

50376
1991
172

THESE

présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

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

par
Jean-Claude ROGER



ETUDES SPATIALES EN LUMIERE POLARISEE. PREPARATION DE L'INSTRUMENT POLDER.

Soutenue le 22 Juillet 1991 devant la commission d'examen:

Membres du jury

M.	A. DOLLFUS	Astronome titulaire de l'Observatoire de PARIS	Président
M.	M. HERMAN	Professeur à l'USTLFA	Rapporteur
M.	M. LEROY	Directeur du département Q.I./CNES à TOULOUSE	Rapporteur
Mme	J. LENOBLE	Professeur à l'USTLFA	
M.	R. SANTER	Maitre de conférence à l'USTLFA, directeur de thèse	
M.	V. VANDERBILT	Senior research scientist à la NASA/Moffett Field (USA)	

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

A toi, dominique,
qui a su me soutenir jusqu'au bout et en toutes circonstances.
Puisse un jour proche que je comprenne et réalise l'étendue de ton action.

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille-Flandres-Artois, dirigé par Monsieur *Maurice Herman*, Professeur. J'aimerais lui exprimer ma profonde reconnaissance pour l'accueil qu'il m'a fait au sein de son équipe, pour ses précieuses compétences qu'il a su me faire profiter et pour le rôle de rapporteur qu'il a bien voulu tenir.

Monsieur *Richard Santer*, Maître de conférence de l'Université de Lille, a eu le mérite de diriger mes travaux pendant ces longues années. Je tiens à le remercier vivement et à lui exprimer tout ma gratitude pour ses multiples conseils et encouragements qui ont été déterminants pour que ce travail se déroule dans les meilleures conditions.

Je suis très honoré que Monsieur *Audouin Dollfus*, Astronome titulaire de l'Observatoire de Paris-Meudon, ait accepté la présidence de mon jury de Thèse. Qu'il en soit remercié sincèrement.

Monsieur *Marc Leroy*, du Centre National d'Etudes Spatiales à Toulouse, a toujours témoigné un vif intérêt tout au long de cette thèse. Il a, de plus, accepté la lourde tâche de rapporteur. J'en suis très flatté, qu'il soit assuré de ma profonde gratitude.

J'éprouve une profonde reconnaissance envers Madame *Jacqueline Lenoble*, Professeur à l'Université de Lille et fondatrice du Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Je suis très honoré qu'elle ait accepté de juger mon travail.

Je suis très touché par la présence de Monsieur *Vern Vanderbilt*, Senior Research Scientist à la NASA, au sein du jury. Je l'en remercie sincèrement.

Je ne peux oublier dans mes remerciements Monsieur *Jean-Luc Deuzé*, maître de conférence à l'Université de Lille, qui s'est montré disponible en toutes occasions (et elles étaient nombreuses!!) et a montré le plus vif intérêt à l'égard de mon travail. L'aide très précieuse, qu'il m'a accordée avec gentillesse durant ces années, a été déterminante pour l'aboutissement de ce travail. J'aimerais le remercier très sincèrement et lui exprimer toute ma gratitude.

Le rôle "d'apprenti chercheur" ne peut se concevoir sans un travail d'équipe. Cette expérience m'a permis de rencontrer et de travailler avec bon nombre des membres du Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Chacun, à sa manière, a oeuvré au bon déroulement de cette thèse. Qu'il se trouve ici remercié. Mais je pense plus particulièrement à Monsieur *Eric Vermote*, dont les multiples qualités ont permis d'éclairer ma lanterne qui parfois était bien faible. Il a joué le rôle du critique et a toujours accepté de se lancer dans de nombreuses discussions scientifiques. J'aimerais le remercier et souhaiter longue vie à notre amitié! Je tiens enfin à remercier les sympathiques informaticiens de ce laboratoire, Monsieur *Louis Gonzalez* et Madame *Christine Deroo*. Leur disponibilité et leur parfaite maîtrise du sujet informatique, associée à une grande gentillesse, m'ont permis de résoudre de nombreux problèmes informatiques inextricables.

Résumé

Etudes spatiales en lumière polarisée. Préparation de l'instrument POLDER.

Lors de ses interactions avec le système Terre-Atmosphère, le rayonnement solaire naturel se polarise. Le travail présenté ici participe aux études d'accompagnement de l'expérience POLDER. Cet instrument dédié à la mesure de la polarisation et de la bidirectionnalité du rayonnement solaire réfléchi par le système Terre-Atmosphère est actuellement retenu en phase B sur la plate-forme ADEOS de l'agence spatiale Japonaise.

Après un rappel des différentes sources de la polarisation, une première étude aborde le dépouillement de photographies originales de la Terre en lumière polarisée prises à partir de la navette spatiale Américaine. L'utilisation de références bien connues au dessus des zones océaniques claires telles que la luminance totale ou polarisée de la diffusion moléculaire, le taux de polarisation du glitter... ont permis un étalonnage approché, cohérent sur l'ensemble des scènes. La comparaison avec des modèles existants a fait apparaître des polarisations au dessus des zones désertiques ou neigeuses très faibles. Au dessus de plusieurs îles, la polarisation observée sur les sols est en bon accord avec les mesures "terrain" effectuées sur les couverts végétaux. Enfin, l'étude d'une scène côtière largement polluée a confirmé la netteté de l'information accessible sur les aérosols.

La deuxième partie du travail se consacre au développement d'un outil de calcul du signal en entrée de POLDER. Cet outil nous permet de répondre à plusieurs problèmes qui sont posés lors de la démonstration de la faisabilité du projet et de l'analyse préalable de la mission. En particulier, on traite le problème du positionnement optimal des analyseurs, du dimensionnement énergétique en entrée de l'instrument, mais aussi les précisions théoriques de l'étalonnage absolu, entrepris sur la luminance totale et sur la composante polarisée, des canaux courtes longueurs d'onde. Cet étalonnage, basé sur la diffusion moléculaire, est expérimentalement validé sur des données aéroportées.

Remote sensing in polarized light. The POLDER experiment background.

When interacting with the Earth-atmosphere system, the natural solar light gets partially polarized. This work takes part in the preliminary studies of the POLDER experiment. That instrument, proposed to the observation of the polarization and bidirectionality of the solar radiation reflected by the Earth-atmosphere system, has been selected for the B phase to fly on the Japanese platform ADEOS.

A first study investigates the analysis of the first polarization data set as measure during four missions of the American space shuttle. An in-flight calibration is performed using scenes for which the signal is well predictable. The analysis of the selected data confirms the low polarization over snow and sand. On the other hand, the measurements show the potentiality of the polarization for agricultural inventory. At last, an aerosol contamination of the atmosphere is well characterized.

The last section is devoted to the POLDER experiment preparation. A switable code was developed to optimize the instrument performances. Finally, an in-flight calibration method based on the molecular scattering both on the total radiance and on the polarized radiance was investigated and partially validated during airborne experiment.

Table des matières.

Introduction.

Chapitre UN: Généralités.

- | | | |
|-----|--|------|
| I | Définitions. | I-02 |
| II | Origines des signaux observés dans le spectre visible. | I-06 |
| III | Simulation des signaux sur mer. | I-22 |

Chapitre DEUX: Analyse des images de la Terre prises en lumière polarisée depuis la Navette spatiale Américaine.

- | | | |
|-----|-----------------------------------|-------|
| I | Introduction. | II-02 |
| II | Présentation des mesures. | II-03 |
| III | Choix et traitements des données. | II-08 |
| IV | Polarisation instrumentale. | II-18 |
| V | Mise au point d'un étalonnage. | II-22 |
| VI | Analyse dimensionnelle. | II-44 |
| VII | Conclusion. | II-62 |

Chapitre TROIS: Simulation des données POLDER en vol.

- | | | |
|-----|--------------------------------|--------|
| I | Introduction. | III-01 |
| II | Principe de mesure. | III-02 |
| III | Simulation des données POLDER. | III-07 |
| IV | Applications. | III-18 |
| V | Expérience MEDIMAR II. | III-49 |

Conclusion.

Annexes:

- Annexe A-II-1: Polarisation instrumentale.
- Annexe A-II-2: Polarisation induite par les hublots.
- Annexe A-II-3: Calcul de l'angle β .
- Annexe A-II-4: Taux de polarisation primaire.
- Annexe A-III-1: L'expérience POLDER.
- Annexe A-III-2: Orbitgraphie POLDER.
- Annexe A-III-3: Calcul des Biais d'interpolation.
- Annexe A-III-4: Luminances maximales.
- Annexe A-III-5: Luminances moyennes.
- Annexe A-III-6: Influence de la variation des réponses spectrales.

Bibliographie.

Glossaire.

Introduction

Introduction.

Lors de ses interaction avec le système Terre-Atmosphère, le rayonnement solaire naturel se polarise. L'étude de l'état de polarisation de ce rayonnement, initialisée au LOA dans les années 1970 sur les atmosphères planétaires, s'est transférée depuis une décennie à l'étude des aérosols terrestres. Les premières mesures étaient réalisées localement à partir d'une station sol. Elles se sont ensuite étendues à la couche stratosphérique depuis des ballons stratosphériques (expérience RADIBAL) et ont finalement débouché sur une première tentative de télédétection des aérosols depuis l'espace (expérience PIRAT).

La pertinence de l'utilisation a dépassé le cadre de la seule télédétection des aérosols pour s'inscrire dans le cadre multidisciplinaire de l'expérience POLDER.

Le travail présenté ici participe aux études d'accompagnement du projet. Dans un premier chapitre, on rappellera les grandeurs physiques utilisées, l'origine des interactions photons-milieu en décrivant rapidement les mécanismes de génération de la polarisation et en essayant de cerner les précisions atteintes. On décrira ensuite les modes de calcul.

Un premier regard sur une expérience de photopolarimétrie est jeté sur des photographies en lumière polarisée de la Terre prises depuis la navette spatiale Américaine. Il a d'abord fallu numériser les diapositives sélectionnées et superposer les paires d'images correspondant aux deux directions d'analyse. L'étape suivante est consacrée à l'appréciation de la qualité des données et à la mise en oeuvre de protocoles d'étalonnage. L'étalonnage sur la diffusion moléculaire est appliqué dans les canaux bleu et vert, et la tache blanche liée à la réflexion de Fresnel sur la mer (phénomène du "glitter") est utilisée pour l'inter-étalonnage. Différents thèmes d'étude sont ensuite abordés. On a regardé la signature des surfaces nues naturelles utilisées dans le programme SPOT pour l'interétalonnage des détecteurs et vérifié la faible polarisation générée par ces surfaces. On a, par contre, essayé de mettre en évidence la signature spéculaire des surfaces végétales. Enfin, on s'est attaché à caractériser un épisode de pollution atmosphérique.

L'expérience POLDER est abordée dans le chapitre 3 dans la définition d'un outil de simulation du signal incluant l'orbitographie et les modes de calcul. Une application de cet algorithme est recherchée dans le dimensionnement énergétique de POLDER principalement conditionné par le glitter. On aborde ensuite le méthode d'étalonnage sur la diffusion moléculaire. Les performances de la méthode sont d'abord traitées théoriquement sur la réflectance totale. On montre que la précision est améliorée en combinant un canal aux plus grandes longueurs d'onde pour corriger principalement le signal aérosol. On a ensuite repris cette méthode sur la composante polarisée du signal. Enfin, les concepts d'étalonnage ont été appliqués à la campagne de mesures océanographiques MEDIMAR II pour laquelle une version aéroportée de POLDER a été utilisée.

Chapitre UN

Généralités.

I. Définitions.	I-02
I-1 Paramètres de Stokes.	I-02
I-2 Loi de Malus.	I-03
I-3 Paramètres expérimentaux.	I-04
II. Origines des signaux observés dans le spectre visible.	I-06
II-1 Réflexion de Fresnel sur mer (glitter maritime).	I-07
II-1-1 Lois de Fresnel.	I-07
II-1-2 Observation océanique.	I-07
II-2 Rayonnement diffus.	I-09
II-2-1 Diffusion primaire.	I-09
II-2-2 Diffusion atmosphérique.	I-10
II-2-2-1 Diffusion Rayleigh.	I-10
II-2-2-2 Diffusion par les aérosols.	I-13
II-2-2-3 Mélange molécules-aérosols.	I-15
II-2-2-4 Conclusion.	I-15
II-2-3 Réflexion diffuse de l'eau et des surfaces solides.	I-17
II-2-3-1 Caractéristique d'une surface.	I-17
II-2-3-2 Couches marines superficielles.	I-18
II-2-3-3 Sols terrestres.	I-19
II-2-4 Diffusion par les nuages.	I-21
III Simulation des signaux sur mer.	I-22
III-1 Rayonnement diffus.	I-22
III-1-1 Equation de Transfert Radiatif (ETR).	I-22
III-1-2 Résolution de l'ETR à partir des ordres successifs de diffusion (OS).	I-23
III-2 Réflexion de Fresnel sur mer.	I-24
III-3 Représentativité des calculs.	I-25
III-3-1 Préambule.	I-25
III-3-2 Calcul des flux.	I-26
III-3-3 Précision sur le calcul de la luminance.	I-27
III-3-4 Exemple de calcul.	I-28

I) Définitions.

I-1 Paramètres de Stokes.

Soit une onde plane monochromatique se propageant dans la direction \mathbf{k} . Elle est caractérisée par son vecteur champ électrique \mathbf{E} . Dans un repère $(\mathbf{r}, \mathbf{l}, \mathbf{k})$, où \mathbf{l} et \mathbf{r} représentent deux directions du plan d'onde perpendiculaire à \mathbf{k} , le champ électrique se décompose suivant la relation (2)

$$(I-1) \quad \tilde{\mathbf{E}} = \tilde{E}_l \mathbf{l} + \tilde{E}_r \mathbf{r}$$

La solution la plus générale des équations de Maxwell est une vibration elliptique, l'extrémité du champ électrique décrivant alors une ellipse dans le plan d'onde. Les composantes du champ électrique s'écrivent

$$(I-2) \quad \begin{cases} \tilde{E}_l = E_{ol} e^{i(\omega t)} \\ \tilde{E}_r = E_{or} e^{i(\omega t + \Psi)} \end{cases}$$

où Ψ est la différence de phase entre les deux composantes.

L'état de polarisation et l'intensité de cette vibration lumineuse peuvent être caractérisés par quatre quantités de même dimension nommées paramètres de Stokes. Ils sont définis par

$$(I-3-a) \quad I = E_{ol}^2 + E_{or}^2$$

$$(I-3-b) \quad Q = E_{ol}^2 - E_{or}^2$$

$$(I-3-c) \quad U = 2 E_{ol} E_{or} \cos \Psi$$

$$(I-3-d) \quad V = 2 E_{ol} E_{or} \sin \Psi$$

En pratique, une mesure intégrée de nombreux trains d'onde incohérents entre eux, ce qui se traduit par un déphasage Ψ différent d'un train d'onde à l'autre. Donc ce que l'on mesure est la moyenne dans le temps, c'est à dire:

$$(I-4-a) \quad I = \overline{E_{ol}^2} + \overline{E_{or}^2} = \overline{E_o^2}$$

$$(I-4-b) \quad Q = \overline{E_{ol}^2} - \overline{E_{or}^2}$$

$$(I-4-c) \quad U = 2 \overline{E_{ol} E_{or} \cos \Psi}$$

$$(I-4-d) \quad V = 2 \overline{E_{ol} E_{or} \sin \Psi}$$

Des études ont montré que dans l'atmosphère l'ellipticité générée lors des interactions entre les photons et le système Terre-Atmosphère est négligeable. Le paramètre de Stokes lié à l'ellipticité de la vibration, V , est donc nul, ce qui correspond en moyenne temporelle à un déphasage Ψ nul (Deuzé et al., (6)). On dit que le rayonnement est polarisé rectilignement, sa détermination nécessite alors la connaissance des 3 paramètres I, Q et U .

I-2 Loi de Malus.

Lorsqu'une onde polarisée rectilignement, d'intensité $I_0 = (E_0)^2$, arrive sur un analyseur dont la direction de polarisation A fait un angle α avec E , seule la projection du champ parallèle à A , soit $E_0 \cos\alpha$, passe. Il en résulte que l'intensité énergétique I_0 qui arrive sur l'analyseur devient, après sa traversée:

$$(I-5) \quad I(\alpha) = I_0 \cos^2(\alpha) \quad (\text{loi de Malus})$$

Reprenons l'expression du champ électrique décomposé suivant l et r (relation I-2). En vertu de la loi de Malus, le champ électrique après traversée de l'analyseur s'écrit:

$$(I-6) \quad \tilde{E} = (E_{ol} \cos\alpha + E_{or} \sin\alpha e^{i\delta}) e^{i\omega t} A$$

D'un point de vue opérationnel, l'éclairement énergétique reçu par un capteur (c'est à dire la densité de flux énergétique reçue) situé en amont de l'analyseur A dans un plan parallèle au plan d'onde est donné par le module du vecteur de Poynting. Dans le cas d'une onde plane et d'un capteur situé dans le vide, l'éclairement est donné (en Watt $m^{-2} \mu m^{-1}$) par la relation

$$(I-7) \quad \xi = \frac{c \epsilon_0}{2} \tilde{E} \tilde{E}^*$$

où \tilde{E}^* est le complexe conjugué de \tilde{E} , ϵ_0 la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière.

Pour notre onde plane polarisée rectilignement, on obtient, en fonction des 3 paramètres de Stokes, l'éclairement

$$(I-8) \quad \xi = \frac{c \epsilon_0}{4} \{ I + Q \cos 2\alpha + U \sin 2\alpha \}$$

D'un point de vue pratique, on peut imaginer, par exemple, de déterminer les paramètres de Stokes en positionnant l'analyseur selon trois directions particulières, ou en utilisant 3 analyseurs

$$\begin{aligned}
 \alpha = 0^\circ & \quad \xi = \frac{c \varepsilon_0}{4} \{ I + Q \} \\
 \alpha = 90^\circ & \quad \xi = \frac{c \varepsilon_0}{4} \{ I - Q \} \\
 \alpha = 45^\circ & \quad \xi = \frac{c \varepsilon_0}{4} \{ I + U \}
 \end{aligned}
 \tag{I-9}$$

La somme des deux premières mesures donne I, leur différence Q. Connaissant I, on déduit facilement U de la troisième mesure.

I-3 Paramètres expérimentaux.

Il est commode de considérer une lumière quelconque comme la superposition de lumière naturelle (d'intensité I_{nat}) et de lumière polarisée (d'intensité I_{pol} et de direction de polarisation caractérisée par l'angle χ entre la direction de polarisation, \mathbf{E} , et le vecteur \mathbf{l}). On a alors à priori

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{\text{nat}} \\ Q_{\text{nat}} \\ U_{\text{nat}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} I_{\text{pol}} \\ Q_{\text{pol}} \\ U_{\text{pol}} \end{pmatrix}
 \tag{I-10}$$

Pour la lumière naturelle, aucune corrélation n'existe entre les trains d'onde, par conséquent, en moyenne temporelle, les amplitudes E_{o1} et E_{or} sont identiques et $\cos \Psi$ vaut 0. Ce qui entraîne Q_{nat} et U_{nat} égaux à zéro.

Pour la composante polarisée, les deux vibrations \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_r sont en phase, Ψ vaut donc 0, et d'après les relations (I-4) on a

$$\text{(I-11-a)} \quad Q_{\text{pol}} = I_{\text{pol}} \cos 2\chi$$

et

$$\text{(I-11-b)} \quad U_{\text{pol}} = I_{\text{pol}} \sin 2\chi$$

Finalement, pour une lumière partiellement polarisée rectilignement, les paramètres de Stokes s'écrivent:

$$\begin{aligned}
 I &= I_{\text{nat}} + I_{\text{pol}} = I_{\text{tot}} \\
 Q &= I_{\text{pol}} \cos 2\chi \\
 U &= I_{\text{pol}} \sin 2\chi
 \end{aligned}
 \tag{I-12}$$

Les paramètres expérimentaux s'obtiennent alors en inversant les relations (I-12). On a:

	L'intensité totale	$I_{\text{tot}} = I$
(I-13)	L'intensité polarisée	$I_{\text{pol}} = \sqrt{Q^2 + U^2}$
	La direction du plan de polarisation	$\text{tg}(2\chi) = \frac{U}{Q}$

D'un point de vue expérimental, l'éclairement énergétique reçu par un capteur placé parallèlement à l'analyseur (supposé parfait) s'écrit, cf relation I-8,

$$(I-14) \quad \xi = \frac{c \epsilon_0}{2} \left\{ \frac{I_{\text{nat}}}{2} + I_{\text{pol}} \cos^2(\chi - \alpha) \right\}$$

avec un maximum lorsque $\alpha = \chi$ et un minimum lorsque $\alpha = \chi + 90^\circ$.

Cas du rayonnement solaire.

La lumière issue du soleil est une lumière naturelle, les paramètres de Stokes s'écrivent alors:

$$(I-15) \quad \widetilde{\mathbf{E}}_s = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

où E_s représente l'éclairement solaire hors atmosphère.

II) Origines des signaux observés dans le spectre visible.

Les signaux observés dans l'atmosphère résultent de mécanismes de diffusion et de réflexion. Ils sont issus principalement de:

- la *réflexion de Fresnel*
elle traduit la réflexion des photons par la **surface** des sols (interface air-sol).
- la *diffusion atmosphérique*
elle résulte de l'interaction entre les photons et les particules en suspension dans l'atmosphère,
- la *réflexion diffuse*
elle rend compte de la diffusion des photons incidents par la **structure interne** des sols,

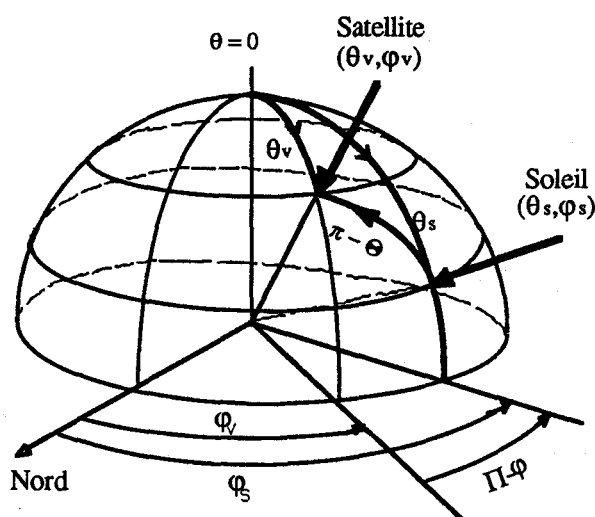
On se propose dans cette partie de faire une revue de ces différents mécanismes en analysant les polarisations qu'ils génèrent. La variabilité des signaux mis en évidence sera prise en compte de façon rudimentaire pour la Navette Spatiale et d'une manière beaucoup plus précise pour l'instrument POLDER lors des différentes procédures d'étalonnage. C'est pourquoi, pour une vision plus large, nous signalerons les applications éventuelles des différents signaux à un étalonnage. Mais, avant toute chose, précisons les conditions géométriques de l'observation.

Les angles zénithaux et azimutaux sont notés (φ_s, θ_s) et (φ_v, θ_v) respectivement pour le soleil et le satellite (cf Figure I-1). A partir de ces angles, on définit l'angle de diffusion Θ par la relation

$$(I-16) \quad \cos \Theta = -\mu_s \mu_v - \sqrt{1 - \mu_s^2} \sqrt{1 - \mu_v^2} \cos(\varphi_s - \varphi_v)$$

avec $\mu = \cos \theta$

Figure I-1: Conditions géométriques de l'observation.



II-1 Réflexion de Fresnel sur mer ("glitter" maritime).

Ce phénomène de réflexion pure résulte de la réflexion du faisceau solaire incident sur l'**interface air-mer** (communément appelé "glitter"). Le rayonnement ("direct") est atténué par sa double traversée de l'atmosphère mais reste malgré tout prépondérant dans le signal. Cette réflexion se calcule mathématiquement à partir des *lois de Fresnel*. L'énergie se distribue autour de la direction spéculaire avec une "tache" d'étendue spatiale plus ou moins grande suivant la rugosité de la surface ; la répartition est indépendante de la longueur d'onde.

II-1-1 lois de Fresnel

La réflexion spéculaire s'applique aux surfaces planes et est régie par les lois de Fresnel.

Soit un rayonnement incident caractérisé par les paramètres de Stokes (I_0, Q_0, U_0) ; la condition de réflexion spéculaire permet de définir le faisceau réfléchi (I, Q, U) par :

$$(I-17) \quad \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_1(i) & r_2(i) & 0 \\ r_2(i) & r_1(i) & 0 \\ 0 & 0 & r_3(i) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \end{pmatrix} = \overline{R(i)} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \end{pmatrix}$$

où i est l'angle d'incidence,

$r_1(i)$ le coefficient de réflexion (traduit la fraction d'énergie réfléchie),

r_x dépendent de l'indice de réfraction et de l'angle d'incidence.

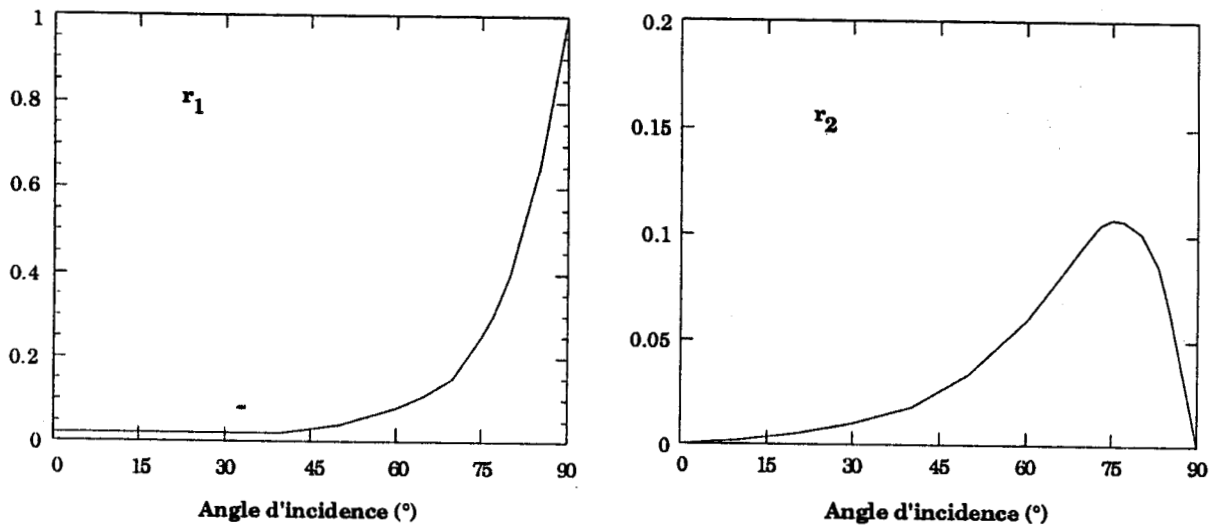
Les deux matrices de Stokes sont définies par rapport à des vecteurs respectivement parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence.

II-1-2 Observation océanique. -

On a reporté Figure I-2, les coefficients r_1 et r_2 pour le cas d'un dioptré air-eau.

Le coefficient de réflexion r_1 reste d'environ 2% jusqu'à des incidences de 45°. La figure I-3 donne le taux de polarisation du rayonnement réfléchi. Il est maximum sous une incidence de Brewster i_b ($i_b = \arctg m = 53^\circ$; où m est l'indice de réfraction).

Figure I-2: Coefficients de Fresnel r_1 et r_2 .



Le phénomène de réflexion pure ne dépend que de l'indice de réfraction. Il est donc spectralement blanc. On voit alors qu'un étalonnage inter-bande est possible sur cette composante du signal (cf Figure I-4). Toutefois, on observe sur la figure I-4 que le facteur de réflectance est fortement lié à la vitesse du vent, c'est à dire à l'état de surface de la mer (4). Par contre, le taux de polarisation, qui est maximum pour une incidence proche de Brewster ($\cong 53^\circ$), y est insensible (cf paragraphe III-2).

Figure I-3: Taux de polarisation du rayonnement réfléchi.

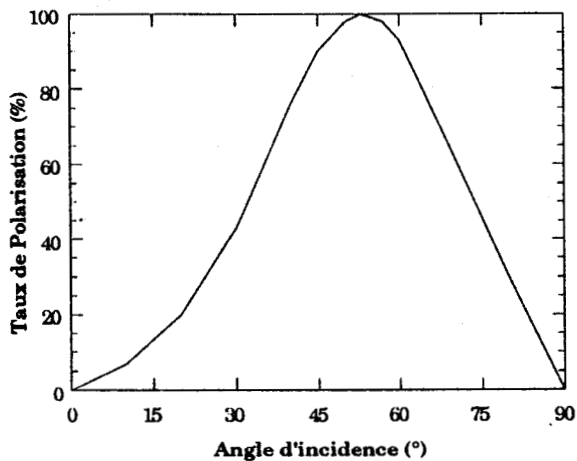
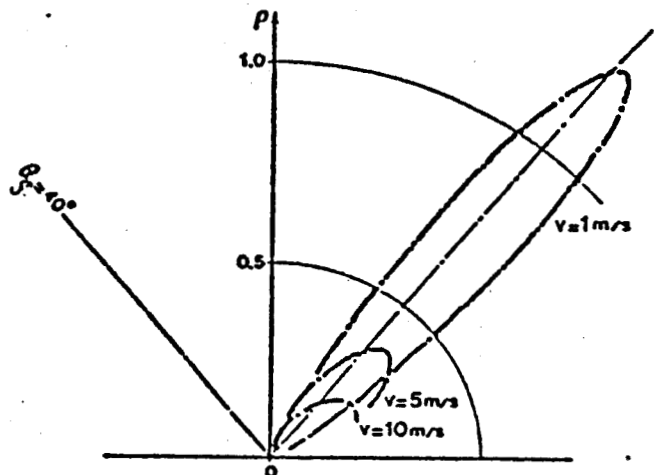


Figure I-4 : Indicatrices de réflectance du glitter, $\theta_s = 40^\circ$
(d'après le modèle de Cox et Munk (4))



II-2 Rayonnement diffus.

Le rayonnement extrait du faisceau solaire par diffusion est redistribué dans toutes les directions avec une intensité variable selon l'obstacle rencontré.

Au premier ordre, on peut considérer que les photons ne subissent qu'une seule diffusion lors de leur transit dans l'atmosphère. Cette approximation de la *diffusion primaire* s'applique tout particulièrement au cas d'une atmosphère claire (ou optiquement faible) pour laquelle les signaux "primaires" constituent une part très importante du signal total. Toutefois, si on veut être plus précis, on doit tenir compte des *diffusions multiples*. De façon générale, elles n'ont qu'un poids très faible sur la diffusion moléculaire et dépolarisent le signal dans les autres cas.

II-2-1 Diffusion primaire.

Si on considère la diffusion primaire, les paramètres de Stokes du rayonnement diffusé (I,Q,U) sont **directement** reliés aux paramètres de Stokes du rayonnement solaire incident ($E_s, 0, 0$) par la *matrice de Phase* et par l'*épaisseur optique*.

* Pour des molécules ou des particules sphériques, la matrice de phase s'exprime en fonction de l'angle de diffusion par:

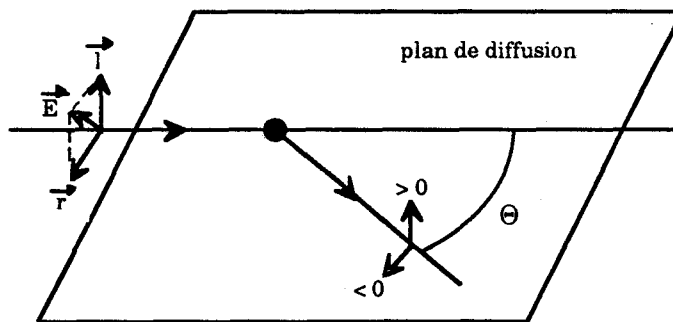
$$(I-18) \quad \tilde{P}(\Theta) = \begin{pmatrix} p(\Theta) & q(\Theta) & 0 \\ q(\Theta) & p(\Theta) & 0 \\ 0 & 0 & u(\Theta) \end{pmatrix}$$

On voit que le calcul de la luminance I fait intervenir le seul terme $p(\Theta)$, il est appelé *fonction de phase*. On définit, par ailleurs, le *taux de polarisation primaire* par:

$$(I-19) \quad P_{\text{prim}} = \frac{q(\Theta)}{p(\Theta)}$$

où le signe indique la direction du plan de polarisation par rapport au plan de diffusion (respectivement \perp ou \parallel si le signe est >0 ou <0 , cf Figure I-5).

Figure I-5: Signe du taux de polarisation lors de la diffusion d'un photon par une particule.



* L'épaisseur optique δ d'un milieu diffusant exprime l'abondance optiquement active des particules dans ce milieu, elle est calculée, par rapport au sommet de la couche, à partir des propriétés optiques des particules et de leur abondance. Elle est donnée en fonction de la section efficace d'extinction σ par

$$(I-20) \quad \delta(\lambda) = \int_{\text{sol}}^{\infty} N(z) \sigma_{\lambda}(z) dz$$

où $N(z)$ est le nombre de particule par unité de volume à l'altitude z .

II-2-2 Diffusion atmosphérique.

II-2-2-1 Diffusion Rayleigh.

La diffusion Rayleigh s'applique aux particules dont la taille est très inférieure à la longueur d'onde du rayonnement. C'est, en particulier, le cas des molécules.

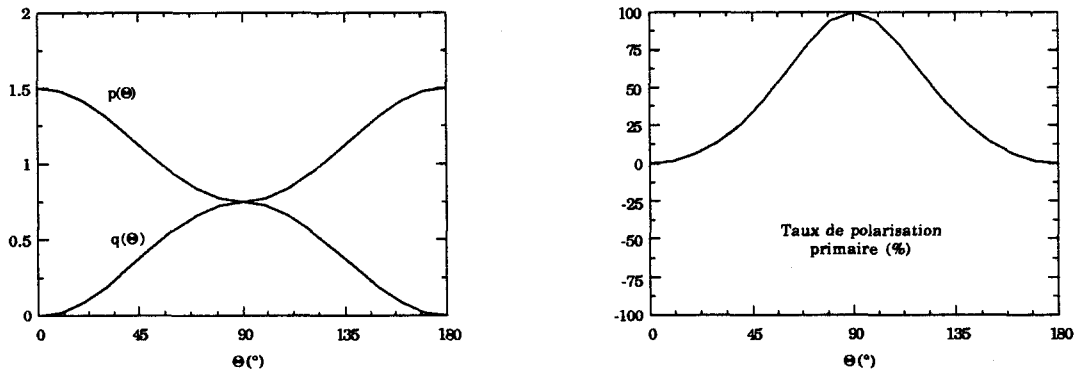
II-2-2-1-1 Matrice de phase.

Les termes de la matrice de phase se calculent précisément par les expressions:

$$(I-21) \quad \begin{aligned} p(\Theta) &= \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \Theta) \\ q(\Theta) &= \frac{3}{4} (1 - \cos^2 \Theta) \\ u(\Theta) &= -\frac{3}{2} (\cos \Theta) \end{aligned}$$

Les fonctions $p(\Theta)$, $q(\Theta)$ et le taux de polarisation primaire sont représentés Figure I-6 (respectivement a, a et b). L'énergie diffusée est 2 fois plus forte en diffusion avant ($\Theta=0^\circ$) et arrière ($\Theta=180^\circ$), mais le tracé du taux de polarisation primaire montre que le rayonnement diffusé perpendiculairement au faisceau incident ($\Theta=90^\circ$) est totalement polarisé. Il est de signe positif, le rayonnement moléculaire polarisant perpendiculairement au plan de diffusion.

Figure I-6: Représentation des termes $p(\Theta)$ et $q(\Theta)$ de la matrice de phase des molécules (a).
Taux de polarisation primaire associé (b).



En conclusion, on voit que les mécanismes de diffusion moléculaire sont gérés théoriquement avec une très grande précision à condition que l'épaisseur optique moléculaire soit parfaitement connue. Cette connaissance fait de la diffusion moléculaire un "candidat" potentiel pour un étalonnage absolu.

II-2-2-1-2 Epaisseur optique moléculaire.

Elle est donnée, en utilisant la relation (I-20), par

$$(I-22) \quad \delta_{ray}(\lambda) = \frac{8 \Pi^3}{3 N_{STP} \lambda^4} \frac{6 + 3\gamma}{6 - 7\gamma} \frac{T_{STP}}{P_{STP}} (n_{STP}^2 - 1)^2 \int_{sol}^{\infty} \frac{P(z)}{T(z)} dz$$

où $P(z)$ et $T(z)$ représentent respectivement la pression et la température à l'altitude z ,
 N le nombre de molécule par unité de volume,
 γ le facteur de dépolarisation,
 n l'indice de l'air.

On voit que l'épaisseur optique varie en λ^{-4} , le signal moléculaire s'éteint donc rapidement.

La précision avec laquelle δ_{ray} est connue est primordiale pour les bilans d'erreur relatifs aux étalonnages absolus. Elle dépend principalement de l'incertitude sur la détermination de l'indice de l'air, sur la connaissance du facteur de dépolarisation et sur l'intégration du profil Pression-Température.

De nombreuses tentatives ont été entreprises pour tabuler δ_{ray} en fonction de la longueur d'onde (Teillet, (39)). Les résultats bruts des diverses formulations obtenues présentent une dispersion relativement importante (3 à 4%).

Toutefois, on peut se poser la question de la représentativité d'expressions datant d'une, voire plusieurs, décennies. Si on ne garde que les formulations de ces 10 dernières années, l'erreur sur la détermination de δ_{ray} devient alors inférieure à 1%. Les seuls paramètres de calcul susceptibles alors d'induire une erreur sont le facteur de dépolarisation et le profil Pression-Température.

- D'un point de vue historique, le facteur de dépolarisation a été donné par Penndorf (1957, {49}) et Elterman (1968, {50}). Ils préconisaient une valeur de $\gamma=0.0350$. Plus tard, Hoyt (1977, {51}) a publié de nouveaux résultats indiquant un γ de 0.0139. Cependant en 1980, Young [52] a corrigé cette valeur en tenant compte de la diffusion Raman (mouvement de rotation et de vibration des molécules), et a obtenu une valeur de 0.0279. Depuis lors, cette valeur fait figure de référence.

- On considère que l'atmosphère est en équilibre hydrostatique. On relie souvent δ directement à la pression au sol. Nous avons cherché à exprimer si cette hypothèse n'induisait pas des biais significatif sur le calcul de δ_{ray} . On a donc calculé δ_{ray} en intégrant sur plusieurs profils typiques (définis par la WMO). Si l'hypothèse est vérifiée, alors le rapport δ_{ray}/P_{sol} est constant. Les résultats des calculs sont reportés Tableau I-1 pour une longueur d'onde de 500 nm. Pour comparer ces résultats, on a ramené les épaisseurs optiques à une même pression au sol (1013 mbars). On a parallèlement indiqué les écarts à la valeur moyenne.

Tableau I-1: Epaisseur optique Rayleigh à 550 en fonction du profil Pression-Température.

	US62	Mid latitude Summer	Mid latitude Winter	Subartic Summer	Subartic Winter	Tropical
δ_{ray}^*	.14154	.14164	.14203	.14144	.14248	.14177
écart	-0.19%	-0.12%	+0.15%	-0.28%	+0.46%	-0.03%

On voit que les écarts sont très faibles et on peut donc raisonnablement considérer que l'erreur sur le profil Pression-Température n'est reliée qu'à la méconnaissance de la *pression au sol*.

La pression au sol présente plusieurs types d'oscillations:

- *les variations diurnes*

elles sont très faibles et sont souvent masquées par les variations irrégulières dans les régions tempérées, elle est par contre un peu plus nette dans les pays tropicaux. Mais finalement, on peut la négliger (<1mb),

- *les variations spatiales*

elles sont pondérées par la présence d'anticyclones et de dépressions. Les données climatologiques montrent que les zones dépressionnaires et les cellules anticycloniques sont géographiquement stables (surtout dans l'hémisphère sud),

- les variations saisonnières

les mêmes données montrent aussi que la pression au sol oscille de ± 5 mbar sur les zones anticycloniques autour d'une valeur moyenne de 1030 mbar et de façon beaucoup plus importante sur les zones dépressionnaires.

Finalement, en considérant la valeur du facteur de dépolarisation exacte, on voit que l'incertitude sur le calcul de l'épaisseur optique moléculaire ne dépend pratiquement que de la pression au sol. Celle-ci est stable à quelques millibars près sur les zones de hautes pressions. On peut donc estimer que, sur ces zones, l'épaisseur optique est déterminée avec une précision moyenne de 1%, ce qui en terme de pression au sol correspond à 10 mbars.

II-2-2-2 Diffusion par les aérosols.

La diversité des aérosols est, de par le monde, très grande. Leur genèse dépend essentiellement du type de surface qu'elles surplombent (aérosols continentaux, maritimes, désertiques...) ou de conditions atmosphériques particulières (aérosols urbains).

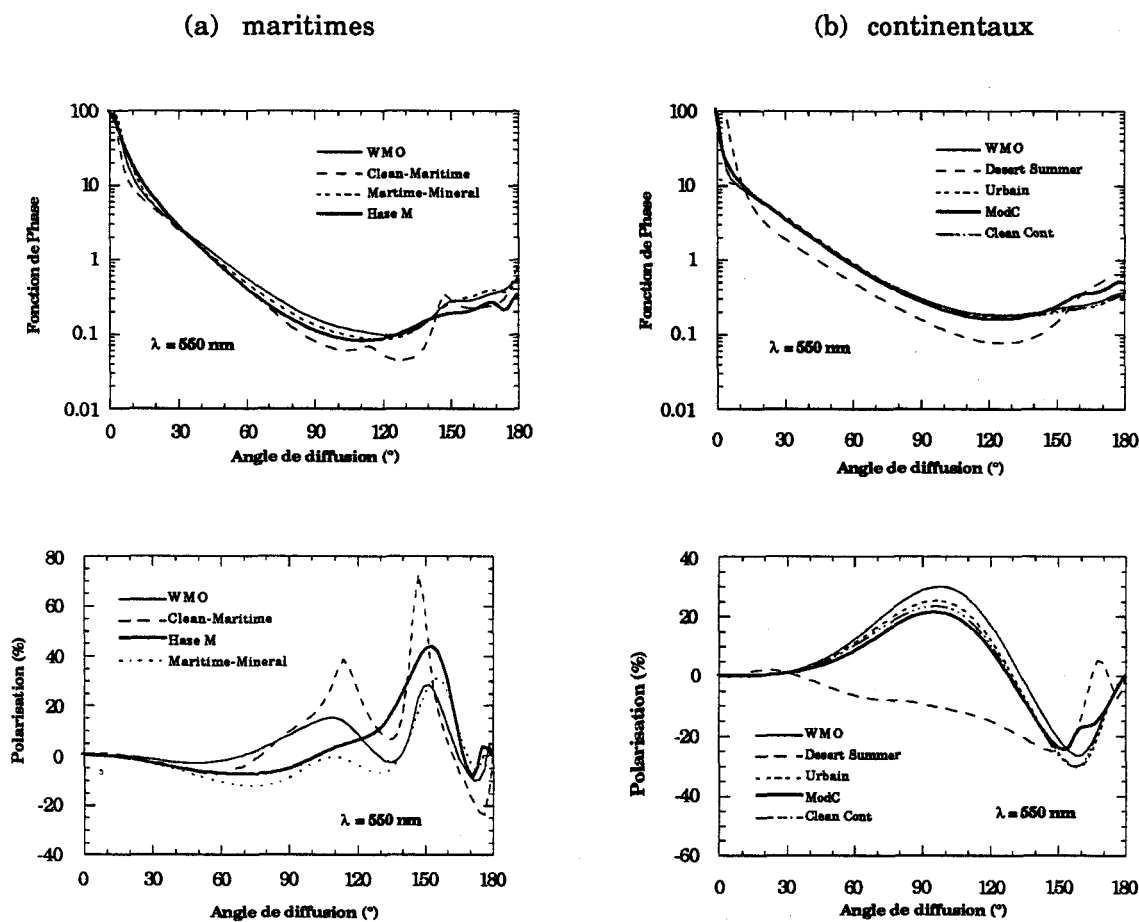
En première approximation, les aérosols sont supposés sphériques, et à condition que leur taille ne soit pas trop grande devant la longueur d'onde (de l'ordre du micron), on peut appliquer la théorie de Mie (la diffusion Rayleigh constitue un cas limite de cette théorie).

II-2-2-2-1 Nature des aérosols.

Les termes de la fonction de phase alors obtenus dépendent de l'angle de diffusion, de l'indice réel (avec sa partie imaginaire si la particule est absorbante) et du paramètres de Mie $\alpha=2\pi r/\lambda$ (où r est le rayon des particules). Plus les particules "grossissent" (α plus grand), plus la fonction de phase devient dissymétrique avec une forte pointe en diffusion avant.

Les Figures I-7 donnent, pour une longueur d'onde de 550 nm, un échantillon des fonctions de phase et des taux de polarisation primaire des aérosols que l'on rencontre généralement sur les continents ("clean continental", "desert summer", (5) ; "urbain", "continental-WMO", (28) ; "Modèle C", (15)), et sur les mers ("clean maritime", "maritime mineral", (5) ; "haze M", (15) ; "maritime-WMO", (28)).

Figure I-7: Fonction de phase et taux de polarisation à 550nm pour différents modèles d'aérosols.



Toutes ces particules présentent une fonction de phase dont la pointe avant est effectivement très importante et se différencie en rétrodiffusion.

La grande sensibilité des taux "primaires" à la nature des aérosols est un aspect principal de la polarisation. Le problème de la détermination de la nature des aérosols à partir d'images satellitaires semble donc bien conditionné sur la composante polarisée du signal. Cette caractéristique a été exploitée sur des données obtenues à partir de ballons stratosphériques (Deuzé et al., (7)) mais aussi, comme nous le verrons Chapitre II, VI-2, à partir de données de la Navette Spatiale.

Pour tenir compte de la nature variable des aérosols, on envisagera, pour chaque simulation, deux types de modèle: le Modèle C et le Haze M qui sont respectivement représentatifs des aérosols continentaux (excepté les aérosols urbains) et des aérosols maritimes.

II-2-2-2 Abondance des aérosols.

En première approche, la quantité des aérosols est caractérisée par la visibilité V . Elle peut varier de quelques kilomètres (cas d'une atmosphère saturée en aérosol) à une centaine de kilomètres, ce qui correspond approximativement à une atmosphère purement moléculaire. On peut considérer qu'une fourchette raisonnable est $10 \text{ km} < V < 50 \text{ km}$.

II-2-2-3 Épaisseur optique aérosol.

Elle varie fortement suivant l'aérosol que l'on considère et présente, en général, une dépendance spectrale comprise entre $\lambda^{-0.5}$ et λ^{-3} . Pour avoir une idée de sa répartition spatiale depuis une observation satellitaire, on présente Figure I-8 les épaisseurs optiques d'aérosols observées sur mer à partir du canal 1 de AVHRR (environ 650 nm). Cette figure montre que les épaisseurs optiques sont très variables suivant la zone géographique avec des valeurs allant de 0.0 à environ 0.3 (à titre indicatif, l'épaisseur optique moléculaire vaut à cette longueur d'onde 0.04).

A cette variation spatiale, on doit ajouter une variation temporelle tout aussi importante qui reflète le déplacement des aérosols (aérosols Sahariens par exemple).

II-2-2-3 Mélange molécules-aérosols.

Toutefois, ce que l'on observe depuis l'espace correspond à un mélange de molécules et d'aérosols. On a reporté, Figure I-9, la fonction de phase et le taux de polarisation primaire d'un mélange molécules-aérosols maritimes (Figure I-7-a) à 550 et 850 nm.

A 550 nm, l'information sur les aérosols s'estompe légèrement sur les fonctions de phase et disparaît presque complètement sur les taux de polarisation. A cette longueur d'onde, on voit donc que le signal est fortement conditionné par la diffusion moléculaire.

A 850 nm, le signal moléculaire est faible (environ 5 fois plus petit) mais les fonctions de phase de mélange ne retranscrivent que partiellement le signal aérosol. Par contre, les taux de polarisation montrent des variations beaucoup plus exploitables.

II-2-2-4 Conclusion.

La contribution largement prépondérante de la diffusion moléculaire dans les canaux courtes longueurs d'onde et sa détermination théorique simple sont les deux raisons pour lesquelles elle sera utilisée pour nos étalonnages absolus en vol des canaux courtes longueurs d'onde. Toutefois, la grande variabilité du signal diffusé par les aérosols va induire, comme nous le verrons, une incertitude qui constituera le poste d'erreur le plus important.

Figure I-8: Epaisseurs optiques des aérosols observées à partir du canal 1 de AVHRR.

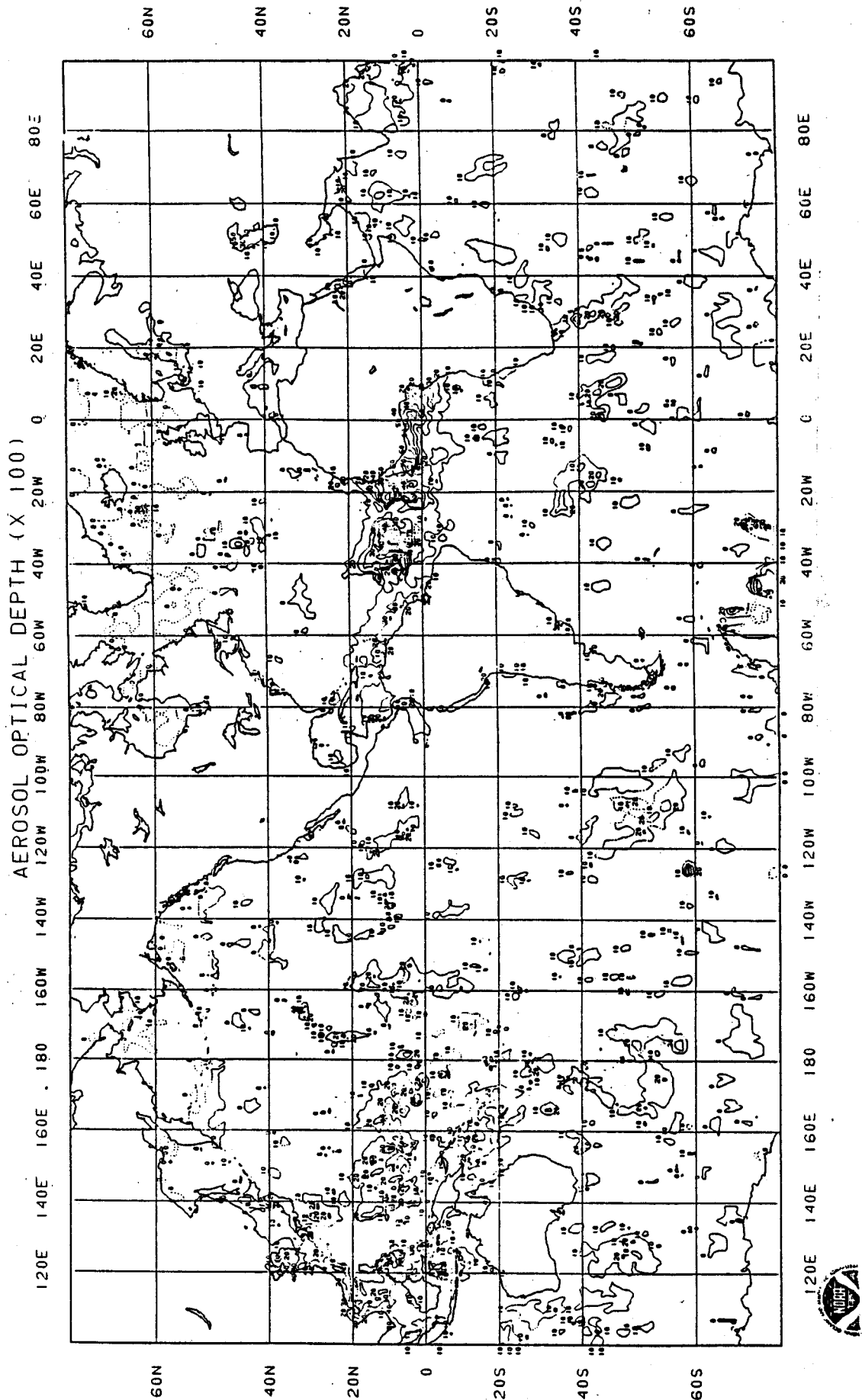
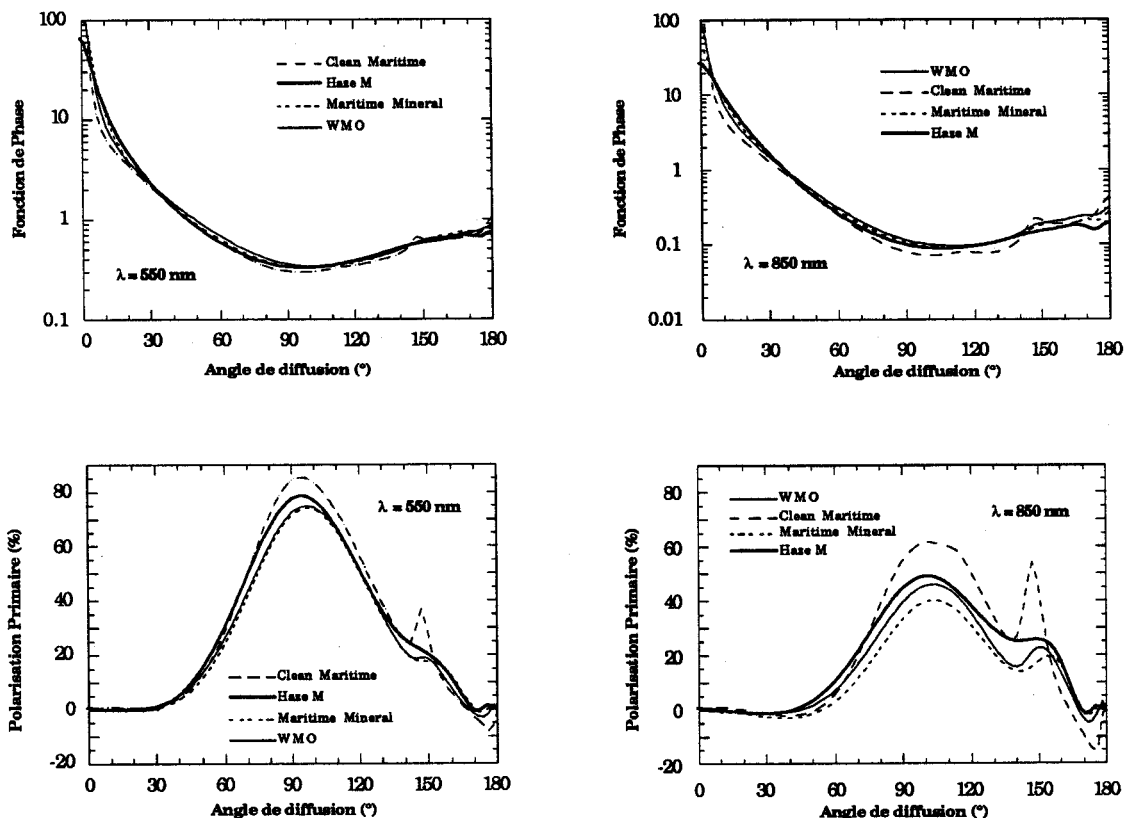


Figure I-9: Fonction de phase et taux de polarisation de mélange molécules-aérosols "maritimes" à 550 et 850 nm.



II-2-3 Réflexion diffuse de l'eau et des surfaces solides.

Le rayonnement diffusé par un sol fait intervenir la structure interne de ce sol. Il n'est pas question ici d'étudier en détail les mécanismes de diffusion et de réflexion qui agissent dans la couche superficielle de la surface, mais simplement d'en indiquer les effets.

II-2-3-1 Caractéristique d'une surface.

Lorsqu'un faisceau solaire d'éclairement E_s tombe sur une surface sous une incidence (θ_s, φ_s) , la luminance L renvoyée dans une direction donnée (θ, φ) est caractéristique de la quantité

$$(I-23) \quad \rho(\theta_s, \theta, \varphi_s - \varphi) = \frac{\Pi L(\theta_s, \theta, \varphi_s - \varphi)}{E_s \cos \theta_s}$$

Cette quantité, appelé réflectance bidirectionnelle, est sans dimension.

La surface suit la *loi de Lambert* si elle réfléchit la même luminance L (isotrope) dans toutes les directions et quelque soit la direction d'incidence. La réflectance est alors constante et la surface ne génère aucune polarisation.

II-2-3-2 Couches marines superficielles.

II-2-3-2-1 Eau de mer.

La contribution de l'eau de mer correspond à la **rétrodiffusion** de la lumière par les particules en suspension (à l'exclusion de la réflexion sur l'interface (glitter), cf II-1). Elle dépend principalement de la concentration en chlorophylle et peut être assimilée à un *réflecteur de Lambert*. Plusieurs modèles de diffusion existent (Viollier (45), Morel (27)....).

On donne, Figure I-10, un exemple de variation de la réflectance en fonction de la direction d'observation et, Figure-11, un exemple de variation spectrale.

Figure I-10: Variation de la réflectance de l'eau de mer en fonction de la direction d'observation, $\theta_r=0^\circ$. (d'après Viollier (45))

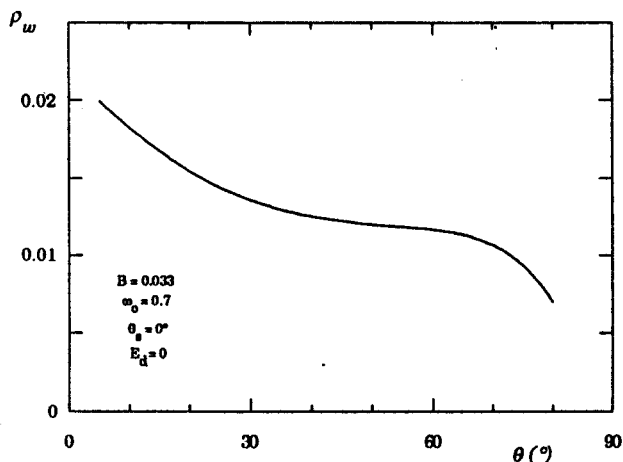
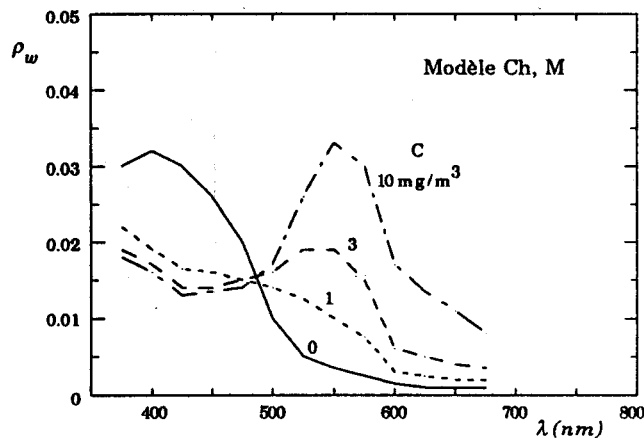


Figure I-11: Exemple de variation spectrale de la réflectance de l'eau de mer. (d'après Viollier (45))



II-2-3-2-2 écume de mer.

L'écume de mer dépend de la vitesse de vent. Elle diffuse d'une manière spectralement neutre. Peu d'études optiques ont été faites, mais les auteurs s'accordent pour la considérer *lambertienne*. On dispose actuellement de quelques modèles d'écume (Koepke (23), Ross et Cardone (33)....).

II-2-3-3 Sols terrestres.

II-2-3-3-1 Couvert végétal.

On ne distinguera pas ici la lumière provenant de la diffusion du rayonnement incident dans les feuilles de la lumière réfléchiée par leur surface. Les propriétés optiques des feuilles varient selon les espèces, la face de la feuille éclairée et le développement du couvert (Vanderbilt et al (41), Rondeaux et al (32), Grant (21)). Sauf dans le cas de visées obliques, un couvert végétal peut être assimilé à un *diffuseur lambertien*. La polarisation est donc résiduelle. Toutefois, les mesures montrent des effets directionnels importants dans la direction spéculaire. Le facteur de réflexion est alors essentiellement lié aux propriétés optiques du couvert et la polarisation à ses propriétés géométriques, c'est à dire à sa rugosité (Vanderbilt et Grant, (40)).

A titre indicatif, on a reporté, Figure I-12, les taux de polarisation observés sur un couvert de blé avant et après épiaison, et Figure I-13, les indicatrices de réflectance d'une savane pour deux angles solaires et une observation dans le plan d'incidence solaire.

Figure I-12: Taux de polarisation observés sur un couvert de blé avant (A) et après (B) épiaison pour différents angles de phase et différents angles de visée. (d'après Vanderbilt (41))

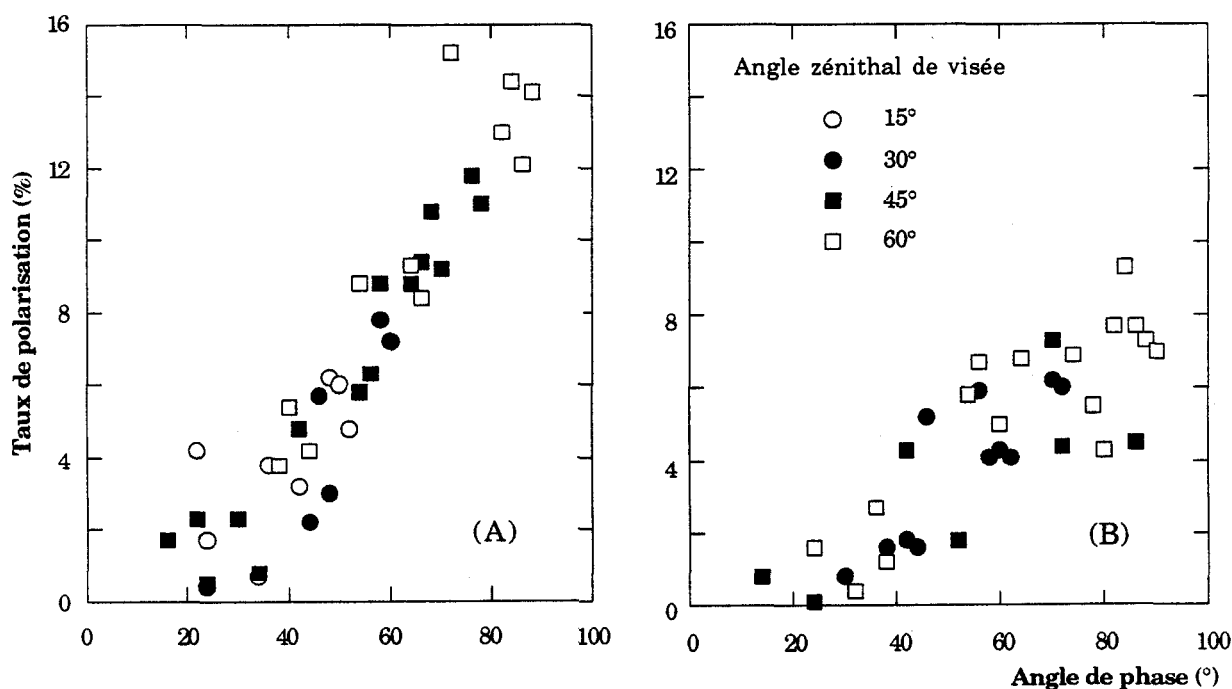
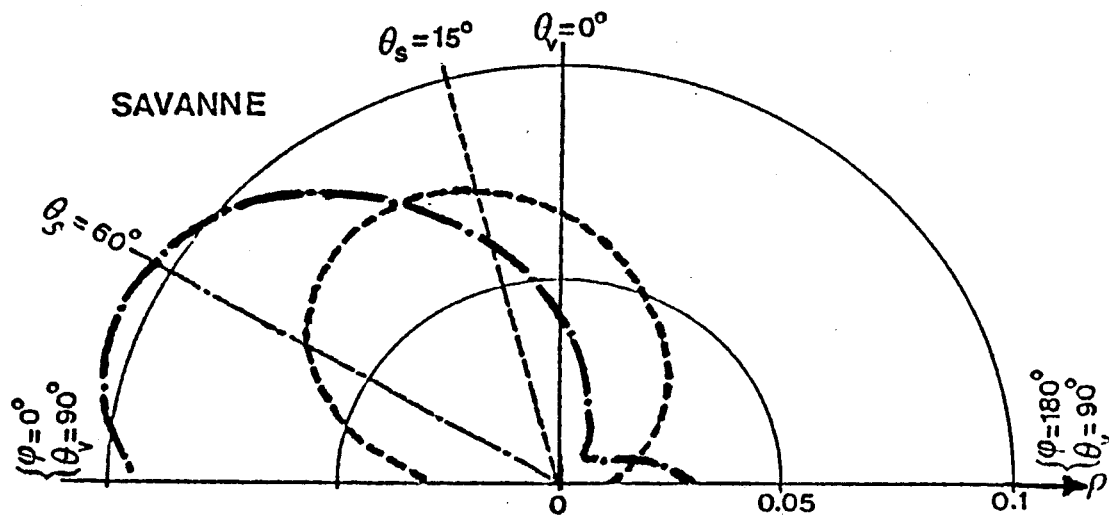


Figure I-13: Indicatrice de réflectance d'une savanne observée dans le plan d'incidence du soleil (12).



II-2-3-3-2 Sol nu (neige, sable...).

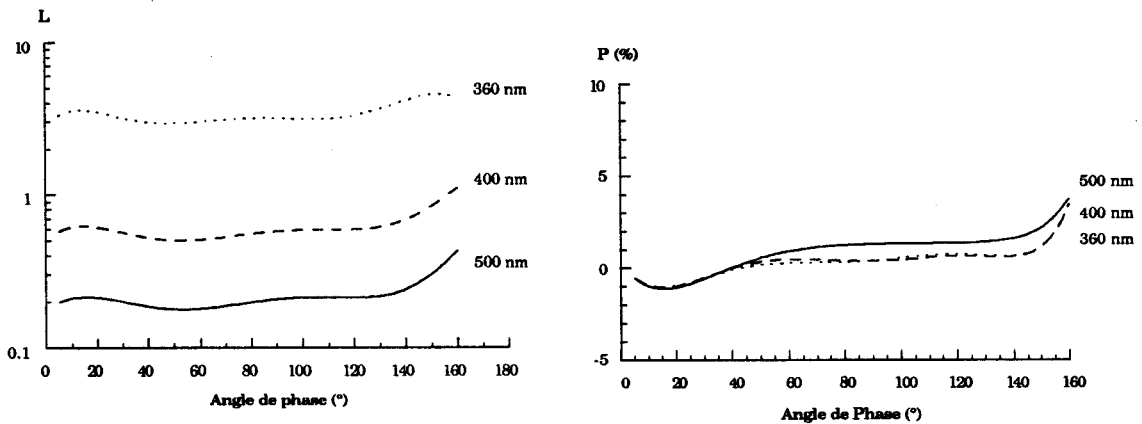
La diffusion génère un pic de diffraction avant qui dépend de la dimension des particules. En dehors de ce pic, la distribution angulaire du rayonnement diffusé est indépendante de la taille des particules (optique géométrique). De façon générale, les taux de polarisation sont faibles mais sont associés à de fortes réflectances (Stowe, (36)). En première approximation, ces surfaces peuvent être assimilées à un réflecteur de Lambert.

remarque

Du point de vue de la modélisation, on peut penser à assimiler les particules de neige et de sable à des particules sphériques. Ainsi, elles peuvent être traitées par la théorie de Mie (Warren et Wiscombe (47) pour la neige). Cette hypothèse se vérifie bien en lumière naturelle, et on doit alors voir apparaître une signature polarisée dans l'arc géométrique. A ce jour, les seules mesures polarisées disponibles ont été obtenues en laboratoire (Walvareñ et Coulson (46), Warren et Wiscombe (47)...), à partir de vols avion sur l'Antarctique (Egan, (18) - Figure I-14) ou de vols ballon stratosphérique (Rao, (29), pour des observations de la Terre, Dollfus, (16), pour des observations de Vénus) et récemment depuis la Navette Spatiale. Le résultat de ces mesures ne semblent pas corroborer l'hypothèse de particules sphériques (cf Chapitre II, VI).

Le caractère spectralement blanc de la neige peut être exploité lors d'un étalonnage inter-bande. Par contre, on songera à un étalonnage multitemporel sur le sable avec un contrôle de la polarisation de l'optique dans le canal polarisé.

Figure I-14: Luminance totale (intégrée sur un filtre) et taux de polarisation et de la neige observés sur l'Antarctique en fonction de l'angle de phase (angle complémentaire à Θ), d'après Egan [18].



II-2-4 Diffusion par les nuages.

La diffusion par les nuages constitue, de par la taille des particules mises en jeu, un cas à part. Sa modélisation devient très vite complexe si on considère des structures étendues et des morphologies réparties plus ou moins aléatoirement. Toutefois, elle est, en principe, plus proche de loi de Lambert que la diffusion atmosphérique.

Du point de vue de la polarisation, le signal mesuré au niveau du satellite correspond, au premier ordre, au résidu atmosphérique au dessus des nuages. Toutefois, pour une étude plus fine, il faut distinguer le cas des nuages optiquement fins (les cirrus, par exemple, dont la polarisation dépend de l'orientation des cristaux de glace) et le cas des nuages optiquement épais qui ne polarisent pas, excepté dans l'arc géométrique.

Le caractère spectralement blanc de la luminance totale des nuages optiquement épais peut être exploité pour un étalonnage inter-bande. De même, leur très faible polarisation peut être utilisée pour contrôler les polarisations instrumentales (cf Chapitre II, IV-1).

III) Simulation des signaux sur mer.

Un algorithme de simulation au dessus de l'océan offre aux utilisateurs la possibilité d'exploiter toute une variété de situations géométriques et atmosphérique. En particulier, il permet la simulation de l'état du rayonnement en entrée d'un instrument satellisé. Par extension, il peut être utilisé pour générer des images synthétiques.

III-1 Rayonnement diffus.

III-1-1 Equation de Transfert Radiatif (ETR)

A condition que les angles zénithaux ne soient pas trop importants, l'atmosphère (sans nuages) peut être assimilée à une couche plane-parallèle. Dans le cadre de cette approximation, l'équation de transfert définissant la **luminance diffuse** à une profondeur optique δ s'écrit (2)

$$(I-24) \quad \mu \frac{\partial \tilde{I}(\delta, \mu, \varphi)}{\partial \delta} = \tilde{I}(\delta, \mu, \varphi) \cdot \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} \tilde{P}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \tilde{I}(\delta, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' - \frac{\omega_0}{4\pi} e^{\delta/\mu_s} \tilde{P}(\mu, \varphi, \mu_s, \varphi_s) \tilde{E}_s$$

\uparrow
 Diffusions multiples

\uparrow
 Diffusion primaire

où ω_0 l'albédo de diffusion simple, \tilde{E}_s l'éclairement solaire (éq I-15) et $\tilde{P}(\mu, \varphi, \mu', \varphi')$ le noyau, relié à la matrice de phase $\tilde{P}(\Theta)$ dont chaque composante est développée en *polynômes de Legendre*.

Pour des raisons de symétrie en φ , on développe I, Q et U en *série de Fourier*

$$(I-25) \quad \begin{pmatrix} I(\delta, \mu, \varphi) \\ Q(\delta, \mu, \varphi) \\ U(\delta, \mu, \varphi) \end{pmatrix} = \sum_{s=0}^{\infty} (2-\delta_{0,s}) \begin{pmatrix} I^s(\delta, \mu) \cos s(\varphi-\varphi_s) \\ Q^s(\delta, \mu) \cos s(\varphi-\varphi_s) \\ U^s(\delta, \mu) \sin s(\varphi-\varphi_s) \end{pmatrix}$$

L'équation de transfert se décompose alors en s équations de transfert

$$(I-26) \quad \mu \frac{\partial \tilde{I}^s(\delta, \mu)}{\partial \delta} = \tilde{I}^s(\delta, \mu) \cdot \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^{+1} \tilde{P}^s(\mu, \mu') \tilde{I}^s(\delta, \mu') d\mu' - \frac{\omega_0}{4\pi} e^{\delta/\mu_s} \tilde{P}^s(\mu, \mu_s) \tilde{E}_s$$

L'intérêt d'une telle décomposition apparait nettement ; elle permet de séparer l'intégration sur φ de celles sur δ et μ .

La résolution de l'équation de transfert donne la matrice luminance (I,Q,U) du rayonnement diffusé par le système Terre-Atmosphère, elle tient compte des diffusions atmosphériques et des réflexions diffuses.

III-1-2 Résolution de l'ETR à partir des Ordres Successifs de diffusion (OS).

De nombreuses méthodes existent pour résoudre l'équation de transfert radiatif [24]. Comme nous l'avons déjà dit, une méthode simple est de partir de l'approximation de la diffusion primaire (qui constitue, pour une atmosphère claire, la part la plus importante du signal). A partir de cette approximation, on rend compte ensuite des diffusions multiples en introduisant les diffusions une par une jusqu'à ce que les résultats convergent d'une diffusion à l'autre (diffusions successives) (Deuzé et al.,(6)).

Ce code a l'avantage d'être souple (chaque type de diffusion peut être calculé séparément) et de traiter facilement le cas des **couches fines** (ce qui est le cas de l'atmosphère en ciel clair) et **inhomogènes** (cas de l'atmosphère en général).

La précision avec laquelle les luminances sont calculées est évaluée dans le paragraphe III-3. On ne se propose pas ici de détailler ce code mais d'apporter simplement quelques indications utiles à la résolution numérique des paramètres de Stokes des rayonnements montant (au sommet de l'atmosphère) et descendant (au niveau du sol).

Conditions limites.

à la base de l'atmosphère.

On impose une condition de sol Lambertien. En terme de flux cela signifie que $F_{\text{diff}}^{\uparrow}(\delta=\delta_1) = \rho F_{\text{diff}}^{\downarrow}(\delta=\delta_1)$ où ρ est la réflectance de sol Lambertienne et δ_1 l'épaisseur optique totale de l'atmosphère..

au sommet de l'atmosphère.

On considère que le flux diffus descendant est nul, c'est à dire $F_{\text{diff}}^{\downarrow}(\delta=0) = 0$.

Décomposition de l'atmosphère

D'un point de vue numérique, les intégrations sont ramenées à des sommations, en discrétisant l'atmosphère.

intégration sur δ

on décompose l'atmosphère en 26 couches plane-parallèles de même épaisseur optique.

intégration sur μ - Formalisme de Gauss.

on utilise le **formalisme de Gauss**. Il consiste en une décomposition du champ de rayonnement en ± 24 angles θ_g (appelés angles de Gauss) auxquels on associe un poids statistique afin d'exprimer la contribution d'un faisceau se propageant dans la direction θ_g au bilan énergétique. On comprend en effet que plus un faisceau est rasant moins il participe au bilan énergétique.

Entrées - Sorties.

L'angle solaire incident est choisi parmi les 24 angles de Gauss. Les paramètres de sortie sont donnés pour 48 angles de visée (24 dans le 1/2 plan solaire et 24 dans le 1/2 plan anti-solaire).

Les paramètres de sortie I, Q et U sont donnés pour chaque ordre s (3 ordres pour une atmosphère Rayleigh ou environ 80 ordres pour une atmosphère quelconque).

III-2 Réflexion de Fresnel sur mer.

Le rayonnement directement réfléchi sur l'interface air-mer se calcule précisément par les lois de Fresnel. On le traite donc séparément. Sur mer, il dépend de l'état de la surface qui est conditionné par la **vitesse du vent**. En effet, l'agitation d'une surface d'eau se concrétise par l'apparition de vagues dont les pentes sont plus ou moins inclinées suivant la vitesse du vent. Pour des vitesses inférieures à 15 m/s, la direction du vent n'intervient pas ; on se placera donc toujours dans ce cas qui conserve la symétrie de révolution en azimut.

A partir de photographies aériennes, Cox et Munk (4) ont défini un modèle de surface qui relie la distribution statistique des pentes de vagues à la vitesse du vent (cf Figure I-4).

Pour les directions des rayonnements incident (θ, φ) et réfléchi (θ', φ') , la vague sur laquelle à lieu la réflexion est repérée par sa normale (θ_n, φ_n) :

$$(I-27) \quad \cos^2(\theta_n) = \frac{(\cos(\theta) - \cos(\theta'))^2}{2(1 + \cos(2\omega))}$$

où ω représente l'angle d'incidence sur la facette de la vague. ω est défini par l'équation

$$(I-28) \quad \cos(2\omega) = -\cos(\theta) \cos(\theta') - \sin(\theta) \sin(\theta') \cos(\varphi - \varphi')$$

La distribution des pentes de vagues est reliée à la vitesse v par la relation

$$(I-29) \quad p(\theta_n, \varphi_n) = \frac{1}{\Pi \sigma^2} \exp\left(-\frac{1 - \cos^2(\theta_n)}{\sigma^2 \cos^2(\theta_n)}\right)$$

avec

$$(I-30) \quad \sigma^2 = 0.00512 v + 0.003$$

En terme énergétique, la réflexion spéculaire du faisceau solaire s'écrit alors, au niveau du satellite,

$$(I-31) \quad \tilde{L}(\theta_n, \varphi_n) = \frac{R(\theta_n, \varphi_n)}{4 \cos(\theta) \cos^4(\theta_n)} \tilde{R}(\omega) \tilde{E}_s \exp\left(-\delta_1 \left(\frac{1}{\cos(\theta_s)} + \frac{1}{\cos(\theta_v)}\right)\right)$$

où le terme exponentiel rend compte de l'atténuation du faisceau solaire par sa double traversée directe de l'atmosphère.

A partir de cette équation, on déduit que:

- la dépendance spectrale du glitter n'est reliée qu'à l'épaisseur optique,
- plus la vitesse du vent augmente, plus l'étendue spatiale du glitter augmente.

III-3 Représentativité des calculs.

III-3-1 Préambule.

Quelque soit son niveau de sophistication, un code de simulation fait appel à un certain nombre d'approximations de type numérique. Dans notre cas, on rappelle que

- le champ d'observation est décomposé en 48 angles selon le formalisme de Gauss.
- l'intégration sur l'épaisseur optique δ est réalisée en considérant 26 couches plane-parallèles optiquement équivalentes ($\Delta\delta$ constant d'une couche à l'autre) au sein desquelles δ varie linéairement.

L'estimation des erreurs ainsi engendrées est importante à plus d'un titre (nous reviendrons sur ce point dans la suite). On a cherché à connaître la répercussion de ces approximations sur le calcul de la luminance et d'estimer l'ordre de grandeur des erreurs engendrées.

La meilleure méthode est d'inter-comparer les résultats de plusieurs codes "travaillant" dans les mêmes conditions. Mais pour que l'on ait une bonne référence, il faut considérer un échantillon le plus large possible. La procédure alors engagée devient très lourde et nécessite des temps de calcul très importants. Par contre, à partir de notre code, il est possible d'effectuer un bilan énergétique en déterminant les différents flux mis en jeu, on a ainsi une bonne idée de la précision sur les calculs des flux, qui donne une bonne indication de la précision du calcul de la luminance.

III-3-2 Calcul des Flux.

Par définition, les flux montant et descendant (monochromatiques, en Watt m⁻² μm⁻¹) s'expriment en fonction de la luminance, respectivement par

$$(I-32-a) \quad F(\delta)^\uparrow = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I(\delta, \mu, \varphi) \mu \, d\mu \, d\varphi$$

et

$$(I-32-b) \quad F(\delta)^\downarrow = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 I(\delta, \mu, \varphi) \mu \, d\mu \, d\varphi$$

Si on décompose les luminances en série de Fourier (cf équation I-25), l'intégration de la luminance sur l'azimut se traduit par le calcul d'intégrales telles que:

$$(I-33) \quad \int_0^{2\pi} \cos s(\varphi - \varphi_s) \, d\varphi$$

qui sont nulles sauf pour s=0.

Les expressions des flux deviennent alors

$$(I-34-a) \quad F(\delta)^\uparrow = 2\Pi \int_0^1 I^{s=0}(\delta, \mu) \mu \, d\mu \quad > 0$$

et

$$(I-34-b) \quad F(\delta)^\downarrow = 2\Pi \int_{-1}^0 I^{s=0}(\delta, \mu) \mu \, d\mu \quad < 0$$

Avec cette définition, les flux seront définis **positifs** dans les bilans qui suivent.

Dans le cas de l'atmosphère, la source énergétique est, dans le spectre visible, le Soleil. Dans notre code, le flux descendant au sommet de l'atmosphère (indiqué TOA) est pris égal à

$$(I-35) \quad F_{\text{TOA}}^\downarrow = \mu_s \Pi$$

Le calcul des flux dépend du type d'atmosphère, des caractéristiques de la surface inférieure limitant l'atmosphère, de la longueur d'onde et de la direction du soleil. Pour tenir compte de tous ces paramètres, nous avons considéré pour plusieurs incidences solaires:

- deux types de mélange constitués de molécules et d'aérosols de type:
 - Haze M et Modèle C. Les calculs sont faits pour un milieu **purement diffusant** (l'absorption des aérosols est nulle).
- deux visibilités: 10 et 50 km.
- deux longueurs d'onde: 450 et 880 nm.

III-3-3 Précision sur le calcul de la luminance.

Le calcul des flux fait appel à la luminance, c'est à dire au paramètre de Stokes I. Comme les procédures de résolutions informatiques utilisées dans le code pour le calcul de I sont exactement dupliquées pour les calculs de Q et U (exceptés les termes de réflexion par le sol qui n'interviennent que dans le calcul de I lorsque le sol est lambertien), on peut estimer que les biais numériques résultant du calcul de ces 3 grandeurs sont identiques.

Pour les différentes situations envisagées dans ce qui suit, le bilan énergétique est vérifié à un biais numérique près que l'on note ΔF . L'erreur commise sur le calcul de la luminance est alors obtenue en reportant ΔF sur chacun des termes de la luminance $L(\mu_g)$, c'est à dire à partir de (I-34)

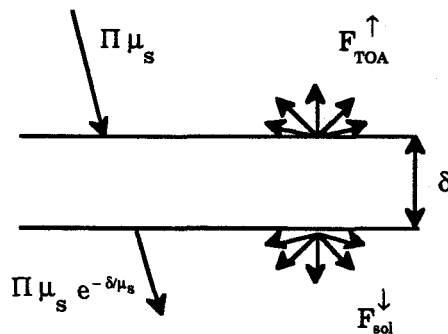
(I-36)
$$\Delta I = \frac{\Delta F}{2\Pi}$$

III-3-4 Exemple de calcul.

Cas d'une couche atmosphérique.

Nous avons dans un premier temps traité le cas d'une atmosphère pure ($\rho=0$), cf Figure I-15.

Figure I-15: Répartition énergétique dans le cas d'une atmosphère pure.



Le bilan fait intervenir des flux diffus F_{TOA}^{\uparrow} et F_{sol}^{\downarrow} , il s'écrit

(I-378)
$$\Pi \mu_s = F_{TOA}^{\uparrow} + F_{sol}^{\downarrow} + \Pi \mu_s e^{-\delta/\mu_s}$$

Les erreurs absolues sur la détermination des luminances, à partir de (I-36), sont données Tableau I-2 pour une longueur d'onde égale à 450 nm, trois incidences solaires (10, 40 et 70°) et quatre des atmosphères définies précédemment.

Tableau I-2: Ecart absolu sur les calculs de la luminance.
Cas d'une couche atmosphérique à 450 nm.

	molécules + aérosols Haze M		molécules + aérosols Modèle C	
	10 km	50 km	10 km	50 km
$\theta_s = 10^\circ$	0.00006	0.00005	0.00013	0.00004
$\theta_s = 40^\circ$	0.00007	0.00003	0.00011	0.00004
$\theta_s = 70^\circ$	0.00005	0.00002	0.00006	0.00003

On voit globalement que

- l'écart est peu dépendant du type d'aérosol,
- il est inférieur à 0.00015.

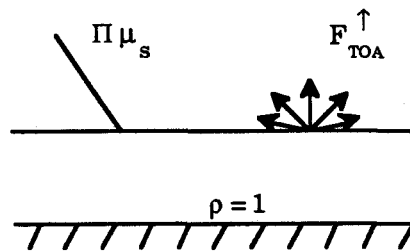
Les calculs indiquent par ailleurs que pour une incidence solaire supérieure à 85° les écarts croissent très rapidement. Mais, de toute façon, on sait que l'approximation selon laquelle l'atmosphère peut être assimilée à une couche plane-parallèle devient alors défailante.

Les calculs à 850 nm indiquent une erreur de l'ordre de 0.00002.

Cas d'un réflecteur lambertien parfait.

Le deuxième exemple que nous avons traité est le cas simple d'une couche dont la base est un réflecteur lambertien parfait ($\rho=1$, cf Figure I-16).

Figure I-16: Répartition des flux pour un réflecteur lambertien.



Le bilan énergétique s'écrit (milieu conservatif)

$$(I-38) \quad \Pi \mu_s = F_{TOA}^{\uparrow}$$

Les résultats sont présentés dans le Tableau I-3 pour une longueur d'onde de 443 nm.

Tableau I-3: Ecart absolu sur les calculs de la luminance.
Cas d'un réflecteur lambertien parfait.

	molécules + aérosols Haze M		molécules + aérosols Modèle C	
	10 km	50 km	10 km	50 km
$\theta_s = 10^\circ$	0.00008	0.00014	0.00004	0.00013
$\theta_s = 40^\circ$	0.00003	0.00011	0.00001	0.00010
$\theta_s = 70^\circ$	0.00010	0.00003	0.00016	0.00003

On voit que globalement les écarts sont inférieurs à 0.0002.

- l'écart est peu dépendant du type d'aérosol,
- il est inférieur à 0.00015,
- les mêmes remarques s'appliquent pour des incidences $>$ à 85° .

A 850 nm, les résultats indiquent des biais un peu plus importants pour des incidences proches du nadir mais ils restent inférieurs à 0.0002 (cas d'aérosols de type continentaux).

Cas d'une réflexion spéculaire.

Le dernier cas traité est celui d'une réflexion spéculaire sur la mer. Les flux intervenant dans le bilan sont de deux types (cf Figure I-16):

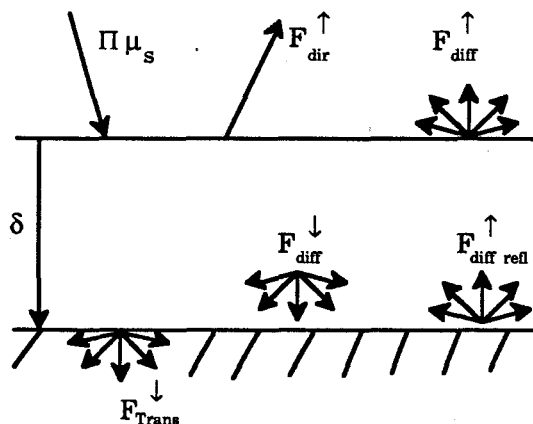
les flux directs

- remontant au sommet de l'atmosphère (après réflexion sur l'océan),
- transmis dans l'océan,

les flux diffus:

- montant au sommet de l'atmosphère,
- descendant juste au dessus de la surface,
- ce dernier flux n'est pas transmis dans l'océan, aussi devons nous lui enlever la partie qui se réfléchit (flux diffus réfléchi).

Figure I-16: Répartition énergétique dans le cas d'une réflexion spéculaire.



Le bilan en flux prend la forme de

$$(I-39) \quad \Pi \mu_s = F_{dir}^{\uparrow}(\delta=0) + F_{diff}^{\downarrow}(\delta=\delta_1) + F_{dir}^{\uparrow}(\delta=0) + F_{diff}^{\downarrow}(\delta=\delta_1) + F_{diff}^{\uparrow}{}_{refl}(\delta=\delta_1)$$

Les résultats des écarts absolus sur le calcul de ΔI sont donnés dans le Tableau I-4 pour une vitesse de 2 m/s et pour une longueur d'onde de 450 nm.

*Tableau I-4: Ecart absolu sur les calculs de la luminance.
Cas d'une réflexion spéculaire à 450 nm.*

	molécules + aérosols Haze M		molécules + aérosols Modèle C	
	450 nm	850 nm	450 nm	850 nm
$\theta_s = 10^\circ$	0.00020	0.00006	0.00040	0.00009
$\theta_s = 40^\circ$	0.00006	0.00006	0.00006	0.00007
$\theta_s = 70^\circ$	0.00002	0.00005	0.00003	0.00008

On voit que les écarts sont, en dehors d'une visée au nadir, inférieurs à 0.0001.

Globalement, ces calculs nous donnent **une idée** de la précision du code. Pour l'expérience POLDER (cf Chapitre III), nous verrons que le signal minimum détectable par l'instrument est de 0.0005 en terme de réflectance au nadir, ce qui est largement supérieur aux biais qu'induit notre code.

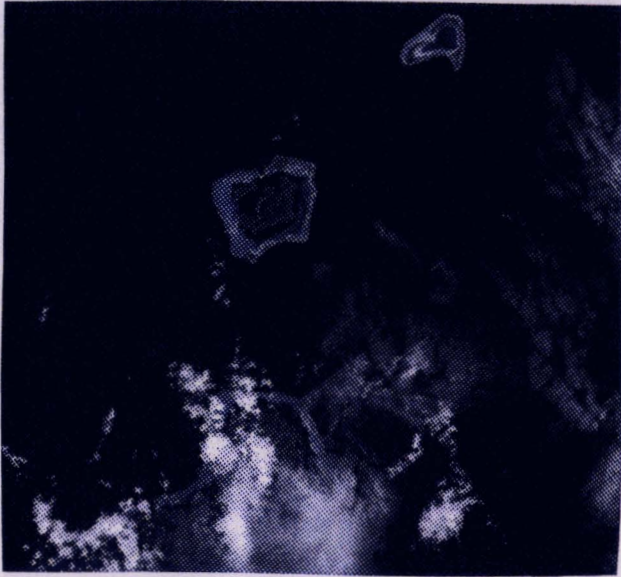
Chapitre DEUX

*Analyse des images de la Terre prises
en lumière polarisée depuis
la Navette spatiale Américaine.*

"Je regardais au-dehors la noirceur de l'espace, semée splendidement d'un univers de lumières. Je vis sa majesté, mais nulle bienveillance. C'est en dessous qu'il y avait une planète accueillante..."

Loren Acton (USA)

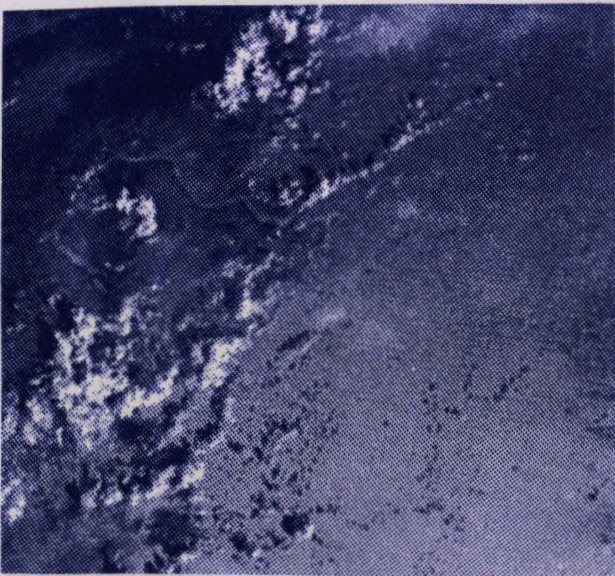
Les vues qui sont présentées ici sont le résultat des images après toute la chaîne de traitement définie dans ce chapitre.



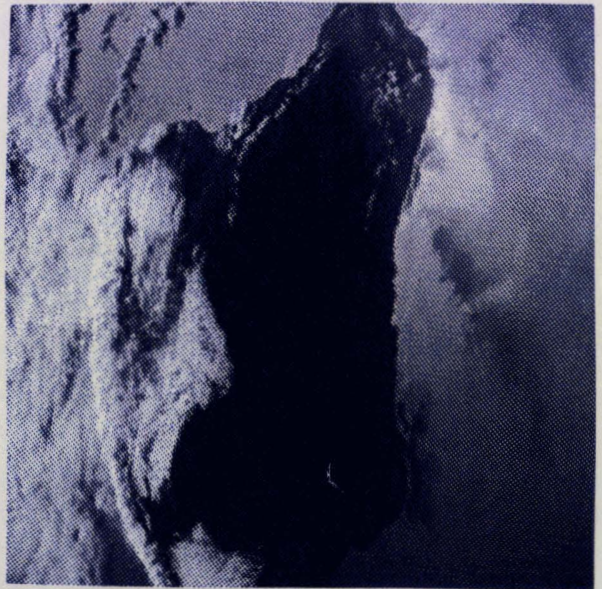
Iles de la société



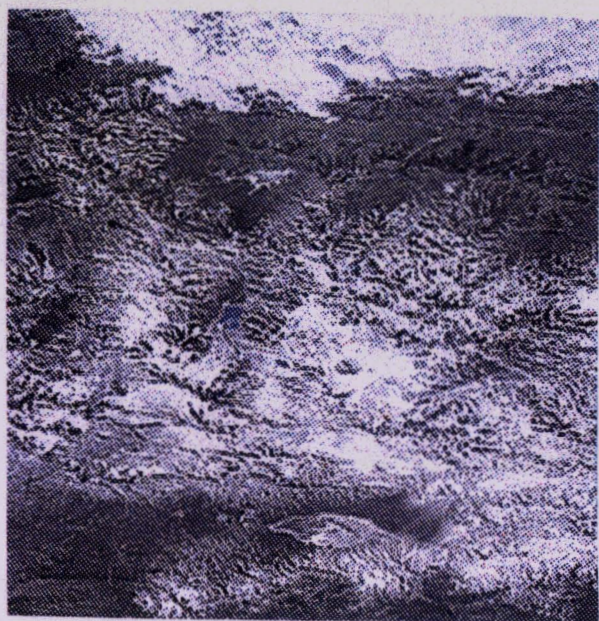
Ile de Pâques



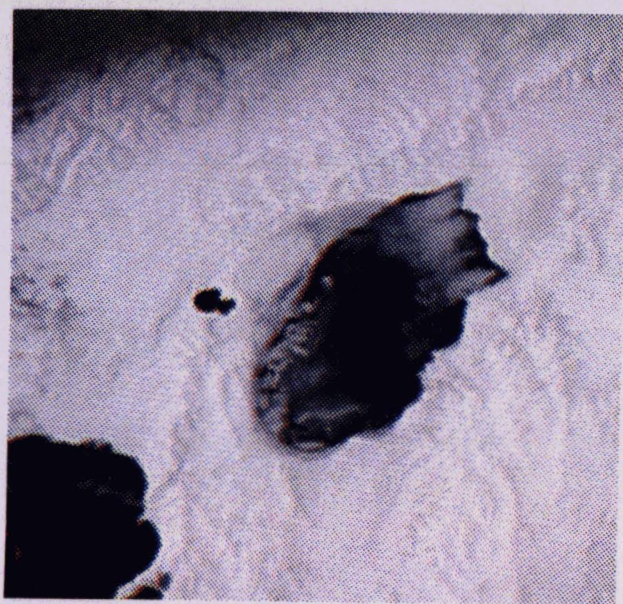
Iles Marshall



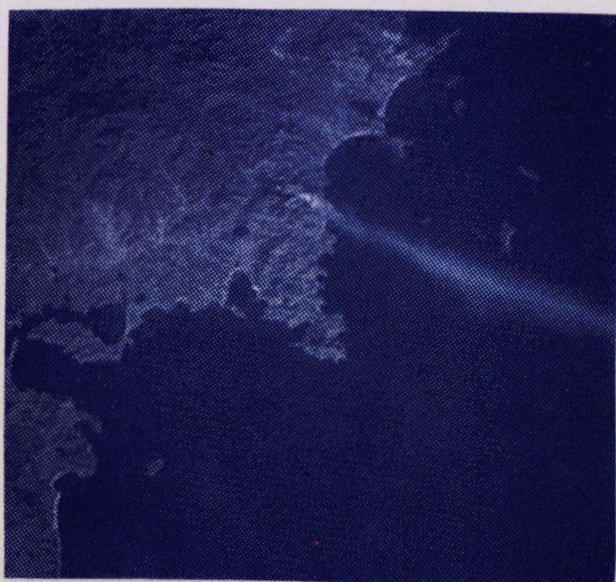
Hawaii



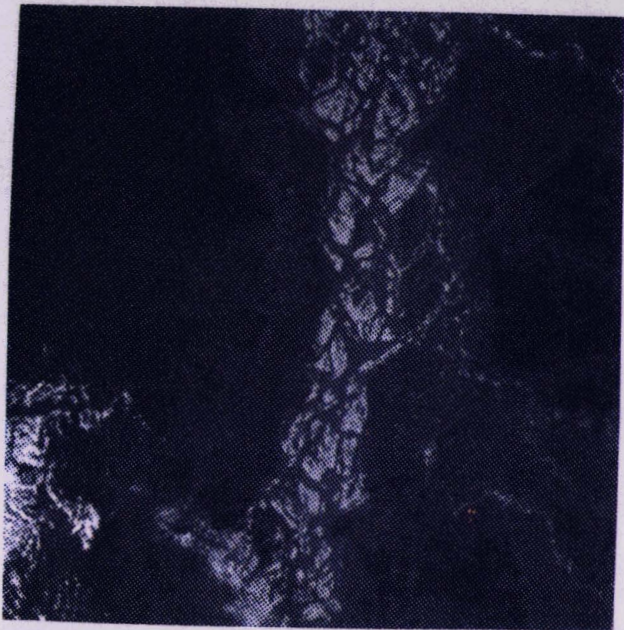
Chili



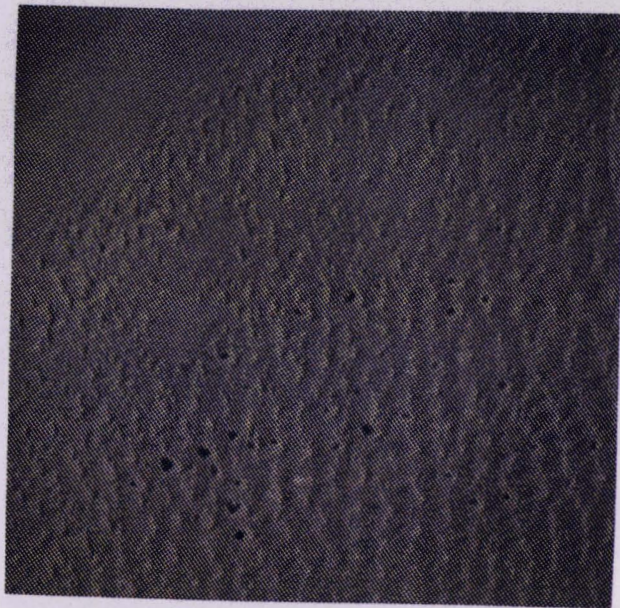
Lac O-Ling-Mu



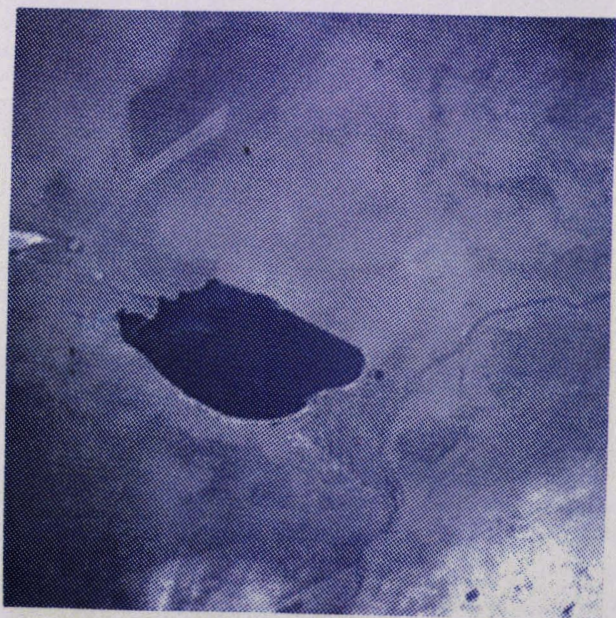
Kraskino



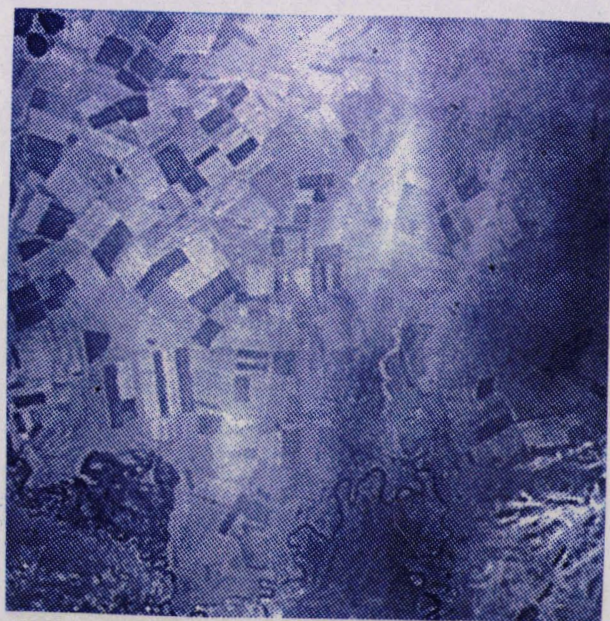
Brahmaputra



Yabrai Shan



Mongolie



Frontière Sino-russe

I Introduction.	II-02
II Présentation des mesures.	II-03
II-1 Principe de l'expérience.	II-03
II-2 Domaine spectral.	II-04
II-3 Conditions géométriques.	II-07
III Choix et traitements des données.	II-08
III-1 Choix et descriptif d'un premier jeu de données.	II-08
III-2 Digitalisation des données.	II-11
III-3 Rectification des images.	II-13
IV Polarisation instrumentale.	II-18
IV-1 Variation locale de la direction du plan de polarisation.	II-18
IV-2 Polarisation induite par les hublots.	II-19
V Mise au point d'un étalonnage.	II-22
V-1 Généralités.	II-22
V-2 Etalonnage photométrique.	II-24
V-3 Etalonnage sur la diffusion moléculaire.	II-27
V-3-1 Etude de faisabilité.	II-27
V-3-2 Présentation des scènes.	II-29
V-3-3 Détermination des coefficients d'étalonnage.	II-30
V-4 Etalonnage sur le glitter.	II-33
V-4-1 Etude de faisabilité.	II-33
V-4-2 Présentation des scènes.	II-36
V-4-3 Détermination des coefficients d'étalonnage.	II-36
V-5 Prise en compte de la non linéarité du film.	II-39
V-5-1 Introduction.	II-39
V-5-2 Méthode.	II-39
V-5-3 Résultats.	II-41
VI Analyse dimensionnelle.	II-44
VI-1 Analyse des scènes de Hawaii 1 et Hawaii 2.	II-44
VI-2 Influence des aérosols.	II-52
VI-3 Analyse des scènes de neige.	II-56
VI-4 Analyse des scènes de sable.	II-58
VI-5 Analyse sur les nuages.	II-59
VI-6 Conclusions.	II-60
VII Conclusion.	II-62

I) Introduction.

Au cours de quatre missions de la navette spatiale américaine, l'équipage a effectué des photographies de la terre en lumière polarisée (Coulson et Whitehead (3)) sur lesquelles nous avons travaillé au laboratoire. Cette expérience préliminaire est trop rudimentaire sous certains aspects (absence d'étalonnage photométrique, résolution spectrale faible...) pour utiliser ces données afin de valider les possibilités que la polarisation pourrait offrir en télédétection. Par contre, l'étude théorique engagée pour SPOT4 (Deuzé et al, (8), (9), (10)) a développé une modélisation numérique de la polarisation du rayonnement satellitaire. On espère que ces images permettront de confirmer ces modèles et de vérifier les ordres de grandeur et la variabilité des polarisations prévues.

La partie 2 décrit brièvement le principe de l'expérience. La partie 3 indique comment ont été sélectionnées une vingtaine de scènes, parmi les données disponibles (rassemblées dans un document livré séparément), et comment ces images ont été digitalisées sur le système de traitement de l'Institut d'Optique d'ORSAY. La partie 4 analyse la qualité des images et essaie de dégager les principaux problèmes rencontrés. Dans la partie 5, on propose différentes méthodes d'étalonnage des données et présente les résultats. Leur recoupement montre qu'un étalonnage à 30 % est probablement accessible. Enfin dans la partie 6, on confronte les résultats avec ceux issus de la modélisation du signal polarisé.

Signalons que ce chapitre est une version d'un rapport relatif à un contrat passé avec le CNES (n° 833/CNES/87/4689/00)

II) Présentation des mesures.

II-1 Principe de l'expérience.

La base des données est constituée de paires de photographies prises avec deux appareils, type Hasselblat, munis chacun d'un analyseur (cf Schéma 1). Les deux analyseurs étant croisés à 90°, l'astronaute orientait l'ensemble des deux appareils pour avoir le maximum de lumière sur l'un d'entre eux.

L'intensité totale est donnée par

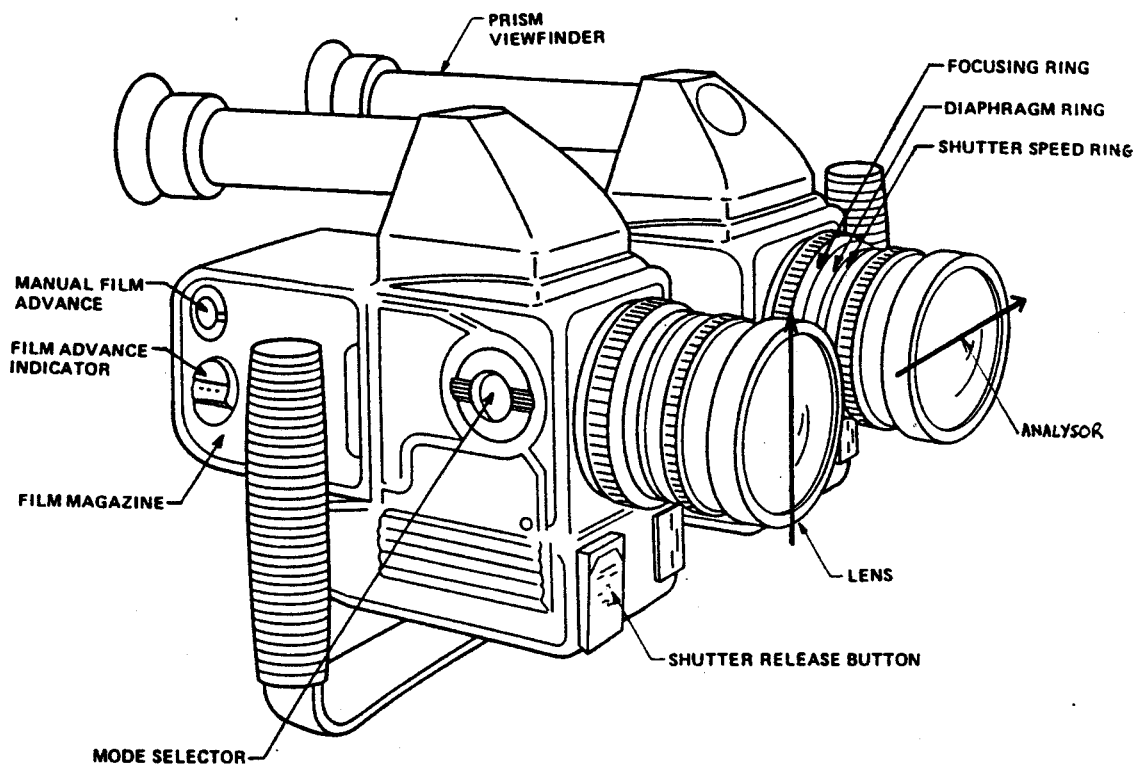
$$(II-1) \quad I_{tot} = I_{max} + I_{min}$$

ou plus généralement par la somme des intensités mesurées pour deux analyseurs croisés à 90°.

Le taux de polarisation P est défini par:

$$(II-2) \quad P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

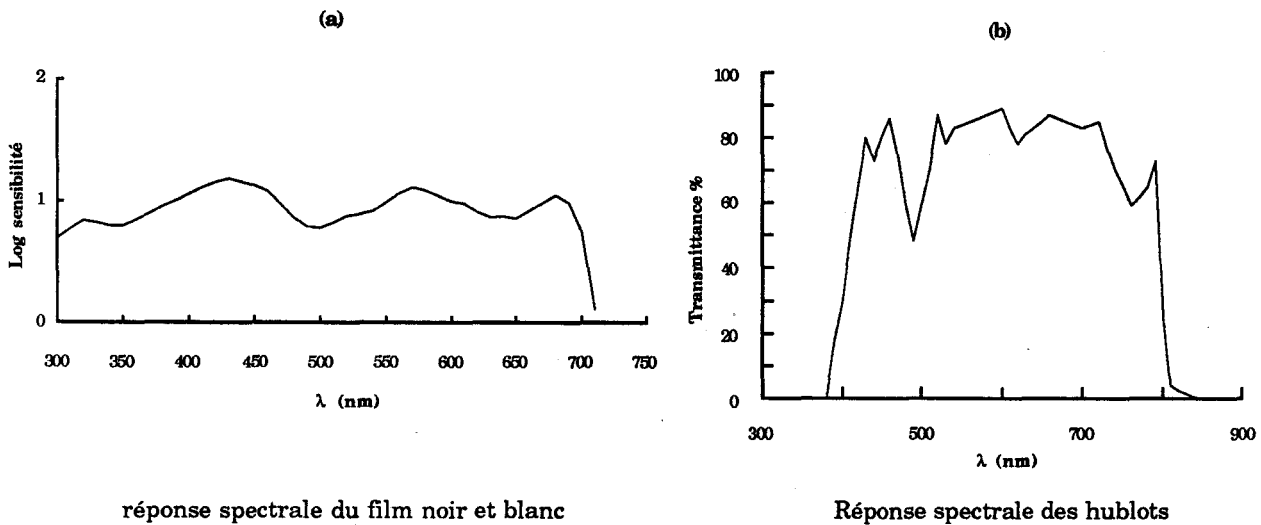
Schéma 1: Appareils de mesure



II-2 Domaine spectral.

Lors de la première mission (novembre 84), le film utilisé est un film noir et blanc Kodak 2402 dont la réponse spectrale $s(\lambda)$ est tracée figure I-1 (a). Ce spectre est à convoluer par la transmission de l'optique et des hublots de la navette $T(\lambda)$ aux travers desquels ont été prises les photographies.

figure II-1: Réponses spectrales du film Noir et Blanc et des hublots.



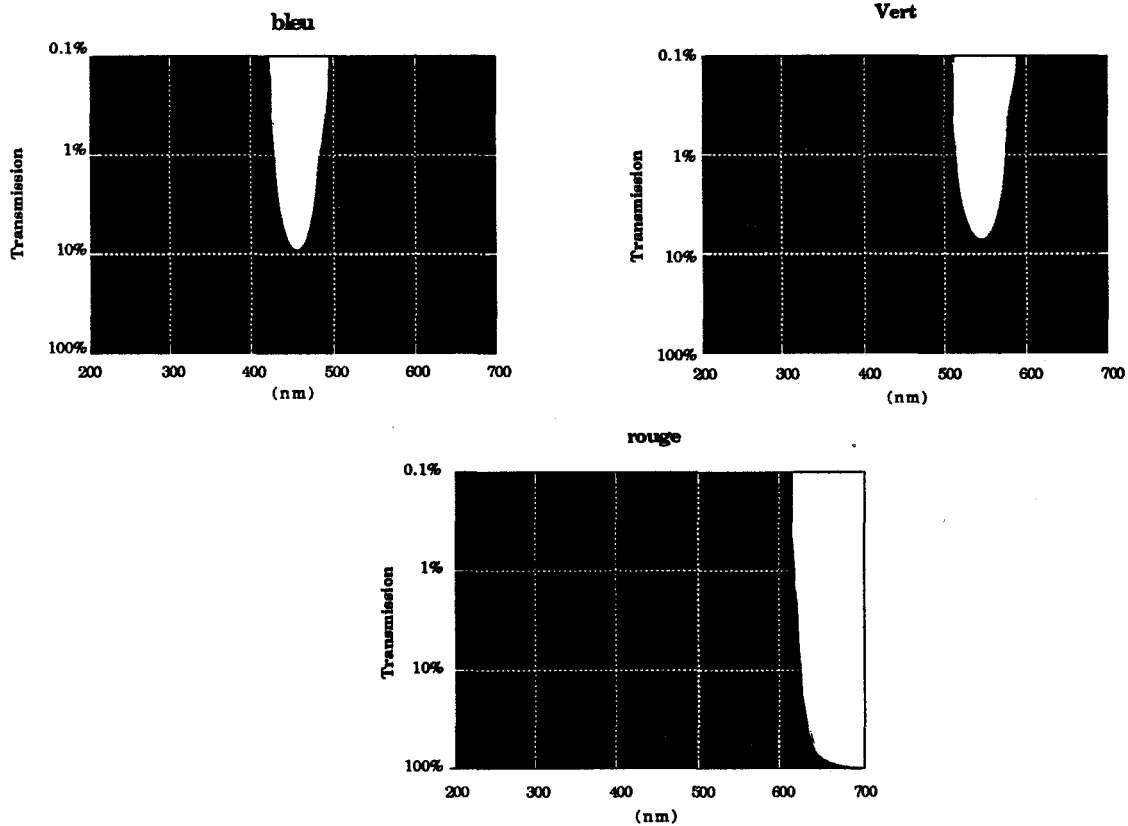
La transmission des hublots, reportée Figure I-1 (b), définit la coupure vers les grandes longueurs d'onde. La transmission de l'optique ne nous a pas été communiquée; on supposera sa bande passante plus large que celle des hublots. On définira alors la longueur d'onde moyenne par:

$$(II-3) \quad \bar{\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} \lambda T(\lambda) E_s(\lambda) s(\lambda) d(\lambda)}{\int_0^{\infty} T(\lambda) E_s(\lambda) s(\lambda) d(\lambda)}$$

où $E_s(\lambda)$ représente l'éclairement solaire monochromatique. Dans le cas des images noir et blanc, l'équation (II-3) donne $\bar{\lambda} = 549 \text{ nm}$.

Pour les trois autres missions (juin 85, août 85, novembre 85), la *NASA* a utilisé des films **Kodak** 5036 et 5017, donnant des diapositives couleurs. La séparation des couleurs est faite lors de la digitalisation à l'aide de filtres en gélatine **Kodak**. Leur transmission est reportée Figure II-2.

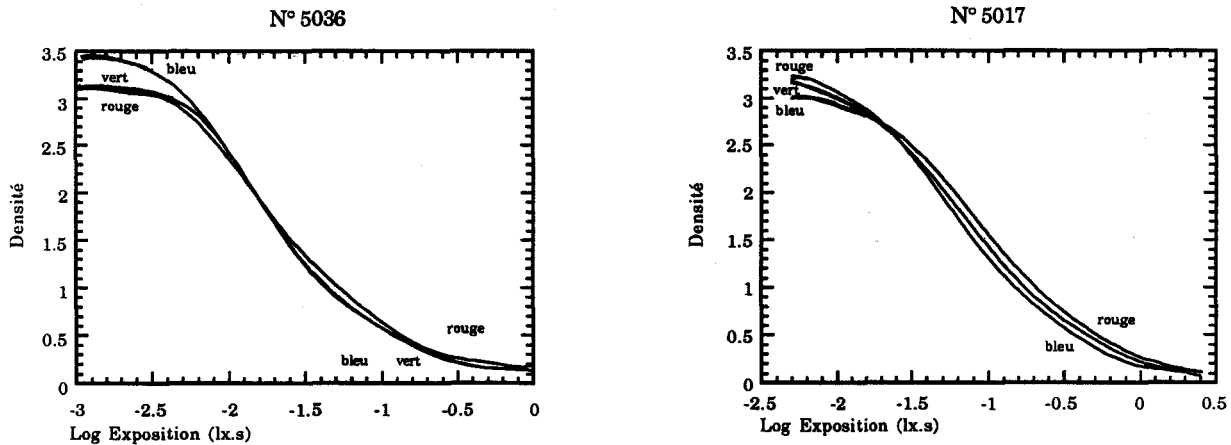
*Figure II-2: transmission des différents filtres couleur.
en fonction de la longueur d'onde (en nanomètres)*



Les longueurs d'onde moyennes données par la relation (II-3) pour les composantes bleu, vert et rouge sont respectivement de 439, 542 et 647 nm pour le film **Kodak** 5036 et de 437, 544 et 649 nm pour le film **Kodak** 5017.

On notera d'abord que les diapositives ne sont pas étalonnées. Une expérience photométrique soigneuse comporte sur chaque diapositive un ensemble de coins gris qui permettent d'étalonner le film après le vol. Cette technique assez lourde n'a pas été retenue par la *NASA* pour cette expérience exploratoire. On dispose seulement de la courbe caractéristique densité-Log(exposition) des films couleurs donnée à titre indicatif sur la Figure II-3.

Figure II-3: courbes caractéristique des films couleur.



Par ailleurs, la dynamique des films est insuffisante pour garder simultanément dans la zone linéaire, le glitter, des nuages et le sol ou la mer, peu lumineux. La NASA a donc décidé, lors de la troisième mission (août 85), d'ajuster la dynamique suivant le type de scène survolée, en jouant sur l'ouverture du diaphragme de chaque Hasselblad, le temps de pose étant fixé (1/250 s) quelle que soit la scène visée. Les recommandations de la NASA sont résumées dans le Tableau I-1.

Tableau I-1: Instructions concernant la sélection des ouvertures de diaphragme selon le type de scène visée.

EARTH OBSERVATION TECHNIQUES											
All exposures at 1/250 ms											
<p>TERRAIN FEATURES</p> <p>For sites: Use exact SPOC f/stop</p> <p>Instantaneous: Use SPOC f/stop with modification</p> <p>Dark Terrain: Open lens 1 f/stop (to smaller f#)</p> <p>Bright Terrain: Close lens 1 f/stop (to larger f#)</p>	<p>OBLIQUE VIEWS</p> <table border="0"> <tr> <th>CONDITION</th> <th>MODIFICATION TO SPOC f/stop</th> </tr> <tr> <td>Hazy/light Dust</td> <td>- Close 1/2 f/stop</td> </tr> <tr> <td>Dense smoke/dust</td> <td>- Close 1 f/stop</td> </tr> <tr> <td>Dust Storms</td> <td>- Use Clouds f/stop, not SPOC</td> </tr> </table>	CONDITION	MODIFICATION TO SPOC f/stop	Hazy/light Dust	- Close 1/2 f/stop	Dense smoke/dust	- Close 1 f/stop	Dust Storms	- Use Clouds f/stop, not SPOC		
CONDITION	MODIFICATION TO SPOC f/stop										
Hazy/light Dust	- Close 1/2 f/stop										
Dense smoke/dust	- Close 1 f/stop										
Dust Storms	- Use Clouds f/stop, not SPOC										
<p>OCEANIQUE FEATURES</p> <table border="0"> <tr> <td>Bright Sun Glint (Full field)</td> <td>f /16</td> </tr> <tr> <td>Mottled Sun Glint (Full field)</td> <td>f 11/16</td> </tr> <tr> <td>Partial Sun Glint (Edge of field)</td> <td>f /11</td> </tr> <tr> <td>Ocean Color</td> <td>f 8/11</td> </tr> <tr> <td>Low Sun (<30°)</td> <td>f 5.6/8</td> </tr> </table>	Bright Sun Glint (Full field)	f /16	Mottled Sun Glint (Full field)	f 11/16	Partial Sun Glint (Edge of field)	f /11	Ocean Color	f 8/11	Low Sun (<30°)	f 5.6/8	<p>COLOR IR PHOTOGRAPHY</p> <p>70 mm Camr/250mm lens/Color IR mag Yellow Wratten 12 filter Use exacte SPOC f/stop</p> <p>Subjects: Croplands, altitudinal vegetation bands, and deforestation patterns. Check notes section of MET list for specific sites.</p>
Bright Sun Glint (Full field)	f /16										
Mottled Sun Glint (Full field)	f 11/16										
Partial Sun Glint (Edge of field)	f /11										
Ocean Color	f 8/11										
Low Sun (<30°)	f 5.6/8										
<p>ATMOSPHERIC FEATURES</p> <p>Clouds: Use SPOC f/stop with modification Close lens 1 1/2 f/stop (to larger f#)</p> <p>Earth Limb: Use 250 mm lens. Avoid Sun disc in frame Take several photos</p> <p>Sunset: Begin when 1/4 of Sun above horizon f8/11</p> <p>Sunrise: Begin 90 sec before sunrise f8/11</p>	<p>STEREO PHOTOGRAPHY (60% overlap)</p> <p>Locate key feature & make 3 exposures</p> <ol style="list-style-type: none"> 1 feature enters field of view 2 feature crosses center 3 feature exits field of view <p>Intervals for ___ nm orbital altitude (see back):</p> <table border="0"> <tr> <td>Hasselblad</td> <td>Linhof</td> </tr> <tr> <td>250 mm - ___ sec</td> <td>250 mm - ___ sec</td> </tr> <tr> <td>100 mm - ___ sec</td> <td>90 mm - ___ sec</td> </tr> <tr> <td>50 mm - ___ sec</td> <td></td> </tr> </table>	Hasselblad	Linhof	250 mm - ___ sec	250 mm - ___ sec	100 mm - ___ sec	90 mm - ___ sec	50 mm - ___ sec			
Hasselblad	Linhof										
250 mm - ___ sec	250 mm - ___ sec										
100 mm - ___ sec	90 mm - ___ sec										
50 mm - ___ sec											

Les ouvertures des diaphragmes sont de 5,6 - 8 - 11-16 ou 22. Elles sont variables de scène à scène, et à priori identiques pour les deux analyseurs sauf pour les cas de glitter. Mais les diaphragmes utilisés ne sont pas précisés dans les catalogues. Enfin, malgré l'utilisation de diaphragmes, nous verrons qu'une saturation des nuages est souvent observée lorsqu'ils occupent une partie non dominante de la scène.

II-3 Conditions géométriques.

Un catalogue fourni par la *NASA* donne pour chaque mission les principales caractéristiques des images. On y trouve la position de la navette spatiale définie avec précision par son altitude, sa latitude et sa longitude. On a d'autre part l'heure, en temps universel, de la prise de vue des différentes photographies. Aucune mesure directe de la direction de visée n'est effectuée.

Pour les visées terrestres, où existent des amers bien identifiables, le catalogue indique la latitude et la longitude du centre de la scène observée. Dans ce cas, on a calculé les conditions géométriques de visée au centre de la scène, de la manière suivante. A partir du temps, de la latitude et de la longitude, la subroutine *POSOL* du logiciel *5S* (37) donne la direction solaire incidente. La direction de visée est calculée en trigonométrie sphérique à partir de la position de la navette et de celle du centre de la scène.

Lors de la première mission, la focale utilisée était de 100 mm, ce qui correspond à un champ angulaire de 30°. Pour les autres missions, la focale de 250 mm donne une ouverture angulaire de 12°. Pour les scènes, où l'on disposait d'un nombre d'amers suffisants, on a déterminé la latitude et la longitude de chaque pixel et calculé la géométrie d'observation correspondante.

III) Choix et Traitements des données.

III-1 Choix et descriptif d'un premier jeu de données.

Quatre missions ont été effectuées entre novembre 84 et novembre 85. L'ensemble des mesures comporte 450 photographies, toutes sous forme de diapositive. La première mission apporte des données noir et blanc, qui ne comportent donc pas d'effets spectraux. Les trois autres missions utilisent les films couleur. La *NASA* nous indique une sous-exposition probable lors de la première mission couleur (juin 85, film 64 asa). Ceci a été évité lors des deux dernières missions, par l'utilisation d'un film 200 asa.

Dans un premier temps, vingt scènes ont été sélectionnées puis digitalisées. La présentation de ces scènes est faite dans le Tableaux II-2. Les informations fournies dans ces tableaux sont extraites du catalogue *NASA*, exception faite des conditions géométriques que nous avons calculées.

La sélection des données a cherché à recouvrir les différentes situations types modélisées dans les études théoriques précédentes (Deuzé et al; [8], [9], [10]).

Pour essayer d'étalonner, on a pensé à se baser sur la diffusion moléculaire, connue et prépondérante dans le signal mesuré au dessus de la mer aux courtes longueurs d'onde. On a donc d'abord pris quelques scènes présentant de larges surfaces de mer à côté de terres émergées. Cet étalonnage est surtout valable dans le bleu où la diffusion Rayleigh est intense. Pour inter-étalonner les données dans les trois canaux, on a donc retenu des scènes de glitter, dont la luminance est spectralement neutre. Enfin nous avons retenu, pour une étude thématique des sols, des scènes terrestres typiques: neige, sable et végétation.

Compte tenu de l'intérêt moindre des photographies noir et blanc, on n'a retenu qu'une seule scène de la première mission (*Corne d'Afrique*). Son intérêt est de comporter tous les phénomènes intéressants (terres émergées, atmosphère claire sur océan et glitter). Par ailleurs, elle figure parmi six scènes fournies indépendamment par la *NASA*, sous forme digitalisée, ce qui permet une confrontation avec nos résultats.

Etant donné la sous exposition lors de la seconde mission, la plupart des autres scènes sont issues des missions 3 (août 85) et 4 (novembre 85). Notons que pour étalonner sur la diffusion moléculaire, on a dû choisir des scènes où Θ_{diff} est proche de 90° . Nous verrons que ce choix peut entraîner un biais important, ces mesures impliquant des visées dépointées pour lesquelles le hublot peut induire un effet parasite. Pour les scènes utiles à notre étude thématique, on a donc pris soin de choisir des visées peu dépointées pour minimiser cet effet.

date	Heure T.U.	lieu géographique	thème	film	Couverture		focale	Conditions géométriques au centre de la scène				
					nuageuse	océanique		θ_0	ϕ_0	θ_v	ϕ_v	Θ
11 nov. 84	6.946	Corne d'Afrique	glitter-sol	N. et bl.	20%	60%	100 mm	30.2°	115.3°	30.1°	26.0°	138.6°
21 juin 85	17.227	Brésil	glitter-rayleigh	Couleur	15%	70%	100 mm	61.2°	319.2°	51.6°	129.4°	67.8°
21 juin 85	18.719	Argentine	sol volcanique	Couleur	10%	00%	100 mm	58.9°	324.4°	28.5°	-69.0°	142.6°
21 juin 85	10.302	Madagascar	glitter-rayleigh	Couleur	30%	60%	100 mm	52.1°	333.4°	51.5°	153.4°	76.4°
30 aout 85	18.674	Hawaii 1	glitter-rayleigh	Couleur	40%	40%	250 mm	55.0°	92.0°	52.6°	-101.0°	73.3°
30 aout 85	18.678	Hawaii 2	glitter-rayleigh	Couleur	40%	30%	250 mm	55.0°	92.0°	46.2°	-109.5°	81.2°
30 aout 85	18.705	Hawaii 3	rétrodifusion	Couleur	30%	40%	250 mm	54.1°	92.4°	53.6°	153.0°	131.9°
30 aout 85	18.709	Hawaii 4	rétrodifusion	Couleur	30%	40%	250 mm	54.1°	92.4°	58.5°	146.8°	135.1°
1 sept 85	18.624	Chili	neige	Couleur	30%	00%	250 mm	46.5°	315.8°	53.6°	98.9°	86.6°
1 sept 85	21.312	Iles Marshall	glitter-rayleigh	Couleur	20%	75%	250 mm	47.9°	84.1°	36.4°	-92.1°	95.7°
1 sept 85	21.519	Iles de la société	rétrodifusion	Couleur	40%	50%	250 mm	26.7°	19.7°	21.9°	4.6°	172.2°
1 sept 85	21.697	Iles de Pâques	rayleigh	Couleur	30%	60%	250 mm	49.8°	310.7°	20.0°	-134.7°	128.8°

Tableau I 2.1 : Présentation des données.

date	Heure T.U.	lieu géographique	thème	film	Couverture		focale	Conditions géométriques au centre de la scène				
					nuageuse	océanique		θ_0	ϕ_0	θ_v	ϕ_v	Θ
5 nov 85	02.139	<i>Chine-Corée</i>	neige	Couleur	00%	00%	250 mm	59.8°	164.9°			
5 nov 85	02.147	<i>Kraskino</i>	aérosols	Couleur	00%	60%	250 mm	59.0°	166.2°	34.5°	16.4°	92.0°
5 nov 85	03.556	<i>Brahmaputra</i>	sable	Couleur	10%	00%	250 mm	52.2°	138.9°	21.7°	-144.8°	129.7°
5 nov 85	03.606	<i>Lac O-Ling-Mu</i>	neige	Couleur	00%	10%	250 mm	55.5°	151.2°	10.7°	-161.7°	131.4°
5 nov 85	03.630	<i>Yabrai Shan</i>	sable	Couleur	00%	00%	250 mm	57.7°	158.3°	21.4°	-145.1°	131.8°
5 nov 85	03.682	<i>Mongolie</i>	désert	Couleur	00%	00%	250 mm	63.5°	177.1°	49.8°	-108.2°	117.9°
5 nov 85	03.700	<i>Chine-Ussr</i>	végétation	Couleur	10%	00%	250 mm	65.5°	178.5°	14.2°	-146.9°	125.9°

Tableau I 2.2: Présentation des données (suite et fin).

Nous avons enfin retenu 2 thèmes complémentaires:

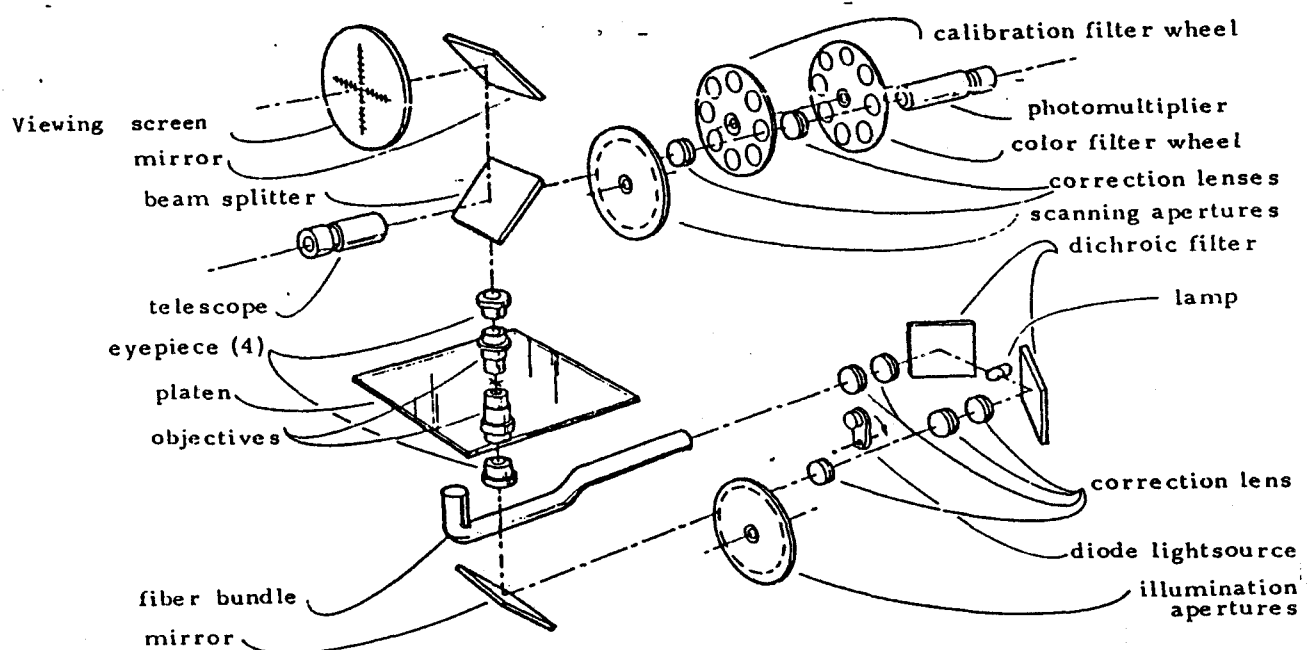
- Une série stéréo de quatre paires de photographies prises sur *Hawaii*, pouvant illustrer les effets directionnels observables sur la réflectance et la polarisation. Les scènes de *Madagascar* et du *Brésil* pouvant compléter l'analyse de ces effets.

- Une scène au-dessus de *Kraskino* (frontière sino-russe), où la forte contamination atmosphérique peut être à priori intéressante pour l'étude des aérosols.

III-2 Digitalisation des données.

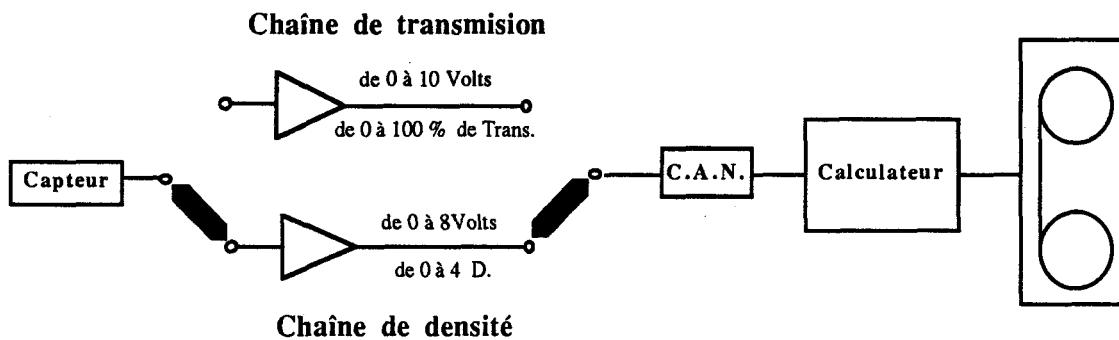
Les données initiales se présentent sous forme de diapositives 55×55 mm qui sont des copies des photographies d'origine. La première étape de ce travail a été d'effectuer leur digitalisation à l'aide du système de traitement du *CDSI* de l'institut d'optique d'*ORSAY*, schématisé Figure II-5.

Figure II-5: microdensitomètre *PERKIN-ELMER*.



Le microscope inférieur forme sur le cliché l'image d'une surface élémentaire éclairée par une source lumineuse. Le microscope supérieur reçoit la lumière transmise par le cliché. Celle-ci est dirigée vers un photomultiplicateur à travers une fente d'analyseur et un jeu de filtres colorés (rouge, vert et bleu). Le signal ainsi recueilli est envoyé vers un convertisseur analogique numérique. Si on choisit de travailler en transmission, cette opération s'effectue à travers un amplificateur linéaire. Par contre, si on décide de travailler en densité¹, le signal traverse un amplificateur à caractéristique logarithmique (Figure II-6).

Figure II-6



La quantification du signal analogique se fait sur 12 bits² (en pratique nous n'utilisons que 3200 niveaux maximum). Ces niveaux (ou Comptes Numériques) sont reliés à la densité par:

$$(II-4) \quad C.N. = D * 800$$

Le photomultiplicateur possède une réponse linéaire en densité dans l'intervalle 0 à 4 (en compte numérique de 0 à 3200). On a choisi d'affecter le zéro de densité à la visée à travers le support transparent du film, pour avoir une référence commune.

On balaye en mode RASTER (de gauche à droite, de droite à gauche...) toute l'image avec un moteur pas-à-pas. Grâce à un jeu de fentes et d'oculaire permettant 64 ouvertures possibles ($140 \mu m$ ici), une image 512×512 pixels est construite. Le choix du pas est directement relié à celui de l'ouverture, ici $106 \mu m$, ce qui permet un recouvrement d'un pixel sur l'autre.

¹ Lorsqu'une surface reçoit un flux incident Φ_i , elle transmet une partie Φ_t . La densité optique D est définie par l'équation: $\Phi_t = \Phi_i 10^{-D}$

² Notons que la digitalisation sur 12 bits entraîne, en densité, une erreur de l'ordre de 0.3 % quelque soit le signal mesuré. En transmission cette erreur dépend, par contre, de la réflectance mesurée et est de 2 % pour une réflectance de 0.01.

Dans ces conditions, pour une altitude moyenne de prise de vue de 300 km et une visée au nadir, la taille d'un pixel représente respectivement 400 m \times 400 m pour une focale de 100 mm, et 150 m \times 150 m pour une focale de 250 mm; soit une résolution spatiale largement meilleure que celle de **VEGETATION** (1 km) ou de **POLDER** (5 km). Un regroupement des pixels sera donc possible pour effectuer une analyse fictive de ces deux instruments.

Typiquement, réglages optiques compris, la digitalisation d'une scène (3 \times 2 images) nécessite 2^h 30. Nous avons digitalisé de cette manière les 20 scènes choisies comme indiqué plus haut.

III-3 Rectification des images.

Un couple d'images digitalisées n'est pas directement superposable. En effet les axes optiques des deux Hasselblats sont ajustés au mieux, mais il reste un décalage systématique, de l'ordre du 1/8 de scène pour les 2 dernières missions. Un premier traitement consiste donc à superposer ces couples d'images. Ce traitement est primordial pour l'obtention d'un taux de polarisation correct sur une scène inhomogène.

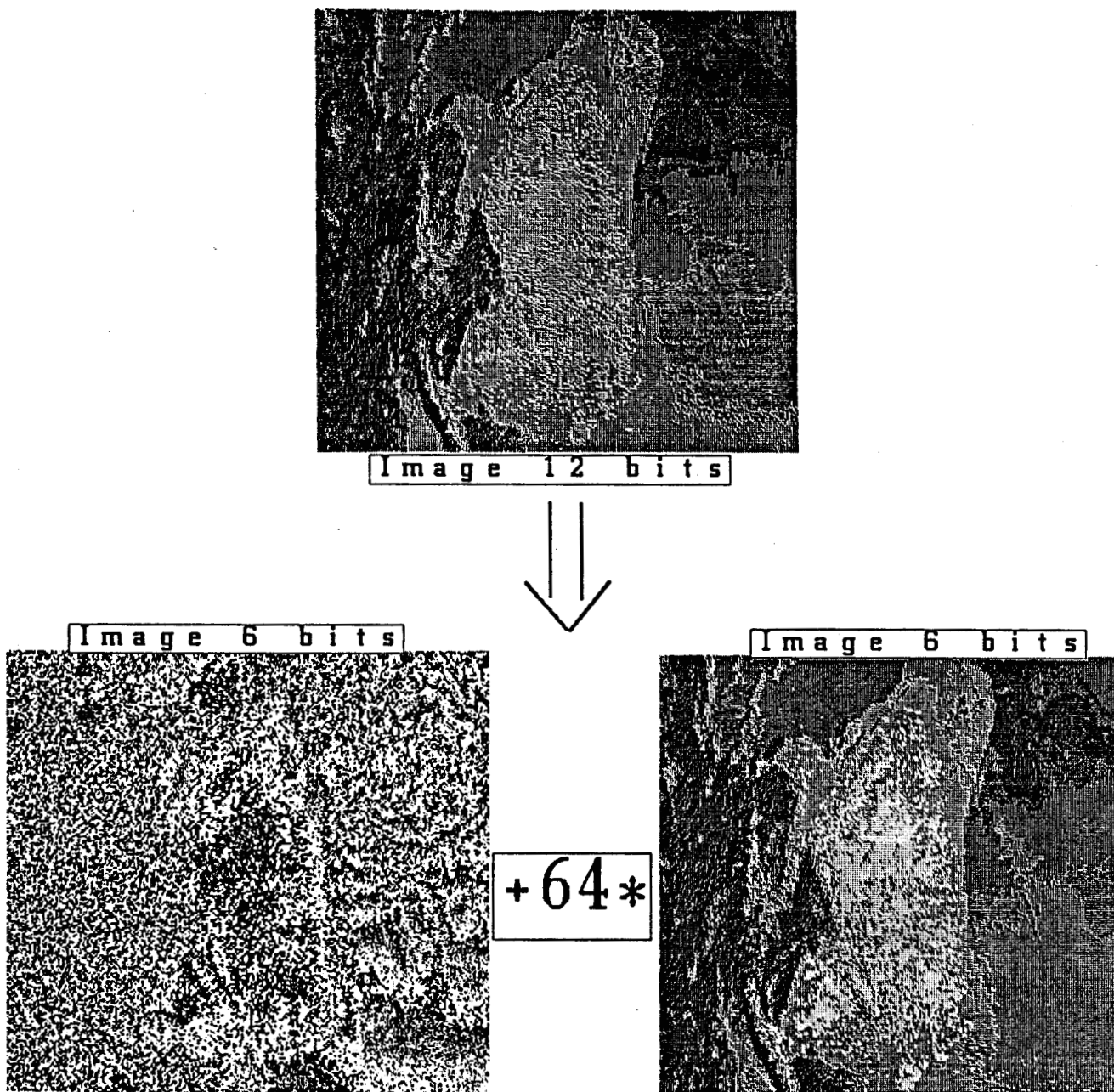
On dispose au **LOA** d'un système de visualisation 1024 \times 1024 avec six plans de travail (trois visibles et trois virtuels), partitionnés en quatre zones 512 \times 512.

La superposition s'effectue en identifiant des couples d'amers. Une option du logiciel **SPHINX**³ développé au laboratoire, calcule puis mémorise des polynômes de transformation à partir des couples d'amers sélectionnés. Ces polynômes sont ensuite appliqués aux paires d'images dans les trois canaux (rouge, vert et bleu). Cette manœuvre est répétée pour chaque scène. Ce traitement donne des résultats d'autant meilleurs que la scène est plus inhomogène donc possède des amers plus précis.

La difficulté vient de ce que le système de visualisation travaille en 8 bits alors que nos données sont digitalisées sur 12 bits. On ne désire pas dégrader cette dynamique, à priori utile pour le calcul de la polarisation. On décompose donc le mot de 12 bits en deux octets de 6 bits, comme le montre la Figure II-7. On dispose alors de douze images par scène (trois couleurs, deux analyseurs et deux octets).

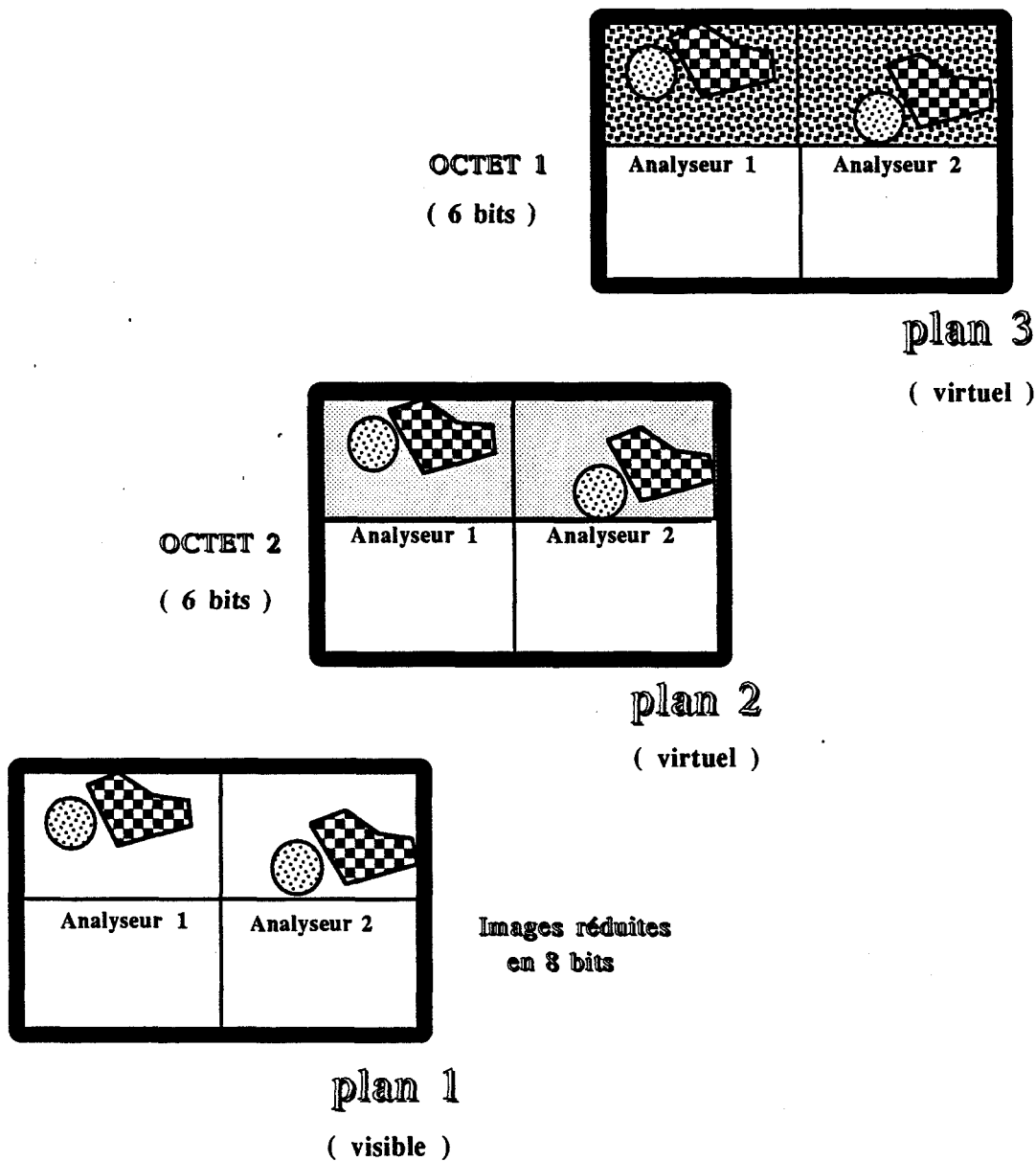
³ Satellite Process Handling Images uNder Xwindow. Logiciel déposé à l'agence pour la protection des programmes sous le n° 88 3500200

Figure II-7 : Décomposition d'une image 12 bits en deux images 6 bits.



La démarche utilisée est la suivante: Le plan visuel contient la paire d'images réduites sur 8 bits (Figure II-8). Les deux autres plans virtuels contiennent la décomposition des données en 6 bits: sur les quart-plans supérieurs gauches figurent les images résultantes de l'analyseur 1, sur les quart-plans supérieurs droits celles résultantes de l'analyseur 2.

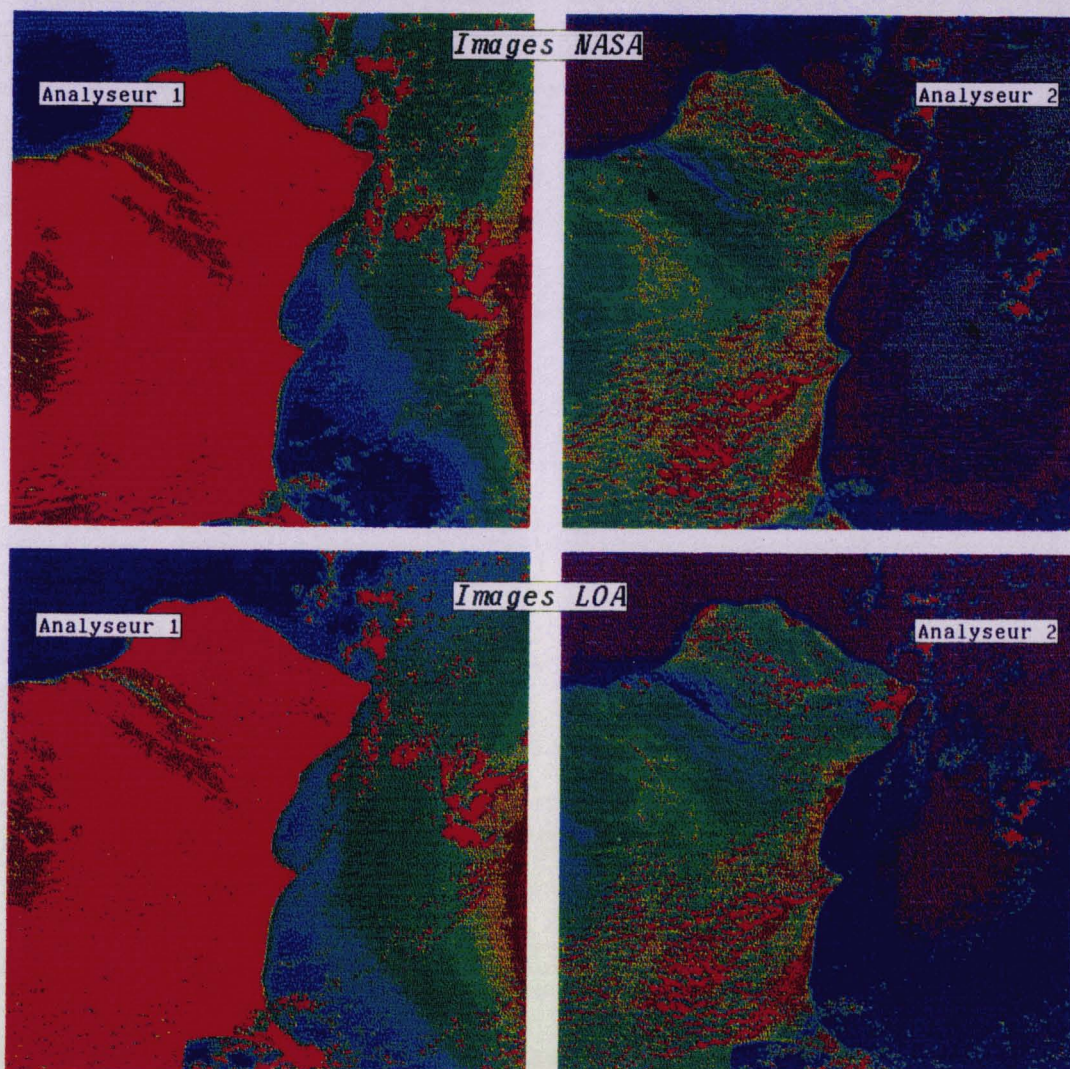
figure II-8: Représentation schématique des plans de superposition.



Les couples d'amers sont identifiés sur les images réduites. Pour un filtre couleur, on calcule les polynômes de transformation que l'on applique d'abord sur les deux paires d'images 6 bits. Ensuite il reste à remplacer les images 6 bits par celles d'un autre filtre couleur et à leur appliquer les polynômes de transformation mémorisés. On obtient ainsi des images superposées de manière identique dans les trois couleurs.

En guise de conclusion à ce chapitre, nous avons effectué une comparaison entre notre méthode de digitalisation (en densité) et celle utilisée par la NASA. Nous avons reporté Figure II-9 les images obtenues sur les deux analyseurs pour la scène de la *Corne d'Afrique* où figure simultanément la mer, un glitter, des nuages et des terres émergées.

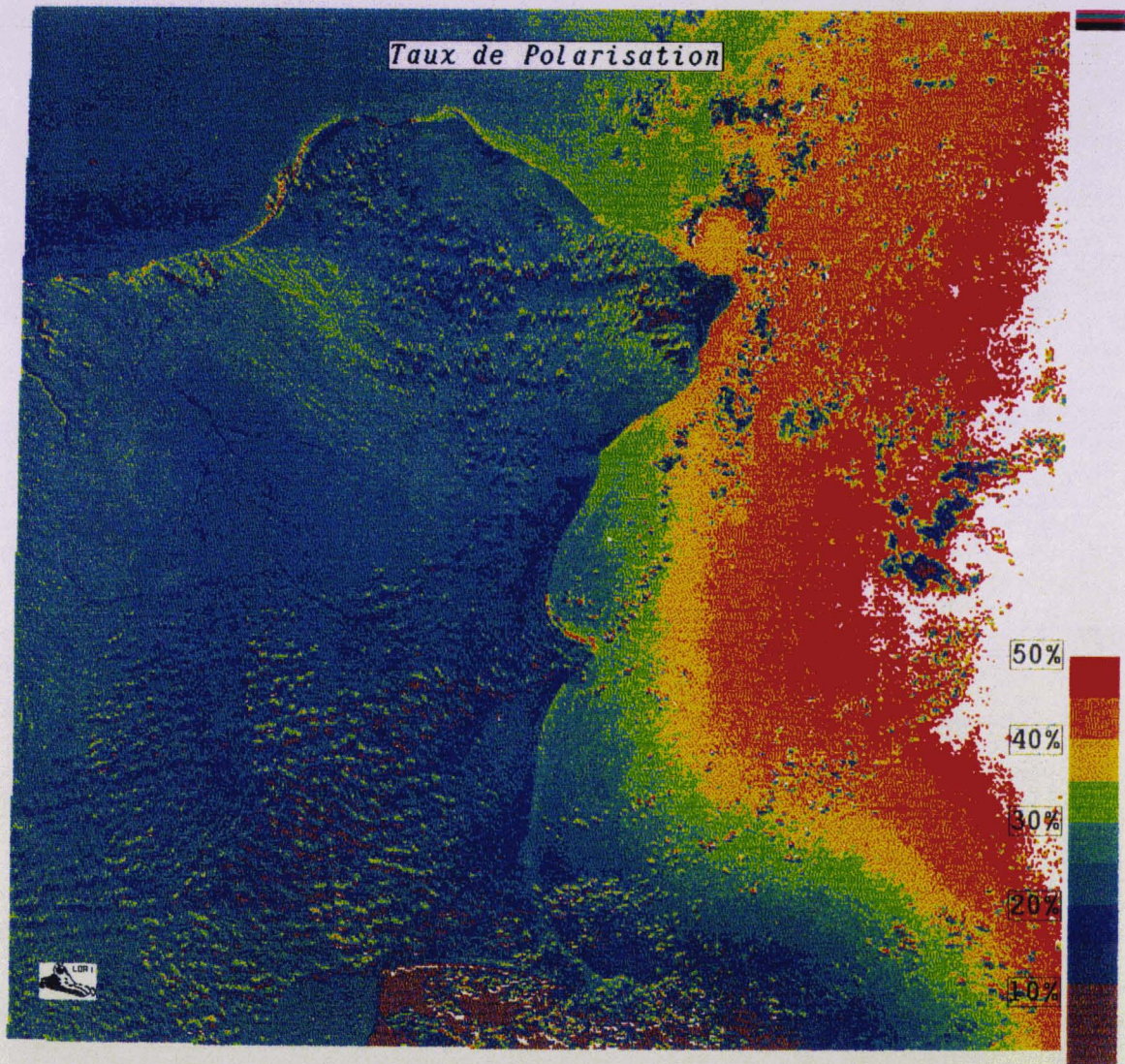
Figure II-9: Comparaison entre les images digitalisées par le LOA et les images digitalisées par la NASA.



Pour convertir nos Comptes Numériques "densité" en réflectance, nous avons extrapolé les coefficients a et B de conversion (cf équation II-12) de sorte à obtenir une réflectance totale sur les nuages de 80 %. On observe une très bonne correspondance entre les deux paires d'images.

On a ensuite reporté Figure II-10, l'image en taux de polarisation. On obtient des taux de polarisation de l'ordre de 15-25 % sur la diffusion moléculaire (à l'abri du glitter) et de l'ordre de 50% sur le glitter. Pour valider ces mesures, nous avons simulé le signal sur ces deux zones ; on obtient respectivement 20 % et 45 %. Ce bon accord semble indiquer que notre méthode est bonne. A titre indicatif, on relève des polarisations sur terre de 20 % et sur les nuages de quelques pour-cents, ce qui une fois encore est l'ordre de grandeur attendu.

Figure II-10: Image de la Corne d'Afrique
en taux de polarisation.



IV) Polarisation instrumentale.

L'intérêt essentiel de l'expérience est évidemment la polarisation, mais cette donnée doit être considérée avec précaution. A priori, la mission est bien définie.

Les appareils de prise de vue sont à champ faible ($\pm 15^\circ$ pour une focale de 100 mm, $\pm 6^\circ$ pour une focale de 250 mm). La polarisation induite par leur optique est donc négligeable, et si les ouvertures introduisent un petit biais systématique, dû aux variations locales de la direction de polarisation, ce biais est faible et on peut l'évaluer. Mais on verra que les photographies sont prises à travers un hublot, et que pour des visées obliques la polarisation induite par la transmission du hublot constitue un biais beaucoup plus important et moins bien maîtrisable.

IV-1 Variation locale de la direction du plan de polarisation.

On a indiqué que les Hasselblats étaient orientés par l'astronaute de façon à obtenir un maximum d'intensité sur l'un des analyseurs. Mais ce maximum ne correspond qu'à une moyenne sur toute l'image, et localement la direction du plan de polarisation varie un peu.

Soient alors \vec{N}_0 la normale au plan de diffusion au centre de l'image et \vec{N} celle en un point M quelconque. Compte tenu de l'ouverture angulaire, \vec{N} et \vec{N}_0 font un angle α , et si les analyseurs sont ajustés pour le centre, on mesurera en M (cf Chapitre I):

$$(II-5) \quad I_{Max} = \frac{I_{nat}}{2} + I_{pol} \cos^2 \alpha$$

et

$$(II-6) \quad I_{Min} = \frac{I_{nat}}{2} + I_{pol} \sin^2 \alpha$$

L'intensité totale sera inchangée, mais le taux de polarisation et la quantité de lumière polarisée apparents seront donnés par:

$$(II-7) \quad P^{mesuré} = \frac{I_{pol}}{I} \cos 2\alpha = P^{exact} \cos 2\alpha$$

et

$$(II-8) \quad \rho_{pol}^{mesuré} = \rho_{pol}^{exact} \cos 2\alpha$$

L'erreur dépend des conditions géométriques et sera maximale pour une focale de 100 mm. A titre d'exemple, on a calculé et reporté Tableau II-3, $\cos(2\alpha)$ pour différents points de la scène de la Corne d'Afrique.

Tableau II-3: Calcul du coefficient $\cos(2\alpha)$ introduit par la variation du plan de polarisation (focale de 100 mm).

Y \ X	28	76	124	172	220
28	.791	.901	.970	.998	.988
76	.866	.946	.991	.997	.955
124	.920	.977	1.000	.955	.924
172	.957	.993	.998	.969	.902
220	.979	.999	.992	.956	.889

Une correction systématique est donc possible, mais elle est presque superflue. Sauf au bord de l'image, l'effet est faible et le biais est inférieur à quelques pour-cent.

IV-2 Polarisation induite par les hublots.

La polarisation induite par une visée oblique à travers le hublot peut être beaucoup plus gênante. Un faisceau de lumière naturelle arrivant sur le hublot avec une incidence i sort polarisé linéairement suivant la direction longitudinale (c'est à dire, dans la direction du plan d'incidence formé par la normale au hublot et la direction de visée), avec un taux de polarisation:

$$(II-9) \quad P_{hub} = \frac{t_l - t_r}{t_l + t_r} = \frac{1 - \cos^8(i - r)}{1 + \cos^8(i - r)}$$

où t_l et t_r sont respectivement les facteurs de transmission longitudinale et transversale (avec $t_l > t_r$) et r , l'angle de réfraction.

Plus généralement, si la lumière incidente est polarisée, on montre (cf Annexe A-I-2) que l'on mesure une réflectance totale ($\rho_{Max}^* + \rho_{Min}^*$) et une réflectance polarisée ($\rho_{Max}^* - \rho_{Min}^*$) apparentes:

$$(II-10) \quad \rho_{totale}^* = \rho_{totale} + \rho_{pol} P_{hub} \cos(2\chi)$$

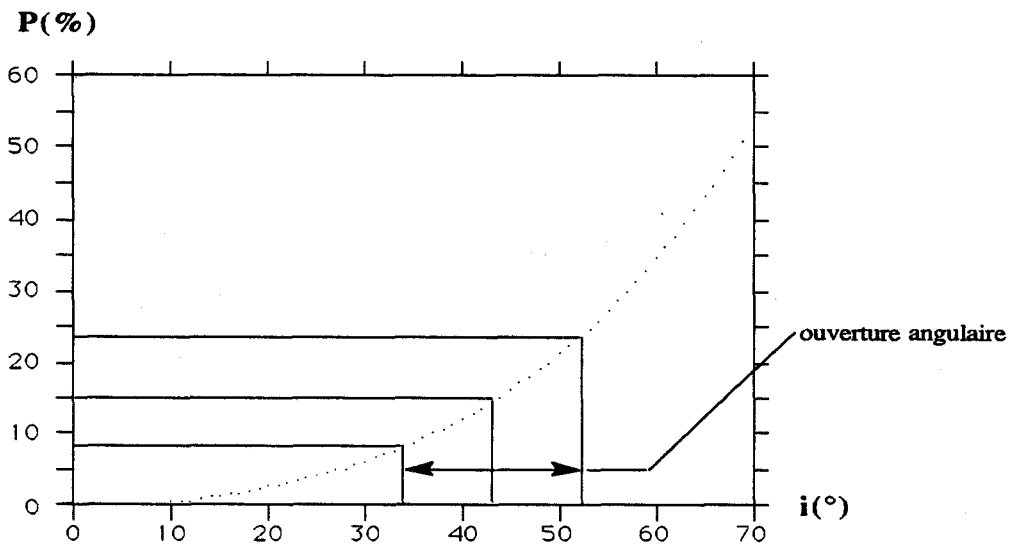
et :

$$(II-11) \quad \rho_{pol}^* = \rho_{pol} \left[\cos(2\chi) \cos(2\beta) + \sin(2\chi) \sin(2\beta) \sqrt{1 - P_{hub}^2} \right] + \rho_{totale} P_{hub} \cos(2\beta)$$

où β et χ sont les angles que l'axe longitudinal forme respectivement avec l'analyseur "max" et avec la vibration polarisée en entrée. χ dépend de la disposition du hublot par rapport à la vibration polarisée en entrée, et, en principe, l'astronaute a dû ajuster β en orientant les Hasselblats de façon à maximiser ρ_{pol}^* .

D'après la documentation, les hublots sont constitués de deux lames à faces parallèles (d'indice 1.45 ou 1.50 selon le type de matériau utilisé). On a calculé (cf Annexe A-I-3) P_{hub} en fonction de l'angle incidence; les résultats sont donnés Figure II-11.

Figure II-11: Polarisation induite par des hublots d'indice 1.475 traversés par une lumière naturelle.



Il est clair que les polarisations induites deviennent considérables lorsque l'angle d'incidence dépasse quelques degrés. Cet effet peut contaminer certaines scènes, et on peut en tout cas le mettre en évidence sur une des images digitalisées par la NASA: l'image des Seychelles.

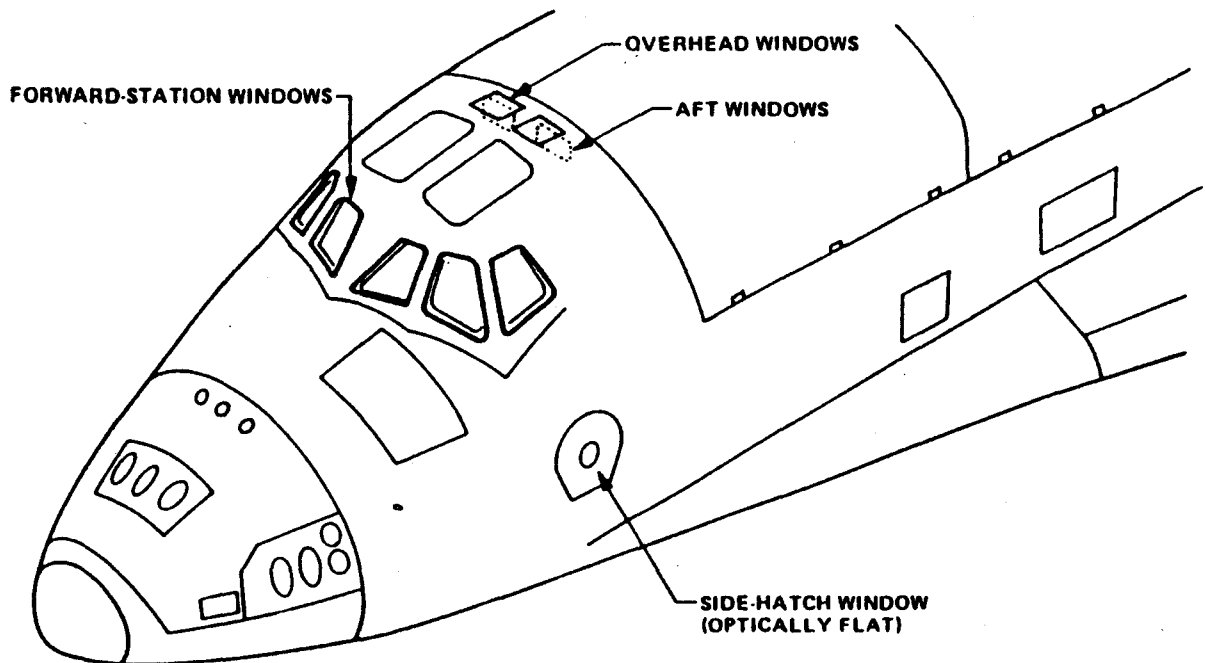
Cette image a été prise sous une incidence de $\theta_v = 42^\circ$, avec une focale de 15° d'ouverture. Les bords droit et gauche de l'image sont occupés par deux bancs de nuages. Les taux de polarisation mesurés sur ces nuages, dans les canaux bleu et rouge, sont reportés Tableau II-4. Ces valeurs, déduites des bandes numérisées par la NASA, ne sont probablement qu'indicatives; on n'a aucune information sur l'étalonnage utilisé. Mais il est certain que la polarisation observée est forte, et croît nettement du bord droit au bord gauche de l'image. On sait qu'en dehors de l'arc en ciel (soit $\theta_{diff} \approx 130^\circ$), la lumière rétrodiffusée par les nuages est non polarisée (Hansen, [22]; Deuzé et al, [7]). C'est le cas ici où l'angle de diffusion est de 96° au centre de la scène. La polarisation observée ne peut donc pas provenir des nuages. Elles ne s'expliquent pas non plus par la diffusion de l'atmosphère résiduelle au-dessus des nuages, en particulier dans le rouge où la réflectance moléculaire devient négligeable. Par contre, les ordres de grandeurs correspondent à l'effet de hublot prévu.

Tableau II-4: taux de polarisation relevés sur les nuages.

<i>Filtres</i>	<i>Taux de polarisation</i>	
	<i>Bord gauche</i>	<i>Bord droit</i>
<i>Rouge</i>	25 %	8-10 %
<i>Bleu</i>	45 %	20 %

Si on suppose une visée à travers le hublot horizontal du "plancher"⁴, l'angle d'incidence, égal à l'angle de visée, varie de $42^\circ \pm 7.5^\circ$ soit de 35° à 50° d'un bord à l'autre de l'image, et la polarisation de la lumière incidente naturelle, suivant la Figure II-11, explique la polarisation observée dans le rouge. On confirme donc bien l'origine probable du défaut et il est clair que l'interprétation des mesures de polarisation ne pourra se concevoir sans quelques précautions.

Schéma 2: Visualisation des hublots.



⁴ En dehors de manœuvres telles que la mise en orbite de satellites, la navette spatiale effectue tous ses vols retournée. Donc le hublot situé au dessus de la cabine (cf Schéma 2) se retrouve sur le "plancher". Par ailleurs il existe sept autres hublots plus ou moins inclinés. La documentation ne fournit aucune indication sur leur utilisation.

V) Mise au point d'un étalonnage.

V-1 Généralités.

On notera L les luminances en entrée de la Navette et L^* les luminances après la traversée du hublot. En principe L^* est reliée à la densité D par:

$$(II-12) \quad L_{\lambda}^* = B_{\lambda}' 10^{-(D_{\lambda}/a_{\lambda})}$$

où $a(\lambda)$ devrait être constant si l'on reste dans la zone de linéarité du film, et où $B'(\lambda)$ dépend de l'éclairement et de l'ouverture du diaphragme. Plus généralement, si n_{Max} et n_{Min} (1,2,4,8,16...) sont les facteurs d'éclairement correspondant aux diaphragmes choisis, on mesurera:

$$(II-13) \quad L_{Max}^* = n_{Max} B' 10^{-(CN_{Max}/800 a)},$$

$$(II-14) \quad L_{Min}^* = n_{Min} B' 10^{-(CN_{Min}/800 a)},$$

soit une luminance polarisée ($L_{max}^* - L_{min}^*$), une luminance totale ($L_{max}^* + L_{min}^*$) et un taux de

polarisation $P^* = \frac{L_{pol}^*}{L_{tot}^*}$:

$$(II-15) \quad L_{pol}^* = B' \left\{ n_{Max} 10^{-(CN_{Max}/800 a)} - n_{Min} 10^{-(CN_{Min}/800 a)} \right\},$$

$$(II-16) \quad L_{tot}^* = B' \left\{ n_{Max} 10^{-(CN_{Max}/800 a)} + n_{Min} 10^{-(CN_{Min}/800 a)} \right\},$$

$$(II-17) \quad P^* = \frac{n_{Max} 10^{-(CN_{Max}/800 a)} - 10^{-(CN_{Min}/800 a)}}{n_{Max} 10^{-(CN_{Max}/800 a)} + 10^{-(CN_{Min}/800 a)}}$$

où $n = \frac{n_{Max}}{n_{Min}}$ peut être différent de 1.

On voit qu'on peut, en principe, étalonner le film si on connaît le taux de polarisation et la réflectance au-dessus d'une cible de référence. On déduira d'abord a du taux de polarisation, indépendant de B' (éq. II-17), et en reportant a dans l'équation (II-15) ou (II-16), on déduira ensuite B de L_{tot}^* ou L_{pol}^* (ou des réflectances associées).

On maîtrise assez bien L et P pour des visées au dessus de l'océan. La réflectance de l'eau est faible. Si la réflectance des aérosols est également faible (bonne visibilité), la majeure partie du signal vient de la diffusion moléculaire qui est par ailleurs calculable. La méthode a été étudiée par Vermote et al. ([42],[43]) pour l'étalonnage en réflectance du canal B0 de VEGETATION, et sera reprise pour POLDER. On essaiera ici de la généraliser, en utilisant à la fois les signaux de réflectance et de polarisation. On n'attend des performances correctes de cet étalonnage sur la diffusion moléculaire que dans le canal bleu (éventuellement, le vert), où la réflectance des molécules est forte.

Pour étendre l'étalonnage aux autres canaux, on cherchera ensuite à utiliser la luminance du glitter. La mesure de la polarisation du glitter permet, en principe, de déterminer a dans les trois canaux (et de vérifier les valeurs trouvées en bleu (et en vert) sur la diffusion moléculaire). Les rapports des réflectances du glitter (voisins de 1) doivent permettre ensuite, a étant connu, de déduire B dans les canaux vert et rouge de la valeur de B dans le bleu (inter-étalonnage).

Avant d'aborder cette analyse, nous examinerons une troisième possibilité de déterminer a qu'offre, par hasard, la série des quatre images de *Hawaii*, dans laquelle la même scène a été photographiée avec puis sans diaphragme sur l'analyseur "max". Le rapport des luminances observées sur une même zone des deux scènes, soit $L_{Max}^{Hawaii4} = n L_{Max}^{Hawaii3}$, permet donc d'éliminer B et de trouver a si n est connu. C'est ce que nous appellerons, l'étalonnage "photométrique".

Ces étalonnages supposent que l'on sache calculer la luminance (ou la réflectance) en entrée. Pour les visées en ciel clair au-dessus de la mer, cette évaluation sera faite à l'aide des modèles numériques détaillés dans des rapports antérieures (Deuzé et al. (6)).

Pour tenir compte de la nature variable des aérosols, on envisagera deux modèles: le "Modèle C" et le "haze M" [15]. On considérera enfin $2 \text{ m/s} \leq v \leq 15 \text{ m/s}$. On appellera par la suite **modèle de référence**, le modèle défini par:

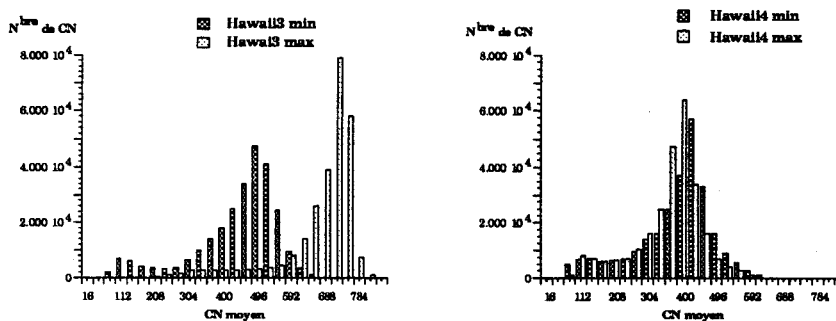
- Une visibilité de 23 km,
- Un modèle d'aérosols continentaux,
- Une vitesse de vent de 5 m/s,
- Une réflectance diffuse de l'eau ρ_m de 0.02, 0.004 et 0 respectivement dans le bleu, vert et rouge.

V-2 Etalonnage photométrique.

On dispose sur la quadruple scène de *Hawaii* de deux prises (*Hawaii3* et *Hawaii4*) obtenues dans des conditions géométriques quasi-identiques. La différence entre ces deux prises de vue résulte du changement fortuit du diaphragme sur la composante maximale.

On peut vérifier ce changement sur les histogrammes tracés, Figure II-12, pour le canal bleu. Les pics centraux, qui correspondent à la diffusion atmosphérique au-dessus de la mer, sont voisins sur l'histogramme de *Hawaii4*, mais sont décalés sur celui de *Hawaii3*. Les pics secondaires (vers 130 CN) correspondent aux nuages présents sur la scène. L'écart entre les histogrammes des images "minimum" (environ 64 CN) correspond à la légère variation de la direction de visée entre les deux scènes.

Figure II-12: Histogramme de *Hawaii3* et *Hawaii4* (canal bleu).



Si on néglige cette variation de géométrie, en première approximation, les luminances $L_{max}^{(4)}$ et

$L_{max}^{(3)}$ sont égales et en notant $n = \frac{n^{(3)}_{Max}}{n^{(4)}_{Max}}$ on a:

$$(II-18) \quad 1 = \frac{L_{max}^{(4)}}{L_{max}^{(3)}} = \frac{1}{n} \frac{B \cdot 10^{-D_{max}^{(4)}} / a}{B \cdot 10^{-D_{max}^{(3)}} / a}$$

Soit :

$$(II-19) \quad a \log_{10} n = D_{max}^{(3)} - D_{max}^{(4)} = \frac{CN_{max}^{(3)} - CN_{max}^{(4)}}{800}$$

$$(II-20) \quad \text{où: } CN_{max}^{(3)} = CN_{max}^{(4)} \frac{CN_{min}^{(3)}}{CN_{min}^{(4)}}$$

Puisqu'on ne connaît pas n , on calculera a pour différents rapports des diaphragmes ($n = 2, 4, 8 \dots$) et retiendra la valeur la plus plausible.

On a déterminé a de cette façon dans les trois canaux, sur les zones maritimes de l'image. Les résultats sont reportés Tableau II-5. On a également précisé les valeurs moyennes des CN.

Tableau II-5: Résultats de a pour diverses valeurs du rapport de diaphragme n .
Comptes numériques moyens relevés sur Hawaii3 et Hawaii4.

n	2	4	8	16	Hawaii3		Hawaii4	
					CN max	CN min	CN max	CN min
<i>Bleu</i>	1.08	0.54	0.36	0.27	720	496	400	432
<i>Vert</i>	0.67	0.33	0.22	0.17	944	816	726	752
<i>Rouge</i>	0.80	0.40	0.27	0.20	1680	1488	1424	1424

Les Figures II-3 montrant que a doit être de l'ordre de 1 à 2, on est conduit à retenir les valeurs correspondant à $n = 2$, tableau 5 (c'est à dire, un seul saut de diaphragme entre les deux Hasselblats), soit:

$$(II-21) \quad \begin{aligned} a_{bl} &= 1.08 \\ a_{vt} &= 0.67 \\ a_{rg} &= 0.80 \end{aligned}$$

L'intérêt de la méthode est d'éviter toute hypothèse sur la nature de la scène, mais elle implique un à priori gênant sur a . On peut au contraire analyser la faible variation du signal sur les images "minimum" ($\Delta CN \cong 64$ dans les trois couleurs), liée à la variation de θ_v entre les deux prises de vue ($\Delta\theta_v \cong 5^\circ$). Le diaphragme étant inchangé, on n'a plus d'à priori à prendre, mais on doit évaluer la variation théorique de réflectance via un modèle. On posera ici :

$$(II-22) \quad \frac{L_{Min}^{(3)}}{L_{Min}^{(4)}} = \frac{B \cdot 10^{-D^{(3)}/a}}{B \cdot 10^{-D^{(4)}/a}} = 10^{-\frac{\Delta D}{a}} = f(\text{modèle}, \Delta\theta_v)$$

On a évalué le rapport $L_{Min}^{(3)} / L_{Min}^{(4)}$ pour trois types de scènes: Atmosphère moléculaire pure. Aérosols Continentaux, $V = 23$ km. Aérosols Haze M, $V = 23$ km. On a fixé la vitesse du vent à 5 m/s et pris ρ_m (bleu) = 0.02, ρ_m (vert) = 0.004 et ρ_m (rouge) = 0. L'effet géométrique qu'on analyse se révèle peu sensible à l'état de la scène. Les rapports calculés ne varient que d'environ 5% (maximum dans le canal rouge) entre le modèle moléculaire pur et les modèles de visibilité 23 km.

Cette détermination de a semble donc fiable. Compte tenu des valeurs moyennes de $L_{Min}^{(3)} / L_{Min}^{(4)}$ obtenues (respectivement 0.80, 0.76 et 0.78 en bleu, vert et rouge), on trouve:

$$(II-23) \quad \begin{aligned} a_{bl} &= 1.02 \\ a_{vt} &= 0.96 \\ a_{rg} &= 0.93 \end{aligned}$$

Par ailleurs, si on corrige l'équation (II-18) de cet effet systématique de géométrie en posant:

$$(II-24) \quad \frac{L_{Max}^{(3)}}{L_{Max}^{(4)}} = f(\text{modèle}, \Delta\theta\nu) = n \cdot 10^{-\frac{\Delta D_{Max}}{a}},$$

on améliore l'accord entre les valeurs de α déduites pour $n = 2$ et les précédentes ($\alpha_{bl} = 1.11$, $\alpha_{vt} = 0.71$ et $\alpha_{rg} = 0.87$). On retiendra donc de ce premier étalonnage les valeurs probables:

$$(II-25) \quad \begin{array}{ll} \alpha_{bl} = 1.11 & \text{pour } 400 \leq \text{CN} \leq 750 \\ \alpha_{vt} = 0.71 & \text{pour } 700 \leq \text{CN} \leq 1000 \\ \alpha_{rg} = 0.87 & \text{pour } 1400 \leq \text{CN} \leq 1700 \end{array}$$

les plages d'étalonnage indiquées correspondant aux CN mesurés sur les zones de mer.

Puisque les réflectances des nuages sont en principe plus proches de la loi de Lambert que les réflectances atmosphériques, on a sélectionné une zone nuageuse sur les images et indiqué, Tableau II-6, les CN moyens relevés dans les trois canaux.

Tableau II-6: Comptes Numériques moyens relevés sur les nuages.

	<i>Hawaii3</i>		<i>Hawaii4</i>	
	<i>CN max</i>	<i>CN min</i>	<i>CN max</i>	<i>CN min</i>
<i>Bleu</i>	330	115	130	100
<i>Vert</i>	520	165	210	145
<i>Rouge</i>	850	330	400	305

Au premier ordre, en négligeant l'atmosphère au-dessus des nuages, on peut reprendre la même démarche que précédemment (cf équation II-18), on obtient avec $n=2$:

$$(II-28) \quad \begin{array}{ll} \alpha_{bl} = 0.83 & \text{pour } 100 \leq \text{CN} \leq 350 \\ \alpha_{vt} = 1.29 & \text{pour } 150 \leq \text{CN} \leq 550 \\ \alpha_{rg} = 1.87 & \text{pour } 300 \leq \text{CN} \leq 900 \end{array}$$

On trouve des coefficients α assez différents de ceux déduits de la diffusion moléculaire ; donc les densités mesurées sur les nuages et sur "la mer" ne se situent pas dans une même zone de linéarité de la courbe caractéristique.

Dans le cas du canal bleu, nous obtenons les résultats suivants:

sur les nuages:	$a = 0.83$ pour $100 \leq CN \leq 350$.
sur la diffusion moléculaire:	$a = 1.11$ pour $300 \leq CN \leq 700$.

donc, une pente d'autant plus faible que D est faible. C'est effectivement ce que l'on prévoit sur la Figure II-3 dans la gamme $0 \leq D \leq 1$. Dans les canaux vert et rouge, la tendance s'inverse. Dans le rouge les densités sont comprises entre 1 et 2, et a augmente lorsque les CN diminuent. Cela peut s'expliquer si on suppose que les mesures effectuées sur la diffusion moléculaire ($D \cong 2$ ou $CN \cong 1600$) sont déjà sous-exposées. Suivant la Figure II-3 cette sous-exposition n'est prévue que pour $D \cong 3$, mais la zone de noircissement maximum dépend du temps de développement du film. Ce développement a pour effet de translater, selon l'axe des densités, la valeur maximale du noircissement. Nous n'avons aucune idée de cette translation, mais on constate que sur les deux dernières missions aucun C.N. n'est supérieur à 1800. On a donc probablement un seuil à 2.5 plutôt qu'à 3.

Il semble donc que la linéarité de la courbe $D = f(\log E)$ soit très mal respectée dans la gamme des réflectances qu'on observe. On ne pourra donc comparer les valeurs de a_λ (ou B_λ) obtenues par des méthodes différentes que si les données utilisées correspondent à des densités du même ordre. Pour l'étalonnage sur la diffusion moléculaire (visée sur mer), les coefficients a_λ seront à comparer aux valeurs (II-25). On notera que ces valeurs ($a_\lambda \approx 0.8$ à 1.1) sont en assez bon accord avec ce que prévoit la Figure II-3.

V-3 Etalonnage sur la diffusion moléculaire.

V-3-1 Etude de faisabilité.

Le principe de la méthode est d'identifier les signaux mesurés (taux de polarisation, réflectances totale et polarisée) à leurs estimations théoriques. On sait que celles-ci sont assez faibles pour des visées sur mer (hors glitter), aux courtes longueurs d'onde (diffusion moléculaire prédominante).

Dans l'étude de faisabilité qui suit, tous les calculs sont effectués pour le canal bleu, avec une géométrie correspondant à la géométrie d'observation moyenne des images retenues (c'est à dire: $\theta_v = 40^\circ$, $\theta_s = 50^\circ$ et $\phi = 40^\circ$)

Dans un premier temps, nous étudierons la variabilité en aérosols, puis regarderons comment le signal réagit face aux variations des paramètres mineurs que sont la nature des aérosols, la vitesse du vent et la réflectance diffuse de la mer.

L'analyse de sensibilité du signal à la quantité d'aérosols a été faite en considérant un modèle d'aérosols continentaux, une vitesse du vent de 5 m/s et une réflectance diffuse de la mer de 0.02. Nous avons considéré quatre types d'atmosphère: une purement moléculaire et trois constituées de Rayleigh et d'aérosols continentaux correspondant à des visibilités de 10 km, 23 km et 50 km. Les résultats des simulations sont donnés Tableau II-7. Nous avons, par ailleurs, reporté dans ce tableau, les résultats d'une atmosphère moyenne, obtenus en effectuant une moyenne arithmétique entre la valeur maximale et la valeur minimale des visibilités.

*Tableau II-7: Résultats théoriques sur la diffusion moléculaire.
Trois visibilités sont considérées (50 km, 23 km et 10 km).*

	Ray	V50	V23	V10	moyenne	écart
ρ_{tot}	.119	.148	.166	.204	.176	$\pm 16.0 \%$
ρ_{pol}	.073	.073	.072	.071	.072	$\pm 1.5 \%$
$P(\%)$.615	.491	.435	.349	.420	$\pm 17.0 \%$

D'après ce tableau, on remarque que l'impact des aérosols est beaucoup plus faible sur la réflectance polarisée que sur la réflectance totale et le taux de polarisation. D'autre part, la visibilité de 23 km correspond à une quantité moyenne d'aérosols.

Pour étudier l'influence des autres paramètres, partant de l'atmosphère de référence, on a modifié successivement la nature des aérosols, l'état de surface de la mer (par la vitesse de vent) et la réflectance diffuse de l'eau. Nous avons donc considéré, par rapport à cette atmosphère de référence, un modèle d'aérosols maritimes, une vitesse de vent de 2m/s et une réflectance diffuse de l'eau de 0 %. Le tableau II-8 donne sous forme de pourcentages, les écarts relatifs engendrés par la variation de chacun des paramètres (trois premières colonnes). On a, par ailleurs, reporté colonne 4 les écarts engendrés par la méconnaissance de la quantité des aérosols (cf Tableau II-7), ainsi que la somme quadratique des écarts.

Tableau II-8: Écarts relatifs liés à la méconnaissance de la nature des aérosols, de l'état de surface, de la réflectance diffuse de l'eau, de la quantité des aérosols (Tableau II-7). Somme quadratique des écarts.

	nature aérosols	surface (v)	réflectance diffuse	quantité aérosols	écart total
$\Delta \rho_{tot}(\%)$	± 7.8	± 2.4	± 4.1	± 16.0	± 18.4
$\Delta \rho_{pol}(\%)$	± 2.3	± 1.8	± 0.0	± 1.5	± 3.3
$\Delta P(\%)$	± 5.4	± 4.1	± 4.1	± 17.0	± 18.8

Devant l'incertitude liée à la quantité d'aérosols, la méconnaissance de la vitesse du vent et de la réflectance diffuse induit une erreur relativement faible (surtout sur les réflectances). La méconnaissance de la nature des aérosols joue un rôle non négligeable dans la détermination du signal. Elle cause l'erreur la plus forte sur la quantité de lumière polarisée.

La grandeur la plus stable est la réflectance polarisée (incertitude inférieure à 6 %). Ceci vient de ce qu'elle est surtout générée par la diffusion moléculaire. La réflectance totale et le taux de polarisation sont, quant à eux, définis à environ 30 % près.

Concrètement, on devra d'abord déduire α , du taux de polarisation, avec:

$$(II-27) \quad \frac{1}{\alpha} = \frac{800}{CN_{Max} - CN_{Min}} \text{Log}_{10} \left(n \frac{1 - P_{théorie}^*}{1 + P_{théorie}^*} \right)$$

On peut s'attendre à une précision de l'ordre de 30 % sur α .

Pour la détermination de B , on dispose à la fois des réflectances totale et polarisée. Connaissant α , on a d'après les relations (II-15) et (II-16):

$$(II-28) \quad \rho_{pol}^{théorie} \Leftrightarrow \rho_{pol}^{mesuré} = \frac{B}{\mu_g} \left\{ n 10^{(-CN_{Max}/800\alpha)} - 10^{(-CN_{Min}/800\alpha)} \right\}$$

$$(II-29) \quad \rho_{tot}^{théorie} \Leftrightarrow \rho_{tot}^{mesuré} = \frac{B}{\mu_g} \left\{ n 10^{(-CN_{Max}/800\alpha)} + 10^{(-CN_{Min}/800\alpha)} \right\}$$

La précision de la réflectance polarisée est meilleure que celle de la réflectance totale. A contrario, la polarisation induite par les hublots affectera plus profondément la réflectance polarisée que la réflectance totale. On effectuera la détermination de B à partir de ces deux grandeurs et comparera les résultats.

V-3-2 Présentation des scènes.

Pour cet étalonnage, on a retenu quatre scènes. Ce sont des scènes maritimes avec des angles de diffusion relativement proche de 90° (Tableau II-9). Le rapport des diaphragmes n pour ces scènes vaut 1.

D'après les équations (II-10) et (II-11), les réflectances polarisée et totale et donc le taux de polarisation font intervenir les variables χ et β qu'on a également reportées dans le Tableau II-9.

L'angle χ est calculé par le modèle. Les valeurs données dans le Tableau II-9 correspondent à un modèle moyen d'atmosphère.

On montre, Annexe A-II-3, comment l'angle β est déduit de la projection de la photographie sur une carte. Si la lumière polarisée induite par le hublot est négligeable ou de même direction que celle de l'atmosphère alors la polarisation maximale doit être obtenue pour $\beta \cong \chi$ (cf éq. II-10 et II-11).

*Tableau II-9 : Conditions géométriques des scènes retenues.
 χ est donné pour $V=23$ km et un modèle moyen d'atmosphère.*

<i>Scène</i>	θ_{diff}	θ_V	β	χ
<i>Hawaii1</i>	74.8°	52.9°	81.3°	80.0°
<i>Hawaii2</i>	82.6°	47.8°	80.9°	66.5°
<i>Marshall</i>	104.5°	29.9°	83.7°	71.5°
<i>Easter</i>	127.8°	29.3°	32.0°	16.0°

On a par ailleurs reporté Tableau II-10 les comptes numériques (codés sur 12 bits) relevés sur les différentes zones utilisées.

*Tableau II-10: Comptes numériques (sur 12 bits) relevés
sur la diffusion moléculaire.*

<i>Scène</i>	<i>Bleu</i>		<i>Vert</i>	
	<i>C.N.max</i>	<i>C.N.min</i>	<i>C.N.max</i>	<i>C.N.min</i>
<i>Hawaii1</i>	500	740	740	909
<i>Hawaii2</i>	558	780	800	960
<i>Marshall</i>	610	846	840	1020
<i>Easter</i>	560	760	870	976

V-3-3 Détermination des coefficients d'étalonnage.

V-3-3-1 Mesure de α .

Comme nous l'avons dit la polarisation des hublots affecte les résultats lorsque l'angle d'incidence sur le hublot devient important. La prise en compte de cet effet est possible si l'on suppose la visée faite à travers le hublot horizontal du plancher. Pour essayer de juger de l'importance possible de cette perturbation, on a déterminé α :

- en négligeant la polarisation du hublot, soit $P_{\text{hub}}=0$ (résultats notés h_0).
- puis en en tenant compte (résultats notés h_1).

Les valeurs de a calculées sans tenir compte des hublots (cas h_0) sont reportées Tableau II-11. Les calculs correspondent au modèle de référence. On constate une instabilité inter-scène importante: 32 %.

Si l'on suppose que les visées sont faites à travers le hublot parallèle au sol (cas h_1), l'angle d'incidence est θ_V . Les résultats, Tableau II-11, semblent moins dispersés et donnent des valeurs de a en assez bon accord avec celles du § 5.1.

Tableau II-11: Résultats de a dans les canaux bleu et vert pour les deux types de hublots et le modèle de référence

<i>Scène</i>	<i>h₀</i>		<i>h₁</i>	
	<i>Bleu</i>	<i>Vert</i>	<i>Bleu</i>	<i>Vert</i>
<i>Hawaii1</i>	0.68	0.41	1.34	0.74
<i>Hawaii2</i>	0.67	0.45	1.09	0.71
<i>Marshall</i>	0.87	0.60	1.02	0.70
<i>Easter</i>	1.28	0.63	1.15	0.57

Afin de favoriser les situations de diffusion moléculaire intense ($\theta_{\text{diff}}=90^\circ$), la valeur moyenne de a est calculée par:

$$(II-30) \quad \bar{a} = \frac{\sum_{\text{scène}} a \sin^2(\theta_{\text{diff}})}{\sum_{\text{scène}} \sin^2(\theta_{\text{diff}})}$$

On obtient respectivement pour les canaux bleu et vert:

$$(II-31) \quad \begin{aligned} a_{\text{bl}} &= 1.16 \\ a_{\text{vt}} &= 0.70 \end{aligned}$$

En conclusion, la méthode d'étalonnage sur le Rayleigh donne des résultats cohérents, aux erreurs près, en bleu et en vert, avec ceux déduits de la méthode photométrique à condition de tenir compte de l'influence des hublots.

V-3-3-2 Mesure de B .

On a repris la même démarche pour le calcul de B à partir de la réflectance totale (qui donnera un coefficient notée B_{tot}) et de la réflectance polarisée (qui donnera un coefficient notée B_{pol}). On a calculé ces coefficients (en réflectances) pour notre modèle de référence, dans les cas h_0 et h_1 déterminés précédemment. On a pris pour a les valeurs (II-25).

Tableau II-12: Résultats de B dans le canal bleu pour deux types de hublots

Scène	h_0		h_1	
	B_{tot}	B_{pol}	B_{tot}	B_{pol}
<i>Hawaii1</i>	.336	.521	.302	.271
<i>Hawaii2</i>	.282	.440	.265	.267
<i>Marshall</i>	.273	.339	.267	.285
<i>Easter</i>	.227	.201	.230	.224

En principe, les coefficients B_{totale} et B_{pol} , devraient être identiques. On peut voir Tableau II-12 que c'est le cas si on tient compte de la polarisation instrumentale. Il semble donc que les observations aient bien été faites, pour ces scènes, à travers le hublot horizontal.

Les dispersions interscènes observées sont sur B_{totale} et sur B_{pol} du même ordre, alors qu'on espérait une meilleure stabilité du coefficient B_{pol} . En fait, il semble que la correction de la polarisation instrumentale détruit le bénéfice acquis par l'utilisation de la composante polarisée.

En reprenant le calcul de moyenne utilisé pour a (pondération en $\sin^2\theta_{diff}$), on trouve:

$$B_{bl} = 0.27$$

Dans le vert, le cas h_1 présente aussi la meilleure stabilité, mais la dispersion est évidemment plus grande. On obtient:

$$B_{vt} = 1.04$$

V-4 Etalonnage sur le glitter.

V-4-1 Etude de faisabilité.

Au premier ordre, l'inter-étalonnage dépend de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique totale (molécules et aérosols). Par conséquent, on écrit que:

$$(II-32) \quad \frac{\rho_{\lambda}^*}{\rho_{\lambda}'} = \frac{e^{-\delta_{\lambda} \left(\frac{1}{\mu_v} + \frac{1}{\mu_v}\right)}}{e^{-\delta_{\lambda}' \left(\frac{1}{\mu_v} + \frac{1}{\mu_v}\right)}}$$

Dans la direction spéculaire, le signal dépend donc de la quantité et de la nature des aérosols (du fait de l'atténuation) ainsi que de l'état de surface de la mer. Dans un premier temps, on a simulé le signal (en terme de luminance) dans la direction spéculaire ($\theta_v = \theta_s = 54^\circ$, $\varphi = 0^\circ$) en considérant trois visibilitées (V=10 km, V=23 km et V=50 km), une vitesse de vent de 5 m/s et un modèle d'aérosols continentaux. Les résultats sont donnés pour les trois longueurs d'onde dans le Tableau II-13.

Tableau II-13: Résultats théoriques sur le glitter pour trois visibilitées, respectivement dans le bleu, le vert et le rouge.

		V 10	V 23	V 50	Moyenne	Écart
<i>L_{tot}</i>	<i>Bleu</i>	.087	.163	.233	.160	46%
	<i>Vert</i>	.122	.229	.312	.217	44%
	<i>Rouge</i>	.170	.284	.386	.278	39%
<i>L_{pol}</i>	<i>Bleu</i>	.076	.149	.208	.142	47%
	<i>Vert</i>	.116	.222	.302	.209	45%
	<i>Rouge</i>	.164	.279	.376	.270	39%
<i>Taux</i>	<i>Bleu</i>	.870	.890	.895	.882	1.4%
	<i>Vert</i>	.955	.964	.966	.961	0.6%
	<i>Rouge</i>	.966	.984	.974	.975	1.0%

On constate une très bonne stabilité du taux de polarisation (on est proche de l'incidence de Brewster). La lumière polarisée est plus forte que celle venant de l'atmosphère, le taux de polarisation n'est donc pas modifié par les effets de transmission. Par contre, la forte dispersion des luminances montre l'importance des termes $e^{-\delta(m)}$ (où m est la masse d'air).

Comme précédemment, on a étudié la variabilité du signal avec la nature des aérosols, la vitesse du vent ou la réflectance diffuse de l'eau en partant de la même atmosphère de référence.

On a reporté Tableau II-14 les variations du signal (luminances et taux de polarisation) correspondant à une modification de la nature des aérosols (continentaux → maritimes), de la vitesse du vent (5 → 15 m/s), de la réflectance diffuse de l'eau de mer ($\rho_m = 0\%$ dans les trois canaux) et de la quantité d'aérosols (cf Tableau II-13). Les calculs sont faits pour la direction spéculaire $\theta_v = \theta_s = 54^\circ$, $\varphi = 0^\circ$.

Tableau II-14: Écarts relatifs, par rapport à une atmosphère de référence.
Somme quadratique des écarts.

		Nature des aérosols	Vitesse du vent	Réflectance diff. de l'eau	Quantité d'aérosols	Écart total
<i>L_{tot}</i>	Bleu	±7.2 %	±28.3 %	±0.4 %	±46.0 %	±54.5 %
	vert	±0.0 %	±39.9 %	±0.2 %	±44.0 %	±59.4 %
	rouge	±5.6 %	±43.8 %	±0.0 %	±39.0 %	±58.9 %
<i>L_{pol}</i>	Bleu	±7.4 %	±32.9 %	±0.2 %	±47.0 %	±57.9 %
	vert	±0.0 %	±41.7 %	±0.0 %	±45.0 %	±61.4 %
	rouge	±5.6 %	±44.8 %	±0.0 %	±39.0 %	±59.7 %
<i>Taux</i>	Bleu	±0.2 %	±5.2 %	±5.2 %	±1.4 %	±7.5 %
	vert	±0.0 %	±2.4 %	±2.4 %	±0.6 %	±3.5 %
	rouge	±0.1 %	±1.1 %	±0.0 %	±1.0 %	±1.5 %

On vérifie bien, comme indiqué au départ, que les luminances du glitter sont inexploitable (bien trop sensible à la vitesse du vent), mais que le taux de polarisation est assez stable et devrait donc permettre de déterminer a . L'erreur principale vient probablement de l'incertitude sur la vitesse de vent ($\rho_m = 0$ est sans doute peu réaliste), mais on peut espérer une précision inférieure à 10% sur a .

Enfin pour analyser l'inter-étalonnage de B annoncé, nous avons testé le caractère spectralement neutre du signal sur le glitter. Pour cela, nous avons reporté Tableau II-15, les simulations faites dans la direction spéculaire $\theta_v = \theta_s = 54^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ en considérant trois visibilités (10, 23 et 50 km), un modèle d'aérosols continentaux et une vitesse du vent de 5 m/s. Les résultats sont présentés sous forme de rapport entre les filtres bleu/vert et vert/rouge à la fois pour la réflectance polarisée et la réflectance totale.

Tableau II-15: Etude de la variabilité avec la quantité d'aérosols des signaux interbande en lumière totale et en lumière polarisée sur le glitter.

	Rapport	V 10	V 23	V 50	Moyenne	Ecart
totale	Bleu/Vert	.713	.712	.747	.729	2.4%
	Vert/Rouge	.718	.806	.808	.763	5.9%
polarisée	Bleu/Vert	.655	.671	.689	.672	2.6%
	Vert/Rouge	.707	.796	.803	.755	6.4%
taux	Bleu/Vert	.911	.923	.926	.919	0.8%
	Vert/Rouge	.989	.980	.992	.986	0.6%

On constate que l'étalonnage n'est pratiquement pas affecté par la quantité d'aérosols (surtout dans le canal bleu). Si on modifie la nature des aérosols (continentaux → maritimes), la vitesse du vent (de 5 → 15 m/s) ou la réflectance diffuse de l'eau de mer ($\rho_m = 0\%$ dans les trois canaux), les variations correspondantes des rapports B_λ/B_λ sont données, Tableau II-16, pour la direction spéculaire $\theta_v = \theta_s = 54^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. On a par ailleurs reporté dans ce tableau les écarts relatifs liés à la méconnaissance de la quantité des aérosols (cf Tableau II-15) ainsi que la somme quadratique des écarts.

Tableau II-16: Ecart relatif par rapports à un modèle de référence.
Somme quadratique des écarts.

composante	rapport	Nature des aérosols	Vitesse du vent	Réflectance diff. de l'eau	Quantité d'aérosols	Écart total
totale	Bleu/Vert	±7.3 %	±12.9 %	±0.8 %	±2.4 %	±15.0 %
	Vert/Rouge	±5.6 %	±5.0 %	±0.2 %	±5.9 %	±9.6 %
polarisée	Bleu/Vert	±7.4 %	±10.2 %	±0.0 %	±2.6 %	±12.9 %
	Vert/Rouge	±5.6 %	±3.7 %	±0.0 %	±6.4 %	±9.3 %
Taux	Bleu/Vert	±0.2 %	±2.7 %	±0.7 %	±0.8 %	±2.9 %
	Vert/Rouge	±0.1 %	±1.4 %	±0.2 %	±0.2 %	±1.5 %

La source d'erreur la plus importante est la vitesse du vent. En réflectance, la précision est meilleure sur le rapport vert/rouge (9.6% d'erreur au maximum) que sur le rapport bleu/vert (15% d'erreur au maximum). Ceci vient de ce que la dépendance spectrale du glitter est surtout liée au terme d'atténuation, et que le glitter est moins intense aux courtes longueurs d'onde. En taux de polarisation, on obtient des écarts très faibles dus essentiellement à la méconnaissance de la vitesse du vent.

En résumé, l'étalonnage de a sur le glitter à partir du taux de polarisation est théoriquement possible et l'inter-étalonnage sur les réflectances est en principe assez précis.

V-4-2 Présentation des scènes.

Les scènes retenues pour cet inter-étalonnage sont au nombre de trois. Elles sont présentées Tableau II-17. Dans ce tableau figurent les conditions géométriques, ainsi que l'angle d'incidence $\theta_{réfl}$. Le rapport n des diaphragmes est de 1.

Tableau II-17: Conditions géométriques des différentes scènes retenues pour l'inter-étalonnage.

Scène	Hawaii 1	Hawaii 2	Marshall
θ_s	54.3°	54.3°	47.2°
θ_v	57.4°	51.0°	43.9°
$\theta_{réfl}$	55.6°	52.2°	45.4°
$\phi_s - \phi_v$	171.3°	193.7°	172.0°

On a par ailleurs reporté Tableau II-18 les comptes numériques (codés sur 12 bits) relevés sur les différentes zones utilisées.

Tableau II-18: Comptes numériques (sur 12 bits) relevés sur le glitter.

Scène	Bleu		Vert		Rouge	
	C.N.max	C.N.min	C.N.max	C.N.min	C.N.max	C.N.min
Hawaii1	76	554	86	633	195	1000
Hawaii2	139	746	226	899	522	1534
Marshall	52	312	60	468	104	848

V-4-3 Détermination des coefficients d'étalonnage.

V-4-3-1 Mesure de a .

Les coefficients a déduits du taux de polarisation suivant l'équation (II-27) sont donnés Tableau II-19. Pour ce calcul, on a considéré un hublot parallèle au sol et notre atmosphère de référence.

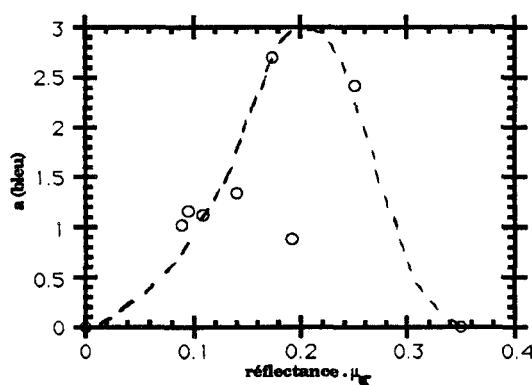
Tableau II-19: Coefficients a déduits des mesures sur le glitter.

	Bleu	Vert	Rouge
Hawaii 1	2.48	1.57	1.99
Hawaii 2	2.85	2.15	2.97
Marshall	0.88	0.96	1.60
Moyenne	2.07	1.56	2.19

On obtient des résultats très dispersés. La variation inter-scène est considérable, surtout dans le bleu. Comme prévu les résultats sont différents de ceux dérivés de la diffusion moléculaire. En effet, comme nous l'avons précisé lors de l'étalonnage photométrique, des problèmes de non linéarité de la réponse du film et des problèmes de saturation apparaissent de façon critique sur les zones très réfléchissantes (glitters ou nuages). C'est en effet le cas puisque les $C.N._{max}$ utilisés sur le glitter (cf Tableau II-18) et les nuages (cf Tableau II-6) se situent dans la même zone de "linéarité" de la courbe caractéristique. On voit par ailleurs que les coefficients a en vert et en rouge sont analogues à ce que donne les nuages.

Il est clair que l'hypothèse selon laquelle le coefficient a est constant (cas d'un détecteur à réponse linéaire) n'est vraie que sur un domaine de comptes numériques très restreint. A la vue de la Figure II-3, on voit bien que la pente de la courbe caractéristique n'est pas constante pour des domaines de réflectance significatives du glitter, de la diffusion moléculaire et de la réflexion sur les sols. On voit par ailleurs que pour une exposition proche de 1 ($\text{Log} \approx 0$) ainsi que pour une exposition faible ($\text{Log} \approx -2$) la pente de la courbe tend vers zéro. Afin d'étudier la variation de a avec l'exposition (plus précisément avec le produit réflectance théorique par μ_s), on a regroupé, Figure II-13, l'ensemble des coefficients obtenus dans le canal bleu.

Figure II-13: Visualisation des coefficients a obtenus dans le canal bleu.



La loi que suivent les coefficients est similaire pour les canaux vert et rouge. On peut donc s'attendre à obtenir des coefficients B tout aussi variables.

On a malgré tout cherché à connaître ces coefficients B déduits du glitter en gardant l'hypothèse d'une réponse linéaire. Pour cela on utilisera les coefficients a obtenus par l'étalonnage photométrique (qui sont en bon accord en bleu et en vert avec ceux obtenus sur la diffusion moléculaire), c'est à dire:

$$a_{bl} = 1.11$$

$$a_{vt} = 0.71$$

$$a_{rg} = 0.87$$

V-4-3-2 Mesure de *B*.

Les résultats des coefficients *B* issus de la réflectance totale et de la réflectance polarisée sont regroupés dans le Tableau II-20 sous la forme de rapport **Bleu/Vert** et **Vert/Rouge**.

Tableau II-20: Coefficients interbandes de *B* obtenus sur le glitter.

Scène	Bleu/Vert		Vert/Rouge	
	<i>B_{tot}</i>	<i>B_{pol}</i>	<i>B_{tot}</i>	<i>B_{pol}</i>
<i>Hawaii1</i>	.757	.739	.693	.684
<i>Hawaii2</i>	.618	.628	.465	.468
<i>Marshall</i>	.695	1.146	.792	.904

La réflectance polarisée et la réflectance totale donnent, aux incertitudes près, des résultats en bon accord (en dehors du rapport **Bleu/Vert** de *Marshall*), mais très différents de ceux déduits de la diffusion moléculaire ($B_{bl} / B_{vt} = 0.26$) comme cela était prévu. Par ailleurs, la dispersion inter-scène est très importante, surtout pour le rapport **Vert/Rouge**.

En fait les $C.N._{max}$ mesurés sur le glitter se situent dans la zone de saturation⁵ (cf Tableau II-18, on peut considérer qu'un $C.N._{max}$ inférieur à 350-400 est saturé). Or la forte variabilité de la réflectance dans cette zone ainsi que la dispersion des $C.N.$ relevés dans cette même zone expliquent l'importance de la dispersion inter-scène.

L'effet de la saturation induit, si on fait l'hypothèse d'une réponse linéaire, des réflectances plus faibles qu'en réalité (une fois le seuil atteint la valeur des réflectances ne peut plus croître, elle apparaissent donc sous estimées). Autrement dit, les coefficients inter-bandes de *B* sur le glitter doivent être plus petits que ceux donnés Tableau II-20. La scène la plus touchée par cette saturation est celle de *Marshall*. Viennent ensuite respectivement *Hawaii1* et *Hawaii2*. On voit bien (Tableau II-20) que cette dernière scène donne les coefficients inter-bandes les plus faibles et un coefficient **Bleu/Vert** le plus proche de celui obtenu sur la diffusion moléculaire.

Pour contourner ce problème de la saturation de la composante maximale et pour se resituer dans une zone de $C.N.$ proche de la diffusion moléculaire, on a eu l'idée d'utiliser la composante minimale (d'après le Tableau II-18, on voit qu'en dehors de la scène de *Marshall*, les $C.N._{min}$ sont supérieurs à 350-400). Cette composante minimale étant connue, nous avons effectué un inter-étalonnage de *B* sur le glitter.

⁵ On rappelle qu'il existe (cf Figure II-3) une saturation correspondant aux CN faibles (composantes maximales) et une sous-exposition correspondant aux CN élevés (composantes minimales).

Les résultats sont les suivants:

Tableau II-21: Coefficients interbandes de B obtenus sur le glitter avec la composante minimale du signal.

<i>Scène</i>	<i>Bleu/Vert</i>	<i>Vert/Rouge</i>
<i>Hawaii1</i>	<i>0.334</i>	<i>0.509</i>
<i>Hawaii2</i>	<i>0.276</i>	<i>0.318</i>
<i>Marshall</i>	<i>0.485</i>	<i>0.488</i>

On obtient des résultats un peu moins dispersés (on a une précision de 26% sur le rapport Bleu/Vert et de 30% sur le rapport Vert/Rouge). De plus on voit que pour le rapport Bleu/Vert les coefficients sont plus proches (tout en restant supérieurs) de la valeur obtenue sur la diffusion moléculaire (0.26). On retient donc les coefficients B_{bleu} et B_{vert} obtenus sur la diffusion moléculaire. Le coefficient B_{rouge} est obtenu en utilisant le coefficient interbande Vert/Rouge calculé sur la composante minimale. Ce qui nous donne en termes de réflectances:

$$B_{bl} = 0.27$$

$$B_{vt} = 1.04$$

$$B_{rg} = 2.20$$

En résumé, on peut dire que les coefficients d'étalonnage annoncés ne sont caractéristiques que d'une certaine zone de C.N. (correspondant à la diffusion moléculaire). Par conséquent une étude en réflectance risque d'être difficile.

V-5 Prise en compte de la non linéarité du film.

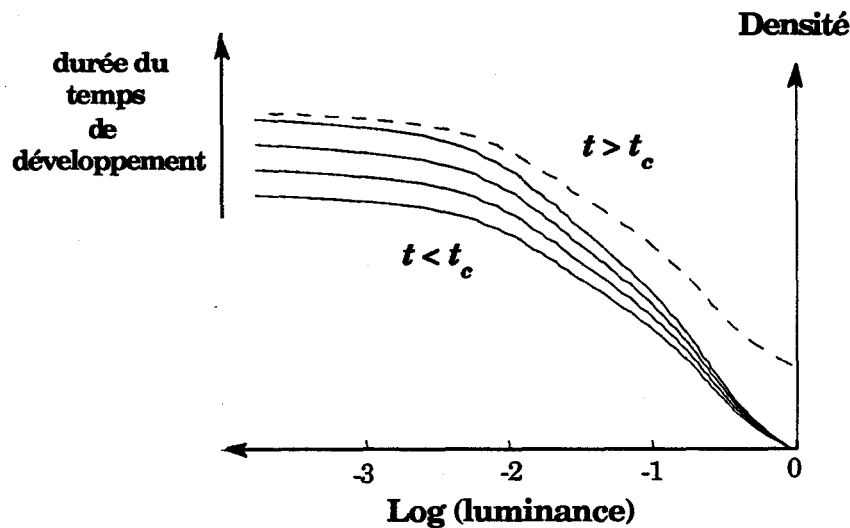
V-5-1 Introduction.

Comme nous l'avons signalé précédemment le régime linéaire de la courbe caractéristique (cf Figure II-3) est en fait limité. On obtient, si on considère cette hypothèse, des résultats incohérents pour les hauts niveaux de réflectance (les nuages, la neige ou encore le glitter). Pour remédier à ce problème, nous avons tenté de faire intervenir la non linéarité de la réponse du film.

V-5-2 Méthode.

Une donnée exogène, dont nous sommes sûrs, est la courbe caractéristique des films **Kodak** (Figure II-3). Malheureusement nous ne savons pas comment elle est modifiée lors du développement du film. Simplement nous voyons Figure II-14 que plus le temps de développement est long plus le contraste est grand (avec évidemment un temps critique au-delà duquel le contraste tend à être nul).

Figure II-14: Conséquence du développement sur la réponse du film.



Au premier ordre, nous considérerons que le développement agit de façon constante. Autrement dit, la luminance peut s'écrire:

$$(II-33) \quad L_{\lambda} = a \{f(C.N.) + b\}$$

où $f(C.N.)$ représente l'équation de la courbe caractéristique avant développement du film.

La numérisation de la courbe caractéristique est obtenue par un polynôme de degré 5. Ce qui donne en terme de luminance:

$$(II-34) \quad L_{\lambda} = a \{P_{\lambda}^5(C.N.) + b\}$$

Pour chaque couleur, les composantes maximale et minimale s'écrivent:

$$(II-35) \quad L_{min} = \rho_{min} \mu_s = a \{m_1 CN_{min} + m_2 CN_{min}^2 + \dots + m_5 CN_{min}^5 + b\}$$

et,

$$(II-36) \quad L_{max} = \rho_{max} \mu_s = a \{m_1 CN_{max} + m_2 CN_{max}^2 + \dots + m_5 CN_{max}^5 + b\}$$

où les m_i représentent les coefficients du polynôme.

La méthode employée fait intervenir les mêmes concepts que précédemment. C'est à dire:

- utilisation du Rayleigh dans le bleu et le vert
- utilisation du glitter en interbande.

Des équations (II-35 et II-36) on tire les coefficients a à partir de la réflectance polarisée et les coefficients b à partir de la réflectance totale ou du taux de polarisation. Les résultats théoriques (Tableau II-8) montrent que l'utilisation du taux de polarisation est préférable pour le calcul de b si on a une idée de la quantité d'aérosol.

Dans un premier temps nous avons calculé les coefficients dans le canal bleu sur le Rayleigh. Nous les avons ensuite reporté dans les canaux vert et rouge grâce aux coefficients interbande déduits sur le glitter. Les scènes utilisées sur le Rayleigh et le glitter sont les mêmes que celles utilisées pour les étalonnages précédents.

V-5-3 Résultats.

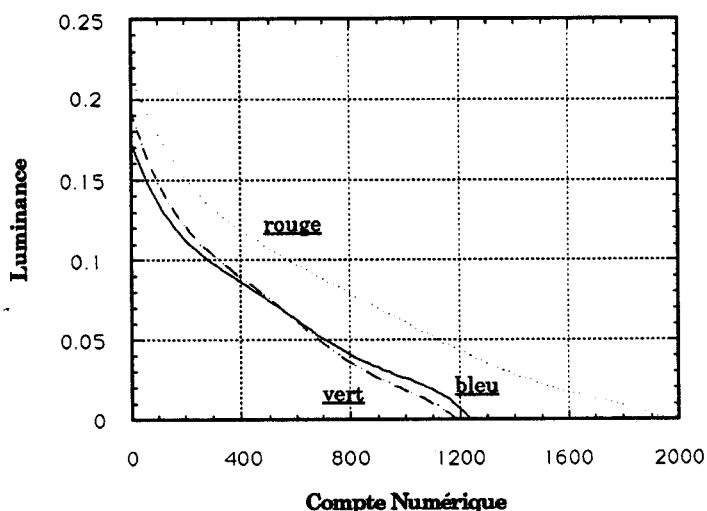
Les résultats des coefficients a et b obtenus sont les suivants:

Tableau 22: Résultats des coefficients a et b obtenus en considérant la non linéarité de la réponse du film.

	<i>bleu</i>	<i>vert</i>	<i>rouge</i>
<i>a</i>	0.0517	0.0626	0.0810
<i>b</i>	3.351	3.084	2.650

La figure II-15 montre, pour les trois canaux, le résultat de la luminance en fonction du compte numérique (cf équations II-34).

Figure II-16: Allure de la luminance calculée à partir des coefficients a et b .



Le Tableau II-23 donne, pour la réflectance totale et le taux de polarisation, les écarts entre les calculs théoriques et les résultats (appelés "mesure") obtenus par l'intermédiaire des coefficients *a* et *b* pour les scènes de mer utilisées pour l'étalonnage sur le Rayleigh.

Tableau II-23: Écarts sur le Rayleigh, pour la réflectance totale et le taux de polarisation, entre les calculs théoriques et les résultats déduits de *a* et *b*.

	Réflectance totale				Taux de polarisation			
	Bleu		Vert		Bleu		Vert	
	théorie	mesure	théorie	mesure	théorie	mesure	théorie	mesure
Easter	.095	.112	.047	.049	.220	.201	.221	.180
Hawaii 1	.140	.121	.100	.069	.218	.228	.252	.257
Hawaii 2	.109	.110	.066	.058	.237	.225	.239	.257
Marshall	.089	.098	.054	.049	.285	.250	.304	.308

On obtient sur le taux de polarisation des résultats inférieurs à 10 % en accord avec les erreurs estimées Tableau II-8. Remarquons, par ailleurs, que les plus mauvais résultats sont obtenus pour la scène de *Hawaii 1*. Cette scène est la plus contaminée par le glitter, elle dépend donc de la vitesse de vent. Pour ces calculs, nous avons considéré une vitesse de vent homogène sur toute la scène (en l'occurrence 5m/s pour les scènes de *Hawaii*). Si on suppose une vitesse de vent de 2 m/s, les résultats théoriques donnent respectivement dans le bleu et le vert: .120 et .077 pour la réflectance totale et .246 et .259 pour le taux de polarisation. Ce qui sur l'ensemble améliore les résultats.

Le Tableau II-24 donne ces mêmes écarts en interbande pour les scènes de mer utilisées pour l'étalonnage interbande sur le glitter.

Tableau II-24: Comparaison, pour la réflectance totale et le taux de polarisation, entre les résultats interbande théoriques et les résultats interbande calculés à partir des coefficients *a* et *b*.

	Réflectance totale				Taux de polarisation			
	Bleu/Vert		Vert/Rouge		Bleu/Vert		Vert/Rouge	
	théorie	mesure	théorie	mesure	théorie	mesure	théorie	mesure
Hawaii 1	.981	1.005	.971	.981	.712	.779	.848	1.060
Hawaii 2	1.098	1.203	1.007	1.135	.743	.734	.890	.939
Marshall	1.010	1.021	1.000	.965	.755	.642	.904	.845

Dans l'ensemble les résultats sont satisfaisants pour la réflectance totale (13 % au maximum), mais pour le taux de polarisation ceux-ci sont assez décevants. Les écarts peuvent atteindre 25 % (sur le rapport **Vert/Rouge** de la scène de *Hawaii1*). Ils semblent en fait dûs à une localisation imparfaite (problèmes d'amers ou de localisation de la navette) de la zone de glitter, très sensible aux conditions géométriques.

Cependant, les résultats obtenus sur le Rayleigh et simultanément sur le glitter montrent la cohérence de l'étalonnage. La prise en compte de la non linéarité de la réponse du film donne des résultats bien meilleurs que précédemment. On peut raisonnablement estimer les erreurs à 20-30 % sur les luminances totale et polarisée ainsi que sur le taux de polarisation. Dans le cadre de l'étude dimensionnelle (voir semi-qualitative) qui nous concerne, cette marge d'erreur n'est pas trop contraignante.

Avant d'entreprendre cette étude, on a cherché à vérifier certains résultats obtenus précédemment, en particulier le rapport de diaphragme de l'analyseur maximum entre les scènes de *Hawaii3* et *Hawaii4* (**chapitre 5.2**).

Les comptes numériques relevés sur les scènes de *Hawaii 3* et *Hawaii 4* sont reportés Tableau II-25. Les luminances annoncées sont obtenues avec l'équation II-34.

Tableau II-25: Comptes Numériques et luminances des composantes maximales de Hawaii 3 et Hawaii4.

	C.N. <i>mass</i>		LUM <i>mass</i>	
	<i>Hawaii 3</i>	<i>Hawaii 4</i>	<i>Hawaii 3</i>	<i>Hawaii 4</i>
<i>Bleu</i>	720	400	.049	.086
<i>Vert</i>	944	726	.022	.045
<i>Rouge</i>	1680	1424	.014	.027

Les luminances obtenues, compte tenu de la légère variation des conditions géométriques, confirment le rapport de diaphragme obtenu précédemment (n=2).

VI) Analyse dimensionnelle.

Dans ce chapitre, nous allons tenter de valider les hypothèses utilisées pour la modélisation du signal polarisé introduites dans le cadre d'une étude passée avec le CNES (Deuzé et al, (8), (9), (10) dans le cadre de la préparation de SPOT 4. Cette étude portait sur la modélisation du signal en composante polarisée. Les hypothèses faites étaient les suivantes:

- Sur terre:
 - Hypothèse de cibles Lambertiennes.
L'intensité du glitter sur terre est plus faible que le glitter sur mer, mais son étendue est plus importante
 - En dehors d'une géométrie de glitter, le signal polarisé ne dépend exclusivement que de l'atmosphère.
- Sur mer:
 - Le glitter est majorant en ce qui concerne le signal polarisé.
 - En dehors d'une géométrie de glitter, le signal polarisé ne dépend exclusivement que de l'atmosphère.
- Cibles fortement réfléchissantes:
 - Neige:
 - Validation ou non de l'hypothèse de particules sphériques (créant une polarisation importante dans la direction de l'arc géométrique autour de 140° de diffusion).
 - Réflectance polarisée quasi nulle en dehors de cette direction particulière.
 - Sable:
 - Polarisation faible en dehors du limbe.
 - Nuages:
 - Vérification d'une légère polarisation dans l'arc géométrique.

Des premières études expérimentales effectuées en ballon stratosphérique (PIRAT) ont confirmé les hypothèses concernant le signal sur mer (Deuzé et al, (7)). L'objet de cette partie est de confronter les hypothèses restantes (sol lambertien, neige et sable).

VI-1 Analyse des scènes de *Hawaii 1* et *Hawaii 2*.

Les scènes de *Hawaii 1* et *Hawaii 2* ont été prises à 15 secondes d'intervalle. Ces deux scènes bénéficient d'une géométrie de glitter, la première étant prise dans une direction plus proche de la direction spéculaire. Les conditions géométriques au centre de chacune de ces scènes sont reportées Tableau II-26. Sur ces scènes, en plus du glitter, on y trouve un ensemble terre-mer, une zone de Rayleigh et des nuages. La Figure II-16 montre la scène de *Hawaii 1* en "vraie" couleur (superposition des trois canaux visibles).

Figure II-16: Scène de Hawaii 1 en vraie couleur. Position des trois radiales.

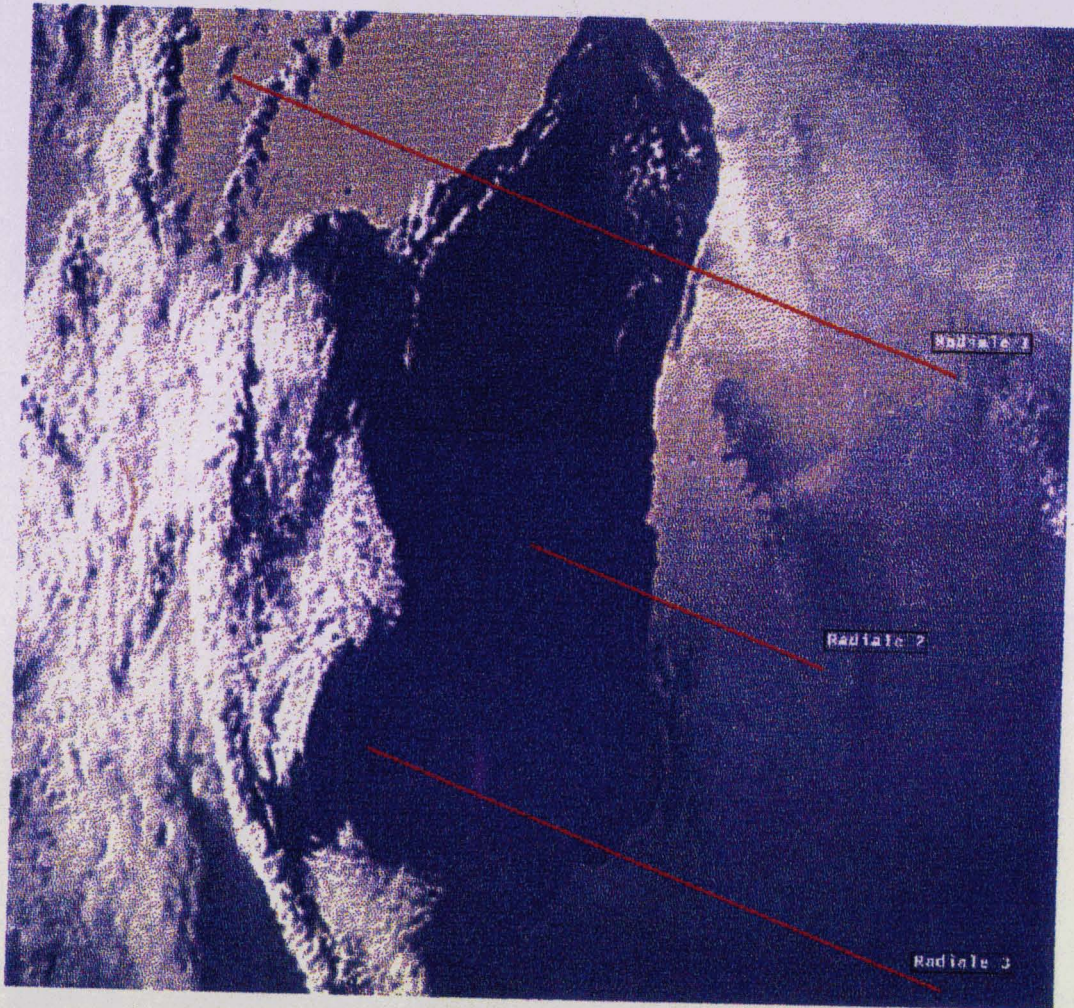


Tableau II-26: Conditions géométriques au centre
des scènes de Hawaii 1 et Hawaii 2.

	θ_v	θ_s	φ	θ
<i>Hawaii 1</i>	52.63°	55.04°	-13.02°	73.33°
<i>Hawaii 2</i>	46.19°	54.99°	-21.50°	81.21°

Afin d'étudier plus particulièrement le caractère spéculaire des sols, on a effectué, sur ces deux scènes, trois radiales coupant des zones de mer et de terre (cf Figure II-16). La première se situe dans le plan solaire $\varphi=0^\circ$ (radiale 1), les deux autres s'éloignant de la direction spéculaire (radiale 2 et radiale 3). Les Figures II-17 (respectivement a, b et c) donnent, en réflectance totale et en réflectance polarisée, le résultat des ces trois radiales.

La radiale 3 est bien abritée du glitter sur mer sur *Hawaii 2*. En réflectance totale le contraste terre-mer est très faible. La réflectance polarisée sur mer est d'origine atmosphérique avec une composante Rayleigh en bleu et une valeur très faible en rouge. Il est à noter que le contraste terre-mer est plus marqué sur la composante polarisée et donc que le sol contient une information intrinsèque en polarisation. Pour *Hawaii 1*, la spécularité est plus marquée et la tache de glitter apparaît sur mer, légèrement sur la composante totale, plus notablement sur la composante polarisée (surtout aux grandes longueurs d'onde moins sensibles au Rayleigh). Sur les sols, les réflectances totales sont de mêmes niveaux que pour *Hawaii 2*; la composante polarisée s'étoffe légèrement plus.

Pour la radiale 2, la signature des sols est peu modifiée. On accentue sur mer la présence du glitter pour les deux scènes. La tache du glitter culmine sur la radiale 1, l'interception d'un banc de nuage est caractérisé par la faible augmentation de la réflectance totale et une forte dépolarisation. Par rapport aux radiales 2 et 3, les sols sont plus réfléchissants, y compris en composante polarisée. On met en évidence sur cette série la signature en composante polarisée des surfaces immergées.

Si on fait référence aux modèles de couvert végétal, la polarisation est induite par la réflexion sur la surface des feuilles. Elle est moins cantonnée autour de la direction spéculaire que l'est le glitter sur mer; la géométrie des pentes de feuilles est moins planiforme que celle des vagues. Au premier ordre, on peut enlever la composante atmosphérique déduite de la radiale 3 de *Hawaii 2*. Cela fait, la composante polarisée des sols est blanche, traduction de sa nature spéculaire.

Figure II-17 a: Réflectance totale et réflectance polarisée de la radiale 1 effectuée sur Hawaii 1 et Hawaii 2.

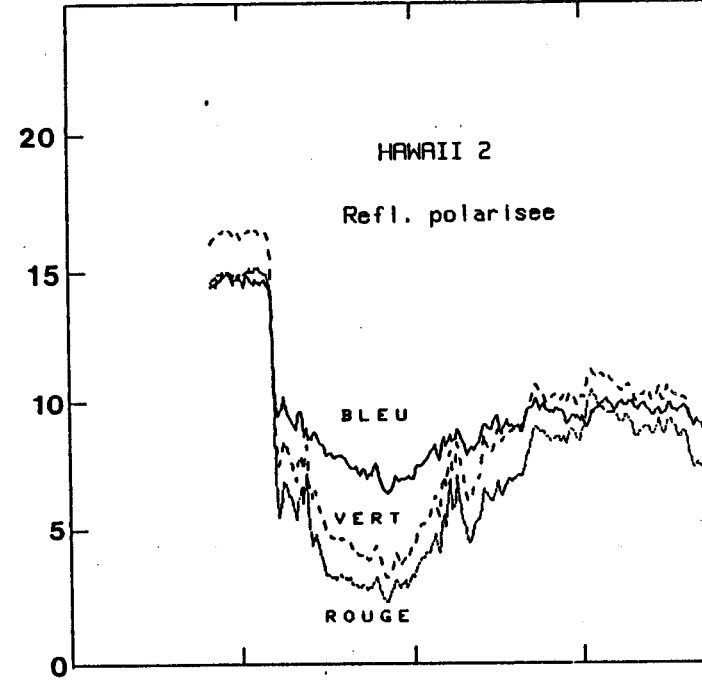
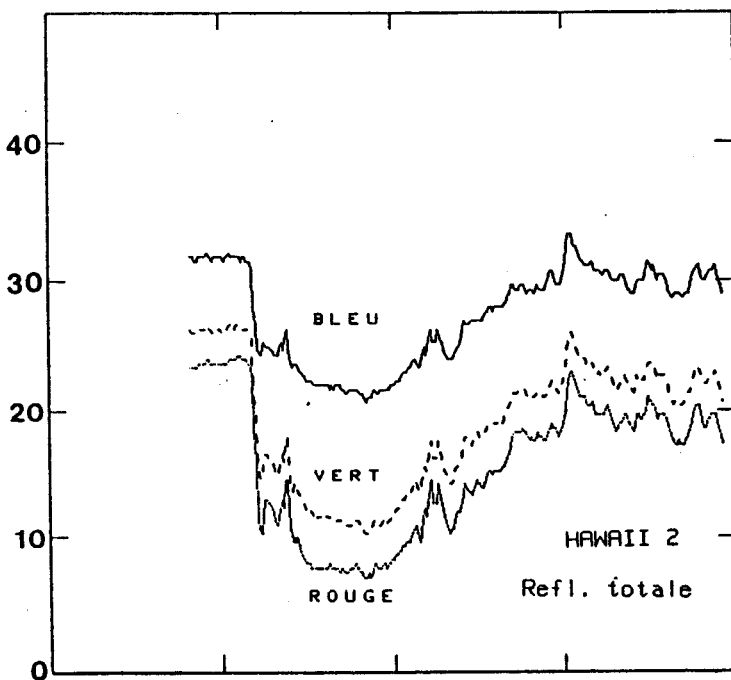
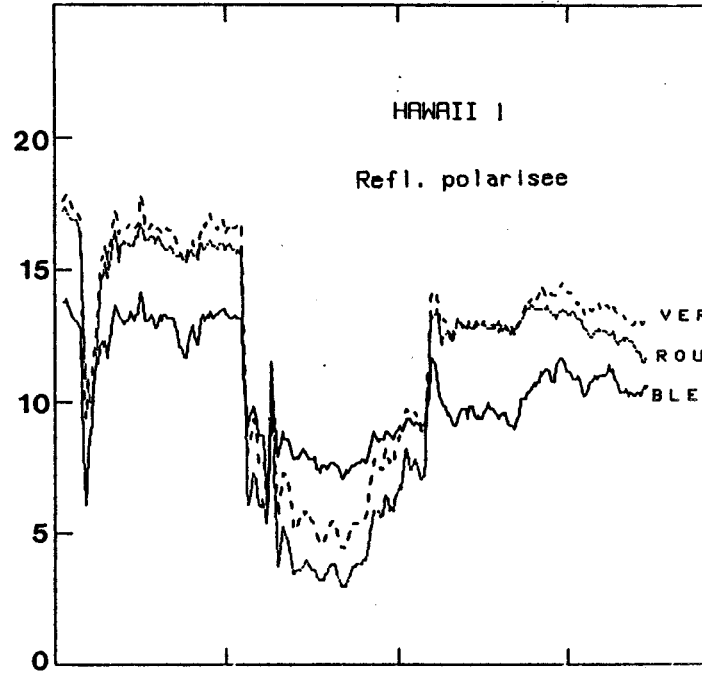
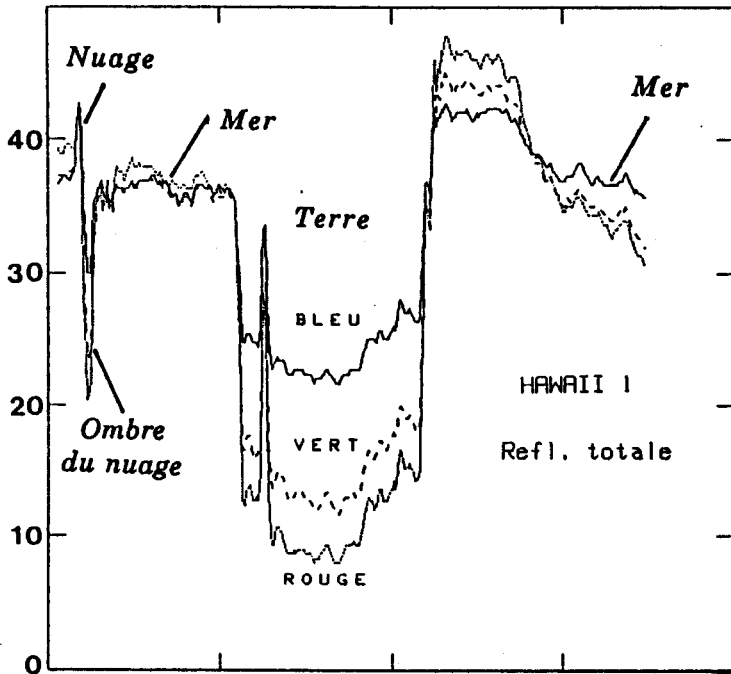


Figure II-17 b: Môme légende que la Figure 17 a mais pour la radiale 2.

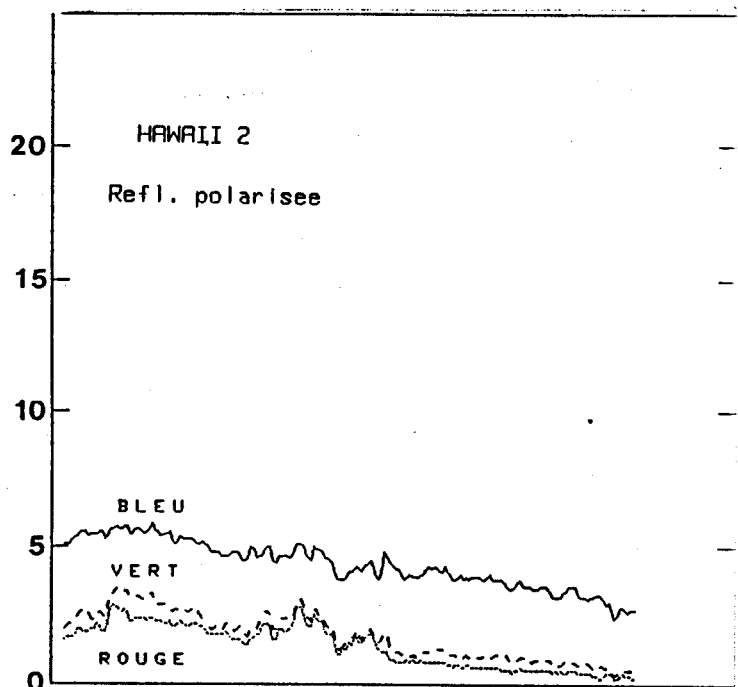
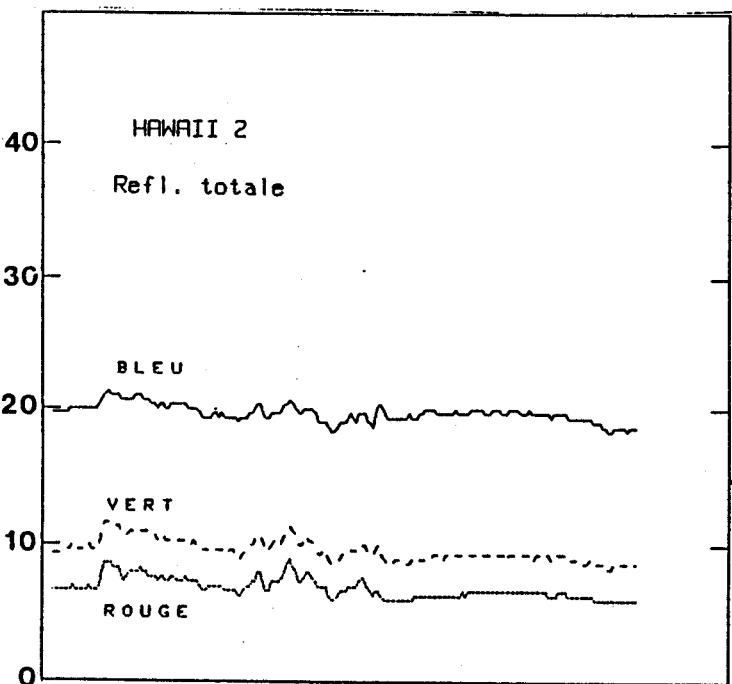
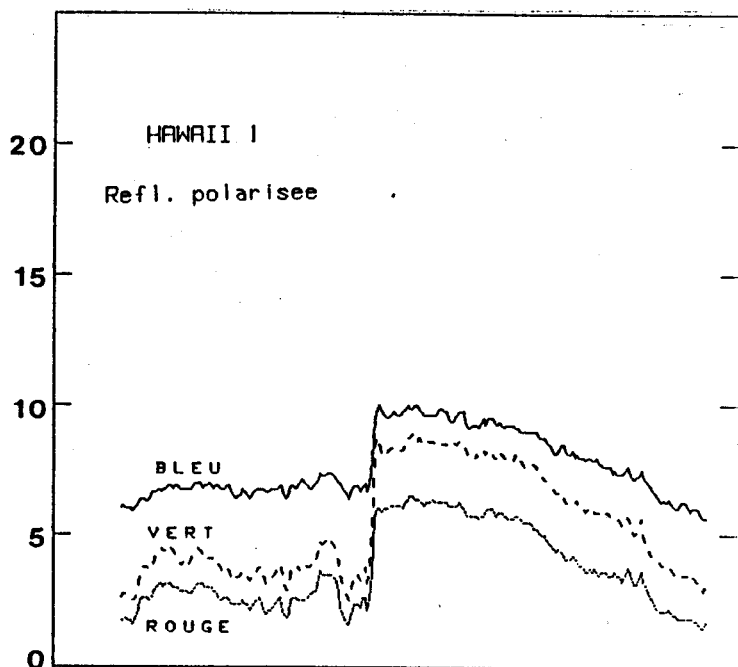
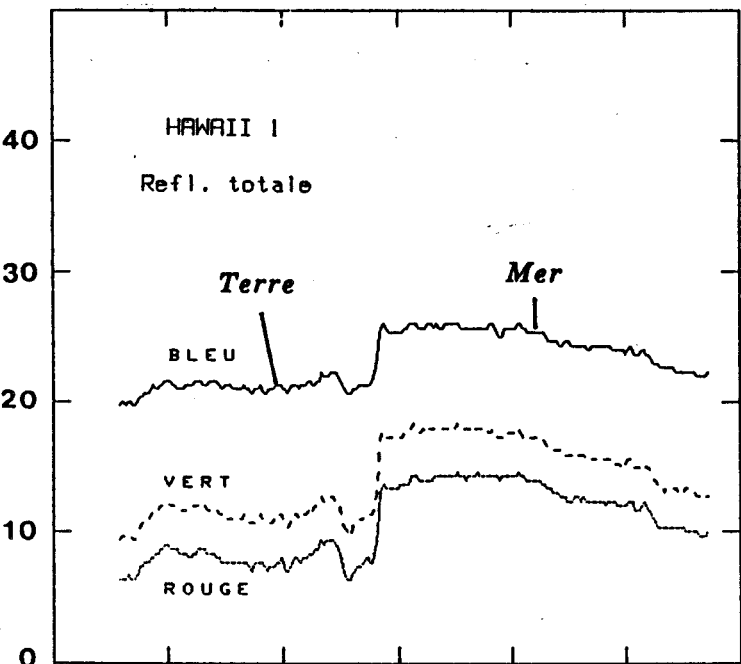
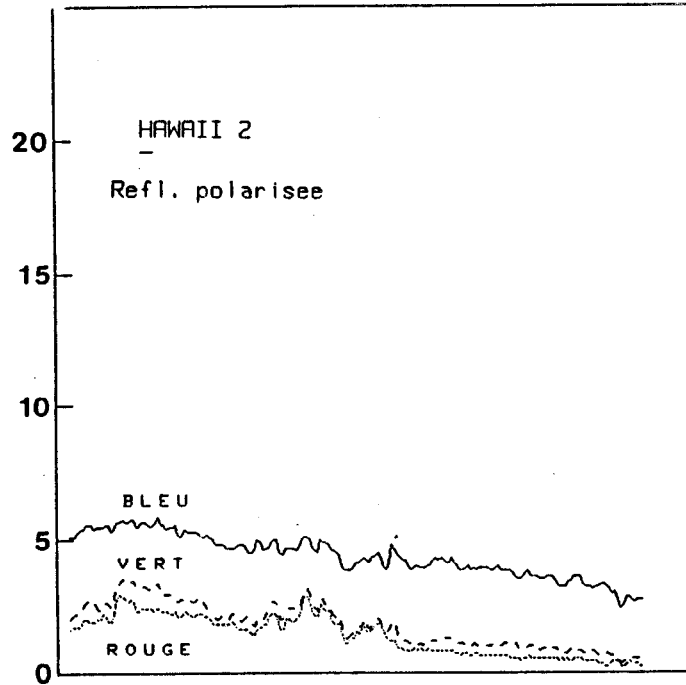
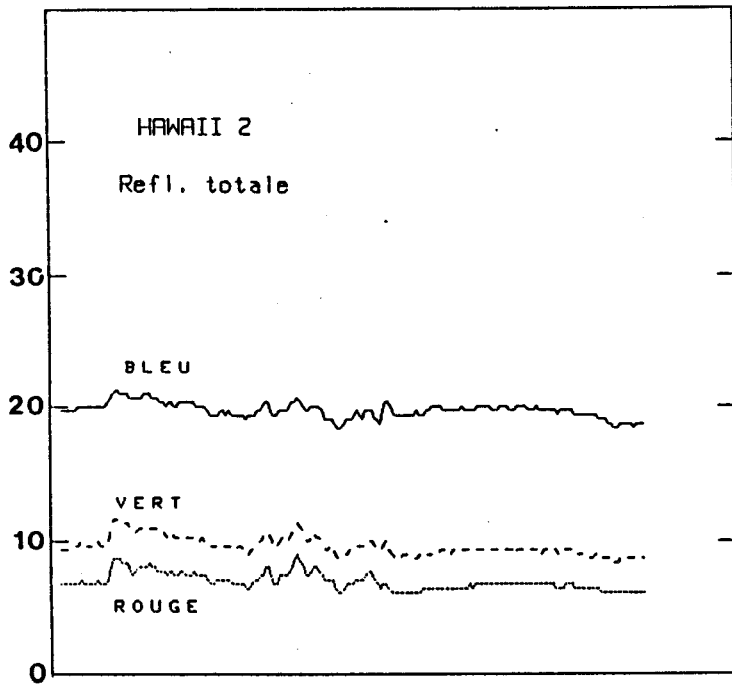
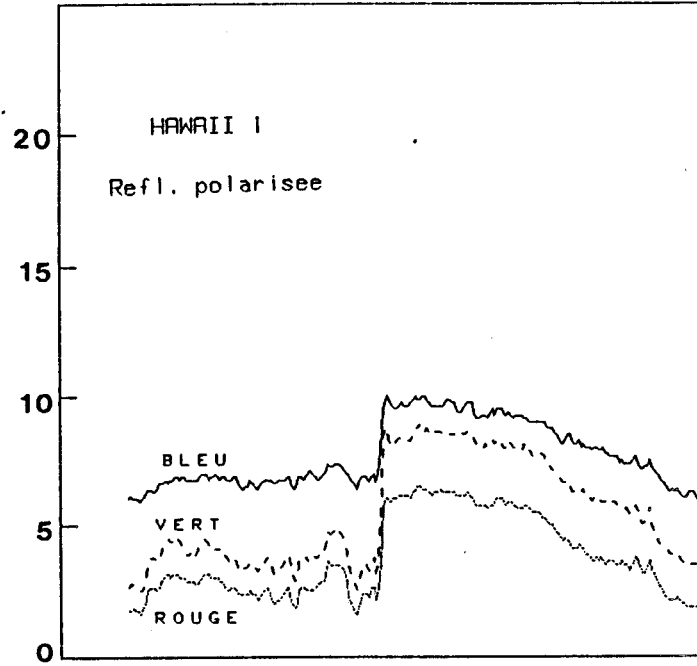
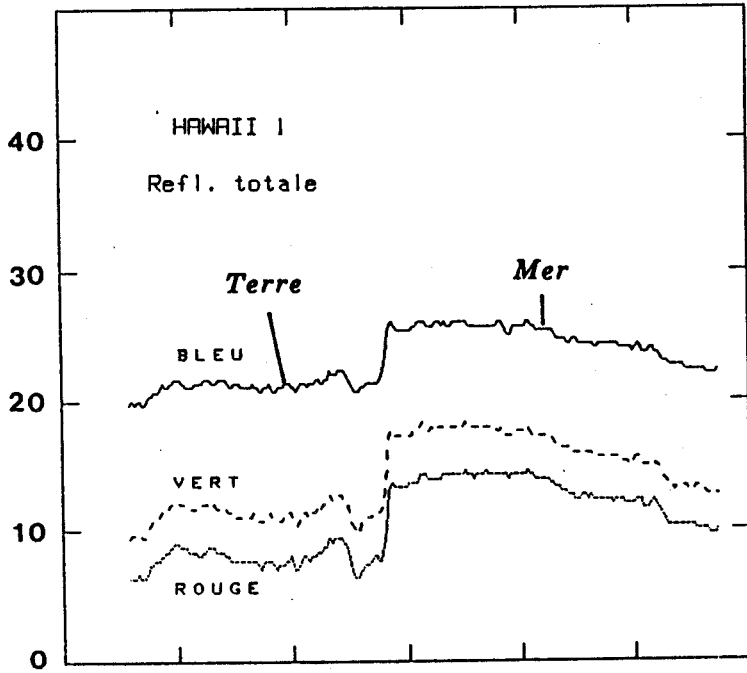
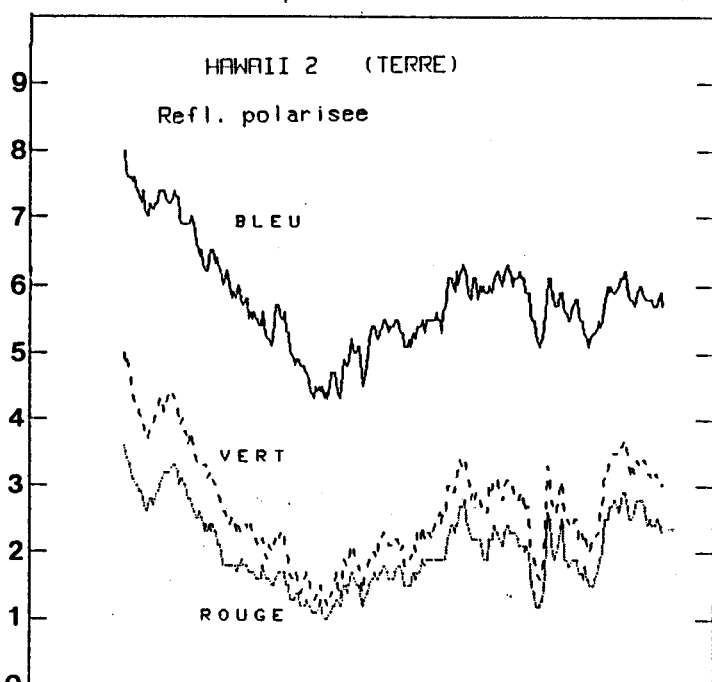
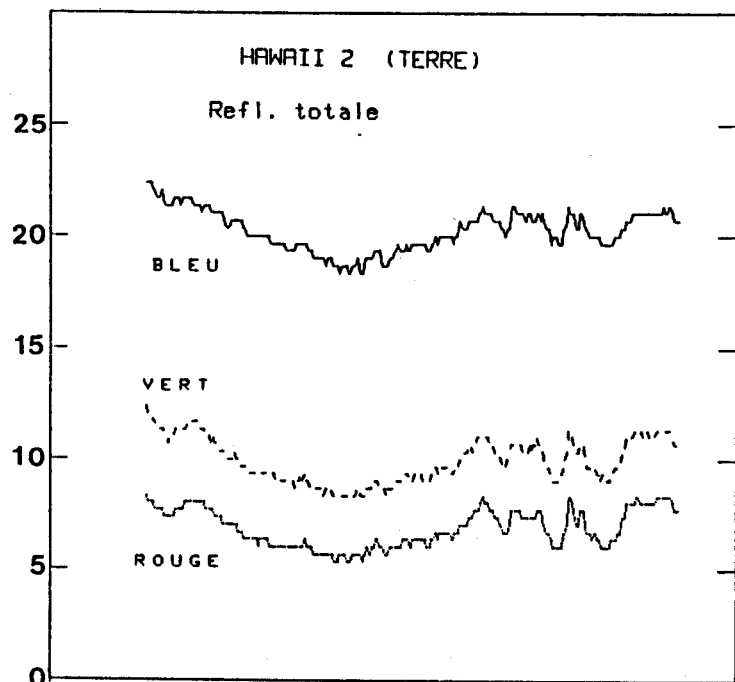
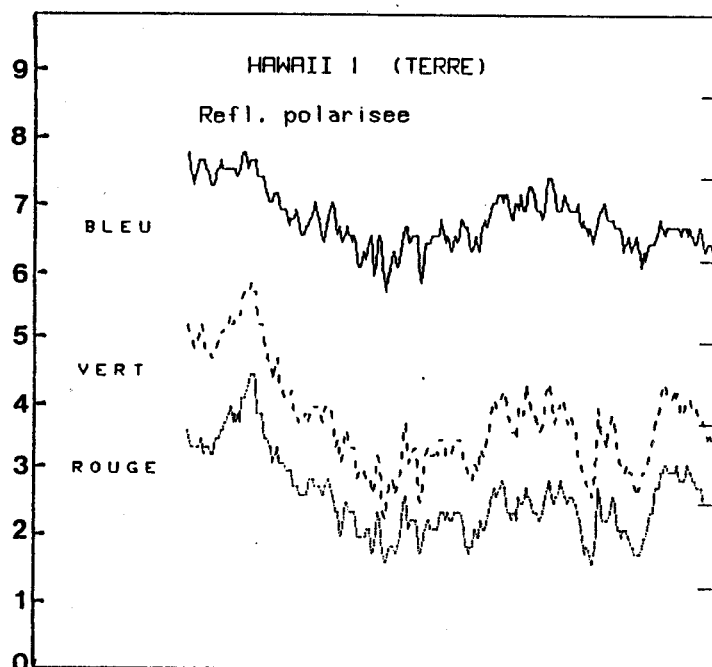
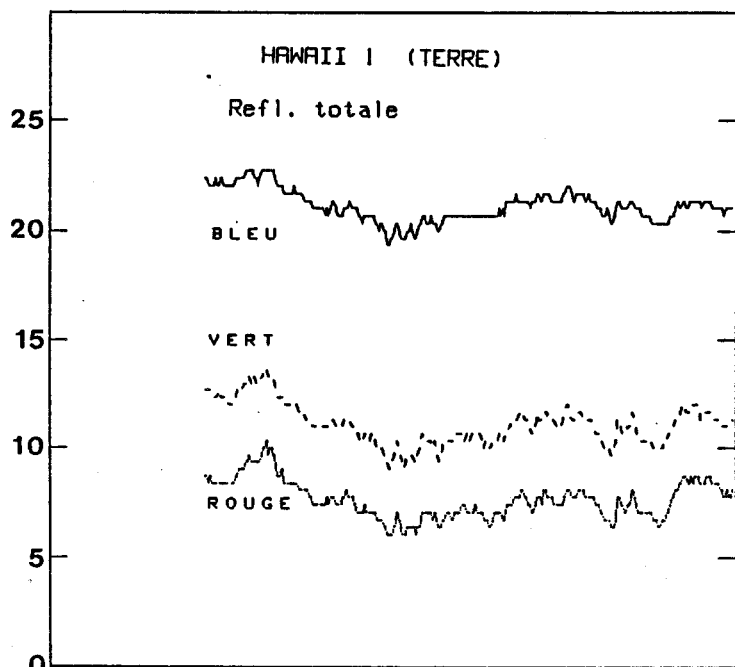


figure II-17 c: Mêmes légende que la Figure 17 a mais pour la radiale 3.



On a voulu préciser l'information obtenue sur les sols à l'aide d'une radiale purement terrestre, Figure II-18. Les réflectances totale et polarisée sont bien corrélées, ce qui peut indiquer une augmentation du terme spéculaire avec la densité du couvert végétal. Il est à noter que l'image en composante polarisée est, en relatif, nettement plus contrastée que celle en composante totale.

Figure II-18: Radiales sur l'île de Hawaii en réflectance totale et en réflectance polarisée.

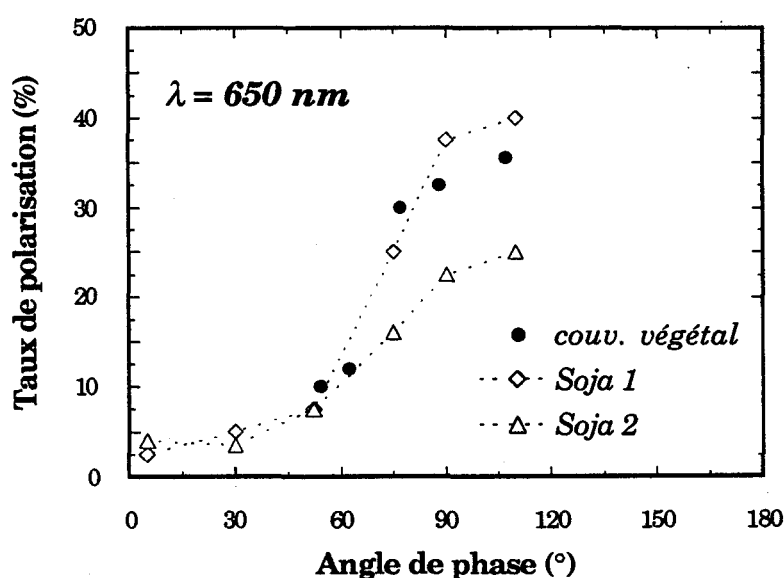


L'étude de ces deux scènes semble confirmer l'hypothèse selon laquelle la réflectance polarisée est majorante vers 450 nm (où la composante moléculaire est prédominante). Elle se vérifie sur les sols quelque soit la géométrie d'observation et reste vraie sur mer en dehors de la direction spéculaire où le terme de réflexion spéculaire masque la composante atmosphérique.

Vers 650 nm la composante moléculaire s'effondre (l'épaisseur optique des molécules est divisée par cinq) rendant l'information sur les sols beaucoup plus marquée.

Nous avons reporté Figure II-19 les taux de polarisation des couverts végétaux mesurés en rouge sur les différentes scènes prises depuis la Navette Spatiale. Ils sont représentés en fonction de l'angle de phase par les points noirs. Par ailleurs, nous avons reporté (à titre tout à fait indicatif) le résultat de mesures effectuées sur le soja à la station de Bioclimatologie de l'*Institut National de Recherche en Agronomie* (INRA) d'Avignon (Rondeaux G. {32}).

Figure II-19: Taux de polarisation mesurés sur les couverts végétaux et sur le soja (pour deux périodes différentes de l'année).



Sur cette figure, on voit bien que les taux de polarisation mesurés sur les couverts végétaux et sur le soja présentent la même dépendance avec l'angle de phase. On peut donc penser que les mesures effectuées sur le sol dans le canal à 650 nm sont une source d'information potentielle en télédétection.

VI-2 Influence des aérosols: *Kraskino*.

L'évaluation de la composante atmosphérique a été faite pour des conditions moyennes de contamination en aérosols ; c'est à dire pour des modèles standard et des visibilités de l'ordre de 23 km. On a rejeté de cette étude les événements majeurs: tempête de poussière, feux de forêts... Si la télédétection des surfaces est exclue lors de ces épisodes, les épisodes de contamination ont leur importance propre reliée par exemple aux effets climatiques des aérosols.

Une scène prise au dessus de *Kraskino* (frontière sino-russe) présente une forte contamination atmosphérique avec un contraste terre-mer peu prononcé. L'existence de panaches blancs provenant des terres indique sans doute des feux de forêts.

La Figure II-20 donne les diagrammes bidimensionnels (réflectances totale-polarisé) aux trois longueurs d'onde. En bleu, le contraste terre-mer est inexistant. Les structures terre et mer ne se différencient qu'en rouge. On observe sur cette figure des réflectances élevées en bleu, de l'ordre de 30 %, alors qu'un modèle standard (avec 23 km de visibilité) en donnerait sensiblement la moitié!. Ces réflectances élevées sont corrélées avec un taux de polarisation faible, environ 10 %, alors que l'angle de diffusion de 92° correspond à une diffusion Rayleigh totalement polarisée.

On a d'autre part reporté, Figure II-21, une coupe transversale d'un panache de fumée présent sur la mer. En dehors du panache, on retrouve les caractéristiques des diagrammes bidimensionnels: une réflectance de l'ordre de 30% dans le bleu, spectralement décroissante vers le rouge ; un important gradient du taux de polarisation du bleu vers le rouge. Les mesures du taux de polarisation laissent apparaître une contamination atmosphérique présente dans l'environnement de ce panache.

Plusieurs éléments qualitatifs se dégagent des observations. En bleu, les faibles taux de polarisation, l'absence de contraste terre-mer et les niveaux élevés de réflectance indiquent des visibilités de l'ordre de quelques kilomètres au plus. L'augmentation des contrastes dans le canal rouge indique une dépendance spectrale marquée de l'épaisseur optique aérosol (δ décroît si λ augmente), significative des particules submicrométriques. La variation importante du taux de polarisation entre les canaux rouge et bleu peut être également représentative de petites particules⁶ (régime Rayleigh-Gans). Les gradients observés tant sur les réflectances que sur le taux de polarisation confirment l'hypothèse des particules peu dispersées, une répartition trop large des dimensions des aérosols lisserait les effets spectraux (cf Annexe A-II-4).

On a supposé une granulométrie d'un type gamma standard (brume d'aérosols monodispersés) formulée de la manière suivante:

$$(II-37) \quad n(r) = r \frac{1-3b}{b} e^{-\frac{r}{R_{eff} b}}$$

où b représente la variance (elle est d'autant plus faible que les particules sont monodispersées) ; on a considéré deux cas : $b=0.07$ et $b=0.30$ et où R_{eff} représente le rayon effectif des particules.

⁶ On rappelle par exemple que les aérosols caractéristiques d'un modèle C possèdent des taux de polarisation quasi-indépendants de la longueur d'onde.

Figure II-20: Histogramme bidimensionnel réflectance totale-réflectance polarisée.

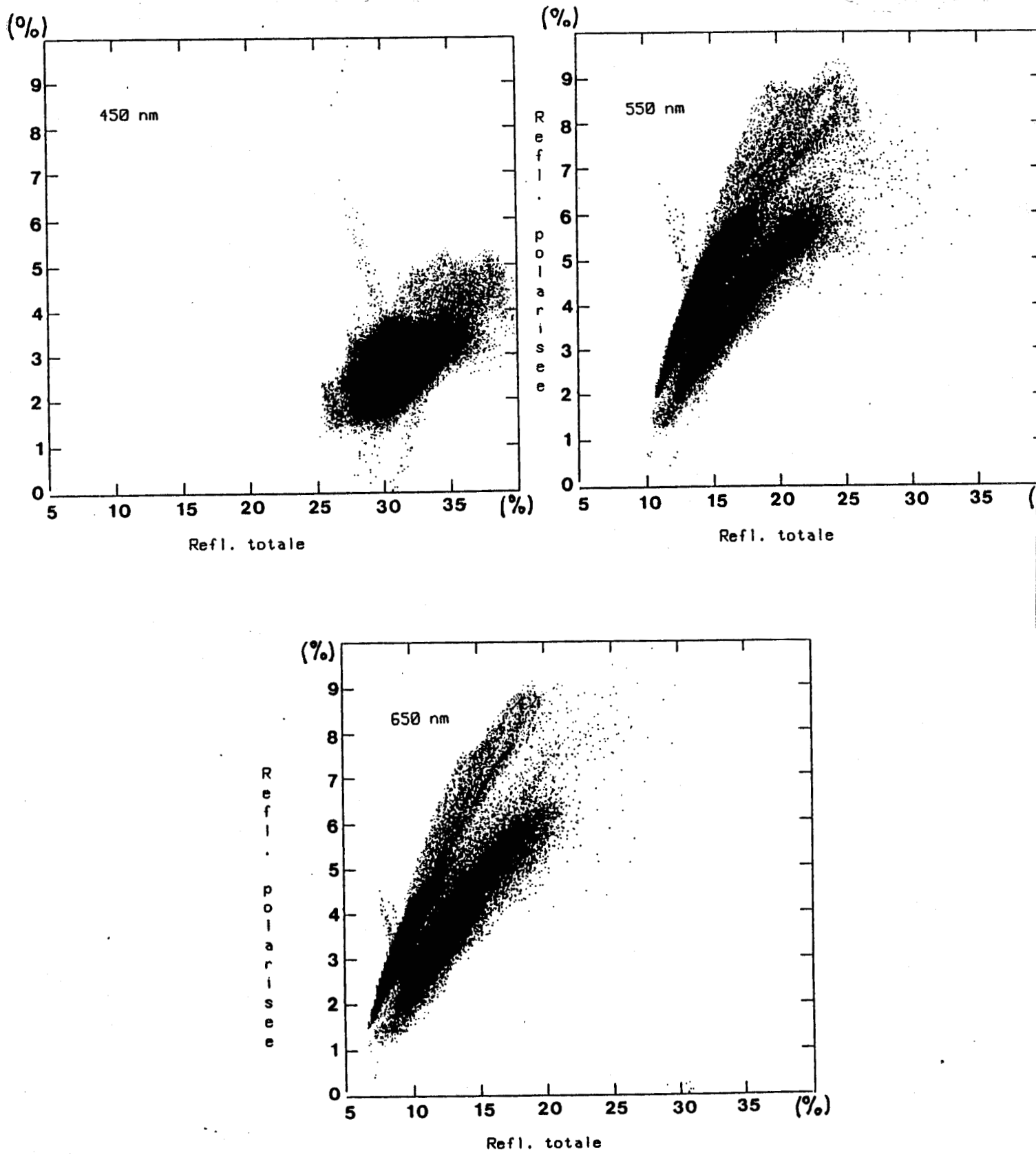
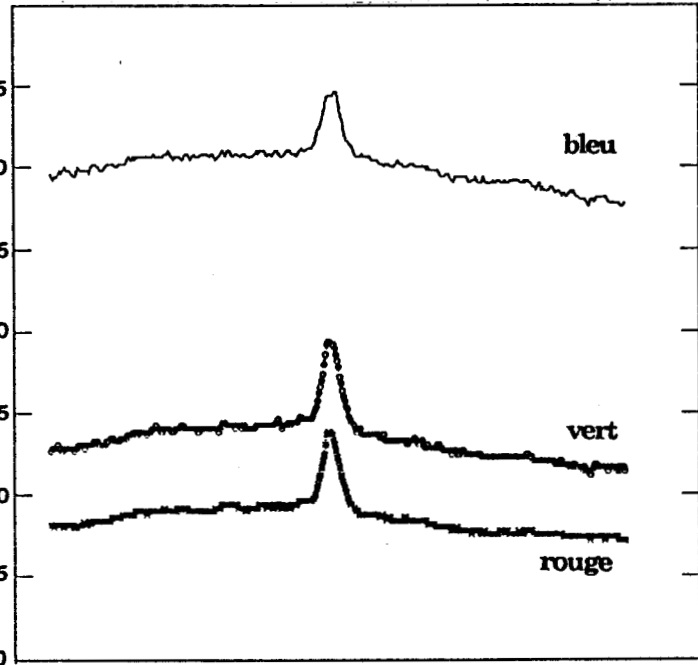
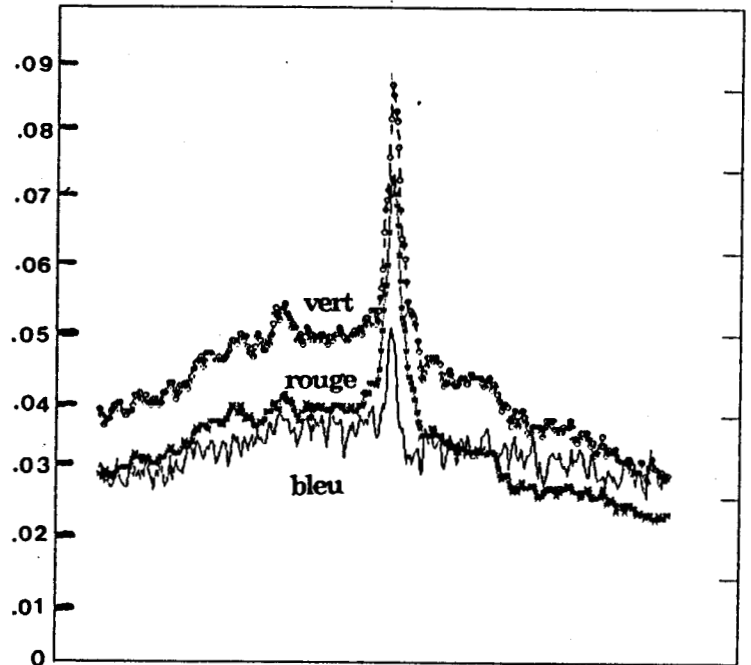


Figure II-21: Radiale sur le panache de fumée présent sur mer.

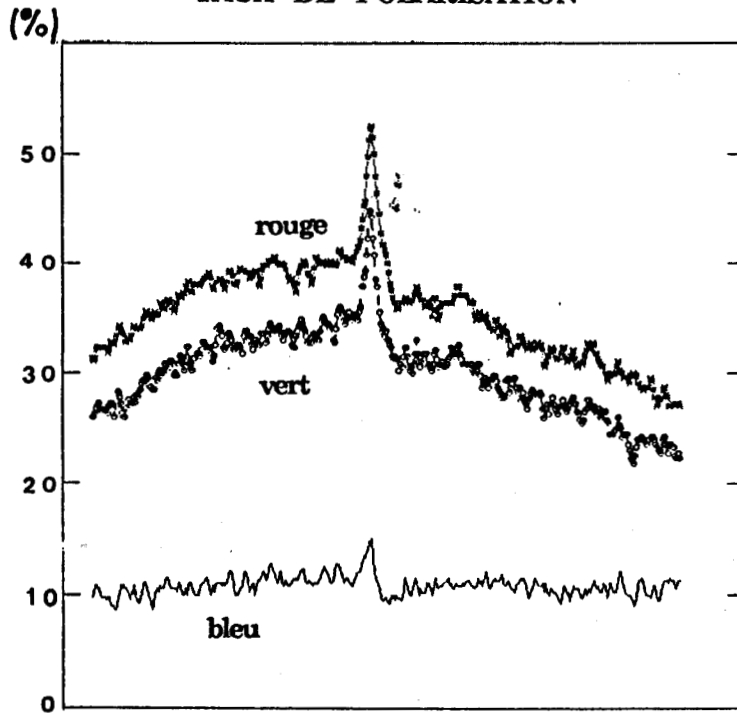
RÉFLECTANCE TOTALE



RÉFLECTANCE POLARISÉE



TAUX DE POLARISATION



Pour compléter cette étude, on a retenu trois types d'indice de réfraction ($m=1.33, 1.50$ et 1.75) et deux types d'absorption (indice imaginaire = -0.01 et -0.05). Les calculs effectués pour les canaux bleu et rouge donnent le taux de polarisation primaire du mélange aérosols-molécules en fonction du rayon effectif des particules. L'approche qualitative du problème ne nécessite pas un calcul exact (prenant en compte les ordres successifs de diffusion). C'est pourquoi les calculs sont effectués en diffusion primaire. On a reporté Annexe A-II-6 le résultat de ces simulations théoriques.

L'ajustement des calculs et des mesures du taux de polarisation montre immédiatement que les aérosols correspondent à des particules de petite taille ($R_{eff} \approx 0.10 \mu m$), monodispersées ($b=0.07$) dont l'indice de réfraction est élevé (≥ 1.75). De plus, il apparait que ces aérosols correspondent à des particules faiblement absorbantes dont l'épaisseur optique est importante (de l'ordre de 1.5 à 2 dans le canal bleu).

On voit donc qu'un calcul simple (en diffusion primaire) permet de cerner rapidement le type de particules en présence dans cet événement de poussière. Pour connaître l'importance des diffusions multiples (dépolarisantes), on a effectué un calcul "exact" dans le cas d'aérosols d'indice $n = 1.75 - j 0.01$ et de rayon efficace $R_{eff} = 0.10 \mu m$. Les résultats sont reportés Tableau II-27: ils montrent que les résultats basés sur la diffusion primaire se confirment et qu'aux erreurs d'étalonnage près on encadre les mesures.

Tableau 27: Comparaisons entre les calculs "exacts" et les mesures en fonction de plusieurs épaisseurs optiques (les valeurs annoncées correspondent à celles utilisées dans le canal bleu).

		Calcul			Navette				
		δ_{aer}	Bleu	Vert	rouge	Bleu	Vert	rouge	
P _{tot}	1.0	0.19	0.13	0.08	P _{tot}	0.30	0.14	0.09	
	1.5	0.21	0.16	0.11		P _{pol}	0.03	0.04	0.04
	2.0	0.23	0.18	0.13			Taux	16	30
P _{pol}	1.0	0.03	0.04	0.04	Taux			13	27
	1.5	0.03	0.04	0.04		11		24	40
	2.0	0.03	0.05	0.05					
Taux	1.0	16	30	44	Taux	10	30	38	
	1.5	13	27	41					
	2.0	11	24	40					

On peut donc dire qu'il existe en lumière polarisée une information accessible sur les aérosols. La multiplication des canaux d'observation (en particulier 850 nm) et un étalonnage précis devraient donc permettre la caractérisation des aérosols présents, au moins lors d'événements majeurs.

VI-3 Analyse des scènes de neige: *O-ling-Hu* et *Chili*.

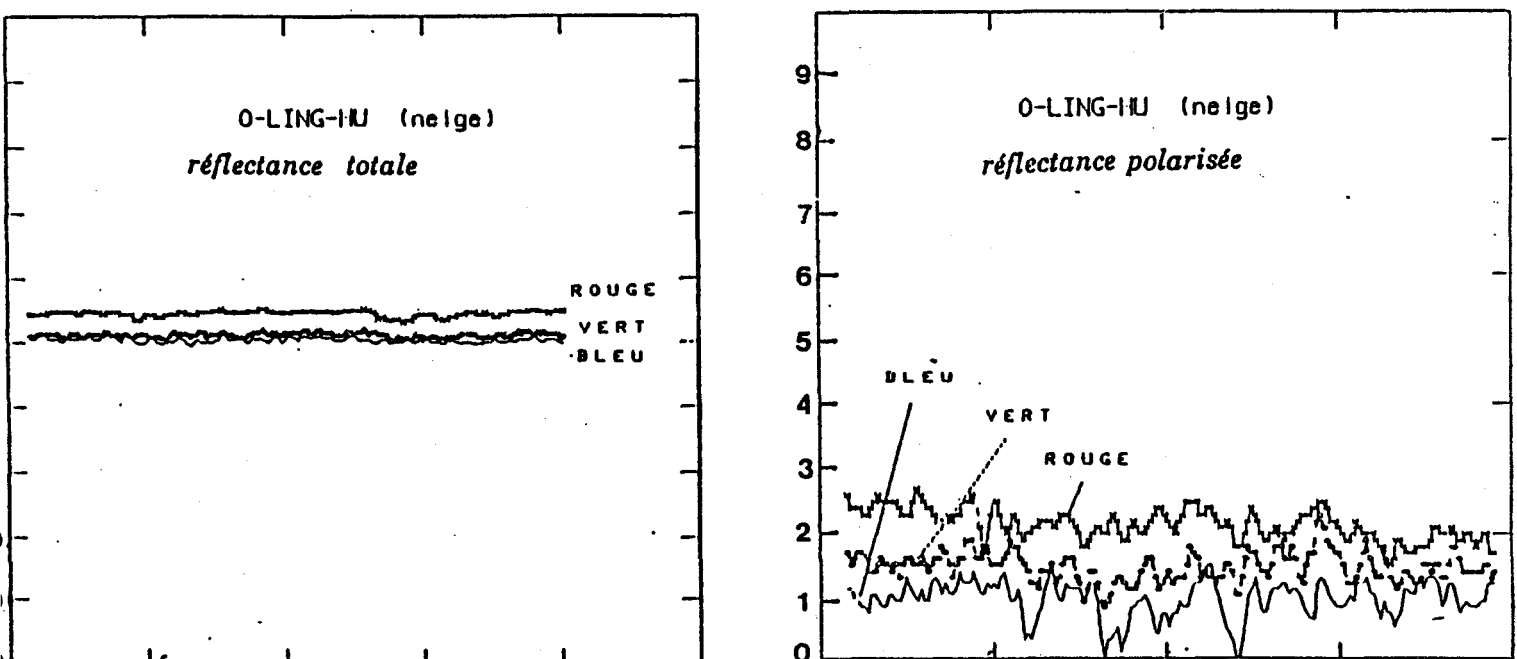
Les étendues neigeuses sont, de par le monde, très importantes. Elles jouent donc un rôle non négligeable dans la compréhension du climat. De nombreux auteurs ont donc effectué des mesures afin de mieux connaître les énergies absorbées et réfléchies (par l'intermédiaire de l'albédo).

L'assimilation des grains de neige à des particules sphériques donne de bons résultats pour l'albédo donc pour la réflectance totale. Si l'hypothèse des "grains sphériques" est vérifiée, on devrait observer dans l'arc géométrique (c'est à dire autour de 140° de diffusion) une polarisation importante. Les seules données en lumière polarisée existant jusqu'alors sont des données aéroportées prises lors d'un vol au dessus de l'Antarctique (18). Toutefois les conditions expérimentales de ces mesures n'étant pas suffisamment définies, cette hypothèse n'a jamais vraiment pu être vérifiée, mais des mesures effectuées à l'observatoire de Meudon par Dollfus ne montrent pas d'arc géométrique.

L'intérêt de la scène de *O-Ling-Hu*, qui se situe dans l'Himalaya, est qu'elle est vue avec un angle de diffusion de 132° au centre de la scène. Les autres données géométriques sont: $\theta_v=10.7^\circ$, $\theta_s=55.5^\circ$, $\varphi=-133.0^\circ$ (notons que cette visée au nadir exclut toute polarisation par les hublots).

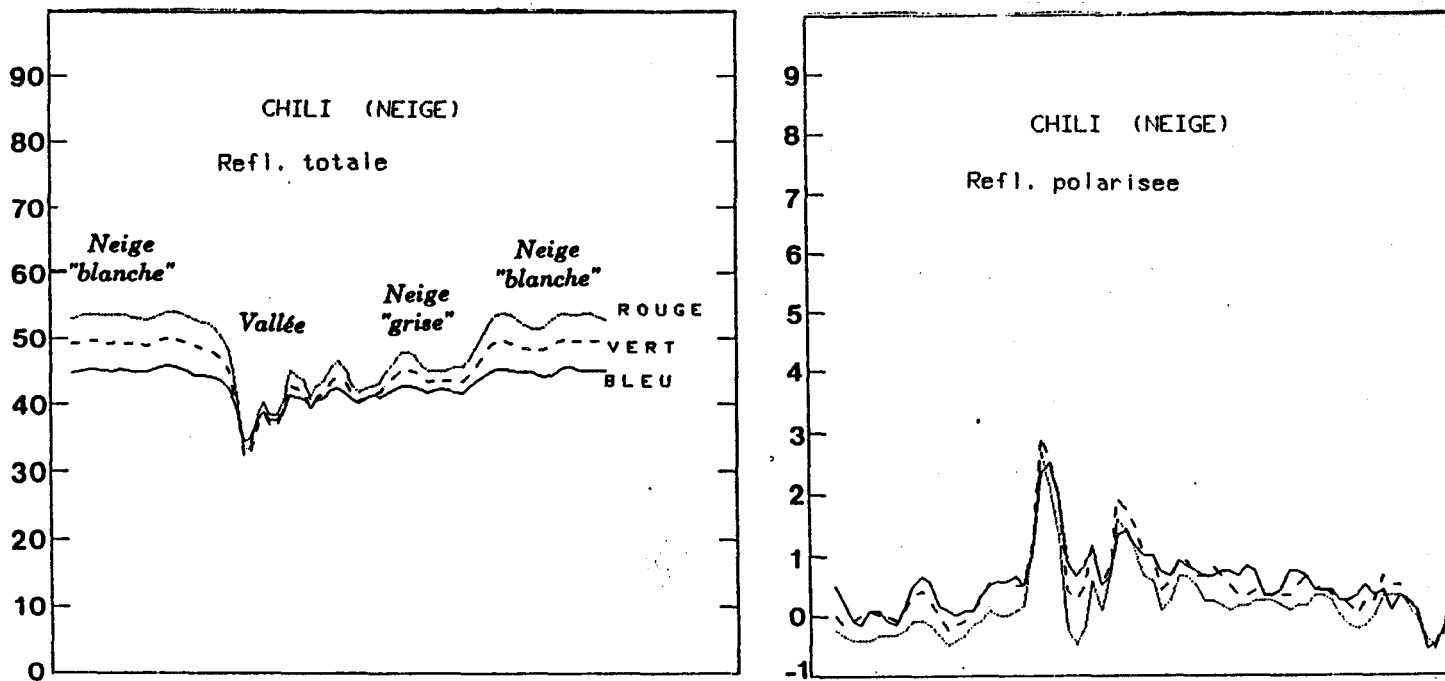
On a reporté Figure II-22, les résultats d'une radiale effectuée en réflectance totale et en réflectance polarisée. Les niveaux de réflectance (totale) observées sur cette figure sont tout à fait cohérents avec les documentations (environ 50 %). Par contre on voit qu'en lumière polarisée l'information est très faible (seule intervient l'atmosphère, les réflectances sont de l'ordre de 1 à 2 % suivant que l'on se place dans le canal bleu ou le canal rouge). Ce qui semble ne pas corroborer l'hypothèse des particules sphériques.

Figure II-22: Radiales en réflectances totale et polarisée sur la scène de *O-Ling-Hu*



En dehors de la direction particulière qu'est l'arc géométrique, les différents auteurs s'accordent à dire que le signal polarisé issu d'un sol neigeux est quasi nul. La scène du *Chili* dont les conditions géométriques au centre de la scène sont: $\theta_v=53.6^\circ$, $\theta_s=46.5^\circ$, $\varphi=-36.9^\circ$ et $\Theta=85.0^\circ$, le confirme. En effet sur une radiale effectuée sur des parcelles de neige visiblement blanche et grise, le signal polarisé est une fois encore quasi inexistant (cf Figure II-23). Notons enfin la cohérence des mesures sur la réflectance totale (environ 50% dans les trois canaux).

Figure II-23: Radiales en réflectance totale et polarisée sur la scène du Chili



En conclusion, on peut dire que le signal polarisé mesuré sur la neige ne dépend exclusivement que de la composante atmosphérique. Par ailleurs, l'hypothèse selon laquelle les "grains" de neige peuvent s'assimiler à des particules sphériques ne semble pas être applicable en lumière polarisée (absence d'une polarisation importante dans la direction de l'arc géométrique). Une étude précise de la neige en lumière polarisée semble donc souhaitable.

VI-4 Analyse des scènes de sable: *Yabraishan* et *Brahmaputra*.

L'étude des zones désertiques présente un intérêt tout aussi important que la neige, en particulier pour les étalonnages (cf Chapitre 1).

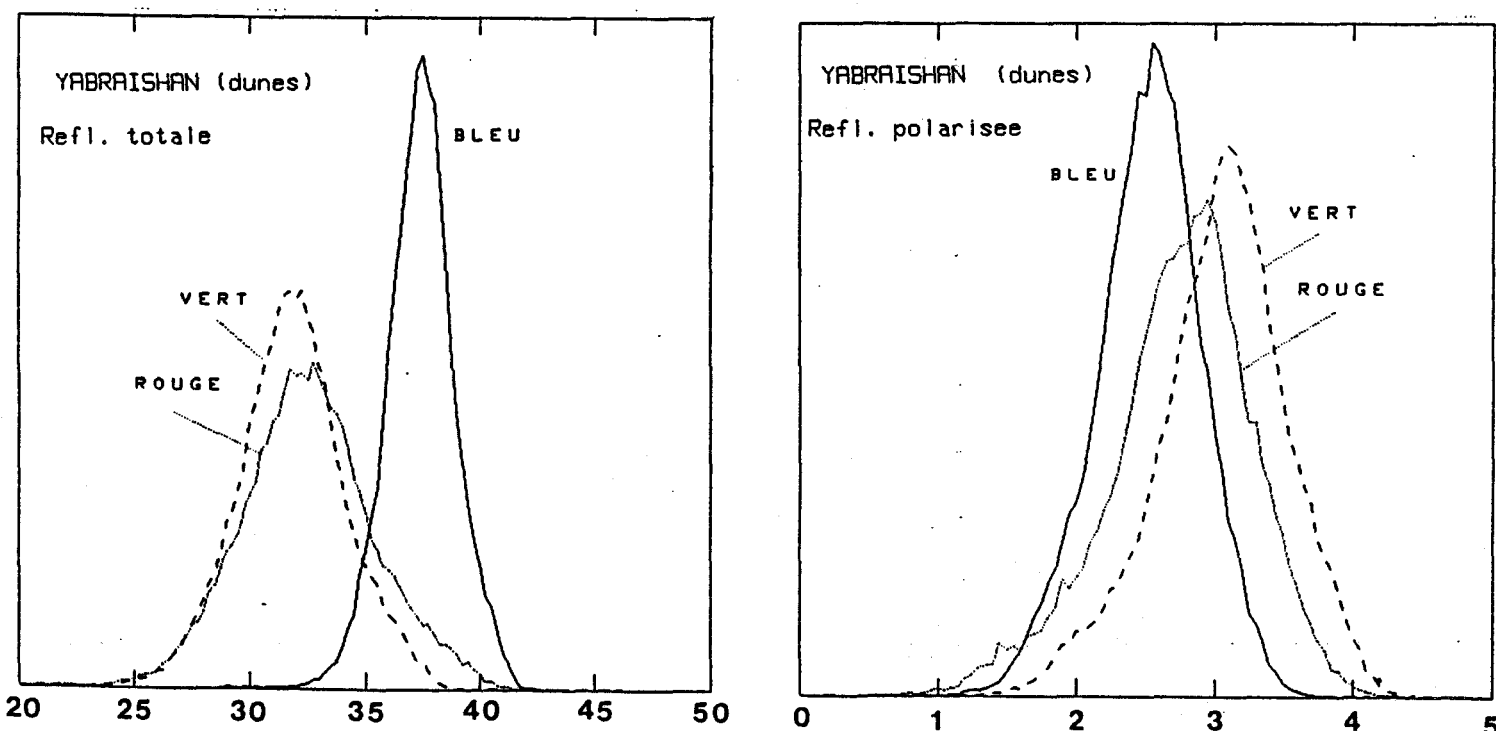
En lumière polarisée, nous ne disposons pas, une fois encore, de données spatiales ou aéroportées précises. La plupart des données existantes ont été obtenues en laboratoire (Walraven et Coulson (46); sur du gypse de White-Sand au Nouveau Mexique). Celles-ci donnent des réflectances de l'ordre de 70 et 55 % à 550 μm selon que le sable est sec ou humide. Toutefois des données AVHRR obtenues sur les déserts ouest américain donnent des réflectances de l'ordre de 30 % à 550 μm . Au niveau de la composante polarisée, les données "laboratoire" indiquent une polarisation très faible.

La première des scènes de sable en notre possession est celle appelée *Yabraishan*. Elle est située à l'ouest de la Manchoulie à proximité du désert de Gobi. Elle est constituée d'un ensemble de dunes. Les conditions géométriques au centre de la scène sont: $\theta_v=21.4^\circ$, $\theta_s=57.7^\circ$, $\phi=-123.3^\circ$ et $\Theta=132.0^\circ$.

Le résultat d'un histogramme effectué en réflectance totale et en réflectance polarisée est reporté Figure II-24. On observe des réflectances totales de l'ordre de 37, 32 et 33 % respectivement dans les canaux bleu, vert et rouge (ce qui semble cohérent avec les données AVHRR), et des réflectances polarisées de l'ordre de 2.5, 3.0 et 2.8 % pour les mêmes canaux.

Si on regarde en dehors des champs de dunes, les résultats restent du même ordre en lumière "totale" (36, 30 et 31 %) et diminue légèrement en réflectance polarisée (1.5, 1.5 et 1.0 %). Il semble donc que la géométrie du sol (dunes) crée une très légère composante polarisée.

Figure II-24: Histogramme en réflectances totale et polarisée sur la scène du *Yabraishan*.



La deuxième scène de sable dont nous disposons est la scène de *Brahmaputra* située en *Inde*. Les conditions géométriques au centre de la scène sont: $\theta_v=21.7^\circ$, $\theta_s=52.2^\circ$, $\varphi=-103.7^\circ$ et $\Theta=129.7^\circ$. On y voit un fleuve presque asséché. Les réflectances totales observées sur ce sable sont de l'ordre de 30, 27 et 25 % respectivement dans les canaux bleu, vert et rouge. Les réflectances polarisées sont elles de 2.5, 2.3 et 2.3 % pour les mêmes canaux.

En conclusion, on peut dire que les valeurs obtenues sur le sable correspondent aux attentes. C'est à dire que l'on obtient des réflectances totales de l'ordre de 30 à 35 % dans le canal vert et le canal rouge. En lumière polarisée, les très faibles valeurs observées sont essentiellement dues à l'atmosphère. Une fois encore une étude plus approfondie des zones sableuses semble souhaitable, en particulier pour vérifier que la polarisation instrumentale ne perturbe pas l'utilisation de ces cibles pour un étalonnage en réflectance totale.

VI-5 Analyse des nuages.

Pour tenter de vérifier la cohérence de notre étalonnage, nous avons cherché à connaître la valeur du taux de polarisation sur les nuages. Le Tableau II-28 donne la réflectance totale et le taux de polarisation des nuages (finis) observés sur les différentes scènes en notre possession.

Le tableau II-28 donne des valeurs de réflectances totales tout à fait acceptables (de l'ordre de 45 - 50 %). On peut toutefois noter une légère "dérive" des valeurs vers le canal rouge (certainement un défaut d'étalonnage couplé à un phénomène de saturation plus important vers le canal bleu).

Tableau II-28: Réflectances totales et taux de polarisation observés sur les nuages.

Scènes	Θ (°)	θ_v (°)	Réflectance totale			Taux de polarisation		
			Bleu	Vert	Rouge	Bleu	Vert	Rouge
<i>Bora-Bora</i>	170	25	34 %	37 %	40 %	5 %	6 %	8 %
<i>Bramaputra</i>	125	25	40 %	38 %	38 %	1 %	0 %	0.5 %
<i>Chili</i>	90	55	45 %	49.5 %	53.5 %	0 %	-1 %	-1 %
<i>Easter</i>	125	20	47 %	50 %	53 %	4 %	9 %	11 %
<i>Hawaii 1</i>	75	55	47 %	48.5 %	50 %	8 %	15 %	19 %
<i>Hawaii 2</i>	105	50	47 %	48 %	49 %	12 %	21 %	24 %
<i>Hawaii 4</i>	130	60	45 %	43 %	44 %	2.5 %	3.5 %	5.5 %
<i>Marshall</i>	100	35	42 %	44 %	46 %	9.5 %	15 %	18 %

Pour le taux de polarisation, il semble que le glitter perturbe quelque peu le signal. En effet toutes les scènes de glitter (*Hawaii 1*, *Hawaii 2* et *Marshall*) possèdent des taux de polarisation anormalement élevés sur les nuages (surtout dans le canal rouge). Cette manifestation ne pouvant être imputée aux hublots (pour la série des *Hawaii*, on le vérifie sur *Hawaii 4* ; pour *Marshall* le taux serait beaucoup plus faible), la possibilité d'un résidu de réflexion spéculaire à travers les nuages est peut être à envisager (cela reste malgré tout à valider). En dehors des scènes de réflexion spéculaire les valeurs obtenues sont relativement cohérentes avec les diverses expériences menées jusqu'à ce jour.

Les valeurs des réflectances totales et des taux de polarisation montrent la cohérence de l'étalonnage.

VI-6 Conclusions.

Un des objectifs de cette étude est de vérifier les maxima en réflectances polarisée annoncées par Deuzé et al (10) dans le cadre d'une étude sur la polarisation instrumentale pour HRV et VGT.

La comparaison entre les mesures de la Navette est bien sûr limitée aux canaux présents, soit sensiblement B0, B1 et B2. D'autre part, l'ensemble des conditions géométriques est étudié par HRV et VGT (dans les limites du balayage Est-Ouest et de leurs champs angulaires) alors que l'on travaille sur un nombre restreint de données Navette.

On a révisé à la hausse les résultats des composantes atmosphériques à partir des mesures d'un événement d'aérosols sur *Kraskino*.

On rappelle que pour HRV et VGT, les composantes maximales étaient atteintes pour l'observation du glitter. L'étalonnage des photographies Navette a été effectué sur le glitter, la comparaison avec ce type de données n'apporte donc rien de plus. La végétation présente aussi une réflexion de type spéculaire sur la surface des feuilles dont la modélisation pour un couvert est mal définie. Les données Navette apparaissent comme un élément intéressant de comparaison. Le Tableau II-29 reporte donc les luminances polarisées d'un glitter observées par HRV et VGT. Le balayage Est-Ouest limite ces observations vers les hautes latitudes en excluant les conditions de Brewster. Par contre, sur la série glitter de la navette, l'angle solaire est celui de Brewster avec donc des luminances polarisées plus fortes que celle prévues pour VGT. On a aussi reporté les mesures obtenues sur les sols ; la composante spéculaire est moins élevée. La comparaison *Hawaii1 - Hawaii2* indique par contre que son étalement est plus prononcé.

Il est donc possible de mesurer de telles luminances sur le bord de champ de VGT. En dehors du glitter, deux types de cibles particulièrement brillantes (neige et sable) avaient été étudiées. L'observation sur le sable par la navette correspond à une visée de 11° , donc aux conditions de HRV, pour lesquelles on retrouve sensiblement les signaux prévus. Pour la neige, les estimations avaient été faites faute de mieux avec un modèle de particules sphériques. Ce modèle faisait apparaître un

arc très polarisée surtout "gênant" aux grandes longueurs d'onde car peu masqué par l'atmosphère. Les observations Navette ne font pas apparaître cet arc, en accord avec les mesures effectuées par Dollfus.

En conclusion, le glitter reste le signal majorant. En dehors de cette géométrie spéculaire, où on peut retrouver ce type de signature sur les couverts végétaux, la diffusion moléculaire reste le majorant aux courtes longueurs d'onde. Aux plus grandes longueurs d'onde, on valide les bilans faits.

Tableau II-29 : Luminances polarisées maximales (en $W/m^2/sr/\mu m$) estimées pour HRV et VGT mesurées pour Navette

		HRV	VGT	NAVETTE
<i>atmosphérique</i>	B0	25	42	20
	B1	12	18	26
	B2	5	10	23
<i>spéculaire</i>	B0	25	42	55 - 37(*)
	B1	20	20	47 - 32(*)
	B2	15	15	41 - 25(*)
<i>Sable</i>	B0			9
	B1	12	20	9
	B2	8	10	8
<i>Neige</i>	B0			11
	B1	15	25	10
	B2	10	15	8

(*) végétation

VII) CONCLUSION.

Après une présentation de l'expérience, on a décrit les problèmes posés par une utilisation quantitative des données "navette". Un premier effort important a abouti à une série d'images digitalisées et superposées. Par ailleurs, plusieurs types de problèmes expérimentaux ont été mis en évidence :

- une non linéarité de la réponse du film à l'éclairement,
- une saturation du film pour des cibles brillantes telles que les nuages ou le glitter,
- une altération de la polarisation naturelle par la traversée des hublots.

On a donc cherché à éviter ces défauts de "qualité" des images. Les cibles qui nous intéressent (atmosphère, sol nu et végétation) présentent des réflectances faibles ou moyennes excluant la saturation ; on a utilisé, dans la mesure du possible, des visées proches du nadir pour s'affranchir de la polarisation parasite des hublots.

Le point essentiel est l'absence d'étalonnage, ce qui nous a amené à élaborer un étalonnage en vol sur la diffusion moléculaire et sur le glitter. On a aussi eu recours à une scène prise fortuitement avec deux ouvertures différentes du diaphragme. L'étalonnage sur la diffusion moléculaire et le glitter conduit à l'utilisation de visées dépointées qui compliquent encore sa réalisation. On a donc dû tenir compte de la polarisation induite par les hublots. Cette prise en compte permet de réduire la dispersion entre les coefficients d'étalonnage déduits des différentes scènes. Il semble donc que cette polarisation parasite est bien maîtrisée. Pour la suite, les coefficients d'étalonnage obtenus sont, du fait de la non linéarité du film, significatifs d'une certaine zone de sensibilité du film.

On a voulu étendre le domaine étalonné sur une large dynamique du film. Pour ce faire, on est parti des caractéristiques de film donné par KODAK. La modification du film lors du développement est décrite par deux coefficients a et b, que l'on détermine comme précédemment sur la diffusion moléculaire et sur le glitter.

La dernière partie du travail porte sur l'analyse des images dans la perspective d'une validation des maxima des réflectances polarisées proposés théoriquement. Ceux ci permettront alors de définir la polarisation instrumentale des capteurs grand champ. En dehors de la tache de glitter, on vérifie bien que la diffusion moléculaire en bleu est la contribution majorante. Les cibles très réfléchissantes (les nuages, la neige et le sable) présentent un taux de polarisation très faible. Les potentialités de l'utilisation de la polarisation pour la télédétection (en particuliers pour les couverts végétaux) apparaissent autour de la direction spéculaire à 650 nm dans la bande d'absorption de la chlorophylle. On développera plus précisément ce thème dans le cadre de *POLDER*.

Terminons enfin en signalant que cette expérience navette avait été améliorée quantitativement par un étalonnage du film avec une échelle de coins gris et par introduction d'un troisième appareil avec un analyseur à 45° de deux autres. Cette expérience a volé lors d'une mission effectuée durant l'été 89. Malheureusement, l'un des films ne s'est pas enclenché ...

Chapitre TROIS

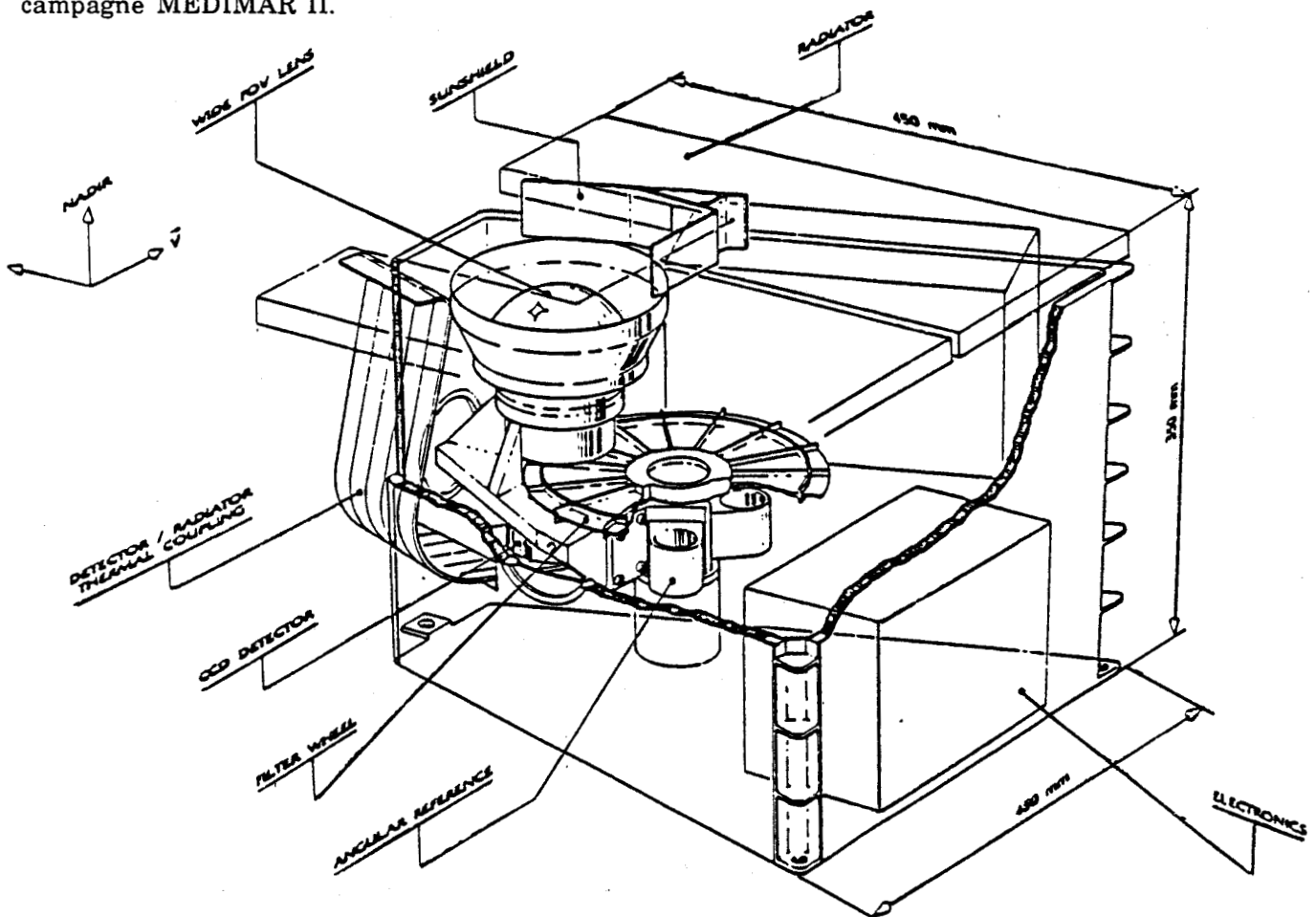
Simulation des données POLDER en vol.

I) Introduction.	III-02
II) Principe de mesure.	III-03
II-1 Formulation du signal mesuré.	III-03
II-2 Optimisation de la position des analyseurs.	III-04
III) Simulation des données POLDER.	III-07
III-1 Orbitographie.	III-07
III-1-1 Détermination des paramètres d'observation.	III-07
III-1-2 Localisation du point spéculaire.	III-07
III-1-3 Observation d'un point géographique par POLDER.	III-10
III-2 Présentation du code global.	III-11
III-2-1 Préambule.	III-11
III-2-2 Diffusion atmosphérique.	III-11
III-2-3 Absorption gazeuse.	III-11
III-2-4 Fichiers précalculés.	III-13
III-2-5 Description du code d'interpolation.	III-14
IV Applications.	III-18
IV-1 Dimensionnement de la luminance observée sur mer par POLDER.	III-18
IV-1-1 Objectif.	III-18
IV-1-2 Luminances observées sur mer.	III-18
IV-1-3 Luminance maximale.	III-18
IV-1-4 Sensibilité à la nature des aérosols.	III-20
IV-1-5 Evolution de la luminance maximale avec la latitude.	III-22
IV-1-6 Variation spectrale de la luminance maximale.	III-23
IV-2 Etalonnage absolu des canaux courtes longueurs d'onde.	III-24
IV-2-1 Introduction.	III-24
IV-2-2 Etalonnage sur la luminance totale.	III-24
IV-2-3 Etalonnage sur la composante polarisée.	III-42
V Expérience MEDIMAR II.	III-49
V-1 Présentation de l'expérience.	III-49
V-2 Adaptation du code aux simulations "avion".	III-50
V-3 Etalonnage absolu.	III-51
IV-3-1 Préambule.	III-51
IV-3-2 Données utiles.	III-52
IV-3-3 Luminance moyenne - Bilan d'erreur.	III-53
IV-3-4 Etalonnage en laboratoire.	III-55
IV-3-5 Etalonnage en vol.	III-55

I) INTRODUCTION

Actuellement, le LOA participe à la mise au point de l'instrument POLDER (POLARization and Directionality of Earth Reflectance, (11)). Ce capteur imageur matriciel (diodes CCD), grand champ (114° d'ouverture), muni d'une roue porte filtres et polariseurs, est dédié à l'observation du rayonnement solaire réfléchi par le système Terre-Atmosphère. L'originalité de cette expérience réside dans l'aspect multispectral, multiangulaire et polarisé des mesures (cf Annexe A-III-1).

Proposer un instrument suppose, au préalable, la démonstration de la faisabilité du projet et l'analyse des objectifs de la mission. A travers ces deux contraintes, la nécessité de modéliser proprement le rayonnement solaire rediffusé vers l'espace est une étape importante de cette préparation. On a donc développé un logiciel de calcul du signal en entrée de POLDER. Cet outil nous a permis de répondre à certaines questions qui sont posées dans le cadre de cette préparation. En particulier, on a traité le problème du positionnement optimal des analyseurs, du dimensionnement énergétique de l'instrument. L'étude principale a porté sur l'étalonnage absolu des canaux courtes longueurs d'onde. Cet étalonnage, entrepris sur la luminance totale et la composante polarisée, et a été appliqué expérimentalement à partir des données obtenues lors de la campagne MEDIMAR II.



The POLDER instrument.

II) Principe de mesure

II-1. Formulation du signal mesuré.

Expérimentalement, on a besoin de trois mesures avec des positions différentes de l'analyseur pour déterminer les trois paramètres de Stokes ou toute grandeur dérivée (cf Chapitre I). Compte tenu du bruitage des mesures, la disposition relative des trois analyseurs est a priori à optimiser. Dans l'expérience Navette Spatiale Américaine, on recherchait le maximum de polarisation. Quand la direction de polarisation est bien définie, deux directions d'analyse suffisent. Il est donc naturel d'utiliser deux analyseurs croisés à 90°. Si on ne connaît pas la direction de polarisation, on ajoute à ce dispositif une troisième voie avec un analyseur à 45° des deux autres. Cette première configuration avait initialement été retenue pour l'instrument POLDER. Une disposition plus symétrique consiste à placer les analyseurs à 60° les uns des autres.

La loi de Malus (cf Chapitre I) permet, pour un signal d'entrée caractérisé par I_{tot} , I_{pol} et χ , le calcul des intensités mesurées sur les trois voies. Les relations inverses donnent I_{tot} , I_{pol} et χ . L'ensemble de ces relations est reporté Tableaux III-1-a et III-1-b pour les deux configurations expérimentales.

Tableau III-1-a: Expression de I_1 , I_2 et I_3 en fonction de I_{tot} , I_{pol} et χ pour les deux configurations expérimentales avec trois analyseurs 45° et 60°.

	I_1	I_2	I_3
45°	$\frac{1}{2}I_{tot} - \frac{1}{2}I_{pol} \sin(2\chi)$	$\frac{1}{2}I_{tot} + \frac{1}{2}I_{pol} \cos(2\chi)$	$\frac{1}{2}I_{tot} + \frac{1}{2}I_{pol} \sin(2\chi)$
60°	$\frac{1}{2}I_{tot} - \frac{1}{4}I_{pol} (\cos(2\chi) + \sqrt{3} \sin(2\chi))$	$\frac{1}{2}I_{tot} + \frac{1}{2}I_{pol} \cos(2\chi)$	$\frac{1}{2}I_{tot} - \frac{1}{4}I_{pol} (\cos(2\chi) - \sqrt{3} \sin(2\chi))$

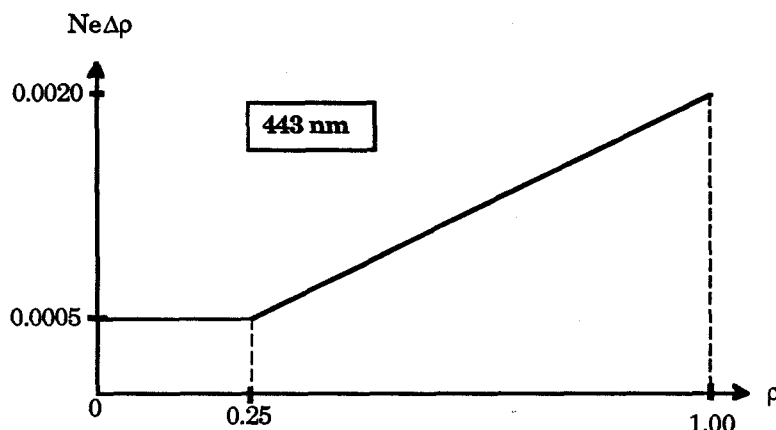
Tableau III-1-b: Expression de I_{tot} , I_{pol} et $\tan(2\chi)$ en fonction de I_1 , I_2 et I_3 pour les deux configurations expérimentales 45° et 60°.

	I_{tot}	I_{pol}	$\tan(2\chi)$
45°	$I_1 + I_3$	$\sqrt{2} \sqrt{(I_2 - I_1)^2 + (I_2 - I_3)^2}$	$\frac{I_3 - I_1}{2I_2 - I_1 - I_3}$
60°	$\frac{2}{3}(I_1 + I_2 + I_3)$	$\frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{1}{3}(2I_2 - I_1 - I_3)^2 + (I_3 - I_1)^2}$	$\sqrt{3} \frac{I_3 - I_1}{2I_2 - I_1 - I_3}$

II-2. Optimisation de la position des analyseurs.

La Figure III-1 présente le $Ne\Delta\rho$ (Noise equivalent radiance) escompté, à 443 nm, exprimé en réflectance au sommet de l'atmosphère pour un soleil au zénith ; il est d'autant plus élevé que la réflectance augmente.

Figure III-1: Spécification POLDER: Bruit numérique à 443 nm



La procédure de calcul est la suivante.

Pour un rayonnement incident donné (I_{tot}^0, I_{pol}^0 et χ) on calcule I_1, I_2 et I_3 par l'intermédiaire des équations du Tableau III-1-a. A l'aide d'un gabarit tel que celui donné Figure III-1, on détermine le $Ne\Delta I_i$ associé à chaque voie. On en déduit ensuite le $Ne\Delta I_{tot}$ par la somme quadratique des erreurs, soit, pour une configuration à 45°

$$(III-1) \quad Ne\Delta I_{tot} = \sqrt{(Ne\Delta I_1)^2 + (Ne\Delta I_3)^2},$$

et pour une configuration à 60°

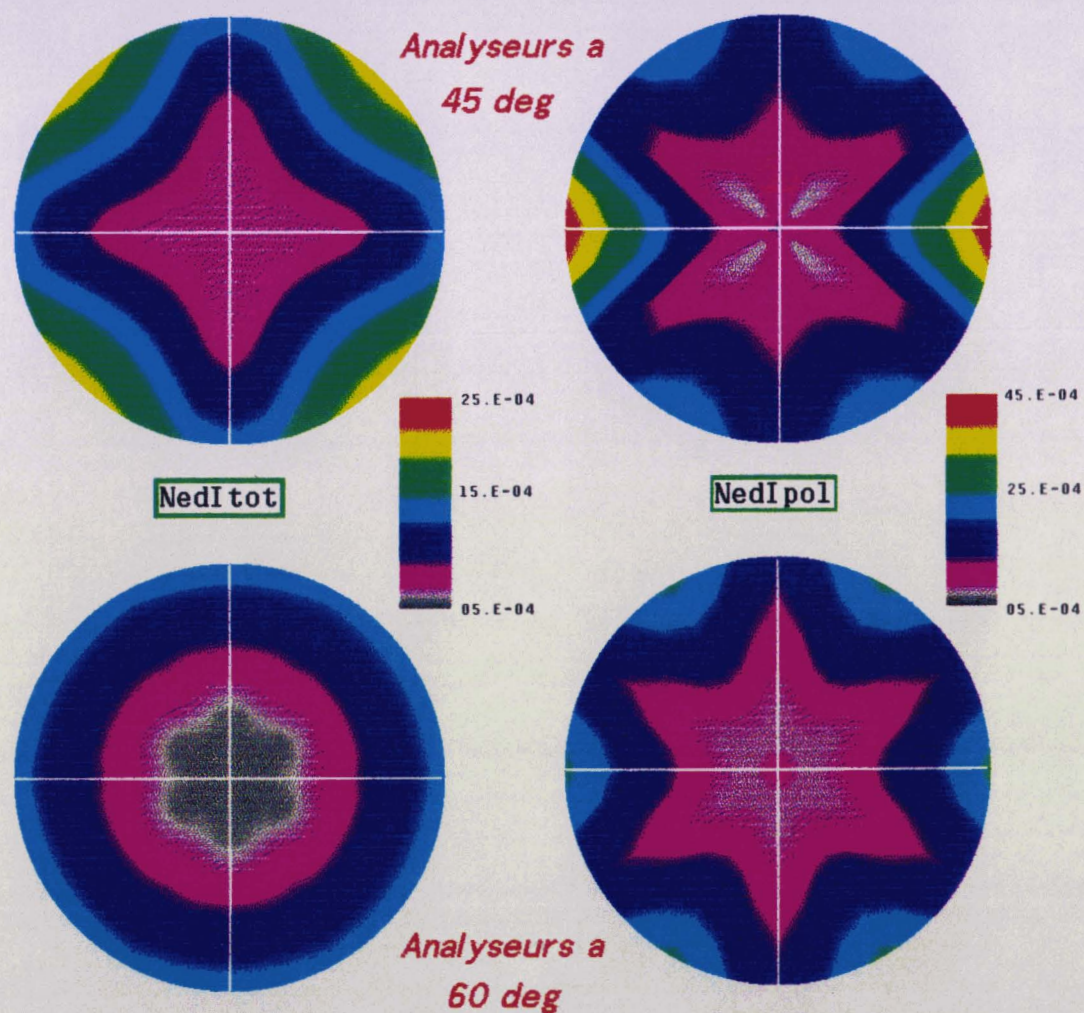
$$(III-2) \quad Ne\Delta I_{tot} = \frac{2}{3} \sqrt{(Ne\Delta I_1)^2 + (Ne\Delta I_2)^2 + (Ne\Delta I_3)^2}.$$

Le calcul des $Ne\Delta I_{pol}$ est moins direct. Pratiquement, à partir des équations du Tableau III-1-b, on calcule la valeur maximale de $|I_{pol}(I_1 \pm Ne\Delta I_1, I_2, I_3) - I_{pol}^0|$. On effectue ensuite le même calcul mais avec $I_2 \pm Ne\Delta I_2$ et $I_3 \pm Ne\Delta I_3$. Le bruit numérique $Ne\Delta I_{pol}$ résultant est la somme quadratique des trois perturbations.

En supposant le faisceau incident totalement polarisé rectilignement, les résultats sont donnés Figure III-2 sous la forme de diagrammes polaires. Le rayon représente la réflectance (comprise entre 0 et 1) et l'angle polaire la direction de polarisation (repérée par rapport à l'analyseur 2).

On voit, sur cette figure, que la configuration à 60° donne des bruits numériques bien plus faibles, que ce soit sur l'intensité totale ou sur l'intensité polarisée (noter le changement d'échelle). Pour cette configuration, on remarque par ailleurs que l'erreur est moins sensible à l'angle de polarisation.

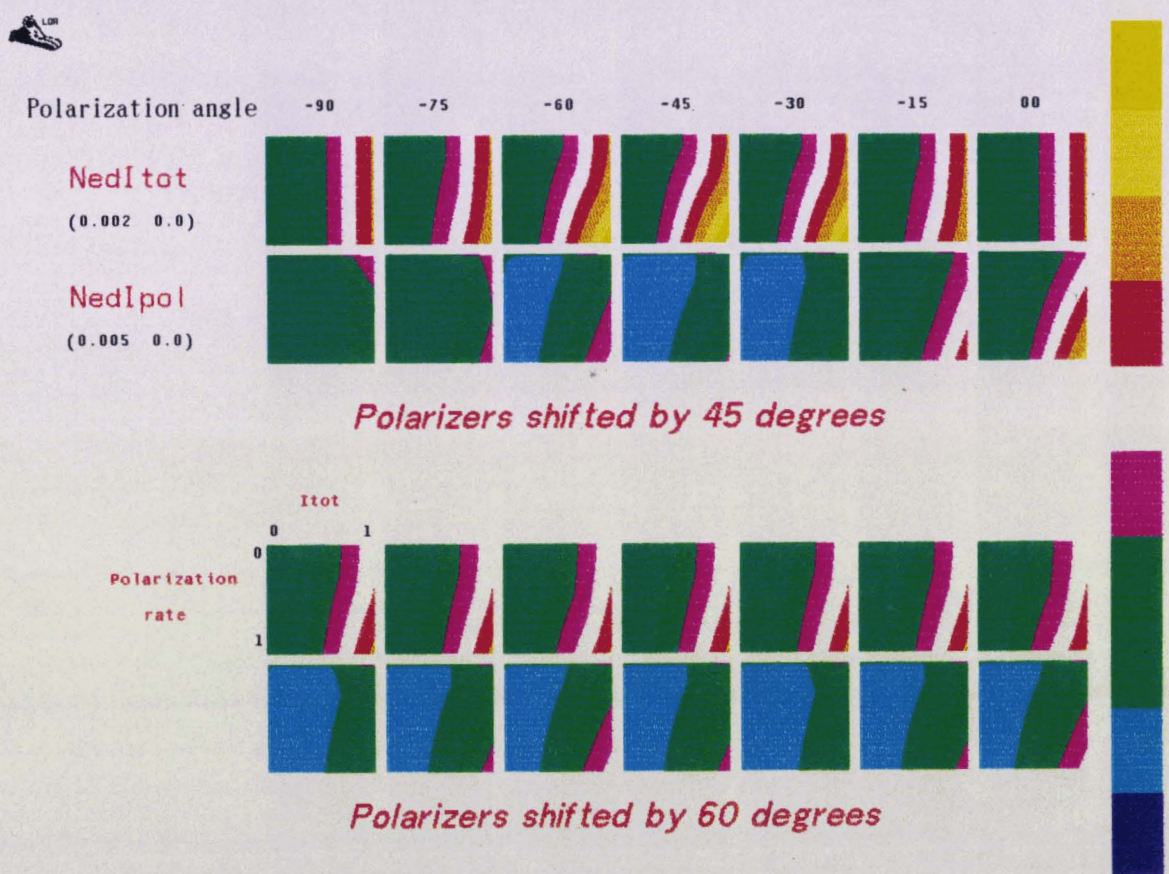
Figure III-2: Bruits numériques relatifs à la mesure d'une intensité totale et d'une intensité polarisée. Analyseurs croisés à 45° et 60°. Cas d'un taux de polarisation à 100%.



On a généralisé le calcul pour une intensité totale et un taux de polarisation variant respectivement de 0 à 1 et de 0 à 100%. Les résultats sont donnés, Figure III-3, pour plusieurs angles de polarisation, sous la forme de petits "timbres". Le bruit numérique est calculé pour une valeur de I_{tot} (horizontalement de 0 à 1) et une valeur du taux de polarisation (verticalement de 0 à 100%). Les valeurs indiquées sous chaque "Ne Δ " représentent les bruits max et min.

Les conclusions précédentes sont donc valables quelque soit l'état de polarisation en entrée.

Figure III-3: Bruits numériques relatifs à la mesure d'une intensité totale et d'une intensité polarisée. Analyseurs croisés à 45° et 60°. Cas général.



III) Simulation des données POLDER.

III-1 Orbitographie POLDER

III-1-1. Détermination des paramètres d'observation.

La définition des conditions géométriques d'observation de POLDER présente deux situations: (i) on veut connaître la géométrie de l'observation pour chaque point de la matrice, (ii) ou pour un point géographique donné on veut connaître les conditions d'observation sur une série de prises de vue.

Dans le premier cas, un point de la matrice est donné par sa position ligne/colonne. Les caractéristiques de l'instrument (champ angulaire, focale) et la position du satellite (latitude et longitude du point sub-satellitaire, altitude du capteur) permettent le calcul de la position du point visé et des angles de visée en tenant compte de la rotation de la Terre. Pour cela, on raisonnera dans un repère lié à l'orbite du satellite dans lequel la Terre tourne. L'heure de prise de vue permettra par ailleurs de connaître localement la position du soleil.

Le second cas constitue le problème inverse. Pour un point géographiquement donné et une position donnée du satellite, les équations inverses du cas précédent donneront les conditions de visée et la localisation sur la matrice du détecteur concerné. On sait d'autre part que ce point sera observé sous différents angles pour des prises de vues successives. A chaque instant, on déterminera la position du point sub-satellitaire en tenant compte une fois encore de la rotation de la Terre entre les différentes prises de vue.

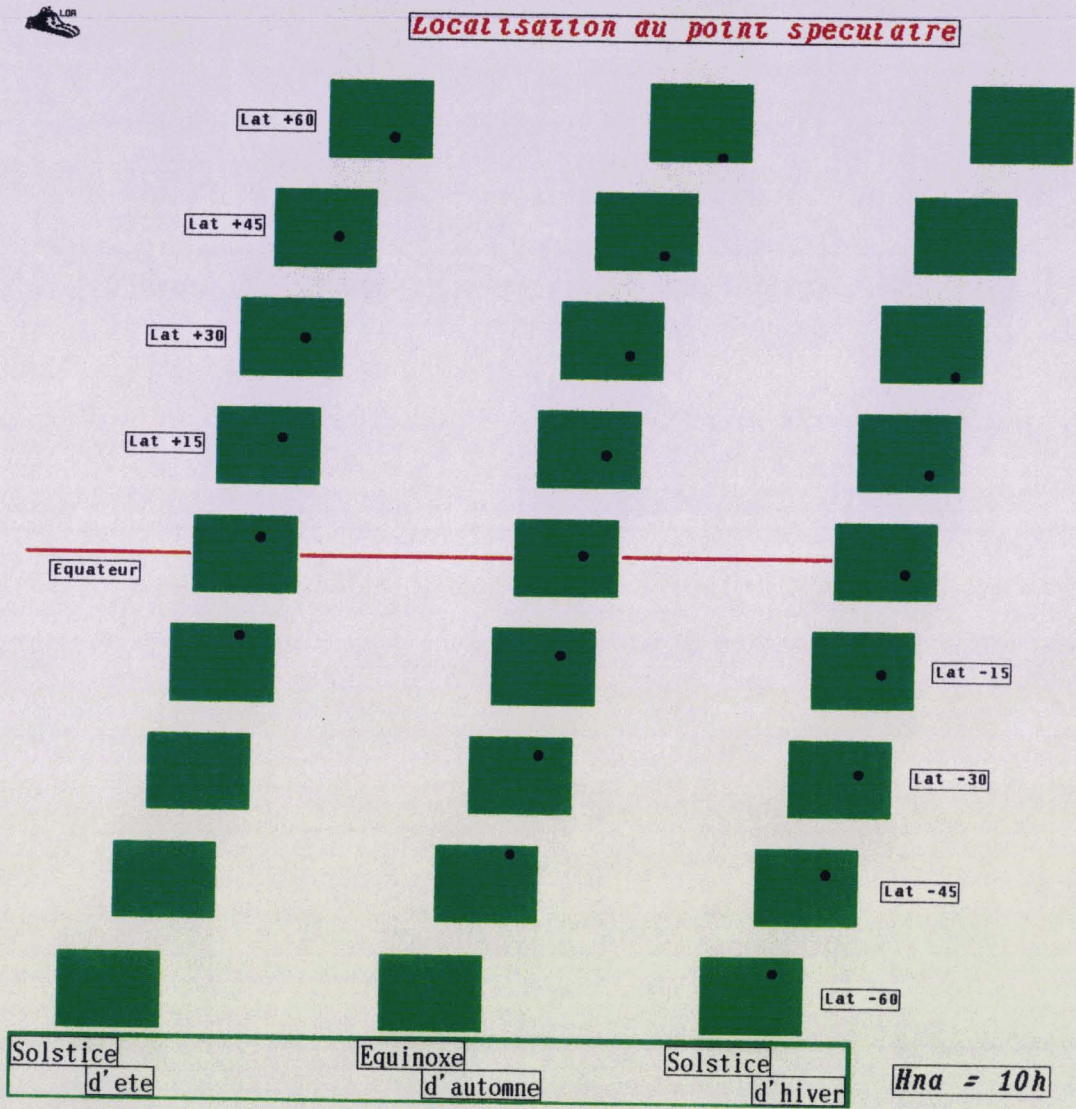
L'ensemble des formules utiles à ces problèmes est donné Annexe A-III-2. A titre d'illustration, on présente ici deux exemples d'exploitation de ce code pour les cas relatifs aux deux situations énoncées ci-dessus.

III-1-2. Localisation du point spéculaire.

La réflexion spéculaire du faisceau solaire est utile à plus d'un titre (cf Chapitre I), on aura à déterminer précisément sa position et sa fréquence d'occurrence.

Le point de réflexion spéculaire dépend de la position du satellite et de la position du soleil (donc de la date). On a donc retenu trois dates (le solstice d'été, l'équinoxe d'automne et le solstice d'hiver). Pour chacune de ces trois orbites, on a simulé la géométrie des images de POLDER, avec un passage au noeud descendant à 10^h. et dans chacune de ces images on a estimé si la condition de réflexion spéculaire était réalisée.

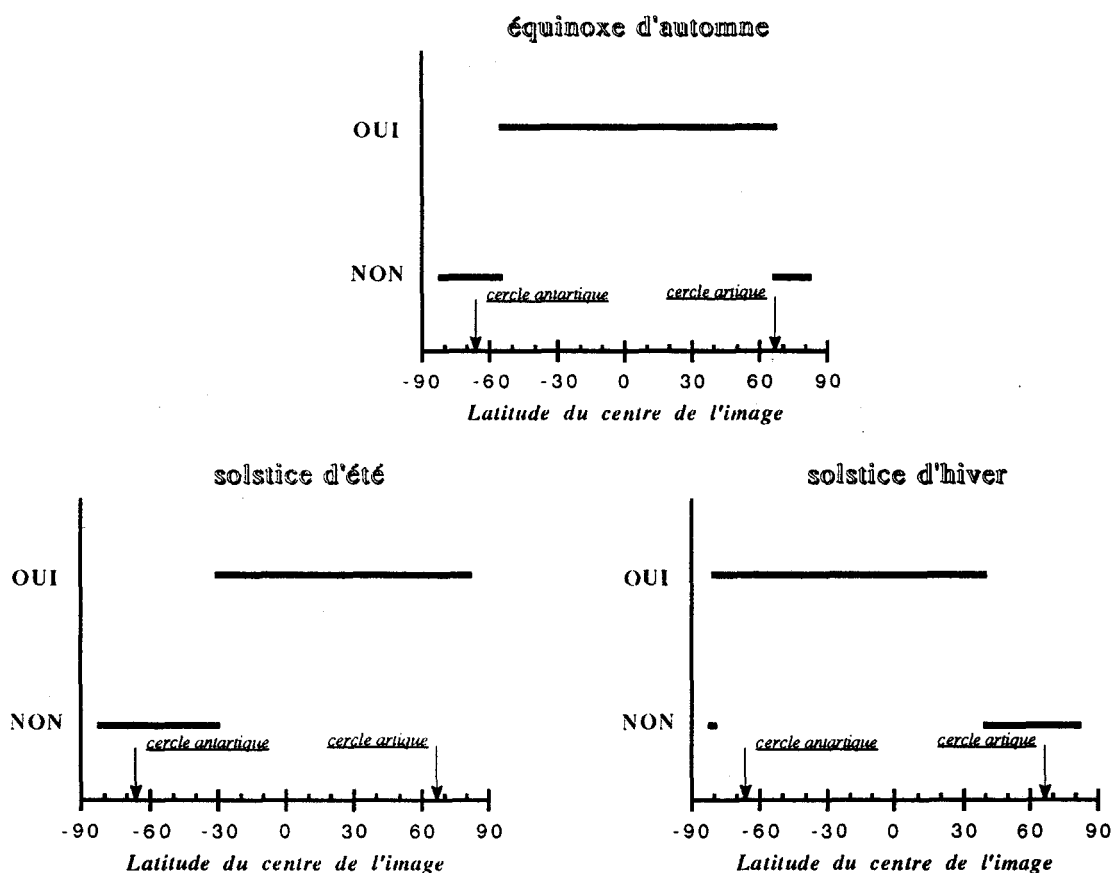
Figure III-4: Position du point spéculaire sur la matrice POLDER.



La Figure III-4 visualise la position du point de réflexion spéculaire sur la matrice. Pour des positions du satellite espacées de 15° en latitude sur chacune des 3 orbites, on a précisé la position de ce point par un spot noir, dans l'image POLDER visualisée par une imagerie verte.

La Figure III-5 montre les résultats sur la présence de la réflexion spéculaire. On a considéré un pas en latitude d'environ 1.5° (une image toutes les 24.72 secondes). Le glitter est présent dans un pourcentage important des images (dans une bande d'environ 120° de latitude).

Figure III-5: Présence du glitter lors d'une observation POLDER.

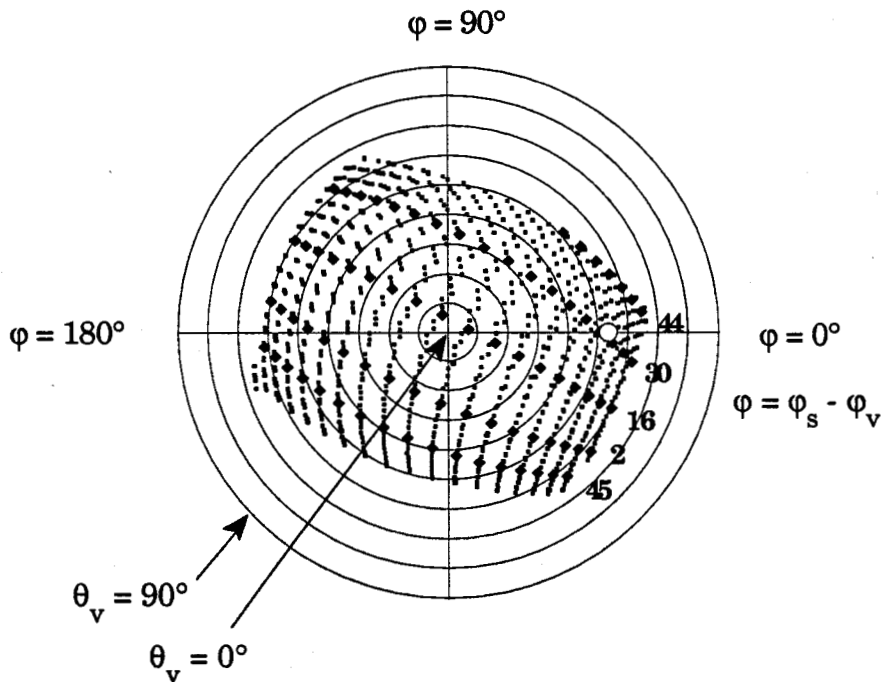


III-1-3. Observation d'un point géographique par POLDER.

Pour exploiter les mesures bidirectionnelles on doit déterminer l'ensemble des configurations de visée dans laquelle un même point géographique est vu dans le champ de visée de POLDER. A titre d'exemple, on a simulé pour un cycle complet de POLDER (41 jours sur la plate-forme ADEOS) les couples (θ_v, φ) pour lesquels un point de longitude 0° et de latitude 60° sera vu par POLDER. Le résultat de la simulation, Figure III-6, effectuée pour l'équinoxe d'automne montre que l'ensemble des couples (θ_v, φ) emplit entièrement le champ de visée (rectangulaire) de POLDER.

Figure III-6: Couples (θ_v, φ) pour un point géographique de longitude 0° et de latitude 60° .

Le grand côté de la matrice est orientée parallèlement à la sous-trace.



III-2 Présentation du code global.

III-2-1 Préambule.

Pour chaque pixel d'une image POLDER, dont on a vu comment on pouvait déterminer les conditions géométriques, on doit ensuite calculer la luminance reçue. Ce calcul sera limité à quelques atmosphères standards. Il paraît alors plus simple de précalculer les luminances dans un ensemble de directions d'observations plutôt que d'effectuer un calcul pour chaque pixel. Ainsi la lourdeur numérique du problème est évacuée dès la première étape de constitution d'une "banque de données" précalculée.

A partir du code de transfert radiatif basé sur les ordres successifs de diffusion (les OS) décrit dans le Chapitre I, on a élaboré un algorithme qui tient compte des phénomènes de diffusion et d'absorption. Les calculs s'appliquant uniquement aux bandes spectrales de POLDER peu affectées par l'absorption gazeuse, on peut, avec une bonne précision, découpler ces deux processus.

III-2-2 Diffusion atmosphérique.

La situation observée est caractérisée par la nature et la quantité d'aérosols, dont les propriétés optiques (épaisseur optique et fonction de phase) sont précalculées par la théorie de MIE pour les longueurs d'onde d'observation.

Pratiquement, cinq atmosphères ont été retenues (cf Chapitre I):

- l'atmosphère moléculaire pure,
- et des mélanges molécules-aérosols, pour deux modèles d'aérosols de base (le Modèle C et le Haze M) et deux visibilités horizontales standard (23 et 50 km).

III-2-3 Absorption gazeuse.

Les principaux gaz absorbants dans le domaine spectral de POLDER sont l'ozone, l'oxygène et la vapeur d'eau. Les effets d'absorptions se traduisent par un assombrissement relatif de l'image.

Par ordre décroissant d'activité, les divers composants gazeux selon les bandes spectrales de POLDER sont

443 nm:	O_3 (très faible)
490 nm:	O_3 (faible)
565 nm:	O_3, H_2O (très faible)
670 nm:	O_3 (faible), H_2O (très faible)
765 nm:	O_2 (importante), O_3 (très faible)
880 nm:	H_2O
950 nm:	H_2O (très importante)

La concentration de l'oxygène étant fixe, son absorption se calcule précisément. Il n'en va pas de même pour les quantités d'ozone et de vapeur d'eau qui présentent des variations saisonnières et locales. D'après les données climatologiques, le contenu en ozone est relativement bien défini (à 10% près), par contre celui de la vapeur d'eau est beaucoup moins précis (à 60% près).

Les coefficients de transmission gazeuse peuvent se calculer, comme il est fait dans 5S, à partir du modèle de bande aléatoire de Goody pour la vapeur d'eau et les modèles de bande réguliers de Malkmus pour les autres absorbants. Mais pour minimiser le temps de calcul, on a utilisé la formulation semi-empirique développée par Vermote (44), qui donne la transmission d'un gaz absorbant i (avec une précision meilleure que 0.1%) par

$$(III-3) \quad T_g^i = \frac{1}{1 + \alpha(U^i M)^{\beta + \gamma \ln(U^i M)}}$$

- où
- M est la masse d'air traversée,
 - U^i est le contenu vertical intégré,
 - les paramètres α , β et γ sont calculés, pour chaque composant gazeux et chaque longueur d'onde, de sorte que les écarts entre les résultats de l'équation III-3 et ceux donnés par 5S soient les plus faibles.

Connaissant la transmission gazeuse de chaque composant gazeux à une longueur d'onde donnée $T_{g,\lambda}^i$, on en déduit la transmission gazeuse totale monochromatique par le produit des différents termes.

Les Tableaux III-2 donnent les transmissions gazeuses intégrées sur les canaux de POLDER. Les conditions atmosphériques sont celles du modèle Mid Latitude Summer. Les incertitudes annoncées traduisent les variations des différents composants gazeux.

Tableaux III-2 : Transmissions gazeuses intégrées sur les canaux de POLDER.

		Transmission gazeuse moyenne		
θ_s	θ_v	443 nm	490 nm	565 nm
30°	3°	.998	.986 ± 0.1%	.929 ± 0.8%
	29°	.998	.985 ± 0.2%	.925 ± 0.9%
	58°	.997	.981 ± 0.2%	.902 ± 1.2%
75°	3°	.996	.969 ± 0.3%	.847 ± 2.1%
	29°	.996	.969 ± 0.3%	.843 ± 2.1%
	58°	.995	.964 ± 0.4%	.822 ± 2.5%

		Transmission gazeuse moyenne			
θ_s	θ_v	670 nm	765 nm	880 nm	950 nm
30°	3°	.968 ± 0.4%	.599	.937 ± 2.0%	.261 ± 39.0%
	29°	.966 ± 0.4%	.591	.935 ± 2.1%	.251 ± 39.9%
	58°	.956 ± 0.6%	.555	.926 ± 2.3%	.206 ± 44.3%
75°	3°	.930 ± 0.9%	.493	.910 ± 2.7%	.141 ± 51.6%
	29°	.928 ± 0.9%	.489	.909 ± 2.7%	.137 ± 52.2%
	58°	.918 ± 1.0%	.471	.903 ± 2.8%	.121 ± 54.5%

III-2-4 Fichiers précalculés.

Pour un angle zénithal solaire correspondant à un point de Gauss θ_s^s et pour un modèle d'atmosphère donnés, on précalcule, pour chaque ordre s de la décomposition en série de Fourier, les paramètres de Stokes I^s, Q^s et U^s , pour les 24 angles de visée possibles θ_v^s (cf Chapitre 1). Nous avons ainsi précalculé, pour chacun des canaux de POLDER, les fichiers relatifs aux cinq types d'atmosphère définis prédemment, pour 24 angles zénithaux solaires. Pour une configuration de mesure donnée, on interpole alors dans ce fichier les signaux POLDER.

III-2-5 Description du code d'interpolation.

La Figure III-7 présente l'organigramme du code de simulation des paramètres luminance, taux de polarisation et direction du plan de polarisation, dans le cas d'une observation sur mer. Nous présentons ici, une description succincte des différentes étapes de calcul.

Lecture des entrées.

Outre les fichiers précalculés, les entrées sont:

-le canal d'observation (en pratique, la longueur d'onde équivalente)

-les paramètres atmosphériques

La diffusion de Rayleigh est parfaitement connue, et est fixée par la longueur d'onde d'entrée. La composante variable aérosol de l'atmosphère est fixée par le contenu et le type des aérosols (un des quatre modèles précalculés) .

-les conditions d'observation

L'orbite d'ADEOS étant fixe, on impose la date de l'observation (jour mensuel et mois), la position du pixel sur la matrice et éventuellement la position du point sub-satellitaire à moins que l'on n'effectue le calcul sur toute une orbite.

-les conditions de surface

On fixe ici les réflectances de l'eau (modèle de Viollier, {45}) et de l'écume (modèle de Koepke, {23}), supposées homogènes et lambertiennes. La vitesse de vent est limitée à 15 m/s au maximum.

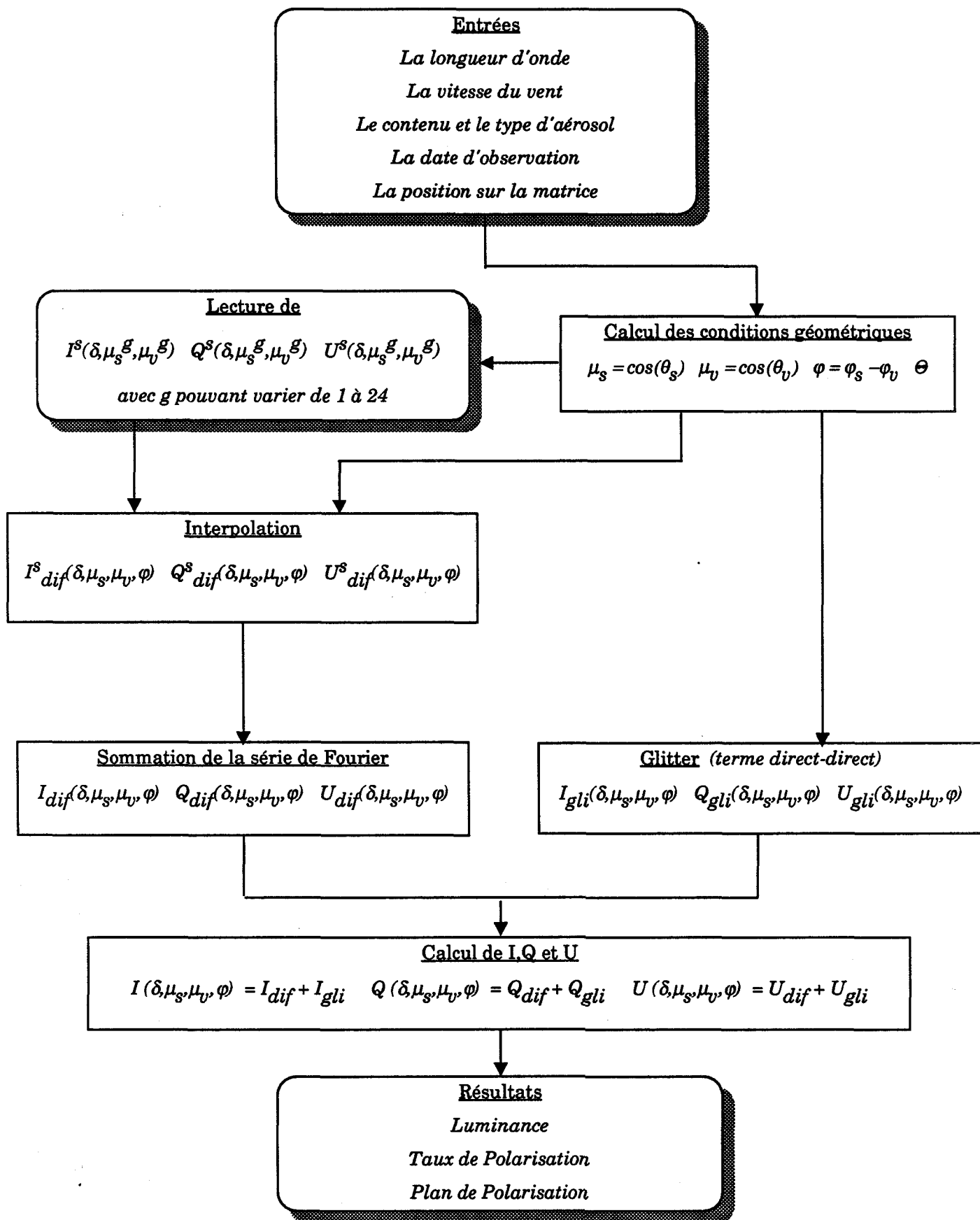
Calcul des conditions géométriques de l'observation.

Connaissant la position du détecteur sur la matrice et l'orbitographie de POLDER, on détermine les angles zénithaux (solaire θ_s et visée θ_v), les angles azimutaux (solaire φ_s et visée φ_v) et l'angle de diffusion Θ .

Calcul des coefficients d'interpolation.

A partir des angles zénithaux, on calcule les coefficients d'interpolation α_s et α_v relatifs respectivement à l'angle solaire et à l'angle de visée. Ces coefficients sont obtenus par une interpolation linéaire sur le cosinus des angles zénithaux. On a:

Figure III-7: Organigramme du code de simulation des luminances.



$$(III-4) \quad \alpha_s = \frac{\cos(\theta_s) - \cos(\theta_s^{g-1})}{\cos(\theta_s^g) - \cos(\theta_s^{g-1})} \qquad \alpha_v = \frac{\cos(\theta_v) - \cos(\theta_v^{g-1})}{\cos(\theta_v^g) - \cos(\theta_v^{g-1})}$$

où θ^g et θ^{g-1} sont les angles de Gauss encadrant l'angle θ (respectivement supérieur et inférieur) avec $g > 1$.

Interpolation et Sommation de la série de Fourier.

D'un point de vue numérique les étapes "interpolation" et "sommmation" sont traitées en même temps, mais pour des raisons de clarté on les distingue ici.

Connaissant les coefficients d'interpolation linéaire α_s et α_v , on déduit facilement les paramètres de Stokes à l'ordre s . Pour $I^s(\mu_v)$ on obtient:

$$(III-5) \quad I^s(\mu_v) = \{1 - \alpha_v\} \{1 - \alpha_s\} I^s(\mu_s^{g-1}, \mu_v^{g-1}) + \alpha_v \{1 - \alpha_s\} I^s(\mu_s^{g-1}, \mu_v^g) + \alpha_s \{1 - \alpha_v\} I^s(\mu_s^g, \mu_v^{g-1}) + \alpha_s \alpha_v I^s(\mu_s^g, \mu_v^g)$$

On utilise la même interpolation pour $Q^s(\mu_v)$ et $U^s(\mu_v)$.

La sommation de la série de Fourier s'effectue ensuite sur l'angle azimutal $\varphi = \varphi_s - \varphi_v$ par l'expression (cf Chapitre I)

$$(III-6) \quad \begin{pmatrix} I(\mu_v, \varphi) \\ Q(\mu_v, \varphi) \\ U(\mu_v, \varphi) \end{pmatrix} = \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_{0,s}) \begin{pmatrix} I^s(\mu_v) \cos s(\varphi_s - \varphi_v) \\ Q^s(\mu_v) \cos s(\varphi_s - \varphi_v) \\ U^s(\mu_v) \sin s(\varphi_s - \varphi_v) \end{pmatrix}$$

Ce type d'équations n'étant valables que pour $g > 1$, le cas des angles de visée compris entre 0° et le premier angle de Gauss θ_v^1 (c'est à dire 2.84°) est traité séparément par une interpolation linéaire sur φ . On a alors

$$(III-7) \quad \begin{pmatrix} I(\mu_v, \varphi) \\ Q(\mu_v, \varphi) \\ U(\mu_v, \varphi) \end{pmatrix} = \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_{0,s}) \left[\alpha_v + \frac{1}{2}(1 - \alpha_v)(1 + \cos(s\pi)) \right] \begin{pmatrix} \cos(s\varphi) [I^s(\mu_s^{g-1}, \mu_v^1)(1 - \alpha_s) + I^s(\mu_s^g, \mu_v^1)(\alpha_s)] \\ \cos(s\varphi) [Q^s(\mu_s^{g-1}, \mu_v^1)(1 - \alpha_s) + Q^s(\mu_s^g, \mu_v^1)(\alpha_s)] \\ \sin(s\varphi) [U^s(\mu_s^{g-1}, \mu_v^1)(1 - \alpha_s) + U^s(\mu_s^g, \mu_v^1)(\alpha_s)] \end{pmatrix}$$

Pour connaître la précision de cette méthode d'interpolation, on a déterminé les biais qu'elle induit sur le calcul de luminance. Les résultats, reportés Annexe A-III-3, montrent que globalement l'erreur est de 0.3%, ce qui est négligeable par rapport aux autres bruits.

luminance directe du glitter.

Le calcul de la luminance directe du glitter se fait exactement (sans interpolations) pour une géométrie donnée par θ_s , θ_v et φ (cf Chapitre I).

Le code est écrit pour des simulations sur mer. On peut envisager son extension pour des visées terrestres. La signature bidirectionnelle des sols n'autorisant plus l'hypothèse d'un sol lambertien, on devra utiliser, par exemple, une méthode d'intégration de la BRDF qui nécessite de décomposer la réflectance de sol en série de Fourier.

Calcul de I, Q et U.

Pour obtenir la matrice luminance totale, il suffit ensuite de sommer la matrice luminance direct avec la matrice luminance diffuse.

Paramètres physiques.

En dernier lieu, à partir des paramètres de Stokes et en utilisant les équations (I-13), on obtient les paramètres physiques caractéristiques de l'état du rayonnement incident, c'est à dire la **luminance, le taux de polarisation et l'angle de polarisation.**

Dans le sous-chapitre qui suit, on donne un exemple d'application de ce code à une étude typique des phases préparatoires d'un instrument. Dans ce cas précis, il s'agit du dimensionnement de la luminance observable sur mer par POLDER (résumé d'un contract CNES n° 91/1/881 (31)).

IV) Applications.

IV-1 Dimensionnement de la luminance observée sur mer par POLDER.

IV-1-1. Objectif.

La détermination de la luminance dans la tache du glitter au sommet de l'atmosphère, présente un intérêt particulier pour un étalonnage interbande sur le glitter. Technologiquement, elle est importante pour décider si l'utilisation de diodes "anti-reflet" est nécessaire. Chacune de ces diodes, bien que moins sensible, offre l'avantage de ne pas contaminer l'espace environnant lorsqu'elle est surexposée.

IV-1-2. Luminances observées sur mer.

A partir du code de simulation développé précédemment, on a calculé la luminance au sommet de l'atmosphère pour différentes hauteurs du soleil et différentes directions d'observation.

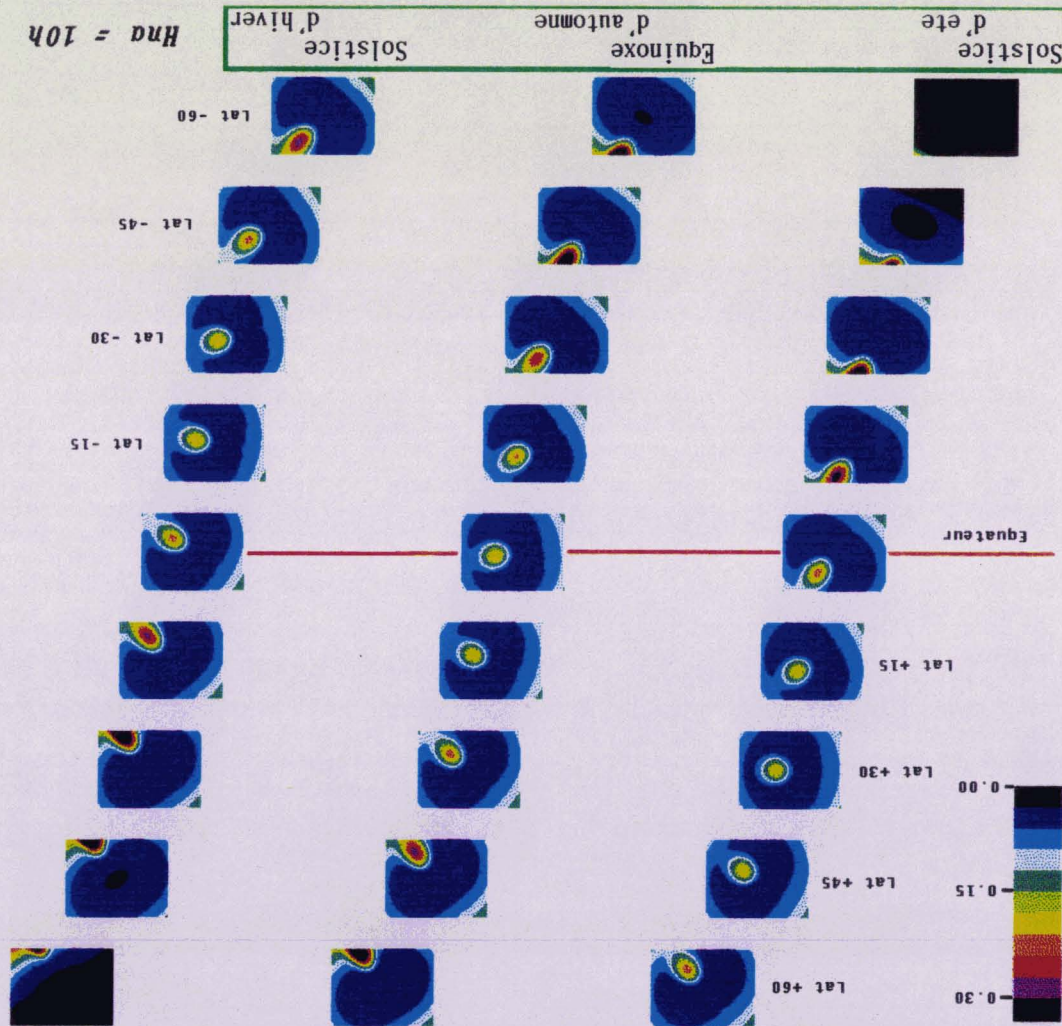
Les calculs ne tiennent compte ici ni de la diffusion de l'eau de mer proprement dite, ni de la présence éventuelle d'écume à la surface. Ces composantes, très petites, ne jouent aucun rôle dans le dimensionnement final.

La Figure III-8 donne un exemple des répartitions en luminance normalisée (soit $L^* = \Pi L/E_s$) ainsi obtenues, pour des positions du satellite espacées de 15° en latitude, sur trois orbites types: équinoxe d'automne et solstices d'été et d'hiver. Il s'agit d'un canal à 565 nm, la vitesse du vent est de 5m/s et les aérosols sont de type maritime, avec une visibilité horizontale de 23km. Dans la presque totalité des cas, le maximum est localisé dans la tache du glitter. L'effet de la transmission n'étant pas prédominant, ce maximum est d'autant plus fort que l'angle zénithal solaire θ_s est grand (aux hautes latitudes).

IV-1-3. Luminance maximale.

A partir d'exploitations de ce type, on a déterminé le maximum de luminance sur l'image, L_{\max}^* . La Figure III-9 montre l'évolution de L_{\max}^* , en fonction de la latitude du point sub-satellitaire sur l'orbite d'équinoxe, dans le cas du modèle précédent ($v=5\text{m/s}$, aérosols maritimes et $V=23\text{km}$).

Figure III-8: Luminances simulées en entrée de POLDER à 565 nm pour une vitesse de vent de 5m/s, des aérosols de type maritime et une visibilité horizontale de 23km.

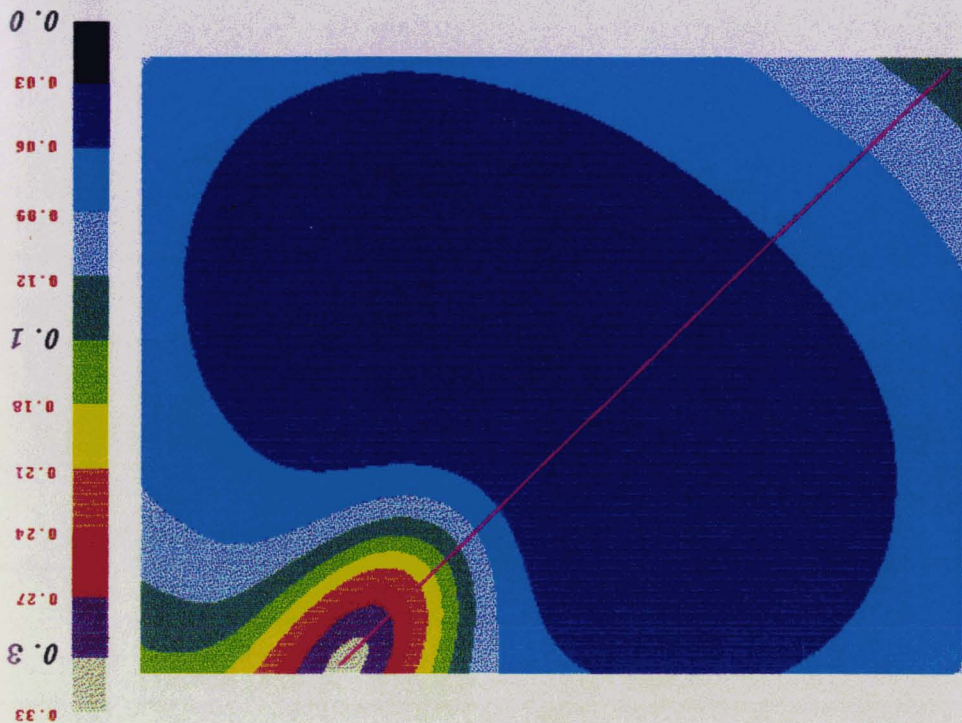
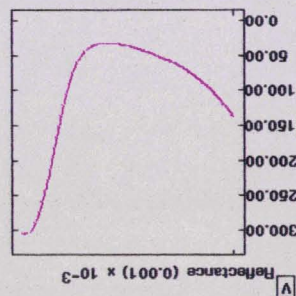


$H_{na} = 10h$

détail d'une vue - radiale sur toute l'image

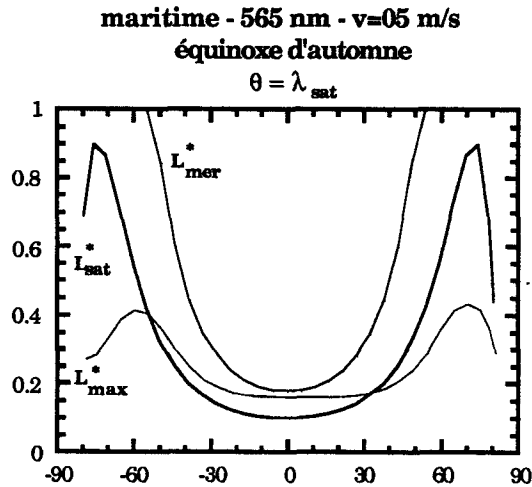
equinoxe d'automne

-45°
Latitude du point subsatellite



A titre de comparaison, on a tracé sur la même figure les luminances normalisées (correspondant à la seule réflexion du faisceau solaire) au sommet de l'atmosphère $L_{sat}^*(\theta)$ et au niveau de la surface $L_{mer}^*(\theta)$ en prenant la latitude du point sub-satellitaire comme angle d'incidence θ .

Figure III-9: Evolution de la luminance maximale avec la latitude.



Les conclusions que l'on tire de cette figure sont:

- la quantité $L_{mer}^*(\theta)$ rend bien compte de l'ordre de grandeur et de l'allure de L_{max}^* ,
- la comparaison de ce terme avec $L_{sat}^*(\theta)$ montre que l'atténuation dans la traversée de l'atmosphère est importante, mais qu'elle ne deviendrait prédominante que pour des latitudes supérieures à $\pm 80^\circ$, au delà desquelles $L_{sat}^*(\theta)$ décroît,
- et finalement, l'ouverture de POLDER explique la décroissance de L_{max}^* au delà d'environ 60° de latitude, la tache de glitter sortant alors progressivement du champ de l'appareil. Aux latitudes où le glitter reste dans le champ, l'écart entre $L_{sat}^*(\theta)$ et L_{max}^* correspond à la luminance atmosphérique proprement dite.

IV-1-4. Sensibilité à la nature des aérosols.

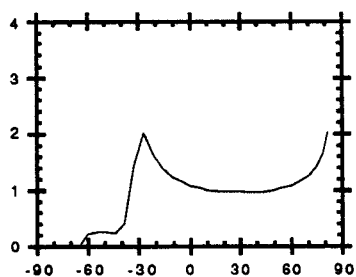
Pour illustrer la sensibilité des résultats au contenu et au type d'aérosol, on a tracé sur la Figure III-10 les profils de L_{max}^* 565 nm pour nos cinq modèles d'atmosphère. On a pris l'orbite du solstice d'été et une vitesse du vent nulle. Le profil noté *atmosphère moyenne* correspond à la moyenne (en chaque point) entre le plus grand et le plus petit des cinq résultats.

Typiquement on voit que:

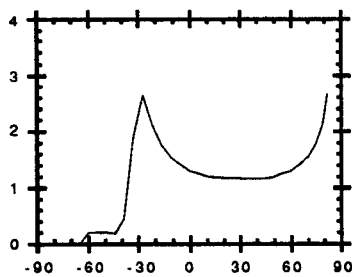
- le cas d'une atmosphère purement moléculaire constitue le terme dimensionnant, puisque l'atténuation est minimum,
- les aérosols atténuent d'un facteur 2 ce maximum,
- le type de particule joue peu.

Figure III-10: Luminances maximales à 565 nm pour une vitesse du vent de 0m/s pour une orbite effectuée au solstice d'été.

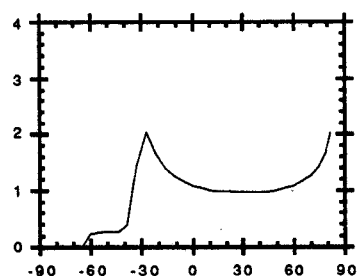
MARITIMES - V23



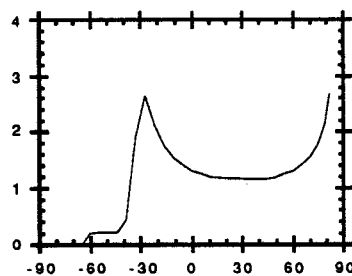
MARITIMES - V50



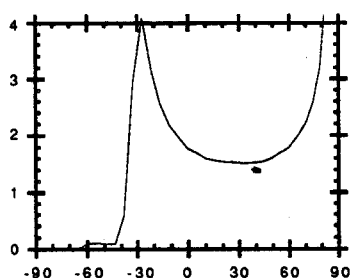
CONTINENTAUX - V23



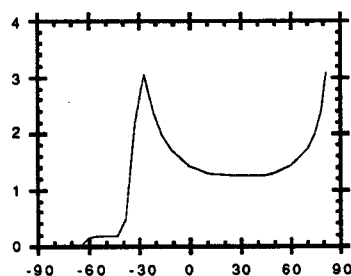
CONTINENTAUX - V50



RAYLEIGH



ATMOSPHERE MOYENNE



IV-1-5. Evolution de la luminance maximale avec la latitude.

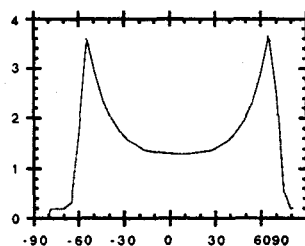
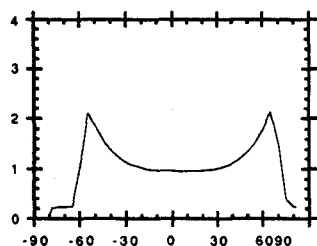
Un premier ensemble d'exploitations donnent les profils en latitude de L_{max}^* pour différentes conditions atmosphériques. Ces profils ont été calculés pour quatre vitesses de vent (0, 2, 5 et 10 m/s) et pour deux types d'atmosphère (aérosols maritimes et atmosphère moyenne). Dans chaque cas, nous avons considéré les trois orbites et les deux canaux retenus. La Figure III-11 donne un exemple des calculs (le reste des résultats est reporté Annexe A-III-4). On y a reporté les luminances maximales observées lors de l'équinoxe d'automne pour l'atmosphère moyenne et pour deux vitesses de vent (0 et 10 m/s).

Figure III-11: Luminances maximales observées lors de l'équinoxe d'automne pour des vitesses du vent de 0 et 10 m/s.

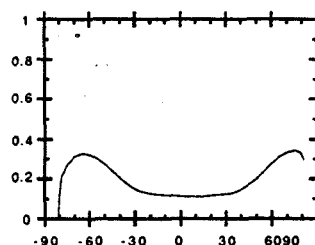
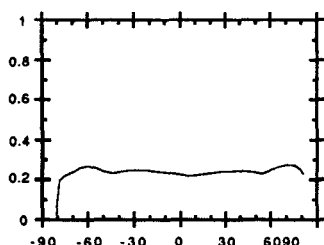
443 nm

565 nm

Atmosphère moyenne - $v = 0$ m/s



Atmosphère moyenne - $v = 10$ m/s

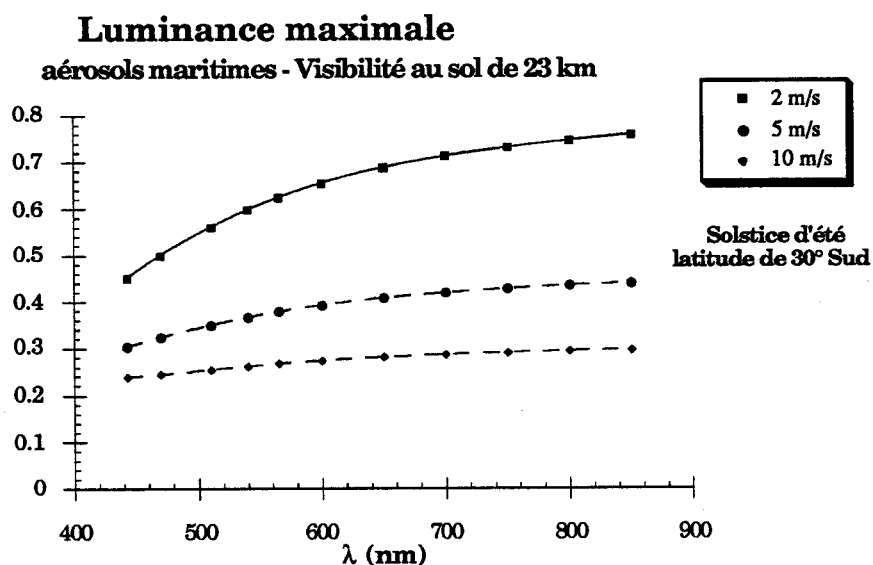


Comme prévu, le cas à 565 nm est le plus contraignant, en raison de l'extinction plus faible de la diffusion moléculaire.

IV-1-6. Variation spectrale de la luminance maximale.

Enfin, pour généraliser le comportement de la luminance maximale, dans les autres canaux de POLDER, on l'a simulée sur l'intervalle spectral 400-900 nm. On présente, Figure III-12, le résultat des simulations pour différentes rugosités de la mer, dans un cas moyen d'observation géométrique et de condition atmosphérique (aérosols de type maritime, visibilité horizontale de 23km). On voit que la longueur d'onde 565 nm est représentative du phénomène sur l'ensemble du spectre.

Figure III-12: Variation spectrale de la luminance maximale.



IV-2 Etalonnage absolu en vol des canaux courtes longueurs d'onde.

IV-2-1. Introduction.

Plusieurs méthodes d'étalonnage en vol existent. On peut citer, schématiquement, les étalonnages en vol à l'aide de systèmes embarqués, les étalonnages en vol avec mesures associées ou les étalonnages en vol sans mesures associées.

- La première de ces méthodes n'a pas été retenue pour POLDER. L'une des raisons principales de son abandon est liée à la nature matricielle du capteur qui aurait nécessité un système d'étalonnage complexe et volumineux. Et comme l'instrument POLDER est conçu pour être embarqué à bord de satellites multi-instruments, son espace alloué est restreint.
- La deuxième méthode associe, à la prise d'image, des mesures simultanée de la cible visée et des paramètres optiques de l'atmosphère. Elle est idéale pour des capteurs à grande résolution spatiale tels que HRV-SPOT (Santer et al.,(34)) ou TM-LANDSAT (Slater et al., (35)). Mais elle pose le problème de l'échantillonnage de la cible (taille de la cible test inférieure à celle d'un pixel) dans le cas d'appareils à faible résolution spatiale (AVHRR par exemple). Dans ce cas, on peut avoir recours à un étalonnage croisé, c'est à dire à un deuxième capteur dont la résolution spatiale est inférieure à celle de la cible et dont une bande spectrale est commune.
- Une autre solution est d'utiliser les caractéristiques de la composante moléculaire (Vermote et al., (43)) en se plaçant dans des conditions d'observations pour lesquelles elle est prépondérante. C'est cette méthode qui a été retenue pour POLDER. On cherchera donc à étalonner POLDER, en absolu, dans les canaux courtes longueurs d'onde, sur des observations sur mer.

IV-2-2. Etalonnage sur la luminance totale.

IV-2-2-1. Conditions Optimales de l'observation.

On a reporté, Figure III-13, la contribution relative du signal moléculaire dans le signal total, pour une visée sur mer et pour trois canaux de POLDER (443, 490 et 565 nm), en considérant une atmosphère moyenne.

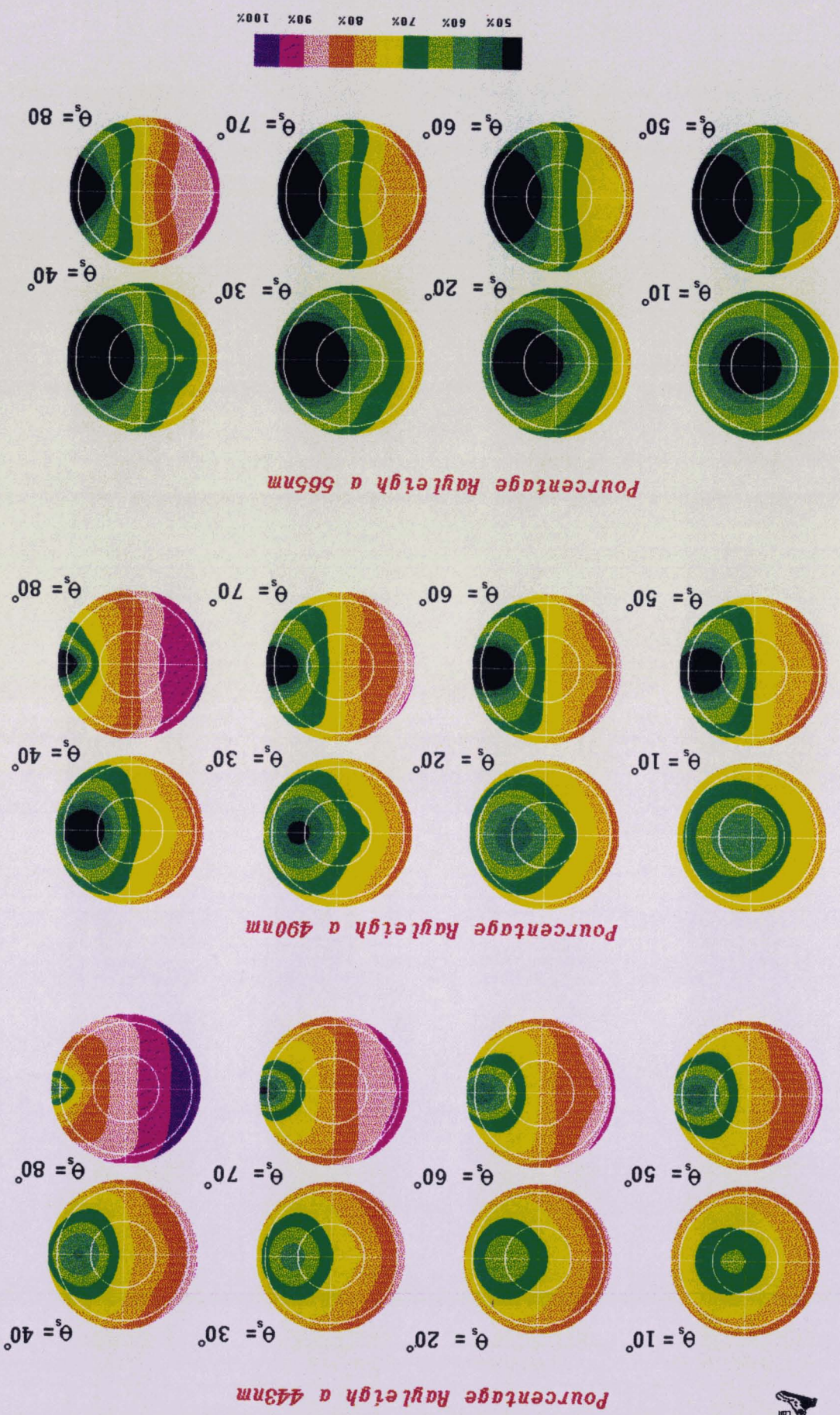


Figure III-13: Contribution relative de la composante Rayleigh dans le signal total.

Les résultats sont présentés pour plusieurs incidences solaires sous forme de diagramme polaires¹. Ils montrent qu'il existe des conditions d'observation pour lesquelles le signal moléculaire représente, à 443 nm, plus de 95% du signal. Elles correspondent à des angles zénithaux (solaires et de visée) élevés. La contribution s'affaiblit, de surcroît, avec la longueur d'onde, mais reste toutefois supérieure à 85% dans le meilleur des cas.

A côté de cette composante moléculaire stable, donc connue, plusieurs paramètres variables vont perturber le signal. Indépendamment de la transmission gazeuse, cf Chapitre I, la réflectance de surface (contribution faible), les aérosols (contribution importante) et le glitter (contribution variable). On cherchera donc à se placer dans des conditions pour lesquelles ces contributions ont le moins d'influence.

IV-2-2-2. Signal moyen observé sur mer.

IV-2-2-2-1 Décomposition du signal.

Le calcul de la luminance suppose une bonne maîtrise des paramètres caractéristiques de la surface et de l'atmosphère. Pour cela, on décompose le signal (Vermote et al, {43}) suivant la linéarisation utilisée dans 5S (37) ; la luminance au sommet de l'atmosphère s'écrit alors:

$$(III-8) \quad L_{\lambda}^* = \text{tg}_{\lambda} \{ L_{\text{ray},\lambda} + L_{\text{aér},\lambda} + L_{\text{eau},\lambda} + L_{\text{écu},\lambda} + L_{\text{cou},\lambda} + L_{\text{dir},\lambda} \}$$

- où
- λ est la longueur d'onde équivalente,
 - tg_{λ} la transmission gazeuse,
 - $(L_{\text{ray},\lambda} + L_{\text{aér},\lambda})$ la luminance atmosphérique intrinsèque respectivement de la diffusion par les molécules et par les aérosols,
 - $(L_{\text{eau},\lambda} + L_{\text{écu},\lambda})$ la luminance apparente respectivement de l'eau de mer et de l'écume,
 - $L_{\text{cou},\lambda}$ la luminance exprimant les phénomènes de couplage entre l'atmosphère et la surface,
 - $L_{\text{dir},\lambda}$ la luminance de réflexion directe sur la mer.

Cette décomposition est séduisante. Elle permet d'étudier, d'une part, la contribution au signal total de chaque terme, et d'autre part, l'évolution avec la masse d'air et la longueur d'onde des erreurs associées.

¹ Où le rayon représente l'angle de visée (les cercles blancs indiquent les θ_v à 30 et à 60°) et l'azimut l'angle azimutal $\varphi = \Pi - (\varphi_s - \varphi_v)$. Signalons que dans tout ce chapitre, $\varphi=0$ correspond à la direction de réflexion spéculaire (demi axe blanc horizontal droit) et $\varphi=\Pi$ à la rétrodiffusion (demi axe blanc horizontal gauche).

IV-2-2-2 Atmosphère moyenne.

Le signal moyen se calcule en considérant deux cas extrêmes:

-Signal minimum-

Il est obtenu pour une atmosphère purement moléculaire, une réflectance de l'eau de mer minimale et une vitesse de vent nulle (c'est à dire $L_{\text{écu}}=0$ et un glitter cantonné autour de la direction spéculaire).

-Signal maximum-

On considère cette fois une réflectance de l'eau de mer maximale, une vitesse du vent de 15 m/s (ce qui donne une luminance $L_{\text{écu}}$ et une étendue du glitter maximale) et un contenu maximum en aérosol (avec une visibilité inférieure à 23 km), c'est à dire une luminance $L_{\text{aér}}$ maximale.

Remarquons que le calcul du terme L_{dir} maximum se fait en considérant une vitesse de 15 m/s et non 0 m/s pour laquelle il est maximum. En effet, on se place dans des conditions d'observation hors glitter et ce qui importe est non la valeur maximale du glitter mais son étendue maximale.

La luminance moyenne L_{moy}^* se calcule alors simplement en effectuant la demi somme de la luminance maximale L_{max}^* et de la luminance minimale L_{min}^* obtenues en recomposant le signal suivant les indications précédentes et suivant l'équation III-08:

$$(III-09) \quad L_{\text{moy}}^* = \frac{1}{2} (L_{\text{max}}^* + L_{\text{min}}^*)$$

La figure III-14 montre la luminance moyenne, **hors transmission gazeuse**, ainsi obtenue sous la forme de diagramme polaire (rayon = θ_v limité à 75° , azimuth = angle azimuthal Φ) pour 3 canaux de POLDER (443, 490 et 565 nm) et pour plusieurs incidences solaire θ_s . On a par ailleurs précisé la contribution de chacun des termes. Les résultats sont reportés Tableaux III-3, pour les mêmes canaux que la figure III-14 et pour la direction azimuthale $\Phi=180^\circ$. La décomposition du signal montre que:

- le signal moléculaire L_{ray} est prépondérant dans la très grande majorité des cas (ceci pour les trois canaux), en corrélation avec la Figure III-13,
- le terme de glitter direct L_{dir} n'intervient que pour des visées proches du nadir et est insignifiant dans les autres cas d'observation,
- les luminances L_{eau} et $L_{\text{écu}}$ s'estompent avec une masse d'air grandissante,
- le signal aérosol est celui qui perturbe le plus le signal moléculaire.

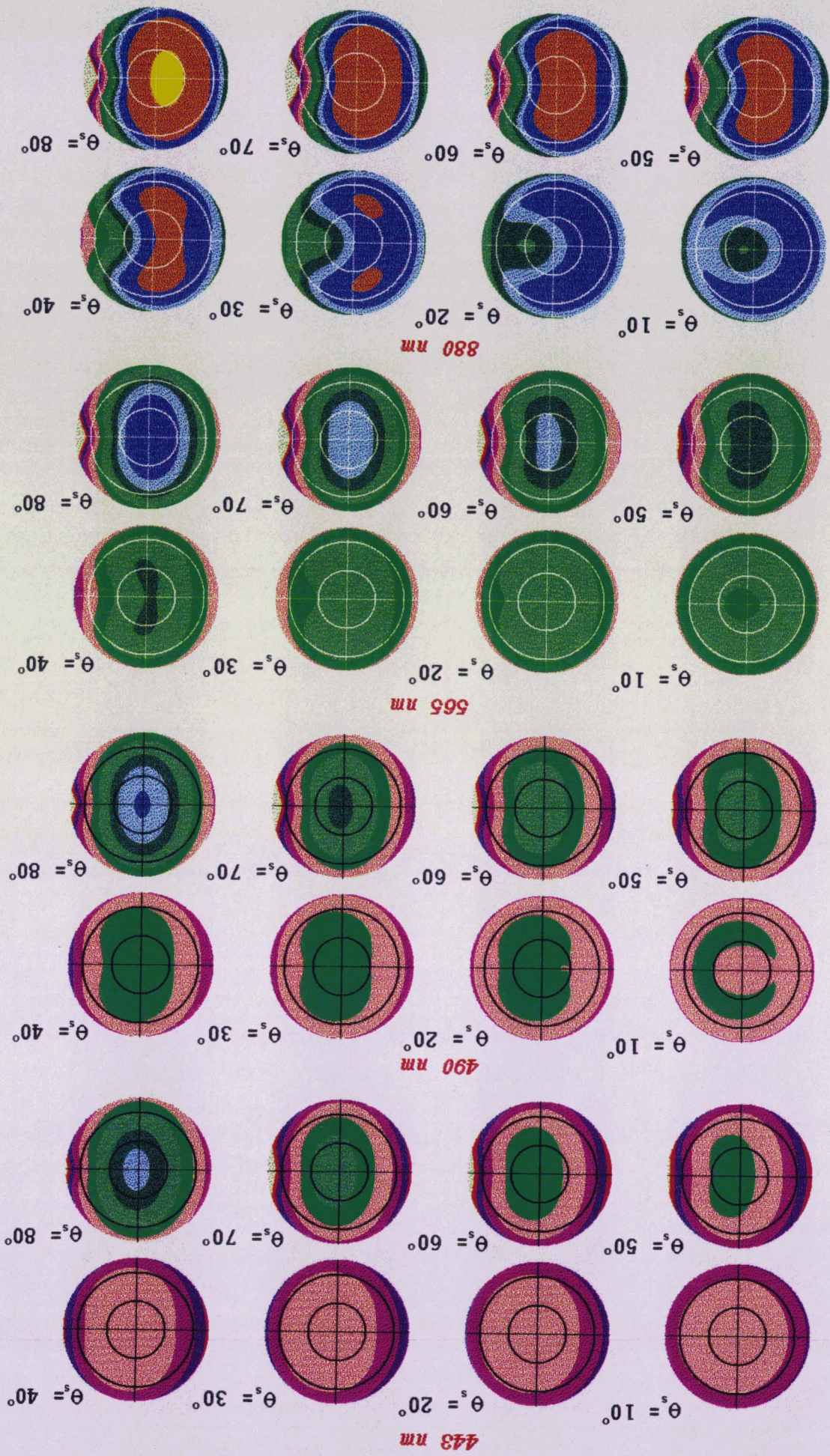


Figure III-14: Luminance moyenne observable par POLDER.



Tableaux III-3: Décomposition de la luminance moyenne. Plan $\varphi=180^\circ$.Canal à 443 nm (x 100)

θ_s	θ_v	L_{ray}	$L_{aér}$	L_{eau}	$L_{écu}$	L_{dir}	L_{moy}
30°	00°	8.35	1.21	1.31	0.46	0.74	12.05
	-30°	10.48	1.75	1.28	0.45	0.06	14.02
	-60°	14.90	1.66	1.16	0.40	0.06	18.13
60°	00°	5.98	0.89	0.71	0.25	0.04	7.87
	-30°	8.90	0.99	0.69	0.24	0.00	10.83
	-60°	16.18	2.09	0.63	0.22	0.00	19.12
80°	00°	3.28	0.25	0.15	0.05	0.00	3.73
	-30°	4.81	0.16	0.15	0.05	0.00	5.17
	-60°	10.27	0.25	0.14	0.05	0.00	10.70

Canal à 490 nm (x 100)

θ_s	θ_v	L_{ray}	$L_{aér}$	L_{eau}	$L_{écu}$	L_{dir}	L_{moy}
30°	00°	5.56	1.18	0.87	0.49	0.89	8.98
	-30°	7.02	1.75	0.86	0.48	0.00	10.19
	-60°	10.26	1.67	0.80	0.44	0.00	13.17
60°	00°	4.10	0.88	0.48	0.27	0.05	5.78
	-30°	6.14	0.99	0.48	0.27	0.00	7.87
	-60°	11.50	2.27	0.43	0.25	0.00	14.45
80°	00°	2.54	0.33	0.11	0.06	0.00	3.04
	-30°	3.75	0.23	0.11	0.06	0.00	4.15
	-60°	8.23	0.43	0.10	0.06	0.00	8.82

Canal à 565 nm (x 100)

θ_s	θ_v	L_{ray}	$L_{aér}$	L_{eau}	$L_{écu}$	L_{dir}	L_{moy}
30°	00°	3.09	1.13	0.32	0.53	1.05	6.10
	-30°	3.91	1.67	0.31	0.52	0.09	6.50
	-60°	5.93	1.60	0.29	0.49	0.00	8.31
60°	00°	2.36	0.82	0.18	0.30	0.07	3.72
	-30°	3.54	0.95	0.17	0.29	0.00	4.96
	-60°	6.90	2.35	0.17	0.28	0.00	9.69
80°	00°	1.70	0.41	0.04	0.07	0.00	2.23
	-30°	2.50	0.31	0.04	0.07	0.00	2.92
	-60°	5.73	0.67	0.04	0.07	0.00	6.48

Canal à 880 nm (x 100)

θ_s	θ_v	L_{ray}	$L_{aér}$	L_{eau}	$L_{écu}$	L_{dir}	L_{moy}
30°	00°	0.43	0.81	0.00	0.57	1.31	3.19
	-30°	0.63	1.20	0.00	0.57	0.11	2.52
	-60°	1.01	1.14	0.00	0.56	0.00	2.71
60°	00°	0.40	0.58	0.00	0.33	0.09	1.40
	-30°	0.60	0.68	0.00	0.33	0.00	1.62
	-60°	1.24	1.90	0.00	0.32	0.00	3.47
80°	00°	0.35	0.47	0.00	0.09	0.00	0.92
	-30°	0.51	0.40	0.00	0.09	0.00	1.01
	-60°	1.25	1.01	0.00	0.09	0.00	2.34

Le terme de couplage atmosphère-surface L_{cou} de l'équation (III-08) n'apparaît plus dans ces tableaux. En effet, au premier ordre et en dehors du glitter, on peut poser

$$(III-10) \quad L_{\text{cou}} = L_{\text{cou,ray}} + L_{\text{cou,aér}}$$

les couplages molécules-surface et aérosols-surface ont donc été reportés respectivement dans les luminances L_{ray} et $L_{\text{aér}}$.

IV-2-2-3 Méthode à 2 bandes.

IV-2-2-3-1 Principe.

Méthode "directe".

La méthode d'étalonnage la plus simple (utilisée pour la Navette Spatiale) associe à un compte numérique CN_i^* une luminance moyenne $L_{\text{moy},i}$. Le coefficient d'étalonnage absolu C_i est alors déterminé pour un canal i par

$$(III-11) \quad C_i = \frac{t_{g_i} L_{\text{moy},i}}{CN_i^*}$$

où le compte numérique CN_i^* est corrigé des biais radiométriques, des biais d'obscurité et de l'égalisation inter-diode¹. Dans tout ce qui suit, on ignorera l'indice i .

Comme nous avons pu le voir avec l'étalonnage "direct" utilisé pour la Navette Spatiale, les postes d'erreur les plus importants à 450 nm sont reliés à:

- la méconnaissance des aérosols (AER),
- la réflectance de l'eau de mer (EAU),
- la vitesse du vent (VENT).

Pour être plus complet, nous ajouterons ici à ce bilan

- l'incertitude sur la **transmission gazeuse** (TG)
on fera varier les contenus intégrés des différents composants gazeux présents dans le canal (respectivement 10 et 60% pour l'ozone et la vapeur d'eau),
- l'incertitude sur l'**écume** de mer (VENT)
on considérera deux cas extrêmes: une vitesse de vent nulle et une vitesse de vent de 15 m/s,
- l'incertitude sur la **diffusion moléculaire** (RAY)
en considérant que la composante moléculaire est connue à 1% près (cf Chapitre I).
- et le bruit radiométrique sur CN_i^* dans (III-11) **comptes numériques** (CN),

¹ Pour plus de détails, on pourra, par exemple, se reporter aux différents documents relatifs à l'étalonnage de POLDER [13] ou encore au polycopié du cours de M. Leroy dispensé à l'université de Jussieu-Paris VII [26].

Méthode à 2 bandes.

Pour améliorer les résultats, Vermote et al. (43) ont eu recours à un second canal dans lequel le signal "parasite" (aérosols + surface de la mer) est prépondérant, donc mesurable et susceptible d'être corrigé dans le canal à étalonner ; on utilisera ici 880 nm.

A 880 nm, la mer apparaît comme une surface noire et on voit le signal aérosol. Celui-ci évolue relativement peu avec la longueur d'onde. Il en est de même pour les signaux "écume" et "glitter direct" qui sont spectralement blancs. Par conséquent, on voit qu'il est possible d'extraire à 880 nm une partie de l'information sur les aérosols et sur la surface de la mer (écume + glitter direct). Cela revient à dire que le poste d'erreur (AER, VENT) important à 443 nm, peut être corrigé à partir de l'information extraite à 880 nm. Autrement dit, on corrige l'erreur sur un poste à 443 nm en utilisant sa luminance associée à 880 nm.

Pour un canal i à étalonner, le compte numérique d'une image corrigée radiométriquement s'écrit

$$(III-12) \quad CN_i^* = \frac{tg_i L_i}{C_i} = \frac{tg_i (L_{moy,i} + \Delta L_i)}{C_i}$$

- où
- $L_{moy,i}$ représente la luminance moyenne,
 - ΔL_i le terme complémentaire de la composante (aérosol+écume+glitter) par rapport à la composante (aérosol+écume+glitter) moyenne,
 - C_i le coefficients d'étalonnage absolu.

La perturbation ΔL_i est extraite du canal à 880 nm en écrivant

$$(III-13) \quad CN_{880}^* = \frac{tg_{880} L_{880}}{C_{880}} = \frac{tg_{880} (L_{moy,880} + \Delta L_{880})}{C_{880}} = \frac{tg_{880} (L_{moy,880} + \Delta L_{880})}{C_i} \frac{C_i}{C_{880}}$$

Posons

$$(III-14) \quad I_{i,880} = \frac{\Delta L_i}{\Delta L_{880}}$$

le coefficient $I_{i,880}$ traduit la transposition de l'information du canal à 880 nm vers le canal i . Il dépend principalement de la variation spectrale du signal aérosol+écume+glitter, et doit être optimisé en fonction des conditions géométriques.

En reportant les équations (III-14) et (III-13) dans l'équation (III-12), le coefficient d'étalonnage absolu s'écrit

$$(III-15) \quad C_i = \frac{\text{tgi} (L_{\text{moy},i} - I_{i,880} L_{\text{moy},880})}{\text{CN}_i^* - I_{i,880} \left(\frac{\text{tgi}}{\text{tg}_{880}} \right) \text{CN}_{880}^* \left(\frac{C_{880}}{C_i} \right)}$$

en regroupant les luminances et leur tg associée, on obtient

$$(III-16) \quad C_i = \frac{L_{\text{moy},i}^* - I_{i,880}^* L_{\text{moy},880}^*}{\text{CN}_i^* - I_{i,880}^* \text{CN}_{880}^* C_{880,i}}$$

où $C_{880,i}$ représente le coefficient d'étalonnage interbande:

$$(III-17) \quad C_{880,i} = \frac{C_{880}}{C_i}$$

IV-2-2-3-2 Bilan d'erreur.

Le développement de ce bilan est assez lourd et on se reportera, pour plus de détails, à l'article (43) ou au rapport CNES (42).

* L'incertitude avec laquelle est connu le coefficient d'étalonnage s'obtient en différenciant l'équation (III-16). On fait apparaître une incertitude sur:

- les comptes numériques: connue d'après les spécifications,
- le coefficient d'étalonnage inter-bande: on fixe une erreur de 2%,
- le calcul des luminances moyennes ; l'erreur sur un terme ΔL_{moy}^* s'obtient en différenciant l'équation (III-8). L'influence de chaque source d'erreur est calculée en considérant deux cas extrêmes (Signal minimum et Signal maximum du paragraphe IV-2-2-2-2).

- * Pour cette méthode à 2 bandes, on distingue dans les calculs d'erreur
 - les erreurs liées d'un canal à l'autre qui portent
 - sur la méconnaissance de la vitesse du vent
 - sur la détermination de la composante moléculaire
 - les erreurs indépendantes qui portent
 - sur la méconnaissance de la réflectance propre de l'eau de mer
 - sur les contenus gazeux

* Le coefficient $I_{i,880}$ est alors déterminé de façon à minimiser la somme quadratique des erreurs. On voit par ailleurs que lorsque $I_{880,i}$ est égale à 0, on retrouve la méthode "directe".

Par rapport à la méthode "directe", les nouvelles sources d'erreur sont reliées à

- la détermination du signal à 880 nm,
- la transposition du signal (du canal à 880 nm au canal à étalonner), INB, c'est à dire au coefficient d'étalonnage inter-bande.

On a reporté, Figure III-15, le résultat des calculs de l'erreur totale. On voit qu'ils sont en parfaite corrélation avec l'importance de la diffusion de Rayleigh (Figure III-13). Les erreurs relatives de chaque poste sont consignées Tableau III-04.

Les résultats montrent que les coefficients d'étalonnage absolu peuvent être déterminés avec une précision meilleure que 2 % pour les canaux à 443 et 490 nm et avec une précision de l'ordre de 5% pour le canal à 565 nm (avec comme poste principal la transmission gazeuse à 565 nm, c'est à dire la détermination du contenu en ozone).

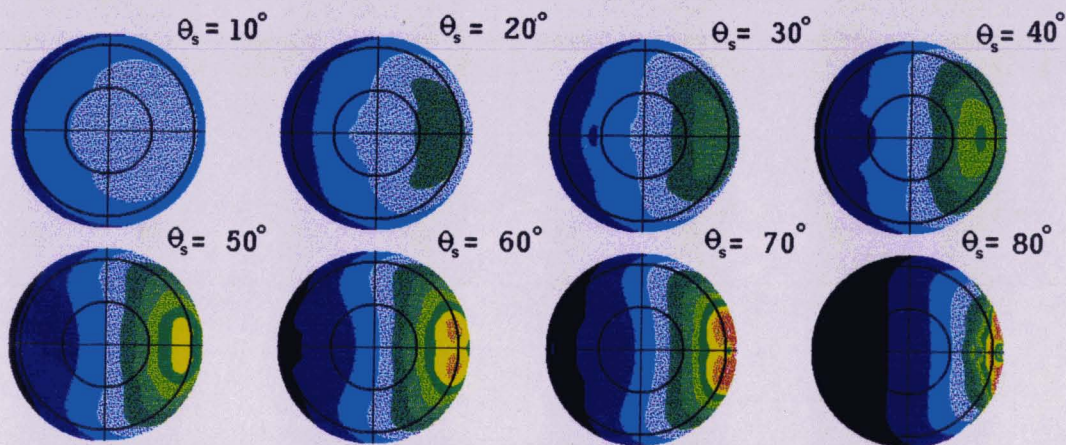
On a reporté, dans le Tableau III-05, les bilans d'erreur obtenus pour la méthode d'étalonnage "directe". La comparaison des bilans d'erreur des deux méthodes montre l'erreur totale diminue globalement, lorsque l'on utilise l'information à 880 nm, d'un facteur 2 à 443nm, 3 à 490nm et 2,5 à 565 nm. On voit, en particulier, que l'incertitude relative au poste d'erreur AER est diminuée d'un facteur 2 à 10 par rapport à la méthode d'étalonnage à 1 bande. On remarque, par ailleurs, que les poids des nouvelles erreurs (TG₈₈₀, CN₈₈₀ et INB) sont faibles, voire négligeables pour des visées dépointées.

Le calcul de $I_{i,880}$, sur lequel repose en partie la méthode, est reporté Tableau III-06. Son interprétation est délicate mais on voit bien que, pour un θ_s donné, ses variations sont liées aux variations du poste d'erreur le plus important (de la méthode "directe"), c'est à dire AER le plus souvent. De même, on remarque que $I_{i,880}$ diminue avec les θ_s croissants. Ceci provient de ce que la contribution relative du signal aérosol+écume+vent dans le signal total est d'autant plus faible dans le canal i que la masse d'air traversée est importante, alors que cette même contribution à 880 nm reste pratiquement constante avec la masse d'air (le Rayleigh intervient beaucoup moins). Autrement dit, le terme ΔL_i de l'équation (III-12) diminue lorsque la masse d'air augmente alors que ΔL_{880} reste constant, donc, d'après l'équation (III-14), $I_{i,880}$ diminue.

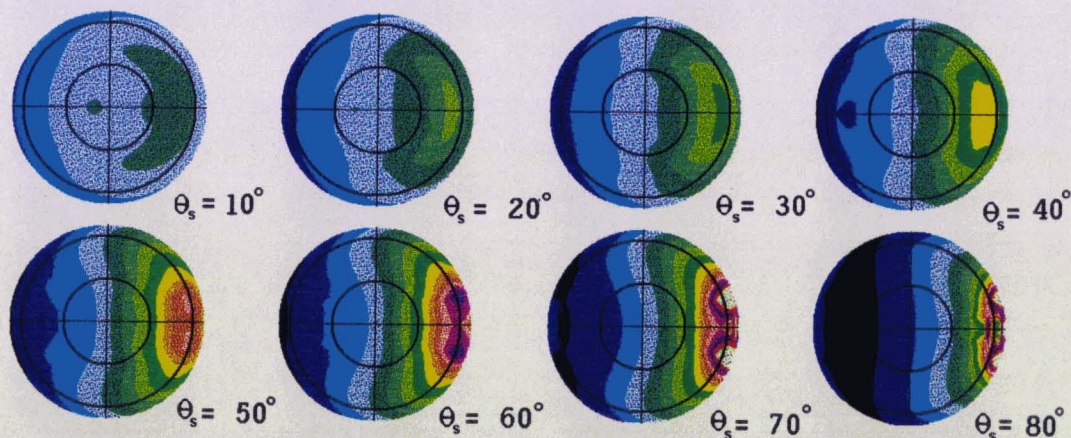
Figure III-15: Erreur relative sur le calcul du coefficient d'étalonnage absolu par la méthode à 2 bandes.



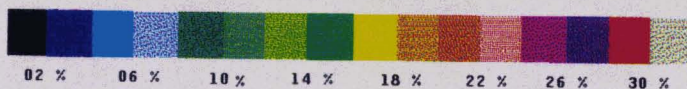
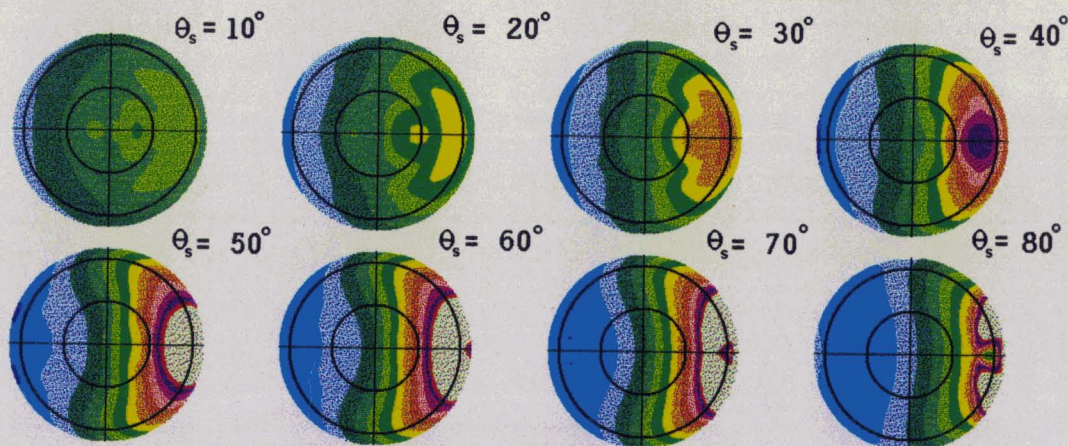
Erreur Relative a 443 nm - Methode a 2 bandes



Erreur Relative a 490 nm - Methode a 2 bandes



Erreur Relative a 565 nm - Methode a 2 bandes



Tableaux III-04: Détails de l'erreur relative totale.

Méthode à 2 bandes. Plan $\Psi = 180^\circ$.

Canal à 443 nm (en %)

θ_s	θ_v	RAY	EAU	VENT	AER	TG ₄₄₃	TG ₈₈₀	CN ₄₄₃	CN ₈₈₀	INB	TOT
30°	00°	0.81	2.64	0.99	5.34	0.02	0.45	0.44	0.30	0.44	6.15
	-30°	0.89	2.33	2.95	2.24	0.03	0.59	0.40	0.49	0.56	4.58
	-60°	0.91	1.52	1.21	2.53	0.03	0.43	0.29	0.30	0.37	3.39
60°	00°	0.86	2.16	1.71	4.63	0.03	0.46	0.40	0.38	0.40	5.52
	-30°	0.91	1.52	1.21	2.51	0.03	0.43	0.29	0.30	0.37	3.38
	-60°	0.96	0.81	0.74	0.96	0.04	0.57	0.25	0.17	0.46	1.91
80°	00°	0.92	0.88	0.67	2.30	0.07	0.26	0.23	0.08	0.17	2.74
	-30°	0.95	0.61	0.53	0.61	0.07	0.17	0.21	0.05	0.12	1.42
	-60°	0.99	0.27	0.23	0.44	0.08	0.19	0.21	0.02	0.13	1.18

Canal à 490 nm (en %)

θ_s	θ_v	RAY	EAU	VENT	AER	TG ₄₉₀	TG ₈₈₀	CN ₄₉₀	CN ₈₈₀	INB	TOT
30°	00°	0.79	2.00	1.14	6.76	0.19	0.77	0.67	0.52	0.76	7.32
	-30°	0.88	1.83	4.12	3.25	0.21	0.93	0.62	0.77	0.89	5.86
	-60°	0.90	1.18	1.79	3.21	0.25	0.70	0.43	0.49	0.61	4.14
60°	00°	0.85	1.67	2.50	5.92	0.25	0.75	0.60	0.62	0.66	6.82
	-30°	0.90	1.18	1.78	3.20	0.25	0.70	0.43	0.49	0.60	4.12
	-60°	0.96	0.63	1.15	1.41	0.33	0.93	0.27	0.28	0.75	2.51
80°	00°	0.91	0.63	0.68	3.32	0.54	0.50	0.31	0.15	0.34	3.67
	-30°	0.95	0.44	0.52	0.96	0.53	0.37	0.22	0.10	0.25	1.64
	-60°	0.98	0.19	0.24	0.67	0.59	0.39	0.23	0.04	0.26	1.46

Canal à 565 nm (en %)

θ_s	θ_v	RAY	EAU	VENT	AER	TG ₅₆₅	TG ₈₈₀	CN ₅₆₅	CN ₈₈₀	INB	TOT
30°	00°	0.79	0.93	1.06	10.23	1.46	1.67	1.30	1.12	1.62	10.86
	-30°	0.91	0.90	6.27	5.77	1.62	1.86	1.27	1.54	1.77	9.35
	-60°	0.93	0.57	3.16	4.53	1.89	1.44	0.86	1.01	1.25	6.38
60°	00°	0.86	0.78	3.24	9.19	1.82	1.46	1.15	1.20	1.28	10.30
	-30°	0.93	0.57	3.15	4.52	1.89	1.44	0.86	1.01	1.25	6.37
	-60°	0.96	0.29	1.72	3.52	2.53	1.76	0.46	0.54	1.42	5.32
80°	00°	0.90	0.26	0.82	5.82	3.93	1.08	0.49	0.32	0.73	7.27
	-30°	0.95	0.19	0.53	1.79	3.79	0.87	0.36	0.23	0.58	4.48
	-60°	0.99	0.08	0.21	1.02	4.25	0.93	0.26	0.11	0.61	4.64

Tableaux III-05: Erreurs relatives sur le calcul du coefficient d'étalonnage absolu.

Méthode "directe" - Plan $\varphi = 180^\circ$ Canal à 443 nm (en %)

θ_s	θ_v	RAY	EAU	VENT	AER	TG	CN	TOT
30°	00°	0.69	2.16	9.90	7.71	0.02	0.42	12.76
	-30°	0.75	1.82	3.62	11.88	0.02	0.36	12.58
	-60°	0.82	1.30	2.23	8.63	0.03	0.28	9.05
60°	00°	0.76	1.79	3.65	10.40	0.03	0.64	11.21
	-30°	0.82	1.28	2.23	8.62	0.03	0.46	9.05
	-60°	0.85	0.66	1.14	10.56	0.03	0.26	10.68
80°	00°	0.88	0.81	1.42	6.13	0.06	1.34	6.54
	-30°	0.93	0.58	1.00	2.69	0.06	0.97	3.22
	-60°	0.96	0.25	0.44	2.13	0.07	0.47	2.43

Canal à 490 nm (en %)

θ_s	θ_v	RAY	EAU	VENT	AER	TG	CN	TOT
30°	00°	0.62	1.45	15.37	9.96	0.13	0.56	18.39
	-30°	0.69	1.26	5.49	16.52	0.14	0.49	17.47
	-60°	0.78	0.91	3.41	12.05	0.19	0.38	12.58
60°	00°	0.71	1.25	5.61	14.12	0.18	0.87	15.29
	-30°	0.78	0.91	3.41	12.02	0.19	0.63	12.57
	-60°	0.80	0.46	1.72	15.28	0.24	0.35	15.41
80°	00°	0.84	0.54	2.03	10.11	0.46	1.64	10.50
	-30°	0.90	0.39	1.46	5.01	0.47	1.21	5.47
	-60°	0.93	0.17	0.64	4.65	0.52	0.57	4.85

Canal à 565 nm (en %)

θ_s	θ_v	RAY	EAU	VENT	AER	TG	CN	TOT
30°	00°	0.51	0.51	25.90	13.91	0.81	0.82	29.43
	-30°	0.60	0.48	9.42	24.86	0.86	0.77	26.62
	-60°	0.71	0.35	5.95	18.62	1.17	0.60	19.61
60°	00°	0.63	0.48	9.79	20.79	1.11	1.34	23.06
	-30°	0.71	0.35	5.95	18.62	1.17	1.01	19.62
	-60°	0.71	0.17	2.89	23.94	1.48	0.52	24.20
80°	00°	0.76	0.19	3.26	17.63	2.88	2.25	18.32
	-30°	0.86	0.15	2.45	10.00	2.94	1.71	10.88
	-60°	0.88	0.06	1.05	10.02	3.26	0.77	10.65

Tableau III-06: Report des $I_{i,880}$

θ_s	θ_v	443 nm	490 nm	565 nm
30°	00°	0.685	0.773	0.858
	-30°	1.213	1.243	1.210
	-60°	1.056	1.131	1.178
60°	00°	0.945	1.026	1.037
	-30°	1.057	1.129	1.178
	-60°	1.025	1.135	1.160
80°	00°	0.325	0.479	0.645
	-30°	0.285	0.456	0.655
	-60°	0.274	0.428	0.648

A priori et compte tenu des spécifications de POLDER, la méthode à 2 bandes permet d'étalonner les canaux à 443 et 490 nm. Pour les autres canaux, on aura alors recours à un étalonnage inter-bande.

Signalons enfin qu'une dernière source potentielle d'erreur existe. Il s'agit de la variation, éventuelle, de la réponse spectrale du canal à étalonner. Une fois le satellite lancé, toute variation de la réponse spectrale se répercute directement sur le coefficient d'étalonnage, mais elle est très difficile à détecter. Par contre, il est facile d'estimer son impact sur la détermination de la couleur de l'eau (c'est à dire la réflectance de l'eau). On a effectué les calculs à 443 et 565 nm. Les résultats sont donnés Annexe A-III-6.

IV-2-2-4 Situation satellitaire ADEOS.

A partir de ces résultats très encourageants, nous avons défini les performances "théorique" de l'étalonnage en supposant POLDER à bord de la plate-forme ADEOS.

Avec l'aide du programme d'orbitographie, les calculs ont été effectués pour:

- trois dates: le solstice d'été, l'équinoxe d'automne et la solstice d'hiver.
- des positions subsatellitaires variants de 60° de latitude Nord à 60° de latitude Sud par pas de 15°.

Sur la plate-forme ADEOS, il est prévu des mesures de l'ozone. La transmission pourra alors être déduite immédiatement de ces mesures. Dans les résultats, présentés Figures III-16, III-17, III-18 respectivement pour 443, 490, 565 nm, on a donc négligé l'incertitude sur la transmission gazeuse. La précision avec laquelle le coefficient d'étalonnage absolu est calculé, est donc légèrement améliorée par rapport aux résultats des Tableaux III-05 (excepté pour le canal à 565 nm pour lequel on "gagne" un facteur 3).

Figure III-16: Evolution de la précision relative du coefficient d'étalonnage absolu pour trois orbites typiques de POLDER. Canal à 443nm.

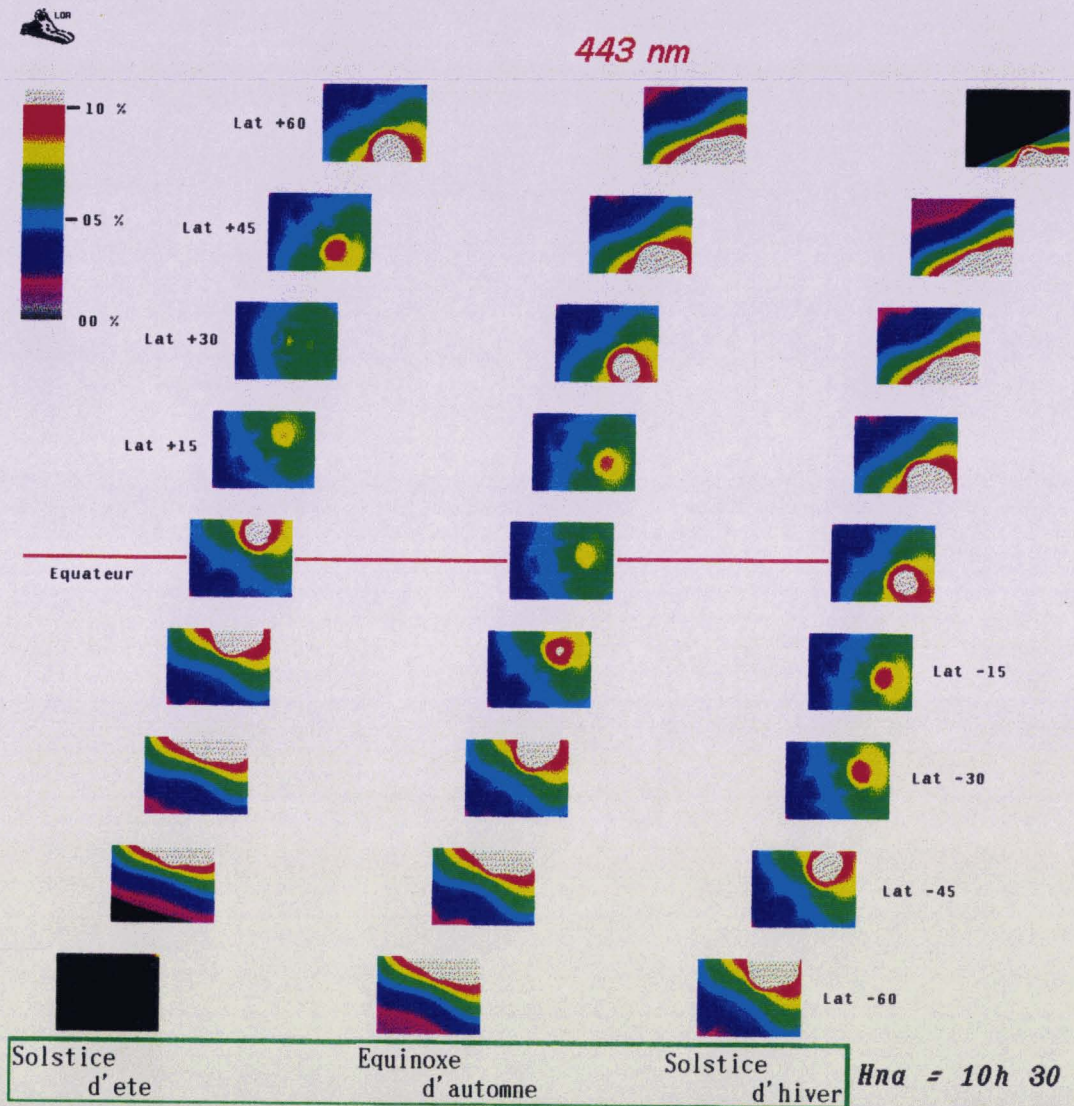


Figure III-17: Evolution de la précision relative du coefficient d'étalonnage absolu pour trois orbites typiques de POLDER. Canal à 490 nm.

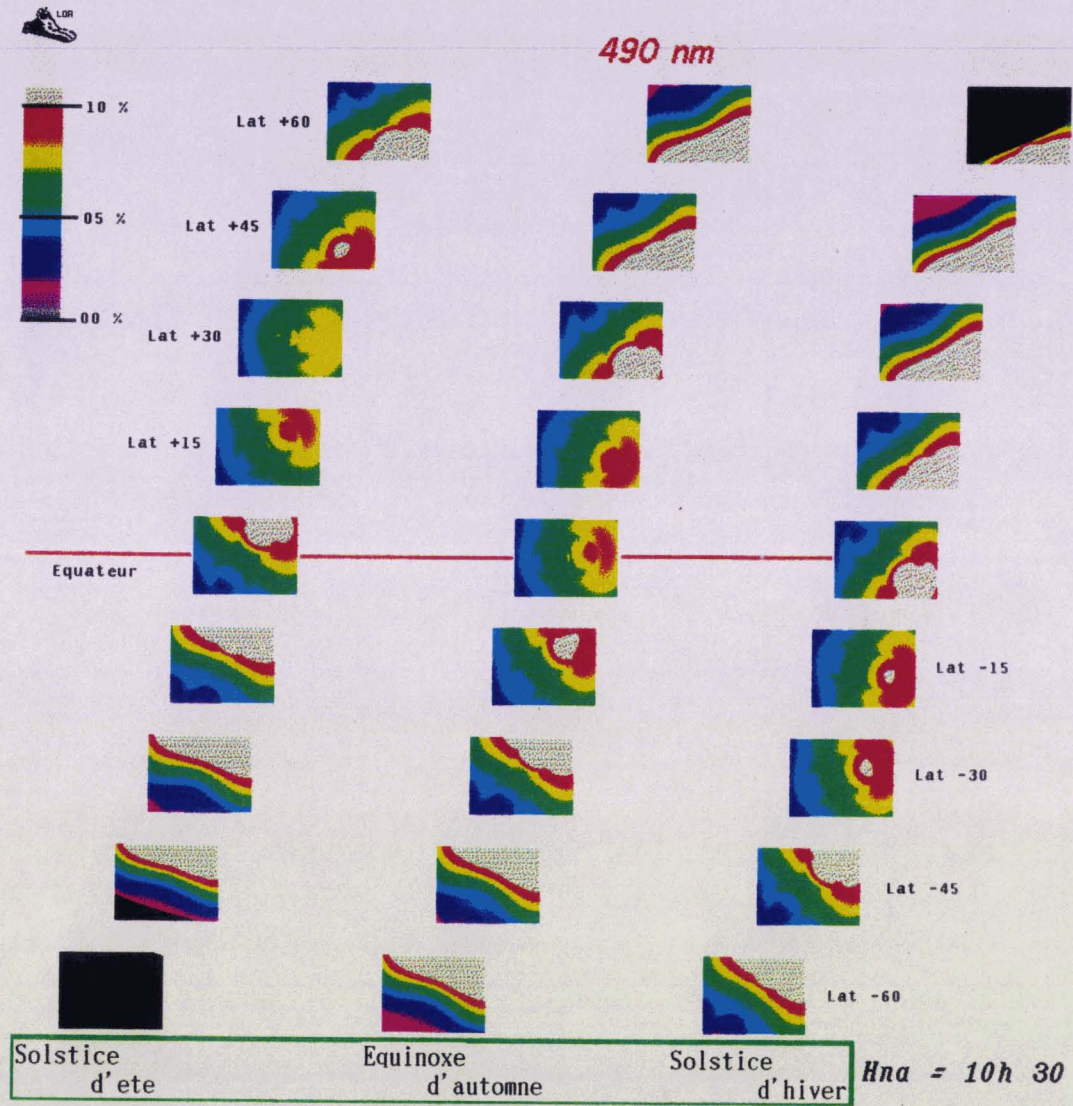
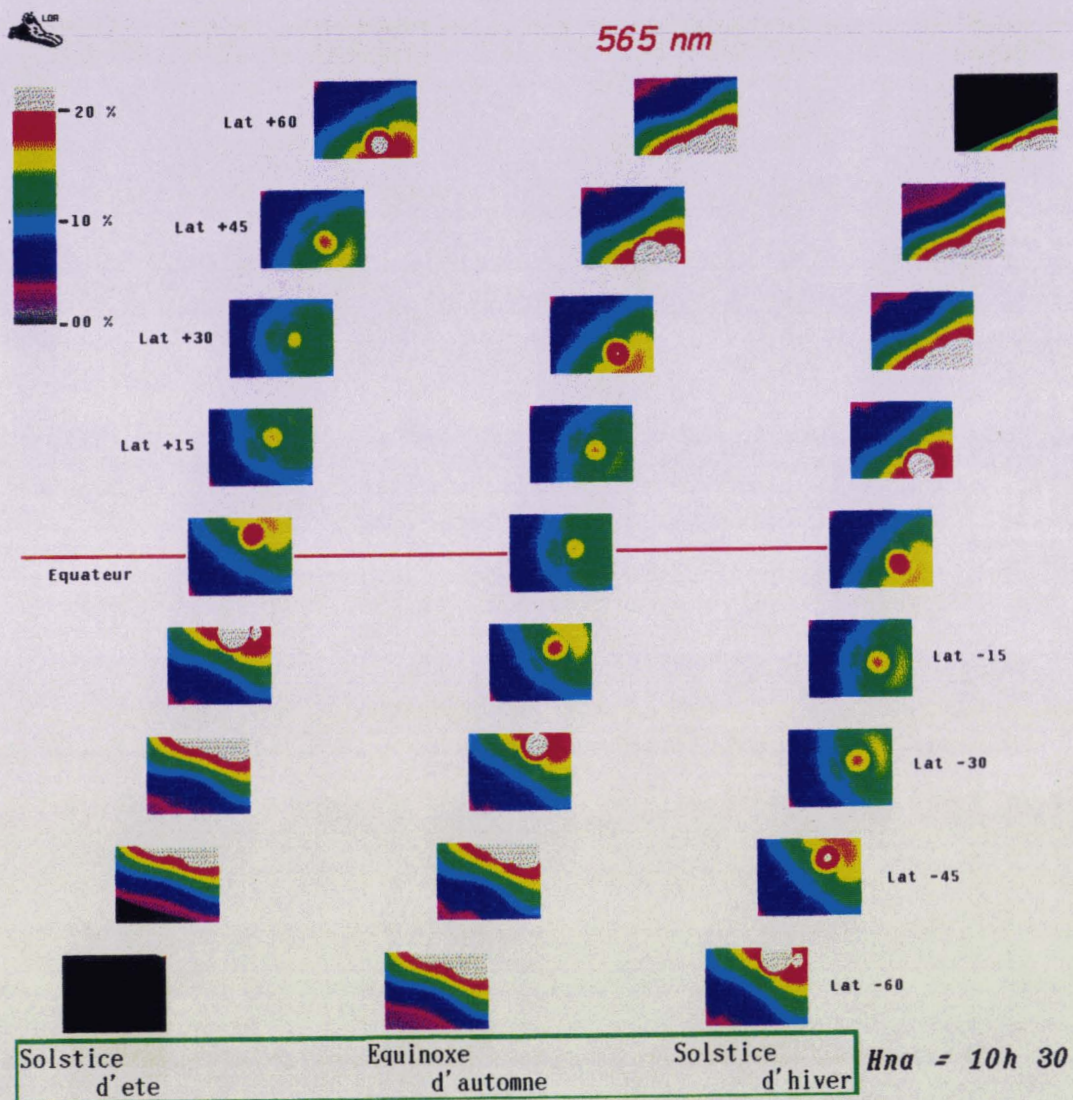


Figure III-18: Evolution de la précision relative du coefficient d'étalonnage absolu pour trois orbites typiques de POLDER. Canal à 565 nm.



Les zones géographiques privilégiées sont situées aux hautes latitudes (hémisphère Sud pour le solstice d'été, hémisphère Nord pour le solstice d'hiver), elles correspondent à des incidences solaires rasantes. Le coefficient d'étalonnage absolu à 443 nm est alors défini localement (sur la matrice) avec une précision de 1 à 2%.

On voit, par ailleurs, que la partie droite de la matrice ne sera étalonnée au mieux qu'à 4-5% près dans le canal à 443 nm, du fait de la proximité de la direction spéculaire (cf Figure III-1).

Enfin, la qualité du coefficient d'étalonnage absolu se "dégrade" légèrement avec la longueur d'onde (noter le **changement d'échelle** à 565 nm) mais reste meilleur que 2-3 %.

Conditions optimales d'observation.

Les conditions optimales seront, a priori, obtenues pour une date proche du solstice d'été et en observant dans l'hémisphère Sud. Les raisons sont que dans l'hémisphère Sud

- les océans sont partout présents, on peut donc supposer que la genèse des aérosols n'est que d'origine maritime,
- les zones anticycloniques sont plus stables (en pression) que dans l'hémisphère Nord, ce qui est favorable pour le calcul de l'épaisseur optique, donc du signal moléculaire (cf Chapitre I),
- les études montrent que le contenu chlorophyllien de l'eau de mer est, dans certaines zones, particulièrement stable, ce qui réduit l'incertitude sur la réflectance de l'eau.

Etalonnage absolu de la matrice.

Pour étendre le coefficient d'étalonnage à toute la matrice, deux approches sont possibles.

* On peut chercher à étalonner la plus grande zone possible de la matrice par un étalonnage sur la diffusion moléculaire. La zone étalonnée dépend alors du nombre d'image considéré. Si celui-ci est suffisamment important, l'ensemble de la matrice peut être étalonné à 1 ou 2% à l'exception d'une zone située à droite de la matrice où on ne peut espérer au mieux que 5%. Mais pour l'étude de la couleur de l'eau (qui requiert 1-2%) cela n'est pas contraignant puisque cette zone correspond à des conditions d'observation proches de la réflexion spéculaire où la couleur de l'eau n'est pas accessible.

*La deuxième possibilité est de recourir à un étalonnage interdétecteur. Si celui-ci est défini à 1 %, comme le requièrent les spécifications de POLDER, on peut espérer un étalonnage absolu de l'ensemble des pixels à 1-2%.

IV-2-3 Etalonnage absolu sur la composante polarisée.

IV-2-3-1 Introduction.

On a examiné la procédure d'étalonnage sur la composante polarisée. L'idée de base est a priori la même que celle utilisée pour la luminance totale, en espérant que les postes d'erreur liés à l'écume et à la réflectance de l'eau disparaissent puisque ces contributions lambertiennes ne génèrent pas de lumière polarisée. Cet avantage est toutefois contrecarré par la plus grande variabilité du signal polarisé des aérosols.

L'idée d'une méthode à 2 bandes sur la composante polarisée est moins simple. Nous l'avons testé, selon les mêmes concepts que la méthode à 2 bandes en luminance totale, et les résultats montrent qu'elle est beaucoup moins efficace. On obtient, en effet, des coefficients $I_{i,880}$ qui tendent vers 0 pour les configurations privilégiées. On se limite donc à la méthode à une bande ; le coefficient d'étalonnage s'écrit alors

$$(III-18) \quad C_i = \text{tg} \frac{L_{\text{moy},i}^{\text{pol}}}{\text{CN}_i^{\text{pol},*}}$$

IV-2-3-2 Conditions Optimales de l'observation.

La Figure III-19 donne la contribution relative, à 443 nm, de la composante Rayleigh à la somme de toutes les contributions. Cette somme est effectuée en valeur absolue car certains signaux peuvent être polarisés négativement, et le signal moléculaire peut alors devenir plus important que le signal total. Globalement, on voit sur cette figure que le signal total dépend fortement du signal moléculaire pour des géométries d'observation hors glitter et hors rétrodiffusion. Il correspond en fait à un angle de diffusion proche de 90° (cf Figure III-20) pour lequel le taux de polarisation primaire des molécules vaut 100% (cf Chapitre 1).

IV-2-3-3 Décomposition en atmosphère moyenne.

Sur le même principe qu'en luminance totale, on décompose le signal observé au dessus des océans en écrivant pour chaque longueur d'onde (l'indice est omis)

$$(III-19) \quad L_{\text{pol}} = \text{tg} \{ L_{\text{pol},\text{ray}} + L_{\text{pol},\text{aér}} + L_{\text{pol},\text{cou}} + L_{\text{pol},\text{dir}} \}$$

Figure III-19: Contribution relative du rayleigh à la somme en valeur absolue de toutes les contributions.

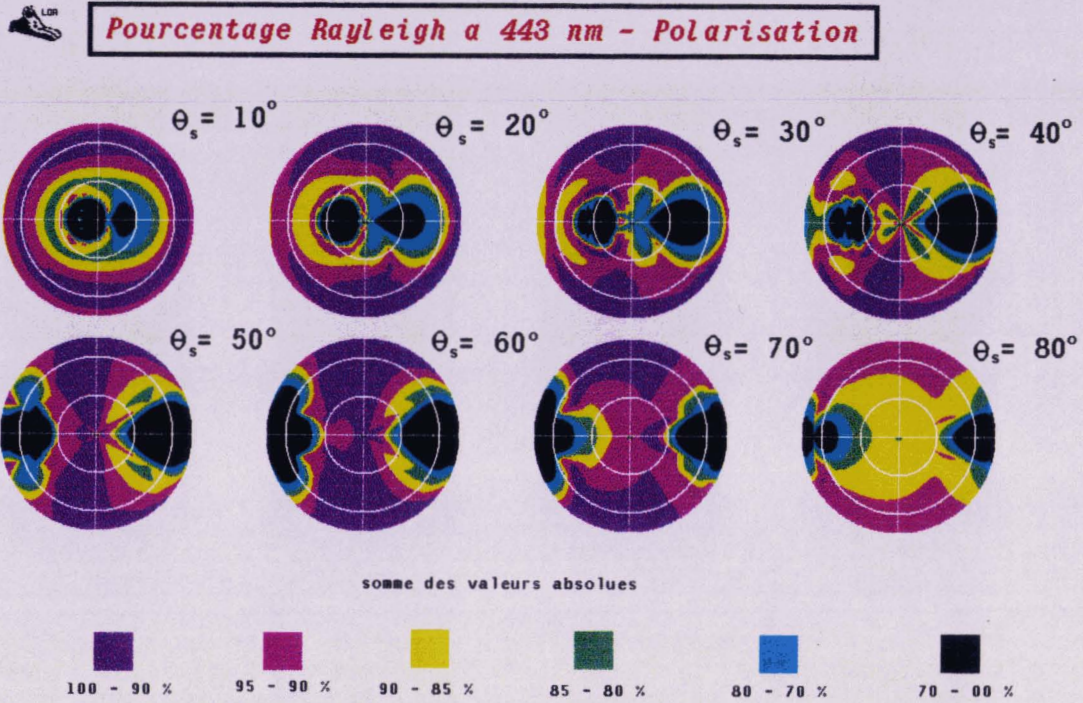
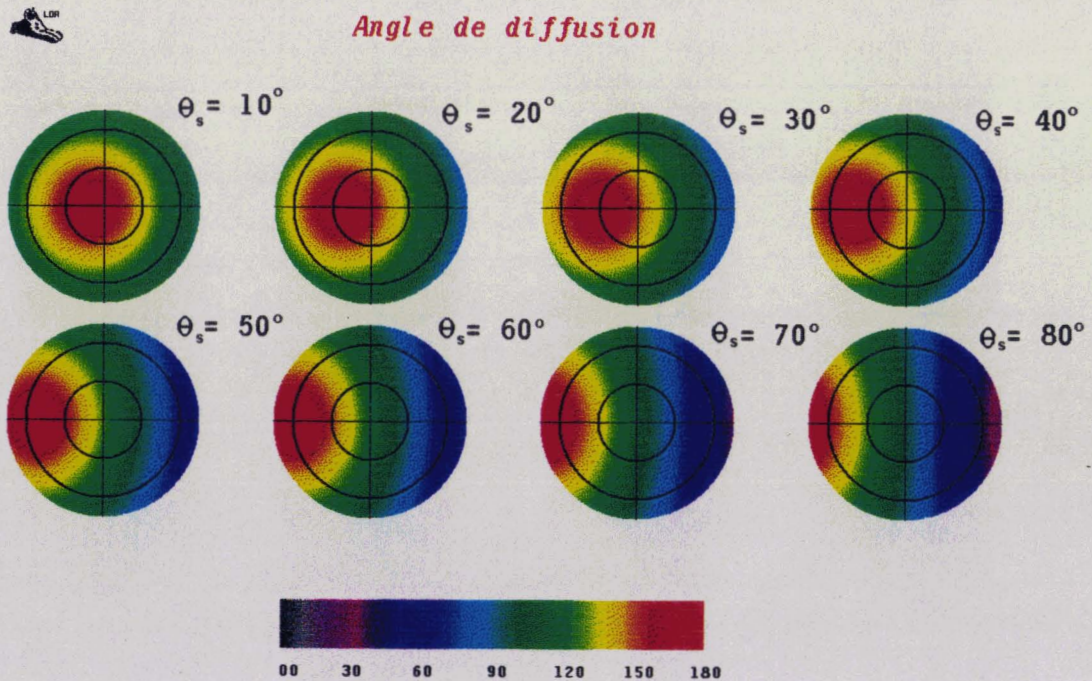


Figure III-20: Calcul des angles de diffusion.



* L'hypothèse selon laquelle les termes de couplage entre la surface et l'atmosphère sont indépendants de la vitesse du vent n'est plus vraie en lumière polarisée. Le coefficient de réflexion r_2 de Fresnel (cf Chapitre I) associé à la lumière polarisée présente un gradient angulaire plus important. Lorsque l'on convolue ce terme avec la fonction de probabilité de la distribution des pentes de vague (reliée à la vitesse du vent) déterminée par Cox et Munk (4) (cf Chapitre I), cela donne des couplages dont la variation angulaire ne se limite plus à la seule zone du glitter. Le terme $L_{pol,cou}$ s'obtient en calculant les couplages pour des vitesses de 15 et 2 m/s.

* La variabilité des aérosols est prise en compte par l'intermédiaire des 5 atmosphères définies précédemment.

Le calcul de la **luminance polarisée moyenne** se fait en considérant un signal maximum et un signal minimum en suivant la même démarche qu'en luminance totale. La figure III-21 montre les résultats du calcul de la luminance polarisée moyenne. Les signaux sont de 2 à 5 fois plus faibles, que pour la Figure III-14, ce qui correspond à des taux de polarisation respectivement de 50 et 20%.

On a reporté Tableau III-07, pour le plan $\varphi = -90^\circ, +90^\circ$, les contributions de chaque source et le taux de polarisation "moyen". Pour cette situation, on voit que:

- la composante aérosol moyenne ne représente pas plus de 5% du signal total,
- les composantes dues aux couplages surface-atmosphère sont partout présentes et ont un rôle dépolarisant,
- les taux de polarisation sont globalement de l'ordre de 10 à 30 %.

Tableau III-07: Décomposition du signal polarisée à 443nm.

Luminances polarisées (x 100)

θ_s	θ_v	L_{ray}	$L_{aér}$	L_{cou}	L_{dir}	L_{moy}	Taux (%)
20°	00°	0.57	0.02	-0.01	0.04	0.61	4.3
	20°	1.10	0.05	-0.02	-0.06	1.07	7.8
	40°	2.65	0.06	-0.02	-0.02	2.67	19.6
	60°	6.73	0.10	-0.05	0.00	6.79	43.5
40°	00°	1.74	0.05	-0.03	0.05	1.81	13.2
	20°	2.16	0.02	-0.03	0.00	2.15	15.8
	40°	3.36	0.03	-0.04	-0.01	3.34	23.0
	60°	6.52	0.13	-0.02	0.00	6.62	37.3
60°	00°	2.96	-0.02	-0.03	0.02	2.93	19.5
	20°	3.29	-0.01	-0.03	0.01	3.25	20.8
	40°	4.23	0.00	-0.04	0.00	4.19	24.2
	60°	6.94	0.05	-0.01	0.00	6.98	30.0
80°	00°	2.58	-0.15	-0.03	0.00	2.41	10.5
	20°	2.79	-0.15	-0.03	0.00	2.61	10.6
	40°	3.43	-0.16	-0.03	0.00	3.23	10.8
	60°	5.51	-0.23	-0.03	0.00	5.26	12.3

IV-2-3-4 Bilan d'erreur.

Par rapport au bilan d'erreur effectué en luminance totale, on introduit une incertitude liée à la variabilité du terme de couplage avec la vitesse du vent.

On a reporté, Figure III-22, l'erreur relative totale commise sur le calcul du coefficient d'étalonnage absolu en considérant une atmosphère moyenne. Cette figure fait apparaître des minima inférieurs à 2% pour des incidences solaires inférieures à 70°, des angles de visée de l'ordre de 60° et surtout pour des azimuts proches de 90° en accord avec la Figure III-6 (on pourra, par ailleurs, noter la parfaite corrélation entre ces deux figures).

Le Tableau III-08 donne le détail de chaque poste d'erreur pour le plan $\Phi = -90^\circ, +90^\circ$. Globalement, lorsque les signaux polarisés sont significatifs, on remarque que:

- bien que le signal aérosol **moyen** soit faible, on vérifie que le poste d'erreur AER est, en général, le plus important,
- le poste d'erreur lié à la méconnaissance de la vitesse du vent n'a qu'un poids relativement modéré,
- à 443 nm, l'incertitude sur la transmission gazeuse est négligeable,
- en lumière polarisée le bruit numérique est un poste d'erreur à part entière et ne peut en aucun cas être négligé (signaux faibles),
- l'erreur commise sur la détermination de la composante moléculaire vaut environ 1%.

Tableau III-08: Bilan d'erreur à 443 nm pour le plan $\Phi = -90^\circ, +90^\circ$
Etalonnage sur la composante polarisée.

Canal à 443 nm (en %)

θ_s	θ_v	RAY	VENT	AER	TG	CN	TOT
20°	00°	0.93	4.15	41.13	0.02	8.21	42.16
	20°	1.03	6.68	24.83	0.02	4.70	26.16
	40°	0.99	1.45	2.66	0.02	1.93	3.72
	60°	0.99	0.68	0.79	0.03	0.80	1.65
40°	00°	0.96	1.06	6.64	0.02	2.81	7.35
	20°	1.01	1.67	3.45	0.02	2.38	4.62
	40°	1.00	1.35	0.36	0.02	1.56	2.32
	60°	0.99	0.58	1.42	0.03	0.92	2.04
60°	00°	1.01	0.30	1.73	0.03	1.76	2.68
	20°	1.01	0.76	1.39	0.03	1.59	2.47
	40°	1.01	0.83	0.82	0.03	1.26	1.99
	60°	0.99	0.14	0.70	0.04	0.78	1.45
80°	00°	1.07	1.09	7.28	0.06	2.13	7.74
	20°	1.07	1.11	6.93	0.06	1.97	7.37
	40°	1.06	0.99	6.06	0.07	1.61	6.44
	60°	1.05	0.51	4.82	0.07	1.02	5.06

Figure III-21: Luminances polarisée moyenne à 443nm.

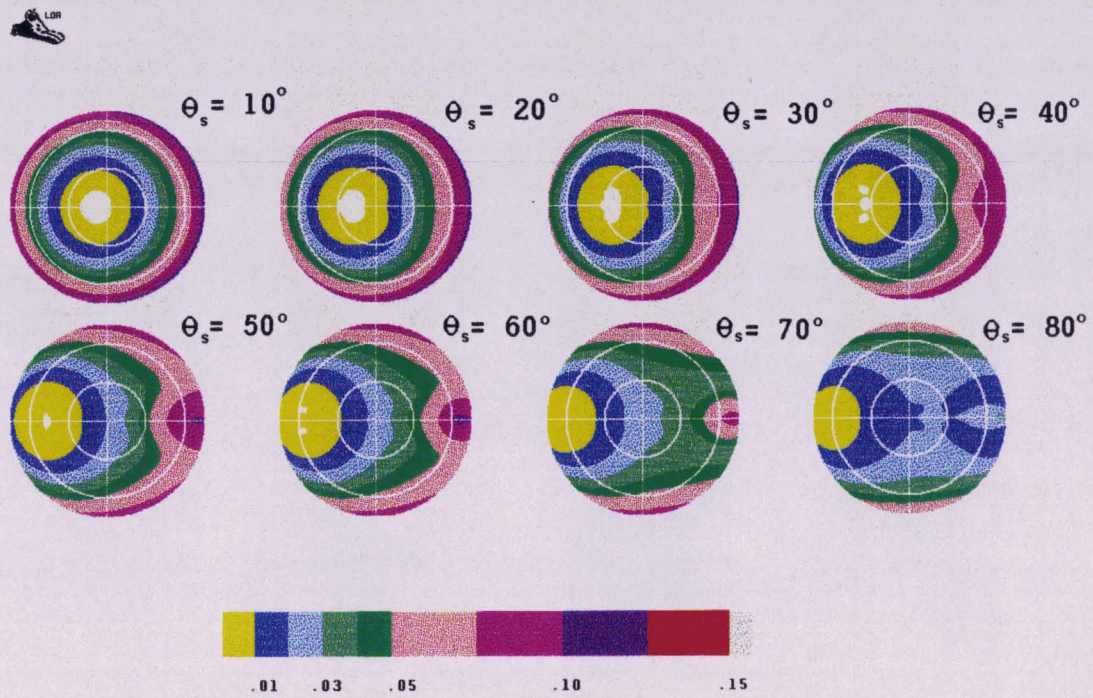
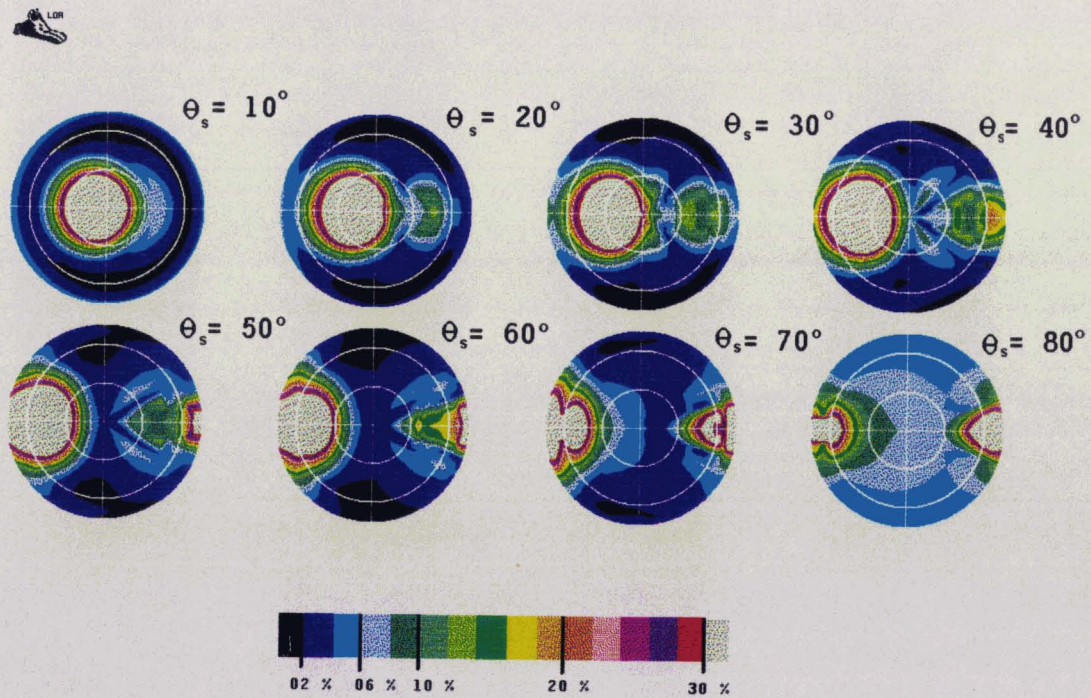


Figure III-22: Erreur relative commise sur le calcul du coefficient d'étalonnage absolu Etalonnage sur la composante polarisée du canal à 443nm.



On peut enfin remarquer la très bonne corrélation entre l'erreur totale et le taux de polarisation du signal moyen (cf Tableau III-07). Ceci vient de ce que le signal polarisé moyen est fortement conditionné par le signal moléculaire, l'erreur totale est donc d'autant plus faible que le taux de polarisation est important. On voit par exemple que les erreurs inférieures à 2 % (seuil maximum pour POLDER) correspondent à un taux de polarisation supérieur à 25 %. On peut alors imaginer, lors d'une procédure d'étalonnage en "aveugle", introduire comme condition initiale supplémentaire le critère

$$(III-20) \quad \frac{L_{pol}}{L_{tot}} > 25\%$$

IV-2-3-5 Situation satellitaire ADEOS.

De la même manière qu'en luminance totale, nous avons calculé les précisions des coefficients d'étalonnage absolus obtenus depuis la plate-forme ADEOS. Les résultats sont donnés Figure III-23. On obtient des coefficients qui peuvent être définis localement avec une précision inférieure à 2 %. La comparaison avec la méthode à 2 bandes en luminance totale montre que:

- les meilleurs résultats ont une répartition sur la matrice tout à fait différente,
- qu'ils sont quantitativement indépendants de la latitude et de la date d'observation (sauf pour des incidences solaires très élevées).

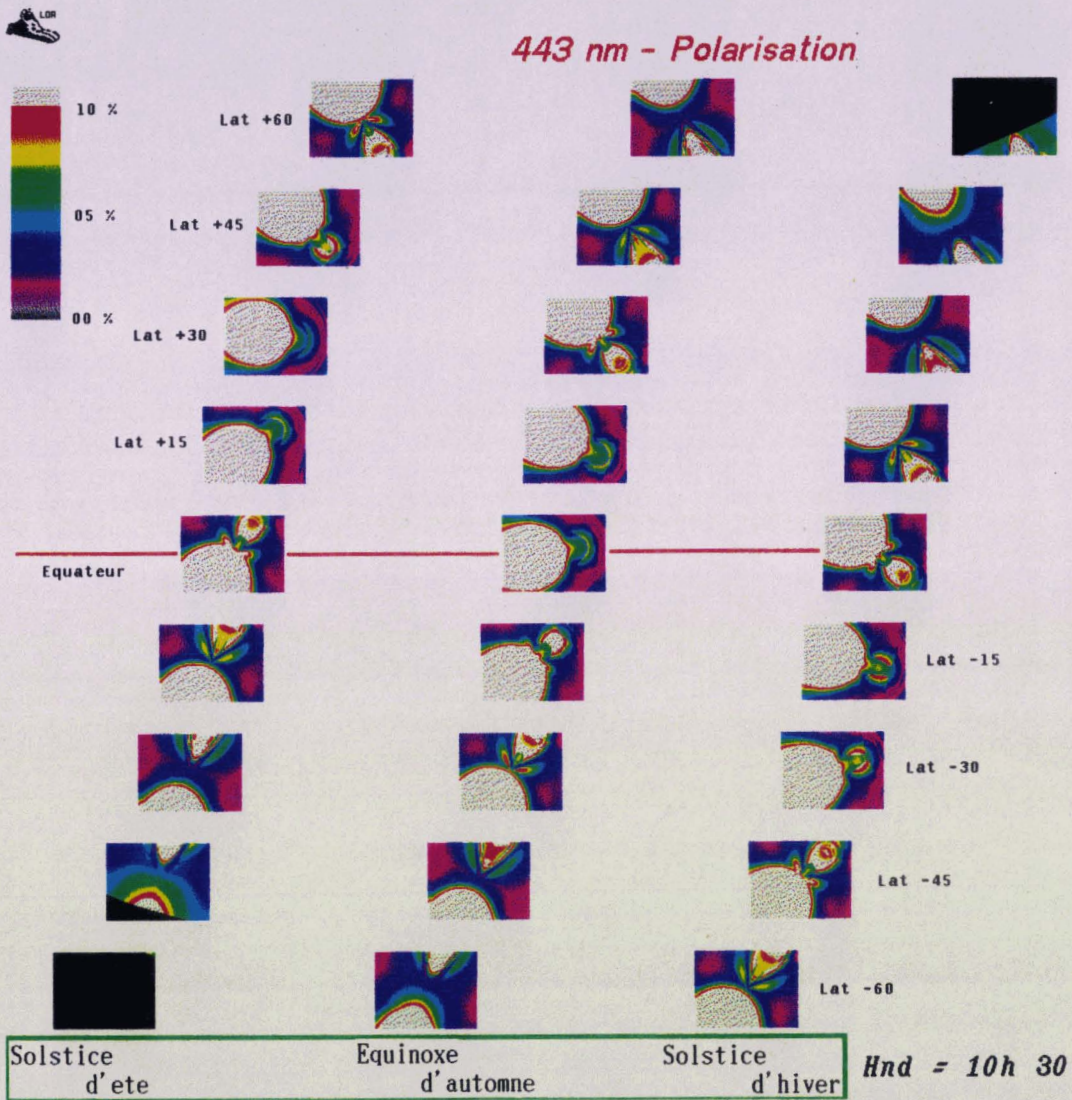
IV-2-3-6 Conclusion.

L'étalonnage sur la composante polarisée peut donner un coefficient d'étalonnage absolu défini avec une précision inférieure à 2%.

Cet étalonnage présente plusieurs avantages

- * comme on a pu le remarquer, les conditions d'observation sont différentes de celles retenues pour la méthode à 2 bandes (étalonnage sur la composante totale). A condition que les transmissions des analyseurs soient identiques et donc que le parallèle entre les deux types d'étalonnage (composante totale - composante polarisée) soit possible, les zones d'étalonnage (sur la matrice) se complètent parfaitement. On peut donc étendre la zone d'étalonnage (sur la matrice) à des diodes qui n'auraient pu être étalonnées que par un étalonnage intra-angulaire (ou inter-diodes).
- * la duplication des étalonnages permet, le cas échéant, d'égaliser les voies polarisées. En effet, la concordance des résultats permet le suivi temporel des analyseurs et plus particulièrement de leur transmission.

Figure III-23: Evolution de l'erreur totale obtenue par la méthode d'étalonnage sur la composante polarisée à 443 nm.



V) Expérience MEDIMAR II.

V-1 Présentation de l'expérience.

Dans le cadre du cycle préparatoire de POLDER, une campagne de mesure, MEDIMAR II, a eu lieu du 29 mars au 4 avril 1991. Cette campagne avait pour objet l'étude de la couleur de l'océan et des composants atmosphériques. L'équipement mis en oeuvre lors de cette expérience se composait

- du bateau océanographique, le SUROIT,
- de l'avion "scientifique" ARAT transportant POLDER,
- de la station sol du LOA.

Pour l'étude de la couleur de l'océan, plusieurs mesures ont été effectuées. En particulier, des prélèvements d'eau de mer permettront la détermination des paramètres biologiques et géochimiques de la mer tels que la population zooplanctonique, la salinité... Tout ceci devant, à terme, être utilisé pour déterminer la réflectance de l'eau.

En parallèle, des mesures des caractéristiques de l'atmosphère (épaisseur optique, indice et abondance des aérosols), de l'éclairement solaire... ont été menées depuis la côte et/ou le bateau.

L'ensemble des données POLDER doit permettre une globalisation de l'étude à une échelle plus importante. Les données "atmosphériques" serviront à corriger les images des effets d'atmosphère. On pourra ainsi avoir accès à la réflectance de l'eau depuis l'avion et étudier ces corrélations avec les paramètres biologiques de l'eau de mer.

D'un point de vue technique, il y a eu 7 vols ARAT (effectués entre 8^h et 14^h TU). Deux types de mesures ont été obtenues. Elles correspondent à des observations faites depuis une altitude de 50 et 4500 m. Les canaux de POLDER étaient centrés sur 450 (polarisé), 500, 570, 670 et 850 nm (polarisé). Enfin, on dispose:

des données d'altitude de l'ARAT

- de la centrale d'inertie LITON qui fournit pour chaque scène l'altitude, le tangage et le roulis de l'avion, ainsi que l'heure TU,
- de Global Positioning System (GPS) qui donne l'altitude et la position géographique de l'avion, ainsi que l'heure TU,

des données météorologiques observées sur le bateau à 6^h et 12^h TU

la couverture nuageuse, la vitesse du vent, la pression au sol et la visibilité horizontale.

V-2 Adaptation du code pour des simulations "avion".

On rappelle que la simulation du signal procède en trois étapes:

- calcul de la diffusion par la méthode des ordres successifs de diffusion,
- calcul de la réflexion du faisceau solaire sur la surface,
- application sur les 2 premiers termes additifs de l'atténuation par l'absorption gazeuse.

On devra à chaque étape tenir compte de l'altitude du capteur.

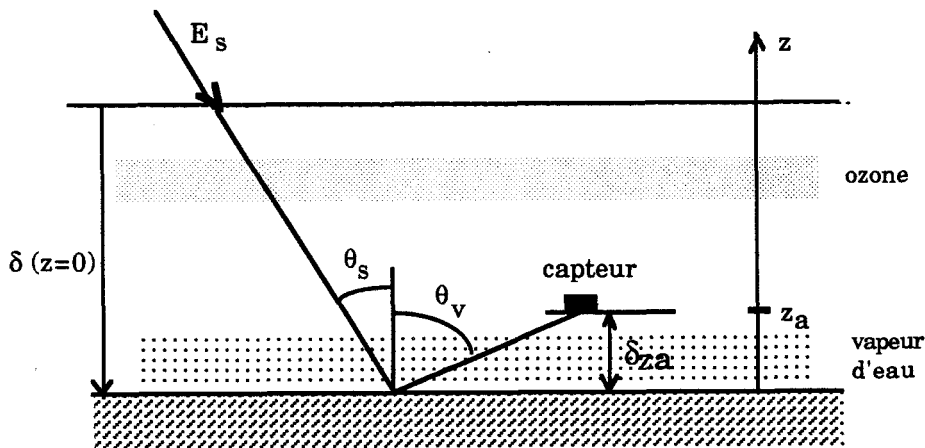


Figure III-24

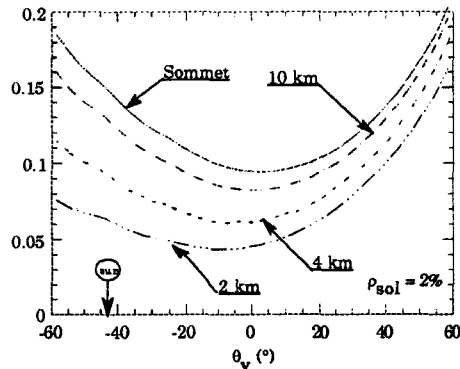
Diffusion atmosphérique.

En première approximation (Vermote et al (44)) la diffusion atmosphérique est conditionnée par l'épaisseur optique de la couche située sous l'avion. L'altitude de l'avion (z_a , cf Figure III-24) permet le calcul de la composante moléculaire. Pour les aérosols, on dispose de l'épaisseur optique totale $\delta(z=0)$. On prend alors l'hypothèse schématique d'une distribution verticale exponentielle avec une échelle de hauteur standard de 2 km. La profondeur optique aérosol sous l'avion est alors

$$(III-21) \quad \delta(z_a) = \delta(z=0) [1 - e^{-z_a/2}]$$

Le programme des Ordres Successifs de diffusion découpe la couche atmosphérique en 26 couches d'égale épaisseur optique, et le champ de luminance est calculé à chaque interface. Il suffit alors d'interpoler les valeurs aux bornes de la couche dans laquelle est située l'avion. On montre, Figure V-15, l'évolution de la luminance à 450 nm en fonction de l'altitude. Les calculs ont été réalisés pour un mélange de molécules et d'aérosols de type continental avec une visibilité de 50 km et pour une réflectance de la mer de 2%.

Figure III-25: Evolution de la luminance avec l'altitude à 450 nm.



On voit que les luminances sont deux fois plus faibles à 4000 m qu'au sommet de l'atmosphère pour des visées en rétrodiffusion (θ_v négatifs) et que l'altitude joue un rôle plus modéré pour des visées en diffusion avant.

Glitter direct.

Le calcul du glitter direct est immédiat en modifiant simplement l'épaisseur optique traversée (cf éq III-21).

Transmission gazeuse.

L'ozone, de manière quasi exclusive, absorbe dans les canaux "couleur de l'océan" (cf Tableau III-2). L'estimation de son absorption est faite à partir des profils verticaux climatologiques et l'altitude de l'avion n'entraîne pas de problème particulier.

Le contenu en vapeur d'eau, très variable, est mesuré en intégré sur la colonne atmosphérique ou fourni par des données climatologiques. Au dessus de l'avion, son abondance résiduelle est très stable et on peut se reporter aux profils climatologiques. Il suffit alors de redistribuer, sous l'avion, la partie restante de la quantité totale. Toutefois et dans notre cas précis, nous avons considéré que toute la vapeur d'eau était localisée sous l'avion.

V-3 Etalonnage absolu.

V-3-1 Préambule.

L'exploitation préliminaire de cette expérience ne nous a pas permis de disposer de l'ensemble des données, en particulier des données LITON. Par contre, nous disposons des heures d'acquisition des images et des données GPS, ce qui par recoupement a rendu possible le traitement de quelques scènes.

D'un point de vue météorologique, les observations sur l'ensemble de la campagne indiquent de nombreuses brumes avec une poussée d'aérosols en milieu de semaine. Notre choix, selon des critères de base (angles zénithaux les plus grands possibles, visibilité horizontale supérieure à 23km), se trouvant de fait très restreint, nous avons retenu 3 séquences d'images. La première (séquence n° 486) correspond à une atmosphère claire, l'épaisseur optique aérosol mesurée est de 0.133 à 450 nm. La seconde (séquence n° 316) et la troisième (séquence n° 250) correspondent à des épaisseurs optiques aérosol respectivement de 0.385 et 0.432 à 450 nm.

Bien qu'un étalonnage sur trois scènes ne soit pas représentatif, nous avons engagé la procédure d'étalonnage pour tester le code "avion" et l'étalonnage sur la composante polarisée. L'étalonnage sera repris sur une échelle globale lorsque toutes les données seront disponibles.

Les séquences retenues ont été corrigées de la fonction d'appareils (bruit d'obscurité, transmission des filtres et des polaroïdes, égalisation inter-détecteur...). Les comptes numériques en notre possession sont donc directement reliés à la luminance en entrée.

V-3-2 Données utiles.

On a reporté, Tableau III-9, les données utiles à la simulation des luminances et à l'étalonnage pour chacune des séquences:

- date: mois-jour
- l'heure TU de prise de vue (TU),
- l'altitude de l'avion (Alt_V),
- la position de l'avion: latitude (Lat_V), longitude (Long_V),
- le temps d'intégration de la séquence (TeIn).

Tableau III-9: Données utiles à la simulation des luminances et à l'étalonnage.

séquence	316	250	486
date	03-31	04-03	04-04
TU	13 ^h 48' 35"	09 ^h 24' 16"	10 ^h 09' 58"
Alt_V	4634 m	4632 m	4544 m
Lat_V	+ 03° 22'	+ 03° 46'	+ 03° 50'
Long_V	+ 42° 36'	+ 42° 26'	+ 42° 23'
TeIn	50 ms	70 ms	40 ms

A partir du programme d'orbitographie défini Chapitre III, on a déterminé les conditions géométriques de l'observation pour chaque pixel. Le Tableau III-10 donne les résultats obtenus aux quatre coins de la scène.

Tableau III-10: Condition géométrique d'observation.

Séquence	Angles	Coin supérieur gauche	Coin supérieur droit	Coin inférieur gauche	Coin inférieur droit
316	θ_s	46.61°	46.70°	46.63°	46.72°
	$\varphi_s - \varphi_v$	-101.43	140.24°	-39.80°	78.69°
250	θ_s	49.29°	49.32°	49.23°	49.27°
	$\varphi_s - \varphi_v$	-9.99°	-127.97°	52.14°	170.06°
486	θ_s	42.94°	43.00°	42.89°	42.94°
	$\varphi_s - \varphi_v$	-89.49°	152.69°	-27.35°	90.66°

V-3-3 Luminance moyenne - Bilan d'erreur.

A partir des paramètres géométriques de l'observation, les simulations des luminances totale et polarisée représentatives de nos atmosphères moyennes ont été effectuées à 450 nm (canal polarisé), 500 nm, 570 nm et 850 nm (canal polarisé).

Le bilan d'erreur a ensuite été dressé pour chaque pixel de l'image et pour la méthode d'étalonnage à 2 bandes et la méthode d'étalonnage sur la composante polarisée. Mais pour cette simulation "avion" il faut réviser certaines erreurs par rapport aux évaluations ADEOS précédentes (cf paragraphes IV-2-2-3-2 et IV-2-3-4):

- Bruit numérique

Le bruit sur l'image de l'instrument POLDER est, en terme de compte numérique, de 4 CN pour les niveaux de réflectances qui nous concernent. Pour minimiser ces bruits hautes fréquences, nous avons considéré une zone d'étalonnage de 10x10 pixels. Le $Ne\Delta\rho$ est alors en principe de 0.0002,

- Transmission gazeuse

On a gardé les mêmes erreurs sur les contenus en ozone et en vapeur d'eau, mais les bandes passantes des canaux et les longueurs d'onde centrales sont légèrement différentes,

Les erreurs sur la méconnaissance de la réflectance de l'eau, sur la vitesse du vent et sur la diffusion moléculaire ne sont pas affectées par une simulation "avion". Le calcul de l'épaisseur optique au niveau de l'avion dépend de la pression et donc ici de l'altitude de l'avion. Celle-ci est donnée à mieux que 10 m. La pression au niveau de l'avion (4500 m) est donc connue à 1 mbar près, ce qui est négligeable devant l'incertitude de 10 mbar que l'on se fixe pour la pression au sol. Enfin, on a gardé la même erreur sur le coefficient inter-bande, c'est à dire 2%.

Les "images d'erreur" ainsi obtenues nous ont permis de visualiser la zone pour laquelle l'erreur totale est minimale. Ces images sont semblables à celles reportées Figures III-16 à III-18 et Figure III-23. Pour la méthode à 2 bandes les zones d'étalonnage se situent dans le coin opposé au glitter. Pour la méthode sur la composante polarisée, elles se situent perpendiculairement au plan solaire sur une plage à 90° de diffusion. Les Tableaux IV-11 et IV-12 regroupent l'ensemble des résultats obtenus sur la zone d'étalonnage choisie pour les deux méthodes d'étalonnage.

Tableau IV-11: Bilan d'erreur (en %), méthode à 2 bandes.

	λ	TOT	RAY	AER	EAU	VENT	TG $_{\lambda}$	TG $_{850}$	CN $_{\lambda}$	CN $_{850}$	INB	I $_{\lambda,850}$
316	450	4.24	0.88	1.53	2.69	2.48	0.02	0.75	0.34	0.45	0.78	1.328
	500	5.31	0.87	2.00	2.14	3.84	0.17	1.23	0.54	0.74	1.29	1.363
	570	15.89	1.00	10.80	1.13	10.33	2.01	2.94	1.29	1.77	3.08	1.377
250	450	5.78	0.86	2.40	3.17	3.86	0.02	0.80	0.42	0.61	0.88	1.476
	500	7.27	0.85	3.48	2.52	5.36	0.16	1.26	0.67	0.96	1.38	1.447
	570	19.14	0.98	13.10	1.33	12.75	1.92	2.91	1.58	2.22	3.17	1.408
486	450	5.05	0.85	2.00	3.21	3.00	0.02	0.69	0.37	0.50	0.76	1.350
	500	6.31	0.84	3.01	2.55	4.44	0.15	1.12	0.60	0.81	1.24	1.360
	570	17.59	0.99	10.80	1.39	12.77	1.85	2.80	1.46	2.03	3.09	1.394

Tableau IV-12: Bilan d'erreur (en %), méthode sur la composante polarisée.

	TOT	RAY	AER	VENT	TG	CN
316	7.67	0.88	7.37	1.66	0.01	1.03
250	7.55	0.88	7.25	1.64	0.01	1.01
486	7.79	0.87	7.38	2.10	0.01	1.04

On voit que les erreurs totales sont plus importantes que celles correspondant à une situation "satellitaire". Ceci est évidemment lié au fait que le signal moléculaire est plus faible lorsque l'on effectue des observations depuis un avion que lorsque l'on se place dans une situation satellitaire.

En polarisation, cette remarque s'applique également avec un poste aérosol beaucoup moins favorable.

V-3-4 Etalonnage en laboratoire.

Deux étalonnages en laboratoire ont été effectués, un avant le vol et un autre juste après le vol. Les coefficients d'étalonnage absolu ainsi obtenus sont regroupés Tableau IV-13. Ils sont donnés en terme de comptes numériques pour une réflectance au zénith de 1%. La précision annoncée (Balois et Lecomte, (43)) est de 10 à 15%. En pratique, un interétalonnage entre POLDER et SPOT lors de la campagne "La Crau" montre que la précision est probablement meilleure que 2 ou 3%.

Tableau IV-13: Coefficients d'étalonnage absolu obtenus en laboratoire.

	450 nm	500 nm	570 nm
Prévol	22.5	87.6	106.5
Postvol	23.1	88.4	106.7

L'accord entre les coefficients obtenus pour les deux étalonnages est satisfaisant, toutefois la précision des coefficients postvol est "meilleure". En effet, à 450, 500 et 570 nm, le signal observé étant faible, l'erreur commise sur sa mesure est importante. Pour minimiser les biais aléatoires, le nombre de mesure a été doublé lors de l'étalonnage postvol.

V-3-5 Etalonnage en vol.

Suivant la même présentation que le Tableau IV-13, les coefficients d'étalonnage déduits de la luminance par la méthode à 1 bande et par la méthode à 2 bandes sont donnés dans le Tableau IV-14.

Tableau IV-14: Coefficients d'étalonnage absolu obtenus sur la luminance.

séquence	1 bande			2 bandes		
	450 nm	500 nm	570 nm	450 nm	500 nm	570 nm
316	25.6	97.1	117.9	24.6	91.4	107.6
250	27.3	100.0	126.3	24.8	91.6	109.6
486	21.8	76.8	89.6	23.9	85.8	107.3

- La méthode à 2 bandes améliore nettement la qualité des coefficients d'étalonnage absolu.
- Indépendamment des bilans d'erreur, l'écart entre l'ensemble des coefficients étalonnés en vol par la méthode à 2 bandes et ceux étalonnés en laboratoire est remarquable.
- D'un point de vue quantitatif, la dispersion des coefficients est faible. Par rapport à une valeur moyenne, on observe une dispersion d'environ 2, 3.4 et 1% respectivement pour les canaux à 450, 500 et 570 nm.
Par rapport aux coefficients obtenus en laboratoire, l'écart avec la valeur moyenne est d'environ 5.4, 0.4 et 1.6% respectivement pour les canaux à 450, 500 et 570 nm.
Ces résultats relèvent sans-doute un peu de la chance mais sont très encourageants.

Bien que la méthode d'étalonnage sur la diffusion moléculaire ne soit pas conçue pour cela, on peut, à titre indicatif, regarder les coefficients inter-bandes obtenus par la méthode à 2 bandes. On pourra ainsi les comparer avec ceux obtenus en laboratoire qui sont définis avec une très bonne précision. Ces coefficients sont reportés dans le Tableau IV-15.

Tableau IV-15: Coefficients inter-bandes "laboratoire" et "Rayleigh"

séquences	450/500	500/570
316	.269	.849
250	.271	.836
486	.278	.800
laboratoire	.261	.828

De ce Tableau, il ressort que les coefficients sont relativement proches, les résultats obtenus en vol semblent donc cohérents.

Pour comprendre ces résultats très satisfaisants, nous avons comparé les grandeurs caractéristiques de notre modèle moyen avec les mesures effectuées sur le bateau. On rappelle que les données du 31 mars, 03 avril et 04 avril correspondent respectivement aux séquences 316, 250 et 486.

	Modèle		Bateau				
	Max	moyen Min	31 mars	03 avril	04 avril		
$\delta_{aér}$							
	450 nm	.278	.000	450 nm	.385	.432	.133
	500 nm	.254	.000				
	570 nm	.235	.000				
	670 nm	.233	.000	650 nm	.230	.259	.096
	850 nm	.225	.000	850 nm	.144	.184	.059
Vent	15 m/s	00 m/s		7 m/s	7 m/s	10-15 m/s	
Pression	1003 Hpa	1023 Hpa		1020 Hpa	1009 Hpa	1012 Hpa	
Visibilité	> 100 km	23 km		20 km	10 km	20 km	

On remarque immédiatement que les mesures sont globalement encadrées par les valeurs max et min de notre modèle moyen ; ce qui explique, en partie, les bons résultats. Une étude plus fine fait apparaître, pour l'épaisseur optique des aérosols, une sous-estimation à 450 et 650 nm pour les séquences 316 et 250 et une légère sur-estimation pour la séquence 486. Cela explique pourquoi les coefficients obtenus par la méthode à 1 bande (cf Tableau IV-14) sont supérieurs à ceux obtenus en laboratoire pour les séquences 450 et 650 alors qu'ils sont inférieurs pour la séquence 486.

D'après la comparaison, la meilleure séquence semble être la 486, l'épaisseur optique des aérosols pour les séquences 316 et 250 s'écartant à 450 nm du modèle moyen. L'écart entre les coefficients d'étalonnage "2 bandes" et les coefficients "laboratoire" corrobore cette conclusion.

Nous avons ensuite entrepris l'étalonnage sur la composante polarisée. Les résultats sont donnés Tableau III-16.

Tableau III-16: Coefficients d'étalonnage absolu obtenus sur la composante polarisée.

séquences	316	250	486
coefficients	20.4	22.7	23.6

On trouve des coefficients du même ordre de grandeur que ceux obtenus sur la luminance totale. Ce qui semble indiquer la faisabilité de cet étalonnage en luminance polarisée.

Conclusion

Conclusion.

Notre premier chapitre a permis de statuer sur la précision de nos outils de calcul, précision meilleure que celle requise pour POLDER. Compte tenu de l'augmentation des capacités de calcul, il est envisagé, pour les cas de référence, d'augmenter les performances du code via une discrétisation en couches plus fines et un accroissement du nombre d'angles de Gauss. Un autre aspect est, via une revue des différentes conditions du calcul du signal, de préciser les variabilités ou précision des entrées. Enfin, dans le cadre de l'expérience POLDER, on s'est doté d'une chaîne de programmes permettant de simuler les images POLDER.

Le chapitre 2 est une ébauche de revue de différents aspects de l'utilisation de l'imagerie photopolarimétrique à partir des données de la navette spatiale Américaine. On y a abordé les problèmes d'étalonnage avec la particularité de la composante polarisée. On a ensuite analysé différents aspects théoriques en redémontrant l'utilité de la polarisation pour la télédétection des aérosols, sur l'épisode de contamination atmosphérique de la scène de Kraskino. On a d'autre part, mis en évidence la polarisation spéculaire des surfaces émergées.

En l'absence de système d'étalonnage embarqué, il est nécessaire de définir les protocoles d'étalonnage en vol ainsi que leurs performances. A partir de l'outil de calcul développé dans le chapitre 3, on a étudié la potentialité de l'utilisation d'observations marines aux courtes longueurs d'onde lorsque la contribution de la diffusion moléculaire est amplifiée par des conditions géométriques adéquates. Les performances de l'étalonnage sont améliorées lorsque l'on utilise un canal proche-infra-rouge pour corriger l'influence des aérosols. Cette méthode permet d'accéder à la précision requise de 2% dans les bandes à 443 et 490 nm de la "couleur de l'océan". Pour la composante polarisée, une méthode directe s'avère performante dans certaines régions de la matrice de détecteur. Les algorithmes définis ont enfin été appliqués, pour un premier essai, avec succès à l'expérience POLDER aéroportée de MEDIMAR II.

Annexes

ANNEXE A-II-1

Polarisation instrumentale.

POLARISATION INSTRUMENTALE.

1 Présentation.

Soit **OK** l'axe de visée, **OZ** la normale au hublot. Dans le plan d'onde, perpendiculaire à **OK** les axes **l** et **r** correspondent à des vibrations respectivement parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence ZOV. L'axe **r** est supposé être dans le plan du hublot. Une lumière linéairement polarisée suivant **l** et **r** est transmise avec un facteur de transmission t_l ou t_r , respectivement. On a $t_r < t_l$ et on posera:

$$(1) \quad \bar{t} = \frac{t_l + t_r}{2} \quad \Delta t = t_l - t_r$$

ou

$$(2) \quad t_l = \bar{t} + \frac{\Delta t}{2} \quad t_r = \bar{t} - \frac{\Delta t}{2}$$

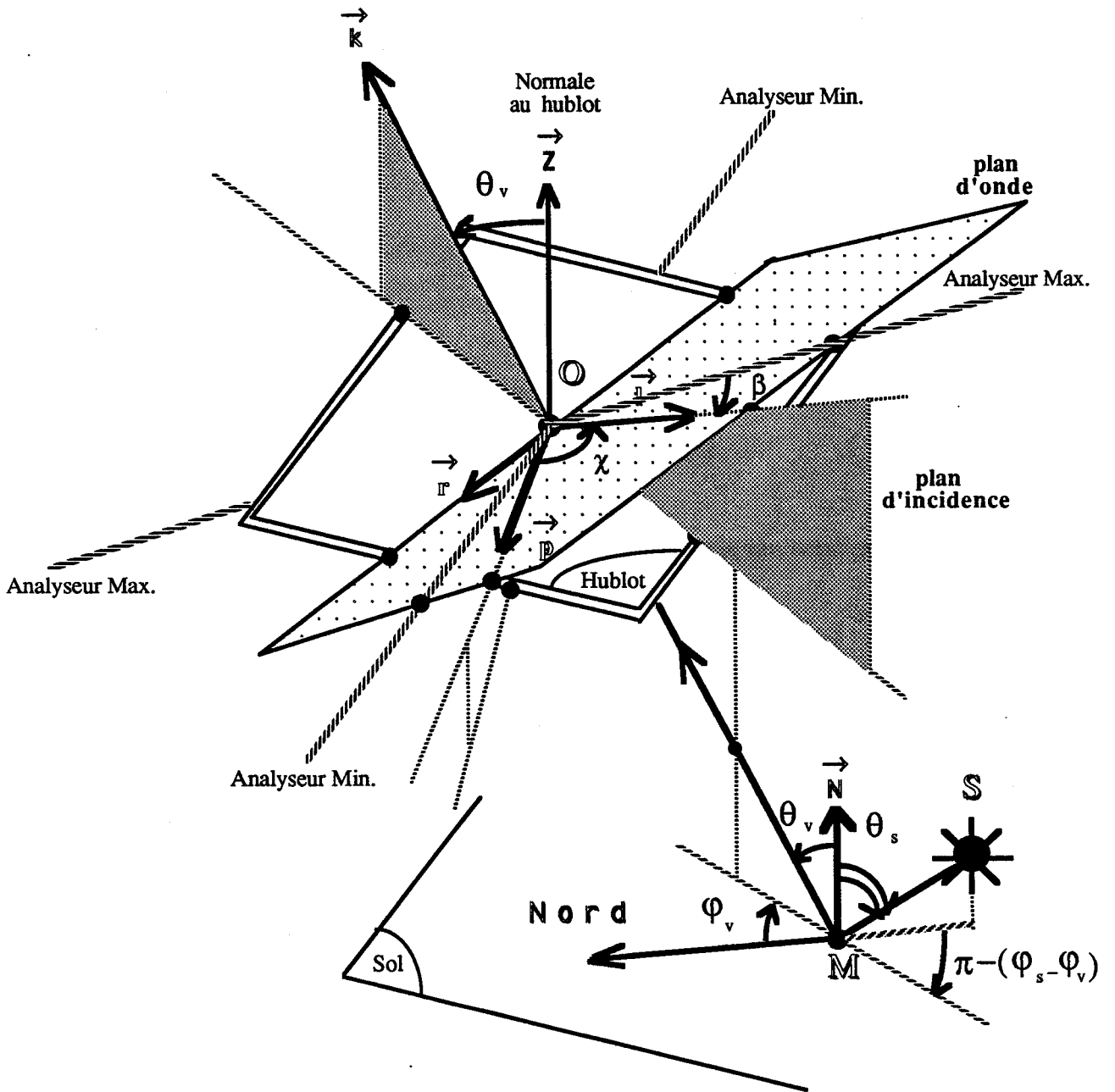
Le taux de polarisation induit par les hublots est défini par:

$$(3) \quad P_{hub} = \frac{t_l - t_r}{t_l + t_r} = \frac{\Delta t}{2 \bar{t}}$$

La visée de la scène se faisant à priori sans considération particulière sur la géométrie d'éclairage, la composante polarisée du rayonnement incident (le plus souvent perpendiculaire au plan de diffusion SMV) peut faire un angle χ avec **l**.

Enfin les expérimentateurs orientent les analyseurs A_1 et A_2 de façon à obtenir un contraste maximum. Notons β l'angle défini (direction passante) avec **l**; soit $\Pi/2 - \beta$ à partir de A_2 .

Représentation des conditions d'observation.



2 FORMULATION DU SIGNAL.

La lumière naturelle peut se décomposer en deux vibrations rectilignes (suivant l et r), de même amplitude moyenne, $\sqrt{\frac{\rho_{nat}}{2}}$, orthogonales et incohérentes. Cette incohérence autorise à ne pas traiter les relations de phase et à considérer séparément les réflectances naturelle et polarisée

• Pour la vibration naturelle on a:

Entrée

$$(4) \quad (l): \quad \frac{\rho_{nat}}{2} \quad (r): \quad \frac{\rho_{nat}}{2}$$

Hublots

$$(5) \quad (l): \quad \left(\bar{t} + \frac{\Delta t}{2}\right) \frac{\rho_{nat}}{2} \quad (r): \quad \left(\bar{t} - \frac{\Delta t}{2}\right) \frac{\rho_{nat}}{2}$$

Suivant les analyseurs on a:

$$(6) \quad \rho_1 = \frac{\rho_{nat}}{2} + \frac{\Delta t}{2\bar{t}} \frac{\rho_{nat}}{2} \cos(2\beta)$$

$$(7) \quad \rho_2 = \frac{\rho_{nat}}{2} - \frac{\Delta t}{2\bar{t}} \frac{\rho_{nat}}{2} \cos(2\beta)$$

• La vibration polarisée, en entrée, d'amplitude $\sqrt{\frac{\rho_{pol}}{2}}$, donne:

Entrée

$$(8) \quad (l): \quad \sqrt{\rho_{pol}} \cos \chi \quad (r): \quad \sqrt{\rho_{pol}} \sin \chi$$

Hublot

$$(9) \quad (l): \quad \sqrt{\left(\bar{t} + \frac{\Delta t}{2}\right)} \sqrt{\rho_{pol}} \cos \chi \quad (r): \quad \sqrt{\left(\bar{t} - \frac{\Delta t}{2}\right)} \sqrt{\rho_{pol}} \sin \chi$$

$$(10) \quad A_1: \quad \sqrt{\rho_{pol}} \left(\sqrt{\bar{t} + \frac{\Delta t}{2}} \cos \chi \cos \beta + \sqrt{\bar{t} - \frac{\Delta t}{2}} \sin \chi \sin \beta \right)$$

$$(11) \quad A_2: \quad \sqrt{\rho_{pol}} \left(\sqrt{\bar{t} + \frac{\Delta t}{2}} \cos \chi \sin \beta - \sqrt{\bar{t} - \frac{\Delta t}{2}} \sin \chi \cos \beta \right)$$

Suivant les analyseurs on a:

$$(12) \quad \rho_1 = \rho_{pol} \left\{ (\cos 2\chi \cos 2\beta + \sin 2\chi \sin 2\beta) + \frac{\Delta t}{2t} (\cos 2\chi \cos 2\beta - \sin 2\chi \sin 2\beta) + \sqrt{1 - \frac{\Delta t^2}{4t^2}} (2\sin \chi \cos \chi \cos \beta \sin \beta) \right\}$$

$$(13) \quad \rho_2 = \rho_{pol} \left\{ (\cos 2\chi \sin 2\beta + \sin 2\chi \cos 2\beta) + \frac{\Delta t}{2t} (\cos 2\chi \sin 2\beta - \sin 2\chi \cos 2\beta) + \sqrt{1 - \frac{\Delta t^2}{4t^2}} (2\sin \chi \cos \chi \cos \beta \sin \beta) \right\}$$

En regroupant les termes de la réflectance naturelle et les termes de la réflectance polarisée on obtient suivant l'analyseur:

$$(14) \quad \rho_1 = \frac{\rho_{nat}}{2} \left(1 + \frac{\Delta t}{2t} \cos 2\beta \right) + \rho_{pol} (\cos 2\chi \cos 2\beta + \sin 2\chi \sin 2\beta) + \rho_{pol} \frac{\Delta t}{2t} (\cos 2\chi \cos 2\beta - \sin 2\chi \sin 2\beta) + \rho_{pol} \sqrt{1 - \frac{\Delta t^2}{4t^2}} \left(\frac{\sin 2\chi \sin 2\beta}{2} \right)$$

$$(15) \quad \rho_2 = \frac{\rho_{nat}}{2} \left(1 - \frac{\Delta t}{2t} \cos 2\beta \right) + \rho_{pol} (\cos 2\chi \sin 2\beta + \sin 2\chi \cos 2\beta) + \rho_{pol} \frac{\Delta t}{2t} (\cos 2\chi \sin 2\beta - \sin 2\chi \cos 2\beta) - \rho_{pol} \sqrt{1 - \frac{\Delta t^2}{4t^2}} \left(\frac{\sin 2\chi \sin 2\beta}{2} \right)$$

Finalement on obtient la réflectance polarisée ρ_{pol}^* et la réflectance totale ρ_{tot}^* .

$$(16) \quad \rho_{pol}^* = \rho_1 - \rho_2 = \rho_{tot} P_{hub} \cos 2\beta + \rho_{pol} (\cos 2\chi \cos 2\beta + \sin 2\chi \sin 2\beta \sqrt{1 - P_{hub}^2})$$

$$(17) \quad \rho_{tot}^* = \rho_1 + \rho_2 = \rho_{tot} + \rho_{pol} P_{hub} \cos 2\chi$$

ANNEXE A-II-2

Polarisation induite par les hublots.

Polarisation induite par les hublots.

Considérons un faisceau de lumière naturelle tombant sur une surface de séparation de deux milieux transparents avec une incidence i et un angle de réfraction r (reliés tout deux par les lois de Descartes). Ce rayonnement peut se décomposer sur deux axes perpendiculaires liés à l'optique, \mathbf{l} (dans le plan méridien) et \mathbf{r} . Après transmission, il y a prépondérance de la vibration parallèle au plan d'incidence (donc suivant \mathbf{l}). L'amplitude de cette vibration (indiquée 1) s'exprime en fonction de l'amplitude en entrée de la surface de séparation (indiquée 0) par:

$$(1) \quad a_i^{(1)} = a_i^{(0)} \frac{2 \cos i \sin r}{\sin(i+r) \cos(i-r)}$$

Pour le cas d'une lame à faces parallèles, on a:

$$(2) \quad a_i^{(2)} = a_i^{(1)} \frac{2 \cos r \sin i}{\sin(i+r) \cos(r-i)} = a_i^{(0)} \frac{\sin(2i) \sin(2r)}{\sin^2(i+r) \cos^2(i-r)}$$

On définit le coefficient de transmission par:

$$(3) \quad t_l = \left(\frac{a_i^{(2)}}{a_i^{(0)}} \right)^2 = \frac{\sin^2(2i) \sin^2(2r)}{\sin^4(i+r) \cos^4(i-r)}$$

Pour la vibration perpendiculaire au plan d'incidence, ce coefficient de transmission s'écrit:

$$(4) \quad t_r = \left(\frac{a_r^{(2)}}{a_r^{(0)}} \right)^2 = \frac{\sin^2(2i) \sin^2(2r)}{\sin^4(i+r)}$$

D'après la documentation les hublots sont constitués de deux faces à lames parallèles. Les coefficients de transmission t_l et t_r s'écrivent donc:

$$(5) \quad t_l = \frac{\sin^4(2i) \sin^4(2r)}{\sin^8(i+r) \cos^8(i-r)}$$

et

$$(6) \quad t_r = \frac{\sin^4(2i) \sin^4(2r)}{\sin^8(i+r)}$$

Annexe A-II-2: Polarisation hublots

Comme nous l'avons vu en Annexe A-II-1, le taux de polarisation induit par les hublots est défini à partir de t_l et t_r par:

$$(7) \quad P_{hub} = \frac{t_l - t_r}{t_l + t_r}$$

ce qui donne en fonction de i et r :

$$(8) \quad P_{hub} = \frac{1 - \cos^2(i-r)}{1 + \cos^2(i-r)}$$

Lorsque les hublots sont parallèles au sol, l'incidence i vaut θ_v .

ANNEXE A-II-3

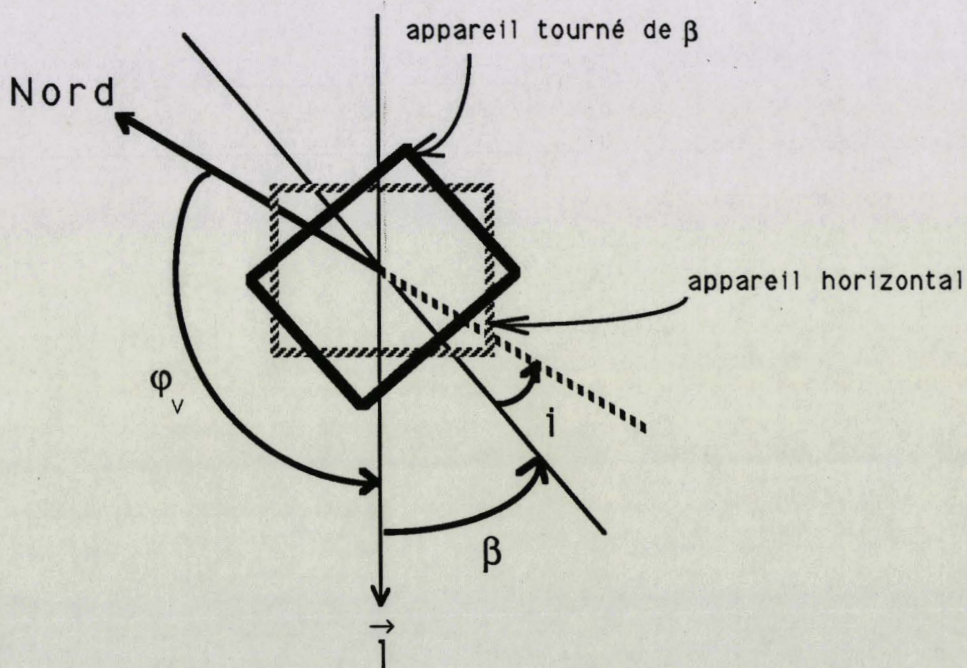
Calcul de l'angle β .

CALCUL DE L'ANGLE β .

La direction de la vibration polarisée est connue (à π près) en fonction de la géométrie d'observation. Il est à peu près sûr que les analyseurs sont orientés horizontalement et verticalement par rapport à l'appareil photographique, donc parallèlement aux directions latérale et transversale du film.

Soit OV_1 la projection horizontale de la direction de visée (calculable à partir des coordonnées du point subsatellitaire et de la cible). Si le hublots est parallèle au sol, l'axe r est par définition horizontale et perpendiculaire à OV_1 ; et l'axe l , orthogonal à OV_1 . Si l'appareil photographique est disposé base parallèle au sol, la trace de la direction de visée est parallèle à un bord du film. L'angle β entre ce bord et la direction OV_1 est donc l'angle dont on a tourné les analyseurs. Si on compte les angles dans le sens trigonométrique, à partir de l on a :

$$\beta = (\pi - \varphi_v) - i$$



ANNEXE A-II-4

Taux de polarisation primaire.

Taux de polarisation primaire.

(Cas d'un nuage d'aérosols)

La scène de *Kraskino* présente une contamination importante en aérosol (cf chapitre II, IV-2). On observe sur mer une variation spectrale importante du taux de polarisation: de l'ordre de 10 % dans le canal bleu (450 nm) et 40 % dans le canal rouge (650 nm). L'angle de diffusion proche de 90° correspond, pour une atmosphère standard, à une diffusion Rayleigh totalement polarisée. Il apparaît donc intéressant d'étudier l'information issue des taux de polarisation.

Une inversion très élaborée des mesures n'est pas souhaitable, la qualité de l'étalonnage et le manque d'informations complémentaires ne le permettent pas. Mais pour cerner un peu plus les particules capables d'un tel comportement, on a simplement simulé le taux de polarisation primaire du mélange aérosols-molécules pour différents cas d'aérosols. Pour cela on a considéré une granulométrie d'un type gamma standard (cf chapitre 6.3) dont l'équation est donné ci-dessous:

$$n(r) = r \frac{1-3b}{b} e^{-\frac{r}{R_{eff} b}}$$

où b est la variance et R_{eff} le rayon effective des particules.

Les calculs sont donnés pour les canaux bleu et rouge pour trois indices de réfraction ($n = 1.33, 1.50$ et 1.75), pour deux types de variance ($b = 0.07$ et 0.30) et pour deux types d'absorption (indice imaginaire $= 0.01$ et 0.05). Enfin, chaque cas est illustré pour quatre épaisseurs optique aérosol posées dans le canal bleu: 0.50 (trait plein), 1.00 (en pointillé large), 1.50 (en pointillé moyen) et 2.00 (en pointillé court). On rappelle que l'épaisseur optique des molécules est de 0.22 et 0.05 respectivement dans les canaux bleu et rouge.

Identification des calculs avec les mesures montre que le gradient observé sur le taux de polarisation entre les canaux bleu et rouge ne peut être imputé qu'à des particules monodispersées ($b=0.07$), de petites tailles (avec un R_{eff} de l'ordre de 0.10) représentatives du régime Rayleigh-Gans ($d \leq \lambda_{max}/5$). L'indice de réfraction de ces aérosols est relativement important (≥ 1.75). L'hypothèse selon laquelle des feux de forêt seraient à l'origine de cette pollution atmosphérique semble réaliste ; les particules de suie pure ont un indice de l'ordre de 1.90 . On voit par ailleurs que l'épaisseur optique retrouvé est importante.

figure 1: Taux de polarisation primaire pour trois indices de réfraction (1.33, 1.50 et 1.75), une absorption de -0.01. Ces courbes sont tracées pour une variance de 0.07 et pour plusieurs épaisseurs optiques aérosols (0.5 (trait plein), 1.0, 1.5 et 2.0 pour le canal bleu). Les mesures sont reportées en trait gras.

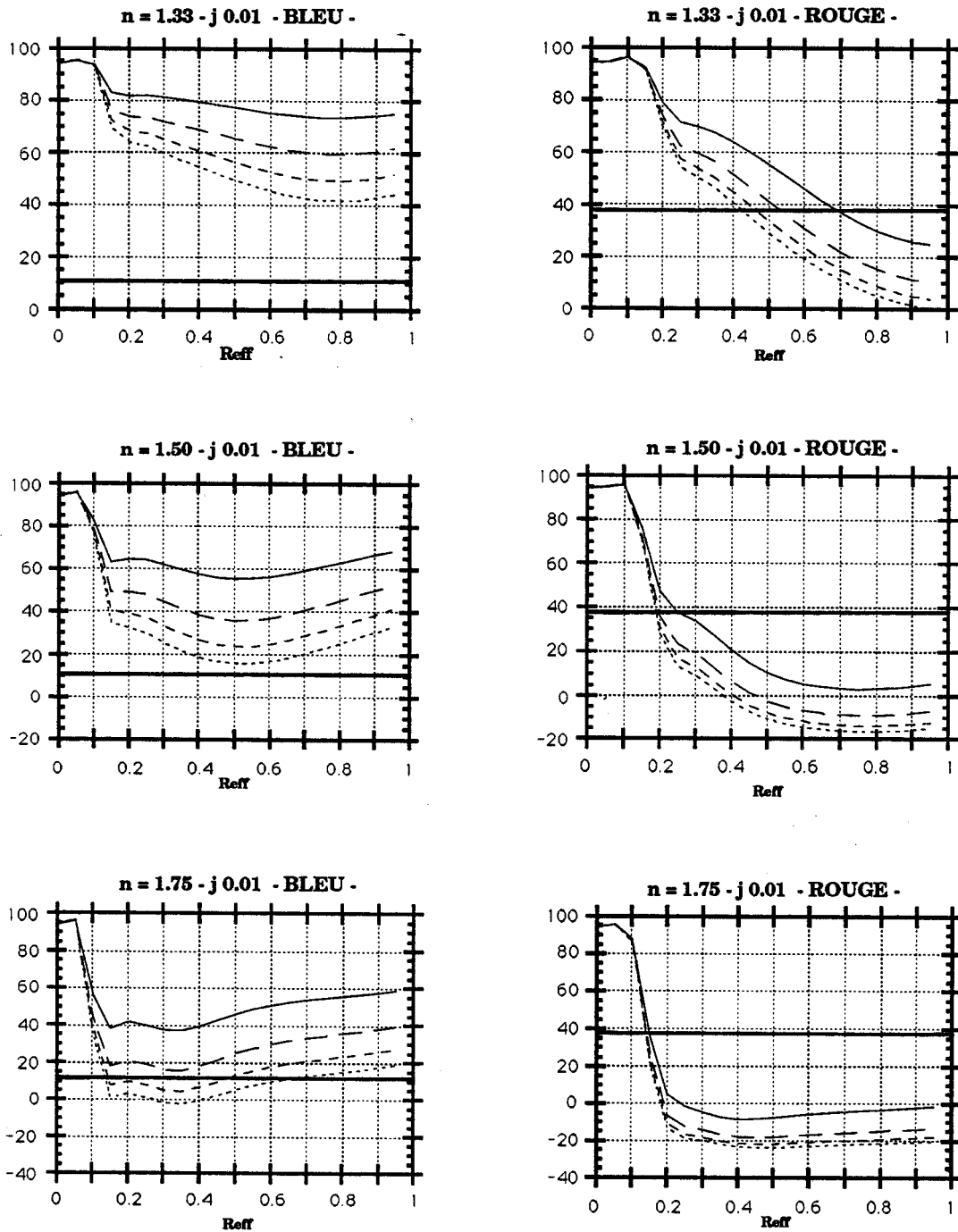


figure 2: Même légende que la figure 1 mais pour une absorption de -0.05

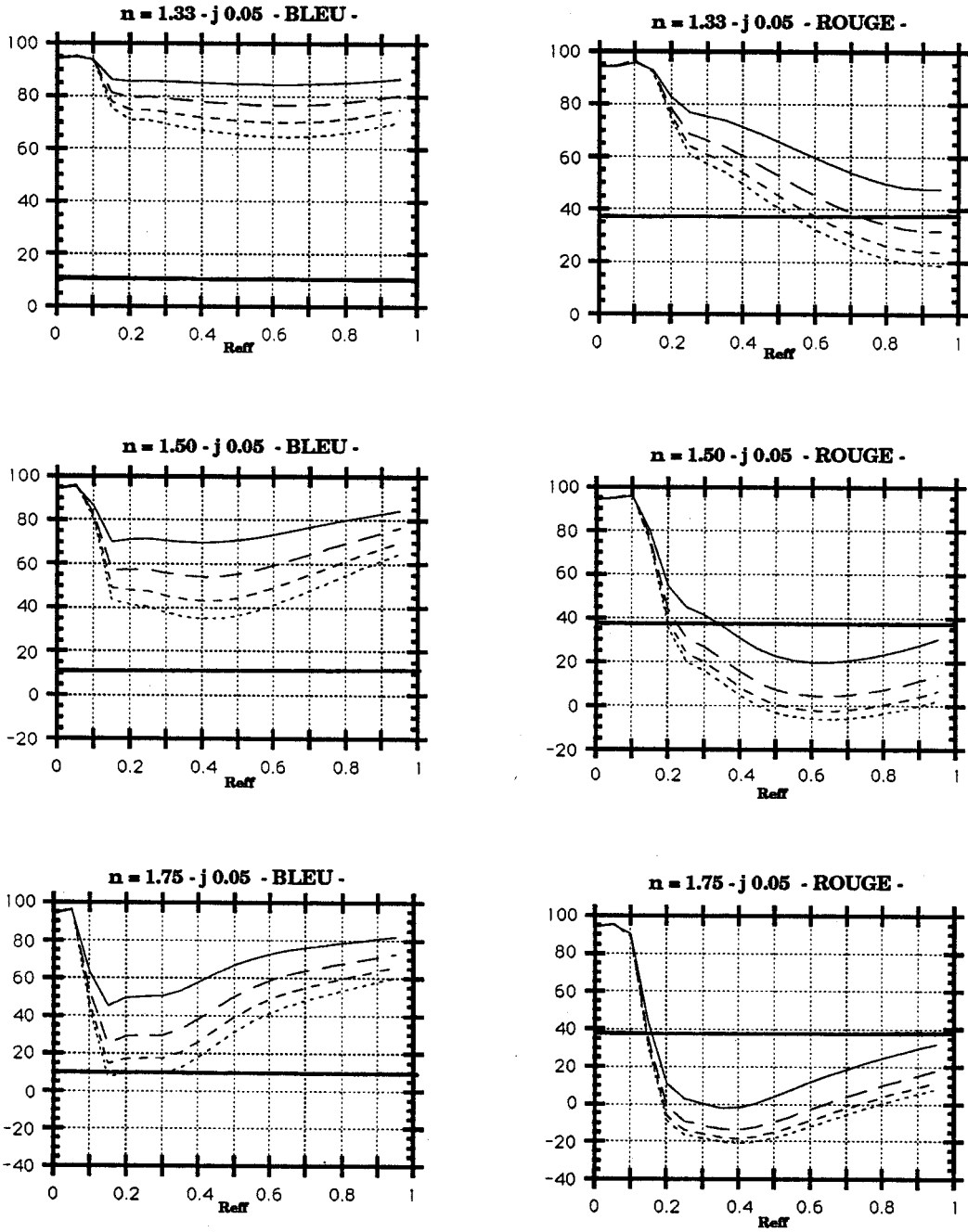


figure 3: Même légende que la figure 1 mais pour une variance de 0.30

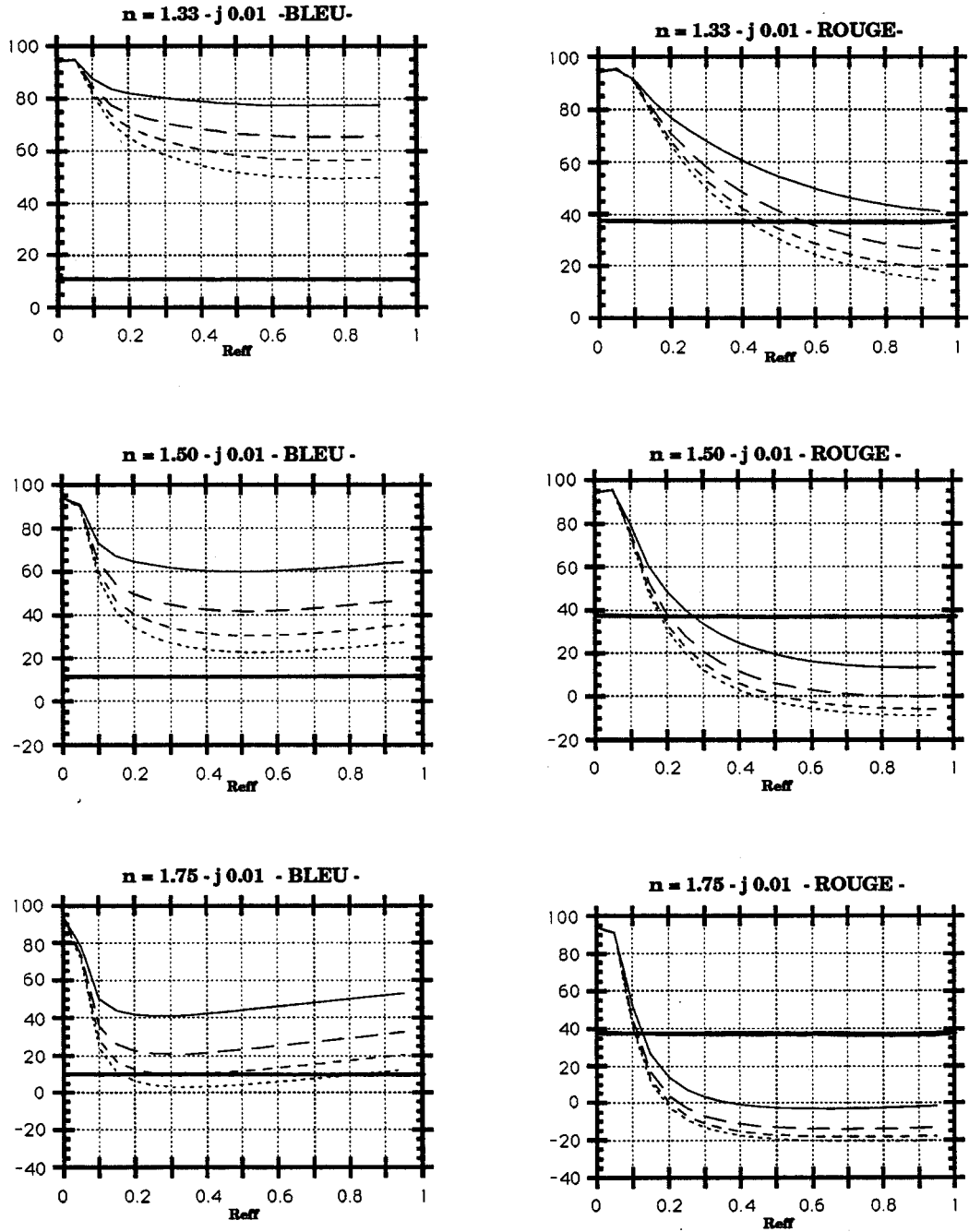
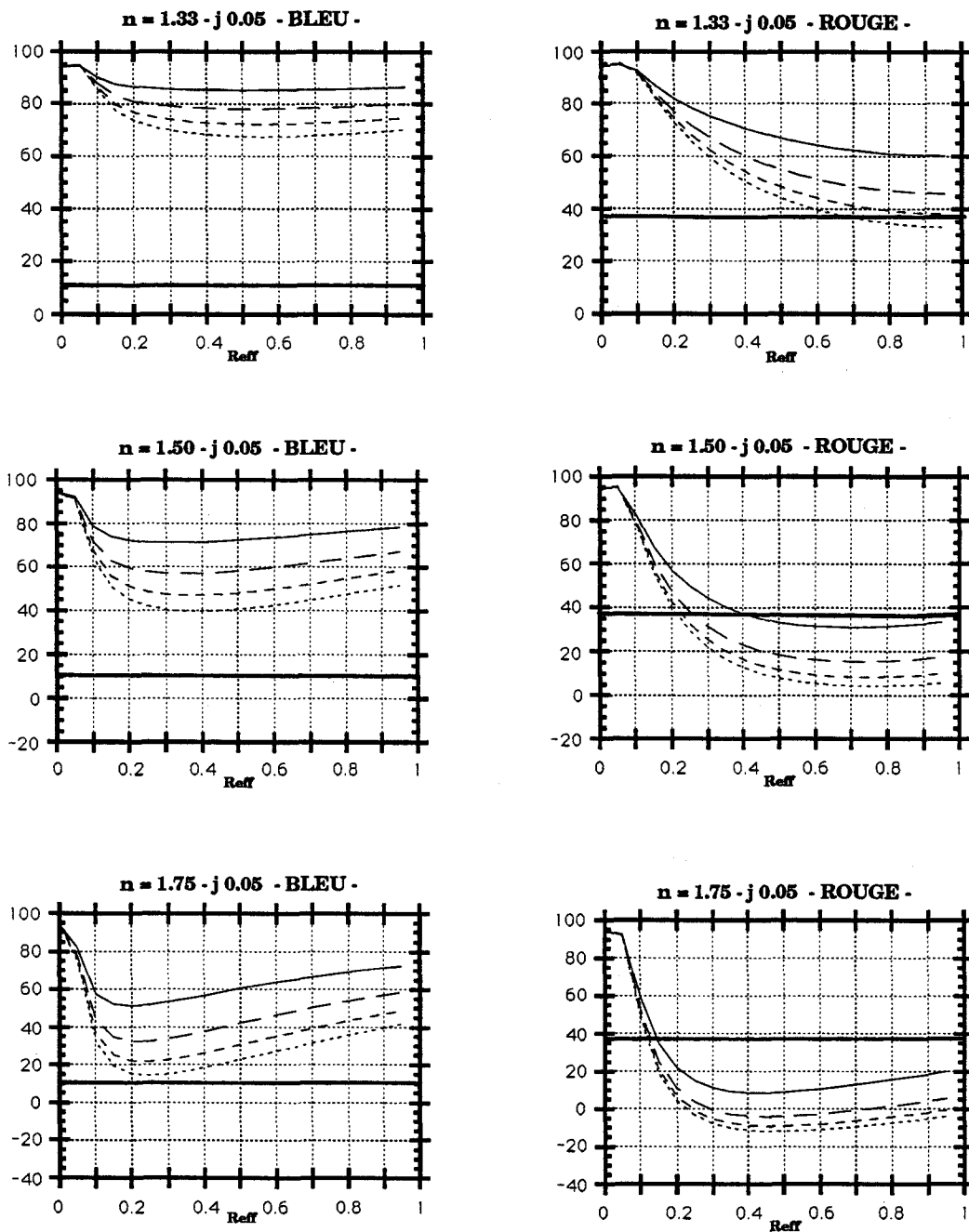


figure 4: Même légende que la figure 3 mais pour une absorption de -0.05



ANNEXE A-III-1

L'expérience POLDER.

Description sommaire de l'expérience POLDER.

L'expérience POLDER (POLARization and Directionality of Earth Reflectance) a fait l'objet de nombreux documents internes (CNES-LOA-CNRS-INRA-SCRIPS (USA)) et on n'en présente ici qu'une description très succincte.

Mesures.

L'instrument est un capteur imageur matriciel munis d'une roue porte filtres et polariseurs, et d'un objectif télécentrique de 114° d'ouverture. L'acquisition des données se fait sur 11 bits avec un bruit radiométrique de 0.0005 en terme de réflectance pour un soleil au nadir.

Le long de plusieurs orbites successives, un même point géographique peut être vu sous différentes conditions géométriques avec une résolution au sol de 5 par 7 km au nadir (aspect directionnel).

Les mesures sont effectuées dans des canaux centrés sur 443, 490, 565, 670, 765, 880 et 950 nm avec des bandes spectrales de 20 nm de largeur sauf à 765 et 950 nm (aspect multispectral).

L'analyse polarisée des mesures est donnée par des polariseurs orientés dans trois directions pour des canaux situés à 443, 670 et 880 nm (aspect polarisé).

Objectifs scientifiques.

Les objectifs scientifiques de la mission POLDER se regroupent en trois thèmes principaux. La description qui en est faite ici est très largement extraite du document interne relatif à la proposition de passage en phase B pour l'expérience POLDER (14).

L'atmosphère

Cycle de l'eau

L'objectif est l'observation du contenu total en vapeur d'eau en atmosphère claire par la méthode d'absorption différentielle autour de 950 nm.

Bilan radiatif de courtes longueur d'onde

L'aspect directionnelle des observations par POLDER permet une meilleure reconstitution du diagramme bidirectionnel du rayonnement solaire réfléchi. Il est alors possible de corriger l'anisotropie du rayonnement réfléchi et d'améliorer la précision de la mesure du Bilan Radiatif Terrestre qui est primordial dans le domaine de la recherche climatique.

Etude des nuages

L'objectif est de retrouver les propriétés suivantes des nuages:

- l'épaisseur optique, la fraction de nébulosité et un indice morphologique, après inversion des observations faites par POLDER,
- l'altitude du sommet au moyen des observations d'absorption différentielle utilisant l'oxygène à 767 nm, et la dépolarisation de la diffusion moléculaire à 443nm,
- la phase des nuages à partir des observations de la polarisation.

Aérosol

Les mesures par POLDER de la polarisation, très sensible aux propriétés des particules (en particulier la dimension et l'indice de réfraction), offriront la possibilité de caractériser les aérosols et de préciser leur nature à l'échelle globale. Cette information novatrice sur les aérosols est déterminante pour l'amélioration de la correction des effets d'atmosphère dans les observations de la biosphère (végétation et couleur de l'océan pour POLDER). Plus généralement, on espère une meilleure estimation des sources, des transports et des retombées des aérosols, et de surcroît une étude plus fine de leur interaction dans certains cycles géochimiques.

La couleur de l'océan

Le but ici est l'observation globale de la concentration en pigments chlorophylliens, production primaire de la biosphère continentale et flux de carbone. L'avantage de l'instrument POLDER est de fournir une information sur la quantité et le comportement spectral de l'aérosol, ceci grâce au canal à 880 nm et aux mesures de polarisation. On peut ensuite envisager une correction des canaux destinés à la couleur de l'océan en extrapolant les caractéristiques des aérosols obtenues à 880 nm vers le visible.

Les terres émergées

L'instrument POLDER permettra, avec une précision sensiblement meilleure que celle des instruments large champ classiques, une observation globale des indices classiques que sont l'indice de végétation et le "APAR" (fraction du rayonnement disponible pour la photosynthèse absorbé par le milieu). On pourra ainsi observer et analyser l'évolution de la biosphère et plus généralement d'en évaluer l'impact de la production primaire terrestre dans le cycle du carbone.

Plan d'étalonnage.

Pour satisfaire ces objectifs, un plan d'étalonnage a été établi. Il se résume de la manière suivante:

Etalonnage absolu: de 1 à 2% sur l'ensemble du champ d'observation,

Etalonnage en polarisation: 1%,

Etalonnage inter-bande: 1%,

Etalonnage intra-angulaire: 1 à 2%,

Paramètres principaux de l'instrument POLDER.

Taille de la matrice CCD (en pixel) = 288 lignes*384 colonnes
Taille d'une diode = 23 μm
Focale de l'objectif télécentrique = 3564 μm
Champ de visée "rectangulaire" δ_i : 42.7° et 51.0° (57° sur la demi diagonale)
Période entre 2 prises de vue $T_{\text{prise}} = 24.72 \text{ s}$
Volume = 0.069 m^3 - Masse = 38 kg

Opportunité d'emport.

La conception d'un instrument multimissions de ce type (volume et masse) permet son implantation sur les futures plate-formes d'observation de la Terre. A ce jour, l'expérience a été retenue en phase B de la plate-forme ADEOS (proposée par l'agence spatiale Japonnaise - la NASDA, lancement prévu en 1995).

Dans un avenir un peu plus lointain, GLOSAT et EPOP-1 pourraient recevoir POLDER.

Paramètres principaux de l'orbite nominale de la plate-forme ADEOS.

Altitude moyenne $H = 796.75 \text{ km}$
Inclinaison d'orbite $i = 98.59^\circ$ (81.41° avec la convention de signe utilisée Annexe A-III-2)
Période nodale $T_{\text{période}} = 6055 + 117/585 \text{ secondes}$
Durée d'un cycle = 41 jours en 585 orbites
Sous-cycle = 3 jours
Nombre d'orbites par jour = 14 + 11/41 révolutions
Heure locale au noeud descendant $H_{\text{nd}} = 10^{\text{h}} 30$

Diodes CCD (Charge Coupled Device).

L'une des originalités de cette expérience est l'utilisation d'une matrice de diodes CCD. Ce sont des diodes photodéetectrices à transfert de charges. Chaque détecteur de la matrice CCD transforme les photons incidents **en électrons**. Les électrons collectés sont stockés dans des puits de potentiel. L'ensemble des charges est ensuite envoyé dans une jonction de type P-N dont le **voltage** est alors modifié. Les principales caractéristiques de ces détecteurs sont une très bonne dynamique, une bonne linéarité, une utilisation spectrale de 0.4 à 1 μm , une très bonne fiabilité et une durée de vie largement supérieure à celle des détecteurs utilisés usuellement*.

* Les autres détecteurs sont, en général, des photodiodes. Ils convertissent le flux de photons en **courant continu**.

ANNEXE A-III-2

Orbitographie POLDER

Détermination des paramètres d'observation, Application à POLDER.

On se propose ici de développer les équations utiles au calcul des paramètres géométriques d'une observation à l'aide d'un capteur du type de POLDER. Deux situations sont envisagées.

la géométrie d'observation est déterminée:

pour un pixel donné de la matrice - *problème direct*,

on fixe alors la date, la position du pixel sur la matrice, la position du noeud descendant et l'heure de prise de vue.

pour un point géographique donné - *problème inverse*.

on fixe cette fois la date, la position géographique du point visé et du 1^{er} noeud descendant et le type d'observation (un cycle total, une journée ou une orbite).

On a reporté sur la Figure 1 la course de POLDER autour de la Terre. Les principales caractéristiques de cet instrument et de la plate-forme ADEOS sont données annexe A-III-1. L'orbite est définie par son inclinaison i et la longitude $lg'Nd$ du noeud descendant N_d . La position du point sub-satellitaire S est définie par rapport à l'équateur par l'angle du mouvement U . Un point de la matrice du détecteur correspond à une direction d'observation définie par les champs de visée "rectangulaires" δ_x et δ_y . Compte tenu de la position du satellite et de son altitude, le point observé P est repéré par la distance angulaire Ψ_x de sa projection S' sur la sous-trace et par celle entre S et S' c'est à dire Ψ_y .

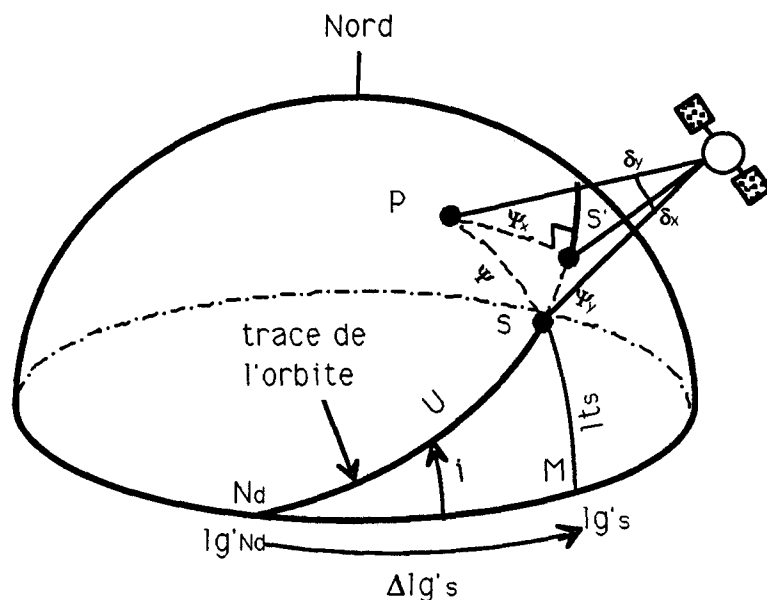


Figure 1

Problème direct

On définit la date par le mois et le jour mensuel, l'orbite est repérée par sa longitude à l'équateur l_{Nd} et l'heure de passage correspondante H_{Nd} . Et l'image est prise à un temps TU (heure au méridien de Greenwich).

1- Position du point visé sur la matrice

La matrice CCD de POLDER est composée de 288×384 diodes ($y \times x$), chaque diode correspondant à une mesure du rayonnement réémis par le système Terre-Atmosphère. Le champ de visée δ peut se décomposer dans le repère (X,Y) de la matrice en deux champs de visée "rectangulaire" δ_i . Pour POLDER les champs de visée maxima de l'optique télécentrique sont de 51.0° et 42.7° respectivement pour δ_x et pour δ_y , ce qui donne sur la diagonale un δ de 57.0° .

Ces valeurs sont obtenues par les relations suivantes

$$(01) \quad \{\text{tang}(\delta)\}^2 = \{\text{tang}(\delta_x)\}^2 + \{\text{tang}(\delta_y)\}^2$$

où

$$(02) \quad \text{tang}(\delta_i) = d_i \frac{\text{taille d'une diode}}{\text{ focale}}$$

$$(03) \quad \text{avec} \quad d_i = \frac{384+1}{2} \text{ pour } \delta_x \quad \text{et} \quad d_i = \frac{288+1}{2} \text{ pour } \delta_y$$

Pour connaître la position du point visé P (en ligne /colonne) sur la matrice CCD, il suffit d'inverser les équations explicitant le champ de visée en fonction de la position du pixel (y/x), c'est à dire

$$(04) \quad \text{tang}(\delta_x) = \text{tang}(51.0^\circ) \left\{ \frac{x - \frac{384+1}{2}}{\frac{384-1}{2}} \right\}$$

et

$$(05) \quad \text{tang}(\delta_y) = \text{tang}(42.7^\circ) \left\{ \frac{y - \frac{288+1}{2}}{\frac{288-1}{2}} \right\}$$

Les champs de visée "rectangulaires" δ_x et δ_y étant définis, la position en ligne/colonne du pixel se retrouve aisément.

2- Position du point sub-satellitaire

On pose comme hypothèses que la Terre est ronde et que l'orbite est circulaire. L'angle du mouvement U est défini par

$$(06) \quad U = V_{\text{sat}} T_{\text{vol}}$$

où V_{sat} est la vitesse du satellite (posée < 0 pour un satellite descendant) et T_{vol} le temps de vol entre le passage à l'équateur et le passage au point sub-satellitaire S . On pose ici $T_{\text{vol}} < 0$ lorsque le point S est situé dans l'hémisphère Nord, ce qui entraîne $U > 0$.

A partir de la Figure 1 on explicite la latitude du point sub-satellitaire par la relation

$$(07) \quad \text{tang}(l_t) = \frac{\text{tang}(U)}{\cos(i)}$$

Pour le calcul de la longitude du point sub-satellitaire, on tient compte de la rotation de la Terre. La longitude au noeud descendant $lg'N_d$ est modifiée alors par

$$(08) \quad lg'N_d = lgN_d - T_{\text{vol}} V_{\text{rot}}^{\text{Terre}}$$

Du triangle N_dSM de la Figure 1, on tire la longitude du point sub-satellitaire relative au noeud descendant $\Delta lg'_s$

$$(09) \quad \sin(\Delta lg'_s) = \frac{\text{tang}(l_t)}{\text{tang}(i)}$$

et compte tenu de

$$(10) \quad \Delta lg'_s = lg'_s - lg'N_d$$

on obtient la longitude absolue (par rapport au méridien de Greenwich) du point sub-satellitaire lg'_s .

3- Position du point visé sur la surface terrestre

De la Figure 2 on tire la relation entre les angles Ψ et δ (avec H l'altitude du satellite et R le rayon de la Terre)

$$(11) \quad \Psi = \arcsin\{(1+H/R) \sin(\delta)\} - \delta$$

Cette relation s'applique d'abord à δ_x et δ_y , on en déduit alors les angles Ψ_x et Ψ_y . L'angle Ψ

Cette relation s'applique d'abord à δ_x et δ_y , on en déduit alors les angles Ψ_x et Ψ_y . L'angle Ψ s'obtient ensuite soit en calculant δ par la relation (01) soit en exprimant Ψ directement des angles Ψ_x et Ψ_y . En effet, le triangle SS'P de la Figure 1 donne

$$(12) \quad \cos(\Psi) = \cos(\Psi_x) \cos(\Psi_y)$$

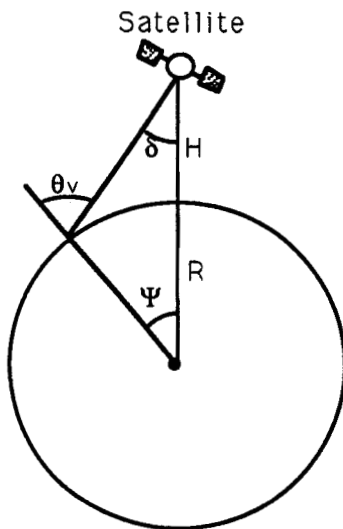


Figure 2

Remarquons que dans les deux cas Ψ est défini positif. Son signe n'intervient pas directement dans les équations mais si on désire le connaître (Ψ est compris entre $+\pi/2$ et $-\pi/2$); on écrit en utilisant les triangles N_dSP , $N_dS'P$ et N_dRP de la Figure 3

$$(13) \quad \sin(\Psi) = \sin(lt_v) \cos(i) - \cos(lt_v) \sin(\Delta lg'_v) \sin(i)$$

où la latitude lt_v et la longitude relative au noeud descendant $\Delta lg'_v$ du point visé seront définies dans ce qui suit.

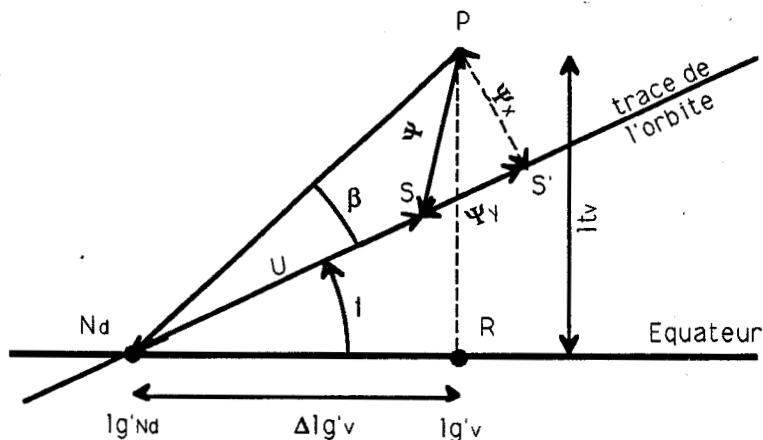


Figure 3

Appliquées à la Figure 3, les relations en trigonométrie sphérique donnent alors la latitude lt_v et la longitude relative au noeud descendant coïncidant $\Delta lg'_v$ du point visé

$$(14) \quad \sin(lt_v) = \cos(i) \sin(\Psi_x) + \sin(i) \cos(\Psi_x) \sin(U+\Psi_y)$$

$$(15) \quad \sin(\Delta lg'_v) = \frac{\cos(\Psi_x) \cos(i) \sin(U+\Psi_y) - \sin(i) \sin(\Psi_x)}{\cos(lt_v)}$$

et

$$(16) \quad \cos(\Delta lg'_v) = \frac{\cos(\Psi_x) \cos(U+\Psi_y)}{\cos(lt_v)}$$

On effectue le calcul de $\Delta lg'_v$ par la fonction Arcsinus, en complétant ensuite la détermination à Π près par l'utilisation du signe de $\cos(\Delta lg'_v)$. On obtient alors la longitude absolue du point visé lg'_v

$$(17) \quad lg'_v = \Delta lg'_v + lg'Nd$$

avec $lg'Nd$ défini par la relation (08)

4- Angles de visée au niveau du sol (θ_v et φ_v)

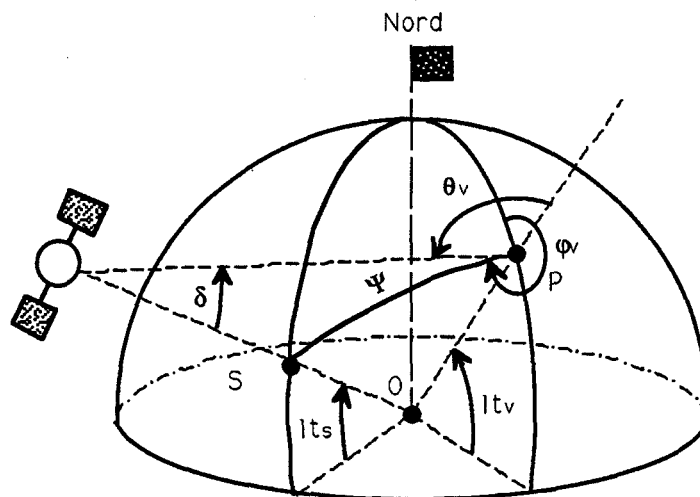


Figure 4

A partir de la Figure 2 on tire l'angle zénithal de visée θ_v

$$(18) \quad \sin(\theta_v) = (1+H/R) \sin(\delta)$$

Deux approches de calcul sont possibles pour la détermination de l'azimut de visée. La première, qui calcule le cosinus de l'azimut, fait appel aux latitudes des points visés lt_v et sub-satellitaire lt_s ainsi qu'à l'angle Ψ avec son signe.

$$(19) \quad \cos(\Phi_V) = \frac{\sin(lt_S) - \sin(lt_V) \cos(\Psi)}{\cos(lt_V) \sin(\Psi)}$$

Si on utilise la relation (11) le signe de Ψ n'est pas connu. Cette première expression ne peut donc être utilisée qu'avec la relation (13). Si Ψ est négatif, il suffira alors d'ajouter Π à Φ_V .

La deuxième méthode, dans le cas où le signe de Ψ n'est pas connu, calcule en plus du cosinus le sinus de Φ_V . Pour cela il suffit de connaître l'angle $\Delta l g'_V$ (15 et 16)

$$(20) \quad \sin(\Phi_V) = \frac{\sin(\Delta l g'_V - \Delta l g'_S) \cos(lt_S)}{\sin(\Psi)}$$

On effectue alors le calcul de Φ_V de la même manière que celui de $\Delta l g'_V$.

5- Calcul des angles solaires (θ_S et Φ_S)

Le programme 5S en propose un calcul approché. On a jugé utile d'en améliorer la précision, d'une part en définissant mieux les variations de la déclinaison solaire δ_S et le calcul de l'équation du temps ET pour un jour donné; d'autre part pour éviter les discontinuités au cours du défilement d'un satellite le long de ses orbites successives, on se doit de considérer les variations diurnes de ces paramètres.

5-1 Position du Soleil

La trajectoire du Soleil vue de la Terre (ou encore la ligne de visée du Soleil vu de la Terre) décrit un grand cercle. On l'appelle l'écliptique. Dans un système de coordonnées équatoriales, un point de l'écliptique est repéré par sa déclinaison (variable au cours de l'année) et par son ascension droite comptée à partir du point de l'équateur céleste (point où passe le soleil à l'équinoxe de printemps) d'ouest en est. Pour le calcul de ces paramètres solaires, on introduit le coefficient γ défini en radians par

$$(21) \quad \gamma = 2\pi \frac{J_{\text{cor}} - 1}{365}$$

A partir du mois et du jour mensuel, on calcule le jour Julien J_{cor} corrigé des variations diurnes suivant la relation

$$(22) \quad J_{\text{cor}} = J_{\text{julien}} + \frac{TU - 12h}{24}$$

5-1-1 Calcul de la déclinaison solaire δ_s

Dans un système de coordonnées équatoriales (comprenant l'axe Nord-Sud) le Soleil est repéré par rapport à l'équateur par sa déclinaison. Elle varie périodiquement sur un an de $+23^{\circ}27'$ au solstice d'été (été de notre l'hémisphère) à $-23^{\circ}27'$ au solstice d'hiver par suite de l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre sur l'écliptique. Les variations de cette déclinaison solaire δ_s se constatent chaque jour puisqu'elles entraînent au cours de l'année une variation de la durée du jour et des variations de l'azimut solaire à son lever (ou son coucher). Elle peut être calculée (en radians) par la relation approchée déduite de l'interpolation des données astronomiques

$$(23) \quad \delta_s = 0.006918 - 0.399912\cos(\gamma) + 0.070257\sin(\gamma) - 0.006758\cos(2\gamma) \\ + 0.000907\sin(2\gamma) - 0.002697\cos(3\gamma) + 0.001480\sin(3\gamma)$$

5-1-2 Calcul de l'angle horaire AH

Le deuxième paramètre nécessaire aux calculs de θ_s et φ_s est l'Angle Horaire AH. Il représente l'angle entre le méridien du lieu visé et le méridien du soleil. Compté à partir de 12^h , heure locale, il varie de 15° par heure (c'est à dire 360° en 24^h).

On commencera donc par calculer l'Heure Solaire Moyenne HSM ou heure locale au point de visée. Elle est donnée par

$$(24) \quad HSM = H_{nd} + \frac{24}{2\pi} \Delta l g' v$$

Le passage du soleil réel au méridien est suivant les jours en avance ou en retard. La quantité qu'il faut ajouter à l'HSM pour avoir l'Heure Solaire Vraie HSV est ce qui est communément appelé l'Equation du Temps ET. Cette équation exprime les variations de la longueur du jour durant l'année. On peut l'obtenir (en radians) par la relation approchée déduite une fois encore de l'interpolation des données astronomiques.

$$(25) \quad ET = 0.000075 + 0.001868\cos(\gamma) - 0.032077\sin(\gamma) \\ - 0.014615\cos(2\gamma) - 0.040849\sin(2\gamma)$$

avec γ défini précédemment

L'Heure Solaire Vraie HSV s'écrit alors

$$(26) \quad HSV = HSM + ET \frac{24}{2\pi}$$

Connaissant l'HSV, l'Angle Horaire AH s'exprime (en radians) par la relation simple

$$(27) \quad AH = \frac{2\pi}{24} (HSV - 12)$$

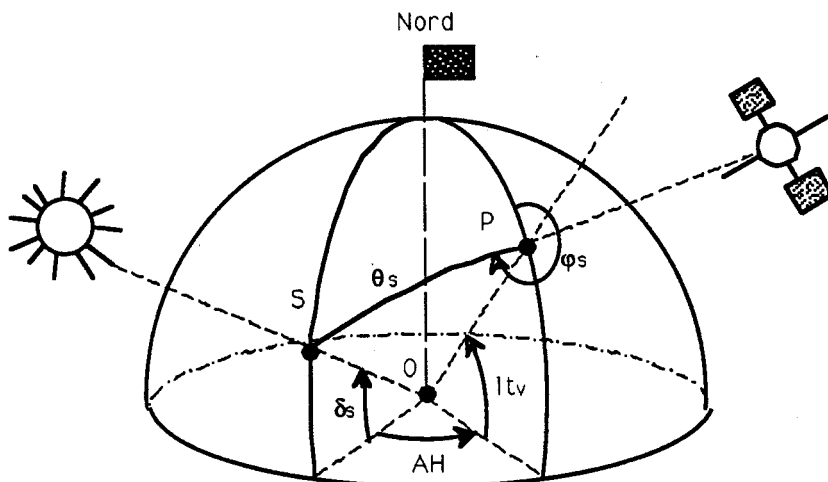


Figure 5

Connaissant AH et δ_s , on tire de la Figure 5 une relation permettant de calculer l'angle zénithal solaire θ_s à partir de son cosinus

$$(28) \quad \theta_s = \text{Arccos} \left\{ \sin(\delta_s) \sin(ltv) + \cos(\delta_s) \cos(ltv) \cos(AH) \right\}$$

5-3 Calcul de l'angle azimutal solaire φ_s

Le triangle $SN_{ord}P$ de la Figure 5 donne le cosinus et le sinus de l'angle χ compté positif par rapport au sud

$$(29) \quad \sin(\chi) = \frac{\cos(\delta_s) \sin(AH)}{\sin(\theta_s)}$$

et

$$(30) \quad \cos(\chi) = \frac{\cos(\delta_s) \cos(AH) - \cos(ltv) \sin(\delta_s)}{\sin(\theta_s)}$$

Le calcul de χ s'effectue de la même manière que celui de φ_v . On accède alors à l'angle azimutal solaire φ_s , défini par rapport au Nord, en ajoutant Π à χ .

Problème inverse

On désire cette fois calculer les paramètres de prise de vue à partir de la latitude et de la longitude d'un point visé P et du jour de l'année. Pour la période d'observation, plusieurs options sont possibles:

- cas d'un cycle total (41 jours pour ADEOS = T_{cycle}),
- cas d'une journée donnée,
- cas d'une orbite donnée.

Pour chaque cas, on fixe la latitude et la longitude du point visé P. La date est donnée par le mois et le jour mensuel et l'heure TU de la première coïncidence du satellite avec l'équateur (pour le troisième cas, il n'y a évidemment qu'une seule coïncidence).

Dans le premier cas, l'observation s'effectue entre les jours $J - \frac{T_{\text{cycle}}}{2}$ et $J + \frac{T_{\text{cycle}}}{2}$. Le deuxième cas nécessite simplement d'arrêt du programme après une journée d'évolution. Enfin, le troisième cas suppose que l'on pose égal à 1 le nombre total d'orbites.

Cas d'un cycle total d'observation

Au cours de ce cycle le satellite décrit un certain nombre de révolutions autour de la Terre. A chaque instant on a besoin de connaître la position exacte du satellite, ou plus précisément la position du point sub-satellitaire au moment d'une prise de vue donnée (autrement dit l'angle de mouvement U - cf Figure 1). De même, il est nécessaire de connaître la position relative S' du point visé P par rapport à la sous-trace du satellite. La position de ce point S' est donnée par l'angle $U + \Psi_y$ (Figure 3) par la relation

$$(31) \quad U + \Psi_y = V_{\text{sat}} \Delta T_{\text{lat}}$$

où ΔT_{lat} est le temps de vol du satellite pour se déplacer de l'équateur au point S' . On posera $\Delta T_{\text{lat}} < 0$ pour un point S' situé dans l'hémisphère Nord. Donc si V_{sat} est < 0 l'angle $U + \Psi_y$ est > 0 .

1- Calcul de $U + \Psi_y$ (et de ΔT_{lat})

La détermination de $U + \Psi_y$ s'obtient, en fonction de la latitude et de la longitude du point visé, par les relations de trigonométrie sphérique déduites de la Figure 3.

Le triangle $N_d P R$ donne l'angle β

$$(32) \quad \text{tang}(i + \beta) = \frac{\text{tang}(l_{\text{v}})}{\sin(l_{\text{g}} - l_{\text{Nd}})}$$

ce qui donne en posant

$$(33) \quad \Delta l_{\text{g}} = l_{\text{g}} - l_{\text{Nd}}$$

donne

$$(34) \quad \text{tang}(\beta) = \frac{\text{tang}(lt_v) - \text{tang}(i) \sin(\Delta l_{g_v})}{\text{tang}(lt_v) \text{tang}(i) + \sin(\Delta l_{g_v})}$$

A partir du triangle $N_dS'P$ de cette même figure, on tire aisément

$$(35) \quad \text{tang}(U+\Psi_y) = \text{tang}(N_dP) \cos(\beta)$$

le triangle N_dRP nous donne

$$(36) \quad \text{tang}(\Delta l_{g_v}) = \text{tang}(N_dP) \cos(i+\beta)$$

d'où en substituant l'angle N_dP on obtient l'angle $U+\Psi_y$

$$(37) \quad U+\Psi_y = \text{arctang} \left\{ \frac{\text{tang}(\Delta l_{g_v})}{\cos(i) - \sin(i) \text{tang}(\beta)} \right\}$$

On en déduit donc le temps ΔT_{lat} (éq 31)

2- Calcul de U et du temps T_{vol}

La détermination de U s'obtient directement par la relation (06). Elle implique l'évaluation du temps de vol T_{vol} entre l'équateur et le point sub-satellitaire.

Pour un cycle, on suppose la première prise de vue au passage à l'équateur de l'orbite n°1. On se place sur la $m^{\text{ième}}$ orbite. Soit ΔT_{orb} le temps de vol nécessaire au satellite pour atteindre l'équateur à partir du point sub-satellitaire correspondant à la dernière prise d'image sur l'orbite n°m (soit $S_{\text{éq}}$ sur la Figure 6). Les $(m-1)$ révolutions s'effectuent en $(m-1)$ fois la période nodale $T_{\text{période}}$.

détermination du nombre de prises de vue après $(m-1)$ révolutions.

On commence par chercher le nombre n de prises de vue possibles pendant ces $(m-1)$ révolutions.

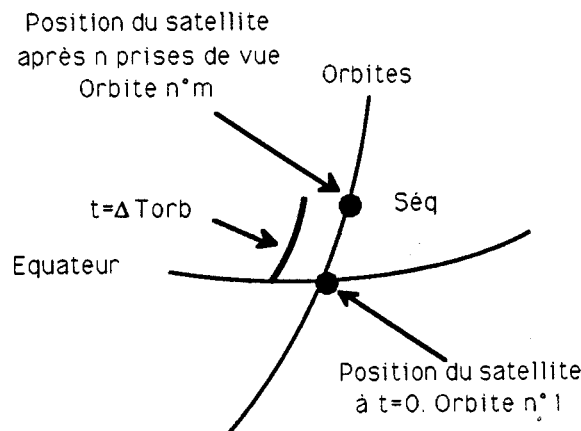


Figure 6

Soit T_{prise} la période entre deux prises de vue, n s'obtient par:

$$(38) \quad n = \frac{(m-1) T_{\text{période}}}{T_{\text{prise}}} + 1$$

ce qui correspond au temps ΔT_{orb} entre l'équateur et le point $S_{\text{éq}}$

$$(39) \quad \Delta T_{\text{orb}} = (m-1) T_{\text{période}} - \text{int}\left\{\frac{(m-1) T_{\text{période}}}{T_{\text{prise}}}\right\} T_{\text{prise}}$$

En accord avec le pas temporel T_{prise} la position du satellite après n prises de vue est forcément située géographiquement dans l'hémisphère Nord, puisque ΔT_{orb} est toujours positif (ou nul au début et à la fin de chaque cycle de 16 jours).

Origine temporelle de la série d'observations bidirectionnelles

On définit cette origine par rapport à la prise de vue correspondant à la position du point sub-satellitaire le plus proche de S' c'est à dire S_0 sur la Figure 7.

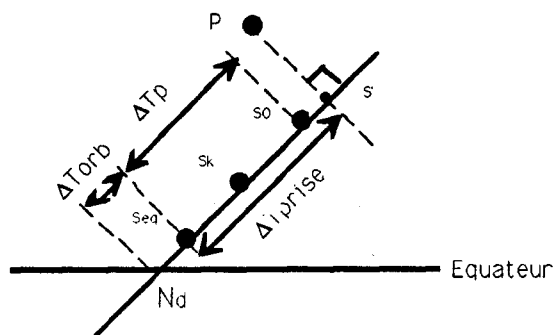


Figure 7

On commence le calcul de T_{vol} par la détermination du temps de vol ΔT_{prise} entre les point $S_{\text{éq}}$ et S'. Par rapport à la position géographique du point sub-satellitaire $S_{\text{éq}}$ on a, après $(m-1)$ révolutions, une durée de vol ΔT_{prise}

$$(40) \quad \Delta T_{\text{prise}} = \Delta T_{\text{lat}} + \Delta T_{\text{orb}}$$

avec ΔT_{orb} toujours > 0 et ΔT_{lat} défini par (31).

On détermine ensuite le temps de vol ΔT_p entre les points $S_{\text{éq}}$ et S_0 (Figure 7). Durant ΔT_{prise} , on a un certain nombre de prises de vue

$$(41) \quad \Delta p = \text{int}\left(\frac{\Delta T_{\text{prise}}}{T_{\text{prise}}}\right) + 1$$

Ce qui correspond à un temps ΔT_p

$$(42) \quad \Delta T_p = (\Delta p - 1) T_{\text{prise}}$$

ΔT_p peut être >0 ou <0 respectivement suivant que S' se situe dans l'hémisphère Nord ou dans l'hémisphère Sud.

On en déduit la durée du vol T_0 entre le passage à l'équateur N_d et le centre S_0 le plus proche de la projection orthogonale du point visé P sur la sous-trace du satellite. Ce centre S_0 se situe obligatoirement entre $S_{\text{éq}}$ et S' (Figure 8).

$$(43) \quad T_0 = \Delta T_{\text{centre}} - \Delta T_{\text{orb}}$$

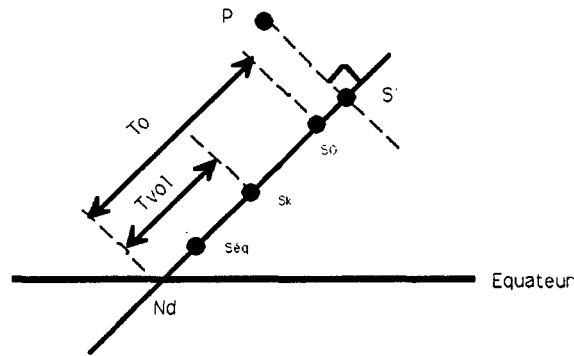


Figure 8

Calcul du temps de vol pour une position donnée du satellite

A partir de ce centre S_0 , on déplace le satellite sur l'orbite de ± 30 prises de vue. Le déplacement le long de l'orbite nécessite évidemment un certain temps de vol, soit $\pm k T_{\text{prise}}$ avec k le numéro de la prise de vue. Soit finalement le temps de vol entre le passage à l'équateur et le point sub-satellitaire S_k (Figure 8)

$$(44) \quad T_{\text{vol}} = T_0 \pm k T_{\text{prise}}$$

Prise en compte de la rotation de la Terre

Connaissant T_{vol} , on peut corriger de la rotation de la Terre la longitude du point visé P (Figure 9)

$$(45) \quad \Delta l_{g'v} = \Delta l_{gv} + T_{\text{vol}} V_{\text{rot}}^{\text{Terre}}$$

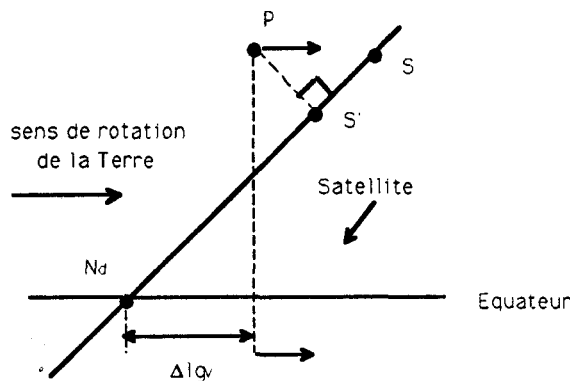


Figure 9

On peut voir sur la Figure 9 que la projection S' du point P peut appartenir à l'image mais qu'après correction S'' peut ne plus appartenir à l'image. Dans ce cas, il faut considérer un autre point sub-satellitaire (c'est à dire un autre temps de vol T_{vol}). A partir de $\Delta l'_v$ on peut recalculer $U+\Psi_y$ (éq 37) donc ΔT_p (éq 42) et enfin T_{vol} (éq 44). On recommence le calcul jusqu'à ce que le temps T_0 (ou encore T_{vol} pour un k donné) soit le même d'une itération à l'autre. De part la prise en compte des sauts de temps de vol T_{prise} , le test est réalisé très rapidement (au bout d'une, voire deux itérations).

Connaissant T_{vol} , on obtient facilement U (éq 06).

3- Test sur la présence du point visé sur l'image

Le test s'effectue sur Ψ_x et sur Ψ_y . En effet, connaissant les champs de visée δ_x^{max} et δ_y^{max} (respectivement de 51.0° et 42.7°), on calcule à l'aide de la relation (11) les Ψ_x^{max} et Ψ_y^{max} . Pour une plate-forme du type d'ADEOS, on trouve en considérant un rayon moyen de la Terre de 6378.2 km

$$(46) \quad \Psi_x^{max} = 9.95^\circ \quad \text{et} \quad \Psi_y^{max} = 7.08^\circ$$

A partir de U et de $U+\Psi_y$, on calcule Ψ_y

$$(47) \quad \Psi_y = (U+\Psi_y) - U$$

Connaissant $U+\Psi_y$ et β , et en utilisant le triangle N_dPS' de la Figure 3, on en déduit facilement l'angle Ψ_x

$$(48) \quad \text{tang}(\Psi_x) = \text{tang}(\beta) \sin(U+\Psi_y)$$

On regarde ensuite si

$$(49) \quad \Psi_x \leq \Psi_x^{max} \quad \underline{\text{ET}} \quad \Psi_y \leq \Psi_y^{max}$$

auquel cas on calcule les conditions géométriques de l'observation.

4- Calcul des conditions géométriques d'observation (θ_v , ϕ_v , θ_0 et ϕ_0)

Le calcul de l'angle zénithal de visée θ_v se fait avec la relation (18). L'angle azimutal de visée ϕ_v s'obtient lui à partir des relations (19) et (20).

Pour la détermination des angles solaires θ_0 et ϕ_0 , on calcule d'abord l'Heure Universelle TU au

moment de la prise de vue. Elle est donnée par

$$(50) \quad TU = \left(H_{Nd} - \frac{24}{2\pi} l_{GNd} \right) + \frac{T_{vol}}{3600}$$

↑

Heure TU

à N_d

↑

Temps de vol

à partir de N_d

Avec: H_{Nd} l'heure locale au noeud descendant (en heures),
 l_{GNd} la longitude au noeud descendant (en degrés),
 T_{vol} explicité précédemment (en secondes).

L'heure TU connue, les angles zénithal et azimutal solaires s'obtiennent respectivement par les relations (28) et (29 et 30).

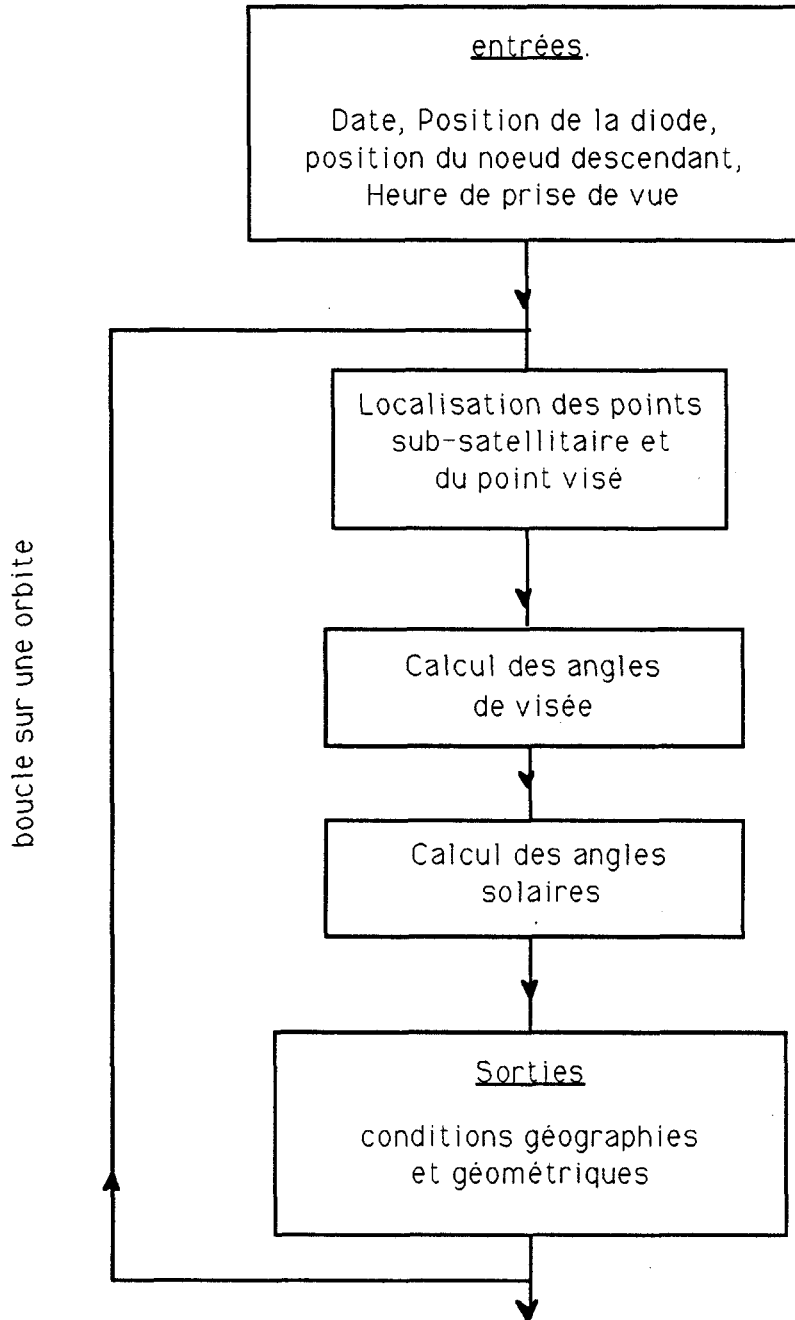
Cas d'une observation sur une journée

La démarche est exactement la même à ceci près que l'on stoppe la course du satellite après une journée d'évolution. Si la longitude de la première coïncidence avec l'équateur est celle du méridien de Greenwich (c'est à dire 0°), l'observation se fera de 10^h (du jour entré) à 10^h (du jour entré+1).

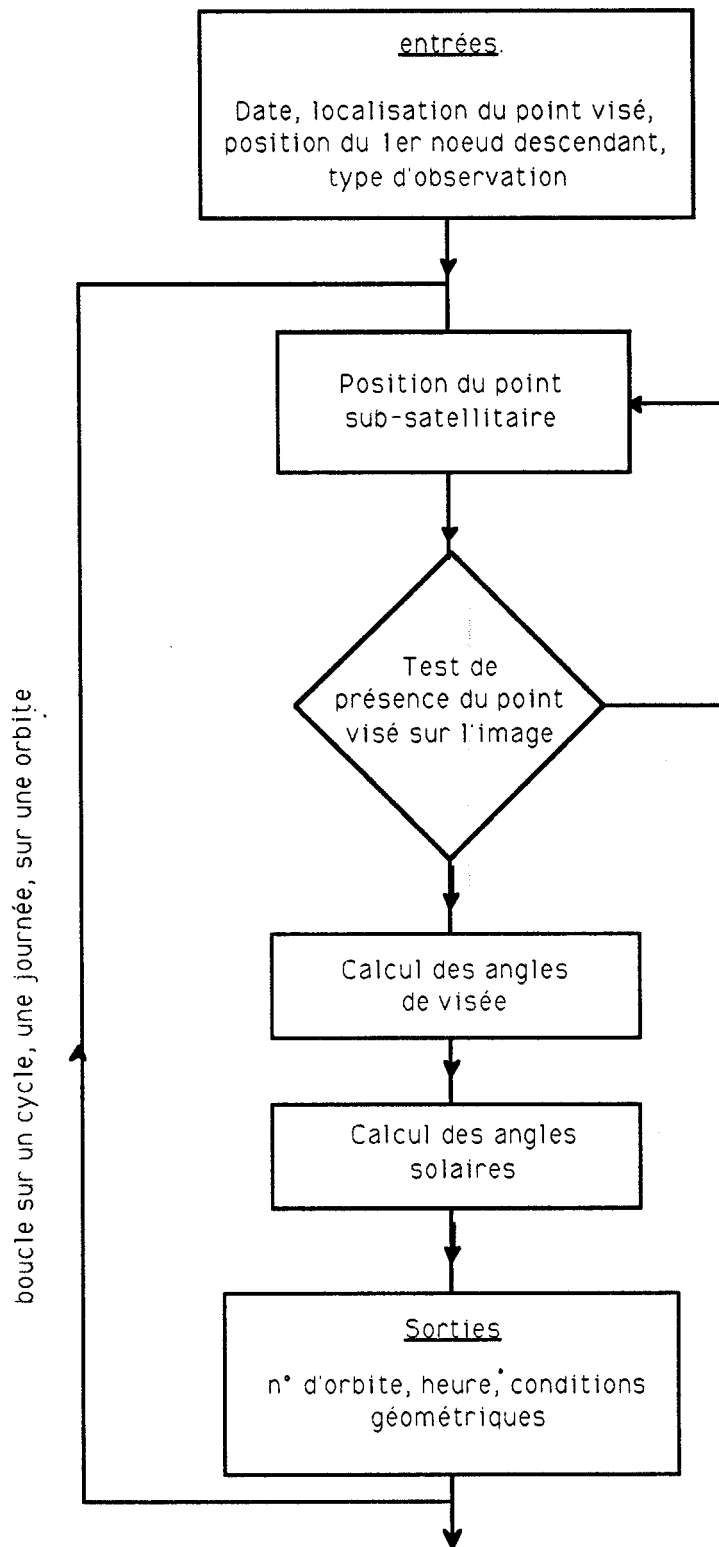
Cas d'une observation sur une orbite

Une fois encore la démarche est similaire à celle d'une observation sur un cycle entier. Simplement, on fixe le nombre de cycles égal à 1 et on entre l'Heure TU au noeud descendant.

Organigramme du programme d'orbitographie "directe"



Organigramme du programme d'orbitographie "inverse"



ANNEXE A-III-3

Biais d'interpolation.

Calcul des biais induits par l'interpolation des luminances.

Le code de transfert radiatif OS suit le formalisme de Gauss, les résultats des luminances (totale et polarisée) et du taux de polarisation sont donc calculés pour des angles zénithaux à valeurs discrètes. Comme nous l'avons vu au Chapitre I, cette décomposition des champs d'observation et d'incidence solaire est nécessaire pour l'intégration de l'équation de transfert radiatif sur le cosinus de l'angle zénithal θ . Pour un angle θ quelconque, le paramètre de Stokes I (c'est à dire la luminance) à un ordre s de la décomposition en série de Fourier s'obtient par une interpolation du type :

$$(1) \quad I^s(\mu) = I^s(\mu_{g-1}) + \frac{\mu - \mu_{g-1}}{\mu_g - \mu_{g-1}} (I^s(\mu_g) - I^s(\mu_{g-1}))$$

où $\mu = \cos\theta$

g est le numéro de l'angle de Gauss (compris entre -24 et +24 si $-90^\circ < \theta < +90^\circ$) avec

$$(2) \quad \mu_{g-1} < \mu < \mu_g$$

On se propose d'estimer le biais introduit par la relation (1). Une façon idéale aurait consisté à densifier les angles de calcul par exemple avec 96 μ de Gauss, d'interpoler sur nos 48 μ usuels et de comparer avec le calcul de base effectué avec les 48 μ . Cette démarche suppose malheureusement une modification lourde du programme des OS. L'estimation de la précision de la relation (1) va donc s'effectuer à partir de nos calculs standards. Pour un angle de Gauss donné, on va donner l'écart relatif entre la valeur exacte et la valeur interpolée. On surestime le biais en dégradant notre maille d'un point sur deux. On estimera donc que l'erreur du biais sera au moins inférieure de moitié à notre estimation quand on utilise la maille complète. Si nécessaire, deux types d'amélioration de l'interpolation sont possibles. On peut envisager de densifier le nombre d'angles de Gauss pour améliorer la précision intrinsèque des calculs ; ou de changer de méthode d'interpolation. On peut, par exemple, décomposer en polynômes de Legendre le champ de rayonnement montant.

Le calcul du terme direct-direct du signal ne dépendant pas de la quadrature de Gauss, le calcul du biais ne fait intervenir que la diffusion atmosphérique (primaire et diffuse) et les termes de couplage (direct-diffus et diffus-direct). Les résultats sont présentés Figure 1-a, sous la forme de diagramme polaire (les cercles noirs correspondent à des angles de visée de 30 et 60°), pour une atmosphère constituée par un mélange de molécules et d'aérosols de type maritime (visibilité au sol de 23km), pour trois incidences solaires (30, 60 et 80°) et enfin pour une longueur d'onde de 443 nm. Au niveau des paramètres de réflexion, on a considéré un fond de couche correspondant à une vitesse du vent de 2 m/s et une réflectance de sol de 1.0, ce qui constitue un cas défavorable.

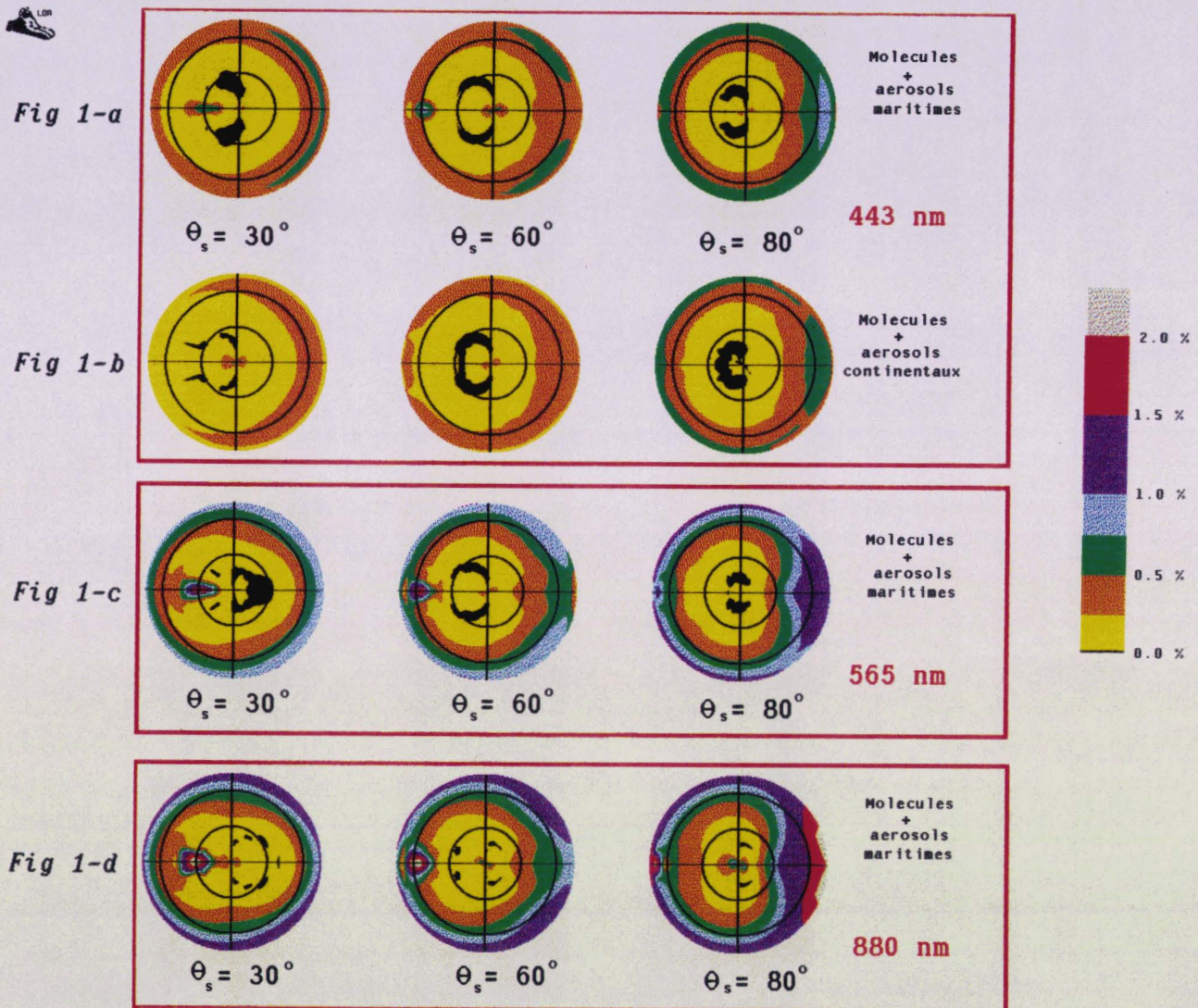
Pour la majeure partie du champ d'observation, le biais maximal est inférieur à 0.2% en relatif avec des écarts atteignant 0.8% en bord de champ (70°). On observe aussi quelques zones pour lesquelles l'écart croit brusquement. Elles correspondent aux conditions d'observation pour lesquelles la fonction de phase du mélange varie rapidement (rétrodiffusion, ici la pointe avant n'intervient pas directement) et pour des directions proches de la direction spéculaire (par l'intermédiaire des couplages).

La Figure 1-b montre, pour les mêmes conditions, les résultats pour un mélange comprenant cette fois des molécules et des aérosols de type continental. L'allure est la même avec des écarts légèrement plus faibles, les "pics" de la rétrodiffusion s'atténuent (fonction de phase moins accidentée en rétrodiffusion).

Enfin on a étendu le calcul pour des longueurs d'onde à 565 et 880 nm (respectivement Figures 1-c et 1-d) dans le cas défavorable d'un mélange de molécules et d'aérosols de type maritime. Les biais maxima augmentent légèrement avec la longueur d'onde en bord de champ (1,5 et 2% respectivement à 565 et 880 nm) et de façon plus importante pour des directions d'observation proches de la rétrodiffusion et de la direction spéculaire. Ceci résulte d'une contribution plus faible du Rayleigh, les brusques variations de la fonction de phase des aérosols apparaissent donc plus nettement.

En conclusion, on peut dire, compte tenu de toutes les surestimations (24 angles au lieu de 48, enveloppe des biais maxima, réflectance de sol de 1.0, font de couche de 2 m/s, aérosols de type maritime...) que le biais dû à l'interpolation des luminances est globalement inférieur à 0.3 % pour les canaux dédiés à la couleur de l'océan et pour des visées hors glitter et hors rétrodiffusion.

Figures 1: Ecart maximum sur le calcul de la luminance.



ANNEXE A-III-4

Luminances maximales.

Détermination des luminances maximales observées par POLDER.

Comme nous l'avons signalé dans la partie VI-2 (Chapitre 3), le glitter maritime est, dans le spectre visible, le phénomène atmosphérique dimensionnant d'un point de vue énergétique.

On a reporté, dans cette annexe, les résultats de simulations de la luminance* maximale observée par un capteur du type de POLDER en fonction de la latitude.

Ces profils ont été calculés pour deux types d'atmosphères:

- une atmosphère contenant un mélange de molécules et d'aérosols de type maritime (visibilité horizontale de 23km) - Figures 1,
- une atmosphère dite moyenne correspondant à la demi somme de la luminance maximale et minimale (cf Figure III-11) - Figures 2.

Dans les calculs, nous avons considéré plusieurs vitesses du vent: 0m/s, 2m/s, 5m/s et 10m/s (Figures notées respectivement a, b, c et d). Dans chaque cas, les résultats sont donnés pour 2 longueurs d'onde (443 et 565 nm) et pour 3 dates (le solstice d'été, l'équinoxe d'automne et le solstice d'hiver).

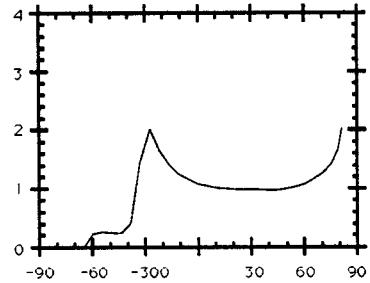
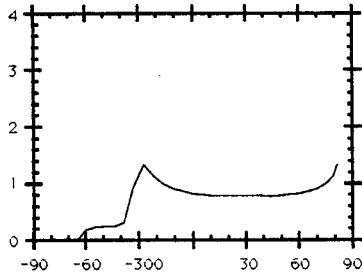
* On rappelle que toutes les luminances sont normalisées à un éclairement solaire égale à Π .

Figure 1-a: Luminances maximales pour des aérosols de type maritime et pour une vitesse du vent de 0m/s.

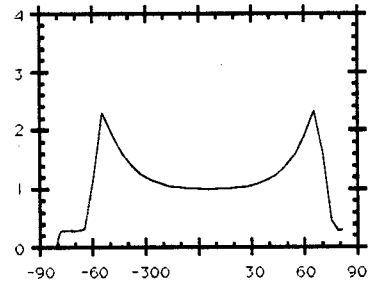
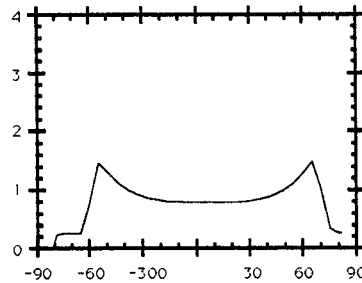
443 nm

565 nm

Solstice d'été



équinoxe d'automne



Solstice d'hiver

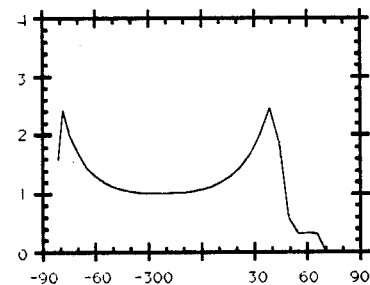
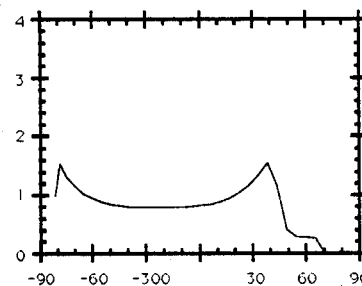
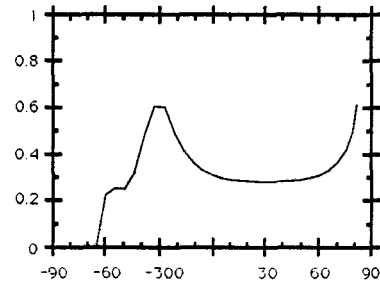
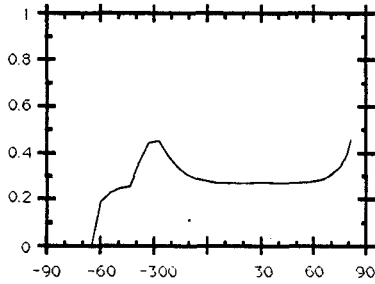


Figure 1-b: Même légende que la Figure 1-a mais pour une vitesse du vent de 2m/s.

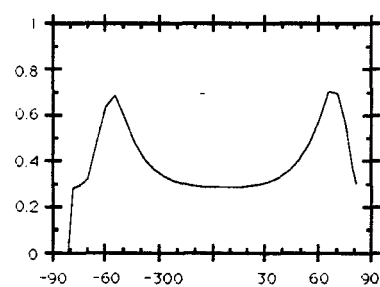
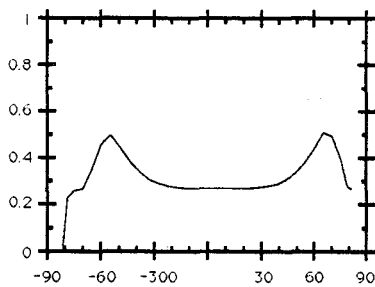
443 nm

565 nm

Solstice d'été



équinoxe d'automne



Solstice d'hiver

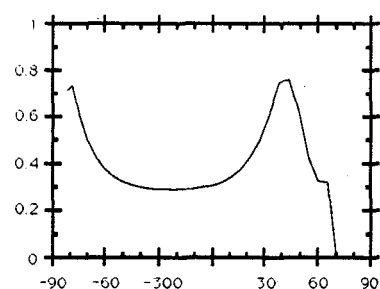
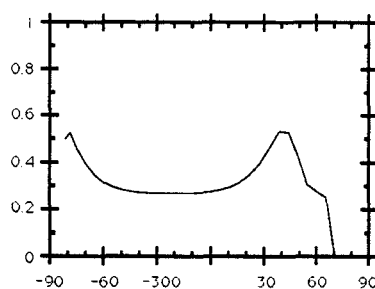
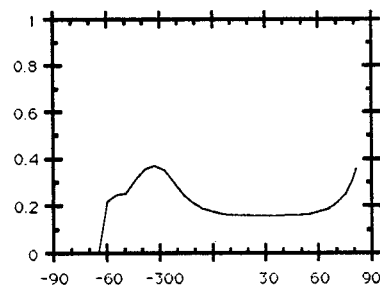
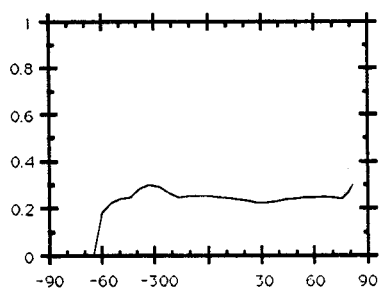


Figure 1-c: Même légende que la Figure 1-a mais pour une vitesse du vent de 5m/s.

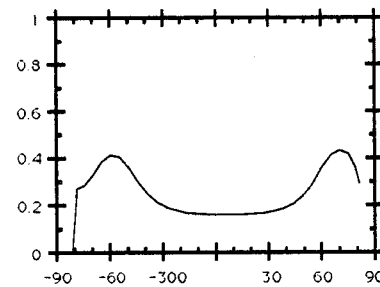
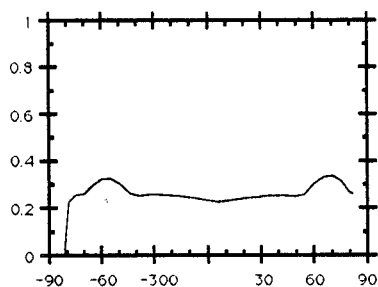
443 nm

565 nm

Solstice d'été



équinoxe d'automne



Solstice d'hiver

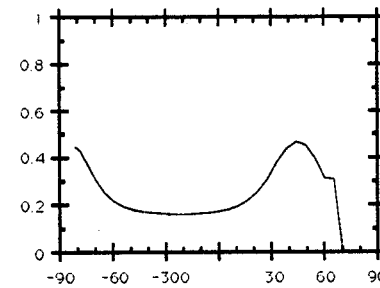
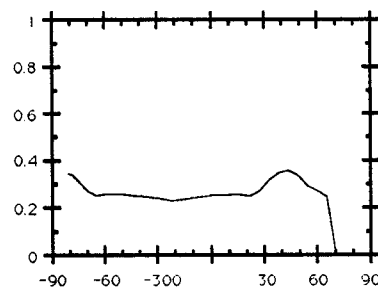
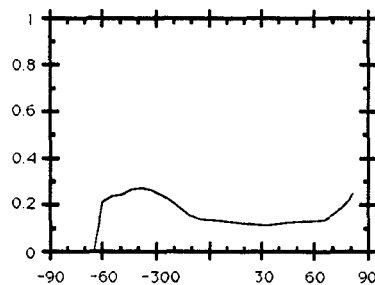
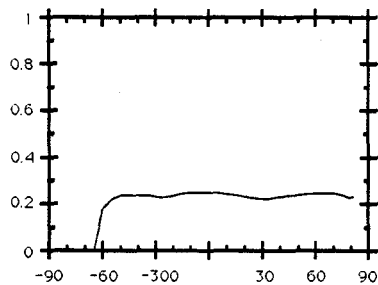


Figure 1-d: Même légende que la Figure 1-a mais pour une vitesse du vent de 10m/s.

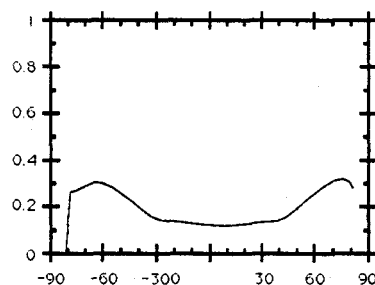
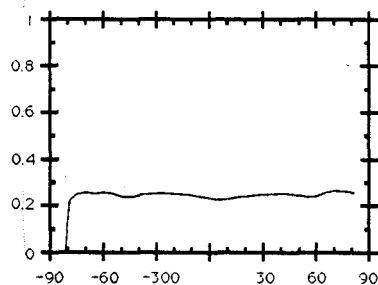
443 nm

565 nm

Solstice d'été



équinoxe d'automne



Solstice d'hiver

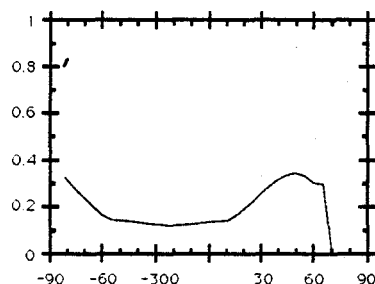
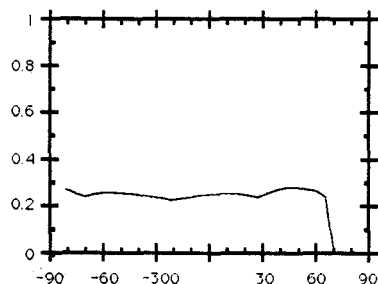
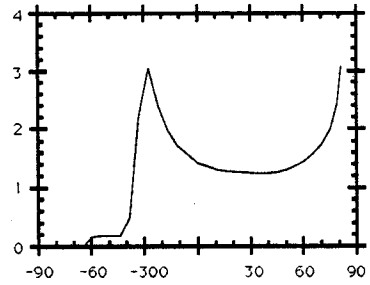
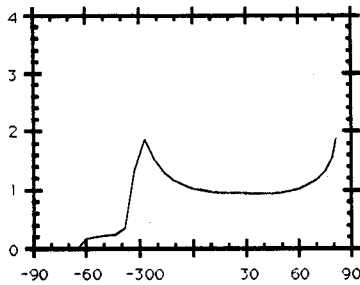


Figure 2-a: Même légende que la Figure 1-a mais pour une atmosphère moyenne.

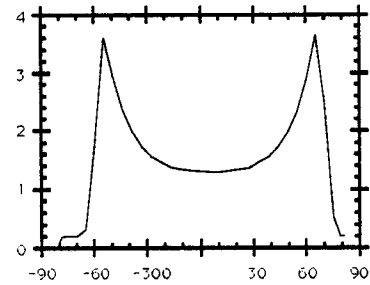
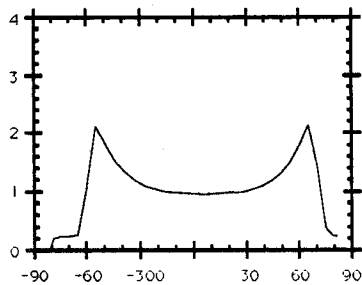
443 nm

565 nm

Solstice d'été



équinoxe d'automne



Solstice d'hiver

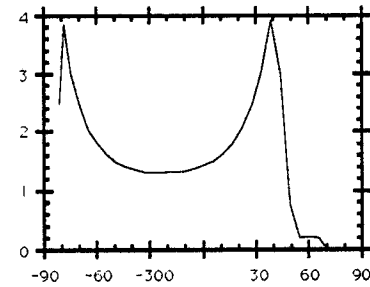
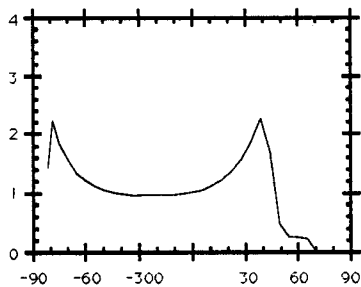
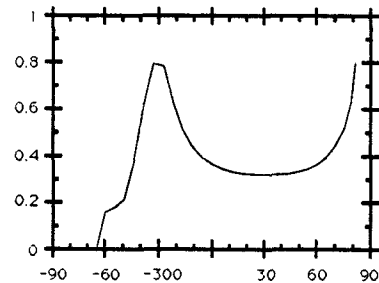
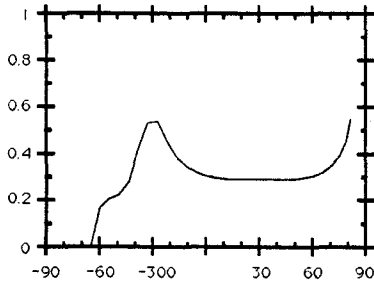


Figure 2-b: Même légende que la Figure 2-a mais pour une vitesse du vent de 2m/s.

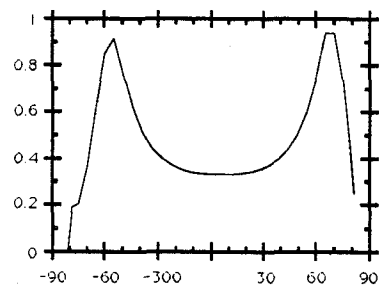
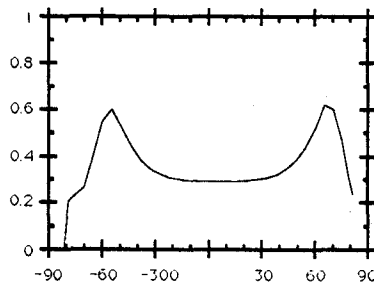
443 nm

565 nm

Solstice d'été



équinoxe d'automne



Solstice d'hiver

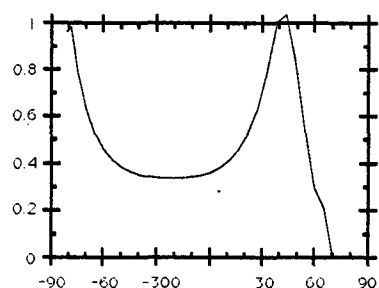
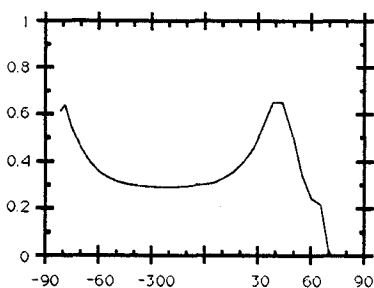
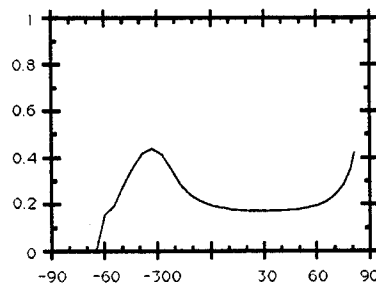
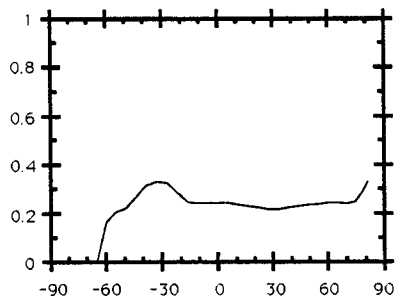


Figure 2-c: Mêmes légendes que la Figure 2-a mais pour une vitesse du vent de 5 m/s.

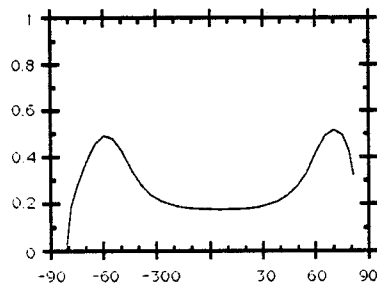
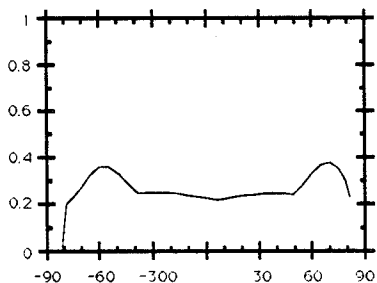
443 nm

565 nm

Solstice d'été



équinoxe d'automne



Solstice d'hiver

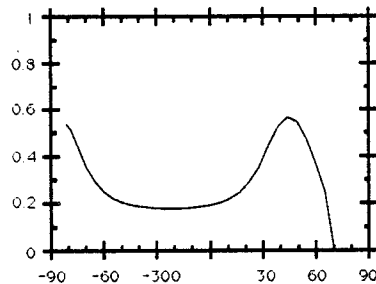
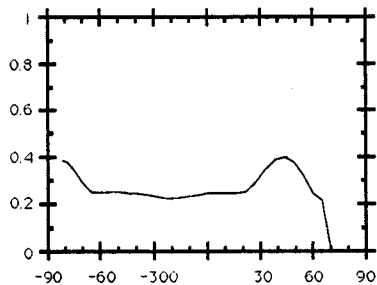
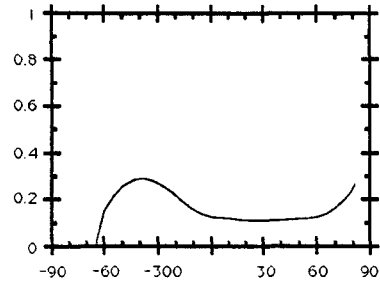
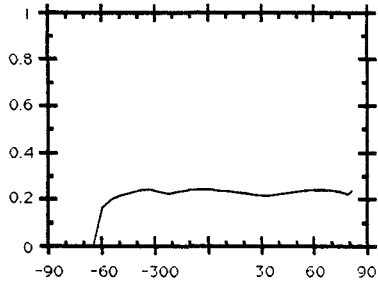


Figure 2-d: Même légende que la Figure 2-a mais pour une vitesse du vent de 10m/s.

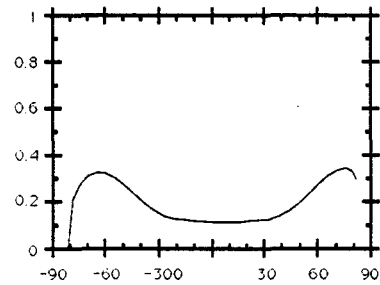
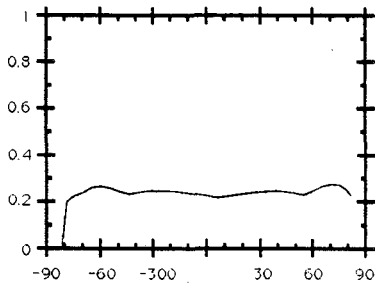
443 nm

565 nm

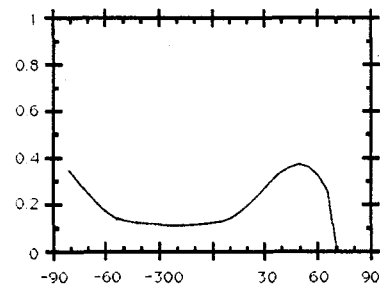
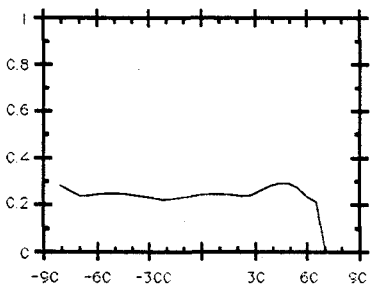
Solstice d'été



équinoxe d'automne



Solstice d'hiver



ANNEXE A-III-5

Luminances Moyennes .

Représentativité spatiale des luminances moyennées.

D'un point de vue numérique dans l'élaboration des produits de différents niveaux (conditions géométriques, fonction atmosphérique...) on peut être amené à dégrader les images en pavés de $N \times N$ pixels*. La taille de ces pavés peut résulter d'un compromis délicat entre la minimisation du bruit haute fréquence et l'erreur induite par le lissage des comptes numériques contenus dans le pavé. En effet, pour éliminer la composante haute fréquence du bruit, on a intérêt à choisir une zone suffisamment étendue. Toutefois, et même si la scène est homogène, plus la zone est large, plus la variabilité des comptes numériques autour de la valeur moyenne est importante.

En supposant que cette variabilité n'est que de nature spatiale (c'est à dire liée aux variations spatiales des paramètres atmosphériques ou de surface), nous avons cherché à connaître la taille maximale utilisable.

Dans un premier temps, nous avons simulé à 443 nm une observation sur mer par POLDER. L'atmosphère est constituée de molécules et d'aérosol de type maritime, avec une visibilité de 23 km et une vitesse du vent de 2 m/s. De ces images "références", nous avons sélectionné 2 zones, une en mode dépointé et une autre au nadir (cf Figure 1). Les images correspondantes ont été ensuite dégradées en utilisant différentes tailles de pavé (3x3, 5x5, 11x11, 21x21 et 31x13 pixels, cf Figure 1).

Pour chacune de ces images, on présente Figure 2 les valeurs des écarts absolus entre la luminance moyenne et la luminance de référence. Les écarts sont logiquement plus importants pour une visée dépointée (signaux rapidement variables) que pour une visée au nadir.

Pour mieux comprendre l'impact de ces écarts sur la détermination d'un paramètre physique (par inversion par exemple), nous avons recomposé l'image initiale à partir d'une image moyennée. On suppose alors que l'erreur due au moyennage des luminances se reporte entièrement sur le paramètres à déterminer. Pour cela, on a utilisé une double interpolation par rapport à la position sur l'image du pixel et des centres des pavés. Les résultats des écarts absolus entre les images ainsi recomposées et les images de référence sont donnés Figure 3. La restitution est moins bonne pour une visée dépointée. Le Figure 4 présente les mêmes résultats mais de façon différente. On y a, en effet, reporté en fonction de la taille du pavé l'écart absolu maximum et la moyenne de l'écart absolu (correspond grossièrement à la valeur du pic).

* Pour POLDER, la taille d'un pixel représente une surface au sol de 35km².

Figure 1: Images sélectionnées, visualisation des dégradations.

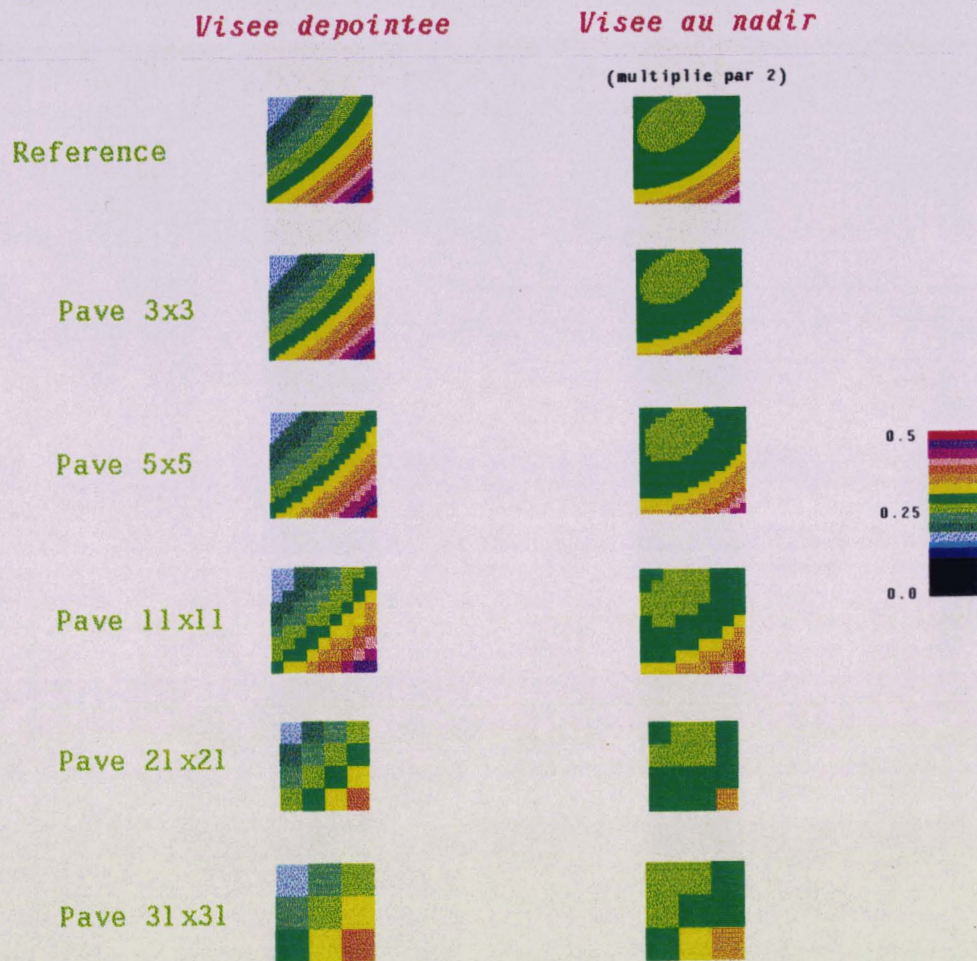


Figure 2: Ecart absolu entre la luminance moyenne et les luminances de référence.

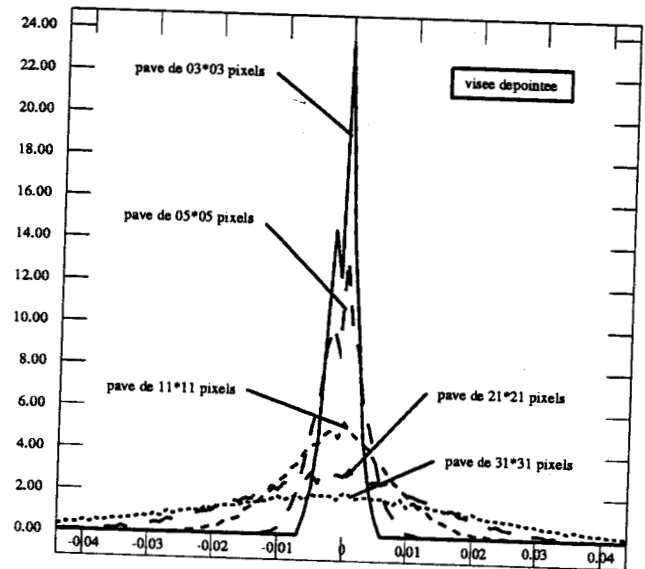
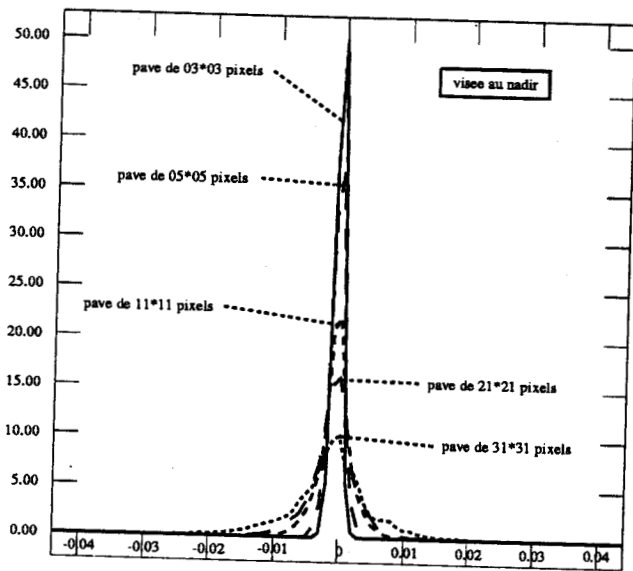


Figure 3: Ecart absolu entre les luminances restitués par interpolation et les luminances de référence.

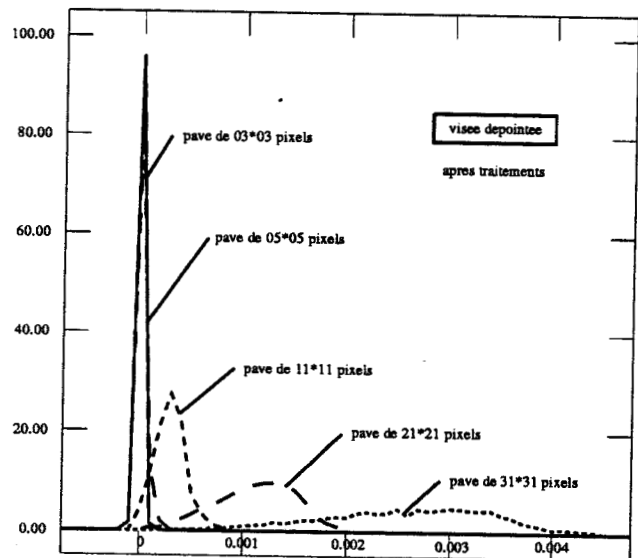
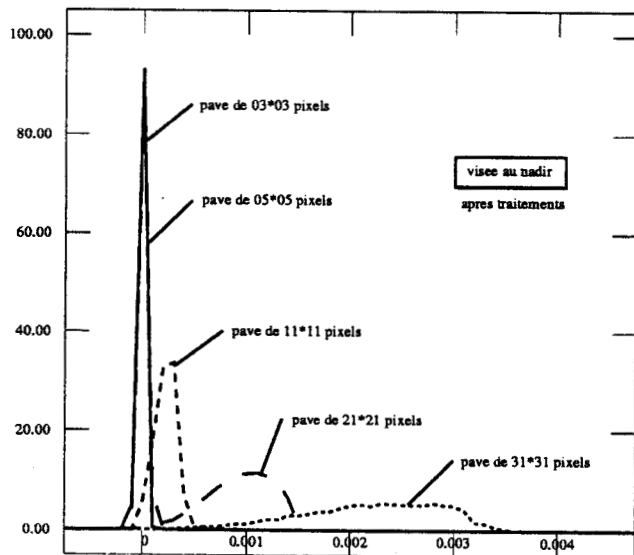
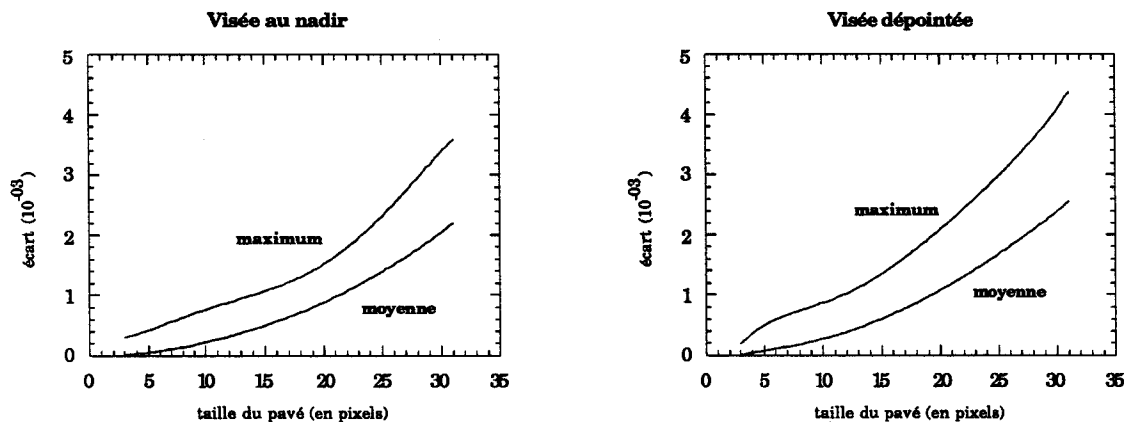


Figure 4: Ecart absolu entre les luminances de référence et les luminances recomposées.



Ainsi on voit que si on désire une discrimination en luminance de $5 \cdot 10^{-4}$ (cf $Ne\Delta\rho$ de $5 \cdot 10^{-4}$ au nadir pour POLDER), la taille des pavés ne doit pas excéder 10 pixels. Pour un objectif qui serait lié à la discrimination en 20 classes des pigments chlorophylliens (c'est à dire environ $\Delta L=0.001$), la contrainte peut être plus lâche et se situer aux alentours de 15 pixels.

ANNEXE A-III-6

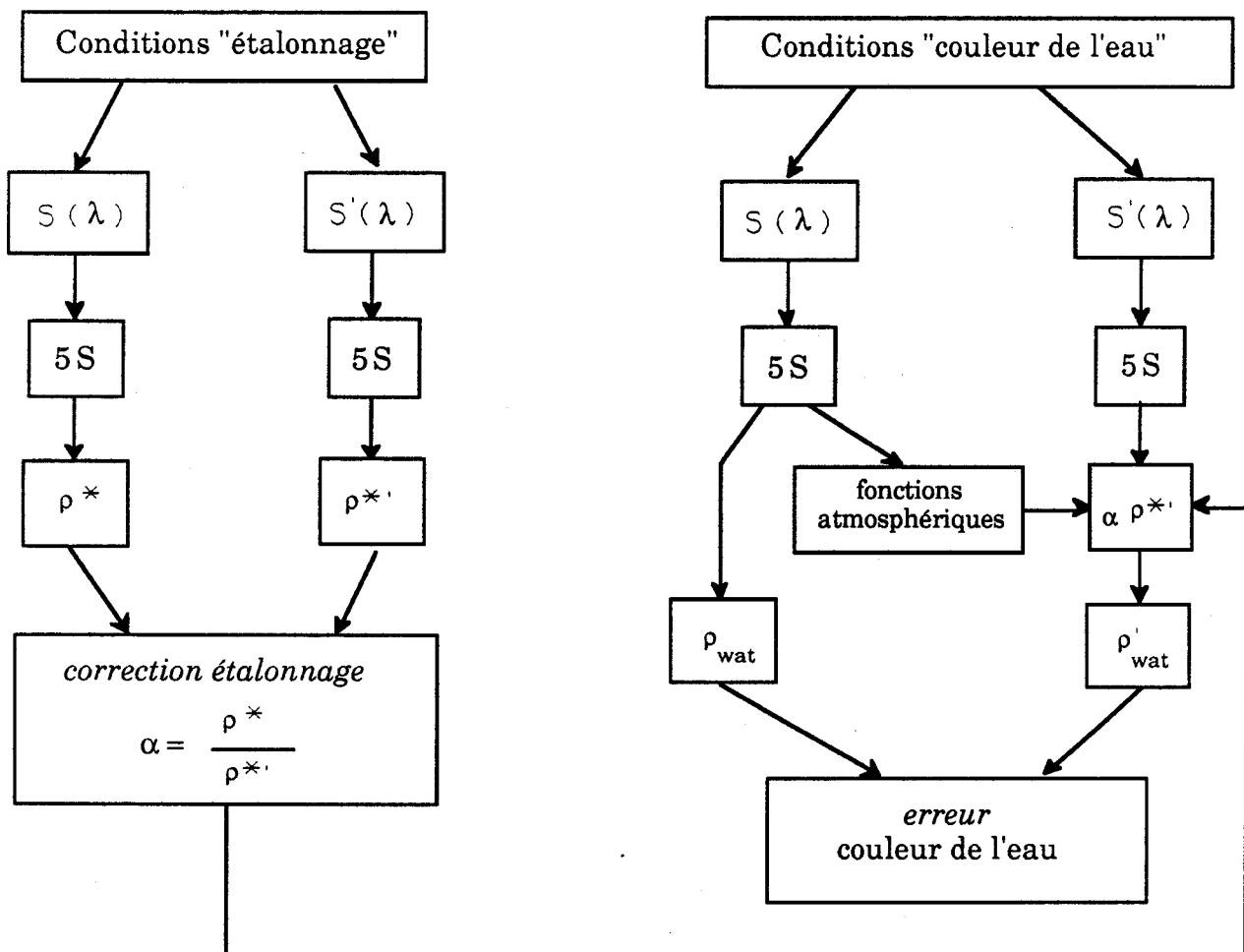
**Influence de la variation de la réponse spectrale
sur la couleur de l'eau.**

Influence de la variation des réponses spectrales.

Lors de la durée de vie des capteurs satellitaires, des modifications de leurs réponses spectrales peuvent intervenir. Ces variations ne sont pas mesurées en vol. On peut cependant en avoir une idée en étudiant deux filtres jumeaux dont l'un est placé dans des conditions qui s'approchent le plus possible des conditions spatiales. Ce type de suivi est pratiqué par MATRA pour les filtres de SPOT-HRV.

On imagine, pour les filtres "couleur de l'eau", l'importance de ce problème par rapport à la forte variation spectrale de la diffusion moléculaire. Les conséquences seront directes sur l'étalonnage "diffusion moléculaire". Sur la détermination de la réflectance de l'eau les effets seront moins immédiats: l'erreur sur l'étalonnage affectera la conversion des comptes numériques en réflectance. De manière compensatoire, l'effet d'une variation spectrale affectera les corrections atmosphériques. L'incidence globale est illustrée par l'organigramme Figure 1.

Figure 1: Influence d'un changement de réponse spectrale sur la détermination de la réflectance de l'eau.



On se place d'abord dans des conditions typiques pour l'étalonnage ($\theta_s=75^\circ$, $\theta_v=50^\circ$, 50 km de visibilité, modèle continental, eau claire) et on calcule avec 5S les réflectances apparentes ρ^* pour la réponse nominale $S(\lambda)$ et pour une réponse modifiée $S'(\lambda)$. On obtient alors le facteur de correction de l'étalonnage.

On se place ensuite dans des conditions typiques de l'étude de la couleur de l'eau ($\theta_s=30^\circ$, $\theta_v=0$, 30 et 60° , 23 km de visibilité, modèle continental, eau turbide). Pour la réponse nominale $S(\lambda)$, on calcule, d'une part, la réflectance moyenne de l'eau, et d'autre part, les fonctions atmosphériques nécessaires aux corrections. Pour la réponse modifiée, on calcule la réflectance apparente ρ^* et on corrige du facteur de modification de l'étalonnage. On aborde enfin le problème inverse de la restitution de la réflectance de l'eau avec les fonctions atmosphériques nominales. Le résultat final est l'erreur sur l'estimation de cette réflectance de l'eau.

On a réalisé cette étude par le filtre à 443 nm en supposant une translation spectrale vers l'infrarouge de 5nm. Le facteur de correction d'étalonnage est de 1.0314. Pour des observations océaniques à $\theta_v=0$, 30 et 60° , les écarts relatifs sur la réflectance de l'eau, entraînés par la variation spectrale, sont respectivement de -3.9, -2.5 et -3.4%. Les mêmes calculs pour le filtre à 565 nm donnent respectivement +2.5, +2.8 et +3.0%. D'un point de vue pratique, l'objectif de la mission "couleur de l'eau" est de pouvoir distinguer 20 classes de contenu pour une réflectance de l'eau comprise entre 0.00 et 0.02, c'est à dire que chaque classe correspond à une variation relative de 5%. Si la réponse spectrale varie de moins de 5 nm, l'incertitude de la méthode d'étalonnage sur le Rayleigh permet "d'amortir" cette variation instrumentale.

Bibliographie

Bibliographie.

- {1} **Balois J.Y., Lecomte P., 1990:** "Etalonnage en laboratoire de POLDER". Document interne.
- {2} **Chandrasekhar S., 1960:** "Radiative Transfert". Dover Publications Inc., New-York.
- {3} **Coulson.K.L., Whitehead V.S., Campbell C., 1986:** "Polarized views of the earth from orbital altitude". *SPIE*, **637**, *Ocean Optics VIII*, 35-41.
- {4} **Cox C, and Munk W.H., 1954:** "The measurements of the roughness of the sea surface from photographis of the sun glitter". *J. Opt. Soc. Amer.*, **44**, 63-78.
- {5} **D'Almeida G. A., Koepke P., and Shettle E. P., 1990:** "Atmospheric aerosols global climatology and radiative characteristics", University of Munich, Atmospheric Radiation and Satellite Meteorology, Munich, FRG.
- {6} **Deuzé J.L., Herman M., and Santer R., 1989:** "Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system". *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 41, **6**, 483-494.
- {7} **Deuzé J.L., Devaux C., Herman M., Santer R., Balois J.Y., Gonzalez L., Lecomte P., and Verwaerde C., 1989:** "Photopolarimetric Observations of aerosols and clouds from balloon". *Remote Sensing of Environment*; **29**, 93-109.
- {8} **Deuzé J.L., Herman M., Roger J.C., Santer R., 1987-a:** "Modélisation de l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique ascendant. Partie 1: Atmosphère limitée par un sol lambertien." Rapport contrat CNES n° 833/CNES/87/4689/00.
- {9} **Deuzé J.L., Herman M., Santer R., 1987-b:** "Modélisation de l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique ascendant. Partie 2: Atmosphère limitée par un océan agité". Rapport contrat CNES n° 833/CNES/87/4689/00.
- {10} **Deuzé J.L., Herman M., Santer R., 1987-c:** "Modélisation de l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique ascendant. Partie 3: Atmosphère limitée par un sol polarisant". Rapport contrat CNES n° 833/CNES/87/4689/00.
- {11} **Deschamps P.Y., Herman M., Podaire A., Leroy M., Laporte M., and Vermande P., 1990:** "A spatial instrument for the observation of polarization and directionality of earth reflectances: POLDER", IGARSS'90 Conference Proceedings, Washington D.C.

- [12] **Deschamps P.Y., Herman M., Tanré D., 1983:** "Modélisation du rayonnement solaire réfléchi par l'atmosphère et la Terre, entre 0.35 et 4 μ m. Rapport contrat ESA n° 4393/80/F/DD(SC).
- [13] **Deschamps P.Y., Leroy M., 1990:** "Elements for the calibration plan of the POLDER instruments". Document interne CNES.
- [14] **Deschamps P.Y., 1990:** "Proposition de passage en phase B pour l'expérience POLDER". Document interne CNES.
- [15] **Deirmendjian D., 1954:** "Electromagnetic scattering on spherical polydispersions". Elsevier Ed. New-York.
- [16] **Dollfus A., Coffeen D.L., 1970:** "Polarization of Venus: Disk Observations". *Astron. Astroph.*, **8**, 251-256.
- [17] **Egan W.G., 1985:** "Photometry and polarization in remote sensing". Elsevier Science Publishers Co., Inc. New York.
- [18] **Egan W.G., 1985:** "Airborne observations of polarization and photometry of terrestrial surfaces". Nineteenth International Symposium on Remote Sensing of Environment, Ann Arbor, Michigan, October 21-25.
- [19] **Fouquart. Y., 1974:** "Utilisation des approximants de Padé pour l'étude des largeurs des raies formées en atmosphère diffusante". *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **14**, 496-508.
- [20] **Fraser R.S. and Kaufman Y.J., 1984:** "Calibration of satellite sensors after launch". *Applied Optics*, Vol. **25**, **7**, 1177-1184.
- [21] **Grant L., 1985:** "Diffuse and specular characteristics of leaf reflectances". *Remote Sensing Environ.*, **22**, 309-322.
- [22] **Hansen J., Travis L.D., 1974:** "Light scattering in planetary atmospheres". *Space Science Reviews*, **16**, 527-610.
- [23] **Koepke P., 1984:** "Effective reflectance of oceanic white caps". *Applied Optics*, **20**, 34.
- [24] **Lenoble J., 1985:** "Radiatif Transfer in scattering and absorbing atmospheres: Standard computational procedures". Deepak Publishing. Hampton, Virginia USA.

- {25} **Lenoble J., 1970:** "Importance de la polarisation dans le rayonnement diffusé par une atmosphère planétaire". *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **10**, 533-556.
- {26} **Leroy M., 1990-1991:** "Capteurs Imageurs Optiques". Cours donné en DEA "Méthodes Physique en télédétection". Paris VII-Jussieu,
- {27} **Morel A.1980:** "In-Water and remote measurements of ocean color". *Boundary-Layer Meteorol.* ,**18**, 177.
- {28} **Radiation Commission, 1984:** "A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation". Boulder, Colorado, USA.
- {29} **Rao C.R.N., 1969:** "Balloon measurements of the polarization of the light diffusely reflected by the Earth's Atmosphere". *Planet. Space Sci.*, **17**, 1307-1309.
- {30} **Roger J.C., Santer R., Herman J.L., Deuzé J.L., Whitehead V.C., 1991:** "Observations of the Earth in polarized light from the US Space Shuttle", V Coll. Int. Physical measurements and signatures in remote sensing. Courchevel.
- {31} **Roger J.C., Deuzé J.L., Herman M., Santer R.,1991:** "Dimensionnement de la luminance du glitter dans les observations sur mer de l'instrument POLDER". Rapport contract CNES n°91/1/881.
- {32} **Rondeaux G., Herman M., 1991:** "Polarization of light reflected by crop canopies". Submitted to *Remote Sensing of Environment*.
- {33} **Ross D. and Cardon V., 1974:** "Observation of oceanic whitecaps and their relation to remote measurements of surfaces wind speed". *Journal of Geophysical Research*, Vol 79, n°3, 444-451.
- {34} **Santer R., Deuzé J.L., Devaux C., Vermote E., Guyot G., Gu X., Verbrugge M., 1990:** "Etalonnage de HRV (SPOT1) sur le site de La Crau". Rapport contrat CNES n° 883 89/5935/00.
- {35} **Slater P.N., Biggar S.F., Holm R.G., Jackson R.D., Mao Y., Moran M.S., Palmer J.M., and Yuan B., 1987:** "Reflectance and radiance-based methods for in-flight absolute calibration of multispetrale sensors". *Remote Sensing of Env.*, **22**, 1,11.
- {36} **Stowe L.L., Jacobowitz H., and Taylor V.R., 1980:** "Reflectance characteristics of earth and cloud surfaces as measured by the ERB scanning channels on the Nimbus-7 satellite. IRS volume of Extended Abstracts pp 430, Colorado State University, Fort Collins.

- [37] **Tanré D., Deroo C., Duhaut P., Herman M., Morcrette J.J., Perbos J., Deschamps P.Y., 1987:** "Simulation of the satellite signal in the solar spectrum (5s)". Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 59655 Villeneuve d'Ascq Cédex, France.
- [38] **Travis L.D., 1988:** "An instrumentation proposal to EOS of NASA".
- [39] **Teillet P. M., 1990:** "Rayleigh optical depth comparisons from various sources". *Applied Optics*, Vol 29, 13, 1897-1900.
- [40] **Vanderbilt V.C., Grant L., 1985:** "Plant Canopy Specular Reflectance Model". *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. Vol GE-23, 5, sept 1985.
- [41] **Vanderbilt V.C., Grant L., 1984:** "Light polarization measurements: a method to determine the specular and diffuse light-scattering properties of both leaves and plant canopies". II Coll. int. Signatures spectrales d'objets en télédétection. Bordeaux .Ed. INRA publ.
- [42] **Vermote E., Deschamps P.Y., Herman M. et Santer R., 1988:** "Etalonnage de SPOT par visées océaniques". Rapport contrat CNES, n° 833/CNES/87/4969/00.
- [43] **Vermote E., Santer R., Deschamps P.Y., and Herman M., 1991:** "In flight calibration of large field of view sensors at short wavelenghts using Rayleigh scattering. A paraître dans *International Journal of Remote Sensing*
- [44] **Vermote E., 1990:** "Effets d'atmosphère en télédétection", thèse, Université des Sciences et Techniques de Lille.
- [45] **Viollier M., 1980:** "Télédétection des concentrations de Seston et pigments chlorophylliens contenus dans l'océan". Thèse d'état Lille.
- [46] **Walraven R.L., and Coulson K.L., 1972:** "Measurements of the light reflecting properties of white gypsum sand". final Report U.S. Department. Contract n° 2-3711. National Environment Satellite Service. National oceanic and Atmospheric Administration. Switland, Maryland.
- [47] **Warren S.G., and Wiscombe W.J., 1980:** "A model for the spectral albedo of snow. II: Snow containing atmospheric aerosols". *J. of Atm. Sci.*, 37, p 2734.
- [48] **Wiscombe W.J., and Warren S.G., 1980:** "A model for the spectral albedo of snow. I: Pure snow". *J. of Atm. Sci.*, 37, p 2712.

[49] **Penndorf R., 1957:** "Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 microns and their application to atmospheric optics", *J. Opt. Atm.*, **47**, 176-182.

[50] **Elterman L., 1968:** "UV visible and IR attenuation for altitudes to 50 km", AFCRL-68-0153, pp. 49.

[51] **Hoyt D. V., 1977:** "A redetermination of Rayleigh optical depth and its application to selected solar radiation problems", *J. Appl. Meteorol.*, **16**, 423-436.

[52] **Young A. T., 1980:** "Revised depolarization corrections for atmospheric extinction", *Appl. Opt.*, **20**, 533-535.



Glossaire

Glossaire

Agence, Laboratoire et Organisation

<i>CDSI-ORSAY</i>	Centre de Dépouillement et de Synthèse des Images, situé à l'Institut d'Optique à ORSAY (service commun du CNRS).
<i>CNES</i>	Centre National d'Etude Spatiale.
<i>ESA</i>	European Space Agency.
<i>INRA</i>	Institut National de Recherche en Agronomie.
<i>LOA</i>	Laboratoire d'Optique Atmosphérique.
<i>NASA</i>	National Aeronautics and Space Administration.
<i>NASDA</i>	NAtional Space Development Agency (Japan).
<i>WMO</i>	World Meteoroly Organization.

Satellite

<i>AVHRR (NOAA)</i>	Advanced Very High Resolution Radiometer est un capteur grand champ (111°) de résolution au sol d'environ 1 km. Il existe en permanence 2 versions satellisées. L'une possède 4 canaux répartis entre 0.650 μm et 12 μm , l'autre 5 canaux entre 0.650 μm et 11 μm .
<i>HRV (SPOT₁₋₂)</i>	Haute Résolution Visible à été embarqué sur les deux premiers satellites de la série SPOT (Système Probatoire d'Observation de la Terre). Il est destiné à la mesure des luminances terrestres dans les canaux B ₁ (centrés sur 0.55 μm), B ₂ (0.65 μm), B ₃ (0.85 μm) et un canal panchromatique (0.65 μm) avec une résolution de 10 mètres.
<i>VGT (SPOT₄)</i>	Instrument grand champ (110°), en cours de préparation, permettant une observation globale des luminances terrestres (végétation et couleur de l'océan). Il possède 5 canaux, B ₀ (centrés à 0.45 μm), B ₁ (0.55 μm), B ₂ (0.65 μm), B ₃ (0.85 μm) et MIR (1.65 μm) avec une résolution de 1 km. Il est actuellement présenté sur le quatrième satellite de la série SPOT.
<i>TM (LANDSAT)</i>	Thematic Mapper est une capteur haute résolution d'observation de la Terre. Il possède 7 canaux (6 de 0.45 μm à 2.35 μm avec une résolution au sol de 30 m et 1 canal thermique d'une résolution de 120 m)

Site d'étalonnage

- La CRAU* Situé en Camargue. Ce site caillouteux a été sélectionné pour l'étalonnage sur cibles terrestres de SPOT.
- WHITE SAND* Situé dans les déserts ouest Américain (Nouveau Mexique). Il est composé de sable blanc (Gypse) et utilisé, en particulier, pour les étalonnages sur cibles terrestres de AVHRR.

Divers

- ARAT* Avion de Recherche Atmosphérique et Télédétection.
- SPHINX* Satellite Process Handling Images uNder Xwindow est un logiciel de traitement d'image développé au LOA.

