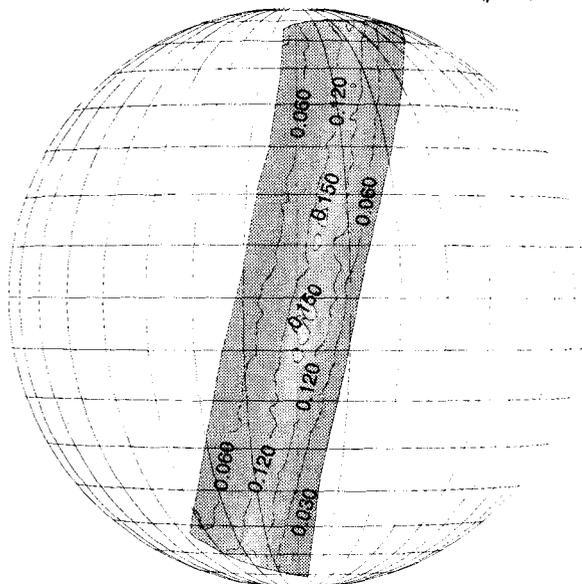
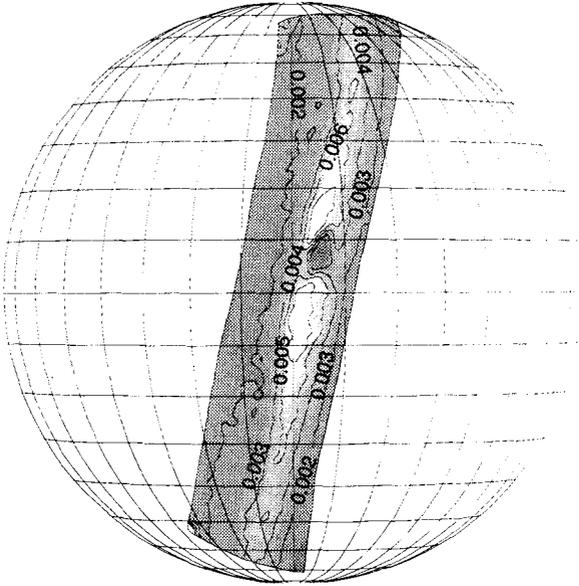
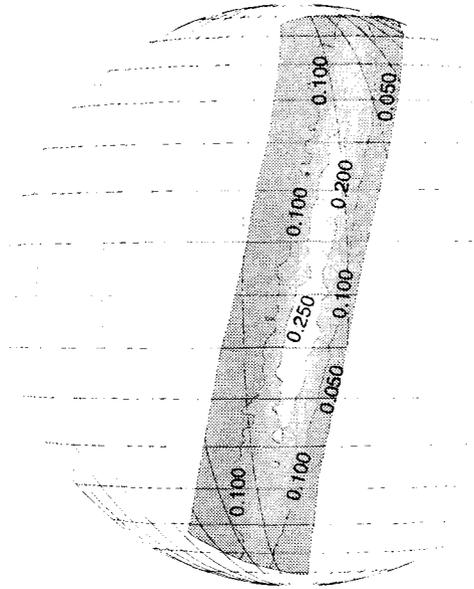


fig. 11 Cette figure correspond aux mêmes conditions aérosol que la figure 10. hormis le bruit qui a doublé de niveau ($\Delta L_{865} = \Delta L_{665} = 1 \cdot 10^{-3}$). Les écarts sont alors approximativement multipliés par deux mais les résultats restent acceptables.

ECART SUR L'ÉPAISSEUR OPTIQUE



ECART SUR LA PENTE



ECART SUR LE RAYON EFFICACE (μm)

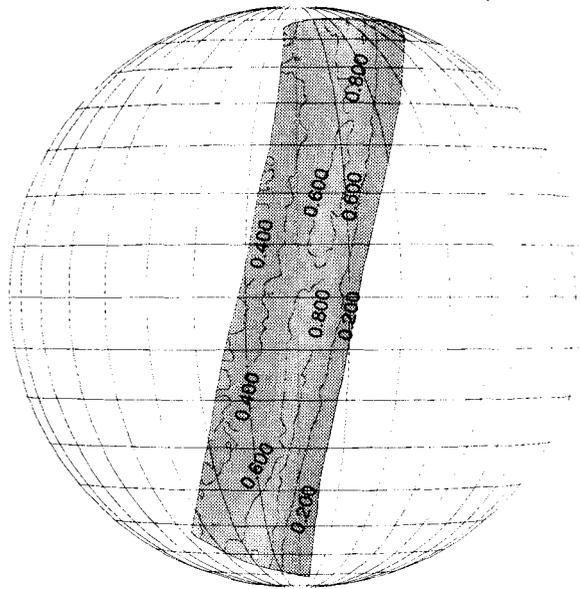
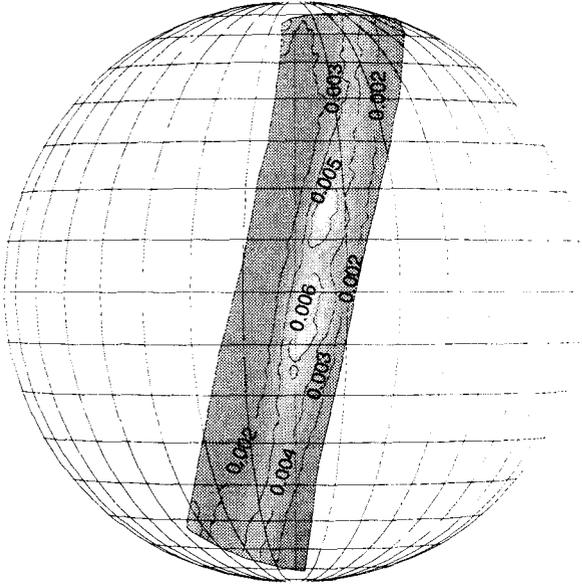
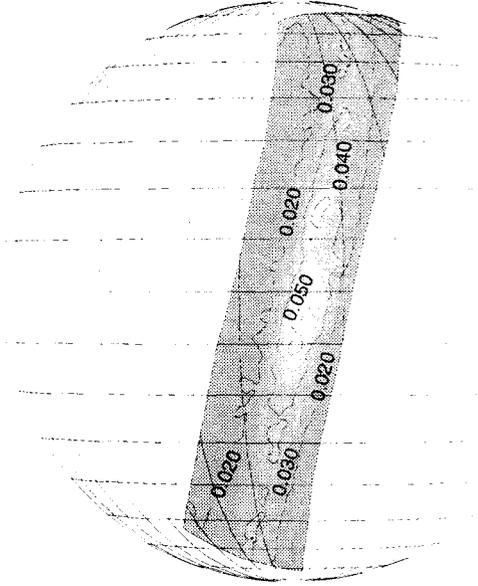


fig. 12 Nous testons ici l'effet du bruit de mesure lorsque l'épaisseur optique de la couche est faible ($\delta_{865} = 0.05$). L'amplitude du bruit est la même que celle de la figure 10, c'est à dire $5 \cdot 10^{-4}$. Les écarts sur l'épaisseurs optiques n'ont pratiquement pas changé vis à vis d'une épaisseur optique plus importante (fig. 10) mais les écarts sur le coefficient d'Angström deviennent nettement plus importants (ils ont presque quadruplé ce qui correspond au rapport des épaisseurs optiques).

ECART SUR L'ÉPAISSEUR OPTIQUE



ECART SUR LA PENTE



ECART SUR LE RAYON EFFICACE (μm)

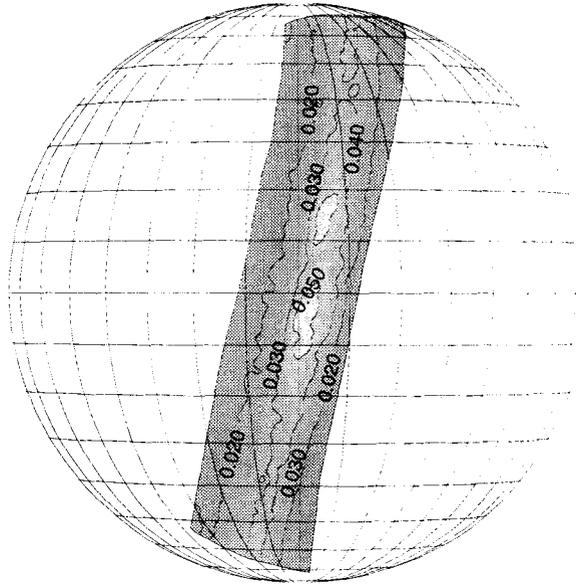


fig. 13 Nous présentons sur cette figure un résultat correspondant au bruit induit par une zone couverte de végétation ($\Delta L_{865} = 5 \cdot 10^{-4}$, $\Delta L_{665} = 0$). Les écarts sont alors comparables à ceux de la fig. 10. Le modèle n'a pas changé et l'épaisseur optique vaut 0.2.

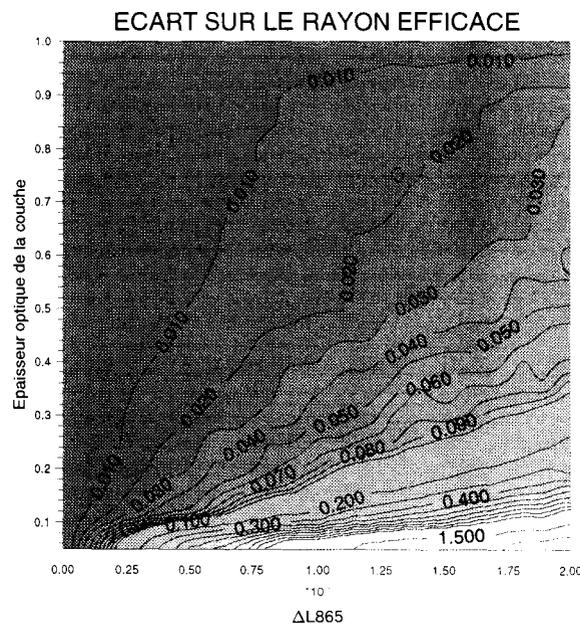
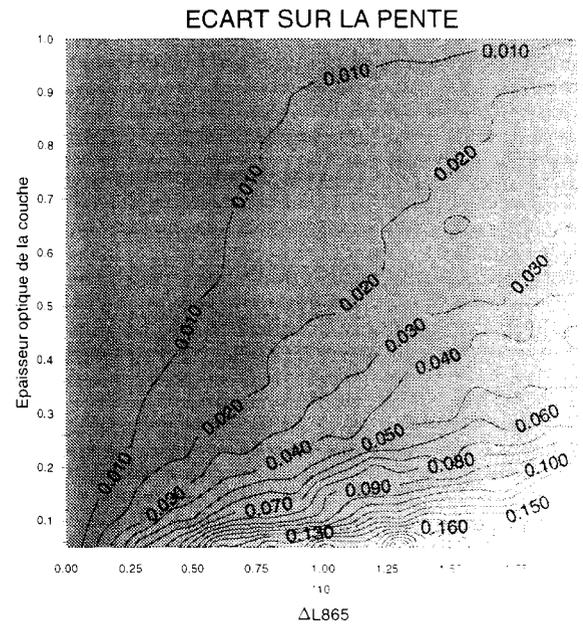
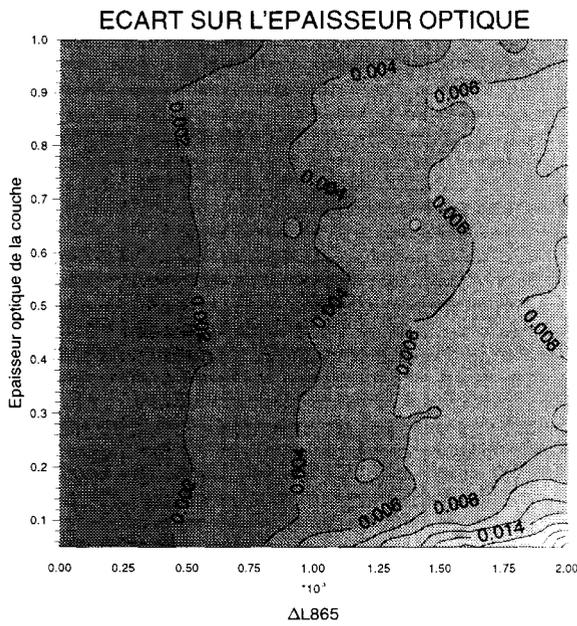


fig. 14 Bilan global de l'impact du bruit pour les lois de Junge : pour un pixel unique on a considéré différentes épaisseurs optiques de la couche observée et plusieurs niveaux de bruit (il est le même dans les deux canaux). Les écarts sur l'épaisseur optique ne dépendent pas de la valeur affectée à la couche mais sont reliés uniquement au niveau de bruit. Par contre, les erreurs constatées sur la pente et le rayon efficace ne dépendent presque que du rapport épaisseur optique/ $\Delta L865$ qui est directement lié au rapport signal sur bruit.

Comme les fonctions de phase associées à une loi de Junge ne varient pas spectralement, le coefficient d'Angström est déduit à partir du rapport des luminances :

$$\alpha = \frac{\log\left(\frac{\delta_{665}}{\delta_{865}}\right)}{\log\left(\frac{865}{665}\right)} = \frac{\log\left(\frac{L_{665}}{L_{865}}\right)}{\log\left(\frac{865}{665}\right)} \text{ de ce fait l'incertitude sur } \alpha \text{ vaut } \Delta\alpha = \frac{\Delta L_{865} + \Delta L_{665}}{L_{865} + L_{665}} \frac{1}{\log\left(\frac{865}{665}\right)}$$

or nous avons $\Delta L_{865} = \Delta L_{665}$ (bruit spectralement neutre) et $L_{665} = L_{865} \left(\frac{865}{665}\right)^\alpha$ (le modèle observé est une loi de Junge).

On obtient alors :

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta L_{865}}{L_{865}} \left(1 + \left(\frac{865}{665}\right)^{-\alpha}\right) \frac{1}{\log\left(\frac{865}{665}\right)} = \frac{\Delta L_{865} 4\mu_v}{\delta_{865} P_{865}(\theta)} \left(1 + \left(\frac{865}{665}\right)^{-\alpha}\right) \frac{1}{\log\left(\frac{865}{665}\right)}$$

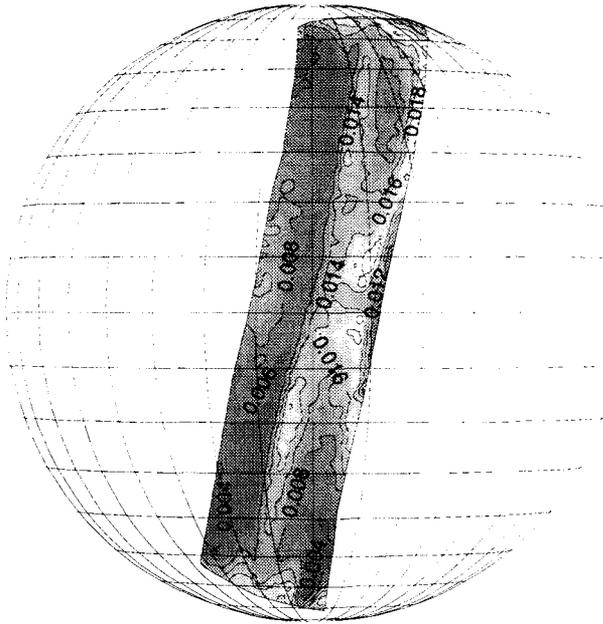
Les isocontours des écarts $\Delta\alpha$ sont définis par des droites, ce qui explique en partie leur allure en fig. 5. Si on considère que la fonction de phase varie peu dans l'intervalle où le coefficient d'Angström varie, les variations sur l'épaisseur optique seront proportionnelles à ΔL_{865} et indépendantes de δ_{865} :

$$\Delta\delta_{865} = \frac{\Delta L_{865} 4\mu_v}{P_{865}(\theta)}$$

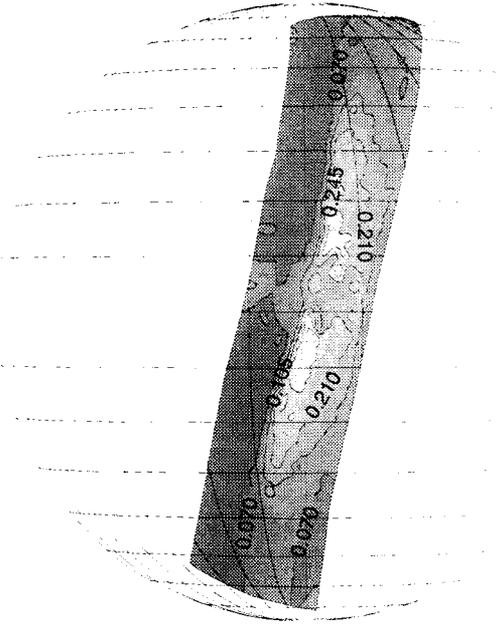
Test avec des lois log-normales :

Nous avons mené des tests similaires avec les lois log-normales (fig. 15 à 18) en reprenant les deux modèles définis dans le § I - A (Bruit de calcul) pour deux niveaux de bruit ($\Delta L = 5 \cdot 10^{-4}$, $\Delta L = 1 \cdot 10^{-3}$). Les conclusions restent sensiblement les mêmes que celles que nous avons établies avec les lois de Junge : en particulier les écarts maximums sont observés dans les zones contaminées par le glitter, là où l'effet de moyenne joue le moins. Cet effet serait renforcé dans le cas

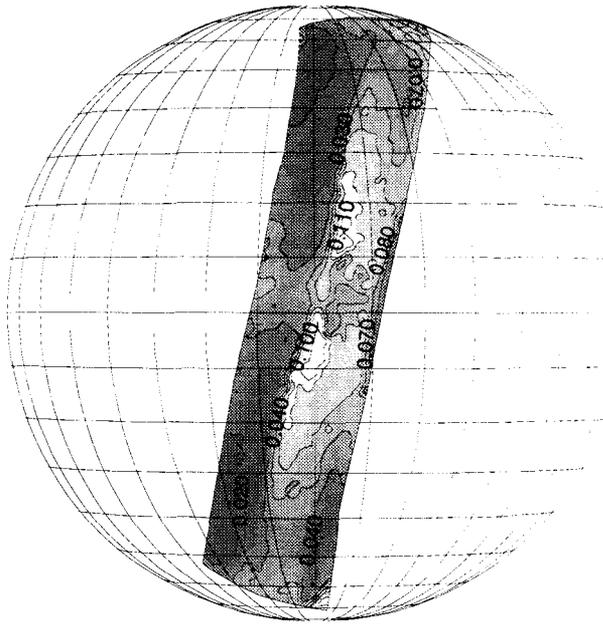
ECART SUR L'ÉPAISSEUR OPTIQUE



ECART SUR LE COEFFICIENT D'ANGSTROM



ECART SUR LE RAYON EFFICACE



ECART SUR L'ÉCART TYPE EFFICACE

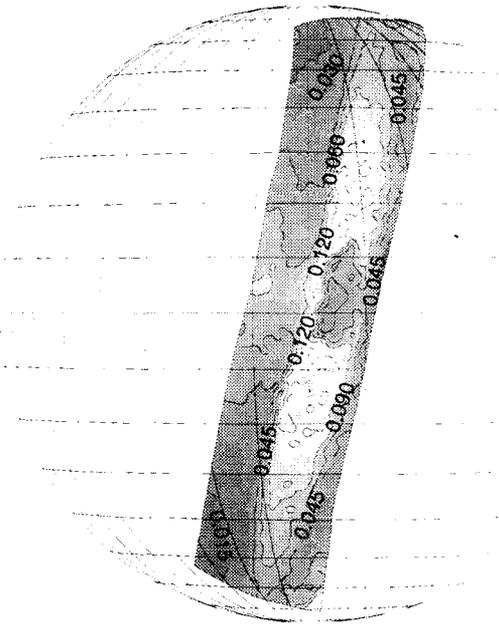
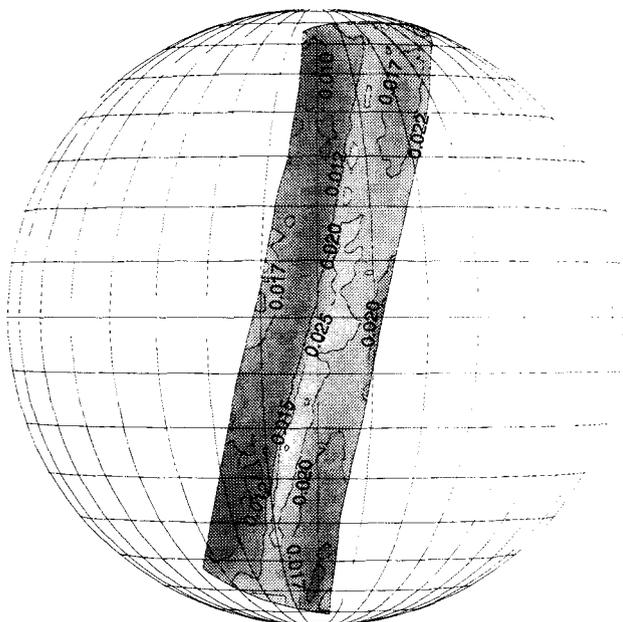
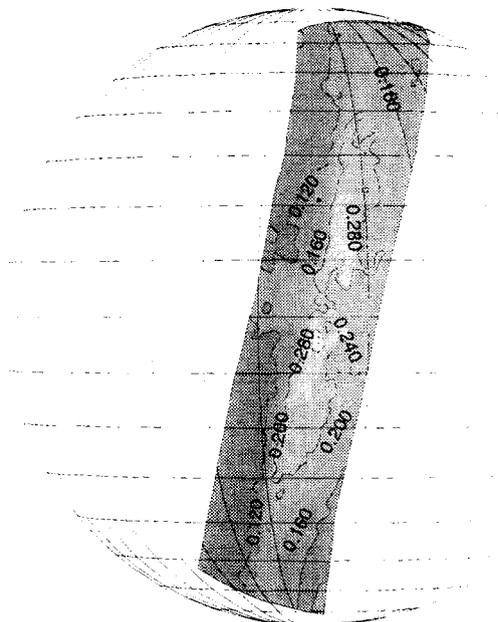


fig. 15 Effet du bruit sur les inversions avec des lois log-normales. Le modèle considéré représente des particules de taille moyenne (même modèle que la fig. 6 $\log(rm) = -1.8$, $\sigma = 0.44$, indice 1.33. $\alpha = 1.26$, Rayon efficace = $0.588 \mu\text{m}$, écart type efficace : $\sigma^2 = 0.1759 \mu\text{m}^2$). L'épaisseur optique vaut 0.2 et le niveau de bruit est fixé à $5 \cdot 10^{-4}$.

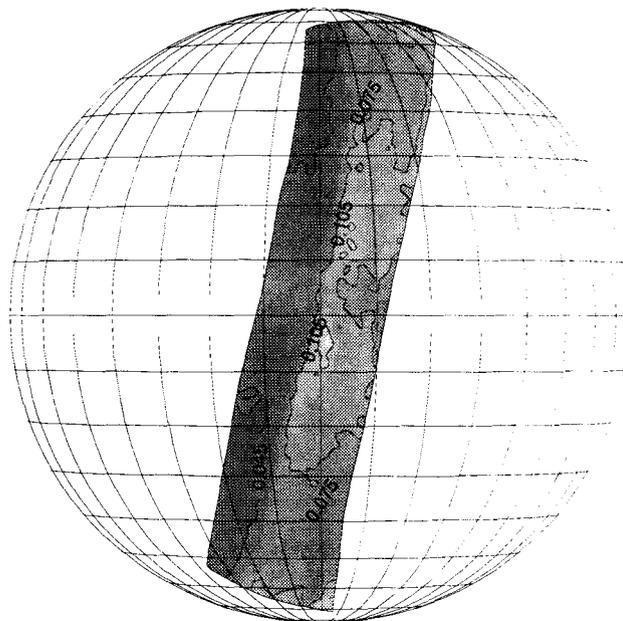
ECART SUR L'ÉPAISSEUR OPTIQUE



ECART SUR LE COEFFICIENT D'ANGSTRÖM



ECART SUR LE RAYON EFFICACE



ECART SUR L'ÉCART TYPE EFFICACE

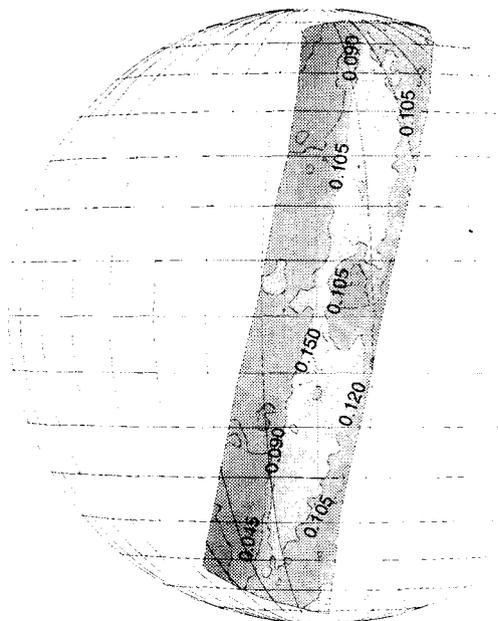
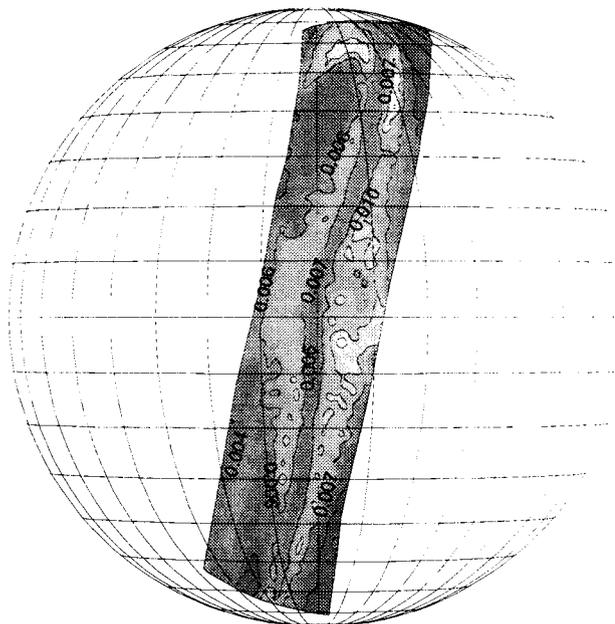


fig. 16 Les conditions de la couche sont ici les mêmes qu'en fig. 15 mais nous avons doublé le niveau de bruit ($\Delta L_{865} = \Delta L_{665} = 1 \cdot 10^{-3}$). Les écarts ont alors pratiquement doublé.

ECART SUR L'ÉPAISSEUR OPTIQUE



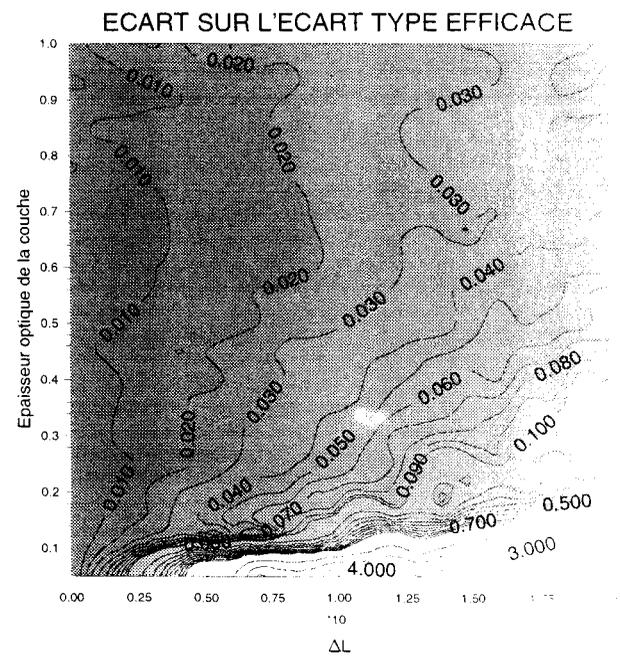
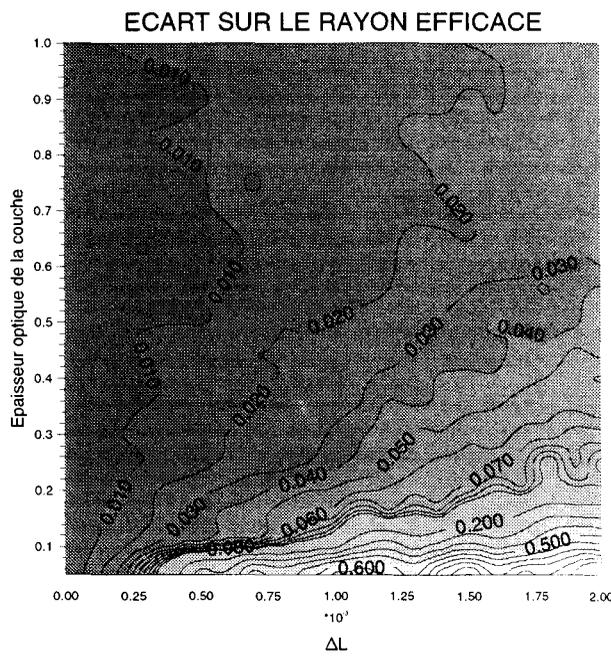
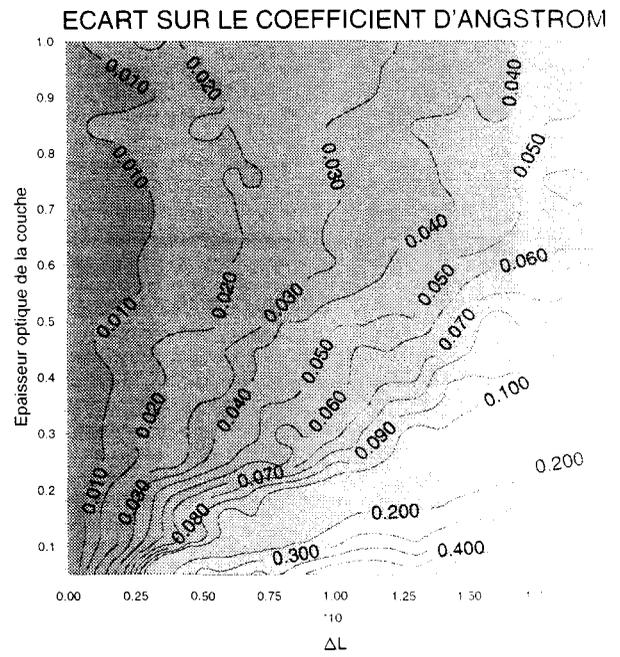
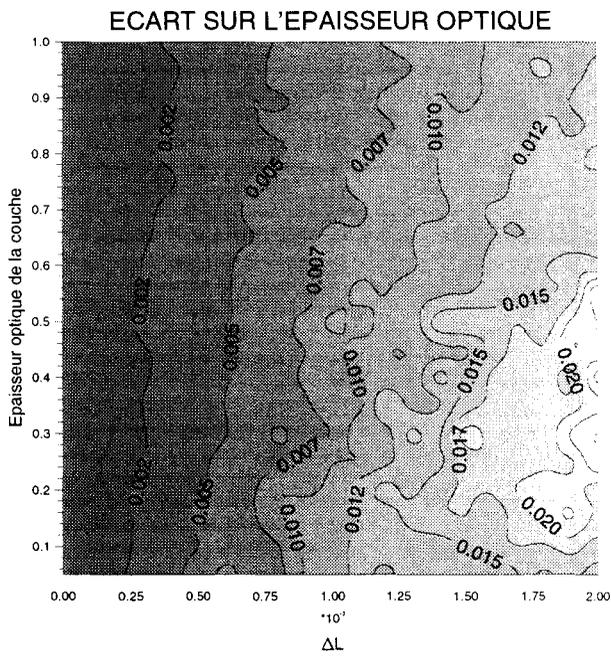


fig. 18 Bilan global de l'effet du bruit sur les lois log-normales. Comme pour le coefficient d'Angström les écarts sur le rayon et l'écart type efficace dépendent principalement du rapport épaisseur optique sur bruit. Ceci s'explique aisément pour le rayon efficace car il est corrélé au coefficient d'Angström (voir fig. 13, Chap. 1).

d'observations faites pour des vitesses de vent plus élevées qui impliquent un nombre plus grand de directions contaminées (ici les simulations sont faites avec un vent de 5m/s). Comme pour les lois de Junge, nous remarquons des maximums d'écart pour des pixels contaminés par le glitter. La synthèse présentée en fig. 18 est similaire à celle que nous avons considérée en fig. 5 pour les lois de Junge (indépendance des écarts avec la turbidité de la couche, importance du rapport (épaisseur optique ou signal)/bruit pour les inversions du coefficient d'Angström, du rayon efficace et de l'écart type). Les écarts sur le coefficient d'Angström et l'épaisseur optique sont plus importants que pour les lois de Junge. L'espace dans lequel s'effectue la recherche granulométrique possède une dimension supplémentaire, ce qui implique plus de sensibilité au bruit engendré par la mesure du rayonnement. On remarquera que, pour des particules de taille importante, les écarts sur le rayon efficace peuvent atteindre 1.6 μm . Dans cette gamme de rayon, la sensibilité des algorithmes au rayon efficace est très faible comme nous l'avons montré dans le premier chapitre (§ II - C).

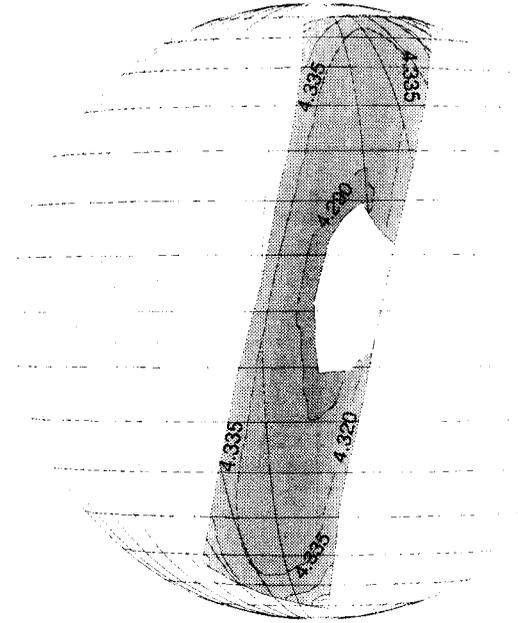
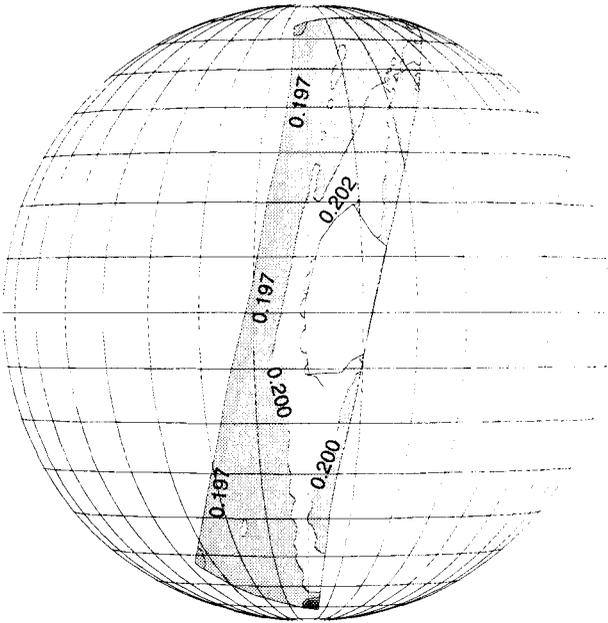
C- INFLUENCE DE LA VITESSE DU VENT :

Dans le second chapitre (voir § III-B-1), nous avons montré qu'en dehors de directions contaminées par le glitter, les signaux dépendaient peu de la vitesse du vent. Nous avons alors choisi, comme référence, des simulations correspondant à une vitesse de vent égale à 5m/s. Comme conclusion à cette étude, nous cherchons à pratiquer l'inversion lorsque la vitesse du vent qui caractérise l'agitation de la surface océanique devient égale à 10m/s ou 15 m/s (cette donnée exogène sera fournie au segment sol POLDER). Après avoir éliminé certains pixels, complètement contaminés par la réflexion spéculaire, nous avons tracé les paramètres inversés avec les lois de Junge. Les observations sont définies par une loi de Junge de pente égale à 4.3, une épaisseur optique égale à 0.2 et un indice de réfraction égal à 1.40. Les paramètres restitués (fig. 19) sont peu influencés par la vitesse du vent et les paramètres sont restitués avec la même précision que dans le cas où la vitesse de vent est fixée à 5m/s (voir fig. 1).

Vitesse du vent : 10 m/s

EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE

PENTE INVERSEE



Vitesse du vent : 15 m/s

EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE

PENTE INVERSEE

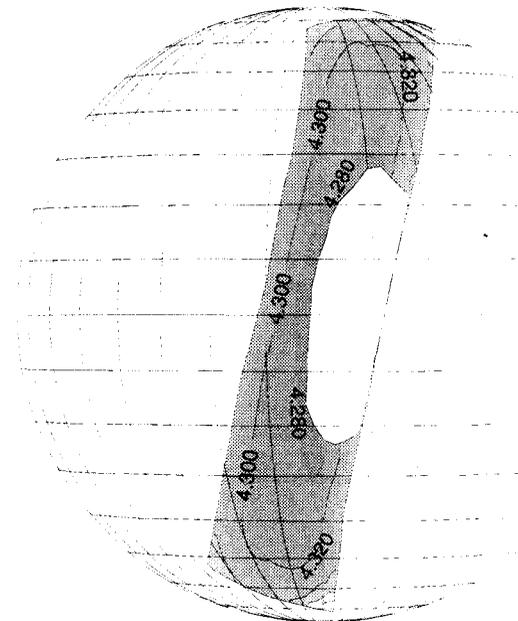
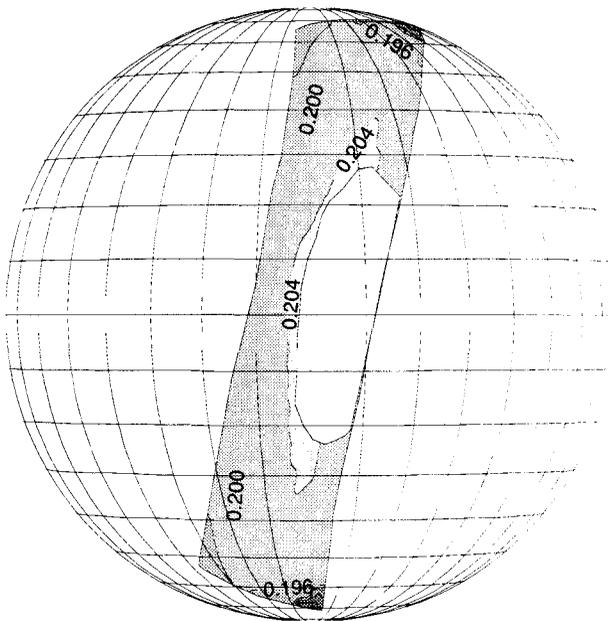


fig. 19 Influence de la vitesse du vent : pour montrer la faible incidence de la vitesse du vent sur les paramètres inversé, nous avons choisi de simuler des observations avec des vitesses de vent égales à 10 ou 15 m/s. Les paramètres restituées correspondent bien au modèle choisi pour la simulation (pente 4.3, indice 1.40, épaisseur optique $\delta_{865} = 0.2$) quelle que soit la vitesse considérée.

D - REPRESENTATIVITE DE LA BASE DE DONNEE :

Pour simplifier la représentation et diminuer le temps de calcul, nous avons choisi de développer la procédure d'inversion avec des modèles de Junge ou log-normaux. Nous devons alors vérifier dans quelle mesure ces distributions nous permettront de restituer les paramètres optiques et physiques lorsque le modèle qui définit l'observation est plus complexe (plusieurs composantes granulométriques, plusieurs indices de réfraction).

Pour simuler les observations, nous avons choisi des modèles physiques tels que ceux utilisés dans la base de donnée SeaWIFS. Nous en avons choisi trois : le modèle maritime de coefficient d'Angström 0.41, côtier ($\alpha = 0.67$) et troposphérique ($\alpha = 1.763$), de même humidité relative égale à 70 %. L'épaisseur optique est fixée à 0.2.

Inversion avec des lois de Junge :

Les fig. 20 et 21 représentent les paramètres inversés en fonction du modèle SEAWIFS considéré. Les pentes restituées par l'algorithme correspondent assez bien au coefficient d'Angström des modèles pour lesquels nous avons simulé les observations. Par contre, les épaisseurs optiques inverses peuvent être différentes de la valeur exacte (erreur relative maximale de l'ordre de 20 %), notamment pour le modèle troposphérique. Ceci est principalement dû au fait que les fonctions de phase associées aux lois de Junge sont différentes de celles que définissent les modèles SeaWIFS et d'autre part que l'indice de réfraction des modèles climatiques n'est pas homogène : l'indice retenu varie alors entre 1.40 et 1.50 sur l'ensemble de la demi-orbite. Néanmoins, nous notons que la pente est le paramètre le mieux restitué quel que soit le modèle choisi. Pour amoindrir l'effet de l'indice et de son échantillonnage, nous avons envisagé une interpolation entre les indices de référence. Pour cette étude, nous avons considéré que les paramètres de Stokes mesurés devaient être une combinaison linéaire des paramètres de Stokes restitués par simulation en chaque indice de réfraction. Un ajustement linéaire entre paramètres mesurés et paramètres restitués permet de calculer les coefficients avec lesquels nous allons pondérer les épaisseurs optiques et les pentes

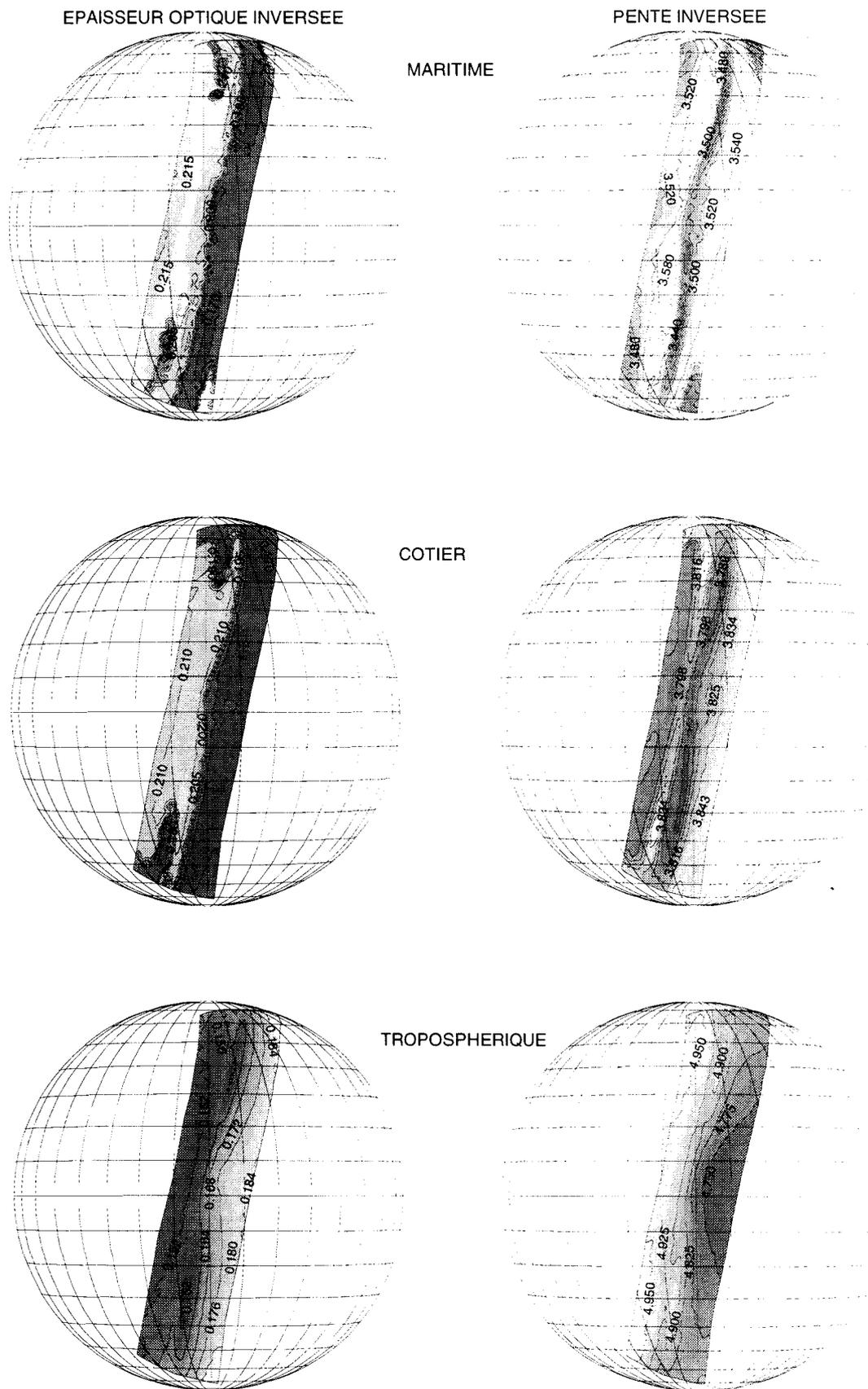
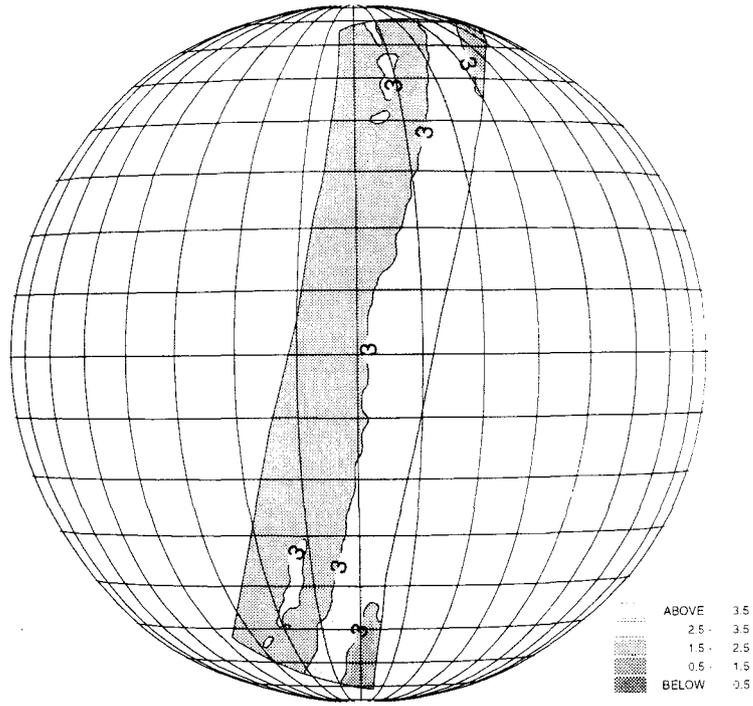


fig. 20 Inversion des modèles SeaWIFS avec les lois de Junge. L'épaisseur optique exacte vaut 0.2. Le paramètre le mieux restituée est le coefficient d'Angström ($\alpha = \nu-3$).

INDICE DE REFRACTION RETENU
POUR LE MODELE MARITIME



INDICE DE REFRACTION RETENU
POUR LE MODELE COTIER

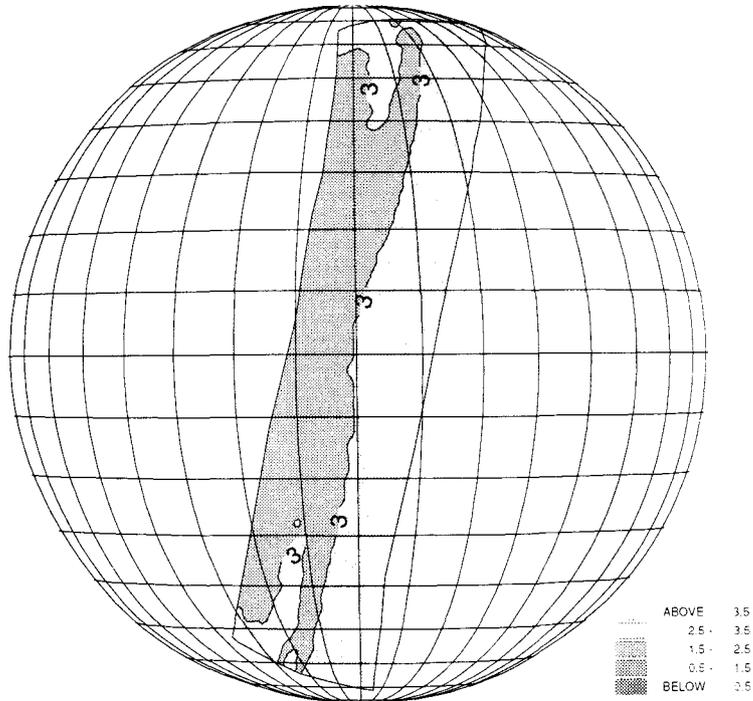
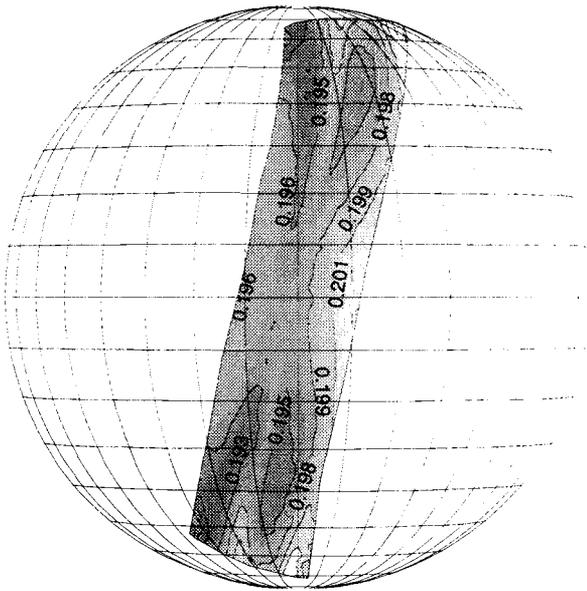
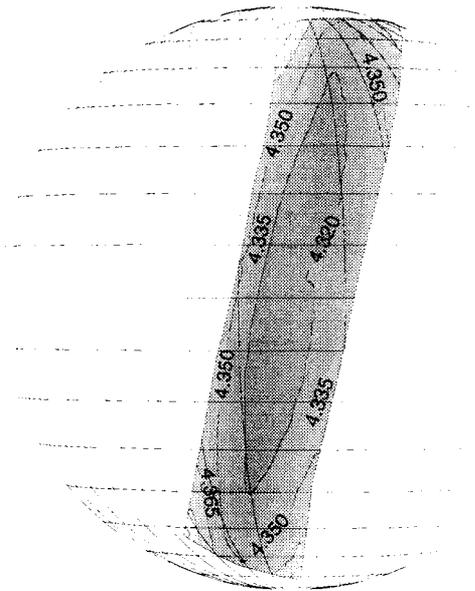


fig. 21 Indice de réfraction retenu après inversion avec les lois de Junge : Le numéro représente l'indice de réfraction choisi par l'algorithme : 1 -> 1.33, 2 -> 1.40, 3 -> 1.50. L'indice retenu pour le modèle troposphérique est égal à 1.50, quel que soit le pixel considéré, c'est pourquoi nous ne l'avons pas représenté.

EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE



PENTE INVERSEE



INDICE DE REFRACTION INTERPOLE

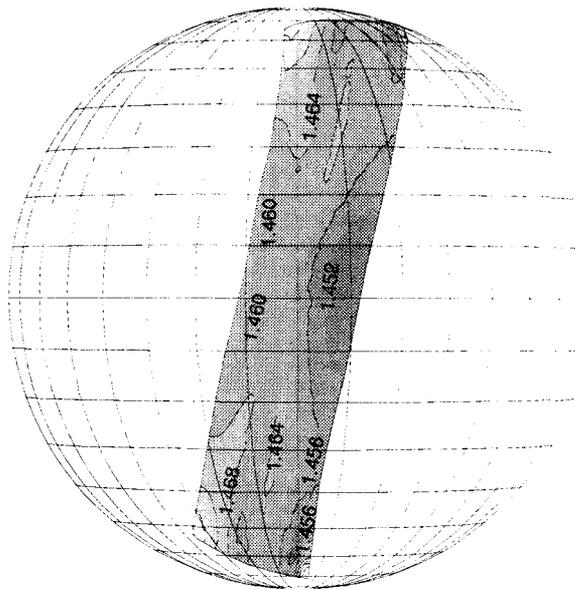
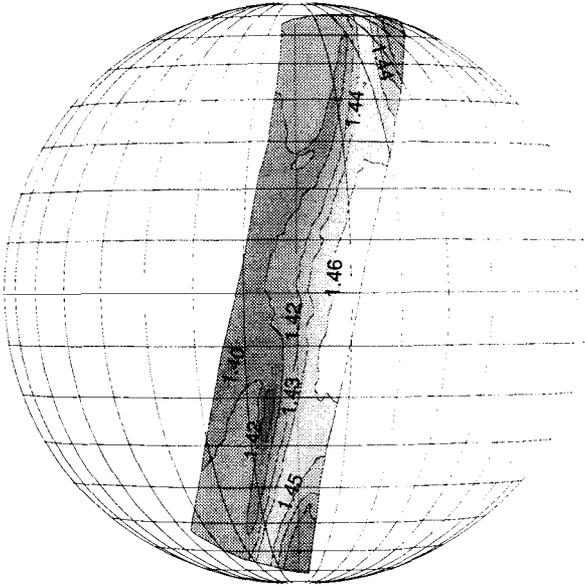
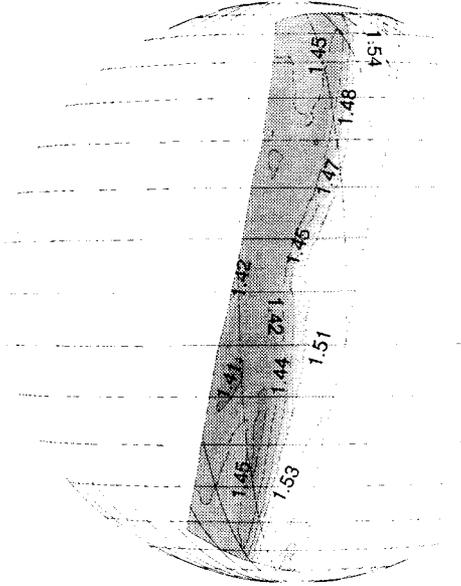


fig. 22 Test de principe de l'interpolation suivant l'indice de réfraction. Pour ce test, nous avons choisi une loi de Junge de pente 4.3 et un indice de réfraction égal à 1.45. Les épaisseurs optiques ainsi que les pentes inversées représentent bien les conditions de la couche observée. Il en est de même pour l'indice de réfraction interpolé.

INDICE DE REFRACTION INTERPOLE
POUR LE MODELE MARITIME



INDICE DE REFRACTION INTERPOLE
POUR LE MODELE COTIER



INDICE DE REFRACTION INTERPOLE
POUR LE MODELE TROPOSPHERIQUE

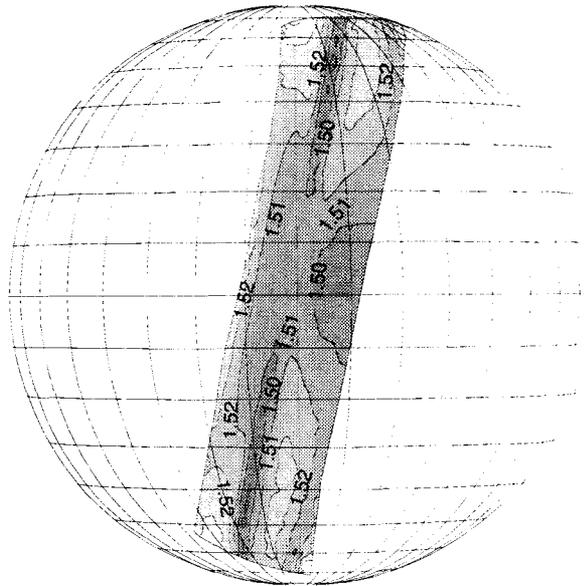


fig. 24 Inversion des mesures simulées avec les modèles SeaWIFS : la figure représente l'indice de réfraction interpolé pour les trois modèles. Ils varient entre les valeurs d'indice qui définissent les composantes élémentaires (océanique -> 1.40 et troposphérique -> 1.492).

inversées en chaque indice de réfraction. Pour le test de principe, nous avons simulé les observations pour une loi de Junge de pente 4.3, une épaisseur optique égale à 0.2 et un indice de réfraction intermédiaire égal à 1.45 (fig. 22). Si pour une loi de Junge les interpolations permettent une bonne restitution de l'ensemble des paramètres, cela est moins évident pour un modèle de type SeaWIFS (fig. 23 et 24). Les pentes inversées représentent assez bien le coefficient d'Angström de la couche mais l'épaisseur optique reste parfois bien éloignée de la valeur exacte ($\delta_{865} = 0.2$), notamment pour des pixels situés à l'est de l'orbite. En ce qui concerne l'indice de réfraction, nous rappelons ici les indices de réfraction des composantes formant les mélanges maritime, côtier et troposphérique pour 70 % d'humidité relative:

- Composante troposphérique : $n = 1.492$

- Composante océanique : $n = 1.40$

Nous remarquons que les indices inversés pour les modèles maritimes et côtier sont situés entre les valeurs données ci-dessus et que l'indice de réfraction interpolé pour le modèle troposphérique est assez précis. Néanmoins, la loi de Junge ne permettra pas une inversion précise de l'épaisseur optique de ce modèle. Rappelons que la loi de Junge est un cas limite d'une loi log-normale lorsque l'écart type qui la définit devient important (voir Chap. 1, § II - B - 5 b 3). Le modèle troposphérique est formé par une loi log-normale faiblement dispersé ($\sigma = 0.35$) par rapport à une loi de Junge ($\sigma \sim 3$). Ceci explique pourquoi l'épaisseur optique est sous estimée par les lois de Junge.

Inversion avec des lois log-normales :

Hormis le modèle troposphérique, les erreurs sur les paramètres sont plus importantes lorsque nous considérons des lois de type log-normale (fig. 25 à 28). D'une part, le coefficient d'Angström inversé dépend de façon plus importante de l'indice de réfraction, ce qui rends son interpolation plus délicate. Il en est de même pour l'épaisseur optique qui est un paramètre très sensible à l'indice de réfraction utilisé. L'interpolation vis à vis de l'indice de réfraction apporte

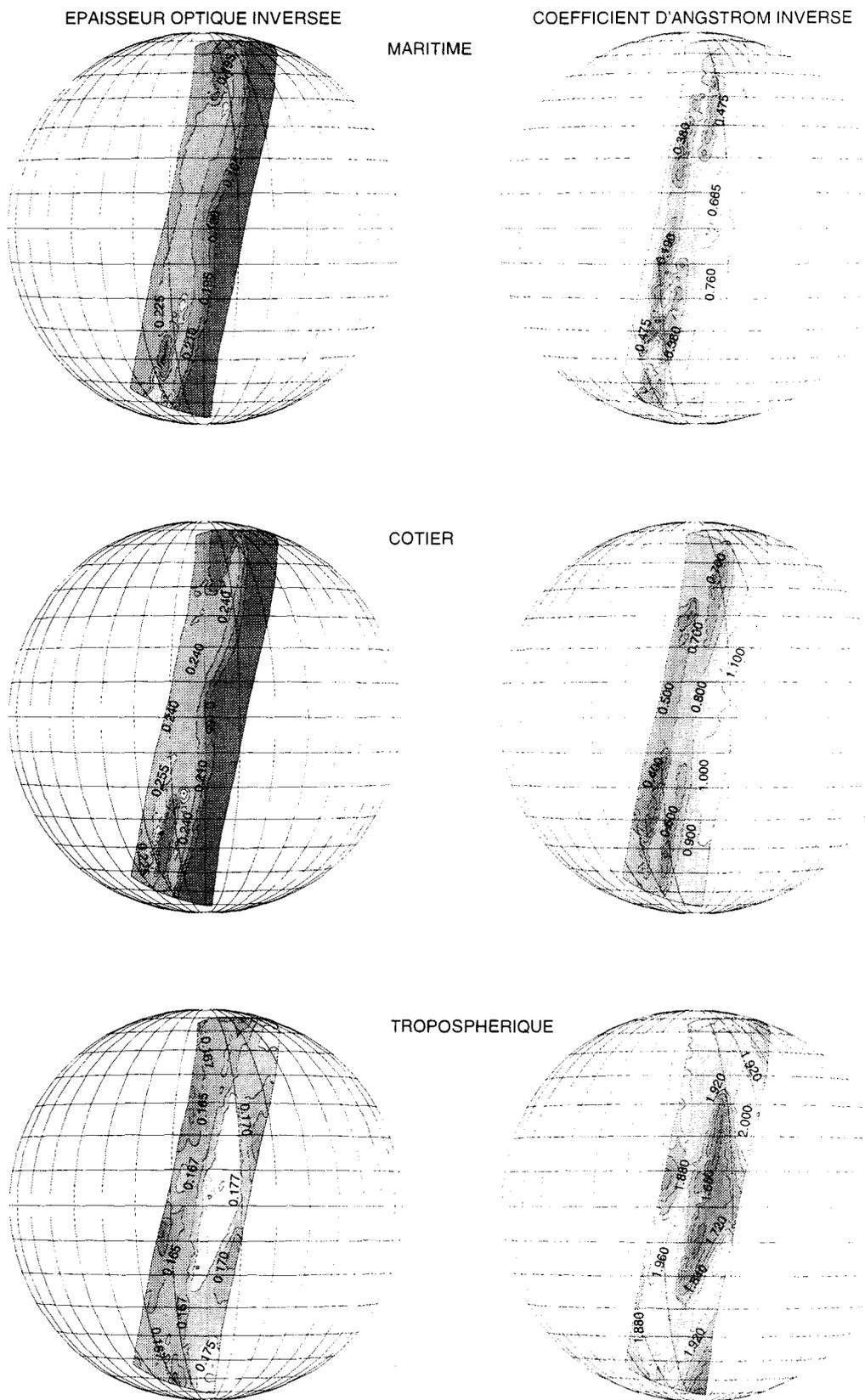
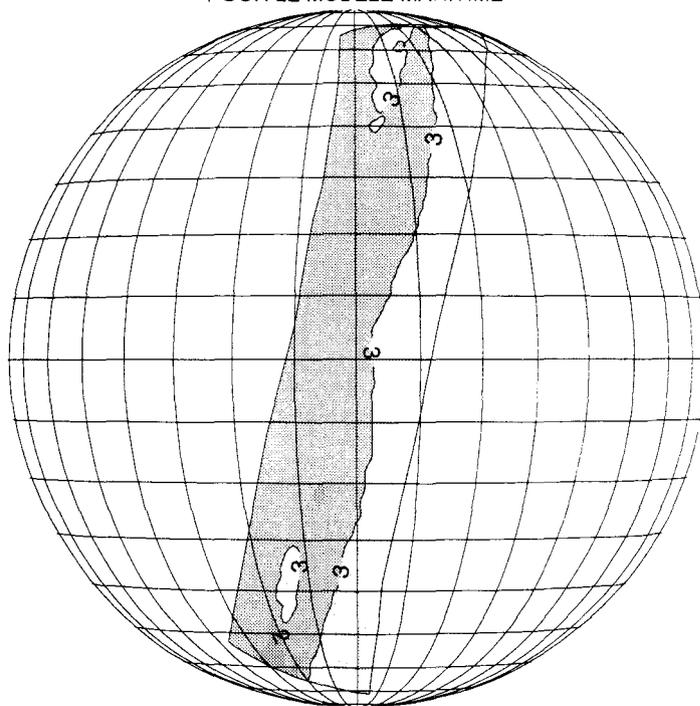


fig. 25 Inversion des mesures simulées pour les modèles SeaWIFS avec les modèles log-normaux. Les paramètres ne sont pas interpolés suivant l'indice de réfraction.

INDICE DE REFRACTION RETENU
POUR LE MODELE MARITIME



INDICE DE REFRACTION RETENU
POUR LE MODELE COTIER

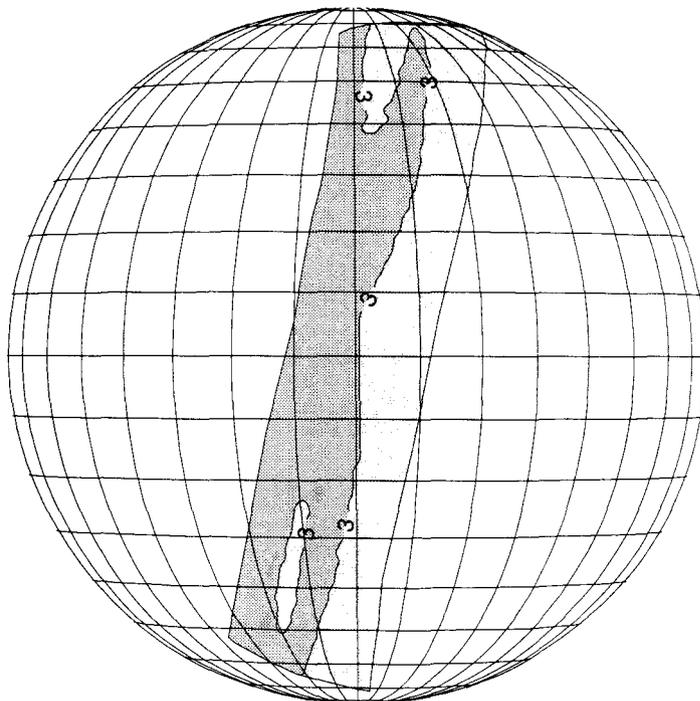


fig. 26 Inversion des modèles SeaWIFS avec des modèles log-normaux. L'indice de réfraction retenu, comme pour les lois de Junge, varie entre 1.40 et 1.50.

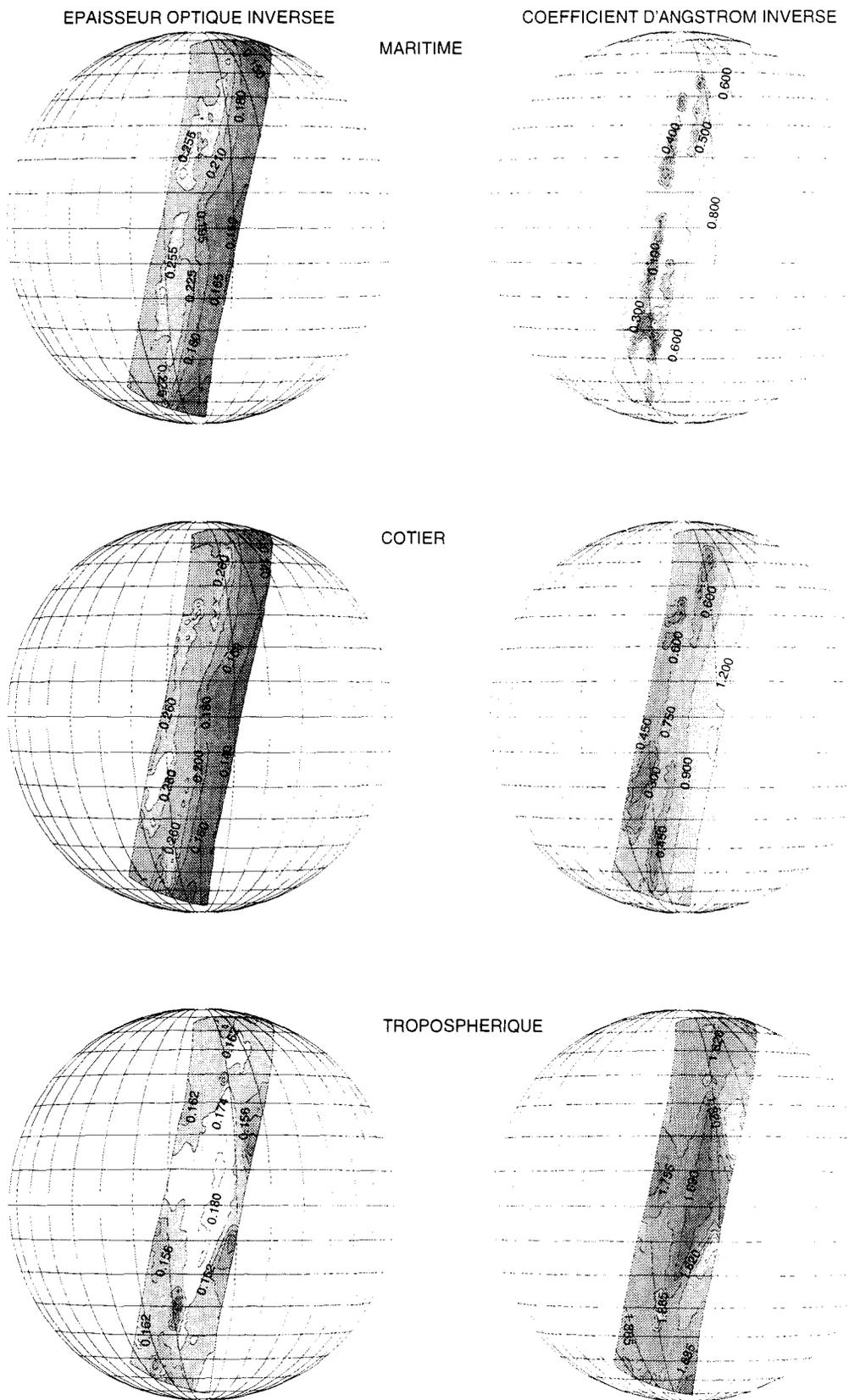
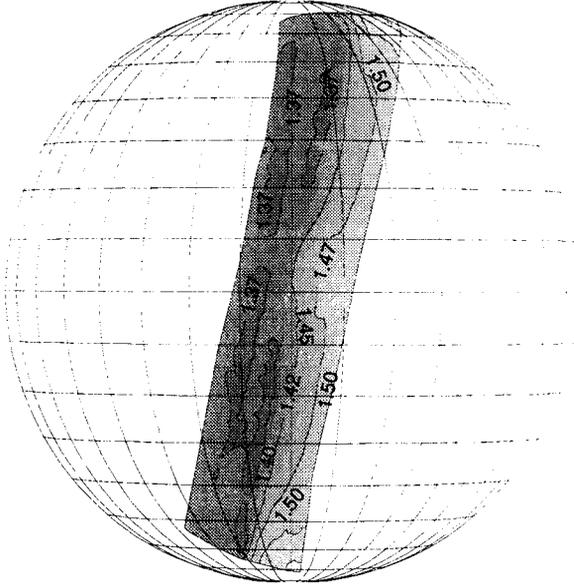
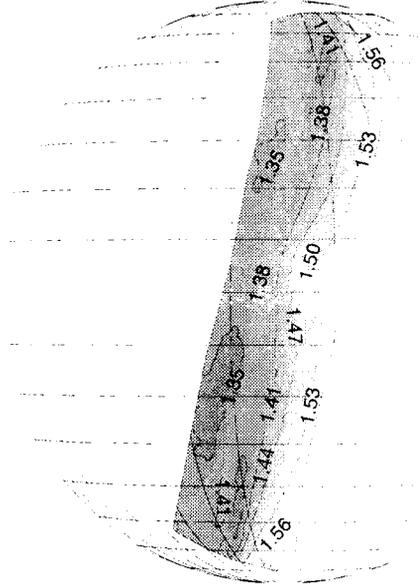


fig. 27 Inversion des modèles SeaWIFS avec les lois log-normales. On observe peu d'amélioration sur les paramètres inversés (voir fig. 25) si on les interpole vis à vis de l'indice de réfraction. Le coefficient d'Angström demeure le paramètre le mieux restitué tandis que l'épaisseur optique inversée est nettement différente de celle que l'on a affectée à la simulation des mesures ($\delta 865 = 0.2$).

INDICE DE REFRACTION RETENU
POUR LE MODELE MARITIME



INDICE DE REFRACTION RETENU
POUR LE MODELE COTIER



INDICE DE REFRACTION RETENU
POUR LE MODELE TROPOSPHERIQUE

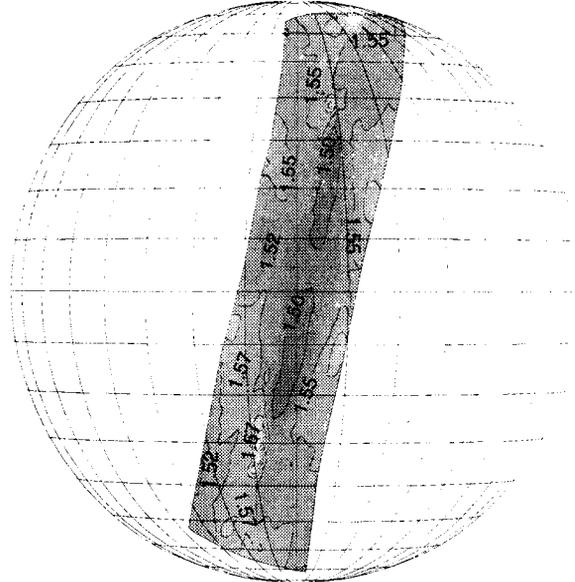
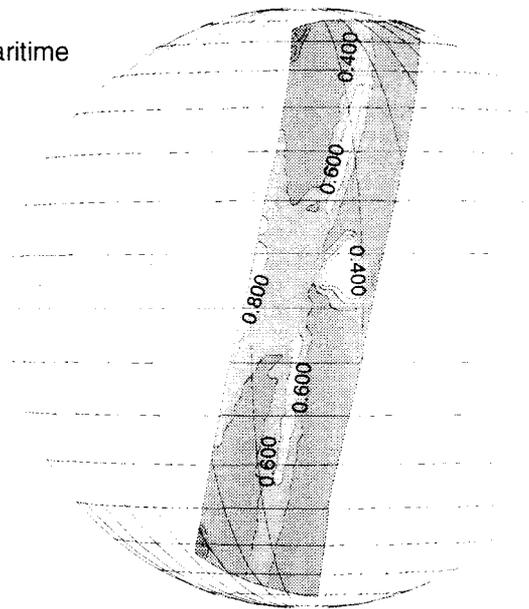
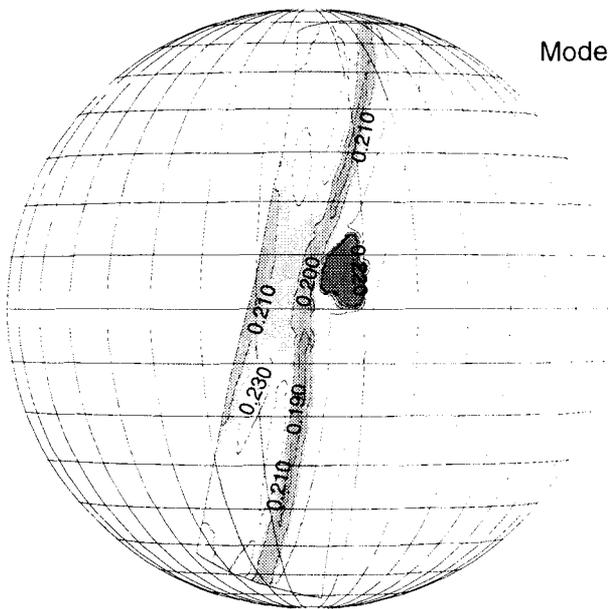


fig. 28 Inversion des modèles SeaWIFS avec des lois log-normales : la figure représente l'indice de réfraction interpolé. Comme pour des lois de Junge, l'indice de réfraction est proche de 1.50 pour le modèle troposphérique tandis que sa valeur se situe entre 1.38 et 1.50 pour les modèles maritime et côtier.

EPAISSEUR OPTIQUE INVERSEE

COEFFICIENT D'ANGSTROM INVERSE

Modele Maritime



Modele Cotier

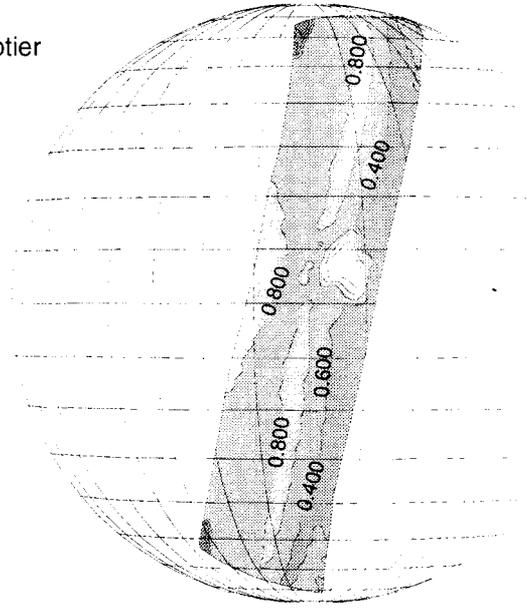
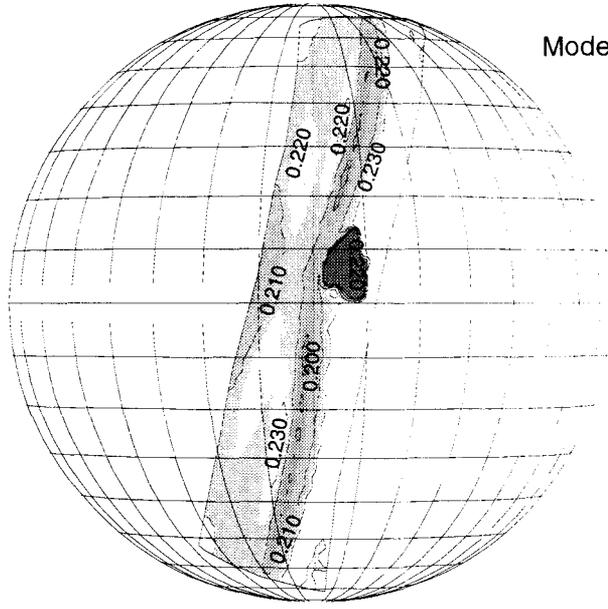


fig. 29 Inversion des modèles SeaWIFS avec les modèles choisis dans la climatologie de G.A. D'Almeida. L'épaisseur optique exacte est égale à 0.2 et restituée assez bien par l'algorithme. Il en est de même pour le coefficient d'Angström.

peu d'amélioration par rapport à des inversions faites avec une discretisation sur l'indice (fig. 25 et 26). Le coefficient d'Angström est cependant le paramètre le mieux restitué et les indices de réfraction interpolés sont très semblables à ceux que nous avons déduits à partir des lois de Junge.

Inversion avec les modèles physiques (2ème algorithme de la classe 1) :

Les modèles utilisés pour l'inversion sont quant à eux plus proches des modèles SeaWIFS car ils sont définis pour la plupart par des composantes élémentaires identiques. La fig. 29 représente les épaisseurs optiques et les coefficients d'Angström inversés pour les modèles maritimes et côtiers. Le coefficient d'Angström inversé pour le modèle maritime est compris entre 0.4 et 0.6, sur l'ensemble de l'orbite. Ces valeurs sont comprises entre celles que définissent les modèles maritimes côtiers définis avec 20 % et 40% de composante côtière (ou troposphérique). Pour le modèle côtier, les coefficients d'Angström oscillent entre 0.4 et 0.8 et les modèles retenus sont définis avec 40 % et 60 % de comp[osante troposphérique (voir tableau Chap. 3 § I-B-1). Chaque modèle retenu encadre alors le modèle SeaWIFS considéré.

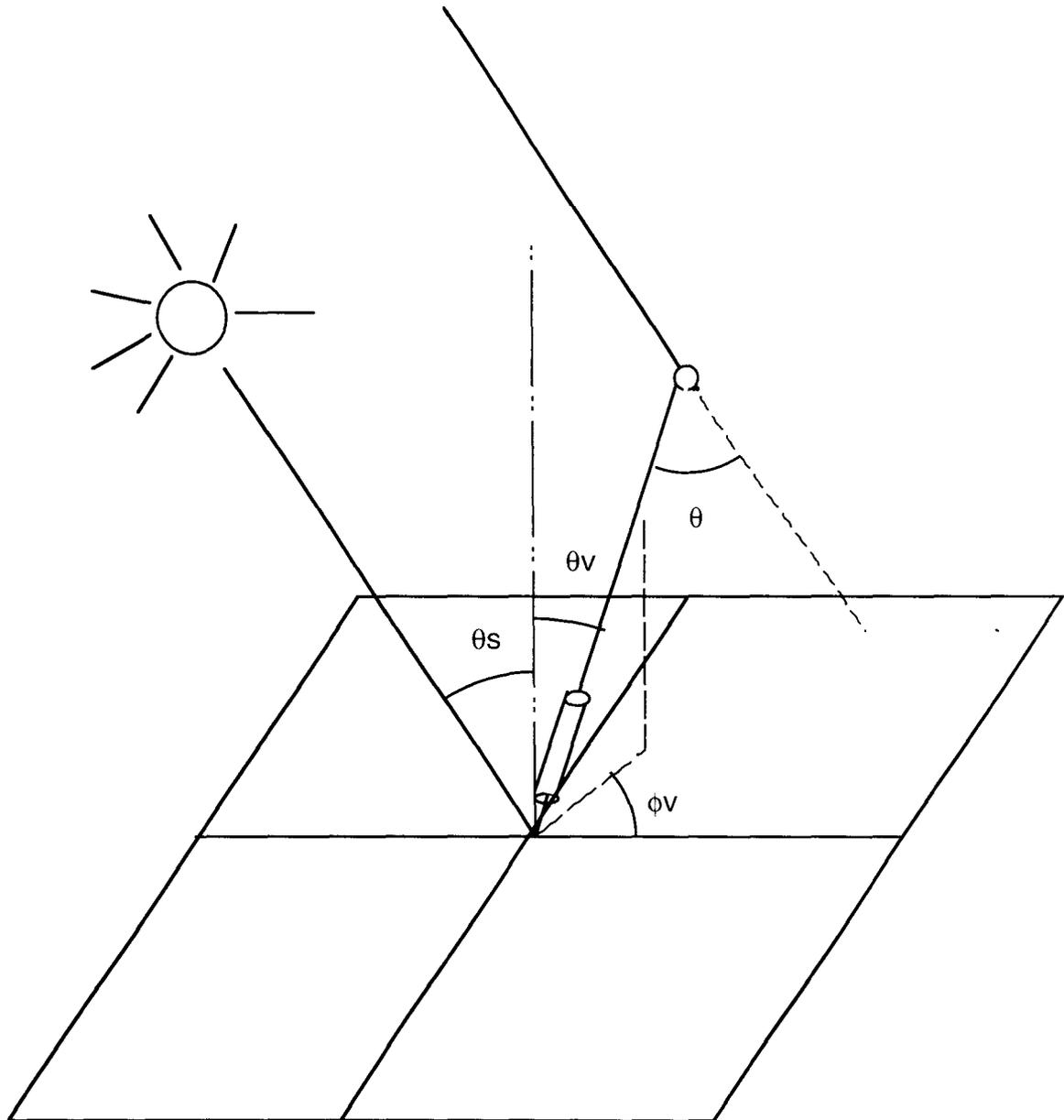
II - INVERSION AVEC DES DONNEES REELLES :

A - INVERSION DES MESURES REFPOL :

1 - Principe de la mesure :

Pour tester les algorithmes sur des données réelles et évaluer leur capacité à restituer les paramètres aérosols, nous avons utilisé les mesures d'un radiomètre, facile à mettre en oeuvre. REFPOL (REFlectancemètre polarisé). Cet instrument, orienté vers le ciel, permet une mesure de la luminance et de la luminance polarisée descendant du ciel dans des canaux communs à ceux de

POLDER (450 nm, 650 nm, 850 nm, 1650 nm). La géométrie de l'observation est présentée sur le schéma suivant. L'analyse de la lumière polarisée se fait grâce à trois polariseurs décalés chacun de 60 degrés. La mesure de l'angle de visée θ_v se fait grâce à des inclinomètres qui ne donnent pas d'indications précises au-delà de 60°. Les mesures sont en général faites dans le plan d'incidence solaire, ce qui permet d'obtenir une plage d'angles de diffusion maximale.



-> Géométrie de l'observation avec REFPOL

Certains biais ont été observés au cours des premières expériences sur lesquelles on note la présence de lumière parasite : celle-ci est générée lorsque le canon de l'instrument devient

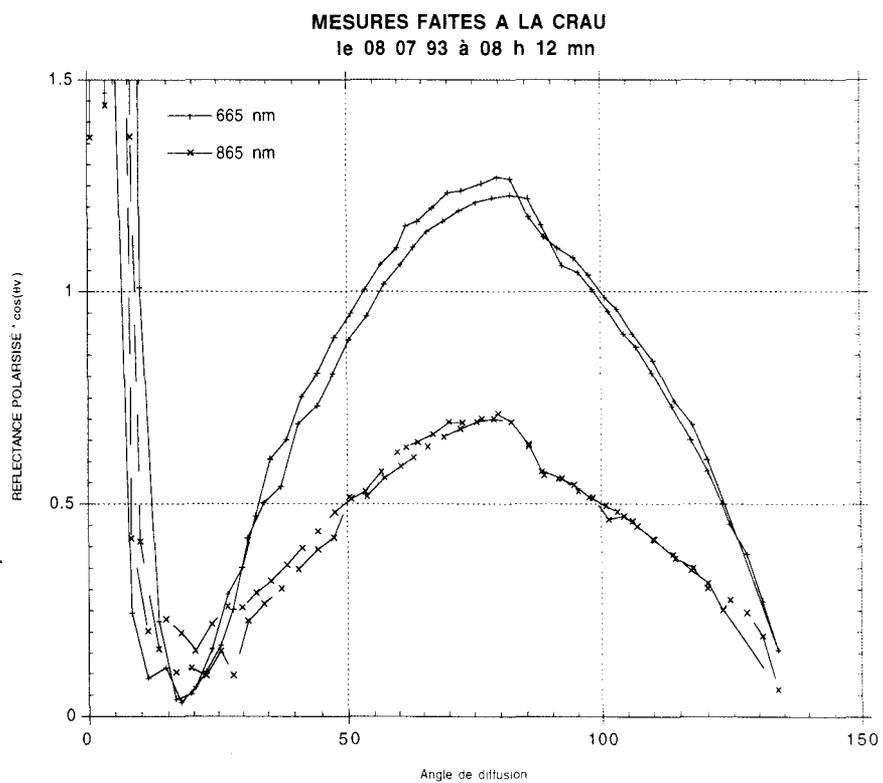
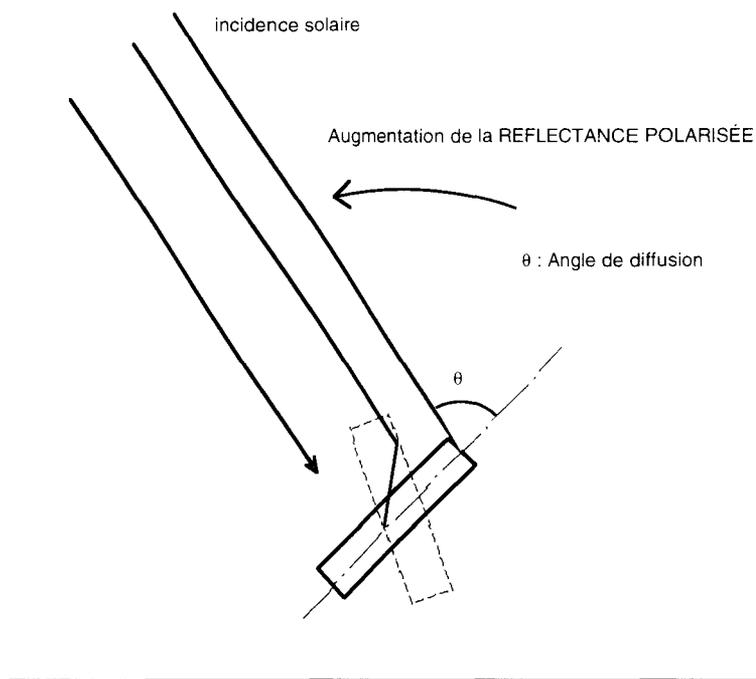


fig. 30 Origine et effet de la lumière parasite sur les mesures REFPOL

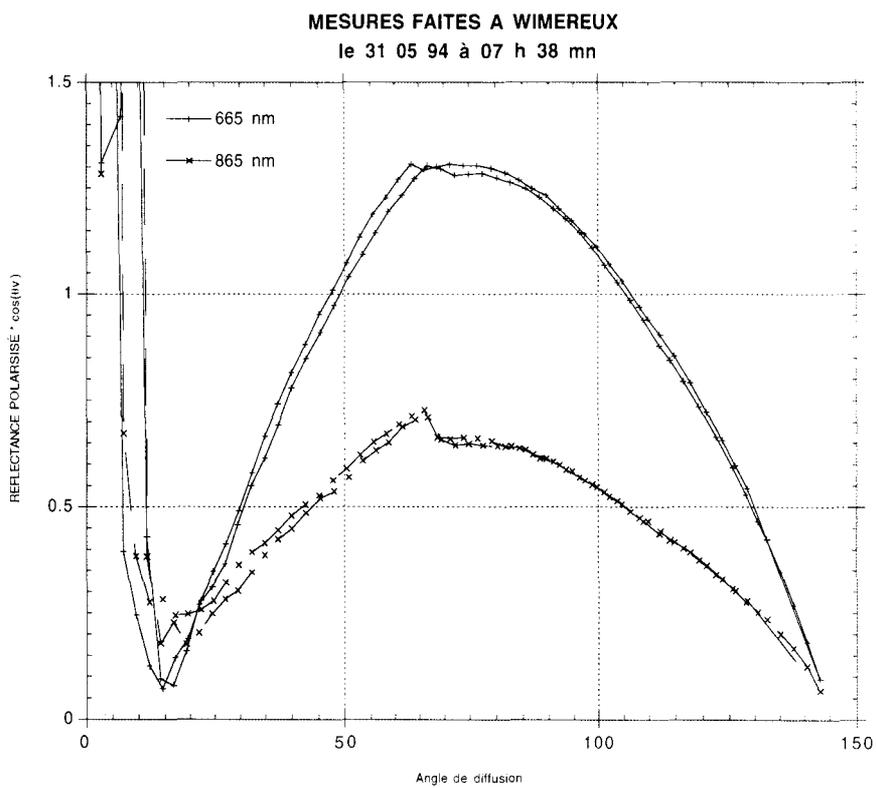


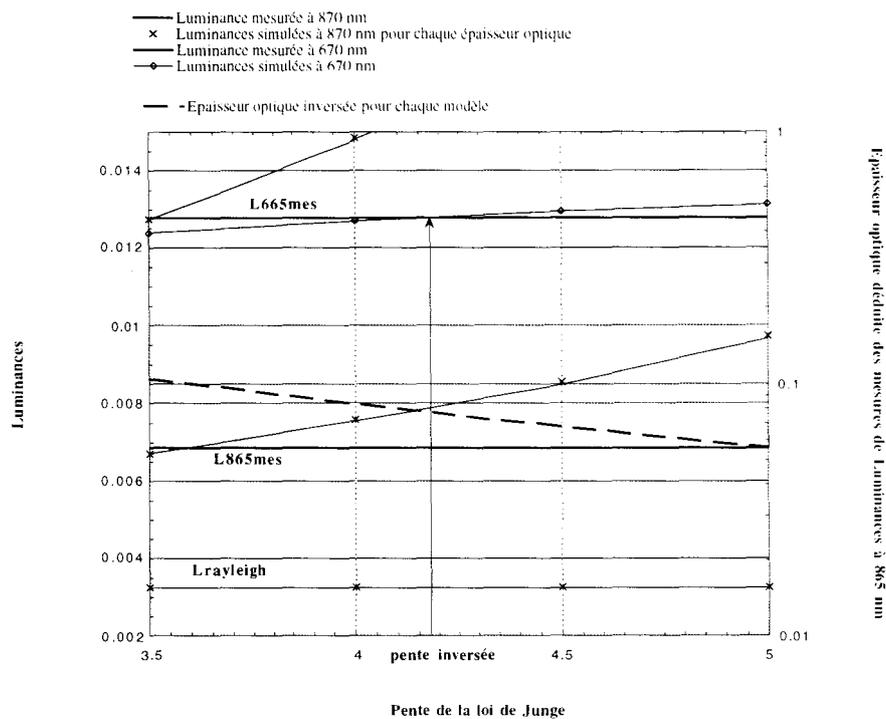
fig. 31 Atténuation de la lumière parasite par adjonction d'un cache

perpendiculaire au faisceau solaire donc pour des angles de diffusion inférieurs à 90 degrés. Pour de tels angles, le rayonnement solaire pénètre le tube et subit des réflexions multiples sur les parois. Ceci se traduit par une brusque augmentation du niveau de lumière polarisée (voir fig. 30). Par la suite, un cache a été ajouté pour couper le faisceau solaire direct : on diminue l'effet de la lumière parasite mais on ne la supprime pas entièrement (voir fig. 31). Pour les mesures que nous utilisons dans ce document, le cache élimine en grande partie la discontinuité autour de 90 degrés. Nous pourrions donc utiliser les observations au-delà de cet angle limite.

Différentes campagnes de mesures ont été effectuées avec cet instrument, notamment sur le site de La Crau (Camargue) et dans la région Nord (Wimereux et Lille). Pour les mesures faites à Lille, nous disposons d'un jeu d'épaisseurs optiques mesurées par transmission. Ces dernières permettront, de par la distribution des longueurs d'onde de la mesure, de valider en partie les paramètres aérosol déduits des mesures de luminances et de luminances polarisées. Enfin, nous utiliserons les paramètres aérosols inversés (pente, épaisseur optique) pour simuler les mesures de luminances et de luminances polarisées.

2 - Méthodes utilisées pour l'inversion :

L'algorithme d'inversion basé sur les luminances et les luminances polarisées a été adapté pour le rayonnement descendant du ciel. Comme nous l'avons décrit dans le troisième chapitre, les épaisseurs optiques sont inversées à partir des observations de luminances à 870 nm puis les luminances mesurées à 670 nm sont comparées à des valeurs simulées avec des lois de Junge suivant le schéma suivant.



-> Principe de l'inversion de la pente et des épaisseurs optiques.

Après encadrement, une pente sera interpolée pour chaque direction d'observation. Pour être moins sensible aux effets de sol, on peut se limiter aux mesures de polarisation et tenter une inversion multispectrale sur de telles données. Cette procédure est alors semblable à celle qui est utilisée dans l'algorithme prévu pour les Terres émergées. Nous utilisons dans ce cas la dépendance spectrale des luminances polarisées pour déduire une pente et une épaisseur optique en chaque indice de réfraction.

3 - Inversion d'une journée de mesure :

Pour illustrer notre démarche, nous avons sélectionné les mesures REFPOLE effectuées à Lille le 18 octobre 1994 à Lille (Nord de la France). Cette journée présente un intérêt particulier car nous disposons de mesures simultanées d'épaisseurs optiques réalisées avec l'instrument automatique CIMEL. Par ailleurs, au cours de cette journée, des images du ciel ont été acquises avec POLDER. Durant toute la matinée de mesures, le ciel a été dégagé et les cirrus ne sont apparus que dans l'après midi.

INVERSION SANS TENIR COMPTE DE LA REFLECTANCE DE SOL :

Dans un premier temps, nous avons utilisé les luminances pour déterminer une pente et une épaisseur optique puis nous avons simulé les luminances polarisées pour chaque indice de réfraction (1.33, 1.40, 1.50). Dans un premier temps, les inversions ont été menées sans tenir compte de la réflectance du sol qui, malgré une visée vers le ciel, interviennent au second ordre dans les mesures (retro-diffusion atmosphérique).

Nous avons inversé les mesures faites à 7 h 35 mn TU, avec un angle d'incidence solaire égal à 80°.

L'inversion des luminances conduit aux résultats suivants :

	indice 1.33	indice 1.40	indice 1.50
pente	4.86	4.85	4.78
épaisseur optique	0.073	0.067	0.061

La pente inverse dépend peu de l'indice de réfraction considéré (spécificité des lois de Junge). Il en est de même pour les luminances simulées à 870 nm et 670 nm (fig. 32 a). On notera toutefois, un écart systématique avec les luminances mesurées à 670 nm en retrodiffusion. Par contre, les luminances polarisées que nous avons représentées en fig. 32 b varient de façon plus significative vis à vis de l'indice de réfraction. Il est alors délicat de choisir l'indice approprié car les mesures de polarisation sont encadrées soit par les indices 1.33 et 1.40 (angle de diffusion proche de 90 degrés), soit par les indices 1.40 et 1.50 (en retrodiffusion). Il est à remarquer que la turbidité de la couche est faible et que les écarts entre les 3 courbes représentant chaque indice est de l'ordre de grandeur du bruit radiométrique (écart crête à crête de l'ordre de $0.5 \cdot 10^{-3}$). Ceci se rapproche des remarques que nous avons faites sur le bruit de calcul et du bruit radiométrique dans la première partie de ce chapitre. A partir d'une turbidité atmosphérique représentée par une épaisseur optique égale à 0.1, il devient difficile de distinguer le modèle et l'indice de réfraction.

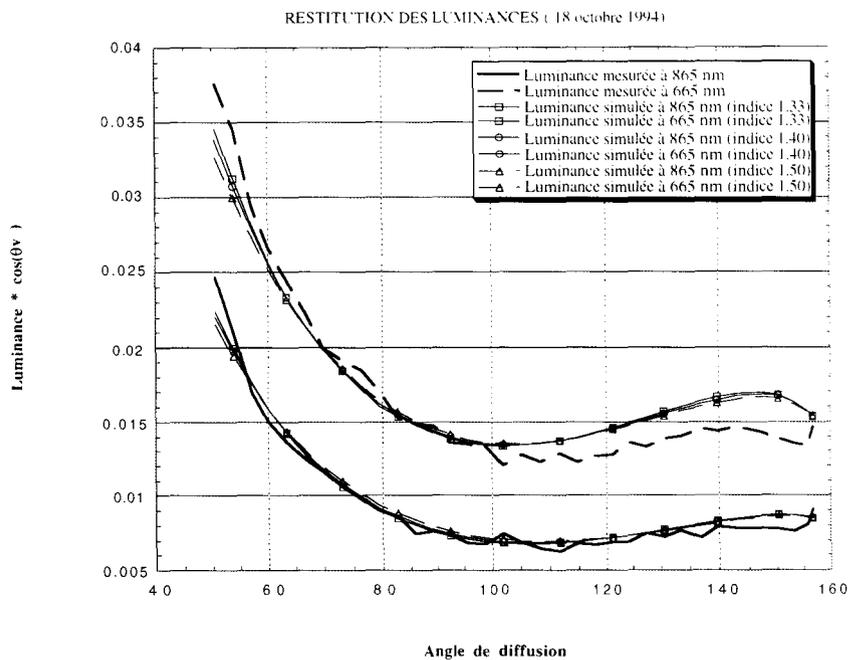


fig. 32 a Restitution des luminances

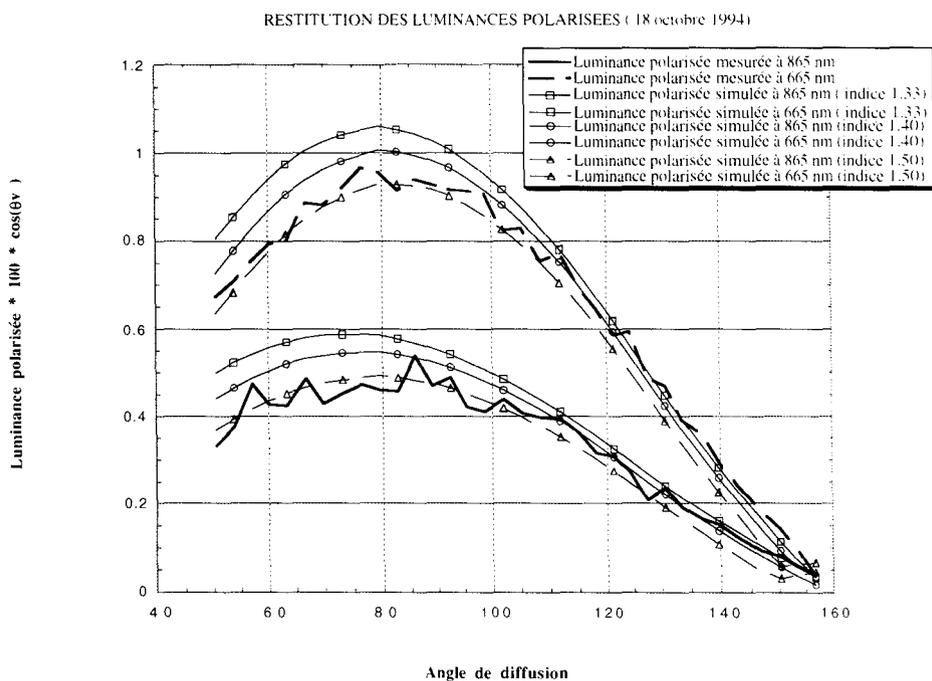


fig. 32 b Restitution des luminances polarisées. L'inversion des paramètres aérosol (pente, épaisseur optique) est menée avec les luminances mesurées à 870 nm et 670 nm. On représente ici les quantités simulées suivant les paramètres inversés en chaque indice de réfraction en même temps que les mesures REFPOL. L'indice est difficile à déterminer entre 1.33 et 1.50.

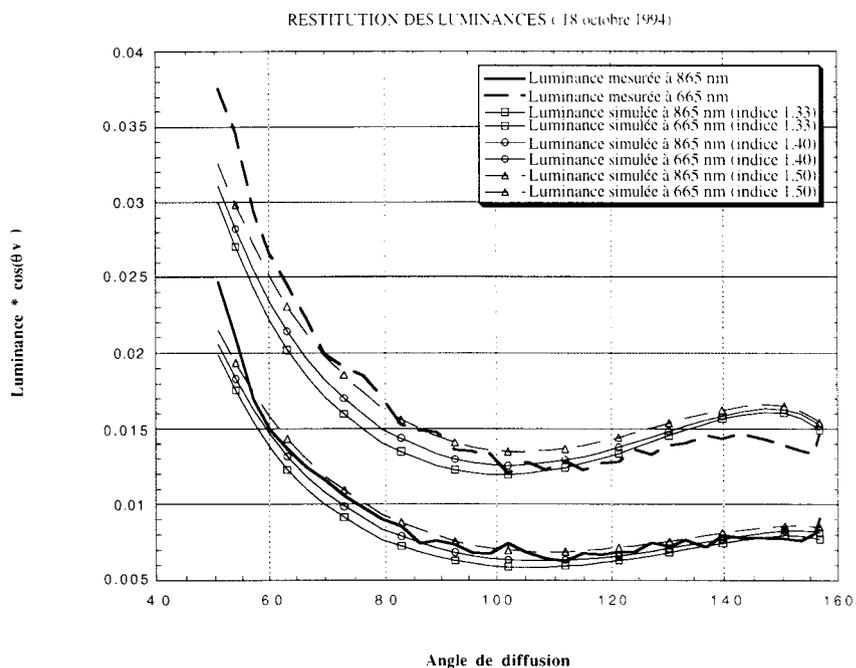


fig. 33 a Restitution des luminances

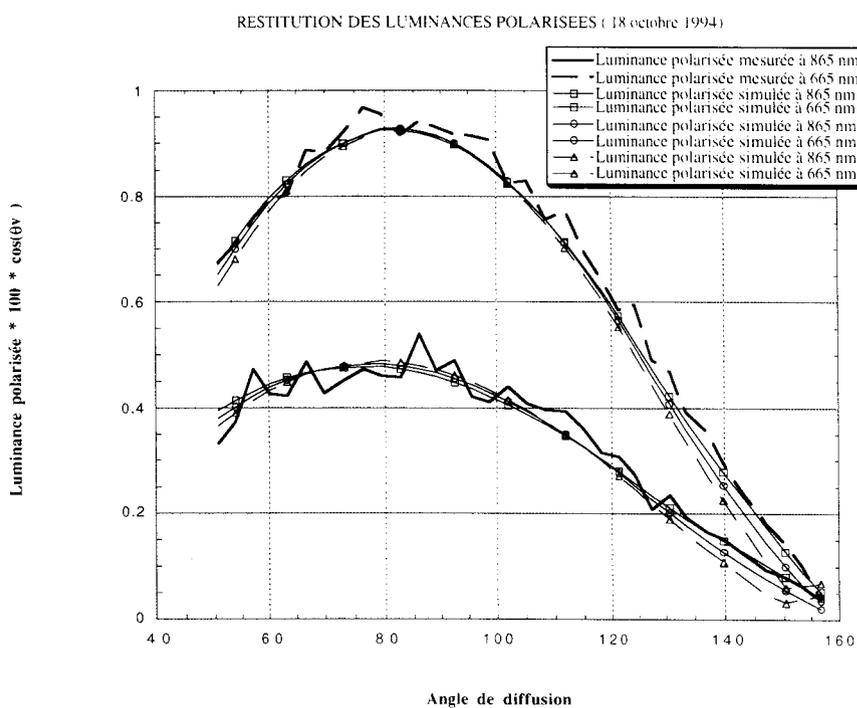


fig. 33 b Restitution des luminances polarisées. L'inversion des paramètres aérosol (pente, épaisseur optique) est menée avec les luminances polarisées. Avec ces données, il est aussi difficile de déterminer l'indice de réfraction. On note cependant un écart plus important pour l'indice 1.50 autour d'un angle de diffusion égal à 150 degrés.

Inversion avec les luminances polarisées :

La détermination de la pente et de l'épaisseur optique se fait avec les luminances polarisées mesurées entre 865 nm et 665 nm :

	indice 1.33	indice 1.40	indice 1.50
pente	4.47	4.60	4.76
épaisseur optique	0.068	0.063	0.061

Contrairement à l'inversion basée sur les luminances, la pente dépend de l'indice de réfraction. Les luminances polarisées que nous avons restituées avec ces paramètres (fig. 33 a) sont très proches d'un indice de réfraction à l'autre et ne permettent pas de déduire ce paramètre. Ce sont ici les luminances (fig. 33 b) qui varient le plus avec l'indice. Elles ne permettent cependant pas de le choisir car les mesures favorisent tantôt l'indice 1.33, tantôt l'indice 1.50.

Comparaison des paramètres inversés avec les mesures d'épaisseurs optiques du CIMEL :

La matinée du 18 octobre 1994 a été bien dégagée, si bien qu'il nous est possible de confronter sur une période relativement longue les paramètres déduits des algorithmes avec les mesures du CIMEL automatique. Pour ceci, nous avons inversé les mesures REFPOL disponibles dans la matinée puis nous avons représenté sur la fig. 34 l'évolution des paramètres inversés en fonction de l'heure de la mesure. Nous devons remarquer que l'incertitude sur l'épaisseur optique donnée par le CIMEL est de l'ordre de $\Delta\delta = 0.01$. D'autre part, le coefficient d'Angström évalué grâce au rapport des épaisseurs optiques entre 870 nm et 670 nm est affecté d'une incertitude de l'ordre de 0.5. Entre 865 et 443 nm, l'imprécision sur le coefficient d'Angström est plus faible car les longueurs d'ondes sont plus éloignées et de ce fait l'épaisseur optique à 443 nm est plus importante. A 11 heure, il vaut 1.51. Cette valeur est alors plus proche de celles que nous avons inversées. En ce qui concerne les épaisseurs optiques, c'est l'indice 1.33 qui en permet la meilleure restitution. Ces écarts peuvent aussi s'expliquer par le fait que les épaisseurs optiques données par

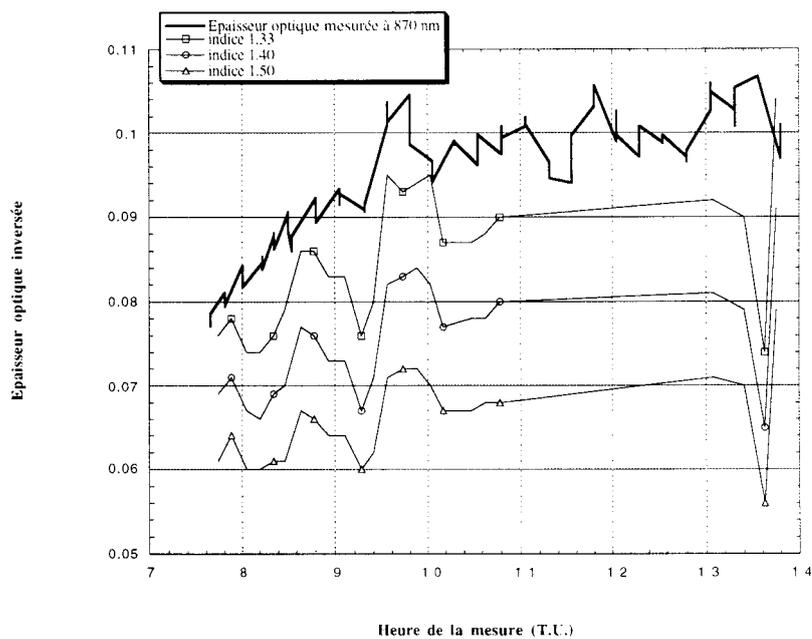


fig. 34 a Comparaison des épaisseurs optiques inversées et mesurées par le CIMEL en fonction de l'heure de la mesure.

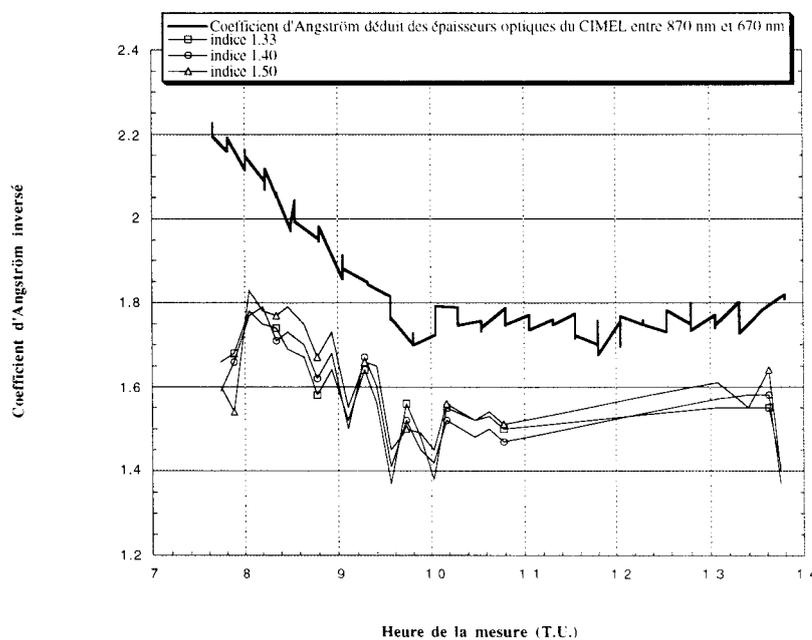


fig. 34 b Comparaison des coefficients d'Angström inversés et mesurés. Les paramètres inversés (épaisseur optique, coefficient d'Angström) varient dans le même sens que les paramètres mesurés. L'inversion de l'épaisseur optique et de la pente est basée ici sur les mesures de luminances.

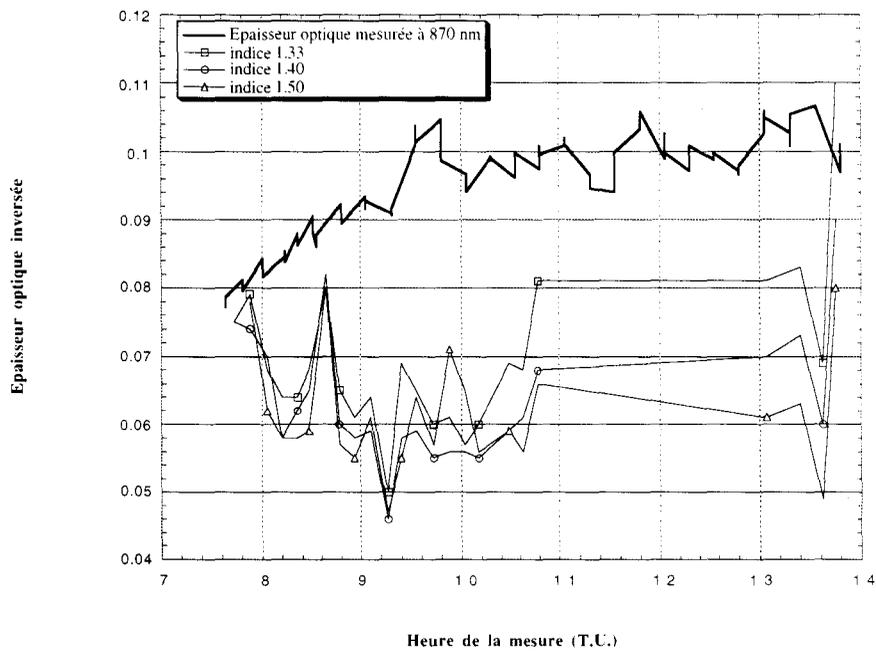


fig. 35 a Comparaison des épaisseurs optiques inversées et mesurées par le CIMEL en fonction de l'heure de la mesure.

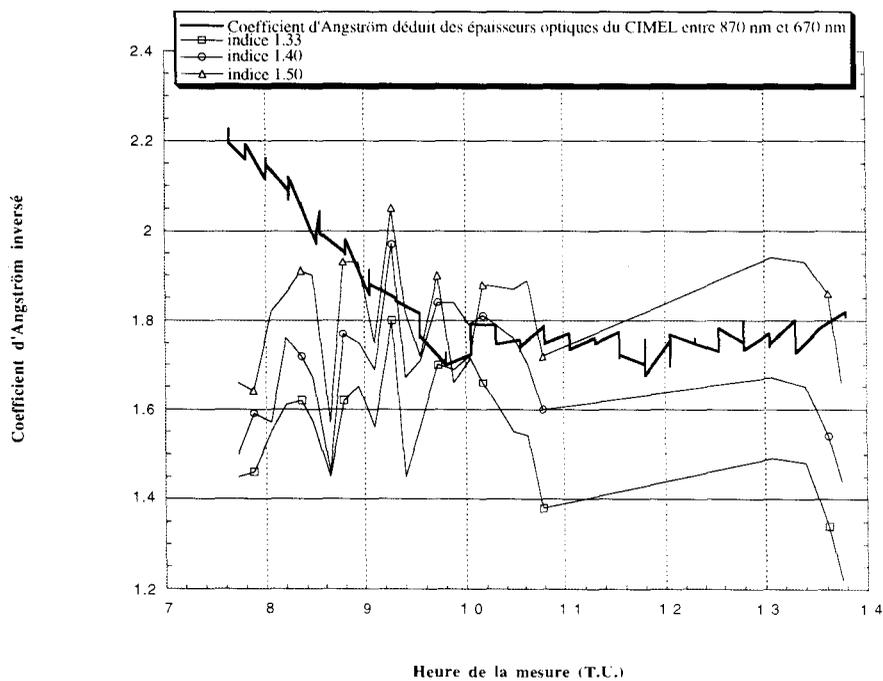


fig. 35 b Comparaison des coefficients d'Angström inversés et mesurés. L'inversion de l'épaisseur optique et de la pente est basée ici sur les mesures de luminances polarisées.

le CIMEL représentent l'extinction totale du faisceau solaire incident (diffusion + absorption). Avec les inversions des mesures de luminances ou de luminances polarisées, l'épaisseur optique restituée représente seulement l'atténuation du faisceau suite à la diffusion atmosphérique. Pour interpréter la différence, il faudrait faire aussi intervenir l'albédo de diffusion primaire, c'est à dire le rapport entre les sections efficaces de diffusion et les sections efficaces d'extinction.

La fig. 35 représente les paramètres inversés avec les luminances polarisées. Dans ce cas, les épaisseurs optiques sont légèrement plus faibles alors que la pente inversée avec l'indice 1.50 est plus précise. Rappelons que les luminances polarisées sont très peu sensibles aux effets de la réflexion de surface, ce qui peut expliquer en partie la meilleure précision des pentes inversées.

INVERSION DES MESURES EN TENANT COMPTE DE LA REFLECTANCE DU SOL :

Un partie du rayonnement réfléchi par le sol est à nouveau diffusé par l'atmosphère vers le bas et participe au signal mesuré par le radiomètre REFPOL. Compte tenu de son effet au second ordre, on supposera le sol lambertien si bien qu'il n'y aura pas d'effet sur les luminances polarisées. De ce fait, nous ne considérerons ici que l'inversion basée sur les luminances. Il est alors nécessaire de fixer l'albédo de surface de la zone de l'expérience. Ceci a été fait à partir de valeurs déduites d'une image LANDSAT, acquise en octobre 1989, donc à la même époque de l'année que notre expérience [Myriam Schwindling, rapport de DEA]. Les valeurs retenues sont : $\rho_{870} = 0.22$, $\rho_{670} = 0.07$. Les tableaux de référence ont été simulés avec ces valeurs et nous avons déduit, comme dans la partie précédente, les paramètres inverses (pente et épaisseur optique) :

	indice 1.33	indice 1.40	indice 1.50
pente	4.50	4.49	4.64
épaisseur optique	0.076	0.068	0.058

-> paramètres inversés pour les mesures REFPOL faites à 7 h 35 mn TU.

Ceux-ci étant calculés, nous avons simulé les mesures de luminances et de luminances polarisées (fig. 36). Nous remarquons sur ces deux figures qu'il est toujours délicat de distinguer l'indice de

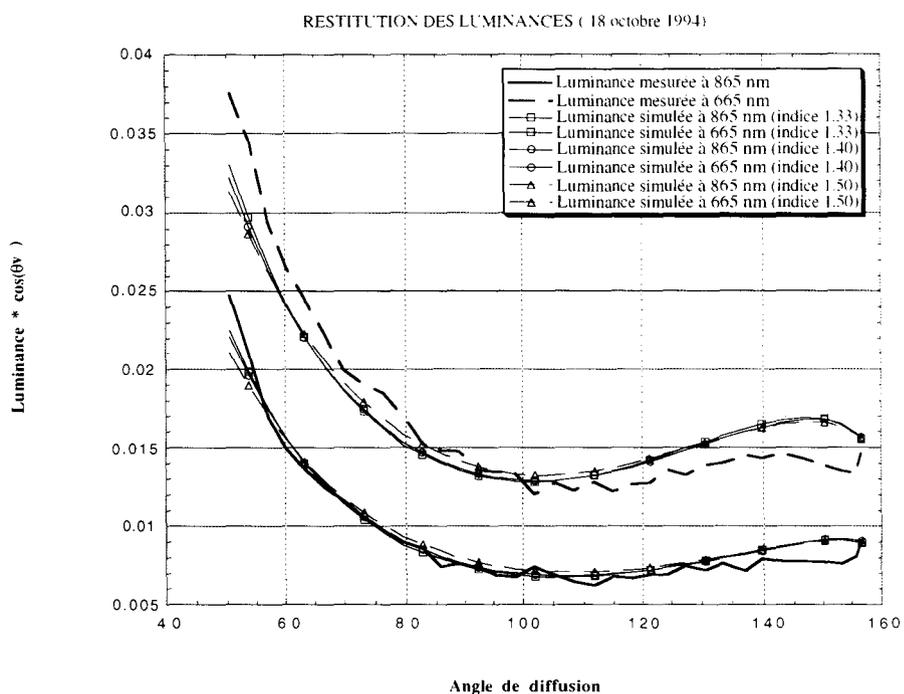


fig. 36 a L'inversion est faite en tenant compte de la réflectance moyenne du lieu d'observation. L'inversion est ici faite avec les luminances.

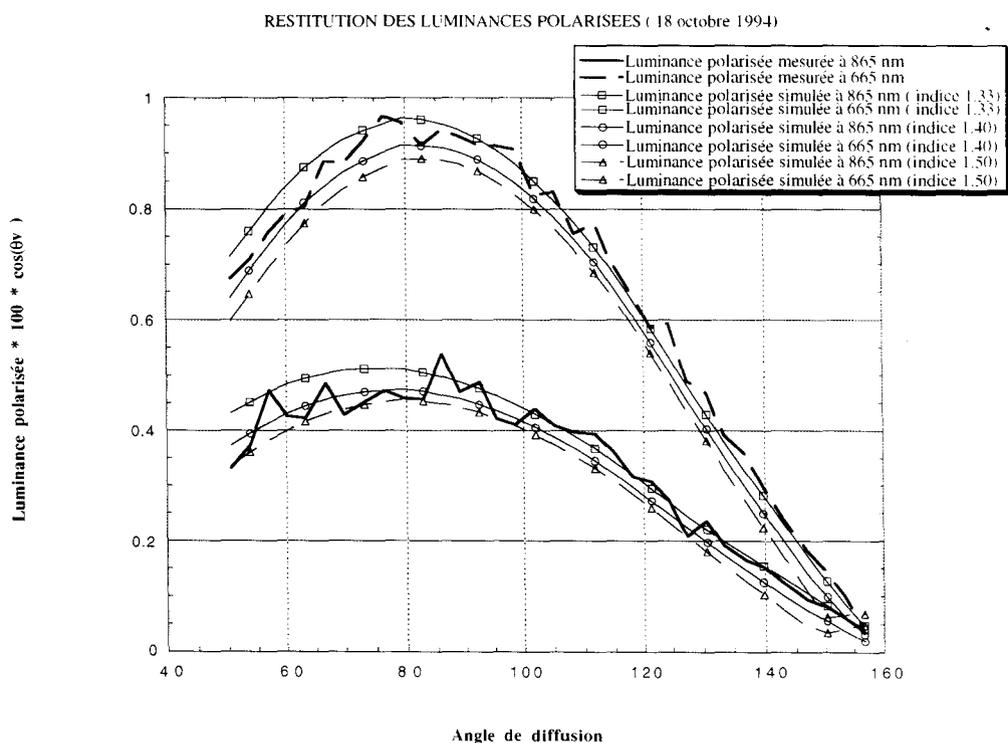


fig. 36 b La restitution des luminances polarisées est dépendante de l'indice de réfraction. Cependant il est délicat, étant donné le bruit sur les mesures, de déterminer l'indice le plus adéquat.

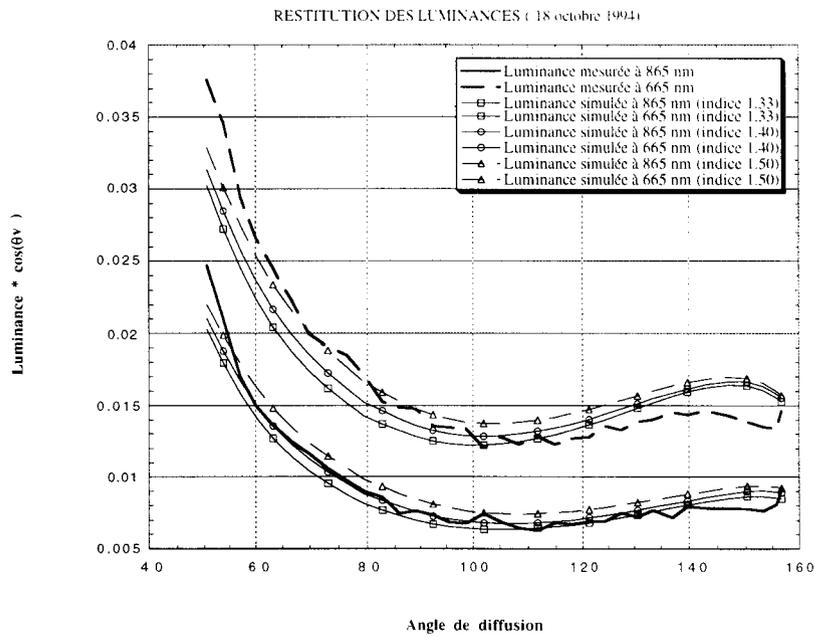


fig. 37 a Les luminances sont restituées ici avec les paramètres déduits de la dépendance spectrale des luminances polarisées. On tient compte, pour chaque longueur d'onde, de la réflectance moyenne de la surface autour du lieu de l'observation, ce qui modifie légèrement les luminances par rapport à celles de la fig. 33 a. Le résultat global n'est pas meilleur.

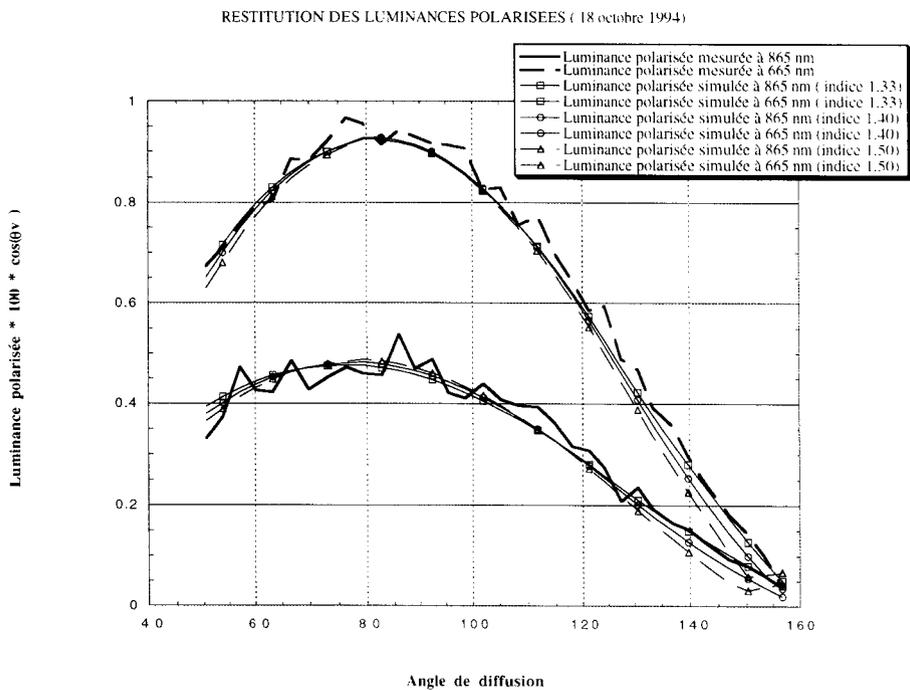


fig. 37 b Comme les luminances polarisées dépendent très peu de la réflectance de sol, nous retrouvons la même restitution qu'en fig. 33 b.

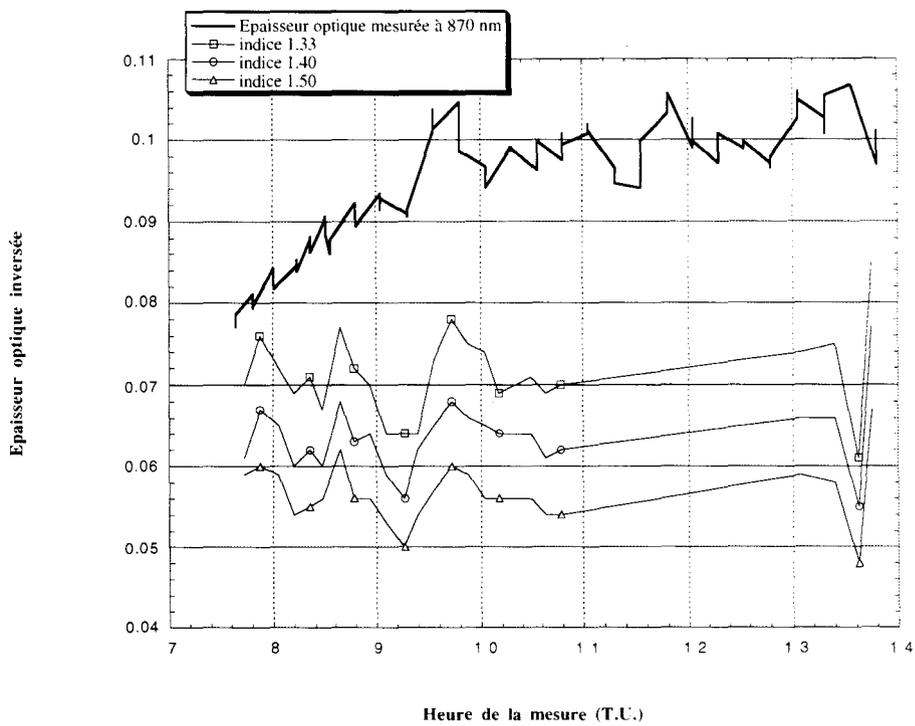


fig. 38 a Épaisseurs optiques inversées avec les luminances pour la matinée du 18 octobre 1994. Les inversions tiennent compte de la réflectance de surface.

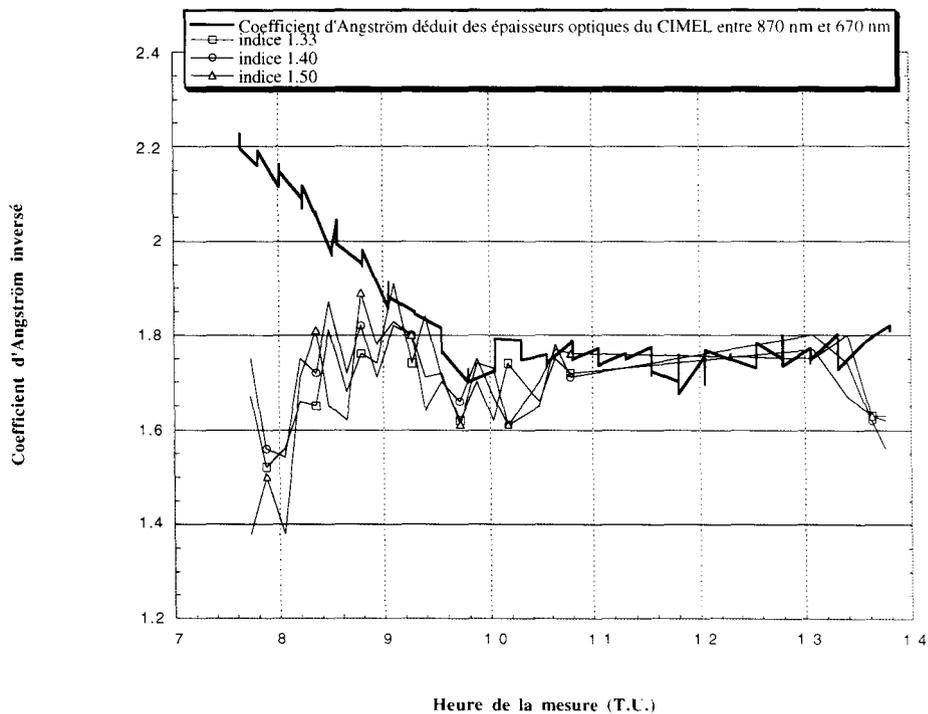


fig. 38 b Evolution des coefficients d'Angström mesurés et inversés.

réfraction quelles que soient les mesures utilisées (luminances, luminances polarisées). Les pentes inversées (fig. 38 b) sont par contre plus proches des valeurs mesurées par le CIMEL que lorsque nous avons négligé la réflectance du sol. On peut attribuer cet effet à la dépendance spectrale de l'albédo de surface. Si on en tient compte, la luminance sera corrigée d'une façon plus importante à 870 nm qu'à 670 nm. De ce fait, pour une même mesure, les luminances dues à la diffusion atmosphérique présentent une dépendance spectrale plus importante et les pentes inversées augmentent. Par contre, les épaisseurs optiques ont tendance à diminuer, une partie du signal étant attribuée à la réflectance de surface à 870 nm.

Cette étude simple illustre la complexité de la validation des algorithmes. Comme nous venons de le montrer, les effets de la réflectance de surface n'expliquent pas l'écart entre les paramètres inversés et ceux qui ont été mesurés par le CIMEL. Par ailleurs, nous avons montré les limites des lois de Junge pour représenter des situations complexes. D'un autre côté, le photomètre CIMEL ne nous donne que l'épaisseur optique et le coefficient d'Angström. Nous n'avons pas accès à la granulométrie exacte et à l'indice de réfraction qui jouent un rôle important dans la simulation des mesures (à ce niveau la station de C. Devaux serait d'une grande utilité). Il faudrait aussi tenir compte de l'absorption dans le mélange pour expliquer une partie des différences entre les épaisseurs optiques mesurées par le CIMEL et les épaisseurs optiques inversées avec l'algorithme. Le nombre de paramètres entrant en jeu est alors très important (indice de réfraction, forme exacte de la granulométrie, réflectance du sol) et il est impossible de quantifier leur effet sans des mesures plus complètes. Une deuxième étape vers la complexité a été d'utiliser une loi définie par deux paramètres, une loi log-normale. Pour déterminer les coefficients qui la définissent, le coefficient d'Angström mesuré par le CIMEL entre 870 nm et 670 nm est d'une aide précieuse. Pour chaque écart type que nous fixerons, nous pourrons obtenir avec ce coefficient une valeur du rayon moyen ($\log(r_m)$) qui permet de le restituer. Considérons les mesures faites à 9 h 33 mn. Le coefficient d'Angström mesuré vaut 1.77. Cette valeur détermine dans l'espace $(\log(r_m), \sigma)$ les lois suivantes :

écart type	Log(rm)		
	indice 1.33	indice 1.40	indice 1.50
.20	-.78	-.83	-.89
.22	-.86	-.91	-.97
.24	-.94	-.99	-1.05
.26	-1.03	-1.08	-1.14
.28	-1.13	-1.18	-1.24
.30	-1.23	-1.28	-1.34
.32	-1.34	-1.39	-1.45
.34	-1.46	-1.51	-1.56
.36	-1.58	-1.63	-1.69
.38	-1.71	-1.76	-1.81
.40	-1.85	-1.90	-1.95
.42	-1.99	-2.04	-2.09
.44	-2.14	-2.19	-2.24
.46	-2.30	-2.35	-2.40
.48	-2.46	-2.51	-2.56
.50	-2.63	-2.68	-2.73

-> Paramètres log(rm) définissant les lois log-normales si on fixe le coefficient d'Angström à une valeur de 1.77 et si on fait varier l'écart type de la granulométrie.

Pour chacune des lois présentées dans le tableau précédent, nous avons calculé avec les luminances mesurées par REFPOL, l'épaisseur optique à 870 nm. Les valeurs inversées sont résumées dans le tableau suivant :

écart type	Epaisseur optique inversée		
	indice 1.33	indice 1.40	indice 1.50
.20	.075	.064	.055
.22	.074	.064	.055
.24	.073	.064	.055
.26	.073	.064	.055
.28	.073	.064	.055
.30	.072	.063	.055
.32	.072	.063	.055
.34	.072	.063	.055
.36	.071	.063	.055
.38	.071	.063	.055
.40	.071	.063	.055
.42	.071	.063	.055
.44	.071	.063	.055
.46	.070	.063	.055
.48	.070	.063	.055
.50	.070	.063	.055

-> Epaisseurs optiques inversées suivant le modèle log-normal retenu avec le coefficient d'Angström. Nous constatons qu'elles présentent une faible dispersion en fonction de l'écart type.

Il est alors possible de simuler les observations REFPOL (luminances et luminances polarisées) avec chaque paramètre. Les fig. 39 à 41 représentent de telles simulations pour les trois indices de réfraction (1.33, 1.40, 1.50) et un écart type sur deux. Les restitutions des luminances à 870 nm sont comparables à celles que nous avons obtenues avec des lois de Junge (fig. 36 a). Par contre, il n'est pas possible d'ajuster l'écart type pour obtenir une meilleure restitution des luminances mesurées à 670 nm. Seul l'indice 1.50 permet une assez bonne restitution des luminances polarisées.

Nous devons nous rendre alors à l'évidence que le problème posé par la restitution exacte des mesures est encore plus complexe et doit faire intervenir une modélisation plus sophistiquée, certainement rédhitoire du point de vue du temps de calcul.

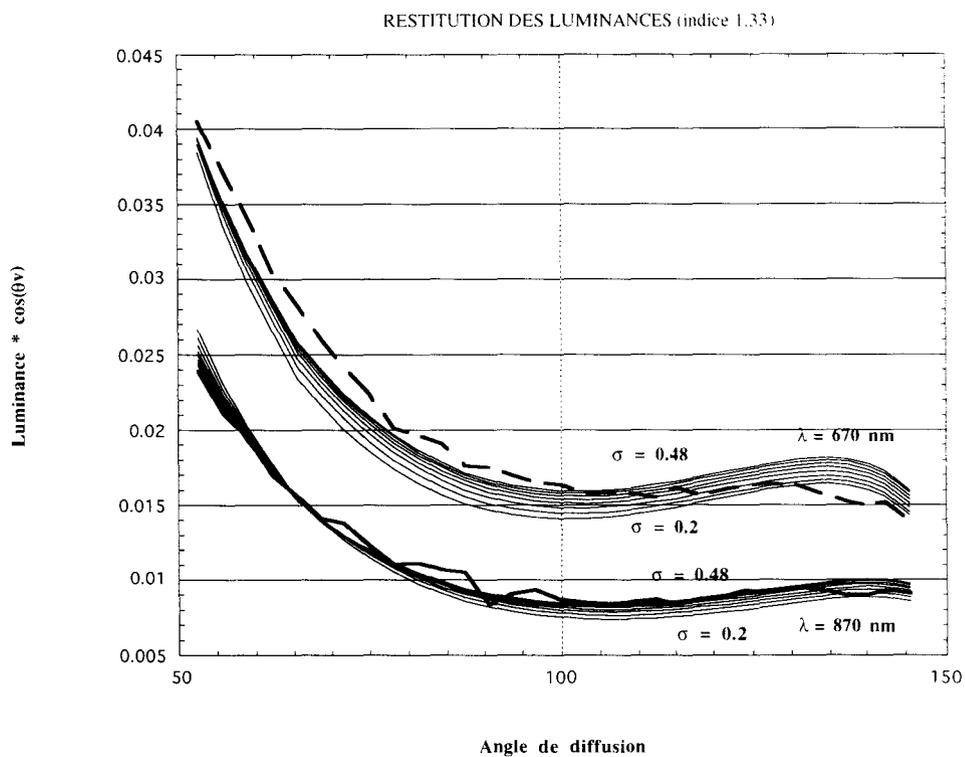


fig. 39 a Restitution des luminances mesurées par REFPOL avec les lois log-normales.

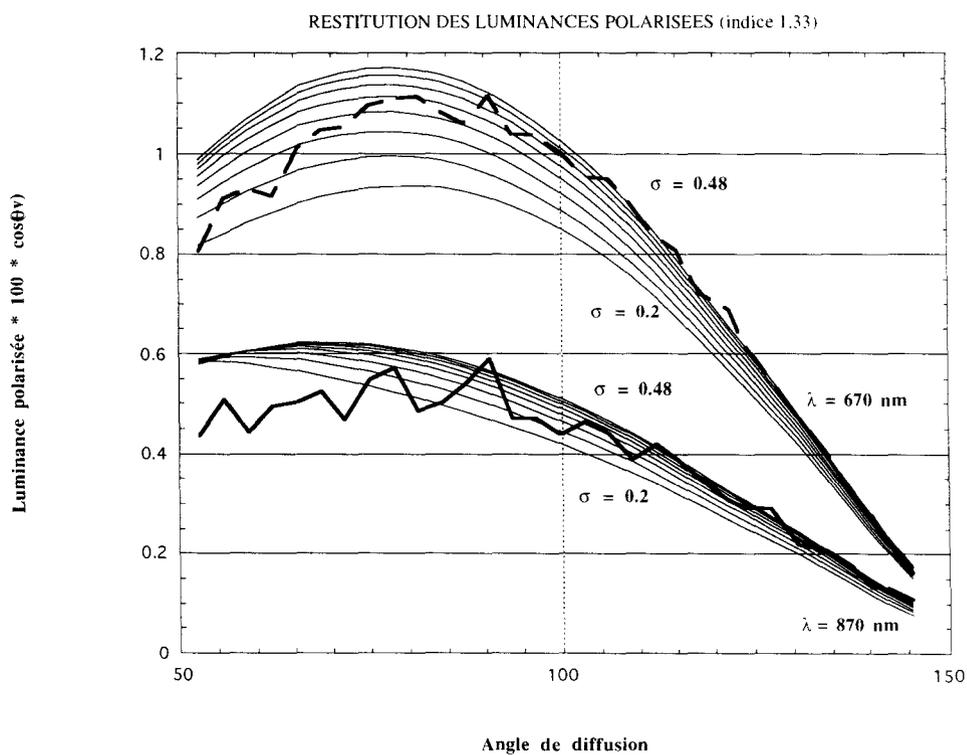


fig. 39 b Restitution des luminances polarisées.

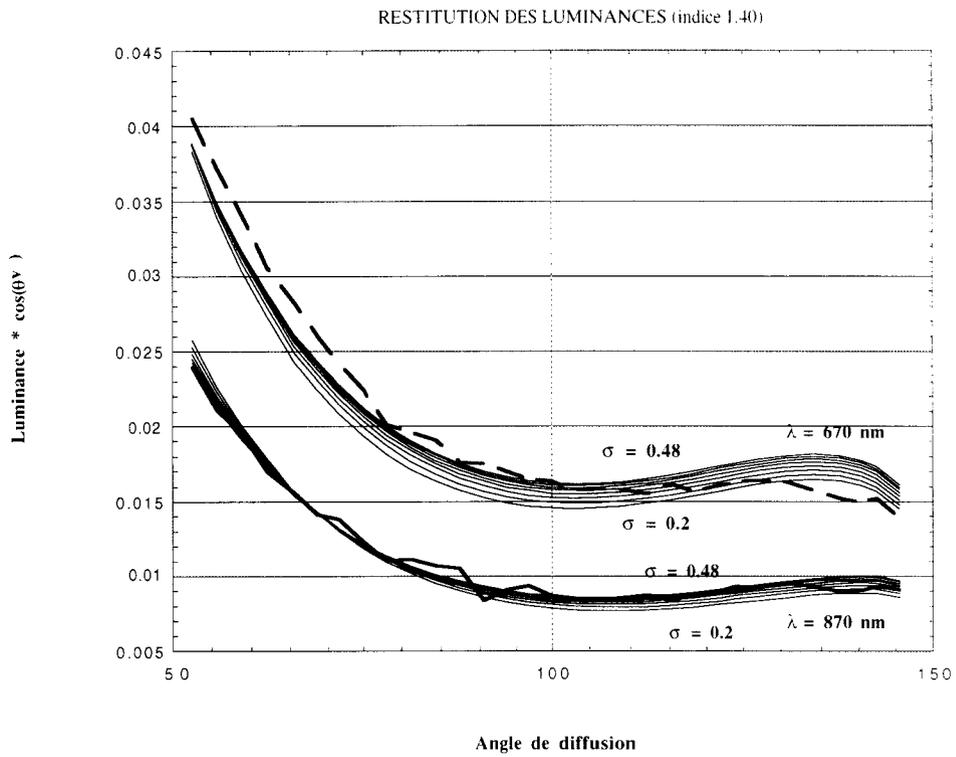


fig. 40 a Restitution des luminances mesurées par REFPOL avec les lois log-normales.

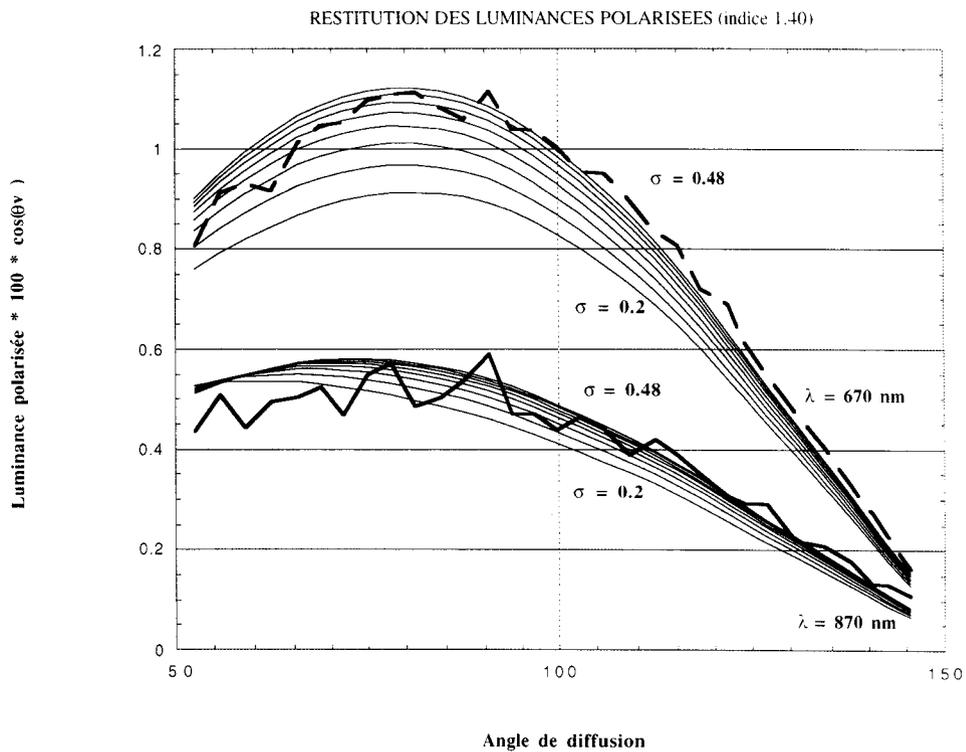


fig. 40 b Restitution des luminances polarisées.

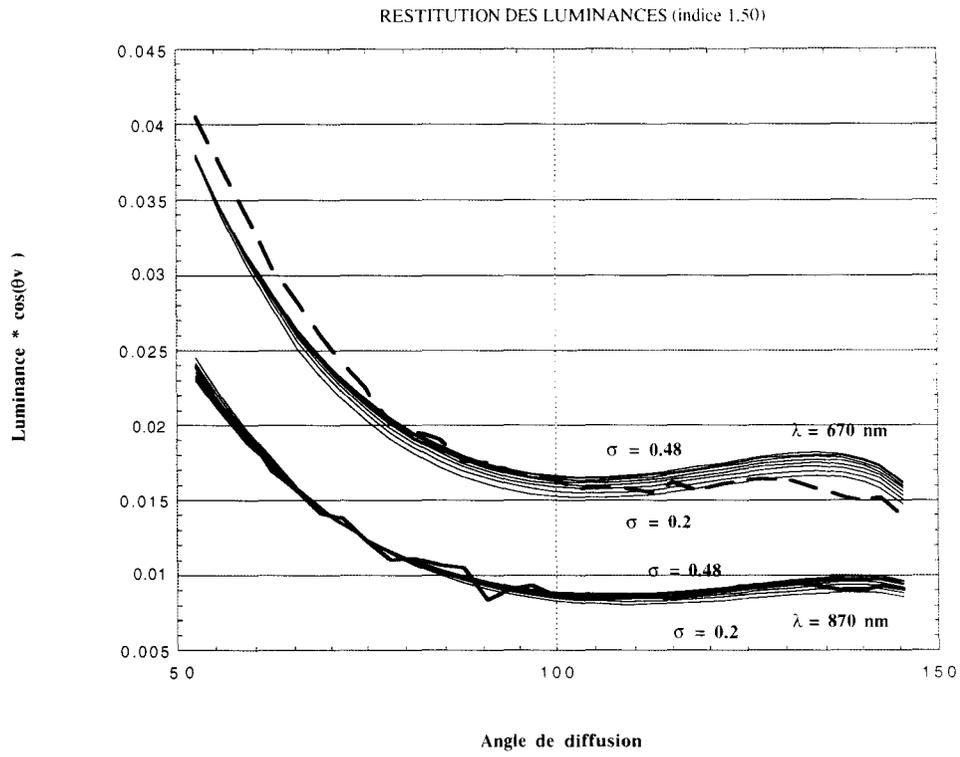


fig. 41 a Restitution des luminances mesurées par REFPOL avec les lois log-normales.

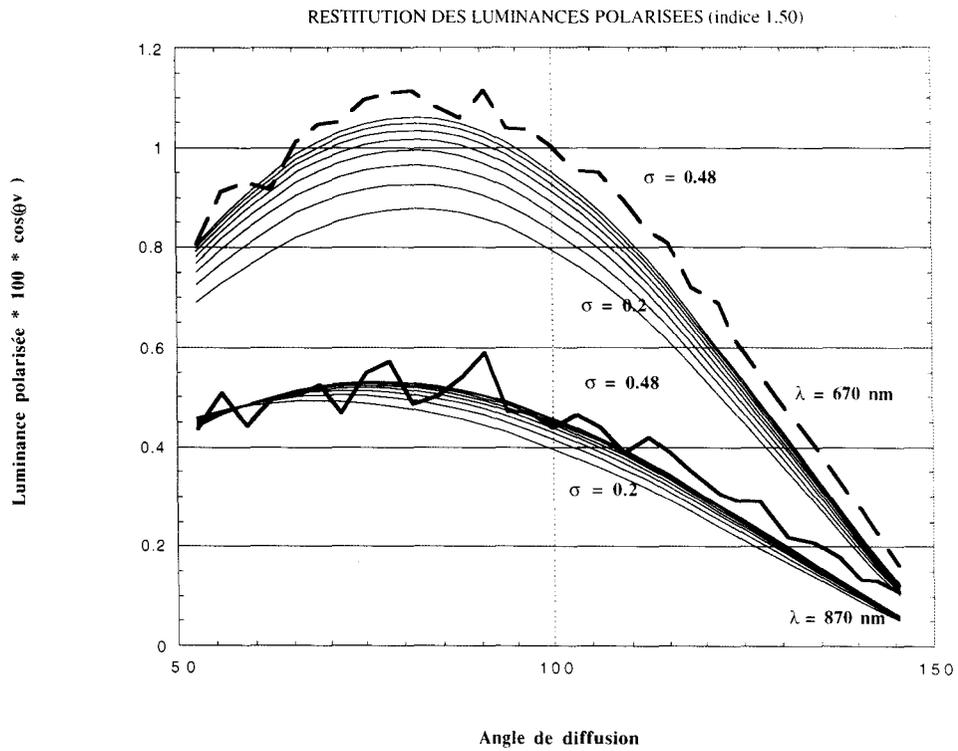


fig. 41 b Restitution des luminances polarisées.

CONCLUSION :

En simulant des données satellitaires, il nous est possible de déterminer l'influence des paramètres importants tels que le bruit électronique ou le bruit de calcul. Connaissant les paramètres utilisés pour simuler les données, nous avons pu évaluer les erreurs d'interpolation entre lois de Junge, lois log-normales ou entre épaisseurs optiques. En effectuant une statistique sur les paramètres inversés pour diverses conditions de bruit, nous avons pu mettre en évidence l'importance de la multidirectionalité. En effet, la moyenne que l'on effectue sur les paramètres inversés en chaque direction d'observation est d'autant plus efficace que le nombre d'observations est important. Enfin, nous avons souligné les limites des algorithmes utilisant les lois de Junge et les lois log-normales, notamment en testant leur capacité à restituer les paramètres optiques d'une couche contenant des aérosols plus complexes (modèles SeaWIFS).

En dernière partie, nous avons testé l'algorithme "lois de Junge" sur des données réelles. Comme nous l'avons montré plus haut sur des données simulées, le coefficient d'Angström semble être le paramètre le moins touché par le manque de représentativité de la base de donnée. La journée que nous avons dépouillée était très claire, ce qui ne constitue pas un cas favorable (faibles signaux aérosols / bruit instrumental). Toutefois, on retrouve assez bien l'épaisseur optique et l'ordre de grandeur du coefficient d'Angström. Par contre, à ce niveau de signal il est impossible de préciser l'indice de réfraction.

Une prochaine étape sera de généraliser la méthode utilisée ici sur le rayonnement descendant aux mesures POLDER qui ont été réalisées simultanément.

CONCLUSION :

L'instrument POLDER qui sera placé sur orbite en août 1996 effectuera, en plus d'une mesure multispectrale, une analyse directionnelle et polarisée de la lumière solaire réfléchiée par le système Terre-Atmosphère. Ceci constitue une originalité par rapport à des capteurs actuels comparables (SPOT, LANDSAT, Météosat, AVHRR . . .) qui n'utilisent que la variation spectrale du signal. Ces nouvelles possibilités devraient permettre d'améliorer les résultats sur les missions satellitaires classiques : couleur de l'eau, propriétés des surfaces terrestres, bilan radiatif.

Le travail présenté dans cette thèse a d'abord eu pour objet de souligner l'intérêt de la mesure POLDER pour la caractérisation des aérosols et leur suivi à l'échelle globale au-dessus des océans. Nous avons d'abord montré la pertinence des mesures multispectrales pour distinguer, moyennant certaines hypothèses sur la granulométrie, la taille moyenne des particules. Le niveau de réflectance mesuré est quant à lui directement lié à l'épaisseur optique, elle-même corrélée à l'abondance des aérosols. Enfin, les caractéristiques de la polarisation (paramètres de Stokes) sont sensibles à l'indice de réfraction et permettront de préciser ce paramètre physique relié à la nature même des aérosols.

Au-dessus des océans, le signal mesuré au niveau du satellite est difficile à modéliser simplement, en particulier parce que la réflexion du faisceau direct (glitter) crée une seconde source intense et polarisée. Nous avons alors cherché à simplifier la relation existant entre les mesures et la géométrie d'observation. Pour simuler les luminances au-dessus des océans, nous avons montré qu'il était suffisant de considérer deux angles importants : l'angle de diffusion du faisceau solaire direct et l'angle de diffusion du 'glitter'. Si on se limite à des conditions peu turbides (ce qui est en général le cas : l'épaisseur optique à 865 nm est souvent proche de 0.1 au-dessus des océans) et à des visées peu obliques, la modélisation exprimée en fonction de ces deux angles devient précise. L'utilisation d'une telle approximation permettrait, en plus de diminuer la taille des tableaux de simulation, de limiter le temps de calcul dû aux interpolations angulaires. Toutefois, pour garder une bonne précision et couvrir tous les cas, nous n'avons pas basé les algorithmes d'inversion sur

une modélisation simplifiée mais sur une comparaison directe entre les mesures et une base de donnée réalisée à l'aide de calculs exacts de transfert radiatif. Cette base inclut les effets de géométrie (angles d'incidence solaire, inclinaison et azimuth de la visée), de quantité d'aérosol (épaisseur optique) et de type d'aérosol : le traitement quotidien et global (sur toutes les zones océaniques non nuageuses) des données POLDER nous a conduit à choisir un nombre restreint de modèles d'aérosols pour limiter les poids informatiques des algorithmes (en temps de calcul et en place mémoire). Dans l'algorithme qui sera utilisé dès le lancement (algorithme de classe 1), on introduit des lois granulométriques simples définies par un seul paramètre (lois de Junge) et quelques modèles climatologiques (dits de la WMO), caractéristiques de situations aérosols bien définies localement. Pour une meilleure représentativité de la base de données, nous avons introduit des lois log-normales à deux paramètres qui entreront dans la définition de l'algorithme de classe 2. Nous avons alors défini une méthode d'interpolation entre ces modèles qui permet de réduire notablement la base de données et les temps de calcul tout en conservant une bonne précision sur la restitution des caractéristiques des aérosols. Ceci a été fait seulement avec trois valeurs réelles de l'indice de réfraction : dans la version opérationnelle de l'algorithme de classe 2, le nombre d'indices de réfraction sera augmenté et on introduira une partie imaginaire, ce qui permettra d'inverser des cas plus réalistes tels que ceux définis par les modèles WMO qui contiennent des composantes absorbantes.

La dernière étape du travail présenté a été de tester les algorithmes sur des données simulées dans les conditions de visée POLDER, c'est à dire sur une demi-orbite. Nous avons alors étudié l'impact du bruit de calcul engendré par les différentes interpolations (interpolations angulaires, suivant les granulométries ou les épaisseurs optiques). L'effet du bruit de la mesure radiométrique, considéré ici comme aléatoire, est aussi pris en compte dans le test des algorithmes et nous avons souligné l'importance des mesures multidirectionnelles qui, par effet de moyenne, permettent de diminuer son impact sur la restitution des paramètres. On note en particulier que les pixels partiellement contaminés par la réflexion spéculaire, donc caractérisés par un nombre d'observations plus faible, sont plus affectés par le bruit.

Enfin, nous avons simulé des mesures avec des modèles qui seront utilisés dans les algorithmes de la chaîne SeaWIFS et qui sont représentatifs de situations océaniques. L'inversion avec des granulométries simples comme les lois de Junge ou les lois log-normales et un indice de réfraction unique présente des biais importants même si le coefficient d'Angström reste représentatif de la taille moyenne des particules. Ceci montre l'intérêt d'introduire des modèles climatiques dans les algorithmes, la difficulté étant de les choisir. Rappelons que le choix présenté dans ce document est susceptible d'évoluer en fonction des premiers résultats de la mission spatiale.

Pour terminer cette étude, nous avons considéré des mesures de luminances et de luminances polarisées faites depuis le sol avec le réflectancemètre REFPOL. Nous constatons, comme pour l'inversion des mesures simulées avec les modèles SeaWIFS, que le coefficient d'Angström sera restitué assez précisément et qu'il sera parfois très délicat de distinguer l'indice de réfraction des particules. Une telle étude a montré aussi qu'il sera nécessaire, lors de la validation des produits, d'effectuer des mesures les plus complètes possibles sur la nature des aérosols observés par POLDER. Si la mesure d'un coefficient d'Angström et d'une épaisseur optique avec un photomètre CIMEL permet de valider en partie les paramètres inversés, elle est insuffisante pour caractériser entièrement la couche observée et comprendre les écarts que nous observerons entre les mesures et les simulations. A ce niveau la station sol du LOA permet, après un traitement assez lourd, une connaissance plus précise de la granulométrie et de l'indice de réfraction des particules. On utilise alors un lot plus complet de mesures : mesure d'épaisseurs optiques mais aussi d'auréole, de luminance, de polarisation du ciel, de flux diffus/direct. Si le réseau de photomètres de type CIMEL permettra une validation globale des paramètres inversés, la station sol du LOA permettra une étude de cas plus précise.

ANNEXE 1 : Les paramètres de Stokes

LES PARAMETRES DE STOKES

POLARISATION DE LA LUMIERE :

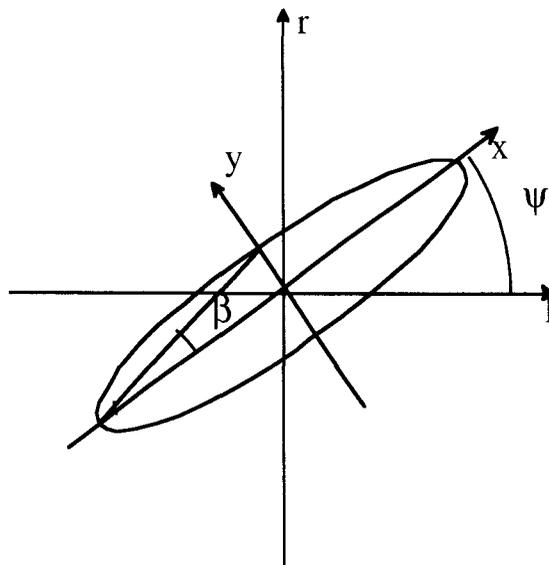
La lumière est une onde électromagnétique transversale et les grandeurs qui la décrivent sont le champ électrique \mathbf{E} et le champ magnétique \mathbf{B} . Soit un rayon lumineux défini par le vecteur d'onde \mathbf{k} , parallèle à la direction de propagation. Pour repérer les deux vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{B} , choisissons un repère (\mathbf{r}, \mathbf{l}) tel que $(\mathbf{r}, \mathbf{l}, \mathbf{k})$ forme un trièdre direct. Dans le cas d'une onde électromagnétique plane, par exemple un rayon lumineux, les vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{B} s'expriment en fonction de \mathbf{r} et \mathbf{l} :

$$\mathbf{E} = E_r \mathbf{r} + E_l \mathbf{l} \quad \mathbf{B} = B_r \mathbf{r} + B_l \mathbf{l}$$

Si on considère une onde plane monochromatique, les composantes qui décrivent le champ électrique s'expriment en fonction des exponentielles complexes suivantes :

$$E_r = E_{r0} e^{j\omega t} \quad E_l = E_{l0} e^{j\omega t + \varphi}$$

Dans le repère lié aux vecteurs \mathbf{r} et \mathbf{l} , le champ électrique décrit, en fonction du temps, une ellipse :



ψ , l'angle entre le grand axe de l'ellipse et l'axe \mathbf{l} , représente la direction de polarisation lorsque la polarisation est linéaire (c'est à dire pour $\beta=0$).

DEFINITION DES PARAMETRES DE STOKES :

L'intensité de l'onde monochromatique est proportionnelle à $E_{10}^2 + E_{r0}^2 = E_1 E_1^* + E_r E_r^*$. Pour un train d'ondes électromagnétiques, l'intensité du rayon lumineux est la moyenne de cette expression pour chaque composante monochromatique :

$$I = E_{10}^2 + E_{r0}^2 = E_1 E_1^* + E_r E_r^* = I_1 + I_r$$

I représente le flux total d'énergie électromagnétique transporté par l'onde. Le symbole $\langle \rangle$ représente la moyenne sur les composantes du train d'onde.

Pour décrire l'état de polarisation de la lumière, on introduit l'ensemble des paramètres de Stokes que l'on note communément I , Q , U et V :

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_r & Q &= I_1 - I_r \\ U &= E_1 E_r^* + E_r E_1^* = 2E_{10} E_{r0} \cos(\varphi) & V &= i(E_1 E_r^* - E_r E_1^*) = 2E_{10} E_{r0} \sin(\varphi) \end{aligned}$$

Ils sont reliés aux paramètres de l'ellipse de polarisation grâce aux relations suivantes :

$$\begin{aligned} Q &= I_p \cos(2\beta) \cos(2\psi) & U &= I_p \cos(2\beta) \sin(2\psi) \\ V &= I_p \sin(2\beta) & \text{avec} & \quad I_p = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \end{aligned}$$

Dans ces expressions, I_p représente la quantité de lumière polarisée. Les paramètres de Stokes étant définies comme des grandeurs énergétiques, nous pourrions leur étendre les propriétés additives de la luminance, ce qui leur confère un grand intérêt. En outre, ils définissent le vecteur de Stokes.

CHANGEMENT DE REPERE :

Pour étudier l'état de polarisation de la lumière diffusée ou réfléchi, il est parfois nécessaire de changer de repère pour référencer le vecteur de Stokes. Soit un repère $(\mathbf{I}, \mathbf{r}')$, formant un angle χ avec le repère (\mathbf{I}, \mathbf{r}) . Dans ce cas, le vecteur de Stokes lié au repère $(\mathbf{I}, \mathbf{r}')$ s'obtient grâce à une matrice de rotation :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{I}' \\ \mathbf{Q}' \\ \mathbf{U}' \\ \mathbf{V}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\chi) & \sin(2\chi) & 0 \\ 0 & -\sin(2\chi) & \cos(2\chi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ \mathbf{Q} \\ \mathbf{U} \\ \mathbf{V} \end{bmatrix}$$

ANNEXE 2 : Organigrammes des algorithmes d'inversion.

**ORGANIGRAMMES DES ALGORITHMES
D'INVERSION**

Lecture des informations pour le pixel
Latitude, Longitude, vitesse du vent,

Lecture des conditions d'observation ($\theta_s, \theta_v, \varphi_v$) et des
quantités radiatives mesurées :
 $R_{865mes}(j), R_{665mes}(j), Q_{865mes}(j), U_{865mes}(j)$

Précalcul des coefficients d'interpolation
pour chaque direction $j : \alpha(i,j)$

Précalcul de la composante Rayleigh :
 $R_{ray865}(j), R_{ray665}(j), Q_{ray865}(j), U_{ray865}(j)$

Partie commune aux algorithmes d'inversion : précalcul des coefficients d'interpolation - masque
glitter - précalcul de la composante moléculaire (épaisseur optique aérosol = 0.).

Boucle sur les indices de refraction n

Boucle sur l'écume : $i \rho = 1, 2, 3 \rho = i \rho * 0.5 * \text{reflectance d'écume prédite}$

Boucle sur les pentes i_v des lois de Junge

Calcul des épaisseur optiques $\delta_{865inv}(i_v, i_n, i_\rho, j)$ et des réflectances
simulés à 665 nm (765 nm) correspondantes $R_{665(765)sim}(i_v, i_n, i_\rho, j)$

Fin de boucle sur les pentes i_v

Choix et interpolation entre des pentes pour que
 $R_{665mes}(j) = R_{665sim}(j, v_{inv}(j)) \rightarrow$ 1 pente inversée $v_{inv}(i_n, i_\rho, j)$
par direction d'observation

algorithme de classe 1 utilisant des lois de Junge. Pour l'algorithme opérationnel, on ne boucle sur
l'indice de réfraction que pour déterminer l'épaisseur optique et les paramètres de Stokes Q et U.

La pente inverse ne dépend pas de l'indice de refraction et sera déterminée avec l'indice moyen

1.40.

Calcul d'une pente moyenne $v_{inv moy}(in, ip)$
pour l'ensemble des directions d'observation

Optimisation de l'épaisseur optique pour cette pente moyenne
-> $\delta_{865 moy}(puis\ opt)(in, ip)$ -> $\Delta R_{865}(in, ip)$

Calcul de l'écart quadratique $\Delta R_{665}(in, ir)$ entre $R_{665 mes}(j)$
et $R_{665 sim}(v_{inv moy}(in, ip), j)$

Fin de boucle sur l'écume ip

Choix de l'écume minimisant ΔR_{865} et ΔR_{665}

Simulations des paramètres de Stokes $Q_{\lambda}(v_{inv moy}(in, ip), in, j)$
et $U_{\lambda}(v_{inv moy}(in, ip), in, j)$ $\lambda=865\text{ nm } 665\text{ nm}$

Calcul des écarts quadratiques en polarisation $\Delta Q_{\lambda}(in)$ $\Delta U_{\lambda}(in)$

Fin de boucle sur les indices de réfraction

Choix de l'indice de refraction minimisant les écarts en polarisation

Fin de l'inversion, Ecriture des résultats,
traitement du pixel suivant

Organigramme de l'algorithme utilisant des lois de Junge

Pour chaque modèle WMO $i_{\text{mod}}=1,N$

Pour chaque réflectance d'écume $i_{\rho}=1,2,3$ $\rho=i_{\rho}*0.5*\text{valeur prédite}$

Pour l'algorithme opérationnel on considère la réflectance d'écume déterminée avec les lois de Junge

Calcul de l'épaisseur optique à 865 nm pour chaque direction d'observation $\rightarrow \delta_{865}(j)$

Moyenne de l'épaisseur optique sur l'ensemble des directions d'observation $\rightarrow \delta_{865}\text{moy}$

Simulation de la réflectance $R_{865}(j)$ pour chaque direction d'observation j

Calcul de l'écart quadratique $\Delta R_{865}(i_{\rho},i_{\text{mod}})$ entre $R_{865}\text{mes}(j)$ et $R_{865}(j)$

Simulation de la réflectance $R_{665}(j)$ pour chaque direction d'observation j

Calcul de l'écart quadratique $\Delta R_{665}(i_{\rho},i_{\text{mod}})$ entre $R_{665}\text{mes}(j)$ et $R_{665}(j)$

Fin de boucle sur la réflectance de surface

Choix de la réflectance de surface i_{ρ}^* à partir des valeurs de $\Delta R_{865}(i_{\rho},i_{\text{mod}})$ et $\Delta R_{665}(i_{\rho},i_{\text{mod}})$

Fin de boucle sur les modèles

Algorithme utilisant des modèles WMO. La boucle sur l'écume n'intervient pas en opérationnel car on utilise la valeur fournie avec les lois de Junge. Au calcul de l'épaisseur optique à 865 nm, on peut ajouter celui de l'épaisseur optique à 665 nm pour l'évaluation du coefficient d'Angström apparent. Dans ce cas, on sélectionnera les modèles d'aérosol tels que coefficients d'Angström

intrinsèque et apparent soient les plus proches. Nous montrons dans le Chapitre 3 que ce choix est équivalent à celui que l'on fait avec les écarts quadratiques.

Choix de M modèles minimisant $\Delta R_{865}(ip^*, imod)$ et $\Delta R_{665}(ip^*, imod)$

Pour les M modèles retenus avec la dépendance spectrale entre 865 nm et 665 nm

Simulation des paramètres de Stokes pour chaque direction d'observation j
-> $Q_{865}(j)$ $U_{865}(j)$

Calcul des écarts quadratiques sur les paramètres de Stokes
-> ΔQ_{865} ΔU_{865}

Fin de boucle sur les M modèles retenus

Choix du modèle minimisant les écarts en réflectance et en polarisation

Suite de l'algorithme utilisant les modèles WMO. L'évaluation des écarts quadratiques permettra, en plus de choisir un modèle adéquat, de comparer la qualité de la restitution avec les résultats provenant des autres algorithmes.

selection d'une direction privilégiée j_{priv}

Pour chaque indice de réfraction n

Pour la direction privilégié $j=j_{priv}$ et tous les modèles (r_i, σ_j) de la grille d'indice n

Calcul de l'épaisseur optique à 865 nm et simulation de la réflectance correspondante à 665 nm

Fin pour tous les modèles de la grille

Recherche des intervalles $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$ tels que $R_{665sim}(\sigma_j, r_i) < R_{665mes}(j) < R_{665sim}(\sigma_j, r_{i+1})$

Pour chaque intervalle $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$ retenu nous ajouterons à la liste des intervalles $[\sigma_j; r_{i-1}, r_i]$ et $[\sigma_j; r_{i+1}, r_{i+2}]$

Pour toutes les directions d'observation j hors Glitter
Calcul de l'épaisseur optique à 865 nm et simulation de la réflectance à 665 nm pour les modèles (σ_j, r_{i-1}) (σ_j, r_i) (σ_j, r_{i+1}) (σ_j, r_{i+2})

Pour chaque ligne d'écart type où il existe un encadrement possible de $R_{665mes}(j_{priv})$

Pour chaque direction d'observation j

Organigramme de l'algorithme utilisant des lois log-normales. La direction privilégiée est choisie parmi les direction hors glitter. Nous considérerons alors celle qui présente une luminance maximale, donc moins affectée par le bruit radiométrique. Cette direction unique permet de

sélectionner rapidement un lot de modèles ou d'intervalles $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$. Sur ce lot d'intervalles, nous mènerons une inversion plus précise en considérant l'ensemble des conditions d'observation.

Recherche parmi $[\sigma_j; r_{i-1}, r_i]$ $[\sigma_j; r_i, r_{i+1}]$ $[\sigma_j; r_{i+1}, r_{i+2}]$ de l'intervalle permettant l'encadrement de $R_{665\text{mes}}(j)$

Calcul dans cet intervalle du rayon efficace et de l'épaisseur optique associée par la méthode de la corde en calculant par interpolation entre r_i et r_{i+1} $R_{865}(\text{Reff}, d_{865})$ et $R_{665\text{sim}}(\text{Reff})$.

-> $\text{Reff}(\text{in}, \sigma_j; r_i, r_{i+1}, j)$ et $\delta_{865}(\text{in}, \sigma_j; r_i, r_{i+1}, j)$

Fin pour chaque direction d'observation j

Calcul du rayon efficace moyen et de l'épaisseur optique moyenne pour l'intervalle défini par σ_j

-> $\text{Reffmoy}(\sigma_j; r_i, r_{i+1})$

-> $\delta_{865\text{moy}}(\sigma_j; r_i, r_{i+1})$

Recalcul par optimisation suivant les moindres carrés de l'épaisseur optique :

-> $\delta_{865\text{opt}}(\sigma_j; r_i, r_{i+1})$ -> $\Delta R_{865}(\sigma_j; r_i, r_{i+1})$

Suite de l'algorithme de classe 2, page suivante.

Simulation des réflectances à 665 nm pour le modèle défini par $\text{Reffmoy}(\sigma_j; r_i, r_{i+1})$ et l'épaisseur optique $\delta_{865\text{opt}}(\sigma_j; r_i, r_{i+1})$
-> $R_{665\text{simopt}}(\text{in}, \sigma_j; r_i, r_{i+1}, j)$

Calcul des écarts quadratiques entre les réflectances simulées à 665 nm et celles qui sont mesurées -> $\Delta R_{665}(\text{in}, \sigma_j; r_i, r_{i+1})$

Simulation par interpolation entre r_i et r_{i+1} des paramètres de Stokes Q et U

-> $Q_{865}(\text{in}, \sigma_j; r_i, r_{i+1}, j)$ et $U_{865}(\text{in}, \sigma_j; r_i, r_{i+1}, j)$

-> $Q_{665}(\text{in}, \sigma_j; r_i, r_{i+1}, j)$ et $U_{665}(\text{in}, \sigma_j; r_i, r_{i+1}, j)$

Calcul des écarts quadratiques sur les paramètres de Stokes Q et U

-> $\Delta Q_{865}(in, \sigma_j; r_i, r_{i+1}) \Delta U_{865}(in, \sigma_j; r_i, r_{i+1})$

-> $\Delta Q_{665}(in, \sigma_j; r_i, r_{i+1}) \Delta U_{665}(in, \sigma_j; r_i, r_{i+1})$

Fin de boucle sur les intervalles retenus

Fin de boucle sur les indices de réfraction

Choix avec les écarts en réflectance et en polarisation du meilleur indice de réfraction et de la meilleure granulométrie

=> indice de réfraction, σ_{eff} , R_{eff}

Organigramme de l'algorithme de CLASSE 2 utilisant des lois log-normales pour représenter la granulométrie.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - Coakley, Jr., J.A., R. Cess, and F.B. Yerevich (1983) : The effect of tropospheric aerosols on the earth's radiation budget : A parameterization for climate models, *J. Atmos. Sci.*, 40, 116 - 138.
- 2 - Coakley, Jr., J.A., and R.Cess (1985) : Response of the NCAR community climate model to the radiative forcing by the naturally occurring tropospheric aerosol, *J. Atmos. Sci.*, 16, 1677 - 1692.
- 3 - Cox C., and W. H. Munk (1954) : The measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *J. Opt. Soc. Amer.*,44, 63-78.
- 4 - D'Almeida, Koepke, and Shettle (1991), *Atmospheric aerosol. Global climatology and radiative characteristics*, A. Deepak Pub, Hampton, Virginia, 561 pp.
- 5 - Davies C.N. (1974) : Size distribution of atmospheric particules, *J. Aerosol Sci.*, 5, 293 - 300.
- 6 - Dermeindjan, D. (1969), *Electromagnetic scattering on spherical dispersions*, Elsevier, New-York, 290 pp.
- 7 - Deschamps P.Y., F.M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J.C.. Buriez, and G. Sèze (1994)., *The POLDER Mission : Instrument characteristics and scientific objectives*, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 32, 598-615,
- 8 - Deuzé J.L. (1993) : *Apport de la polarisation à la caractérisation des aérosols. Préparation de l'expérience POLDER. Thèse d'habilitation à diriger des recherches en sciences physiques.* Université des sciences et technologies de Lille. France.
- 9 - Deuzé J.L., M. Herman, and R. Santer (1989), *Fourier Series expansion of the transfer equation in the atmosphere ocean system*, *J. Quant, Spectr. Rad. Transfer*, 41, 483-494.

10 - Deuzé J.L., C. Devaux, M. Herman, R. Santer, J.Y. Balois, L. Gonzalez, P.Lecomte, and C. Verwaerde (1989) : Photopolarimetric observations of aerosols and clouds from balloon. *Remote Sens. Environ.*, 29, 93-109.

11 - Garcia, R.D.M., and C.E. Siewert, 1986: A generalized spherical harmonics solution for radiative transfer models that include polarization effects. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer*, 36, 401-423.

12 - Goloub Ph., J.L. Deuze, M. Herman, and Y. Fouquart (1994) : Analysis of the POLDER airborne polarization measurements performed over cloud covers. *Geosc. Remote Sensing* 32, 78-88.

13 - Goloub Ph. (1992) : Modèle radiométrique du polarimètre imageur grand champ POLDER. Analyse des observations en lumière polarisée. Thèse de l'Université des Sciences de Lille. France. pp 557-560.

14 - Gordon H. R., and M. Wang (1994), Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS :A preliminary algorithm, *Appl. Opt.*, 33, 442-453.

15 - Hänel G.(1976), The properties of atmospheric aerosol particles as functions of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air, *Adv. Geophys.*, 19, 77-188.

16 - Hansen J., L.D. Travis (1974) : Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16, 527-610.

17 - Herman M., J.Y. Balois, L. Gonzalez, P. Lecomte, J. Lenoble, R. Santer, and C. Verwaerde (1986), Stratospheric aerosol observations from a balloon-borne polarimetric experiment, *Appl. Opt.* 15:3573-3584.

18 - Junge C.E. (1952) : Gestzmäßigkeiten in der Größenverteilung atmosphärischer aerosole über dem Kontinent, Ber. D. Wetterd. US - Zone, Nr. 35, 261 - 277.

19 - Koepke P. (1984) : Effective reflectance of oceanic white caps. Applied Optics, 20, 34.

20 - Legrand M. (1990) : Etude des aérosols sahariens au-dessus de l'Afrique à l'aide du canal à 10 microns de METEOSAT : Visualisation, Interprétation et modélisation. Thèse d'état de l'Université des Sciences et Techniques de Lille.

21 - Legrand M., J.J. Bertrand, M. Desbois, L. Menenger, and Y. Fouquart (1989) : The potential of infrared satellite data for the retrieval of Saharan-dust optical depth over Africa. Journal of Applied Meteorology, 28 (4): 309-318.

22 - Lenoble J. (1993) : Atmospheric Radiative Transfer. A, Deepak Pub., Hampton, Virginia.

23 - Mishchenko M.I., and L.D. Travis (1994) : Light scattering by polydispersions of randomly oriented spheroids with sizes comparable to wavelengths of observation. Appl. Opt. 33, 7206-7225

24 - Mishchenko M.I., L.D. Travis, A.A. Lacis, and Barbara E. Carlson (1994) : Satellite Remote sensing of nonspherical tropospheric aerosol. Submitted to SPIE Proceedings 2311, Atm. Sens. and Model., Ed. R. Santer.

25 - Plana Fattori A. (1994) : Simulation de l'impact de l'aérosol désertique sur les températures de surface du sol et sur les luminances émergentes de la planète dans la région spectrale 10.5 - 12.5 microns. Application à l'interprétation de l'imagerie météosat-IR. Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

26 - RAO, C.R.N, L.L. Stowe, E.P. Mc Clain, and J.Sapper (1987) : Development and application of aerosol remote sensing with AVHRR data from the NOAA Satellites, In Aerosol and Climate (P.V. Hobbs and M.P. Mc Cormick, eds.), A. Deepak Publishing, Hampton, VA, USA. 69 - 79.

27 - Roger, J.C., 1991 : Etudes spatiales en lumière polarisée. Préparation de l'instrument POLDER. Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille - Laboratoire d'Optique Atmosphérique.

28 - Shettle, E.P., and R.W. Fenn (1979) : Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties, AFGL - TR - 79 - 0214. Environmental Research Paper No 675, 94 pp.

29 - Tanré D., P.Y. Deschamps, C. Devaux, and M. Herman (1988) : Estimation of Saharan aerosol optical thickness from blurring effects in Thematic Mapper data. J. Geoph. Res., 93. 15955-64.

30 - Tanre D., C. Deroo, P. Duhaut, M. Herman, J.J. Morcrette, J. Perbos and P.Y. Deschamps. (1990) : Technical note. Description of a computer code to simulate the satellitesignal in the solar spectrum : the 5S code.Int. J. Remote Sensing 11, 659-668.

31 - Morel A., K.J. Voss, and B. Gentili (1995) : Bidirectional reflectance of oceanic waters: A comparison of modeled and measured upward radiance fields. J. Geophys. Res. 100, 13143-13150.

32 - Frouin R., M. Schwindling, and P.Y. Deschamps (1994) : Spectral reflectance of sea foam in the visible and near-infrared : In-situ measurements and implications for remote sensing of ocean color and aerosols. Submitted to the "Journal of Geophysical Research". Nov. 1994.



33 - Schwindling M. (1995) : Modèles et mesures pour l'observation spatiale de la couleur de l'océan: diffusion atmosphérique par les aérosols et réflexion de surface par l'écume. Thèse de Docteur de l'Université des Sciences et Technologies de Lille - Laboratoire d'Optique Atmosphérique -15 septembre 1995.