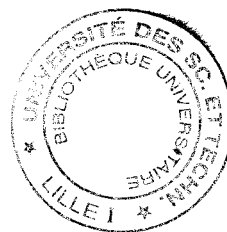


# THESE

*présentée à*  
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

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

*par*  
**Didier RAMON**



## "Détection des aérosols stratosphériques par mesure ballon du rayonnement diffus au limbe : Mise au point d'un nouvel instrument et premiers résultats"

soutenue le 22 Décembre 1995 devant la commission d'examen :

- |      |                 |  |                    |
|------|-----------------|--|--------------------|
| M.   | J. P. Pommereau | Directeur de recherche C.N.R.S.,<br>S.A., Verrieres le Buisson | Rapporteur         |
| M.   | P. Simon        | Directeur de recherche, I.A.S.B.,<br>Bruxelles                 | Rapporteur         |
| Mme. | J. Lenoble      | Professeur, L.O.A., U.S.T.L.                                   | Directeur de thèse |
| M.   | M. Herman       | Professeur, L.O.A., U.S.T.L.                                   | Examineur          |
| Mme. | C. Brogniez     | Maître de Conférence, L.O.A.,<br>U.S.T.L.                      | Examineur          |
| Mme. | N. Papineau     | Ingénieur, C.N.R.S.  | Examineur          |

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

*à mes parents, mon grand-père, Denise,  
à ma grand-mère regrettée.*

# Remerciements

Je remercie vivement Monsieur Maurice Herman, directeur du Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université de Lille I où s'est effectuée cette thèse, pour son accueil au sein du laboratoire et pour l'honneur qu'il me fait de participer à mon jury.

Je tiens à remercier sincèrement Madame Jacqueline Lenoble, fondatrice du laboratoire et directrice de cette thèse, pour m'avoir fait confiance durant ces trois années. J'ai beaucoup apprécié son soutien permanent ainsi que la grande liberté d'action qu'elle m'a accordée.

Ma reconnaissance va également à Madame Colette Brogniez, interlocutrice privilégiée durant cette thèse, pour ses conseils et encouragements quotidiens. Je suis très heureux qu'elle participe au jury.

Messieurs Paul Simon et Jean Pierre Pommereau ont bien voulu se charger de la lourde tâche de rapporter ce travail, qui plus est, avec un calendrier "serré". Qu'ils reçoivent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je tiens à exprimer mes remerciements les plus chaleureux à Messieurs Pierre Lecomte et Christian Verwaerde, sans qui ce travail n'aurait pas été possible. Leur grande compétence professionnelle m'a été profitable et je garde d'excellents souvenirs des nombreuses missions passées en leur compagnie.

Je remercie beaucoup Madame Nicole Papineau pour l'intérêt qu'elle porte à ce travail et sa participation au jury.

Beaucoup de personnes au laboratoire ont contribué au bon déroulement de cette thèse. Je remercierai plus particulièrement Frédéric Lemire, Jean Yves Balois ainsi que Mesdames Yvette Théroix et Léliane Devaux pour leur gentillesse et leur disponibilité.

L'ambiance sympathique et stimulante régnant au P7 a eu son importance aussi dans cette thèse. Je tiens ici à exprimer toute mon amitié à tous ceux qui y ont contribué. Je tiens de plus à remercier Jacques Descloîtres et Dominique Jolivet pour leur soutien actif.

# Table des Matières

<b>RESUME</b> .....	<b>6</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>7</b>
<b>INTRODUCTION</b> .....	<b>8</b>
<b>CHAPITRE 1 : GENERALITES SUR LES AEROSOLS STRATOSPHERIQUES</b> .....	<b>10</b>
I LES AEROSOLS ET LE RAYONNEMENT.....	13
<i>I.1 Définitions</i> .....	13
<i>I.2 Les modèles d'aérosols</i> .....	16
<i>I.3 L'influence radiative des aérosols stratosphériques</i> .....	18
II LE ROLE PHYSICO-CHEMIE DES AEROSOLS STRATOSPHERIQUES.....	19
III OBJECTIFS SCIENTIFIQUES DE BALLAD.....	21
<b>CHAPITRE 2 : L'INSTRUMENT ET LA MESURE</b> .....	<b>23</b>
I INTRODUCTION.....	24
II PRINCIPE DE LA MESURE .....	26
<i>II.1 Principe général</i> .....	26
<i>II.2 Formulation de la réflectance mesurée en diffusion primaire</i> .....	28
III L'INSTRUMENT.....	34
<i>III.1 Description globale</i> .....	35
<i>III.2 Le détecteur et l'électronique</i> .....	42
IV ETALONNAGE .....	45
<i>IV.1 Etalonnage en réflectance</i> .....	45
<i>IV.2 Etalonnage en polarisation</i> .....	54
V CARACTERISATION.....	58
<i>V.1 Les bruits</i> .....	58
<i>V.2 Signal sur bruit et détectivité</i> .....	59
<i>V.3 Résolutions et champ de vue</i> .....	60
VI CONCLUSION .....	64
<b>CHAPITRE 3 : METHODE D'INVERSION</b> .....	<b>66</b>
I INTRODUCTION.....	67
II LA METHODE DE MILL ADAPTEE AU RAYONNEMENT DIFFUS.....	69
<i>II.1 La méthode de Mill originale</i> .....	69
<i>II.2 Nature du problème pour l'inversion d'images du limbe</i> .....	72
<i>II.3 Formulation de l'inversion de <math>\sigma</math> connaissant la fonction de phase</i> .....	73
<i>II.4 Modèle simple d'atmosphère utilisé</i> .....	76
<i>II.5 Description de la méthode et des quelques cas test</i> .....	79
<i>II.6 Résultats et commentaires</i> .....	83
III UTILISATION DE L'INFORMATION DIRECTIONNELLE.....	97
<i>III.1 Position du problème</i> .....	97
<i>III.2 Principes de base de la méthode d'inversion</i> .....	99
<i>III.3 Description de la méthode complète</i> .....	103
IV TESTS .....	105
<i>IV.1 Tests sans bruit</i> .....	105
<i>IV.2 Test avec bruit et biais</i> .....	108
V CONCLUSION .....	116

<b>CHAPITRE 4: MESURES COMPARATIVES D'AEROSOLS.....</b>	<b>117</b>
I INTRODUCTION.....	118
II COMMENTAIRES SUR LES DONNEES BRUTES.....	119
<i>II.1 Prétraitement</i> .....	<i>119</i>
<i>II.2 Oscillations de la nacelle</i> .....	<i>120</i>
III DIFFUSION MULTIPLES ET INTERPRETATION DE G .....	122
IV LE VOL DU 13/10/94 A AIRE SUR L'ADOUR (FRANCE) .....	124
V LES 2 VOLS DU 28/01/95 ET 02/03/95 A KIRUNA (SUEDE).....	135
<i>V.1 Conditions des vols</i> .....	<i>135</i>
<i>V.2 Article</i> .....	<i>135</i>
<i>V.3 Comparaison avec RADIBAL</i> .....	<i>151</i>
VI CONCLUSION .....	154
<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>156</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>160</b>
<b>ANNEXE A.....</b>	<b>165</b>
<b>ANNEXE B.....</b>	<b>167</b>

# Résumé

Les aérosols jouent un rôle clé dans les processus stratosphériques. Par exemple, après une éruption volcanique importante comme celle du El-Chichon en 1982 ou du Pinatubo en 1991, ces particules ont provoqué une perturbation à la fois du bilan radiatif terrestre et de la chimie stratosphérique. L'estimation de ces différents effets requiert la connaissance de l'abondance, de la taille ainsi que de la composition chimique des aérosols.

Le travail présenté dans ce mémoire a trait au développement et aux premiers résultats d'une expérience embarquée sur plate-forme ballon, dénommée BALLAD (BALloon Limb Aerosol Detection). Ce nouvel instrument a pour but d'étudier les propriétés diffusantes des aérosols stratosphériques en mesurant l'intensité (à 450, 600 et 850 nm) et la polarisation (à 850 nm) du limbe de la Terre, pour une gamme étendue d'angles de diffusion. Une méthode d'inversion des luminances uniquement, obtenues en diffusion avant, a été développée afin de retrouver les profils verticaux du coefficient d'extinction et d'un paramètre d'asymétrie des aérosols. Cette méthode est appliquée à 3 vols ballon qui s'inscrivaient dans la campagne de mesures internationale SESAME (SEcond Stratospheric Arctic and Mid-latitude Experiment). Des comparaisons avec l'expérience satellitaire SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II) ainsi qu'avec les expériences du laboratoire RADIBAL (RADIomètre BALLon) et BOCCAD (Balloon OCCultation Aerosol Detection) sont discutées.

Mots-clés: Stratosphère, Aérosols, Télédétection, Limbe, Ballon, Inversion

# Abstract

The aerosol play a key role in the stratospheric processes. For instance, after a large volcanic eruption like El-Chichon's one in 1982 or Pinatubo in 1991, these particles have led to a perturbation on the terrestrial radiative budget as well as on stratospheric chemistry. The estimation of these various effects requires the knowledge of the amount, the size and the chemical composition of the aerosols.

The work presented here deal with the development and the first results of a balloon-borne experiment, named BALLAD (BALloon Limb Aerosol Detection). This new instrument aims at studying the scattering properties of the stratospheric aerosol by measuring the intensity (at 450, 600 and 850 nm) and the polarization (at 850 nm) of the Earth's limb, for a wide range of scattering angles. An inversion method of the radiances only, obtained in forward scattering, has been developped to retrieve the vertical profiles of the extinction coefficient and of an asymetry parameter of the aerosol. This method is applied to 3 balloon flights that took place during the international campaign SESAME (SEcond Stratospheric Arctic and Mid-latitude Experiment). Comparisons with the satellite experiment SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II) and with the other balloon borne experiments of the laboratoty RADIBAL (RADIomètre BALlon) and BOCCAD (Balloon OCCultation Aerosol Detection) are discussed.

**Keywords:** Stratosphere, Aerosols, Remote sensing, Limb, Balloon, Inversion

---

# Introduction

L'un des enjeux essentiels de la recherche actuelle en géophysique est de connaître jusqu'où les activités humaines participent à la modification de l'environnement. Dans le cas de l'atmosphère la question est devenue récemment sensible et le suivi de plus en plus systématique de sa composition à toutes les échelles (de la mesure de la pollution de l'air urbain jusqu'à l'analyse à l'échelle planétaire de l'évolution de l'ozone et bien d'autres problèmes...) a souligné notre méconnaissance encore importante des interactions complexes entre les constituants d'origine naturelle et anthropogénique.

Le cas de la stratosphère est à ce propos caractéristique. Cette partie de l'atmosphère au-dessus de la zone convective a une influence globale sur les conditions régnantes à la surface. Les temps caractéristiques d'évolution y sont lents et sa capacité à redistribuer à des échelles globales des perturbations locales en font un puissant régulateur climatique. L'ozone stratosphérique est un constituant central car il contrôle l'équilibre thermique de la stratosphère par son absorption du rayonnement UV, ce qui, parallèlement, assure des conditions de vie favorables à la surface. Les aérosols y jouent également un rôle important car, par leurs propriétés absorbantes et diffusantes du rayonnement solaire et parfois tellurique, ainsi que par leurs propriétés physico-chimiques (réactions hétérogènes, nucléation et/ou sédimentation), ils modifient le champ de rayonnement et ont une influence déterminante sur les concentrations de certains constituants participant à l'équilibre photochimique de l'ozone. De fait, la stratosphère est un bon exemple que les forts couplages et la non-linéarité sont la règle et non l'exception dans les processus environnementaux.

La caractérisation des aérosols nécessite la connaissance de leur abondance, composition chimique, taille et forme. De nombreuses méthodes d'investigations sont utilisées afin de mesurer tout ou partie de ces différents paramètres. On peut citer: la mesure in-situ comme les compteurs de particules qui donnent l'abondance et la taille de façon locale; la télédétection active comme les lidars ou sondes à rétrodiffusion qui permettent de connaître l'abondance et parfois un indice de



---

taille et de forme (si la mesure est multispectrale et/ou contient une information sur la dépolarisation du faisceau laser); la télédétection passive, comme les mesures d'extinction soit par technique d'occultation (le plus souvent solaire) ou la mesure d'épaisseurs optiques grâce à des photomètres embarqués, la mesure du rayonnement diffusé par les aérosols ou encore leur émission thermique.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne la mesure des aérosols stratosphériques à partir d'expériences ballons en utilisant le rayonnement solaire diffusé par les aérosols. Il s'inscrit dans le cadre d'une nouvelle expérience développée au laboratoire et dénommée BALLAD (BALloon Limb Aerosol Detection).

La première partie du mémoire rassemble brièvement les informations de base concernant la diffusion du rayonnement par les aérosols. On y rappelle également l'intérêt de l'étude des aérosols stratosphériques et les paramètres intéressants à mesurer. Finalement, les objectifs scientifiques de BALLAD sont décrits.

La deuxième partie est consacrée à la description du protocole expérimental et de l'appareil. On donne également la procédure d'étalonnage et la caractérisation de l'instrument.

Les objectifs initiaux de l'expérience n'ont bien sûr pas tous été atteints seulement un an et demi après le premier vol scientifique. Nous nous sommes attaché dans la troisième partie à développer une méthode d'analyse des luminances uniquement, obtenues en diffusion avant, afin de retrouver les profils verticaux du coefficient d'extinction et d'un paramètre d'asymétrie des aérosols.

Enfin, dans la dernière partie, nous donnons les premiers résultats concernant 3 vols ballon qui ont eu lieu fin 1994 et début 1995 à partir des sites d'Aire sur l'Adour (France) et de Kiruna (Suède) et qui s'inscrivaient dans la campagne de mesures internationale SESAME (SEcond Stratospheric Arctic and Mid-latitude Experiment). Des comparaisons avec l'expérience satellitaire SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II) ainsi qu'avec les expériences du laboratoire RADIBAL (RADIomètre BALlon) et BOCCAD (Balloon OCCultation Aerosol Detection), embarquées sur la même nacelle, sont discutées.

---

# **Chapitre 1 : Généralités sur les aérosols stratosphériques**

Les aérosols stratosphériques sont devenus un sujet de recherche d'intérêt croissant depuis la découverte d'une couche permanente d'aérosol dans la stratosphère par Junge au début des années 60 [Junge et Manson, 1961]. Contrairement à leurs homologues troposphériques, les aérosols stratosphériques sont majoritairement issus de la conversion gaz/particules, et, dans le cas de la couche permanente (dite de background), principalement le résultat d'une chaîne de réactions physico-chimiques ayant pour précurseur le SO<sub>2</sub> issu de la troposphère [Friend et al., 1973; McKeen et al., 1984]. Sous le terme d'aérosol stratosphérique, on dénote cependant une assez grande variété de particules qui sont communément regroupées dans les catégories suivantes:

- les aérosols sulfatés qui composent la couche de background et une partie des aérosols volcaniques.

- les poussières et suies issues d'éruptions volcaniques

- les nuages stratosphériques polaires (Polar Stratospheric Clouds) de type Ia, Ib et II

- les poussières météoritiques

- les débris et particules issus du lancement de fusées.

Les interactions entre ces différentes catégories sont importantes et sont même centrales dans la compréhension de la dynamique et la physico-chimie de la stratosphère. Par exemple, on peut mentionner que les poussières météoritiques servent de noyaux de condensation aux nuages nacrés ou que les aérosols sulfatés sont les précurseurs des PSC, voire même des cirrus troposphériques dans certains cas. Ces différentes catégories se justifient par des critères qui sont essentiellement la composition chimique et la phase, la taille, la localisation géographique ainsi que leur occurrence temporelle. Le Tableau 1 [Turco et al., 1992] résume clairement cette classification. Le rôle de ces différents aérosols reflète également leur classification. Les effets imputables aux aérosols stratosphériques sont de deux types: radiatifs et physico-chimiques. Dans ce chapitre, nous allons nous attacher à rappeler l'action des aérosols sur le rayonnement et ses conséquences sur le bilan radiatif aussi bien que sur la télédétection. Nous résumerons également l'état des connaissances sur le rôle chimique des

aérosols avec une attention toute particulière sur la stratosphère polaire. Enfin nous situons l'expérience BALLAD au sein de cette problématique.

**Table 1. Stratospheric Aerosol Properties**

Particle Type	Sulfate Aerosol	Type-I PSC	Type-II PSC	Meteoric Dust	Rocket Exhaust
Physical State	Liquid or Slurry with Crystals	Solid Nitric Acid Trihydrate Solid Solutions	Solid Crystal, Hexagonal or Cubic Basis	Solid Granular Irregular or Spherical	Solid Spheres or Irregular Surface Ablated Debris
Particle Radius ( $\mu\text{m}$ )	0.05-0.1 0.1-10, Volc.	0.3-3	1-100	1-100, Micro-Meteorites 0.01-0.1, Smoke	0.1-10
Number ( $\#/ \text{cm}^3$ )	$\sim 1-10$	$\sim 0.1-10$	$\ll 1$	$10^{-6}$ , $> 100 \mu\text{m}$ $10^{-3}$ , $> 1 \mu\text{m}$	$10^{-4}$ , $> 10 \mu\text{m}$ $10^{-2}$ , $> 1 \mu\text{m}$
Principal Composition	$H_2SO_4 / H_2O$ $\sim 75\% / 25\%$	$HNO_3 / H_2O$ $\sim 50\% / 50\%$	$H_2O$	$SiO_2$ , $Fe$ , $Ni$ , $Mg$ , $C$	$Al_2O_3$
Trace Composition	$(NH_4)_2SO_4$ , $NO_3^-$	$HCl$	$HNO_3$ , $HCl$	$SO_4^{2-}$ , on surfaces	$Cl^-$ , $SO_4^{2-}$ on surfaces
Physical Character	Droplets with Dust Inclusions	Equidimensional Crystals, or Droplets	Elongated Crystals with Polycrystalline Structure	Irregular Mineral Grains, Grain Defects	Homogeneous Composition; Smooth Spheres

Tableau 1: Caractéristiques des différents types d'aérosol stratosphérique (d'après Turco et al., 1992)

## I Les aérosols et le rayonnement

Comme tous les autres constituants de l'atmosphère les aérosols interagissent avec la lumière via l'émission, l'absorption, et la diffusion. L'émission étant d'origine uniquement thermique, celle-ci est facile à caractériser et nous n'en parlerons pas ici de manière détaillée. Quant aux deux autres processus, bien qu'ils soient efficaces dans tout le spectre des ondes électromagnétiques, ils ne seront traités que pour le visible et le proche infrarouge qui sont les seuls domaines spectraux d'importance géophysique globale. D'autre part, l'analyse des expériences de mesures d'aérosols menées au laboratoire ne nécessitent la connaissance que de ces deux derniers processus. Nous allons définir dans un premier temps les grandeurs de base caractérisant le transfert de rayonnement en atmosphère diffusante et passerons en revue la modélisation des aérosols.

### I.1 Définitions

La grandeur de base caractérisant le champ de rayonnement est la luminance spectrale énergétique  $L_\lambda$ . Elle s'exprime en  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ . C'est l'équation de transport de cette quantité qui décrit le transfert de rayonnement dans quelque milieu que ce soit, y compris bien sûr dans l'atmosphère terrestre. Sans détailler, rappelons uniquement l'équation de transfert dans sa forme la plus générale, c'est à dire pour une géométrie quelconque (on omettra l'indice  $\lambda$  par commodité)

$$\frac{dL(M, \vec{s})}{ds} = -k_e(M)[L(M, \vec{s}) - J(M, \vec{s})] \quad (1)$$

où l'équation est établie pour l'élément de volume infinitésimal centré sur le point M et dans la direction s,  $k_e$  et J sont respectivement le coefficient d'extinction et la fonction source

au point M. Pour le transfert de rayonnement en atmosphère diffusante et non-émissive, la fonction source s'exprime par

$$J(M, \vec{s}) = \frac{\overline{\omega}(M)}{4\pi} \int_{4\pi} L(M, \vec{s}') P(M, \vec{s}, \vec{s}') d\vec{s}' \quad (2)$$

$\overline{\omega}$  est l'albédo de diffusion simple et P la fonction de phase du milieu. Ces grandeurs sont macroscopiques et elles nécessitent donc la connaissance microphysique du milieu pour être calculées. Dans le cas de l'atmosphère il faut connaître les caractéristiques de l'absorption gazeuse, de la diffusion moléculaire et des propriétés diffusante et absorbante des aérosols en tout point. Dans ces conditions, on peut donner les définitions suivantes:

$$k_e = k_a + k_s \quad (3)$$

où  $k_a$  et  $k_s$  sont les coefficients d'absorption et de diffusion.  $k_a$  dépend de l'absorption gazeuse et de celle des aérosols et  $k_s$  dépend de la diffusion des molécules et des aérosols. D'où l'expression de  $\overline{\omega}$

$$\overline{\omega} = \frac{k_s}{k_e} \quad (4)$$

Dans le cas de l'absorption par un gaz i, on relie le coefficient d'absorption monochromatique  $k_a$  à la section efficace moléculaire d'absorption  $\sigma$  (en  $\text{cm}^2 \text{molécule}^{-1}$ ) de la façon suivante:

$$k_a^{g_i}(\lambda) = N^{g_i} \sigma^{g_i}(\lambda) \quad (5)$$

où  $N^{g_i}$  est la concentration du gaz i (en molécules  $\text{cm}^{-3}$ ). Quant à la diffusion moléculaire (Rayleigh), le coefficient de diffusion est donné par [Lenoble, 1993] (l'indice s indique les conditions standards de pression et de température)

$$k_s^m = \frac{24\pi^3}{\lambda^4} \left[ \frac{m_s^2 - 1}{m_s^2 + 2} \right]^2 \frac{6 + 3d N}{6 - 7d N_s^2} \quad (6)$$

d étant le facteur de dépolarisation de l'air, N la densité de l'air en nombre de molécules par  $\text{cm}^{-3}$ ,  $m$  l'indice de réfraction de l'air qui vaut

$$m_s = 1 + \left[ 77.46 + \frac{0.459}{\lambda^2} \right] 10^{-6} \frac{P_s}{T_s} \quad (7)$$

avec la pression standard  $P_s$  exprimée en hPa, la température standard  $T_s$  en K et la longueur d'onde  $\lambda$  en  $\mu\text{m}$ .

La dérivation des mêmes paramètres pour les aérosols peut se faire si l'on connaît la taille des particules, leur forme, leur abondance et leur indice de réfraction complexe. S'ils sont considérés comme des sphères, une hypothèse qui a beaucoup d'implications physiques comme nous le verrons plus loin, alors ce calcul peut être fait avec la théorie de Mie. Il faut tout d'abord calculer les propriétés diffusantes et absorbantes d'une seule particule de rayon  $r$  (c'est à dire les efficacités d'extinction et de diffusion particulaire  $Q_{\text{ext}}(\lambda, r, m)$  et  $Q_{\text{sca}}(\lambda, r, m)$ ) ainsi que la fonction de phase particulaire  $p(\lambda, r, m, \theta)$ ), connaissant son indice de réfraction complexe  $m$  défini comme suit

$$m(\lambda) = m'(\lambda) - im''(\lambda) \quad (8)$$

la partie réelle fixe la vitesse de propagation de la lumière dans le milieu tandis que la partie imaginaire est reliée à l'absorption du matériau constitutif de l'aérosol. Ces deux valeurs dépendent significativement de la longueur d'onde, en particulier l'absorption. Pour une distribution en taille normalisée  $n(r)$  et une concentration totale en nombre de particules par unité de volume  $N$ , on en déduit finalement les valeurs des coefficients d'extinction, de diffusion, de la fonction de phase [Lenoble et Brogniez, 1984]

$$k_e = N \int_0^\infty \pi r^2 Q_e(\lambda, r, m) n(r) dr \quad (9)$$

$$k_s = N \int_0^\infty \pi r^2 Q_s(\lambda, r, m) n(r) dr \quad (10)$$

$$p(\lambda, \theta) = \frac{N}{k_s} \int_0^\infty \pi r^2 p(\lambda, r, m, \theta) Q_s(\lambda, r, m) n(r) dr \quad (11)$$

où  $\theta$  représente l'angle de diffusion. Signalons également un paramètre non indépendant qui a une importance aussi bien du point de vue bilan radiatif que de notre expérience et qui se nomme le paramètre d'asymétrie  $g$ . Celui ci est un bon indicateur de l'asymétrie avant-arrière de la fonction de phase et est défini de la façon suivante

$$g(\lambda) = \frac{1}{2} \int_0^\pi \cos(\theta) p(\lambda, \theta) d(\cos(\theta)) \quad (12)$$

Le lecteur a certainement remarqué que nous n'avons jusqu'alors décrit que le point de vue énergétique du transfert du rayonnement. Bien que celui-ci nécessite la prise en compte de la polarisation et que c'est la matrice de phase des aérosols entière qui doit être connue, nous avons préféré rester dans cette bonne approximation car les effets de polarisation ne seront pas vraiment traités dans ce travail.

## 1.2 Les modèles d'aérosols

La modélisation d'un ensemble de particules en suspension dans l'atmosphère peut s'envisager sous plusieurs angles différents suivant la finalité de l'utilisation de ce modèle et de son interprétabilité lorsqu'il est confronté à des données expérimentales. Bien entendu une modélisation dite "totale", qui prendrait en compte par exemple la composition chimique exacte, y compris sa localisation au sein de la particule (noyau + enveloppes), la granulométrie réelle (c'est à dire non paramétrée), la forme exacte des particules et même certains rapports isotopiques n'aurait que la beauté formelle et serait difficile à relier à des



grandeurs mesurées même in situ. Il faut faire certains sacrifices et ils dépendent du type de mesures envisagées.

Les modèles microphysiques de formation et de développement des aérosols sont quand même suffisamment au point pour donner la composition chimique, la phase, la granulométrie détaillée, l'abondance, tout ceci de façon dynamique, c'est à dire en incluant les phénomènes de transport aussi bien verticaux qu'horizontaux. Pour l'expérimentateur, la tâche est devenue de ce fait ardue, tant la demande s'est faite de plus en plus pressante sur la précision des paramètres à mesurer. C'est pourquoi certaines expériences de mesures in situ sont dédiées à la détermination d'un seul paramètre et ceci de manière précise. Par exemple, on peut citer l'envoi à partir de nacelle ballon de compteur de particules afin de connaître la granulométrie ou bien la collection d'aérosols in situ afin de les analyser au sol. Ce dernier cas est ultime car il permet d'avoir accès à tout (très localement certes) mais il est extrêmement difficile à mettre en oeuvre. D'un autre côté, la nécessité d'avoir des données climatologiques sur les aérosols justifie les mesures moins précises mais globales fournies par la télédétection. La modélisation d'une famille de particules en suspension de différentes tailles, de composition a priori non homogène doit d'abord s'appuyer sur la représentation en un nombre de classes finies de particules homogènes ayant des caractéristiques communes. En pratique ce nombre de classe est très réduit et souvent se limite à une seule classe. Citons les principales caractéristiques des modèles d'aérosols et des PSC:

- Les aérosols sulfatés sont composés d'acide sulfurique. La concentration et la taille sont gouvernés par la température et l'humidité relative [Steele and Hamill, 1981]. Dans les conditions standards de la stratosphère, on aboutit à une concentration relative en masse de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  de 75% ( cela donne un indice de réfraction  $m=1.42-0*i$  à 850 nm)

- Les PSC de type I sont supposés être composé de NAT (Nitric Acid Trihydrate) bien que certains auteurs semblent avoir des doutes à ce sujet [Toon et Tolbert, 1995]. La classification standard les répartit en deux catégories qui semblent être en fait les deux extrêmes d'un continuum. Il y a le type Ia dont la dépolarisation lidar est importante (non-sphériques), qui sont neutres spectralement et dont le taux de rétrodiffusion est souvent

compris entre 2 et 5. Cela implique des particules dont la taille est aux alentours du micron. Ils se forment lorsque le taux de refroidissement de la masse d'air est lent. Les PSC de type Ib dépolarisent peu, ont un taux de rétrodiffusion plus important (5-20) et ont une taille qui varie de 0.2 à 0.5  $\mu\text{m}$ .

- les PSC de type II sont composés eux de cristaux de glace. Ce sont de plus grosses particules et elles se forment à très basse température (on les rencontre plus fréquemment dans l'hémisphère sud). Ils ont tendance à sédimenter gravitationnellement et peuvent entraîner une déshydratation et une dénitrifications locale de la stratosphère.

### I.3 L'influence radiative des aérosols stratosphériques

Les aérosols de background sont toujours là et donc participent à l'équilibre. Par contre, quand la stratosphère est perturbée, comme après une éruption volcanique, la modification du champ de rayonnement par l'apport de nouveaux aérosols peut avoir de multiples conséquences. Des études systématiques effectuées après l'éruption du volcan El Chichon (1982) et plus récemment du Mont Pinatubo (1991) ont permis de dégager les effets suivants:

- Les aérosols volcaniques peuvent absorber sensiblement le rayonnement infrarouge. Dans ce cas, on assiste à un échauffement local de la stratosphère dans le nuage et cela perturbe la circulation générale méridionale.

- La diffusion du rayonnement aux courtes longueurs d'onde augmente de façon importante le trajet optique dans la stratosphère ce qui entraîne une augmentation de la photodissociation. Dans ce cas l'équilibre photochimique en est modifié [Pitari & Rizzi, 1993; Tie et al., 1994].

- De manière générale, la diffusion par les aérosols implique de corriger tous les facteurs de masse d'air intervenant dans la mesure de gaz traces par absorption et plus particulièrement l'ozone.

- Enfin, la couverture globale par le nuage d'aérosols volcaniques tend à augmenter l'albédo de la planète ce qui induit un refroidissement de la surface.

Pour une revue des effets radiatifs et chimiques après une éruption volcanique on pourra consulter par exemple: [McCormick et al., 1995; Prather, 1992; Granier & Brasseur, 1992 et Kinnison et al., 1994].

## II Le rôle physico-chimique des aérosols stratosphériques

Les aérosols constituent un site privilégié dans l'atmosphère car ils sont en phase liquide et/ou solide. L'essentiel de la chimie stratosphérique, depuis les travaux de Chapman dans les années 30 sur le premier modèle d'équilibre photochimique de l'ozone, a été expliquée en terme de réactions en phase gazeuse. Les différentes concentrations des composés minoritaires ont été clairement déterminées à partir d'un raffinement permanent des modèles photochimiques incluant de plus en plus de réactions et en se basant sur des données spectroscopiques et cinétiques de plus en plus précises et nombreuses obtenues en laboratoire. Désormais l'équilibre photochimique de l'ozone, qui en fait est pratiquement l'équilibre photochimique de toute la stratosphère, est bien compris en terme de réactions entre différentes familles de composés (hydrogénés, azotés, chlorés ainsi que O, O<sub>2</sub> et O<sub>3</sub>) en phase gazeuse. Mis à part les variabilités naturelles de la concentration en ozone (constituant qui a une variabilité plus grande à l'intérieur d'un mois qu'en un an), cet équilibre n'avait jusqu'à la fin des années 70 pas été remis en cause par les observations. L'observation systématique de la planète à l'échelle globale par des mesures satellitaires et la découverte d'une diminution significative du contenu en ozone dans la stratosphère dans l'Antarctique en fin d'hiver et au printemps a éveillé les premiers soupçons. Ceci est désormais communément et très médiatiquement appelé le "trou d'ozone". On s'est aperçu rapidement que ce phénomène était associé à l'occurrence de nuages stratosphériques polaires (PSC's) détectés pour la première fois par l'instrument SAM II (Stratospheric Aerosol Measurement II)

[McCormick & Trepte, 1987]. Dès lors la modélisation des réactions chimiques hétérogènes (entre deux phases différentes) impliquant les PSCs a permis de se rendre compte que ce type de réactions étaient centrales dans la compréhension des conditions perturbées de la stratosphère polaire en hiver et au printemps [Hofmann and Solomon, 1989]. En fait un nouveau champ de recherche complet s'est ouvert. Certaines réactions impossibles ou extrêmement longues en phase gazeuse peuvent devenir efficaces à la surface des particules solides ou liquides en suspension dans la stratosphère. C'est notamment le cas pour les deux composés chlorés  $\text{ClONO}_2$  et  $\text{HCl}$  qui sont les espèces réservoirs principales du chlore dans la basse stratosphère. Si l'on ne tient pas compte des réactions hétérogènes alors ces deux composés stables inhibent la destruction catalytique de l'ozone par les composés chlorés actifs. Les aérosols de background et volcaniques se sont vu alors eux aussi soumis à un examen critique concernant les possibles réactions hétérogènes qu'ils peuvent faciliter [Wolff and Mulvaney, 1991].

L'efficacité des réactions hétérogènes sur les aérosols est caractérisé par le taux de réaction par unité de temps  $J$  ( $\text{s}^{-1}$ ) défini ainsi:

$$J = \frac{\gamma S v}{4} \quad (13)$$

ou  $\gamma$  est un nombre sans dimension représentant la probabilité qu'a une molécule du gaz impliqué dans la réaction considérée de réagir avec les constituants de l'aérosol en phase liquide ou solide lorsqu'elle s'est déposée à la surface,  $S$  est la surface disponible pour les réactions hétérogènes par unité de volume (en  $\mu\text{m}^2 \text{cm}^{-3}$ ) et  $v$  la vitesse moléculaire moyenne de l'air environnant. La quantité  $\gamma$  est très dépendante de la nature de l'aérosol c'est à dire de la concentration de ses divers constituants, de la phase ainsi que de la température (parfois).  $S$  est directement reliée à la granulométrie et à la concentration des aérosols. Pour des particules liquides donc sphériques on a par exemple:

$$S = N \int 4\pi r^2 n(r) dr \quad (14)$$

où  $N$  est le nombre de particule par unité de volume et  $n(r)$  la distribution en taille normalisée. Pour estimer l'impact des réactions hétérogènes sur les aérosols il faut donc connaître leur abondance, leur taille, leur composition chimique et bien entendu le temps durant lequel ces aérosols ont été soumis aux conditions météorologiques requises (surtout la température).

Les aérosols sulfatés jouent un rôle important car ils sont là depuis longtemps et peuvent amener une activation du chlore avant l'occurrence des PSC. De plus, ils servent de noyaux de condensation aux PSC de type I et ce mécanisme est encore objet de recherche. Des questions restent en suspend, par exemple: quel est le point de fusion des aérosols sulfatés? , les PSC de type I ne sont ils pas des solutions ternaires  $H_2O-H_2SO_4-HNO_3$  ?.

### III Objectifs scientifiques de BALLAD

L'objectif numéro un qui a été le moteur du développement d'un nouvel instrument est de tester la faisabilité d'une expérience satellitaire qui utilise les informations contenues dans les images du limbe terrestre pour la caractérisation des aérosols stratosphériques ainsi que la mesure de l'ozone. Cette idée a longtemps été envisagée dans le cadre de l'étude du projet SAGE III. Le mode d'occultation solaire, qui est la base de nombreuses expériences spatiales de mesures des constituants de l'atmosphère moyenne, est bien maîtrisé maintenant après pratiquement deux décennies de mesures par différents instruments (SAM I et II, SAGE I et II, POAM I). Les mesures de rayonnement diffus peuvent a priori compléter les mesures d'extinction car elles renseignent sur les propriétés directionnelles de la diffusion par les aérosols. De plus l'utilisation du rayonnement diffus comme source pour la détermination de l'extinction par certains gaz traces et en particulier l'ozone, autorise une couverture spatiale importante des mesures car celles-ci ne sont pas liées à la direction du soleil.

La sensibilité de la dépendance directionnelle du rayonnement diffusé par les aérosols ainsi que de sa polarisation vis à vis des propriétés microphysiques des aérosols a déjà été

mise à profit grâce à l'expérience RADIBAL, développée au laboratoire, qui fonctionne depuis 1983. La polarisation offre par exemple un moyen de remonter à l'indice de réfraction des particules qui lui-même est relié à la nature chimique de l'aérosol. Les variations spectrales et directionnelles permettent également de connaître la taille.

L'expérience BALLAD, associée à sa partie occultation solaire dénommée BOCCAD et qui a été développée plus tard (1994), offre la possibilité de mesures comparatives avec RADIBAL et permet également de continuer le suivi temporel des aérosols commencé depuis 1983. De plus la présence d'un canal dédié à l'ozone offre l'opportunité de mesurer conjointement ozone et aérosols dans la même masse d'air.

L'intérêt de la mesure des propriétés optiques des aérosols est également d'avoir accès directement aux grandeurs intervenant dans le calcul de l'impact des aérosols sur le bilan radiatif et les flux photochimiques. La validation d'expérience satellitaire telles que SAGE II, POAM II (Polar Ozone and Aerosol Measurement II) ou GOME (Global Ozone Monitoring Experiment) est aussi un objectif de BALLAD et BOCCAD (cf. Chapitre 4 et Annexe B). RADIBAL a lui même participé à la campagne de validation européenne de SAGE II [Ackermann et al., 1989].

BALLAD était prévu pour voler dans la campagne SESAME. Cette campagne a pour but d'éclaircir les zones d'ombre subsistantes dans la compréhension de la réduction de l'ozone stratosphérique dans l'hémisphère nord aussi bien en arctique qu'aux latitudes moyennes. Elle inclut un grand nombre d'expériences dédiées à la mesure des densités de colonnes ou des profils verticaux de gaz traces, la mesure d'aérosols ou de PSC à partir essentiellement de vols ballons et avions. Ce grand effort expérimental est couplé à un travail de modélisation physico-chimique et dynamique de la stratosphère. RADIBAL et BALLAD ont volés 2 fois à Kiruna en 1994, puis une fois à partir d'Aire sur l'Adour en octobre 1994. BOCCAD s'est rajouté aux deux autres expériences pour les vols à partir de Kiruna en janvier et mars 1995. Les premiers résultats de ces vols sont donnés au chapitre 4 et en annexe B.

## **Chapitre 2 : L'instrument et la mesure**

## I Introduction

L'utilisation des caractéristiques directionnelles ainsi que de la polarisation du rayonnement solaire diffusé par les aérosols est désormais une méthode d'investigation largement utilisée au laboratoire. Concernant notamment l'étude des aérosols stratosphériques, l'expérience RADIBAL (RADIomètre BALlon) [Herman et al., 1986], qui fonctionne depuis 1983, a déjà montré clairement la faisabilité de la télédétection, depuis ballon, des propriétés optiques principales de la couche d'aérosol et notamment de son aptitude à cerner l'indice de réfraction en utilisant la polarisation [Santer et al., 1988; Brogniez et al., 1992]. Cependant, la définition même de l'expérience RADIBAL exige un profil de vol adapté qui peut devenir contraignant à certains moments (cf. Annexe A). En effet, le radiomètre visant à l'horizontale dans le but de sonder la couche d'aérosol au niveau du ballon, la traversée de toute la couche d'aérosol par le ballon (soit à la descente, soit à la montée) est nécessaire à l'obtention d'un sondage complet. De plus, une excellente stabilité horizontale de la nacelle est requise afin de s'assurer que la couche visée est bien toujours la couche dans laquelle se trouve le ballon. Le pilotage d'un ballon stratosphérique n'est pas chose aisée et, ne disposant d'aucun système de mesure précis d'attitude de type centrale d'inertie, il est toujours possible d'être perturbé par des oscillations intempestives de la nacelle. Même si depuis 1983, pour l'ensemble des vols RADIBAL l'horizontalité de la nacelle a été satisfaisante, et ce grâce à un protocole de mesure durant la descente du ballon à vitesse verticale réduite ( $\approx 2$  m/s), des problèmes sont apparus récemment et ont détérioré le jeu de données pour un vol lorsque les mesures ont été effectuées durant la montée du ballon (cf. Chapitre IV).

Dans les années 80, l'IASB (Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique) et plus précisément l'équipe dirigée par M. Ackermann a mis en oeuvre une autre approche expérimentale [Ackermann et al., 1981]. Le but était de sonder la basse stratosphère à partir d'une plate-forme élevée (c'est à dire au dessus des altitudes à sonder) et le principe était de faire des photographies du limbe terrestre à plusieurs longueurs d'onde et pour différentes directions de visée par rapport au plan



d'incidence solaire. Cette géométrie de mesure est celle employée par BALLAD et sera décrite un peu plus loin. L'avantage d'une telle mesure est d'appréhender directement en quelques prises de vue l'essentiel de la basse stratosphère et de réduire substantiellement les contraintes de vols. Il est également important de remarquer que ce choix est aussi dicté par le fait que cette géométrie se rapproche de la visée satellitaire et que une étude de faisabilité spatiale peut donc être entreprise avec ces vols ballons.

Le concept de l'instrument BALLAD est d'utiliser un capteur CCD linéaire pour l'obtention des images, s'affranchissant ainsi de bon nombre de problèmes inhérents à l'utilisation de film photographique. La nouveauté principale est d'effectuer des mesures de polarisation du rayonnement diffusé utilisant ainsi l'expérience acquise avec le radio-polarimètre RADIBAL. Cette mesure est réalisée en plaçant des polariseurs croisés devant le détecteur, technologie maîtrisée au laboratoire notamment grâce au développement du radiomètre POLDER (POLarization and Directionality of Earth's Reflectance). Le choix des canaux spectraux utilisés est la résultante de plusieurs objectifs. Le premier d'entre eux est d'effectuer des mesures dans le proche infrarouge là où la diffusion par les aérosols devient prédominante par rapport à la diffusion moléculaire. De plus, il est toujours intéressant d'avoir des mesures corrélatives avec d'autres instruments lorsqu'on s'attaque à la mesure des aérosols. C'est pourquoi il a été décidé de choisir un canal commun avec RADIBAL, à savoir le canal à 850 nm. Cette longueur d'onde est tout à fait adaptée car elle est bien sensible aux aérosols et ne se situe pas dans une bande d'absorption. C'est dans ce canal que seront effectuées également les mesures de polarisation. La volonté de tester la capacité de la mesure au limbe à fournir une mesure de l'ozone dans la basse stratosphère nous a conduit à utiliser aussi un filtre dans la bande d'absorption de Chappuis autour de 600 nm. L'intérêt majeur de cette mesure serait, notamment dans une géométrie satellitaire, d'avoir accès à une grande couverture spatiale du profil vertical de l'ozone dans un temps très réduit à la différence des techniques d'occultation solaire, qui sont cependant largement éprouvées ( voir par exemple l'expérience satellitaire Stratospheric Aerosol and Gas Experiment) . Des mesures dans le visible ont donc imposé l'utilisation d'un détecteur au silicium, excluant donc de choisir un second filtre

dans le proche infrarouge éloigné de 850 nm comme c'est le cas pour RADIBAL. La philosophie était de corriger des effets dus aux aérosols dans le canal à 600 nm. Un filtre à 450 nm permettant , avec le filtre à 850 nm, d'entourer le canal à 600 nm a donc été également implanté. La validation d'expériences satellitaires telles POAM II (Polar Ozone and Aerosol Measurement) ou SAGE II qui possèdent des canaux proches de 450 nm a aussi conforté ce choix.

Dans la section II , on décrira le principe général de la mesure. L'instrument et son intégration sur une nacelle stratosphérique seront l'objet de la section III suivie dans la section IV de la méthodologie de l'étalonnage au sol. Enfin les caractéristiques de base de l'instrument seront abordées section V.

## **II Principe de la mesure**

### **II.1 Principe général**

Le but est de mesurer la quantité et l'état de polarisation de la lumière diffusée dans la stratosphère par les aérosols afin de remonter à leurs caractéristiques optiques. Cette mesure doit en outre fournir une bonne idée de la variation verticale de ces mêmes caractéristiques. La géométrie d'observation au limbe semble donc bien adaptée à ce type de mesure. Une vue schématique de la géométrie d'observation est donnée Figure 1.

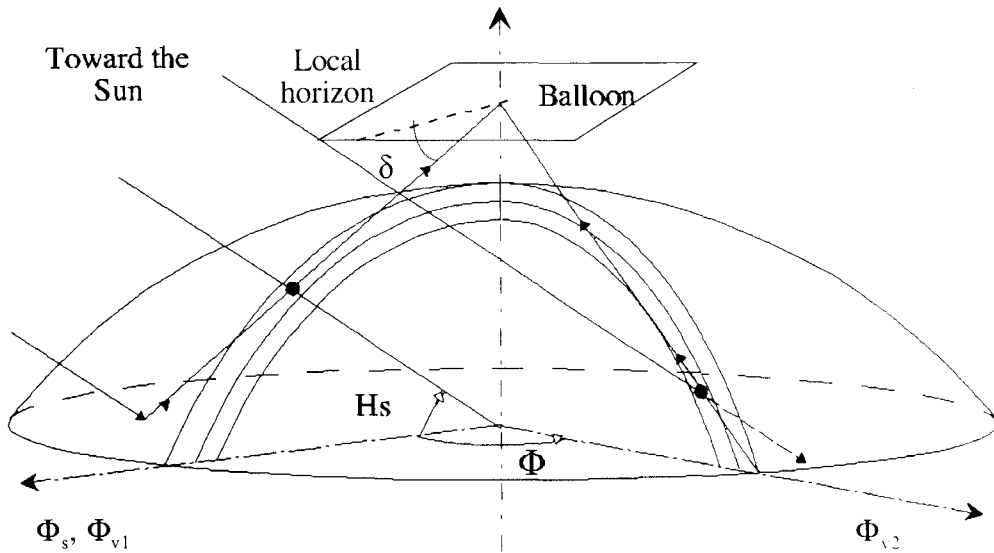


Figure 1: Géométrie d'observation de BALLAD pour deux azimuts de visée  $\Phi_v$ . Un des deux sondages s'effectue dans le plan d'incidence solaire ( $\Phi_s$ ).

L'instrument, solidaire de la nacelle qui tourne régulièrement autour de son axe vertical, sonde le limbe terrestre pour différents azimuts de visée par rapport au plan d'incidence solaire. Le début des mesures a lieu lorsque le ballon est au plafond (typiquement 30-35 km avec un ballon de  $10^5 \text{ m}^3$ ), donc lorsque l'instrument est au dessus des couches à sonder. Les images doivent être obtenues avec un champ horizontal faible de telle sorte que la lumière ne provienne que de directions où l'angle de diffusion est pratiquement constant. De même la résolution verticale doit être suffisamment bonne pour accéder à certaines structures verticales des caractéristiques des aérosols pouvant apparaître à des échelles inférieures au kilomètre. La quantité mesurée, à savoir une luminance (nous verrons plus loin que l'on utilisera une grandeur un peu différente mais pas fondamentalement), est le résultat d'une intégration sur la ligne de visée et, sans rentrer dans les détails de l'inversion qui seront présentés dans le chapitre III, on peut d'ores et déjà mentionner que celle-ci renseigne avant tout sur les propriétés du milieu diffusant se trouvant aux alentours de la couche où les rayons lumineux sont tangents à la Terre. Pour ce faire, l'axe optique de l'instrument devra viser quelques degrés sous l'horizon du ballon. De fait, une image du limbe terrestre fournira des informations concernant une gamme d'altitudes tangentes couvrant toute la basse stratosphère

comprise entre la troposphère et l'altitude du ballon. Bien entendu, des signaux seront obtenus également pour des altitudes sortant de ce domaine mais elles sont difficilement interprétables et ne seront pas beaucoup plus examinées par la suite. La rotation de la nacelle autour de son axe vertical de façon régulière permet d'accéder à différents azimuts relatifs par rapport à la direction du soleil. Lorsque le soleil est bas sur l'horizon, un tour complet de la nacelle autorisera donc à mesurer le rayonnement issu du limbe pour une gamme étendue d'angles de diffusion. En effet celui ci est calculé de la façon suivante,

$$\cos \Theta = -\sin \delta \sin H_s + \cos \delta \cos H_s \cos(\Phi_v - \Phi_s) \quad (1)$$

où  $\delta$  est l'angle de dépression de la direction de visée,  $H_s$  l'élévation solaire au niveau du ballon et  $\Phi_v$  et  $\Phi_s$  les azimuts respectifs de la direction de visée et du soleil (cf. Figure 1). Par exemple, pour un soleil à l'horizon c'est à dire  $H_s$  égal à  $0^\circ$ , l'intervalle sur  $\Theta$  accessible lors d'un tour complet de la nacelle est  $[\delta, 180 - \delta]$ . Comme  $\delta$  est petit, il est possible d'avoir une couverture angulaire maximale. Ensuite, après un travail qui reste encore à formuler et qui sera l'objet des prochains chapitres, l'information contenue dans cette dépendance directionnelle des signaux sera reliée aux propriétés microphysiques des aérosols.

## II.2 Formulation de la reflectance mesurée en diffusion primaire

Chaque pixel du radiomètre mesure l'intensité et le taux de polarisation linéaire (pour le canal à 850 nm) du rayonnement incident naturel (non polarisé) diffusé par les aérosols et les molécules sur la ligne de visée qui lui est associée. Sur la Figure 2 est décrite la géométrie particulière à une ligne de visée dans le plan d'incidence solaire.

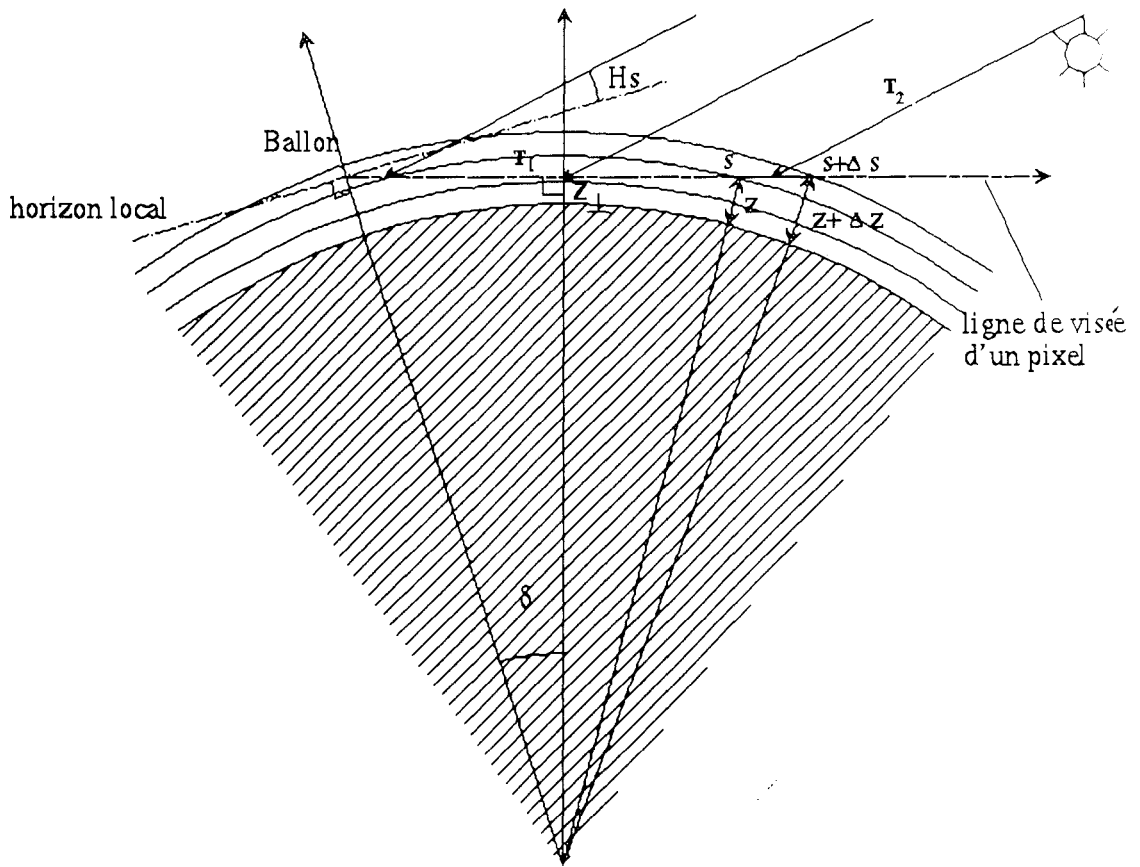


Figure 2: Géométrie de visée dans le plan solaire

En chaque point de l'atmosphère d'abscisse curviligne  $s$ , le milieu diffusant est caractérisé par le coefficient de diffusion et d'extinction des aérosols  $\sigma_{\text{sca}}^a$  et  $\sigma_{\text{ext}}^a$ , par leur fonction de phase  $p^a(\theta)$  et par leur taux de polarisation  $P^a(\theta)$  ainsi que par les mêmes quantités pour les molécules. Nous travaillerons désormais avec une grandeur appelée reflectance et définie ainsi:

$$\rho = \frac{\pi L}{E_s} \quad (2)$$

où  $L$  est la luminance mesurée et  $E_s$  l'éclairement solaire hors atmosphère. Elle est utile car elle est normalisée et permet de mieux apprécier le contenu en aérosol. De plus ses variations spectrales sont découplées de celles de la source, le soleil. Dans l'approximation de la diffusion

simple, c'est à dire en ne comptabilisant que les photons incidents n'ayant interagi qu'une fois avec les diffuseurs, la réflectance en entrée de l'appareil s'exprime par:

$$\rho = \frac{1}{4} \int_0^{\infty} [\sigma_{sca}^a(s) p^a(\theta, s) + \sigma_{sca}^m(s) p^m(\theta, s)] T_1 T_2 ds \quad (3)$$

et la réflectance polarisée par:

$$\rho_p = \frac{1}{4} \int_0^{\infty} [\sigma_{sca}^a(s) p^a(\theta, s) P^a(\theta, s) + \sigma_{sca}^m(s) p^m(\theta, s) P^m(\theta, s)] T_1 T_2 ds \quad (4)$$

ce qui conduit au taux de polarisation:

$$P = \frac{\rho_p}{\rho} \quad (5)$$

$T_1$  est la transmission du point diffusant au ballon et  $T_2$  est la transmission du sommet de l'atmosphère au point diffusant. Ces mesures sont intégrales et nous recherchons les propriétés diffusantes en fonction de l'altitude. Pour la réflectance, le terme source local à savoir  $(\sigma_{sca}^a(s) p^a(\theta, s) + \sigma_{sca}^m(s) p^m(\theta, s))$  est pondéré par les termes de transmission et le trajet dans la couche  $ds$ . Cette pondération peut être qualifiée de "fonction de poids" vis à vis de la diffusion du mélange aérosol molécules. Elle permet d'estimer l'importance relative des différentes couches atmosphériques qui participent au signal mesuré. Il est important de vérifier si notre sondage au limbe donne bien des informations localisées dans l'espace et pour cela ces fonctions de poids ont été estimées pour un profil d'aérosol donné. Sur les Figure 3 et Figure 4 sont reportées ces fonctions (ici non normalisées) pour deux simulations en diffusion simple avec un contenu en aérosol variable pour les deux canaux aérosols.

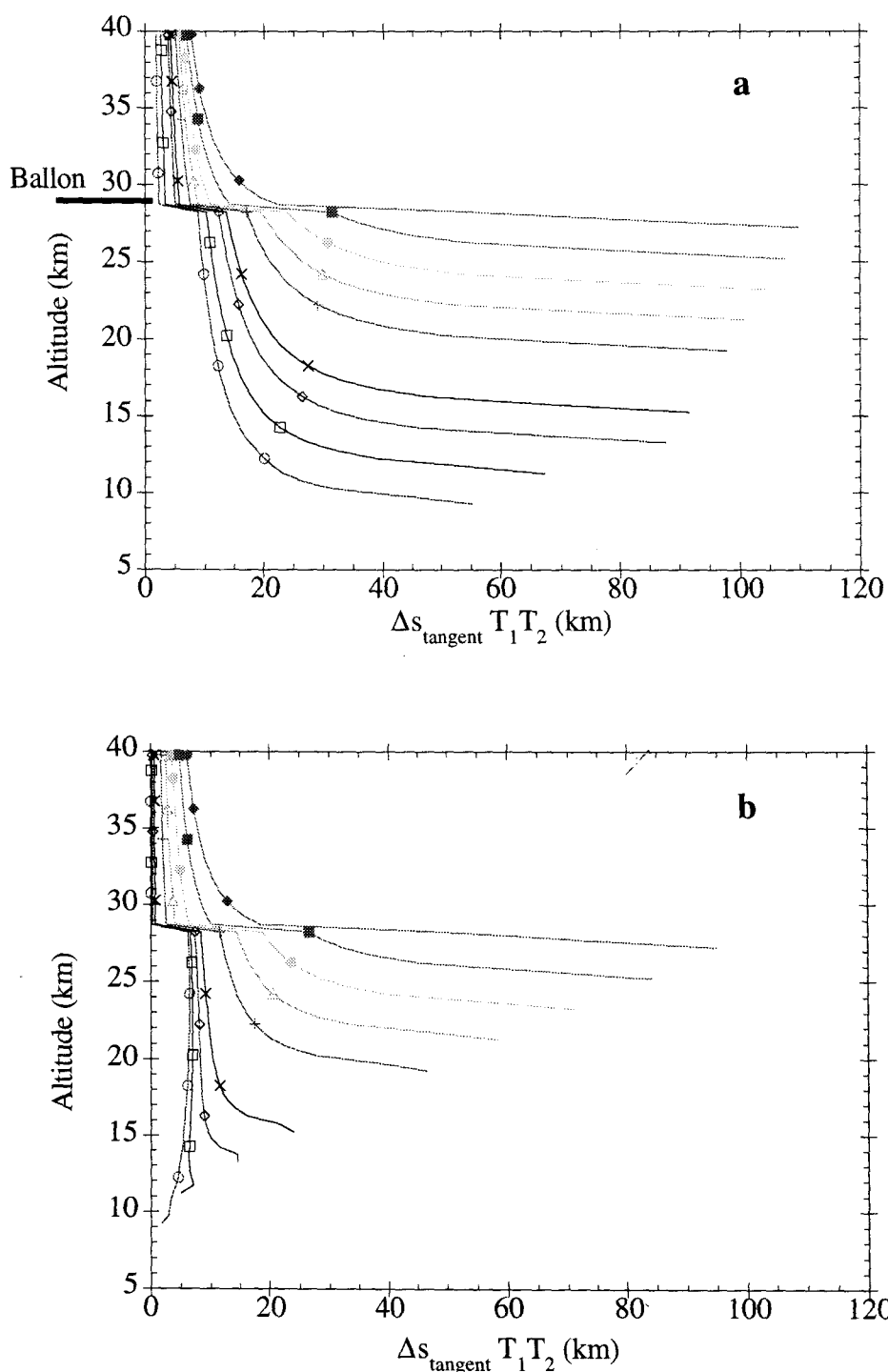


Figure 3: Trajet dans chaque couche pondéré par la transmission du point diffusant au ballon et la transmission du sommet de l'atmosphère au point diffusant pour plusieurs lignes de visée (un symbole par visée) en fonction de l'altitude. La couche tangente est la plus basse pour chaque ligne de visée. (a) 850 nm, (b) 450 nm. La distance zénithale solaire est de  $85^\circ$  et la visée s'effectue dans le plan d'incidence solaire. Le calcul ne tient pas compte de la réfraction. Le ballon est placé à 28 km et l'atmosphère est découpée en couches de 500 m.

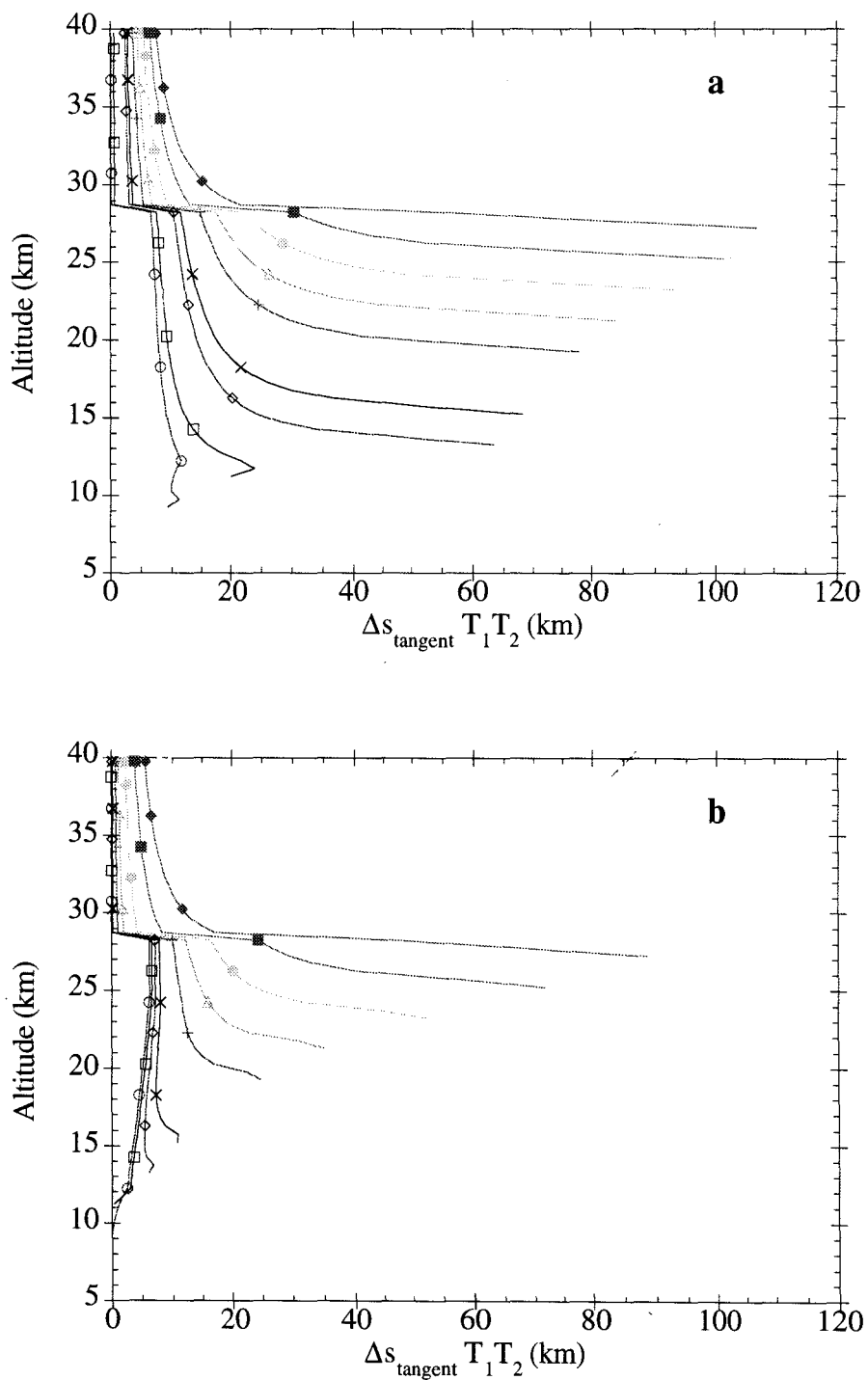


Figure 4: Mêmes que Figure 3 mais pour un contenu en aérosol 5 fois plus important.



---

Les fonctions de poids sont bornées à l'altitude tangente car les couches situées au dessous ne participent pas à la réflectance observée, ce qui est caractéristique de la géométrie du limbe. Plus la visée s'effectue vers le bas et plus les effets de transmission deviennent importants ce qui induit que la couche tangente contribue de moins en moins au signal. De fait c'est l'épaisseur optique tangente qui contrôle la profondeur sondable ou visibilité et donc pour 450 nm où la section efficace d'extinction des aérosols et surtout des molécules est plus importante qu'à 850 nm, la couche tangente est progressivement masquée dès que l'on vise en dessous de 20 km. Les couches situées au dessus du ballon, pour lesquelles aucune mesure ne sera disponible, ne jouent pas un grand rôle car ce sont les plus éloignées du ballon, donc les plus atténuées, et elles ont un poids géométrique moitié du fait qu'elles ne sont traversées qu'une fois par le rayonnement. Pour les autres altitudes et à 850 nm, les fonctions de poids sont toujours maximales pour les hauteurs tangentes et permettent donc bien un sondage vertical de la basse stratosphère.

### III L'instrument

L'instrument BALLAD a été développé dans le courant de l'année 1993. Au départ l'instrument était prévu pour fonctionner également en mode d'occultation solaire. Après les images du limbe prises lorsque le soleil est quelques degrés au dessus de l'horizon, l'instrument devait pointer alors le soleil et suivre l'atténuation de sa lumière par l'atmosphère lors de son coucher. Cependant, pour des raisons de calendrier et de contraintes techniques principalement liées au fait qu'un instrument visant à la fois le limbe et le soleil doit pouvoir s'adapter à des dynamiques de signaux très élevées, le projet a été séparé en deux et la partie occultation a été remise à plus tard sous la forme d'un autre instrument indépendant appelé BOCCAD (Balloon OCCultation Aerosol Detection) qui vole désormais sur la même nacelle que BALLAD depuis fin 1994. Nous présentons dans l'annexe B une description de celui-ci car il a participé aux vols de la campagne SESAME que nous analyserons au chapitre IV. Le cahier des charges de BALLAD est, rappelons le, de mesurer l'intensité et l'état de polarisation du rayonnement diffus du limbe terrestre avec une résolution verticale inférieure au kilomètre, pour plusieurs longueurs d'onde et ceci dans les conditions les plus proches d'une visée satellitaire. C'est bien entendu une expérience embarquée sur ballon stratosphérique qui doit respecter les contraintes qui y sont associées.

Nous commencerons par décrire l'option générale qui a été retenue pour la définition de l'instrument puis nous tacherons de décrire son insertion dans toute la chaîne de vol du ballon stratosphérique et préciserons toutes les données annexes nécessaires à l'obtention de mesures complètes. Ensuite nous passerons en revue ses différentes parties constitutives. La procédure d'étalonnage au sol et les performances attendues de l'instrument seront spécifiées dans la section 9IV.

### III.1 Description globale

#### *III.1.1 Architecture*

L'instrument BALLAD est donc un radiomètre imageur unidimensionnel. Il est constitué principalement d'un objectif couplé à un détecteur linéaire placé dans le plan focal et dans la direction verticale. Des filtres interférentiels placés sur une roue porte filtre située entre l'objectif et le détecteur permettent la mesure à plusieurs longueurs d'ondes. Un schéma de l'instrument est donné sur la Figure 5. En amont de l'objectif un diaphragme assez grossier est placé pour éviter au maximum que de la lumière issue du soleil ne se reflète sur les différentes parties mécaniques de l'instrument et entre dans le champ de vue de celui-ci. En fait, depuis juillet 1995 un deuxième diaphragme a été ajouté encore devant afin de renforcer cette protection. Toutefois toutes les données qui seront analysées dans ce mémoire ont été obtenues avec la configuration à un seul diaphragme. La roue porte filtre est entraînée par un moteur pas à pas. Celui-ci amène les filtres devant le détecteur avec une vitesse qui est de l'ordre de 250 ms.

Le temps de pose est ajusté sur le niveau de signal acquis lors de la mesure précédente afin d'optimiser le rapport signal sur bruit de la mesure et d'éviter autant que faire se peut la saturation. En effet la diffusion des aérosols étant sensiblement asymétrique il faut s'attendre à des variations de signal importantes sur un tour de nacelle et le temps de pose doit être constamment réévalué. Il est compris pour l'instant entre une vingtaine de millisecondes et quelques centaines de millisecondes. On peut dire qu'en moyenne le temps nécessaire à l'acquisition d'un filtre (positionnement de la roue, temps de pose puis lecture et stockage) est de l'ordre de la seconde. La roue porte filtre possède huit emplacements destinés aux filtres interférentiels. Il y en a six pour les filtres décrits Tableau 1, un septième pour la mesure du courant d'obscurité et le huitième est pour l'instant inutilisé.

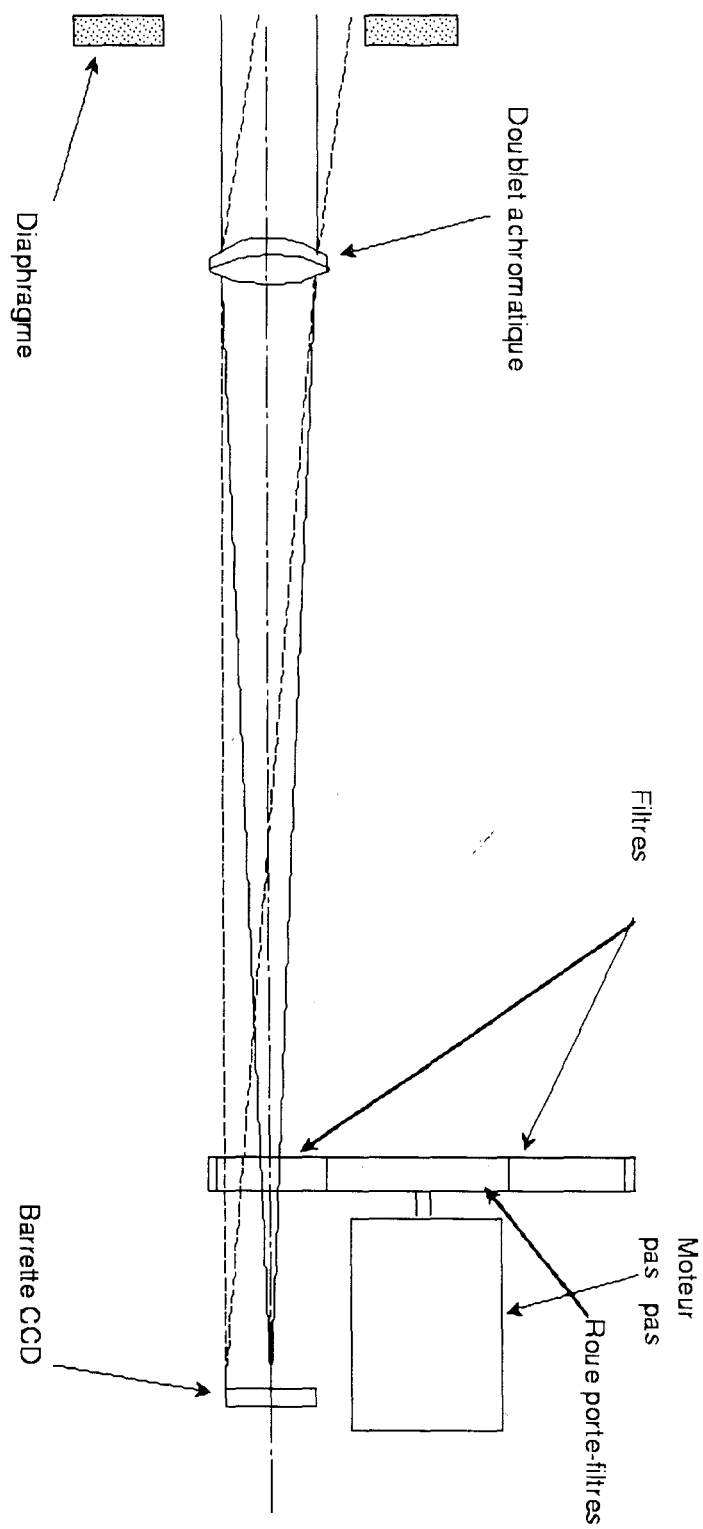


Figure 5: Schéma de l'instrument BALLAD

	<i>longueur d'onde</i> (nm)	<i>bande passante</i> (nm)	<i>polarisation</i>	<i>but</i>
1	850	36	oui	aérosol
2	"	38	"	"
3	"	38	"	"
4	600	9.5	non	ozone
5	450	9	"	aerosol
6	850	35	"	"
7	-	-	-	courant noir
8	-	-	-	inutilisé

Tableau 1: Canaux spectraux de BALLAD

La vitesse de rotation de la nacelle est de un tour toutes les trois minutes. Cette vitesse a été choisie dans le but d'obtenir un échantillonnage angulaire le meilleur possible tout en évitant d'avoir de trop grande variation de la position du soleil sur un tour. De plus, les trois filtres polarisés à 850 nm ne constituent une mesure complète que lorsque leurs informations sont recombinaées et donc la résolution angulaire elle-même est affectée dans ce canal par la rotation de la nacelle. Avec une seconde de temps d'acquisition par filtre on obtient une mesure tous les 2° ce qui amène à une résolution angulaire de 6° pour le canal polarisé. Pour un filtre particulier l'échantillonnage angulaire est d'environ 2° x 8 positions de filtres soit 16°

### III.1.2 Intégration à la chaîne de vol

Un schéma de la chaîne de vol d'un ballon stratosphérique et un dessin de la nacelle sont donnés Figure 6. La chaîne de vol a une longueur totale de l'ordre de 150 m. Elle se termine par la nacelle scientifique et juste en dessous la petite nacelle de télémétrie du CNES qui envoie les signaux à la station de réception au sol. Elle est fixée par 4 sangles à la nacelle scientifique ce qui

induit un léger couple de torsion sur celle-ci. La rotation continue est assurée par un pivot fourni par le CNES qui est fixé sur la partie supérieure de la nacelle. Son bloc électronique est lui-même installé avec instruments scientifiques de la nacelle. Le principe du pivot est de compenser régulièrement par une action d'un moteur l'écart qu'il y a entre l'azimut de visée instantané de la nacelle mesuré grâce à un magnétomètre deux axes et un azimut pris comme référence. La rotation peut donc être légèrement saccadée si des perturbations de la mesure du champ magnétique viennent biaiser la connaissance de l'azimut. Notre nacelle est un cube d'environ 1.3 m de côté avec deux planchers où sont attachés les divers instruments ainsi que leur racks électroniques et d'alimentation. Historiquement la nacelle était entièrement dédiée à l'expérience RADIBAL. Puis sont venus s'y ajouter BALLAD et BOCCAD. De plus, divers petits instruments auxiliaires sont répartis un peu partout sur la nacelle. Citons dans le désordre les magnétomètres CNES et LOA, un réflectancemètre développé au laboratoire qui mesure la luminance remontante issue de l'ensemble sol+nuage+troposphère dans les canaux 450, 650, 850 et 1650 nm, deux caméscopes et un appareil photo. L'ensemble de ces masses doit être correctement réparti avant le vol afin d'atteindre la meilleure horizontalité statique et dynamique possible. Ceci est mesuré par l'intermédiaire d'un inclinomètre intégré aussi bien dans RADIBAL que BALLAD. Le CNES a l'entière charge du pilotage du ballon, de la rotation de la nacelle ainsi que de la transmission des données. De plus il nous fournit après vol toutes les caractéristiques du vol en fonction de l'heure TU, c'est à dire la longitude, la latitude, la pression et la température. Ces données, recombinaées avec nos mesures d'azimut et les éphémérides solaires permettent de reconstruire la géométrie d'observation si l'attitude de la nacelle est connue.

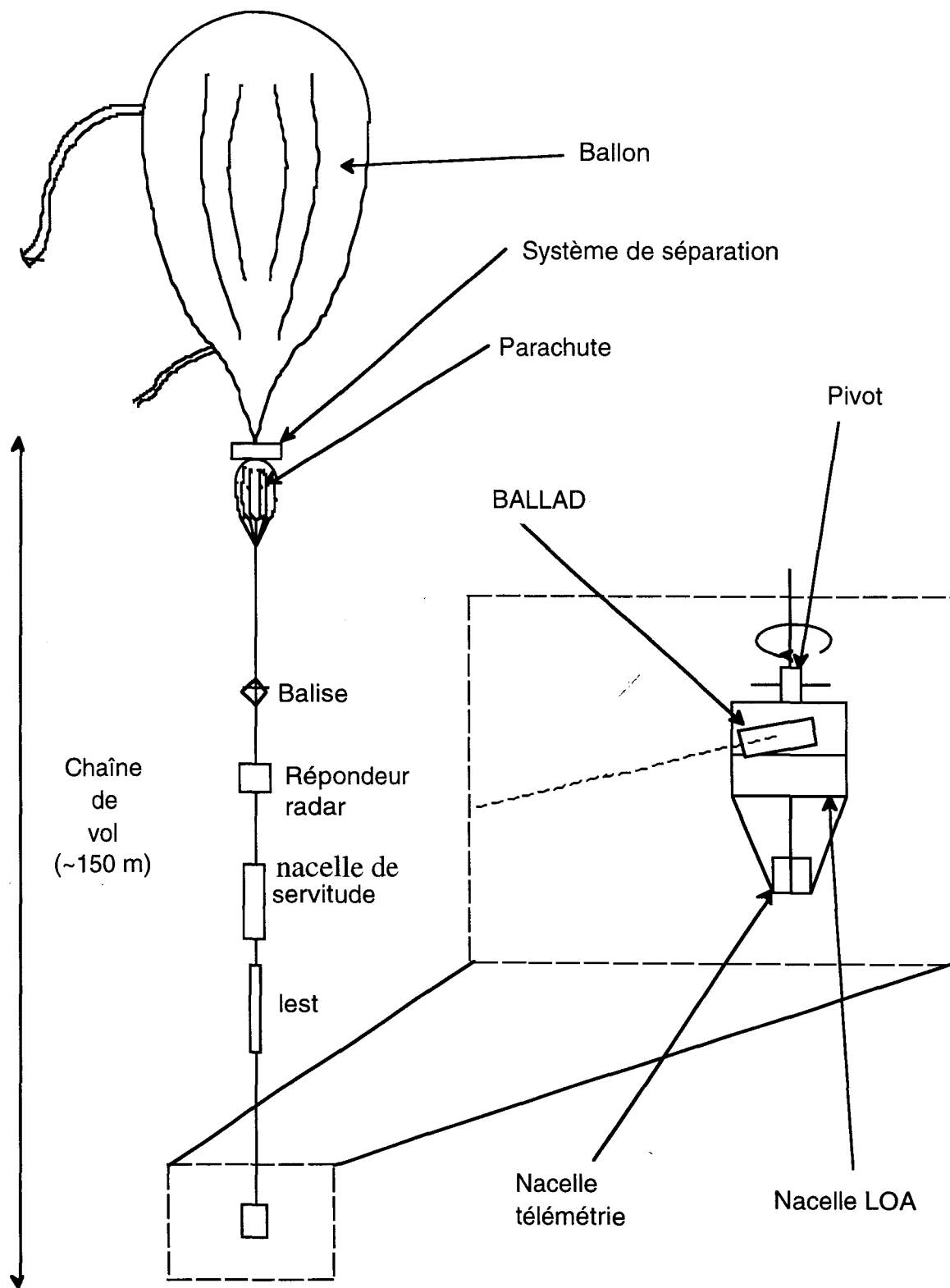


Figure 6: Schéma de la chaîne de vol

Le déroulement typique d'un vol est le suivant: La montée du ballon étant terminée et l'altitude du ballon se situant dans la gamme 28-35 km (altitude plafond essentiellement déterminée par le profil de densité de l'atmosphère ainsi que par le volume du ballon utilisé), la nacelle se met en rotation à une vitesse de 3 tours par minutes (nous reviendrons juste après sur cette valeur) et l'instrument commence à prendre des images du limbe. L'heure de lâcher de ballon est calculée afin d'arriver au plafond lorsque le soleil est bas sur l'horizon ( $\approx 10^\circ$ ). Si l'expérience d'occultation BOCCAD se trouve sur la nacelle alors BALLAD cesse de fonctionner dès que  $h_s \approx 3^\circ$ .

### III.1.3 La partie optique

Le système imageur retenu est la combinaison simple d'un objectif avec un détecteur placé dans le plan focal. L'objectif est un doublet achromatique de type Clairaut-Mossotti de la série 01LAO225 fabriqué par la société Oriel. L'achromaticité était nécessaire pour effectuer des mesures multispectrales dans le visible et le choix d'un collecteur réfringent conforté par sa neutralité vis-à-vis de la polarisation.

#### Bilan énergétique:

Le choix précis de la lentille, c'est à dire essentiellement son diamètre et sa focale est dictée par la valeur du champ de vue souhaitée pour l'instrument ainsi que les flux énergétiques attendus sur le détecteur dans les conditions d'utilisation prévues. Si l'on interpose des filtres interférentiels comme c'est le cas ici, la largeur spectrale et la transmission de ces filtres entrent aussi en compte. Les signaux calculés pour des profils standards d'aérosols montrent que des niveaux de réflectance compris entre au moins 1 et  $10^{-3}$  seront à mesurer. Etant donné l'éclairement spectral solaire hors atmosphère on peut donc connaître la gamme de luminance spectrale en entrée de l'appareil. L'insolation  $W$  (en  $\mu\text{J cm}^{-2}$ ) du détecteur, avec un objectif de surface  $S_{\text{len}}$  et de focale  $f$  passant à travers un filtre de transmission  $t_f$ , de bande passante  $\Delta\lambda$  et pour un temps d'exposition  $t_{\text{exp}}$  vaut:

$$W = \frac{L S_{\text{len}}}{f^2} t_f \Delta\lambda t_{\text{exp}} \quad (6)$$

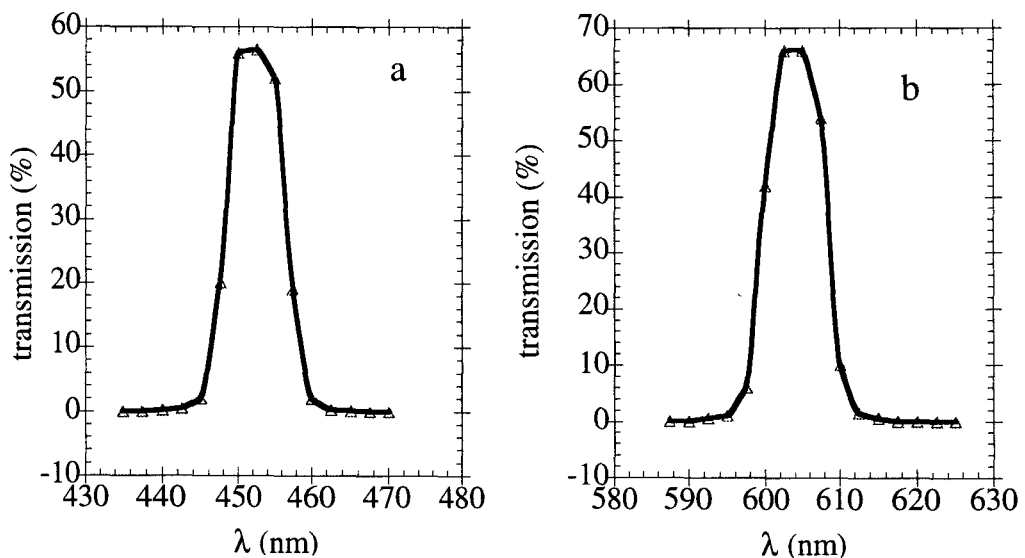


où l'on a considéré la luminance constante sur la bande passante du filtre. D'autre part si nous souhaitons avoir une couverture angulaire de l'ordre de  $6^\circ$  et compte tenu du détecteur choisi (longueur sensible  $l_s$  de 22.54 mm) la focale de notre lentille est donnée par:

$$f = \frac{l_s}{\tan 2\alpha} \quad (7)$$

soit  $f \approx 214$  mm.

En prévision de transmission de filtres de 50% et de transmission de polaroïd de 40% on peut estimer l'ouverture de l'instrument et les bandes spectrales des filtres qui permettront de tenir compte des niveaux de saturation du détecteur . Il est en outre préférable de retomber sur des produits standards, aussi bien pour les filtres que pour la lentille pour des raisons de coût et de délais. Finalement la lentille choisie aura un diamètre de 40 mm et une focale de 200 mm. Le diamètre utile de la lentille, c'est à dire la longueur à prendre en compte pour le calcul de la surface collectrice vaut 32 mm. Par exemple, dans le cas d'un filtre polarisé mesurant une source de réflectance 1.5 pendant 22.4 ms, l'insolation est de l'ordre de  $20 \mu\text{J cm}^{-2}$  ce qui est inférieure avec une bonne marge de sécurité à l'insolation saturante du détecteur (cf. Tableau 2). Les courbes de transmission des filtres sont données sur la Figure 7.



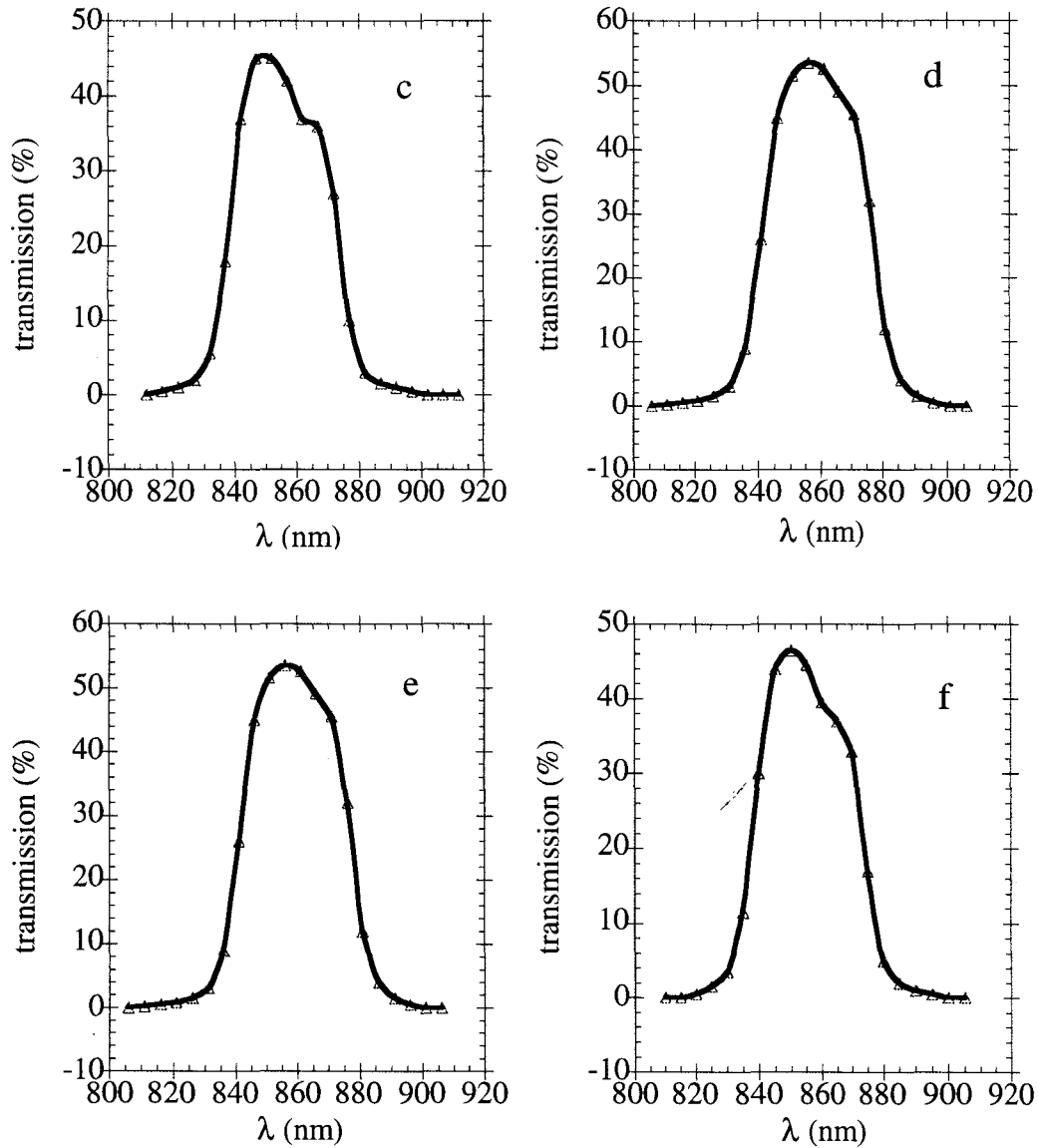


Figure 7: Transmissions spectrales des filtres de BALLAD. Les filtres correspondent dans l'ordre à 450, 600, 850 nm (a,b,c) sans polaroïd et les trois derniers aux filtres à 850 nm destinés à avoir un polaroïd collé dessus (d,e,f).

### III.2 Le détecteur et l'électronique

Le détecteur est une matrice CCD unidimensionnelle TH7811A avec système "antiblooming" fabriquée par la société Thomson. La technologie CCD s'est imposée car elle est bien maîtrisée au

laboratoire. Si sa résolution spatiale est inférieure à l'émulsion photographique qui était utilisée dans l'expérience de l'IASB, la nécessité de transmettre les données en temps réel induit le choix d'une technologie numérique. En outre, les temps de réponse sont suffisamment courts pour permettre de procéder à des poses courtes qui s'avéreront utiles lorsque le flux de photons à détecter sera intense. Les caractéristiques typiques de la matrice sont rassemblées dans le Tableau 2.

Paramètre	Valeur typique
Tension de sortie de saturation	1 V
Exposition de saturation	0.33 $\mu\text{J cm}^{-2}$
Bruit temporel dans l'obscurité <sup>a</sup>	350 $\mu\text{V}$ (rms)
Gamme dynamique	6000
Courant noir moyen <sup>a</sup>	0.5 mV
Longueur	22.4 mm
Capacité de lecture	1.4 $\mu\text{V/e}^-$
Taille du pixel	13 $\mu\text{m}$ x 13 $\mu\text{m}$ ( $1.69 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2}$ )
Nombre de pixels sensibles	1728

Tableau 2: Caractéristiques typiques du détecteur fournies par le constructeur.

<sup>a</sup> Pour une température du détecteur de 25°C et un temps d'intégration de 10 ms.

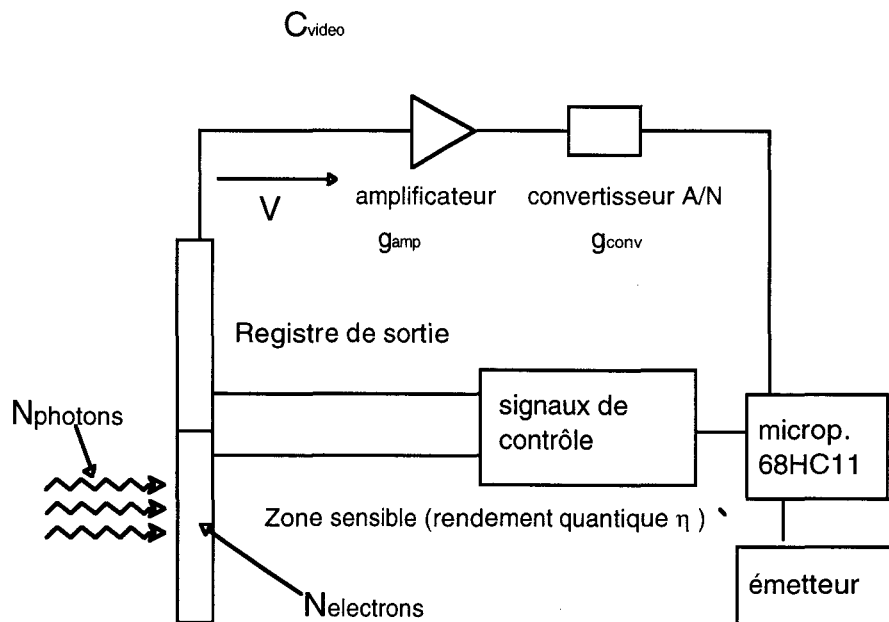


Figure 8: schéma de la chaîne de détection

Le schéma de la chaîne électronique de détection est donnée Figure 8. Une fois la pose terminée, les électrons se trouvant dans la zone photosensible du détecteur sont déversés dans le registre de lecture. Chaque pixel va être ensuite lu c'est à dire qu'une d.d.p va être induite par la charge contenue dans ce pixel aux bornes d'une capacité de lecture. Cette tension est de l'ordre de 1V à la saturation du pixel. Elle va être amplifiée en une tension comprise entre -3V et +3V puis convertie en un signal numérique grâce à un convertisseur analogique-numérique codant sur 14 bits. Le tout est traité par le microprocesseur de bord qui formate les données pour être transmises au sol via la télémétrie (64 kbits/s). De plus le microprocesseur contrôle les temps d'exposition de la matrice et les ajuste suivant le niveau du signal mesuré précédemment. Les temps d'exposition sont discrétisés et sont au nombre de 5: 22.4, 44.8, 89.6, 179.2 et 358.4 ms.

## IV Etalonnage

### IV.1 Etalonnage en réflectance

#### IV.1.1 Estimation théorique

Il est possible d'estimer rapidement les sensibilités de l'appareil pour les différents canaux. Nous voulons étalonner l'appareil en réflectance, définie ainsi:

$$\rho(\lambda) = \frac{\pi L(\lambda)}{E_s(\lambda)} \quad (8)$$

$E_s(\lambda)$  est l'éclairement spectral solaire hors atmosphère et  $L(\lambda)$  la luminance en entrée de l'appareil. L'inverse de la sensibilité de l'appareil est (c'est à dire la valeur d'une unité de compte numérique en terme de réflectance) :

$$s_{\lambda_0}^i = \frac{\rho_{\lambda_0}^i}{CN_{\lambda_0}^i} \quad (9)$$

pour le canal centré autour de la longueur d'onde  $\lambda_0$  et pour le pixel  $i$ . Pour une réflectance unité, la luminance en entrée de l'appareil est  $E_s(\lambda)/\pi$ . En combinant avec l'équation 6 on obtient l'insolation ( $\mu\text{J cm}^{-2}$ ) arrivant sur le détecteur:

$$W_{\lambda_0}(\rho = 1) = \frac{E_s \tau_f \tau_p \Delta \lambda t_{\text{exp}}}{\pi f^2} \quad (10)$$

où  $\tau_p$  est l'éventuelle transmission par un polaroïd. La réponse spectrale de la CCD fournie par le constructeur  $R(\lambda)$  est donnée en  $V/(\mu\text{J cm}^{-2})$ . Nous connaissons donc la tension à la sortie

du détecteur. Celle ci, conformément à la Figure 8, est amplifiée puis codée sur 14 bits. Finalement on obtient les comptes numériques pour une réflectance unité:

$$CN_{\lambda_0}(\rho = 1) = W_{\lambda_0}(\rho = 1)R(\lambda)g_{\text{amp}}g_{\text{conv}} \quad (11)$$

ou  $g_{\text{amp}}$  et  $g_{\text{conv}}$  sont respectivement les gains de l'amplificateur et du convertisseur analogique numérique. L'application numérique est donnée dans le Tableau 3 .

	850 (pol.)	600	450	850 (non pol.)
$E_s(\mu\text{W cm}^{-2} \text{nm}^{-1})$	100	175	214	100
$\tau_r$	$0.50 \pm 0.02$	$0.61 \pm 0.02$	$0.56 \pm 0.02$	$0.46 \pm 0.02$
$\tau_p$	$0.40 \pm 0.02$	1.00	1.00	1.00
$\Delta\lambda$ (nm)	$37 \pm 2$	$9.8 \pm 1$	$9 \pm 1$	$35 \pm 2$
$W(\rho=1)$ ( $\mu\text{J cm}^{-2}$ )	0.106	0.145	0.154	0.230
$R(\lambda)$ (V/ $\mu\text{J cm}^{-2}$ )	$6.5 \pm 0.5$	$6.5 \pm 0.5$	$4.0 \pm 0.5$	$6.5 \pm 0.5$
$CN(\rho=1)$	12230	16730	10934	26538
$s=1/CN(\rho=1)$	$8.2 \pm 1.1 \cdot 10^{-5}$	$5.9 \pm 0.9 \cdot 10^{-5}$	$9.1 \pm 1.7 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \pm 0.5 \cdot 10^{-5}$

Avec:  $t_{\text{exp}}=22.4$  ms;  $S_{\text{len}}=8$  cm<sup>2</sup>;  $f=20$  cm;  $g_{\text{amp}}=6.5 \pm 0.5$ ;  $g_{\text{conv}}=2731$

Tableau 3: Estimation des coefficients d'étalonnage absolus.

Ces estimations corroborent les coefficient mesurés qui sont donnés par la suite.

#### IV.1.2 Procédure d'étalonnage

L'étalonnage de l'appareil doit servir bien évidemment à obtenir les sensibilités de celui-ci pour toutes les longueurs d'ondes mais aussi à opérer un certain nombre de corrections parmi lesquelles on peut citer:

- Pour chaque filtre, il est nécessaire de corriger la sous-illumination des pixels du bord de la barrette par rapport au centre

- Pour les filtres à 850 nm polarisés, on doit rééquilibrer le poids relatif des trois filtres afin d'éviter une polarisation parasite.

- Un étalonnage en polarisation est ensuite nécessaire aussi bien en taux qu'en direction de polarisation.

La source de luminance étalonnée disponible au laboratoire est une sphère d'intégration. Elle permet d'obtenir un rayonnement uniforme et isotrope dans un domaine supérieur au champ de vue de BALLAD. Il faut signaler que le filtre à 850 nm sans polaroid, dans sa configuration jusqu'en janvier 1995 laisse passer plus de lumière que les filtres polarisés et sature lorsqu'on le place en face de la sphère étalonnée. Nous serons donc obligés d'effectuer un étalonnage interbande grâce à une autre sphère, elle non étalonnée et moins puissante pour les étalonnages ayant eu lieu avant fin 1994. Depuis lors, un atténuateur spectralement neutre a été collé sur ce filtre afin de réduire le flux arrivant sur le détecteur. Ce filtre sature moins en vol et il est maintenant directement étalonnable.

Nous pouvons maintenant dégager une marche à suivre pour l'étalonnage complet:

- a) On place l'appareil devant la sphère non-étalonnée pendant une durée suffisante à l'acquisition d'une dizaine de poses par filtre afin de travailler sur des moyennes. Ensuite on calcule la moyenne de N pixels centraux pour chaque filtre

$$\overline{CN}_k = \frac{1}{N} \sum_{j=\frac{nbpix-N}{2}}^{\frac{nbpix+N}{2}} CN_k^j \quad (12)$$

Le terme  $CN_k^j$  s'entendant comme la valeur du signal en compte numérique du pixel  $j$  pour le filtre  $k$  ceci corrigé du courant d'obscurité et ramené à un temps de pose commun pour tous les filtres.  $nbpix$  est le nombre de pixels sensibles de la barrette. On peut alors définir des coefficients de normalisation pour tous les pixels ainsi:

$$n_k^i = \frac{\overline{CN}_k}{CN_k^i} \quad (13)$$

Afin de faire la correction inter-filtres polarisés ainsi que l'étalonnage relatif du filtre à 850 nm sans polaroïd, on modifie ces coefficients de normalisation pour tous les filtres à 850 nm de la façon suivante:

$$n_k^{i'} = n_k^i \left( \frac{1}{3} \sum_{l=1}^3 \overline{CN}_l \right) / \overline{CN}_k \quad (14)$$

$l=1,3$  représentant les 3 filtres polarisés. Dorénavant, nous ne parlerons plus que de signaux normalisés.

b) L'appareil est ensuite placé devant la sphère d'intégration pour l'étalonnage absolu qui va nous donner les inverses des sensibilités expérimentales:

$$S_{\lambda_0}^{i,mes} = \frac{\pi \int_{\Delta\lambda_0} T_{\lambda_0}(\lambda) L_{sph\ re}(\lambda) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda_0} T_{\lambda_0}(\lambda) E_s(\lambda) d\lambda} \frac{1}{CN_k^i} \quad (15)$$

$L_{sph\ re}(\lambda)$  désigne la luminance de la sphère étalonnée fournie. Cette luminance spectrale est donnée sur la Figure 9 ainsi que l'éclairement solaire hors atmosphère. La puissance spectrale de la lampe n'est pas du tout centrée sur le maximum du spectre solaire et, notamment à 450 nm, il faudra intégrer le signal au maximum pour avoir des valeurs de comptes numériques importants.



---

En fait, les valeurs de luminance de la sphère étalonnée données ci après sont valables lorsque les quatre lampes sources sont en marche en même temps. Dans ces conditions les niveaux de saturation sont atteints pour les canaux à 850 nm. Il faut donc procéder à un étalonnage en quatre fois, chacune d'elles avec une seule lampe allumée. Cependant les caractéristiques spectrales et de puissance de chacune des lampes sont certainement légèrement inégales et nous observons des écarts de l'ordre de 2% sur la luminance mesurée au sein de la sphère pour deux lampes différentes. De plus le principe même de la sphère d'intégration montre que la luminance en sortie dépend de ce que l'on met devant la sphère. Le constructeur garantit l'étalonnage pour une certaine valeur (valeur nominale) du luminancemètre placé à l'intérieure de la sphère. Afin de rester dans la gamme de spécification décrite par le constructeur, nous avons ramené nous mêmes les luminances à une valeur égale à un quart de la valeur nominale en plaçant une surface blanche diffusante sur une petite partie de la section ouverte de la sphère. Ensuite nous avons moyenné les valeurs obtenues pour les quatre lampes.

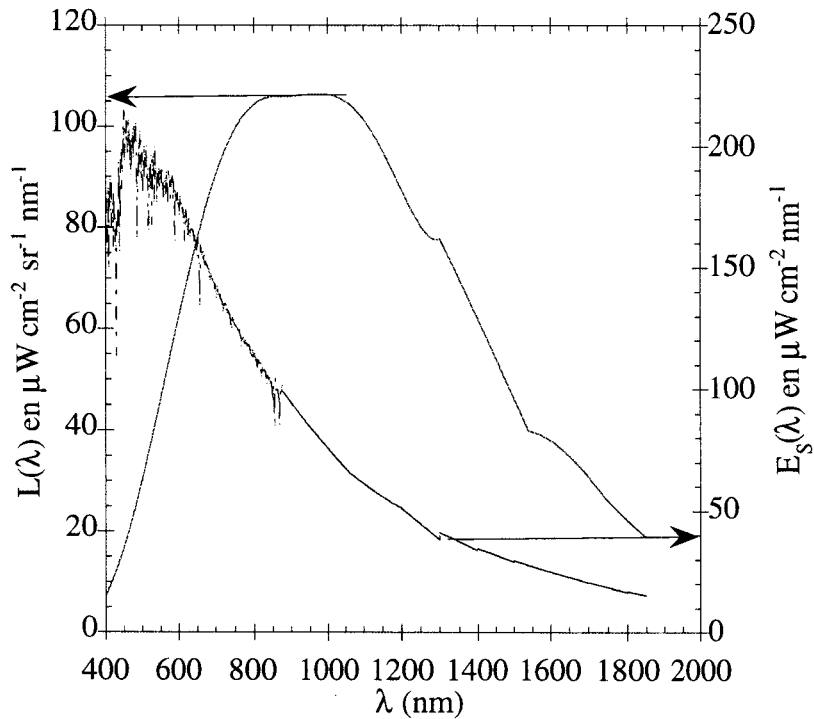


Figure 9: Eclairage solaire spectral hors atmosphère (échelle de droite) et luminance spectrale de la sphère d'intégration (échelle de gauche) ayant servi à l'étalonnage.

#### IV.1.3 Résultats

Nous donnons dans un premier temps les résultats de l'étalonnage interpixel pour les filtres polarisés et pour les filtres 600 et 450 nm sur la Figure 10. Ces coefficients de normalisation ont été obtenus pour une moyenne de 15 expositions. Sur la Figure 11 sont reportées les mêmes quantités mais pour le filtre non polarisé à 850 nm qui a subi une modification depuis début 1995. Les coefficients donnés sur la partie a de cette figure tiennent compte de l'étalonnage relatif au canal polarisé et sont donc les coefficients directement utilisés pour la conversion des comptes numériques en réflectance une fois que le canal polarisé sera étalonné de façon absolue. On remarque que le haut de la barrette (numéros de pixel élevés) est systématiquement sous-illuminé de

quelques pour-cent par rapport au centre et cela pour tous les filtres. Ces coefficients, pris pour chaque filtre, sont le reflet à la fois d'effets d'ombre et d'une variation de la réponse de pixel à pixel. La dispersion des mesures sur la barrette illustre les variations de réponses et le bruit. Elle est de l'ordre de 1-2% et le constructeur donne plutôt 5%. Il est intéressant de regarder le rapport de ces coefficients pour une même longueur d'onde et des filtres différents de manière à s'affranchir de la réponse interpixel. La Figure 12 représente les rapports de coefficient de normalisation entre les filtres polarisé 1 et 2 sur la partie a et 1 et 3 sur la partie b. Les effets d'ombrage propres aux filtres sont mis en évidence et la dispersion (déviation standard) des mesures donnent une première idée ici du bruit instrumental. Elle vaut à peu près  $8 \cdot 10^{-4}$  pour un temps de pose qui était de 44.8 ms soit un rapport signal sur bruit pour les moyennes de 1250. Pour 15 acquisitions le facteur de réduction du bruit vaut  $(15)^{0.5} = 3.8$  et on peut donc s'attendre à un rapport S/B de 300 pour un temps de pose de 44.8 ms et pour le pixel le plus éclairé de la barrette.

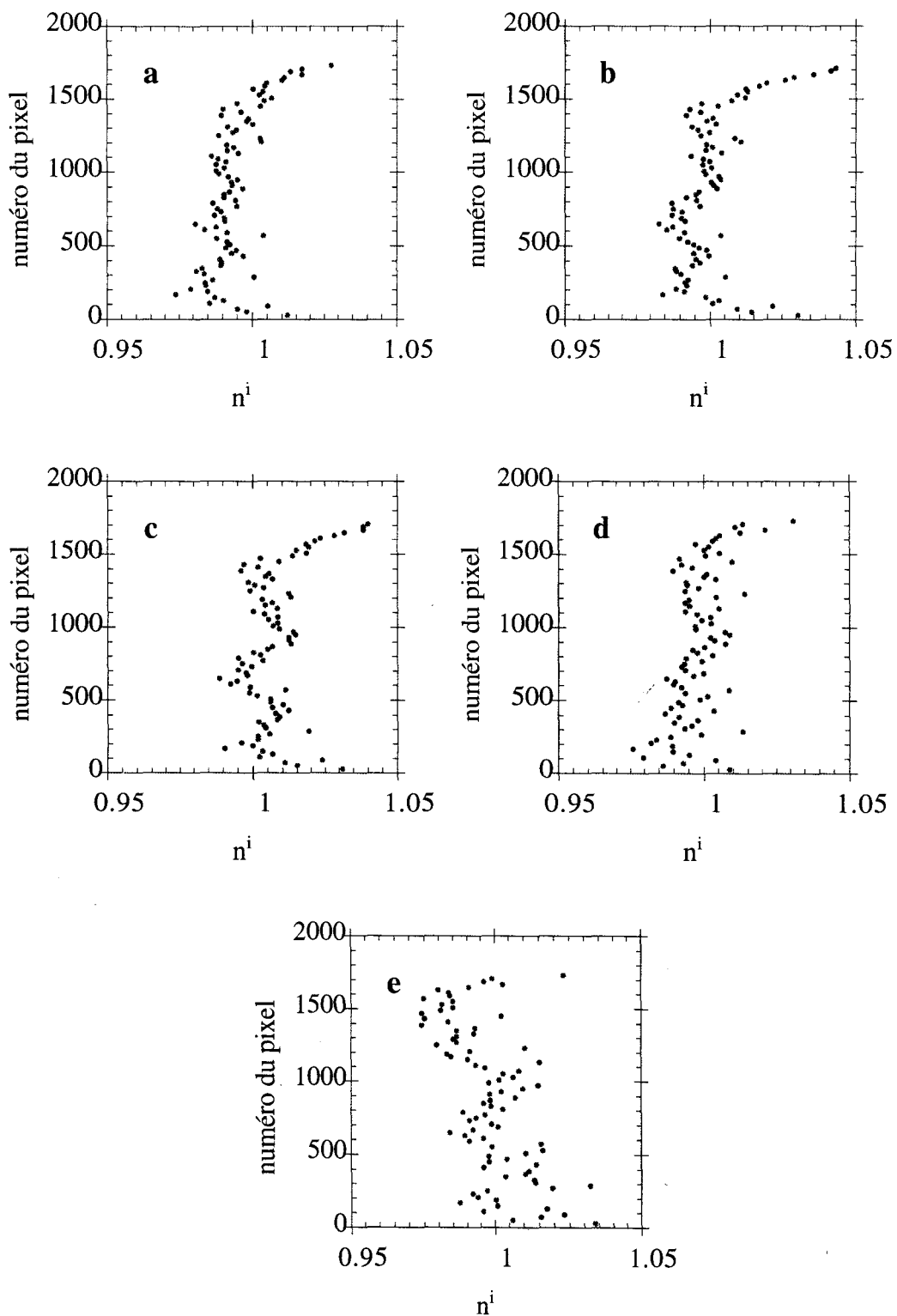


Figure 10: Coefficient de normalisation pour les 3 filtres polarisés à 850 nm, le filtre à 600 nm et celui à 450 nm (dans l'ordre des figures)

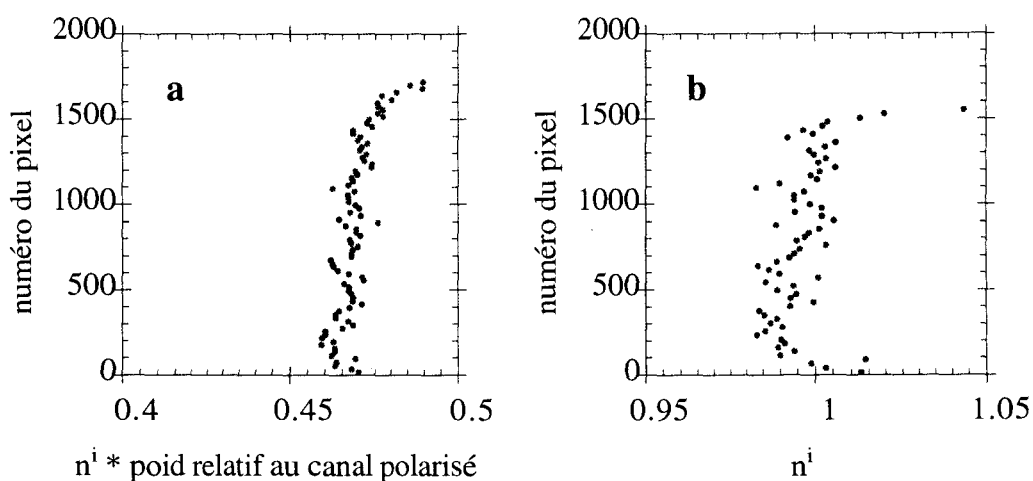


Figure 11: Coefficient de normalisation du filtre à 850 nm non polarisé. (a) avant l'ajout d'un atténuateur (le coefficient inclut également l'étalonnage interbande par rapport au canal polarisé); (b) avec atténuateur.

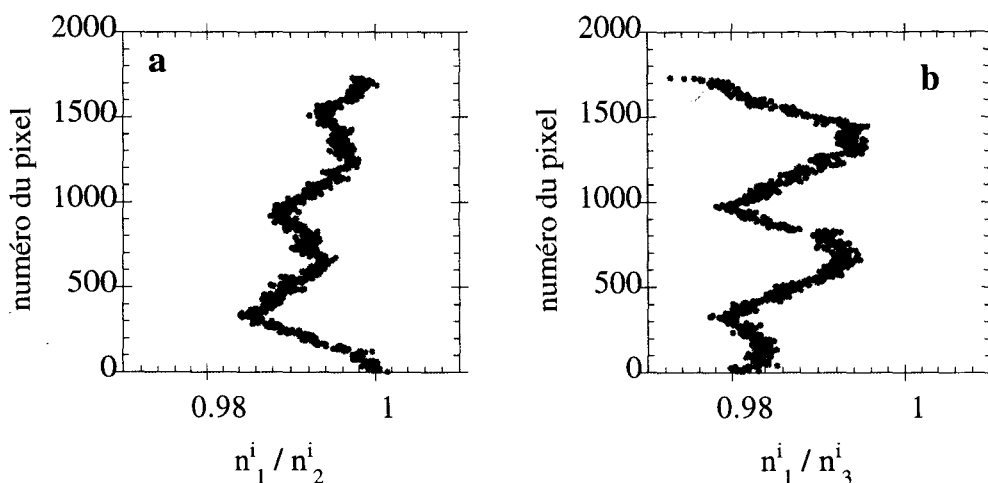


Figure 12: Rapport des coefficient de normalisation des filtres polarisés 1 et 2 (a) et 1 et 3 (b).

En ce qui concerne l'étalonnage absolu la précision ultime est fixée par l'incertitude sur la luminance de la lampe. Le constructeur donne une valeur de 5%. Nous donnons dans le Tableau 4 les résultats des valeurs des inverses des sensibilités (en unité de réflectance par compte numérique) obtenus pour des étalonnages différents réalisés courant 1994 et septembre 1995. Ceux-ci sont calculés sur une moyenne d'une centaine de pixels situés au centre de la matrice.

	850 nm	600 nm	450 nm	850 nm
	polarisé			
Mars 1994	8.74	5.24	9.21	4.02
07/09/94	8.76	5.24	9.16	4.11
17/06/94	8.78	5.28	9.34	4.04
26/10/94	9.04	5.24	9.30	4.16
18/09/95	9.62	5.34	10.66	12.26

*Tableau 4: Inverses des sensibilités (unité de réflectance \* 10<sup>5</sup>/ compte numérique) ramenées à un temps de pose de 22.4 ms. Le canal à 850 nm non polarisé est étalonné relativement au canal polarisé jusque début 1995. Ensuite il est étalonné de façon absolue, un atténuateur étant désormais collé dessus ce qui explique les différences entre 1994 et 1995.*

Les sensibilités varient peu durant l'année 1994 et restent constantes dans les limites de reproductibilité de l'étalonnage (2-3%) excepté pour l'étalonnage du 26/10/94 où la différence atteint 4% pour le seul canal 850 nm polarisé. L'étalonnage de septembre 1995 a été obtenu avec un instrument légèrement modifié. La présence d'un diaphragme supplémentaire qui limite la lumière parasite et qui pourrait réduire légèrement le champ de vue est un facteur à prendre en compte et il est difficile d'incriminer un vieillissement seul pour expliquer la perte de sensibilité dans tous les canaux (à réflectance constante, le nombre de comptes numériques délivré est plus faible).

#### IV.2 Etalonnage en polarisation

L'étalonnage en polarisation est à effectuer après l'étalonnage interpixel. Avec des polaroïds parfaits et bien alignés on aurait toujours une polarisation parasite induite par le fait que la mesure de polarisation est une recombinaison de l'information contenue dans trois mesures différentes.

Donc une fois les trois filtres polarisés à 850 nm renormalisés entre eux en face d'une source isotrope et non polarisée, l'étalonnage en polarisation proprement dit va consister à placer devant la sphère intégrante un dispositif polarisant dont on pourra faire varier le taux de polarisation linéaire

ainsi que l'orientation de la direction de polarisation. Cet appareil est basé sur le principe de la polarisation par transmission vitreuse et permet d'accéder à des taux de polarisation linéaire allant de 1-2% à 30%. Il est possible d'obtenir un taux de 100 % en intercalant directement un polaroïd entre la sphère et l'instrument. La rotation de tout le dispositif autour de son axe permet de faire varier la direction de polarisation de 0 à 180° par rapport à l'horizontale (ce qui est dénommée la phase)[Balois, 1984].

Sur la Figure 13 et la Figure 14 sont reportés les taux de polarisation restitués par l'instrument pour deux directions de polarisation valant respectivement 0 et 80°. La phase ( $\alpha$ ) retrouvée est aussi notée sur l'échelle de droite. Ces caractéristiques correspondent à quelques pixels du centre de la barrette. Les barres d'erreurs donnent une indication de la dispersion des mesures lorsqu'un grand nombre de clichés ont été acquis. Elles sont typiquement de 1 à 2% sur le taux de polarisation. Pour une polarisation totale du signal incident on ne mesure toutefois qu'un taux égal à 95 %. On peut imputer cet effet à de la lumière parasite entrant dans le champ de l'instrument sans avoir traversé le dispositif polarisant. L'amplitude de cette dépolarisation est liée certainement aux défauts de l'instrument mais aussi à la rigueur du montage d'étalonnage c'est à dire essentiellement à l'obtention de l'obscurité totale dans la chambre noire. Dans la pratique la phase sert à détecter des inversions du plan de polarisation induites par les aérosols (direction parallèle ou perpendiculaire au plan de diffusion). Il faut donc généralement discriminer entre deux valeurs de phase différentes de 90°. Cette discrimination semble possible jusqu'au taux de polarisation minimal mesurable.

La Figure 15 montre la sensibilité de la mesure à la phase. Il apparaît que lorsque la direction de polarisation est proche de 20 et 155° la phase et le taux de polarisation sont les plus mal restitués.

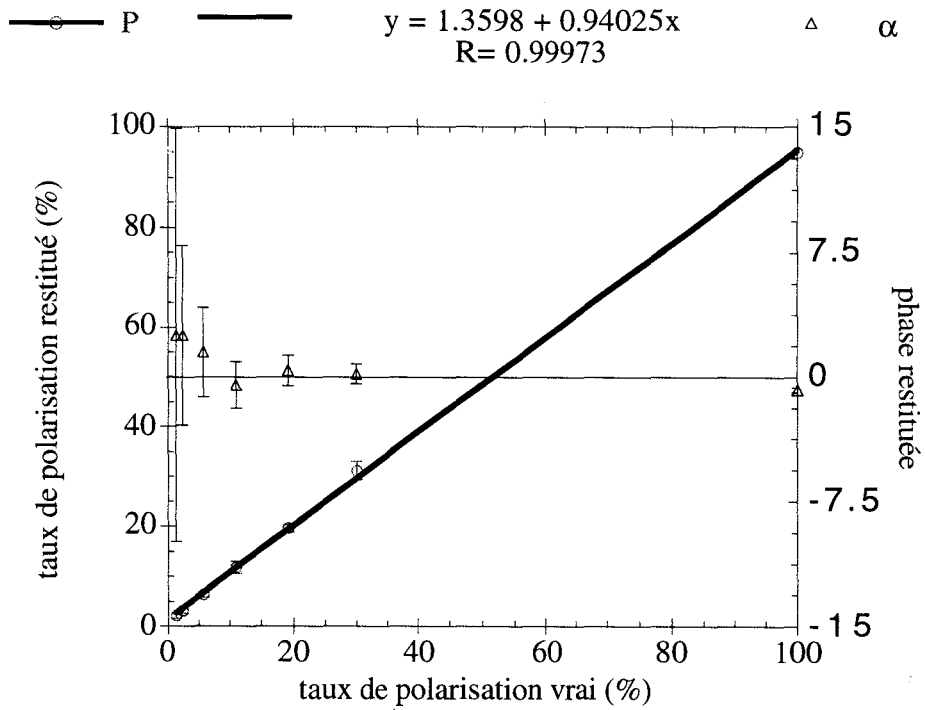


Figure 13: Etalonnage de BALLAD en polarisation. Les ronds indiquent le taux de polarisation restitués par l'instrument. Les triangles indiquent l'angle de la direction de polarisation avec l'horizontale restitué par l'instrument (phase). La phase vraie, qui était ici de 0°, est repérée par le trait plein.

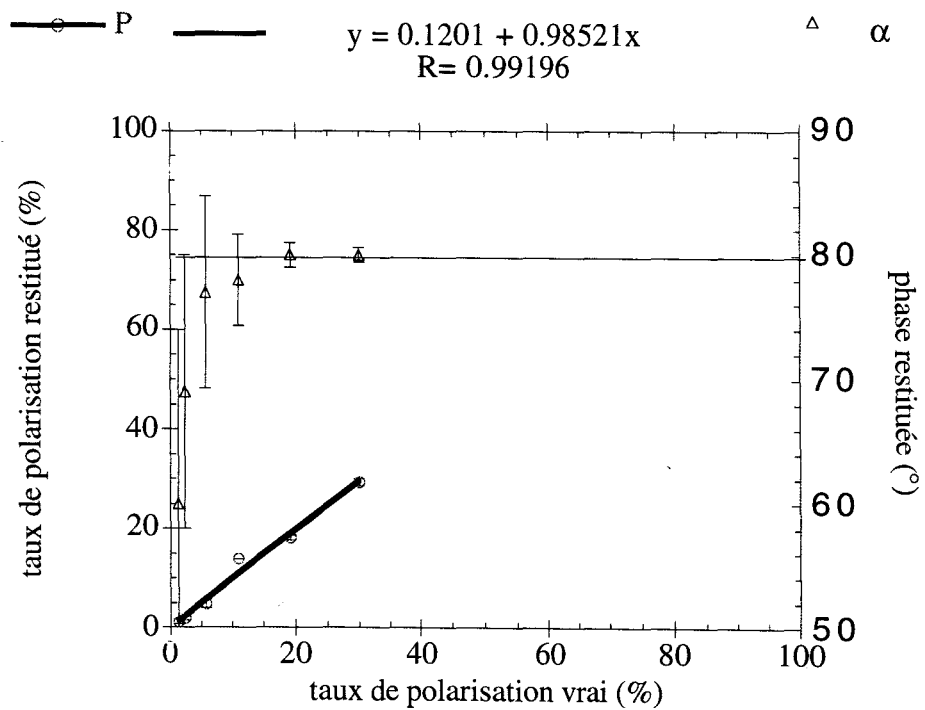


Figure 14: Même que Figure 13 excepté que la phase vraie vaut 80°



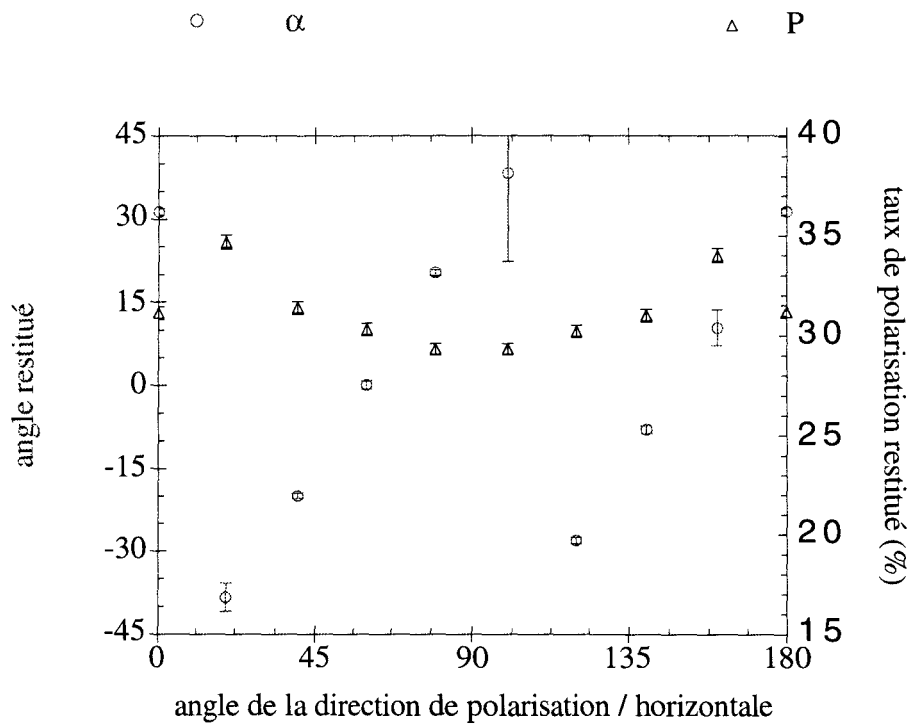


Figure 15: Restitution de la phase par l'instrument pour un taux de polarisation vrai de 30 %

## V Caractérisation

### V.1 Les bruits

Dans le domaine de flux qui nous intéresse ici, le bruit de photons ne sera pas limitant. Par exemple, pour une réflectance de  $10^{-5}$  et un temps d'exposition de 380 ms le rapport signal sur bruit (S/B) à l'entrée ou extrinsèque est de l'ordre de 250 à 600 nm. Les bruits importants pour la caractérisation de notre détecteur seront a priori:

#### *V.1.1 Le bruit thermique*

Ce bruit représente les fluctuations statistiques sur les charges créées par l'agitation thermique du détecteur ou courant d'obscurité. Le nombre d'e<sup>-</sup> caractérisant ce bruit est donné par la relation:

$$\sigma_t = \sqrt{N_t} \quad (16)$$

$N_t$  représente le nombre de charges thermiques créées. Celui ci est une fonction linéaire du temps d'exposition.

#### *V.1.2 Les bruits indépendants du temps de pose*

Les autres sources de bruits sont nombreuses. Elles sont la plupart du temps difficiles à découpler et indépendantes du temps. C'est pourquoi nous nous contentons d'en donner la liste sachant que nous déterminerons seulement le bruit résultant de tous ces bruits.

- Le bruit de reset: Celui ci est lié au fait qu'une seule capacité sert à la lecture de tous les pixels et qu'il faut donc sans cesse la ramener à un potentiel de référence. Cette opération engendre une incertitude sur la charge et donc un bruit:

$$\sigma_l = \frac{\sqrt{k T C_{video}}}{e} \quad (17)$$

Dans notre cas précis le double échantillonnage permet d'éliminer ce bruit.

- Le bruit de quantification lié à la conversion numérique du signal analogique: Ce bruit résulte du codage d'un signal continu en valeurs discrètes qui entraîne une perte d'information aléatoire sur la valeur du signal à l'intérieur d'un pas de quantification. On montre que ce bruit est de la forme:

$$\sigma_q = \frac{U_m}{2^n \sqrt{12}} \quad (18)$$

où  $U_m$  est la valeur maximale du signal et  $n$  le nombre de bits sur lesquels est codé ce signal.

Le codage sur 14 bits utilisé ici rend ce bruit infime ( $\sim 25 e^-$  rms).

- Le bruit d'amplification: La chaîne d'amplification introduit un bruit supplémentaire. Il dépend bien sûr des composants utilisés et n'est pas explicité ici. C'est certainement celui-ci qui prédomine.

## V.2 Signal sur bruit et détectivité

Nous pouvons estimer le bruit radiométrique de l'instrument en regardant la dispersion des comptes numériques dans le temps lorsque celui-ci est dans l'obscurité. Nous résumons dans le Tableau 5 l'estimation de la dispersion sur les courants noirs pour plusieurs temps d'exposition ainsi que la réflectance équivalente au bruit (NEDp).

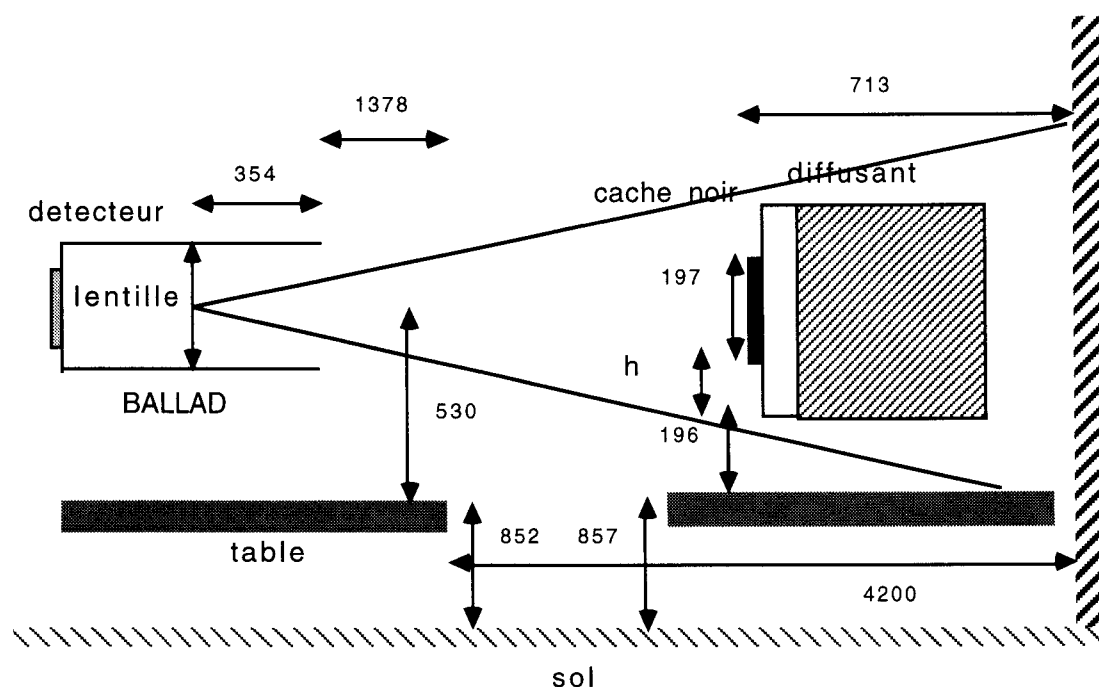
	22.4 ms	44.8 ms	179.2 ms	358.4 ms
$\sigma$ noir (Comptes numériques rms)	2	3	5	10
450 nm	$2 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$6.5 \cdot 10^{-5}$	$6.5 \cdot 10^{-5}$
600 nm	$1 \cdot 10^{-4}$	$7.5 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$
850 nm polarisé	$2 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$6.5 \cdot 10^{-5}$	$6.5 \cdot 10^{-5}$
850 nm non polarisé	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$7.8 \cdot 10^{-5}$	$7.8 \cdot 10^{-5}$

Tableau 5: NEDp attendues pour les différents canaux et pour quatre temps de pose (dont les deux extrêmes).

### V.3 Résolutions et champ de vue

Le champ de vue de l'instrument  $2\alpha$  est une grandeur qui peut se calculer facilement à partir de la focale de l'objectif  $f$  ainsi que de la longueur photosensible totale du détecteur  $l_s$  (cf. Equation 97).

Il est cependant nécessaire de déterminer celui-ci de façon expérimentale car il subsiste toujours des incertitudes sur le placement relatif du détecteur et de l'objectif ainsi que sur leur alignement. Un montage simple a alors été entrepris pour mesurer le champ de vue de l'appareil. Le dispositif est schématisé sur la Figure 16. L'instrument vise à l'horizontale dans une chambre noire et une source de lumière diffuse (une lampe dans un coffret dont l'une des parois est un diffusant) éclaire l'instrument à une distance de 5220 mm. Un papier noir est collé sur le diffusant de façon à avoir deux transitions brillant-sombre très nettes dans la direction verticale. Ceci permet de retrouver une référence sur les images obtenues sur le détecteur.



**dispositif experimental de mesure du champ**

Figure 16:

La source de lumière est mobile verticalement. Toutes les côtes sont exprimées en mm, ce qui donne pour les distances:

- distance lentille-cible  $d = 5220 \text{ mm}$
- hauteur axe optique/sol  $h_{\text{axe}} = 1385 \text{ mm}$
- hauteur bas du cache noir/sol au zéro de l'échelle  $h_{\text{cible}} = 1053 \text{ mm}$
- taille du cache noir  $l = 197 \text{ mm}$
- la hauteur  $h$  variable connue à  $1.0 \text{ mm}$

On va donc amener la source dans une position telle que l'on observera la transition basse diffusant-cache sur les premiers pixels de la barrette. On réitère l'opération avec la transition haute sur les derniers pixels et on note à chaque fois la hauteur  $h$ . Le champ, à une distance de  $5220 \text{ mm}$ , correspondra donc à une hauteur de  $(h_{\text{max}} - h_{\text{min}}) + l$ .

Les deux transitions diffusant cache observées sur la barrette peuvent être considérées comme les réponses de l'instrument à une fonction escalier spatiale. Il faut environ une quinzaine de pixels pour passer du minimum au maximum de signal. Cela donne une estimation de la résolution de l'instrument d'environ 15 pixels (largeur à mi-hauteur que l'on aurait pour la réponse impulsionnelle). Il est à noter que l'erreur principale est commise dans l'appréciation du fait que l'on se trouve bien sur les premiers pixels de la barrette. On peut estimer cette erreur à environ  $2 \times 15$  pixels (2 transitions à repérer) plus 10 pixels pour être large ce qui fait 40 pixels soit 13 mm.

En résumé:

$$h_{\min} = 55 \text{ mm}$$

$$h_{\max} = 410 \text{ mm}$$

$$(h_{\max} - h_{\min}) + l = 552 \quad 15 \text{ mm}$$

$$\text{soit } \alpha = \underline{6.0 \quad 0.2^\circ}$$

Ensuite pour des valeurs connues de  $h$ , on a repéré la position du pixel correspondant à la transition basse. Ces résultats sont tracés sur la Figure 17. On y a reporté le numéro du pixel en fonction de la différence de hauteur  $(h_{\text{cible}} + h) - h_{\text{axe}}$  ce qui permet de faire un fit linéaire et de trouver que 1 mm de champ représente 3.04 pixels. En extrapolant cette valeur à 1728 pixels, c'est à dire la longueur sensible de la barrette, on obtient un champ de 6.22°. L'ordonnée à l'origine indique que le pixel visant à l'horizontale est le 859<sup>ème</sup> soit à quelques pixels du milieu. Les deux valeurs de champ retrouvés sont en bon accord et combinés avec l'estimation de la résolution spatiale on peut s'attendre, par exemple, à avoir une résolution verticale de 350 m lorsque le ballon est à 30 km et l'altitude tangente vaut 15 km.

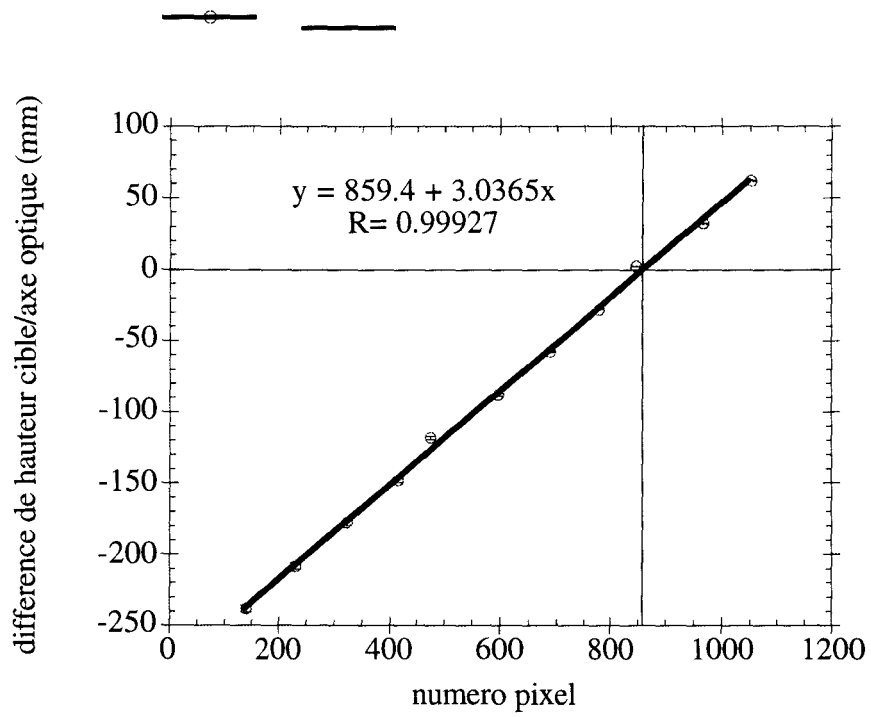


Figure 17: détermination du champ de vue par la deuxième méthode (cf. Texte)

## VI Conclusion

Nous avons donné la description du radiopolarimètre imageur BALLAD dont le but est de mesurer l'intensité et la polarisation du rayonnement diffusé par les aérosols et les molécules en géométrie au limbe à partir d'une plateforme stratosphérique.

Après avoir rappelé le principe générale de la mesure basé en grande partie sur l'expérience acquise avec le radiopolarimètre infrarouge RADIBAL [Herman et al., 1986; Santer et al., 1988] ainsi que sur une expérience de photos du limbe développée dans les années 80 par l'IASB [Ackermann et al, 1981], nous avons détaillé les originalités de l'instrument que sont la mesure dans des conditions géométriques proches de la visée satellitaire et la mesure de la polarisation. L'instrument a ensuite été spécifié ainsi que la procédure d'étalonnage au sol. Enfin les performances attendues de l'instrument ont été évaluées et elles s'avèrent suffisantes.

La spécification globale de l'expérience n'est cependant à ce stade pas encore terminée car il est bien entendu nécessaire de regarder son comportement en vol. Des problèmes annexes liés à certains choix concernant la mesure de l'attitude de la nacelle viennent malgré tout nuancer ce premier bilan. Nous les évoquerons au chapitre IV et discuterons des améliorations à apporter à l'ensemble.





## **Chapitre 3 : Méthode d'inversion**

## I Introduction

La question de l'inversion en télédétection est souvent un problème de choix. Nous entendons par là que, depuis au moins une quarantaine d'années et avec l'avènement de mesures satellitaires de plus en plus nombreuses, les techniques d'inversion les plus variées ont été développées et que l'apprenti "inverseur" dispose d'une palette étoffée d'algorithmes. Citons dans le désordre, les méthodes linéaires contraintes, les méthodes statistiques, les méthodes non-linéaires itératives etc... Cependant, dans le cas qui nous intéresse ici, à savoir l'analyse des reflectances diffuses au limbe dans les conditions proches d'une mesure satellitaire en vue d'en tirer certains paramètres aérosol, des techniques standards font défaut à notre connaissance. L'expérience spatiale Solar Mesosphere Explorer [Thomas et al., 1984] dont la géométrie est proche de la nôtre, utilise par exemple une technique d'inversion de type pelure d'oignon en ce qui concerne le contenu en aérosol car elle se base sur l'extinction par les aérosols du rayonnement thermique vers  $6.8 \mu\text{m}$  [Eparvier et al., 1994]. Notre problème est assez complexe puisqu'il implique, en plus des problèmes bien connus d'inversion verticale, une multidirectionnalité des mesures. Dans ces conditions notre approche a été de séparer ces deux problèmes et de nous demander si nous ne pouvions pas utiliser une version modifiée d'une méthode existante afin de réaliser l'inversion verticale puis de nous occuper de l'information directionnelle. Il fallait tester rapidement le bien-fondé de cette approche et c'est pourquoi notre choix s'est porté sur une méthode assez simple à mettre en oeuvre et qui était déjà utilisée au laboratoire dans le cas d'occultation solaire: la méthode de Mill. Nous tenons à souligner dès à présent le caractère empirique qui a motivé une telle démarche. Sans fondement théorique précis qui justifiait l'appréhension du problème d'une telle façon notre philosophie a été de dire "essayons et nous verrons". Ce côté empirique sera certainement ressenti à la lecture de ce chapitre dans lequel nous avons essayé de faire "sentir" la progression des idées. La présentation de cette méthode dans un article ne serait sûrement pas la même. Nous y aurions présenté le produit fini en insistant très largement sur la

---

caractérisation de ses performances. Ici nous avons préféré détailler l'élaboration de la méthode, ce qui respecte l'ordre chronologique du travail effectué. De plus certains problèmes subtils et difficiles sont apparus en cours de route et leur présentation est aussi un moyen de provoquer un débat intéressant et attendu sur cette méthode. Ce chapitre s'organise de la façon suivante. Dans la section II nous allons présenter la méthode d'inversion verticale qui est basée sur la méthode de Mill et analyser son comportement pour les différentes conditions que nous serons susceptible de rencontrer dans la stratosphère. Puis nous nous attacherons dans la section III à mêler cette inversion verticale au caractère multidirectionnel des mesures et finalement proposer la méthode d'inversion qui sera celle utilisée pour l'analyse des premiers vols de BALLAD. Finalement, dans la section IV nous étudierons ces performances attendues lorsqu'elle sera confrontée à des données réelles.

## II La Méthode de MILL adaptée au rayonnement diffus

### II.1 La méthode de Mill originale

La méthode de Mill [Mill and Drayson, 1978; Chang and Weinreb, 1985] a été développée au départ pour inverser des données de transmission avec l'idée de s'affranchir des problèmes de propagation d'erreurs inhérent à la méthode de la pelure d'oignon. Le principe est le suivant: On dispose tout d'abord d'un jeu d'épaisseurs optiques tangentes mesurées  $\tau_i^{\text{mes}}$  pour N observations à des altitudes tangentes  $z_i$  ( $i=1, \dots, N$ ). On peut ensuite diviser l'atmosphère en N couches sphériques caractérisées par un coefficient d'extinction  $\sigma_i$  constant dans cette couche. Le trajet optique dans la couche k pour une ligne de visée passant par l'altitude tangente  $z_i$  est dénommé  $\delta_{ik}$ . On peut alors exprimer les différentes épaisseurs optiques tangentes mesurées en fonction des coefficients d'extinction pour les différentes altitudes qui sont les paramètres à retrouver:

$$\tau_i = \delta_{ii} \sigma_i + 2 \sum_{k=i+1}^{\infty} \delta_{ik} \sigma_k \quad (1)$$

Si l'on définit  $\delta_{ii}$  comme en fait la moitié du trajet optique dans la couche tangente et que l'on exprime le fait que l'on a des mesures uniquement jusqu'à l'altitude  $z_N$ :

$$\tau_i = 2 \sum_{k=i}^N \delta_{ik} \sigma_k + \tau'_i \quad (2)$$

où  $\tau'_i$  est l'épaisseur optique correspondant à l'atmosphère au dessus de la dernière altitude sondée. L'équation 2 peut se mettre sous forme matricielle:

$$\vec{\tau} = 2\Delta\vec{\sigma} + \vec{\tau}' \quad (3)$$

$\Delta$  est la matrice ( $N \times N$ ) des trajets optiques et on a:

$$\|\vec{\tau}\| \gg \|\vec{\tau}'\| \quad (4)$$

L'équation 3 s'appelle le modèle. Elle permet de relier les paramètres retrouvés à partir de grandeurs mesurées. On peut inclure dans l'épaisseur optique  $\tau'$  inconnue et faible le bruit radiométrique de la mesure. D'un point de vue mathématique, la pelure d'oignon consiste à inverser la matrice  $\Delta$  qui est triangulaire. Cependant cette méthode est parfois problématique car les mesures à haute altitude sont du même ordre de grandeur que le bruit si bien que les coefficients d'extinction retrouvés à haute altitude sont très approximatifs. Ceux ci servant de proche en proche aux calculs des coefficients pour les plus basses couches, on voit bien qu'une propagation des erreurs du haut vers le bas est tout à fait naturelle. Cette méthode n'est à utiliser que pour un faible bruit et une couverture en altitude suffisante. La méthode de Mill a pour philosophie de commencer l'inversion là où le rapport signal sur bruit est le plus élevé c'est à dire dans les premières couches. Nous entendons bien ici par rapport signal sur bruit la quantité d'informations utile par rapport à une incertitude de mesure, ce qui implique que dans certaines conditions, des couches très basses où l'absorption sature ne deviennent plus adaptées au commencement de l'inversion. Il est bien clair que ce choix impose une marche à suivre radicalement différente car le nombre d'inconnues est au départ maximal. On va donc être obligé de faire certaines suppositions a priori sur le profil de  $\sigma$  pour pouvoir commencer l'inversion. Voici donc l'algorithme de cette méthode:

- i) Se donner un profil vertical de  $\sigma$  tout à fait arbitraire (profil initial ou first guess)
- ii) Choisir la première couche d'inversion  $j=j_{\min}$

- 
- iii) Calculer l'épaisseur optique pour une couche tangente  $j$  que l'on appellera  $\tau_j^{cal}$
  - iv) Calculer le rapport  $\alpha_j = \frac{\tau_j^{mes}}{\tau_j^{calc}}$
  - v) Si  $1 - \varepsilon_j < \alpha_j < 1 + \varepsilon_j$  où  $\varepsilon_j$  est un paramètre fixé au départ, alors recommencer à l'étape iii) pour la couche  $j+1$
  - vi) Sinon pour  $k \geq j$  multiplier les  $\sigma_k$  par  $\alpha_j$  et reprendre à l'étape iii)
  - vii) lorsque le profil a été traité entièrement et que la convergence n'est pas encore atteinte on recommence tout le processus à partir de iii) pour  $j=j_{min}$ .

L'avantage de cette méthode, outre une grande simplicité de mise en oeuvre, réside dans le fait que l'inversion des couches à haut rapport signal sur bruit n'est pas perturbée par les couches à bas rapport signal sur bruit. Autrement dit, si les fonctions de poids sont suffisamment piquées, la propagation d'une erreur va être rapidement stoppée. De ce fait la répartition des erreurs après inversion devra suivre grosso modo celle des bruits de mesures.

Nous verrons au chapitre suivant que nos mesures à hautes altitudes sont entachées d'erreurs importantes et qu'une altitude du ballon trop faible ne garantit pas une gamme d'altitudes tangentes sondables complète. Nous avons donc adapté la méthode de Mill à nos mesures de rayonnement diffus. Nous allons définir nos besoins, proposer une méthode adaptée puis la spécifier et l'analyser.

---

II.2 Nature du problème pour l'inversion d'images du limbe

L'expression des signaux, même dans l'approximation de la diffusion primaire, que nous avons formulée au chapitre précédent, est plus complexe que la relation 2 et ceci pour deux raisons:

-i) Le calcul de la reflectance fait intervenir un deuxième paramètre caractérisant une couche d'aérosol qui est la valeur de la fonction de phase.

-ii) La forme générale de la reflectance est grossièrement du type  $\tau e^{-\tau}$ . Ce n'est manifestement pas une fonction monotone de  $\tau$  comme c'était le cas pour les données de transmission. Ceci implique que l'étape clé de l'inversion de Mill c'est à dire l'étape v) n'assure pas obligatoirement la convergence du profil à inverser. En effet il est tout à fait envisageable qu'une augmentation substantielle de la valeur d'un coefficient de diffusion à une certaine altitude tangente n'entraîne pas d'augmentation sensible de la reflectance calculée à cette altitude tangente, où même pire que celle-ci diminue.

Ces deux remarques nous ont amené à tester tout d'abord si la méthode de Mill était apte à retrouver le profil de coefficient de diffusion connaissant la fonction de phase des aérosols en fonction de l'altitude. Nous allons donc voir l'efficacité intrinsèque de l'algorithme précédemment décrit en utilisant les mêmes modèles aussi bien pour la simulation des mesures que pour l'inversion proprement dite. En fait, cette étude vitale sert à vérifier l'adéquation de l'algorithme avec la forme du "noyau" du modèle du rayonnement diffus. Ensuite nous pourrons voir comment retrouver la fonction de phase des aérosols.



---

 II.3 Formulation de l'inversion de  $\sigma$  connaissant la fonction de phase
 

---

Nous repartons de la modélisation de la reflectance la plus simple formulée au chapitre 2 (Equation discrétisée ) à savoir: (l'indice i dénote la couche tangente dans tout ce qui suit)

$$\rho_{i,m} = \frac{1}{4\pi} \left( \sum_{k=i_b}^i \delta_{ik} (\sigma_k^a p_{k,m}^a + \sigma_k^r p_{k,m}^r) T_{ik}^1 T'_{ik,m}{}^1 + \sum_{k=i}^N \delta_{ik} (\sigma_k^a p_{k,m}^a + \sigma_k^r p_{k,m}^r) T_{ik}^2 T'_{ik,m}{}^2 \right) \quad (5)$$

$\rho_{i,m}$  est la reflectance mesurée pour la direction de visée m,  $\delta_{ik}$  est le trajet optique dans la couche k,  $\sigma_k^a$  est le coefficient d'extinction/diffusion des aérosols,  $p_{k,m}^a$  la fonction de phase des aérosols,  $\sigma_k^r$  le coefficient de diffusion Rayleigh,  $p_{k,m}^r$  la fonction de phase Rayleigh. Les transmissions de la couche diffusante au ballon  $T^1$  et  $T^2$  ainsi que les transmissions du sommet de l'atmosphère à la couche diffusante  $T'^1$  et  $T'^2$  se calculent comme suit (l'indice m a été supprimé):

$$T_{ik}^1 = \exp \left[ - \sum_{j=i_b}^k \delta_{ij} (\sigma_j^a + \sigma_j^r + \sigma_j^{O_3}) \right] \quad (6)$$

pour les couches diffusantes situées du même côté que le ballon par rapport au point tangent,

$$T_{ik}^2 = T_{ii}^1 \exp \left[ - \sum_{j=i}^k \delta_{ij} (\sigma_j^a + \sigma_j^r + \sigma_j^{O_3}) \right] \quad (7)$$

pour les couches diffusantes situées de l'autre côté du point tangent

$$T_{ik}'^1 = \exp \left[ - \sum_{j=k}^N \delta_{ij} (\sigma_j^a + \sigma_j^r + \sigma_j^{O_3}) \right] \quad (8)$$

$$T_{ik}'^2 = \exp \left[ - \sum_{j=k}^N \delta_{ij} (\sigma_j^a + \sigma_j^r + \sigma_j^{O_3}) \right] \quad (9)$$

où les  $\delta'_{ij}$  sont les trajets optiques dans la couche  $k$  pour une couche tangente  $i$  et pour les rayons lumineux allant du sommet de l'atmosphère au ballon . Les différents termes sont illustrés sur la Figure 1.

Nous avons découpé l'atmosphère en  $N$  couches sphériques où nous supposerons pour le moment que tous les paramètres optiques concernant l'absorption et la diffusion sont connus hormis bien évidemment le coefficient de diffusion des aérosols que nous recherchons. La réfraction atmosphérique ne sera pas prise en compte. Dans ces conditions nous pouvons exprimer symboliquement le problème posé de la façon suivante:

Soit le vecteur  $\vec{\sigma}$ , de dimension  $N$ , des coefficients de diffusion des aérosols inconnus pour les  $N$  couches situées de l'altitude  $z_{min}$  à l'altitude  $z_{max}$  et soit  $\vec{\rho}$ , le vecteur de dimension  $N$  également, des reflectances mesurées au limbe pour ces mêmes couches. Si le calcul de  $\vec{\rho}$  est exact c'est à dire si le modèle de reflectance décrit précédemment correspond tout à fait à la réalité, est-il possible de retrouver  $\vec{\sigma}$  avec l'algorithme de Mill et si oui jusque dans quelle mesure?

Des arguments théoriques pourraient peut-être répondre seuls à cette question mais notre démarche a été tout à fait empirique. Nous avons donc décidé de programmer simplement l'algorithme de Mill sur quelques cas tests. Précisons dans un premier temps la modélisation de l'atmosphère qui a été retenue.

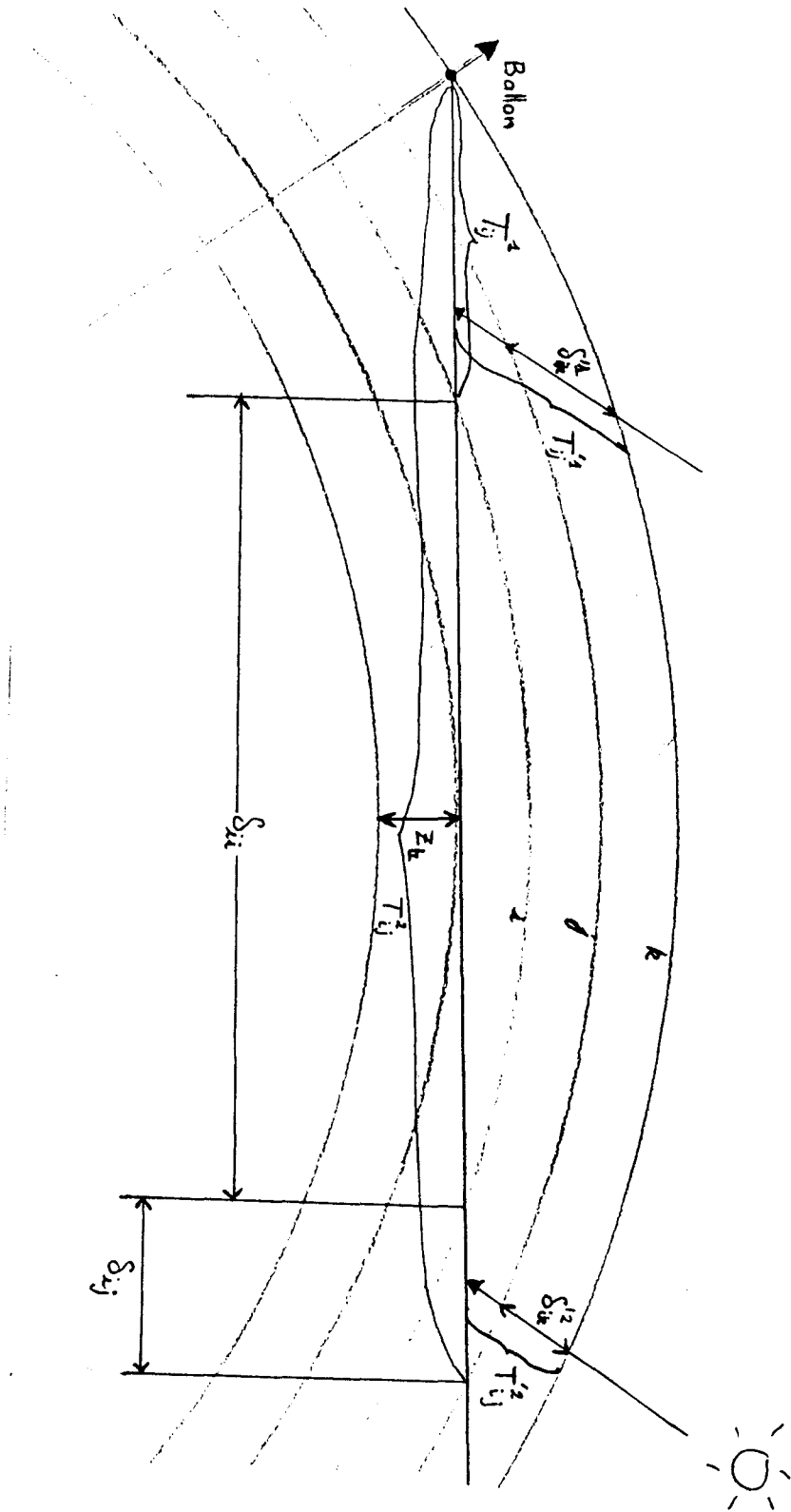


Figure 1: Signification des différents termes entrant dans le calcul de la reflectance en diffusion primaire.

---

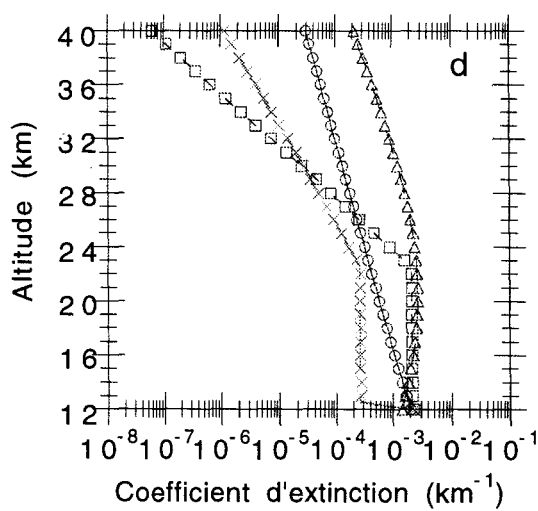
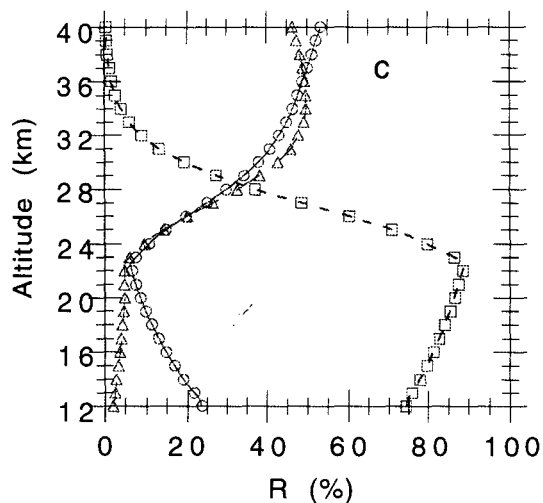
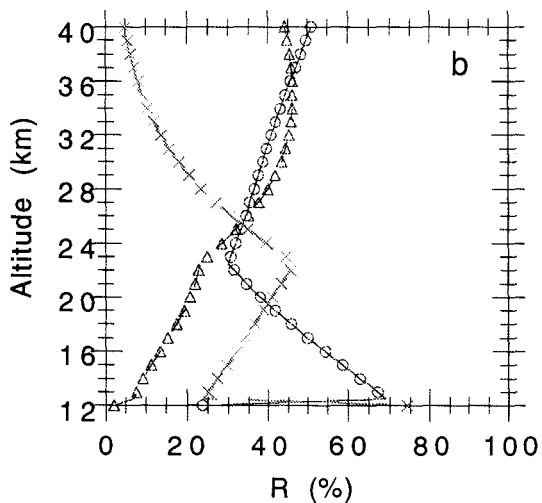
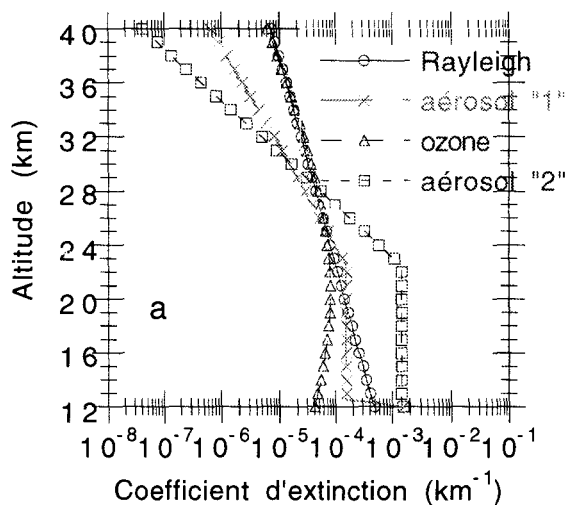
II.4 Modèle simple d'atmosphère utilisé

Nous avons divisé l'atmosphère en couches sphériques de 500 m d'épaisseur s'arrêtant arbitrairement à 40 km et introduit un profil moléculaire standard, un profil très simpliste d'ozone ainsi que deux profils d'aérosol au choix caractérisés par un coefficient de diffusion et un paramètre d'asymétrie. La Figure 2 montre ces profils pour les 3 longueurs d'ondes de BALLAD ainsi que la contribution relative de chaque constituant. La fonction de phase des aérosols est décrite par la fonction de Henyey-Greenstein définie comme suit [Henyey and Greenstein, 1949]:

$$p(\mu) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{\frac{3}{2}}} \quad (10)$$

où  $g$  est le paramètre d'asymétrie et  $\mu$  le cosinus de l'angle de diffusion.

Nous reviendrons dans la deuxième partie de ce chapitre sur le choix de cette fonction. Disons simplement maintenant que l'utilisation de cette fonction analytique rend les choses plus simples à mettre en place. On a tracé pour information cette fonction pour plusieurs valeurs de  $g$  sur la Figure 3. Nous prendrons pour l'instant une valeur de  $g$  constante et égale à 0.8 et nous supposons que le ballon se trouve à une altitude de 35 km.



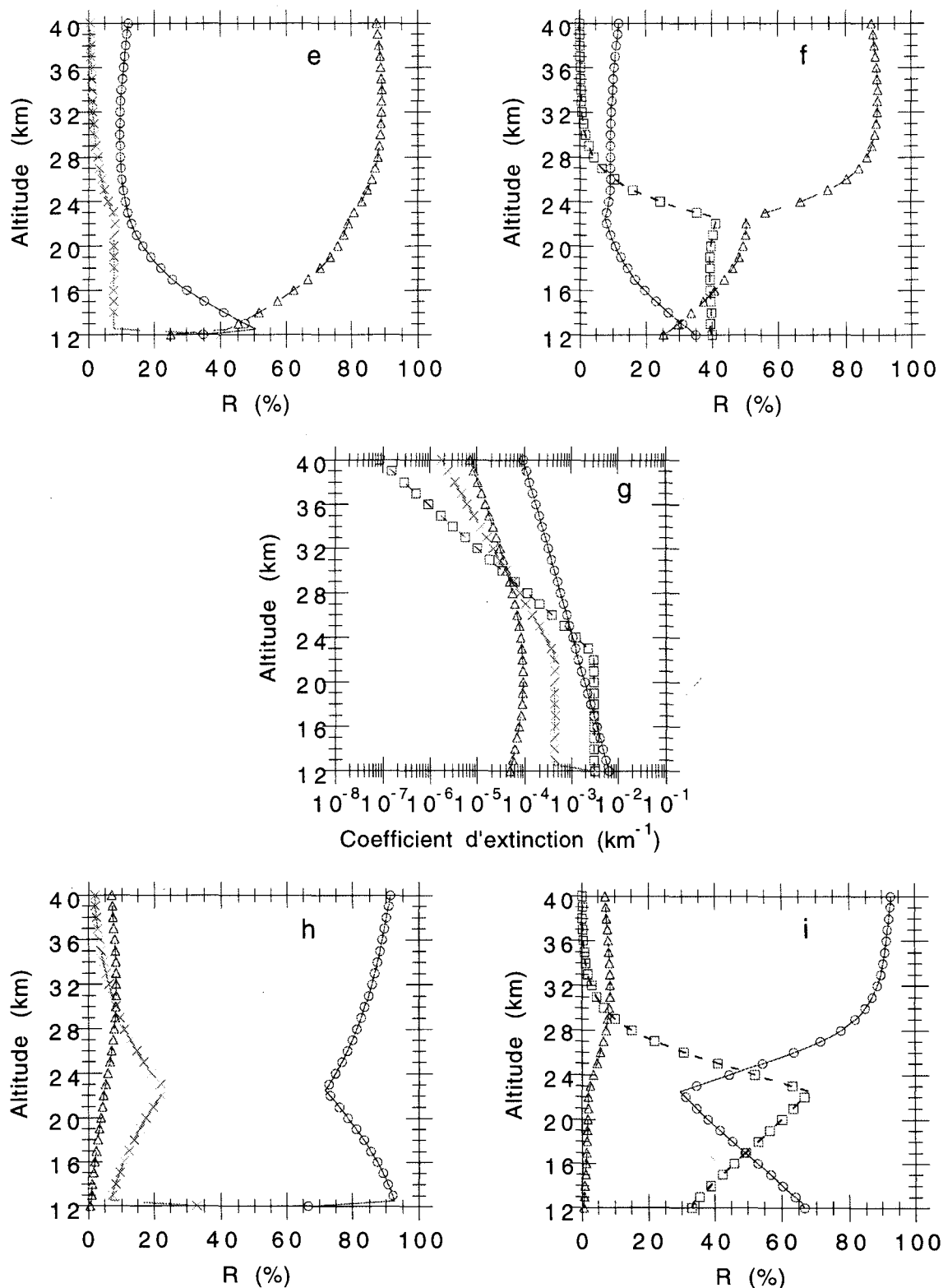


Figure 2: (a) profils verticaux de coefficients d'extinction utilisés à 850 nm suivis par les contributions relatives de chacun des constituants de l'atmosphère pris en compte dans la modélisation pour les deux profils aérosols "1" (b) et "2" (c). Les figures (d), (e), (f) puis (g), (h), (i) regroupent les mêmes informations mais pour 600 et 450 nm respectivement.

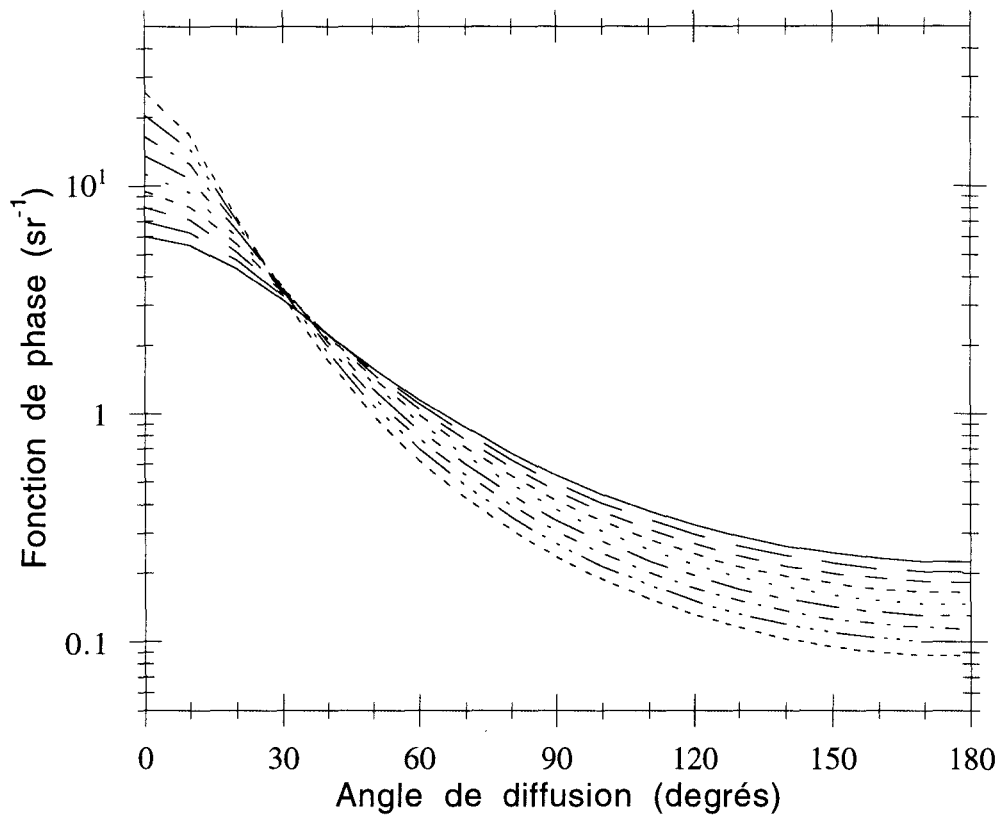


Figure 3: Fonction de phase de Henyey-Greenstein pour plusieurs paramètres d'asymétrie  $g$  variant de 0.5 à 0.8 par pas de 0.03. L'asymétrie de la courbe augmente avec  $g$ .

## II.5 Description de la méthode et des quelques cas test

Nous sommes à présent prêt à simuler un certain nombre de reflectances qui vont nous servir comme jeu de données de départ pour tester l'algorithme d'inversion. Il va nous falloir choisir si possible les géométries d'observation les plus représentatives afin de sélectionner quelques cas tests. On peut a priori donner des paramètres importants qu'il va falloir faire varier pour s'assurer de l'étendue de la validité de la méthode, à savoir la hauteur solaire, la longueur d'onde, le contenu en aérosol, le paramètre d'asymétrie des aérosols, la direction d'observation par rapport à celle du soleil etc.. pour ne citer que les plus évidents pour l'instant. La méthode proprement dite ne va pas s'écarter beaucoup de l'algorithme de Mill original. Le Tableau 1 résume celle-ci. On peut remarquer simplement à la lecture de cet

algorithme que des paramètres inhérents à la méthode elle-même sont susceptibles d'avoir une portée importante: le facteur  $\epsilon_j$  qui est le critère de convergence pour chaque couche, est aussi l'écart relatif entre les mesures et les calculs ou encore résidu relatif. On peut dire pour l'instant qu'il doit contrôler de manière ultime la précision de l'inversion. En effet un paramètre  $\epsilon_j$  trop grand laisse trop de liberté à l'algorithme qui peut se "contenter" d'une solution très approximative ou même pire d'une solution "fausse" d'autant que l'unicité de la solution n'est pas pour l'instant acquise. D'un autre côté, un paramètre démesurément petit pourrait être une contrainte trop forte qui ne serait jamais atteinte simultanément par toutes les couches et donc l'algorithme ne convergerait pas. Ensuite, il faudra s'assurer que la méthode n'est pas trop sensible au profil de départ ou first guess. Eventuellement il faudra s'intéresser au nombre de couches utilisées pour discrétiser l'atmosphère. En effet, si celui-ci devenait trop faible, on pourrait se poser des questions sur le bien fondé du lien direct entre la mesure réalisée à une certaine couche tangente et la valeur du coefficient d'extinction à cette altitude. D'autre part, un nombre de couche trop élevé n'a plus beaucoup de signification physique (surtout avec des mesures réelles à résolution verticale finie) et devient pénalisant en terme de temps de calcul. Voilà pour les paramètres intrinsèques à la méthode. Regardons maintenant de plus près et de façon plus physique le comportement attendu de l'inversion en fonction de la géométrie. Comme nous l'avions remarqué précédemment au sujet des différences fondamentales entre le formulation primordiale de l'algorithme de Mill adapté aux données de transmission et notre problème de rayonnement diffus, le fait qu'il y ait proportionnalité dans le même sens entre résidus et facteur de modification du coefficient d'extinction des aérosols n'est pas toujours vrai. Deux choses a priori y contribuent:

-L'information contenu dans le coefficient  $\alpha$  est la suivante: pour une couche tangente  $i$ , celui-ci renseigne sur la quantité de matière diffusante (aux fonctions de phase près) ou terme source pour cette couche, à apporter ou à diminuer afin de s'approcher des mesures. L'information porte donc également sur le terme Rayleigh. Si celui-ci devient prépondérant devant le terme aérosol parce que, par exemple, on regarde vers l'arrière, ou que l'on travaille



---

dans le bleu, alors la sensibilité aux aérosols devient faible et les erreurs peuvent devenir importante surtout en présence de bruit.

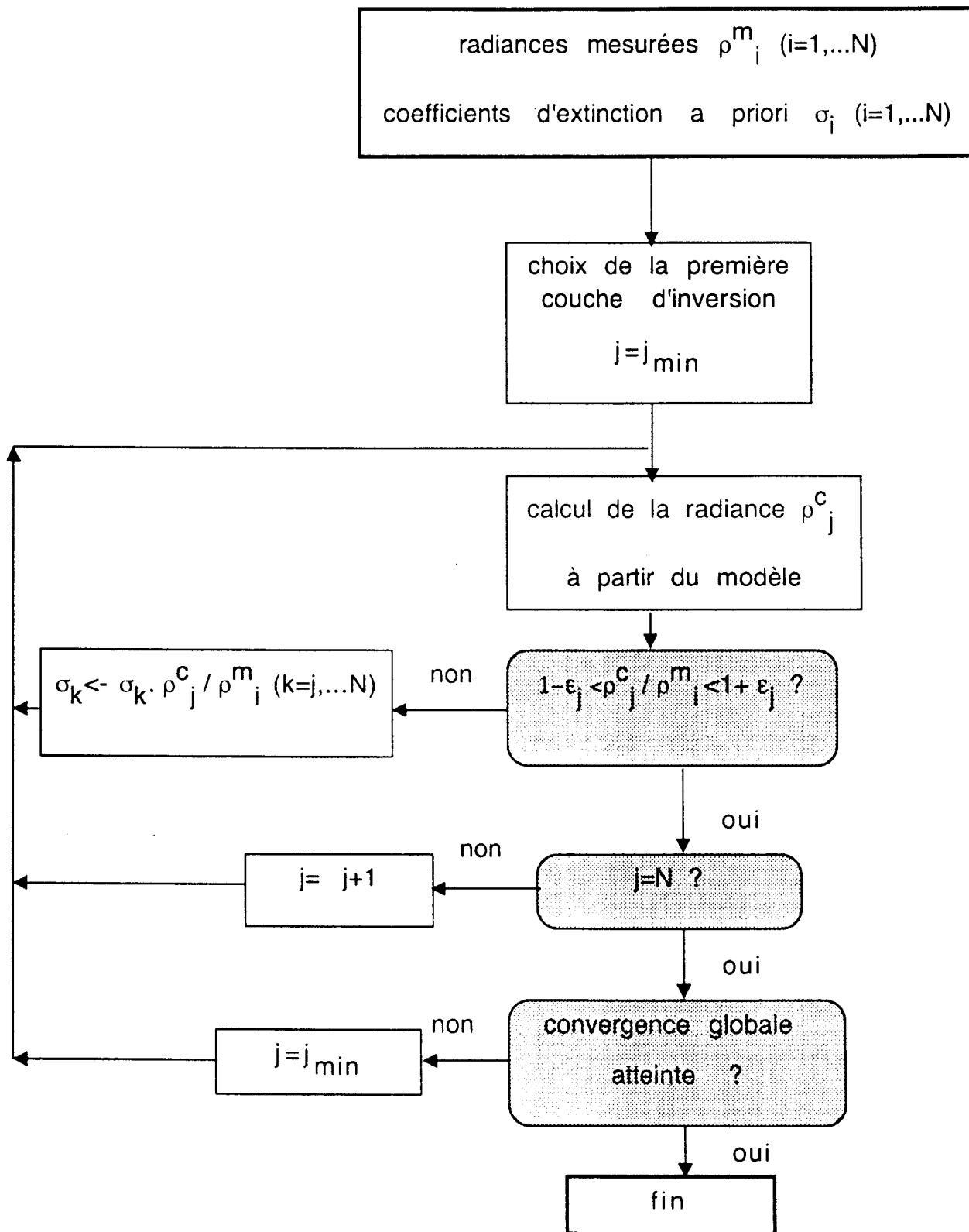


Tableau 1: Algorithme utilisé pour retrouver le coefficient d'extinction des aérosols connaissant la fonction de phase

-Des effets purement d'extinction sont tout à fait envisageables, c'est à dire que le terme d'atténuation peut devenir plus important que le terme source et la méthode ne va plus marcher. On peut signaler également que dans ce terme d'atténuation peuvent intervenir des couche situées en dessous de la couche tangente si le soleil est bas sous l'horizon. C'est un cas marginal certes, mais qui serait dommageable. Après ces quelques remarques nous pouvons dégager les cas nécessaires à tester:

Nous commencerons par une atmosphère divisée en 80 couches de 500 m. Nous prendrons deux angles zénithaux solaire 80 , 85 et 90 et regarderons les résultats de l'inversion pour plusieurs azimuts de visée à savoir 0, 45, 70, 120 et 180 degrés pour un niveau de résidu de 0.001. Ensuite nous vérifierons ces résultats en prenant un autre first guess et testerons la variation des précisions attendues avec un niveau de résidus 0.01.

## II.6 Résultats et commentaires

### *II.6.1 Premières impressions*

Nous donnons sur la Figure 4 les résultats de l'inversion obtenus à 850 nm pour plusieurs azimuts de visée et plusieurs angles zénithaux solaires dans le cas du profil d'aérosols "1" en partant d'une valeur constante du coefficient d'extinction égale à  $3.0 \cdot 10^{-4}$  quelle que soit l'altitude. Ceux ci se présentent sous la forme de l'écart final entre profils retrouvés et profils vrais en pourcentage. Rappelons que la convergence générale est atteinte lorsque tous les résidus deviennent simultanément inférieurs à la limite fixée au départ. Généralement les inversions ont été effectuées à partir de l'altitude minimale de 12 km. Cependant dans certaines configurations qui sont résumées dans le Tableau 2 la convergence n'est pas atteinte et il faut commencer l'inversion plus haut. Nous reviendrons sur les causes de ces divergences. Dans cette table a été aussi indiqué le nombre d'itérations générales nécessaire à la convergence.

	$\Phi$					cas
	0	45	70	120	180	
$z_{\min}$	12	12	12	16	22	(a)
nb itérations	15	14	10	7	4	
	12	12	12	18	24	(b)
	15	13	13	7	4	
	12	12	12	18	25	(c)
	14	13	12	7	4	
	12	18	23	X	X	(d)
	16	9	4	X	X	
	12	12	14	22	X	(e)
	15	11	10	3	X	
	12	12	14	20	23	(f)
	14	14	14	11	4	

Tableau 2: altitude minimale d'inversion et nombre d'itérations générales nécessaires à la convergence en fonction de l'azimut de visée et pour plusieurs cas tests. Une croix indique que la convergence n'a pas été atteinte. (a), (b) et (c) pour 850 nm avec le profil aérosol "1" (cf. Figure 2) pour  $\zeta_s$  valant respectivement 80, 85 et 90°; (d) même que (a) mais à 450 nm; (e) même que (a) mais à 600 nm; (f) même que (a) mais pour le profil "2".

Dans la majeure partie du profil, c'est à dire entre l'altitude de début de l'inversion et environ jusqu'à 5 km au dessous du ballon, les erreurs sont faibles et toujours inférieures à 10% dans le cas défavorable ( $\Phi=180^\circ$ ). Cependant, au delà, pour les dernières couches inversées, les erreurs peuvent atteindre 30 à 40 % et ne sont pas apparentes sur les courbes (Figure 4) pour des raisons d'échelle. Nous expliquerons ces erreurs importantes juste après et montrerons comment y remédier en partie. La première remarque à faire concerne l'apparente faible sensibilité de l'inversion vis à vis de la distance zénithale solaire. Entendons nous bien: par faible sensibilité, nous voulons dire que, si l'inversion s'est bien déroulée et que la convergence n'a pas posé de problèmes, alors le niveau attendu de

précision ne dépendra que très peu de  $\zeta_s$ . Il est important de remarquer également que la précision, en général excellente se dégrade continuellement lorsque l'on s'éloigne progressivement de la direction du soleil, la contribution des aérosols devenant de plus en plus faible dans le signal, comparée à la diffusion moléculaire. Un léger décrochage relatif est systématiquement présent aux alentours de 20 km sur tous les profils retrouvés. Il coïncide avec le changement de pente du profil d'aérosol à retrouver. Ceci n'est pas étonnant sachant que ces méthodes non-linéaires s'accommodent davantage de fonctions lisses ou dérivables. Cependant l'amplitude de ce décrochage reste tout à fait limité dans la grande majorité des cas. En comparant la Figure 4 et le Tableau 2 on peut s'apercevoir que la dégradation de l'inversion est toujours corrélée à un nombre d'itérations générales petit. La meilleure solution est toujours obtenue avec un nombre de passages d'environ 15. Le profil se "relaxe" alors lentement vers le profil de départ. Par contre dans des conditions de visée arrière, ou bien lorsque l'on travaille à des longueurs d'onde plus courtes (cf. Figure 5) la stabilisation de l'inversion est de plus en plus rapide mais de façon de plus en plus éloigné du profil initial. En fait, cette dégradation est nette dans les premières couches inversées et/ou lorsque l'on regarde vers l'arrière avec un soleil bas sur l'horizon. On serait donc tenté de dégager le principe empirique suivant: Lorsque la contribution des aérosols au signal devient faible et/ou surtout que les effets de transmission deviennent importants (et ceci est aussi une cause supplémentaire de dissymétrie avant-arrière) alors la relaxe du profil s'effectue de plus en plus de façon erronée. Cet effet est d'autant plus sensible que l'épaisseur optique tangente est grande, donc que l'altitude tangente est basse. Il semble que ce processus arrive à son paroxysme lorsque l'algorithme diverge. On a basculé cette fois dans une zone où la transmission est trop faible pour que l'algorithme soit adapté au problème.

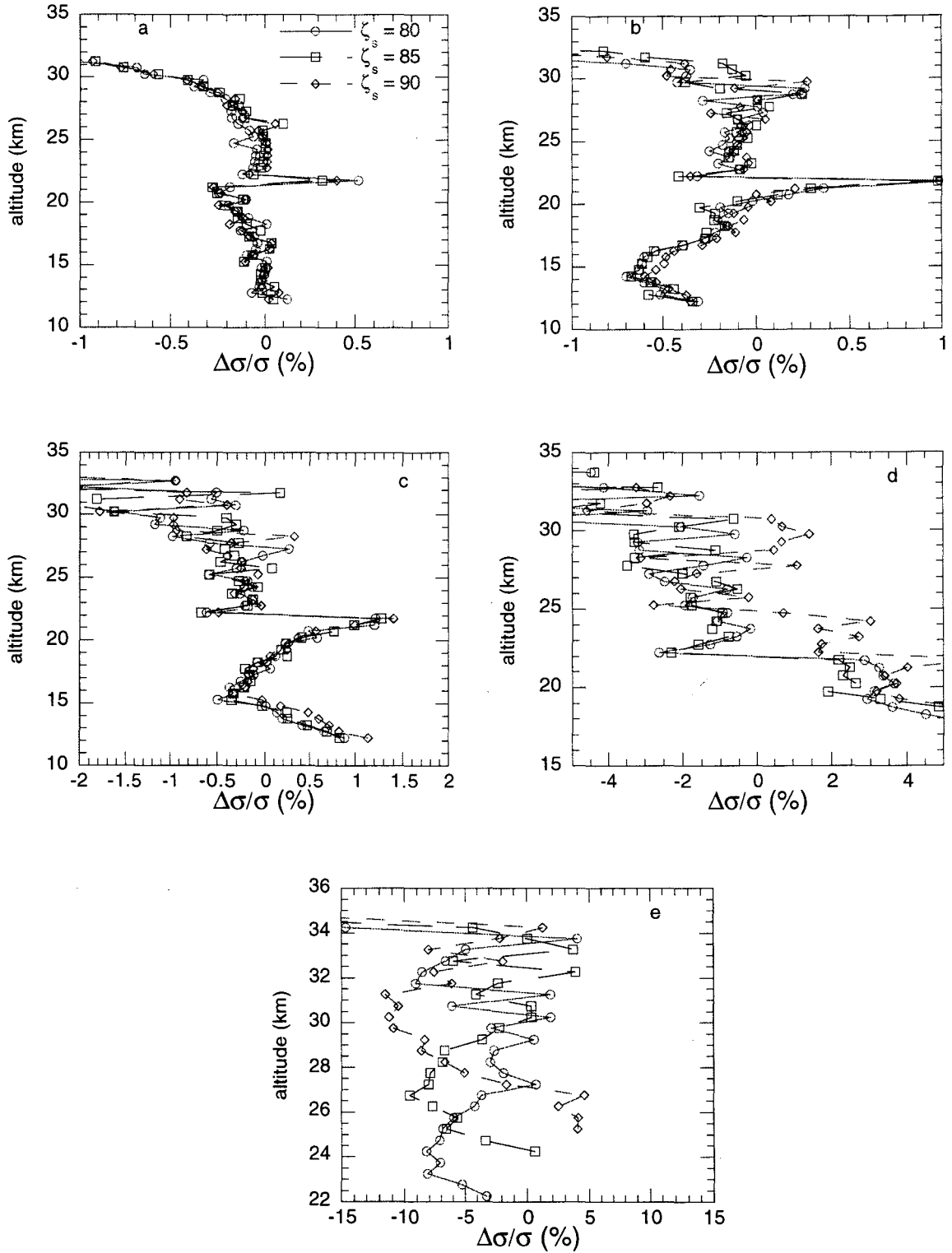


Figure 4: Evolution de la qualité de l'inversion à 850 nm pour différents azimuts de visée ( $0, 45, 70, 120$  et  $180^\circ$  dans l'ordre des figures) et pour trois angles zénithaux solaires  $\zeta_s$ . Profil d'aérosol numéro 1 (cf. Figure 2); niveau de résidu égal à 0.001; first guess: profil constant égal à  $3 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$

---

Résumons-nous: la précision se dégrade pour des couches de plus en plus basses (hormis les couches situées juste sous le ballon), pour une longueur d'onde de plus en plus petite, pour une visée de plus en plus vers l'arrière (et dans ce dernier cas pour un soleil de plus en plus bas), bref, tout ce qui contribue à faire baisser la transmission aussi bien du soleil au point diffusant que de ce dernier au ballon. Dans certains cas cette progressive dégradation arrive jusqu'à la divergence mais il est tout à fait intéressant de noter qu'il ne semble pas y avoir de différence de fond entre ces deux comportements. Néanmoins n'oublions pas que l'on peut espérer obtenir une bonne inversion à 850 nm, notamment dans les directions avant.

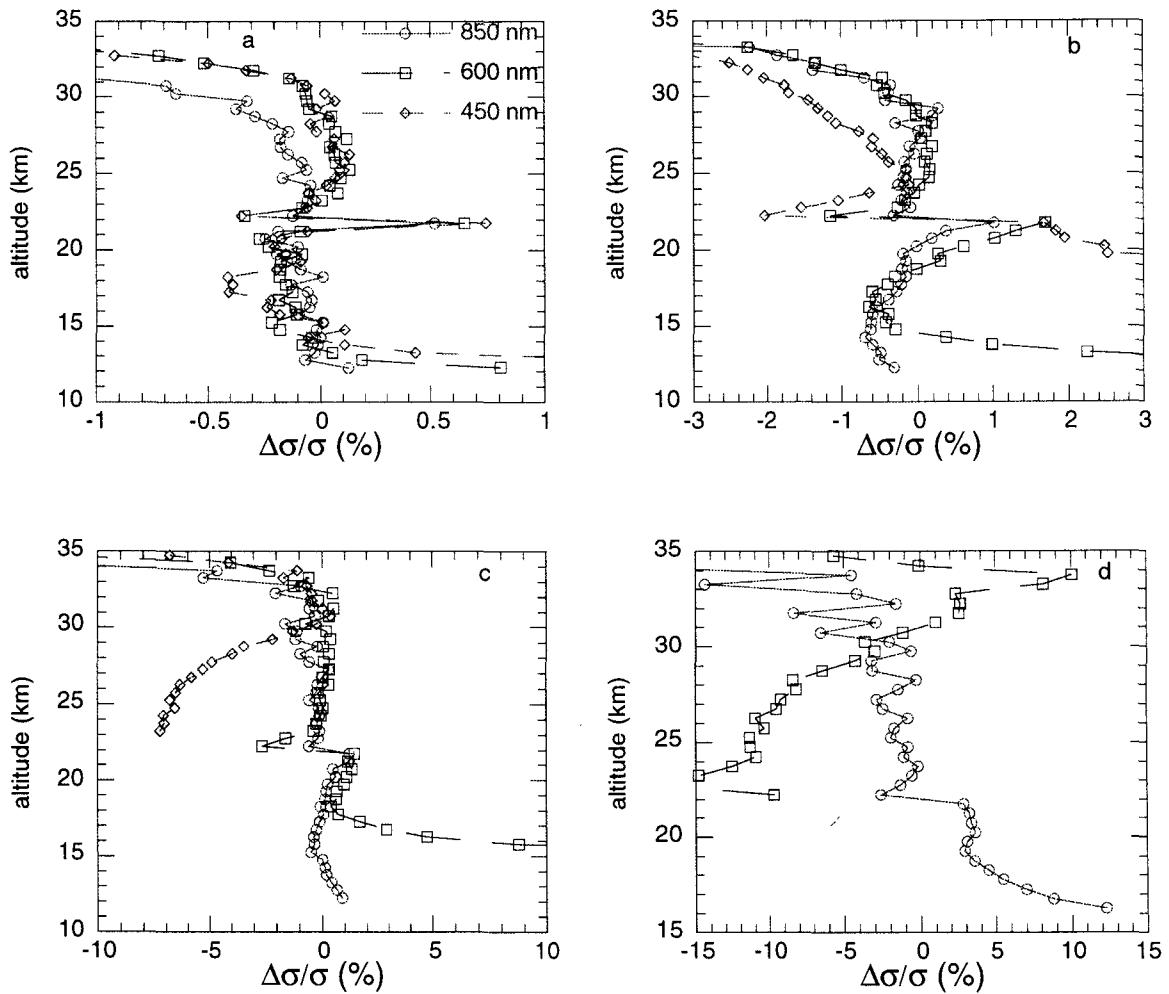


Figure 5: même que Figure 4 (a), (b), (c) et (d) mais pour un angle zénithal solaire fixe de  $80^\circ$  et pour les trois longueurs d'ondes de BALLAD. Le cas  $\Phi=180^\circ$  n'est pas reporté ici car la convergence n'est atteinte que pour 850 nm.

### II.6.2 Sur le problème des dernières couches

Il est temps à présent de s'occuper du décrochage pour les dernières couches inversées. Dans la présentation de la méthode utilisée, nous n'avons rien spécifié quant aux valeurs de  $\sigma$  pour les couches situées au dessus du ballon. Les résultats qui viennent d'être montrés ont été obtenus en prenant le parti de modifier ces couches au même titre que celles pour lesquelles on dispose de mesures. Il semble que ce choix ne soit pas forcément judicieux car on laisse une totale liberté à la variation des coefficients d'extinction de ces couches. Celles-ci



participant de façon non négligeable au signal pour les couches hautes, elles induisent une erreur de plus en plus importante pour ces dernières. Sur la Figure 6, nous avons comparé les résultats de l'inversion obtenus dans le cas de la Figure 4 (cas a) avec d'autres stratégies de traitement pour ces couches difficiles, à savoir:

- la méthode 1 est celle employée jusqu'à présent
- la méthode 2 laisse toujours libres ces couches mais on donne comme coefficient d'extinction de départ les valeurs vraies.
- la méthode 3 fixe définitivement les coefficients d'extinction de ces couches à des valeurs vraies
- la méthode 4 est la même que la méthode 3 mais pour des valeurs différentes de 10% des valeurs vraies.

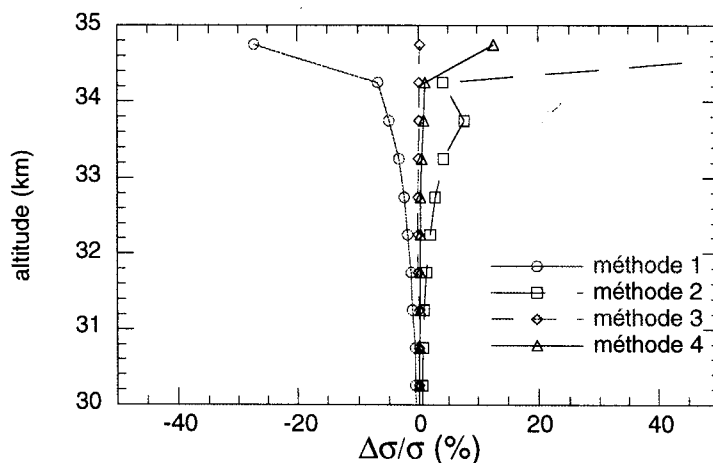


Figure 6: Effet des couches situées au-dessus du ballon sur la précision des dernières couches inversées en fonction de la méthode utilisée (voir description dans le texte)

Il est bien clair à l'analyse de la Figure 6 qu'une connaissance a priori du profil au dessus du ballon améliore grandement la précision sur les couches hautes. Dans le cas où on entre les valeurs vraies, on peut même s'attendre à obtenir une précision comparable au reste du profil, ce qui réconforte sur la stabilité de la méthode elle-même. Le cas de la méthode numéro 4 montre que la précision obtenue sur la dernière couche est du même ordre de

grandeur que l'incertitude sur les données a priori, ce qui est normal du fait qu'il ne reste plus qu'une seule couche où il subsiste une incertitude, mais réduit aussi de façon drastique les erreurs sur les couches immédiatement inférieures. Il faut toutefois être conscient que faire certaines hypothèses sur le profil est un choix à double tranchant: si elles sont bonnes (ce qui est raisonnable pour cette gamme d'altitude) alors on améliorera à coup sûr les précisions de l'inversion; par contre si elles sont erronées, le remède peut être pire que le mal car on pourrait de ce fait forcer la relaxation du profil vers un état indésirable. Dans ce genre de méthode itérative la liberté d'évolution est souvent un gage d'efficacité.

### *II.6.3 Influence du niveau de résidu appliqué*

Sur la Figure 7 nous avons résumé l'étude de la précision de l'inversion vis à vis du niveau de résidu  $\epsilon$ , qui est rappelons-le, le paramètre de contrôle principal de l'algorithme. Nous avons repris la géométrie du cas a de la Figure 4 en modifiant l'algorithme suivant la méthode 3 décrite précédemment afin de faire ressortir uniquement les effets numériques inhérents à la relaxation.

Cette figure montre la valeur moyenne sur tout le profil inversé (qui ne démarre pas tout le temps à 12 km) de l'écart quadratique entre les coefficients d'extinction retrouvés et vrais en fonction du niveau de résidu appliqué.

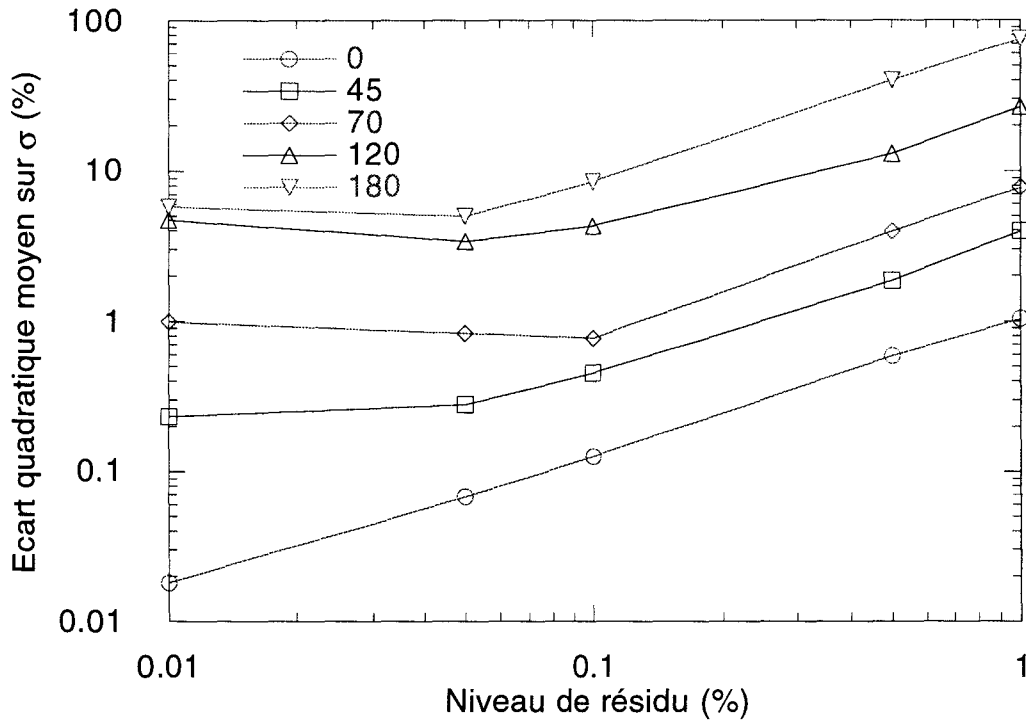


Figure 7: Evolution de la qualité de l'inversion en fonction du niveau de résidu requis et de la direction de visée de l'instrument.

Le comportement de la méthode suivant la direction de visée est tout à fait intéressant. Pour  $\Phi=0$ , on peut dire que la précision finale suit parfaitement la contrainte imposée au début. Ce résultat semble en accord avec la remarque de Chahine [Chahine, 1974] dans le cas de sa méthode de relaxation. En l'absence de bruit, les résidus sur les paramètres à retrouver doivent tendre asymptotiquement vers zéro. Par contre, pour les autres azimuts, on a l'impression que l'on ne peut pas passer sous une certaine limite qui dépend de  $\Phi$  lui-même. Cette limite est quelquefois obtenue pour un niveau de résidu qui n'est pas le plus petit possible. En fait, on peut s'apercevoir que lorsque l'on vise vers l'arrière, et si on fixe un niveau de résidu infiniment petit, de larges oscillations commencent à prendre forme sur le haut du profil qui tendront à dégrader la précision que l'on voulait améliorer. Ce comportement rappelle étrangement le comportement de la méthode de relaxation en présence de bruit [Chahine, 1974]. Bien entendu, la méthode présentée ici n'est pas une méthode de

relaxation au sens de Chahine, dans la mesure où aucune équation de relaxation n'est à la base de notre algorithme. La proportionnalité entre différence de réflectances mesurées et différence de coefficient d'extinction retrouvé est dans notre cas uniquement un fait opérationnel (c'est à dire programmé!) et non établi.

#### *II.6.4 Sensibilité au profil initial*

Nous allons maintenant nous assurer que ce qui a été présenté jusqu'ici pour un first guess constant et égal à  $3.10^{-4} \text{ km}^{-1}$  reste valide pour d'autres types de profils initiaux. Nous avons reporté sur la Figure 8 la sensibilité de l'inversion pour 3 profils initiaux de différentes formes. Le premier est le profil constant utilisé depuis le début, le second est un profil exponentiel tandis que le dernier présente un maximum vers 22 km. Nous sommes retourné à la version 1 de l'algorithme pour cette étude. Si l'on peut distinguer que vers le haut du profil le fait que le first guess soit plus proche de la réalité pour les deux derniers cas que du profil constant entraîne une erreur moindre, les convergences dans les trois cas sont tout à fait similaires. La forme du profil initial a bien été oubliée après quelques passages. Notons toutefois que nous sommes parti d'un profil qui était réaliste à chaque fois. Un profil initial avec une croissance exponentielle par exemple pourrait quand même perturber l'inversion. Cependant nous n'avons pas le moindre intérêt à partir d'un profil "exotique" et il semble donc que nous puissions être tranquille de ce côté-ci.

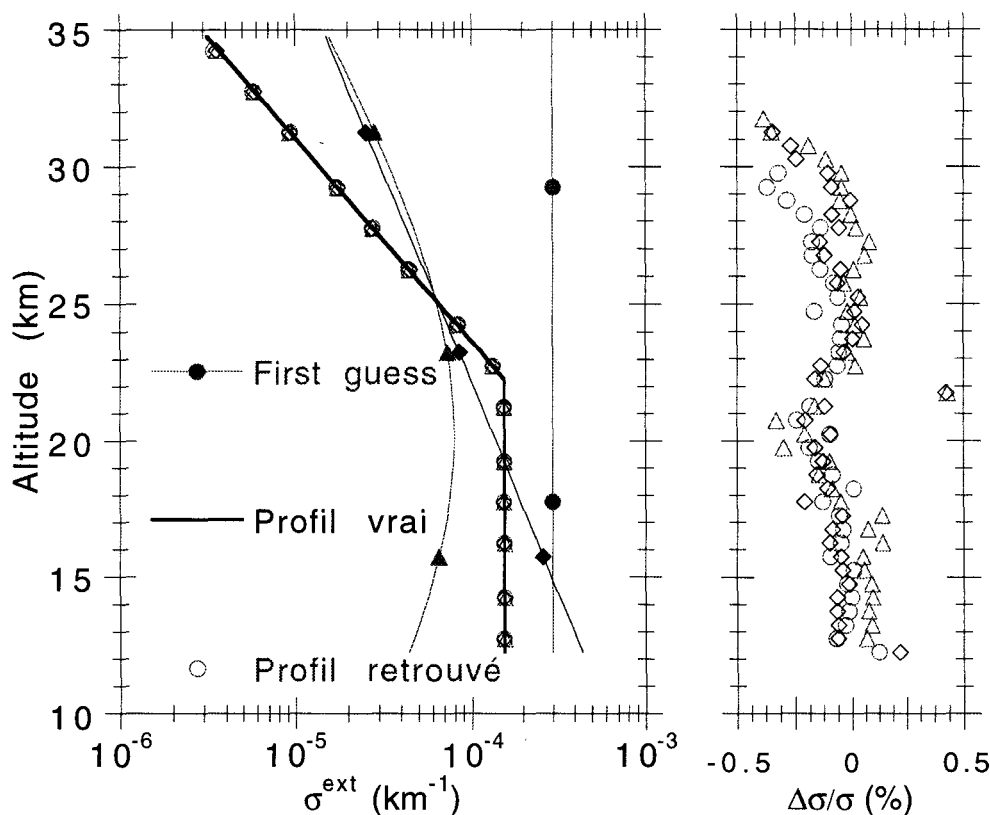


Figure 8: Sensibilité de l'inversion au profil initial. Cas a de la Figure 4

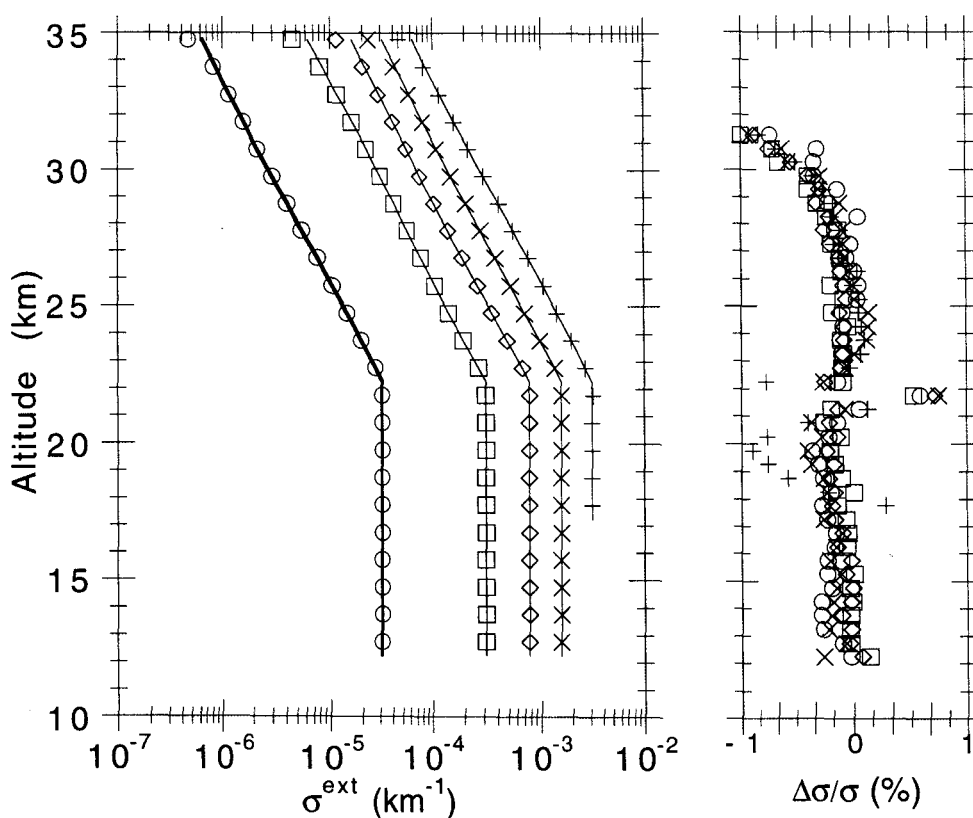
### II.6.5 Sensibilité au contenu en aérosols

La relation hautement non-linéaire entre le contenu en aérosol et la réflectance observée laisse présager que la précision de l'inversion va être une fonction elle-même de ce que l'on cherche à retrouver. Il est donc utile a priori d'étudier la façon dont l'algorithme va converger suivant le contenu en aérosols. Pour cela nous avons utilisé le profil "1" et nous l'avons multiplié par un coefficient variant de 0.1 à 10 soit sur deux ordres de grandeur. Ces deux bornes sont assez représentatives des deux conditions extrêmes que l'on peut rencontrer dans la stratosphère. Sur la Figure 9 nous avons reporté les résultats obtenus pour ces différents profils dans la configuration maintenant standard ( $\zeta_s=80$ ;  $\lambda=850$  nm; niveau de résidu=0.001;  $g=.8$ ) et pour les deux valeurs de  $\Phi$ , 0 et 120 degrés. Ces deux courbes sont donc à comparer à la Figure 4. Les profils retrouvés sont tracés depuis l'altitude minimale où il a été possible de commencer l'inversion. Si l'on remarque sur la figure du haut que la

précision attendue en direction avant est du même ordre quelque soit le contenu en aérosol, celle attendue vers l'arrière a un comportement tout à fait intéressant. Pour un faible contenu, l'inversion ne peut pas commencer à 12 km et les erreurs deviennent rapidement significatives. De fait, si on continuait à rechercher un profil d'aérosol de plus en plus ténu, la solution s'écarterait de façon catastrophique de la vérité. Par contre, et dans cette géométrie particulière, la précision devient excellente pour les contenu importants, même si comme toujours, il est nécessaire de débiter l'inversion de plus en plus haut. Cela nous amène à penser, que cette méthode d'inversion est bien adaptée pour des configurations qui pourrait faire partie d'une région délimité par les deux configurations suivantes :

- i) Celles où les effets d'extinction deviennent importants
- ii) Celles où la contribution Rayleigh devient trop importante

Finalement, on peut se conforter dans cette analyse en testant l'effet du paramètre d'asymétrie des aérosols qui conditionne en partie la contribution Rayleigh aérosols.



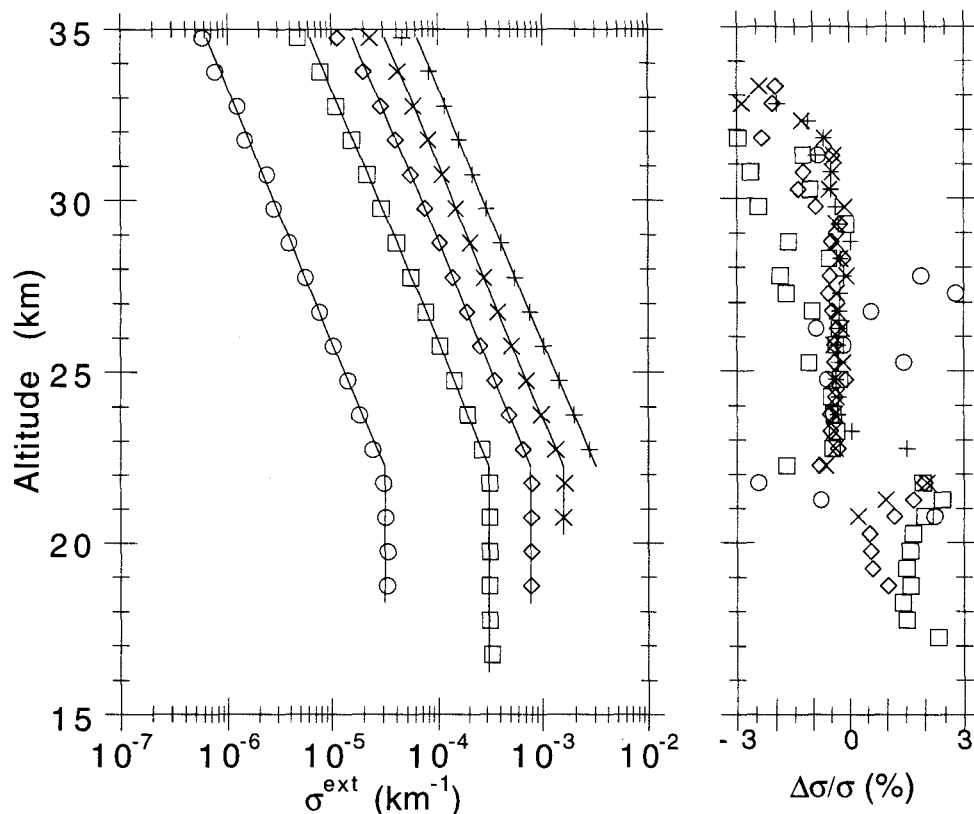


Figure 9: Sensibilité de l'inversion à la quantité d'aérosols à retrouver pour  $\Phi=0$  et  $120^\circ$  (respectivement figure du haut et du bas). Les profils vrais sont en traits pleins et les symboles désignent les points retrouvés. Cas a de la Figure 4

### II.6.6 Sensibilité au paramètre d'asymétrie

Le paramètre d'asymétrie était pour l'instant fixé à une valeur de 0.8 ce qui est assez important. Cela entraînait, vu la forme de la fonction de Henyey-Greenstein utilisée, une valeur de la fonction de phase vers l'arrière faible. Dans ces directions (disons à partir de 120 degrés) le rapport Rayleigh/aérosol n'était guère en faveur des aérosols et la sensibilité de l'inversion était assez médiocre. Cette explication se trouve confortée à l'examen de la Figure 10 qui représente la précision de l'inversion attendue pour  $\Phi=120$  et  $180$  degrés lorsque le paramètre d'asymétrie tombe à 0.5. Cette figure est toujours à comparer avec la Figure 4.

Bien que les altitudes minimales d'inversion n'aient pratiquement pas changé, l'amélioration est nette, spécialement à  $180$  degrés.

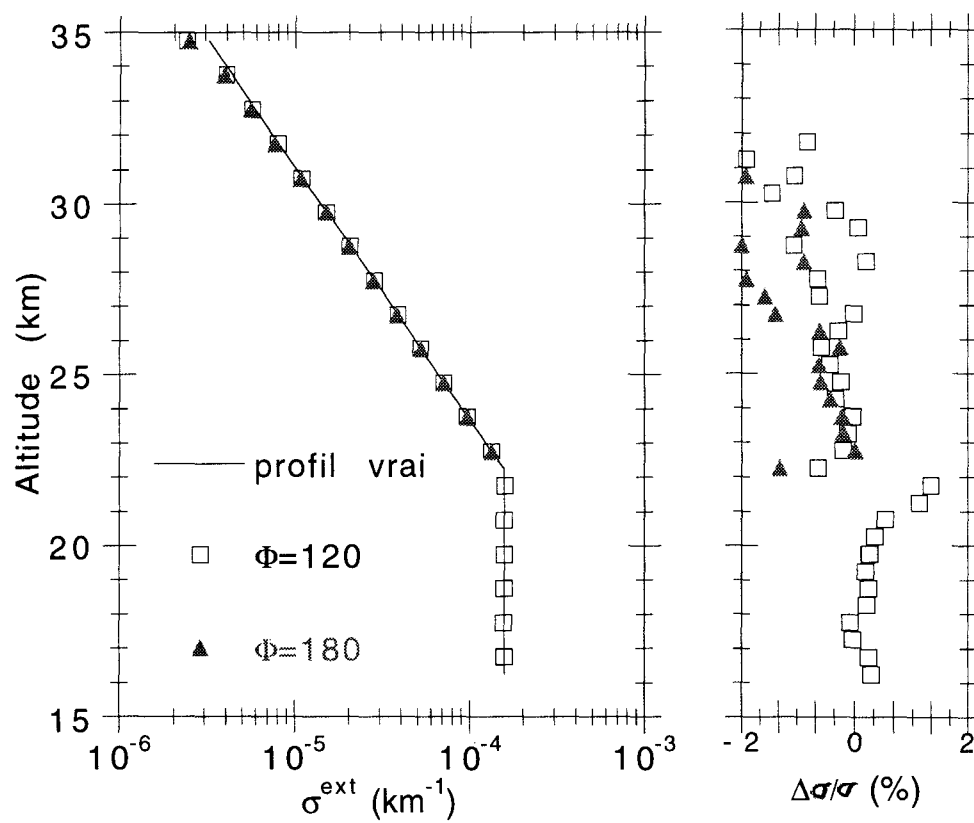


Figure 10: Résultats de l'inversion pour deux directions arrière avec un coefficient d'asymétrie des aérosols pris constant à 0.5



### III Utilisation de l'information directionnelle

#### III.1 Position du problème

##### III.1.1 *Utilité de l'information directionnelle*

L'hypothèse principale concernant notre approche de l'inversion des mesures BALLAD est que la forme générale de l'algorithme de Mill est somme toute bien adaptée pour retrouver le coefficient d'extinction/diffusion des aérosols. Celle-ci vient d'être testée et elle s'avère justifiée dans un grand nombre de cas. Les plus favorables sont toujours ceux où la longueur d'onde est 850 nm, les mesures faites en direction avant ( $0-80^\circ$ ) et pour un soleil qui n'est pas sous l'horizon du ballon. Nous avons même montré que, si on connaît parfaitement la fonction de phase des aérosols dans ces cas favorables, lorsque les mesures sont simulées en diffusion simple et qu'elles ne sont pas bruitées, alors la précision de l'inversion suit le niveau de résidu appliqué.

La connaissance de la fonction de phase des aérosols est donc nécessaire à la détermination précise du contenu en aérosol. On peut illustrer ce point en regardant ce qui se passe si l'on décidait de s'arrêter là et d'utiliser pour l'inversion de  $\sigma$  un profil de paramètre d'asymétrie fixé assez éloigné de la réalité. Sur la Figure 11 (à gauche) on peut se rendre compte de l'erreur commise sur l'inversion pour trois azimuts de visée lorsque l'on a supposé un certain profil du paramètre d'asymétrie alors que celui-ci était bien différent et valait 0.8 partout (voir l'écart relatif sur  $g$  à droite). La forme de la fonction de Henyey-Greenstein passe par un point d'inflexion aux alentours de  $30^\circ$  comme nous l'avions montré sur la Figure 3. Cela entraîne que, pour deux paramètres  $g$  différents, si la valeur de la fonction de phase pour le premier  $g$  est supérieure à celle du deuxième pour des angles de diffusion compris entre 0 et  $30^\circ$ , elle sera inférieure pour des angles supérieures à  $30^\circ$ . Cette

propriété explique le comportement en fonction de l'azimut de la Figure 11. Le  $g$  étant sous-estimé systématiquement durant l'inversion, la fonction de phase pour  $\Phi=0^\circ$  l'est aussi, si bien que le coefficient d'extinction retrouvé devient surestimé par compensation. Pour  $\Phi=70^\circ$  c'est l'inverse qui se produit. Nous pouvons noter également que l'amplitude des erreurs commise est minimale pour  $\Phi=30^\circ$  car c'est là que la sensibilité de la fonction de phase au paramètre d'asymétrie est la plus faible. Néanmoins il faut tout de même s'attendre à une erreur d'une vingtaine de % dans ce cas qui est le plus favorable. Un autre choix sur la valeur du  $g$  vrai aurait tempéré ces écarts mais globalement on peut dire qu'il est pénalisant de faire une inversion sans tenir compte de l'information directionnelle. Un détail apparent sur la Figure 11 est intéressant: les courbes de gauche et celle de droite sont hautement corrélées. Cela montre une nouvelle fois que l'information contenue dans les mesures et bien reporté aux bonnes altitudes dans l'inversion.

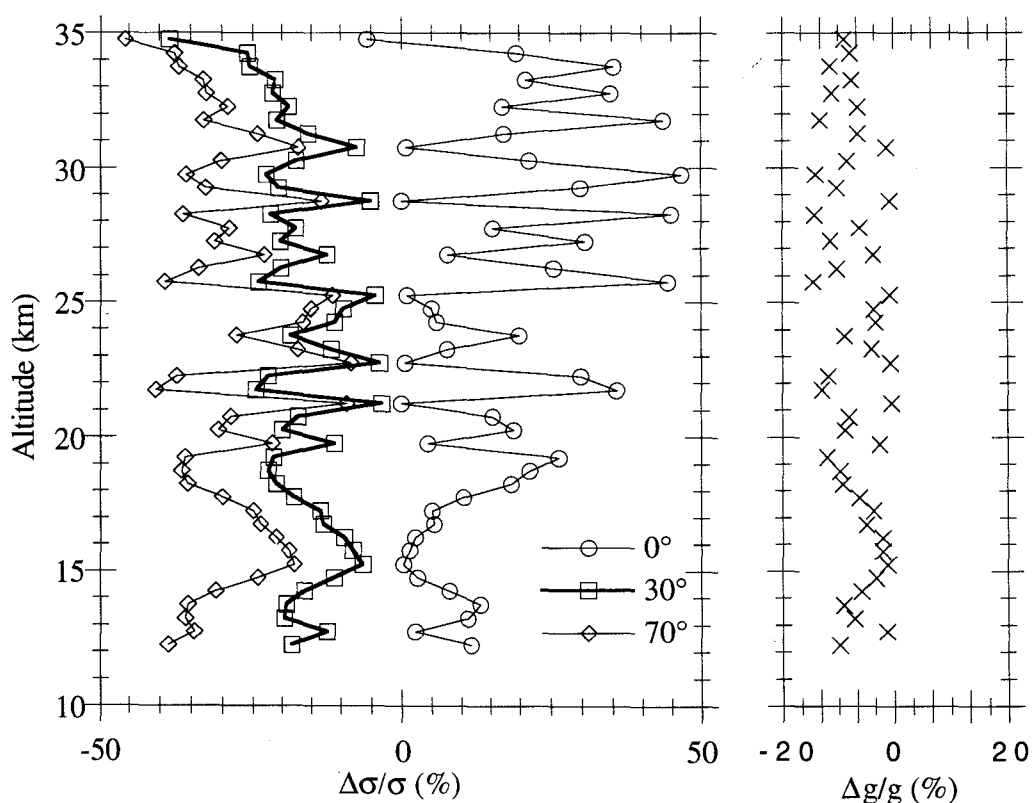


Figure 11: Précision relative de l'inversion pour trois azimuts de visée (à gauche) lorsque l'on a supposé un profil de paramètre d'asymétrie différent du profil vrai. La courbe de droite donne l'écart relatif entre paramètre d'asymétrie utilisé et paramètre vrai (qui était pris constant et égal à 0.8)

### Chapitre 3: Méthode d'inversion

On peut aussi ajouter que, outre l'intérêt technique d'avoir une fonction de phase bien évaluée pour l'inversion de  $\sigma$ , la connaissance de  $g$  a un intérêt en soi. Toutes ces remarques nous ont poussé à continuer le développement de la méthode d'inversion afin d'obtenir, à la fois, le coefficient d'extinction et une bonne idée de la fonction de phase.

#### *III.1.2 Représentation de la fonction de phase*

La fonction de Henyey-Greenstein (HG) a été employée jusqu' à présent pour modéliser la fonction de phase des aérosols. Ce choix était dicté par la simplicité de la fonction mais l'utilisation d'une fonction plus réaliste issue de calcul de Mie aurait été aussi possible. Maintenant le problème est plus important car le choix de la fonction de phase aura une influence certaine dans la représentativité du modèle d'aérosol.

HG est une approximation qui est assez bonne dans le cas où les diffusion multiples sont importantes (Henyey et Greenstein, 1949). Elle devient moins bonne en diffusion simple surtout vers l'arrière car elle décroît systématiquement avec l'angle de diffusion. Néanmoins, pour des angles de diffusions allant de 20 à environ 80°, le comportement de cette fonction est réaliste et elle reproduit bien le point d'inflexion aux alentours de 30°, typique des fonctions de phase que l'on retrouve pour les aérosols stratosphériques. Evidemment, l'avantage principal de HG est qu'elle est analytique et ne dépend que d'un paramètre qui est  $g$ .

#### III.2 Principes de base de la méthode d'inversion

Dans l'algorithme de Mill détaillé dans la première partie de ce chapitre, nous avons une valeur fixe de la fonction de phase à chaque altitude, et la variable à retrouver était le coefficient d'extinction. Cependant, l'examen de la formulation de la reflectance en diffusion simple (cf. Equation 5) montre que le rôle de  $\sigma$  et de  $p$  est presque symétrique ( $p$  n'intervenant pas dans les termes de transmission). Il est tout à fait naturel de se demander dans ces conditions si l'algorithme de base peut être utilisé pour retrouver la fonction de

phase si  $\sigma$  est connu. Cette idée semble d'autant plus vraisemblable que la dépendance de la réflectance en fonction de  $p$  est plus simple que pour  $\sigma$ . Les contraintes de l'inversion sont de retrouver *à la fois*  $\sigma$  et  $p$  dont on n'aura en pratique aucune connaissance a priori. Comment se tirer d'affaire dans ces conditions ?

Supposons que notre connaissance d'un des deux paramètres, disons  $p$ , soit au départ très approximative. Si l'on utilise ces valeurs de  $p$  pour retrouver  $\sigma$ , est-ce qu'un essai de retrouver  $p$  à partir de ces nouvelles valeurs de  $\sigma$  va mener à une amélioration de la connaissance de la fonction de phase ? Il semble bien, d'après la Figure 11, que la précision de l'inversion est la meilleure possible lorsque des valeurs justes de la fonction de phase ont été choisies. Donc on peut reformuler la question précédente de façon plus précise en se demandant si il est *possible* d'améliorer *conjointement* la connaissance des deux paramètres de telle façon que, utilisant l'un pour déduire l'autre et réciproquement, on obtienne un algorithme convergent vers une solution toujours meilleure pour chacun d'entre eux?. Ce sera certainement le cas si l'on arrive, à chaque étape, à apporter une information supplémentaire. Formalisons un peu cette idée. Soient  $\bar{\sigma}^{(n)}$  et  $\bar{p}^{(n)}$  les vecteurs coefficient d'extinction et fonction de phase obtenus à un certain moment. Ceux-ci sont imprécis et on désire connaître une meilleure approximation de chacun d'eux. Appelons  $M_p$  et  $M_\sigma$  les procédures de Mill (encore à préciser dans le détail) donnant respectivement  $\bar{\sigma}$  et  $\bar{p}$ . Supposons de plus que  $\bar{\sigma}^{(n)}$  ait été obtenu à partir de  $\bar{p}^{(n)}$ , c'est à dire que:

$$\bar{\sigma}^{(n)} = M_p(\bar{p}^{(n)}) \quad (11)$$

Alors il est clair que pour obtenir  $\bar{p}^{(n+1)}$  nous ne pouvons pas simplement opérer par l'action de  $M_\sigma$  sur  $\bar{\sigma}^{(n)}$  car celui-ci ne contient pas d'informations supplémentaires par rapport à l'étape précédente. De fait, pour des raisons de symétrie, cette action n'aurait pour effet que de redonner  $\bar{p}^{(n)}$ . Il faut donc transformer  $\bar{\sigma}^{(n)}$  de manière à pouvoir s'en servir pour le calcul de  $\bar{p}^{(n+1)}$ . Cette transformation, pour l'instant hypothétique, sera appelée  $T_\sigma$  et assurera la convergence pour  $\bar{\sigma}^{(n)}$ . De la même manière, il est possible de définir  $T_p$ . On peut donc

résumer les opérations élémentaires à effectuer à chaque étape de l'inversion globale comme suit:

$$\begin{aligned}
 \bar{\sigma}^{(n)} &= M_p(\bar{p}^{(n)}) \\
 \bar{\sigma}^{(n)} &\xleftarrow{T_\sigma} \bar{\sigma}^{(n)} \\
 \bar{p}^{(n+1)} &= M_\sigma(\bar{\sigma}^{(n)}) \\
 \bar{p}^{(n+1)} &\xleftarrow{T_p} \bar{p}^{(n+1)}
 \end{aligned} \tag{12}$$

L'itération de ce processus élémentaire un certain nombre de fois devrait donc permettre de se rapprocher de la réalité simultanément pour les profils de coefficient d'extinctions et de fonction de phase. Nous allons décrire maintenant chacune des parties qui compose cet algorithme.

### III.2.1 Définition des procédures $M_p$ et $M_\sigma$

Le coeur de l'algorithme décrit dans la première partie de ce chapitre va bien entendu rester le même. Cependant son insertion pratique dans une procédure d'inversion plus générale va nécessiter certaines modifications qui sont essentiellement dues au fait qu'à présent, l'inversion d'un paramètre se fait avec une connaissance approximative du second. De ce fait les contraintes de convergence ne pourront plus être aussi drastiques qu'auparavant, lorsque l'on avait une connaissance totale du deuxième paramètre.

En effet, supposons que l'on impose un niveau de résidu de 0.001 dès le départ pour la procédure  $M_\sigma$  alors que la fonction de phase est à ce stade mal connue. Il est tout à fait envisageable que l'algorithme se mette à diverger aux niveaux où le rapport signal sur bruit est bas c'est à dire dans les plus hautes couches. C'est pourquoi il est utile de différencier certaines altitudes par rapport à d'autres en ce qui concerne la contrainte appliquée sur la convergence c'est à dire en fait le niveau de résidu. Certaines couches hautes seront laissées plus libres (i. e. un  $\epsilon_i$  plus élevé si on est en présence de bruit).

Dans le cas de  $M_p$  le first guess choisi sera un profil d'extinction constant égal à  $3 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ . Pour  $M_g$  on prendra comme valeur de départ de la fonction de phase une valeur de 1 quel que soit l'azimut de visée.

### III.2.2 Définition de la procédure $T_p$

Le résultat de l'inversion de la fonction de phase à partir des coefficients de diffusion approchés n'est pas une fonction de phase au sens où elle n'est pas normalisée. On peut dire, en première approximation, que si à une étape de l'inversion le profil de  $\sigma$  est sous-estimé d'un facteur 2, les valeurs de  $p$  retrouvées seront elles surestimées d'un facteur 2 simplement par compensation. Cependant ce coefficient multiplicatif va être le même dans n'importe quelle direction de visée. Si on obtient plusieurs estimations de la fonctions de phase non-normalisée pour plusieurs angles de diffusion il doit être possible de séparer la dépendance directionnelle qui représente en fait la vraie fonction de phase du coefficient multiplicatif qui n'a été introduit que par des incertitudes d'inversion. L'utilité majeure d'une caractérisation de la fonction de phase par une fonction HG est qu'on peut l'approcher aisément sur un domaine angulaire réduit de par sa nature analytique. D'où l'idée suivante. Ayant une estimation de  $\sigma$ , on va procéder à une inversion de la fonction de phase sur différents profils de réflectance obtenus pour  $J$  azimuts de visée différents. On disposera donc, après inversion et pour chaque altitude de  $J$   $p(\Phi_j)$  différent de  $p_{\text{vrai}}(\Phi_j)$  à un coefficient  $\alpha$  près. La procédure  $T_p$  à proprement parler consiste à ajuster ces valeurs par la fonction suivante:

$$p(\mu; g, \alpha) = \frac{(1 - g^2)}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{\frac{3}{2}}} \alpha \quad (13)$$

où  $\mu$  est le cosinus de l'angle de diffusion. L'ajustement non-linéaire sur les paramètres  $\alpha$  et  $g$  est obtenu par une procédure de type Levenberg-Marquardt. Les  $g$  retrouvés pour

toutes les altitudes nous donnent maintenant directement les fonction de phase à tous les niveaux.

### *III.2.3 Définition de la procédure $T_\sigma$*

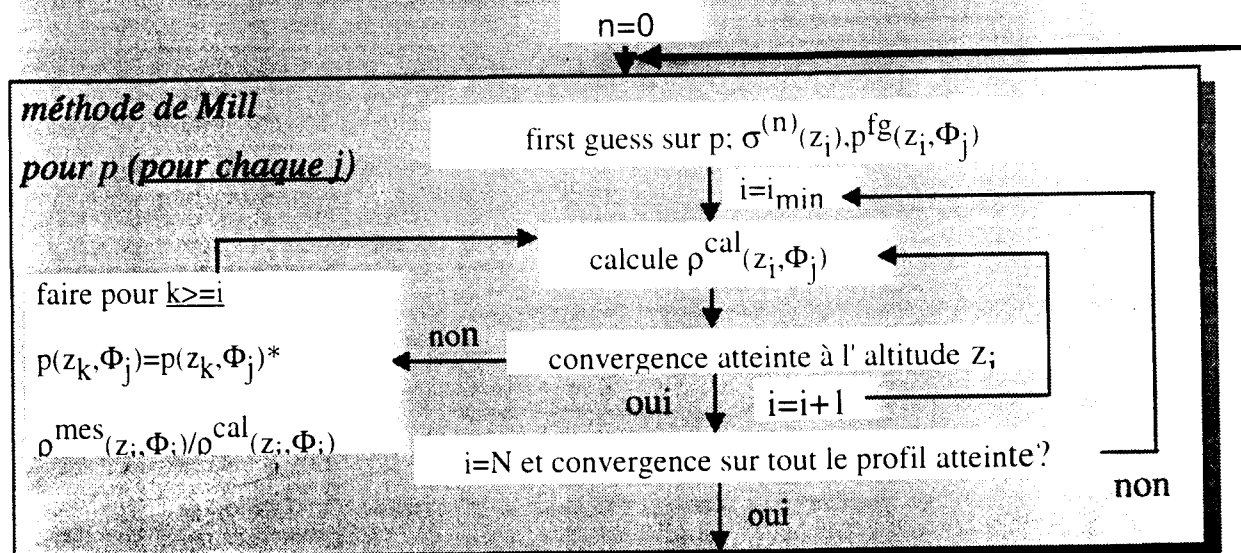
La fonction de phase utilisée pour inverser le coefficient d'extinction n'étant aussi qu'une approximation, en inversant différents profils , différentes valeurs du coefficient d'extinction vont être retrouvés alors que physiquement il devrait rester à peu près constant si la zone sondée n'est pas trop vaste.

C'est pourquoi nous avons moyenné les J coefficients d'extinctions retrouvés à chaque altitude pour les J directions de visée inversées. De plus ce moyennage a toutes les chances de niveler les erreurs introduites pour des angles de diffusion inférieurs et supérieurs au point d'inflexion de la fonction de HG qui devraient a priori avoir des signes contraires. Cette procédure est tout de même moins génératrice d'information que la procédure  $T_p$  qui elle s'avérait absolument vitale.

### III.3 Description de la méthode complète

La méthode complète est à la base une itération de la succession des quatre procédures qui viennent d'être décrites. Elle est résumée schématiquement sur la Figure 12. Dans la pratique on a procédé à un arrêt forcé des inversions de Mill après un nombre fixe de "passages" par tout le profil du paramètre recherché. Empiriquement il s'avère en effet qu'après une dizaines de passages la convergence est atteinte surtout en présence de bruits ou de biais. Cette caractéristique est aussi observée dans le cas de l'inversion de mesures d'occultation pour la restitution de profils de vapeur d'eau (P. Pruvost, communication personnelle). Le nombre d'itérations générales est fixé lui aussi et dans la plupart des cas une stabilisation des deux profils est obtenue pour 3 itérations.

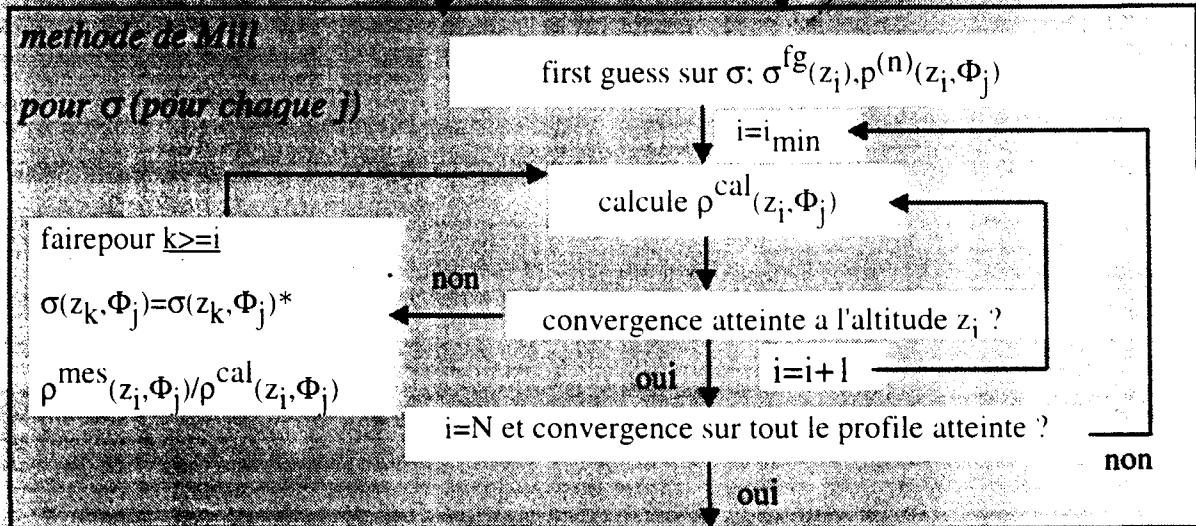
**ETAPE 1** reflectances mesurées  $\rho^{mes}(z_i, \Phi_j)$  ( $i=1, \dots, N$ ;



Pour chaque  $z_j$ , fitter  $p(\Phi_j)$  par une fonction de Henyey-Greenstein fois une constante

$g^{(n)}(z) ; p^{(n)}(z, \Phi)$

**ETAPE 2**



Pour chaque  $z_j$ , moyenner les  $\sigma$  retrouvés pour les différents  $\Phi_j$

$\sigma^{(n)}(z)$

Convergence générale atteinte ?

n=n+1

Figure 12: Schéma de la méthode d'inversion complète. J et N sont respectivement le nombre d'azimuts de visée et le nombre de niveaux utilisés dans l'inversion.



---

**IV Tests**

L'algorithme est maintenant complet. Nous avons vérifié dans la section II que le coeur de l'algorithme de Mill s'avérait efficace dans bon nombre de situations à inverser verticalement les reflectances simulées en diffusion simple avec une fonction de phase connue. La suite de la méthode utilisant l'information directionnelle semble prometteuse mais il faut désormais la tester. Nous avons choisi de vérifier son aptitude à retrouver des simulations pour des situations qui seront proches des observations réelles. Ceci respecte en fait la démarche chronologique du travail à savoir que la méthode décrite dans tout ce chapitre a été imaginée une fois connues les premières données. Nous verrons au chapitre IV les contraintes expérimentales qui nous ont amené à nous diriger vers cette méthode d'inversion. Sans anticiper on peut dire que l'analyse des reflectances mesurées pour des angles de diffusion inférieurs à  $100^\circ$  uniquement est apparue plus facile qu'une analyse complète sur un tour de nacelle. C'est pourquoi dans ce qui suit nous avons testé la méthode avec des azimuts de visée compris généralement entre  $0$  et  $80^\circ$ . Nous commencerons par le faire pour des données simulées en diffusion simple. On regardera ensuite les effets de bruit et d'incertitudes sur le comportement de l'algorithme.

**IV.1 Tests sans bruit**

Nous effectuons les tests pour des données simulées avec des fonction de phase de Henyey-Greenstein qui est la fonction utilisée dans l'algorithme. De ce fait nous établissons la stabilité de l'algorithme lui-même car il n'y a pas de différence entre les mesures et le modèle.

La Figure 13 montre les résultats de l'inversion de données simulées pour des cas typiques représentant la diversité des situations à tester. Pour le cas a, les angles choisis vont de  $20$  à  $80^\circ$  et pour le cas b de  $0$  à  $120$  avec 4 angles ceci pour  $850$  nm. Le cas c est pour  $450$  nm avec les azimuts d'inversion de  $0$ ,  $30$  et  $60^\circ$ . On donne à la fois le profil retrouvé et l'écart relatif à la valeur vraie en pour-cent. Il est à noter que cet écart relatif est à appréhender

délicatement en ce qui concerne le paramètre d'asymétrie car celui-ci est une grandeur bornée et que la fonction de phase qui en est déduite en dépend non-linéairement. Une erreur de 10% sur un  $g$  qui vaudrait 0.4 n'a pas du tout le même impact qu'une erreur similaire sur un  $g$  qui vaudrait 0.8. Dans la gamme de valeur introduite dans les simulations, la précision sur le paramètre d'asymétrie est excellente pour 850 nm jusque 30 km. Pour 450 nm, l'inversion ne peut débuter plus bas que 20 km et c'est quelque chose que nous avons déjà montré dans la section II, à savoir que les effets d'extinction deviennent trop importants à cette longueur d'onde pour pouvoir effectuer un sondage profond (voir également les pseudo fonctions de poids données sur la Figure 3). C'est donc visiblement toujours l'inversion verticale qui détermine la qualité de l'inversion, ce qui indique que l'ajustement angulaire pour la fonction de phase est correct. La gamme d'angle d'inversion joue peu sur la qualité de l'inversion essentiellement par le fait que le modèle de la fonction de phase est le même pour l'inversion et la simulation. Au delà de 30 km, les erreurs augmentent vite, ce qui était déjà le cas pour l'inversion verticale seule (cf. Figure 6).

On aurait pu multiplier les cas à l'infini, mais ce panorama montre que l'algorithme se comporte bien en l'absence d'erreurs et qu'il est limité uniquement par l'inversion verticale de Mill .

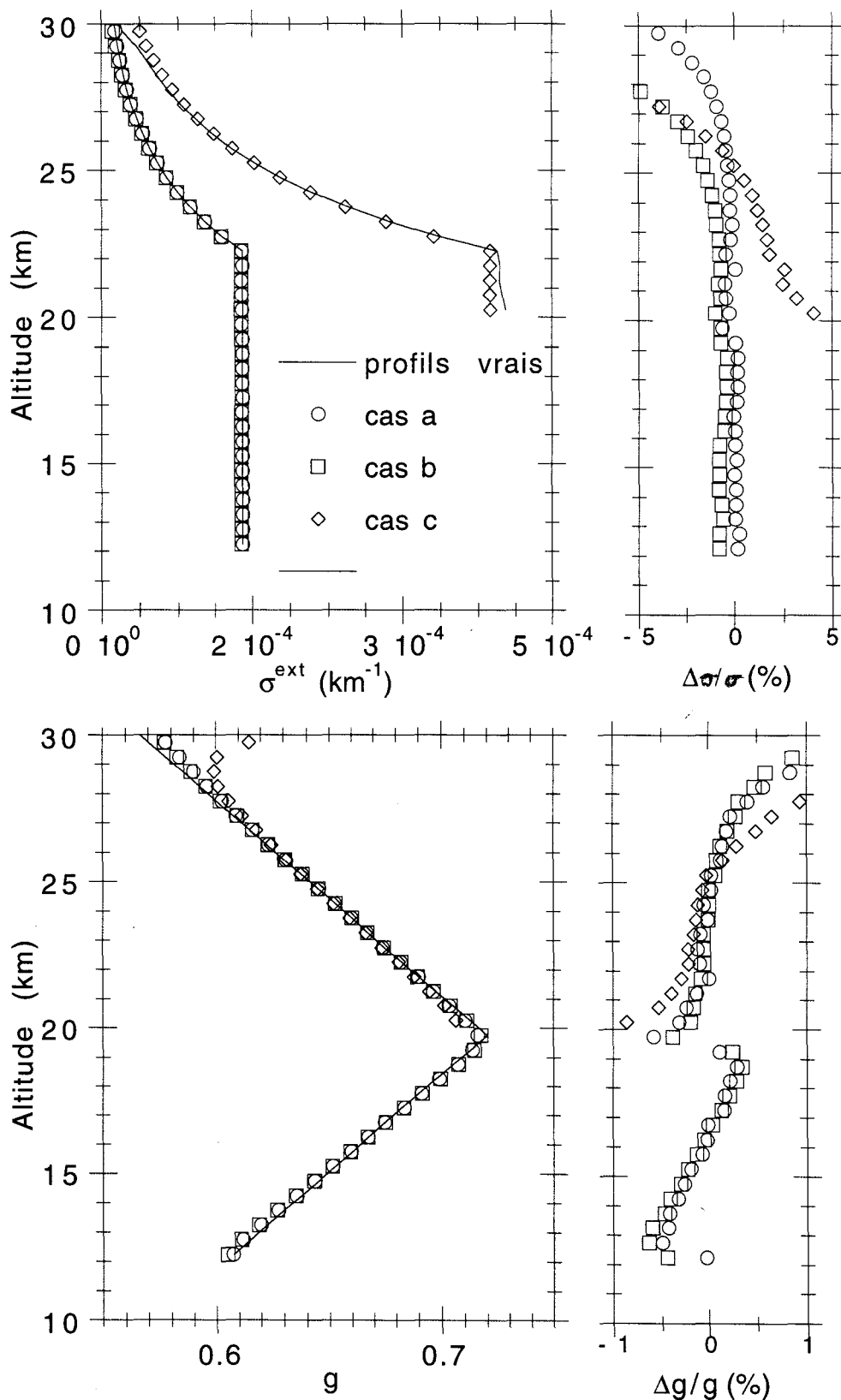


Figure 13: Coefficient d'extinction et paramètre d'asymétrie des aérosols retrouvés (respectivement en haut et en bas) et les écarts relatifs à la valeur exacte (à gauche) pour plusieurs cas. (a) 850 nm pour les azimuts 20, 40, 60, 80°; (b) 850 nm pour les azimuts 0, 40, 80, 120°; (c) 450 nm pour 0, 30, 60°. Le ballon est placé à 35 km et  $\zeta_s=85^\circ$ .

---

IV.2 Test avec bruit et biais*IV.2.1 Comportement en présence de bruit et de biais*

Si l'étude du sous-chapitre précédent s'avérait absolument primordiale avant toute investigation supplémentaire, la stabilité de l'algorithme en présence de bruit est une étape clé d'un point de vue opérationnel. Nous devons faire face a priori à des erreurs et/ou des biais sur les mesures qui ont été spécifiées en partie au chapitre II.

Les biais systématiques sont divisés en deux groupes distincts: relatif et absolu. La majeure partie du biais systématique relatif sera dans notre cas due à l'incertitude sur le coefficient d'étalonnage absolu de l'instrument. En effet, cette erreur se retrouvera sur toute les mesures obtenues, dans le même sens et sous forme d'un pourcentage de la valeur mesurée. Le cas du biais systématique absolu est plus complexe car ses causes ( lumière parasite par exemple) dépendent étroitement de la configuration précise dans lesquelles les mesures ont été effectuées et en particulier de l'azimut de visée. On testera dans ce sous-chapitre l'influence que peut avoir sur l'inversion une réflectance parasite qui aurait la même valeur absolue pour tout le profil.

Les bruits aléatoires sur les réflectances mesurées sont d'origines également diverses et certains sont liés à la chaîne de détection comme nous l'avons vu au chapitre II. Si leur influence est tout à fait néfaste dans bon nombre de méthodes d'inversion (et particulièrement pour la pelure d'oignon), leur amplitude, dans notre cas est certainement inférieure à celle des biais systématiques et ce d'autant plus que l'on sondera des couches basses. La statistique de tels bruits sera modélisée de façon très simple par une distribution uniforme bornée à une valeur maximale que l'on fera varier.

Nous commençons donc par regarder le comportement de l'algorithme en fonction des bruits, puis des biais systématiques.

---

*IV.2.2 Bruit uniforme*

Nous avons testé l'influence du bruit dans les mesures en introduisant une incertitude sur le jeu de données simulées, modélisée par une distribution uniforme et par une amplitude proportionnelle au signal. Nous considérons ici trois valeurs d'amplitude: 2, 5 et  $10 \cdot 10^{-4}$  unité de reflectance. D'après l'estimation du bruit instrumental donnée à la section V du chapitre II qui est de l'ordre de 20 comptes numériques et en considérant des signaux maximaux toujours de l'ordre de quelques milliers de comptes grâce à l'adaptation du temps de pose au niveau du signal, on peut considérer ce test comme suffisant. La Figure 14 résume la sensibilité de la méthode globale pour ces trois amplitudes de bruit. La configuration choisie ici est d'inverser des mesures simulées pour trois azimuts de visée 0, 30 et 60 ° avec une distance zénithale solaire de 85° et pour la longueur d'onde de 850 nm. Nous avons choisi de stopper les inversions élémentaires sur  $\rho$  et  $\sigma$  après 5 passages par tout le profil en imposant un niveau de résidu à chaque altitude de 0.001 (ce qui est surcontraignant) et nous avons limité le nombre d'itérations générales à 3.

La restitution des deux paramètres décroît avec l'altitude car le rapport signal sur bruit devient de moins en moins bon. C'est la définition de l'instrument qui impose de mesurer toute l'atmosphère avec un même temps de pose adapté au signal maximal c'est à dire pour les basses couches. C'est aussi le choix de notre méthode d'inversion qui privilégie les basses couches. A partir de 28 km de larges oscillations dans le profil retrouvé du coefficient d'extinction apparaissent en présence de bruit. Ce comportement est tout à fait typique de la méthode de Mill. Pour ces altitudes la perturbation de l'information directionnelle par le bruit devient forte et le fit angulaire appliqué pour retrouver la fonction de phase commence à devenir inopérant. Dans la gamme d'altitude qui sera intéressante pour l'analyse des vols décrits au chapitre IV, on peut s'attendre à une incertitude relative entre niveaux de l'ordre de 1-2% sur  $g$  et d'une dizaine de % sur  $\sigma$ .

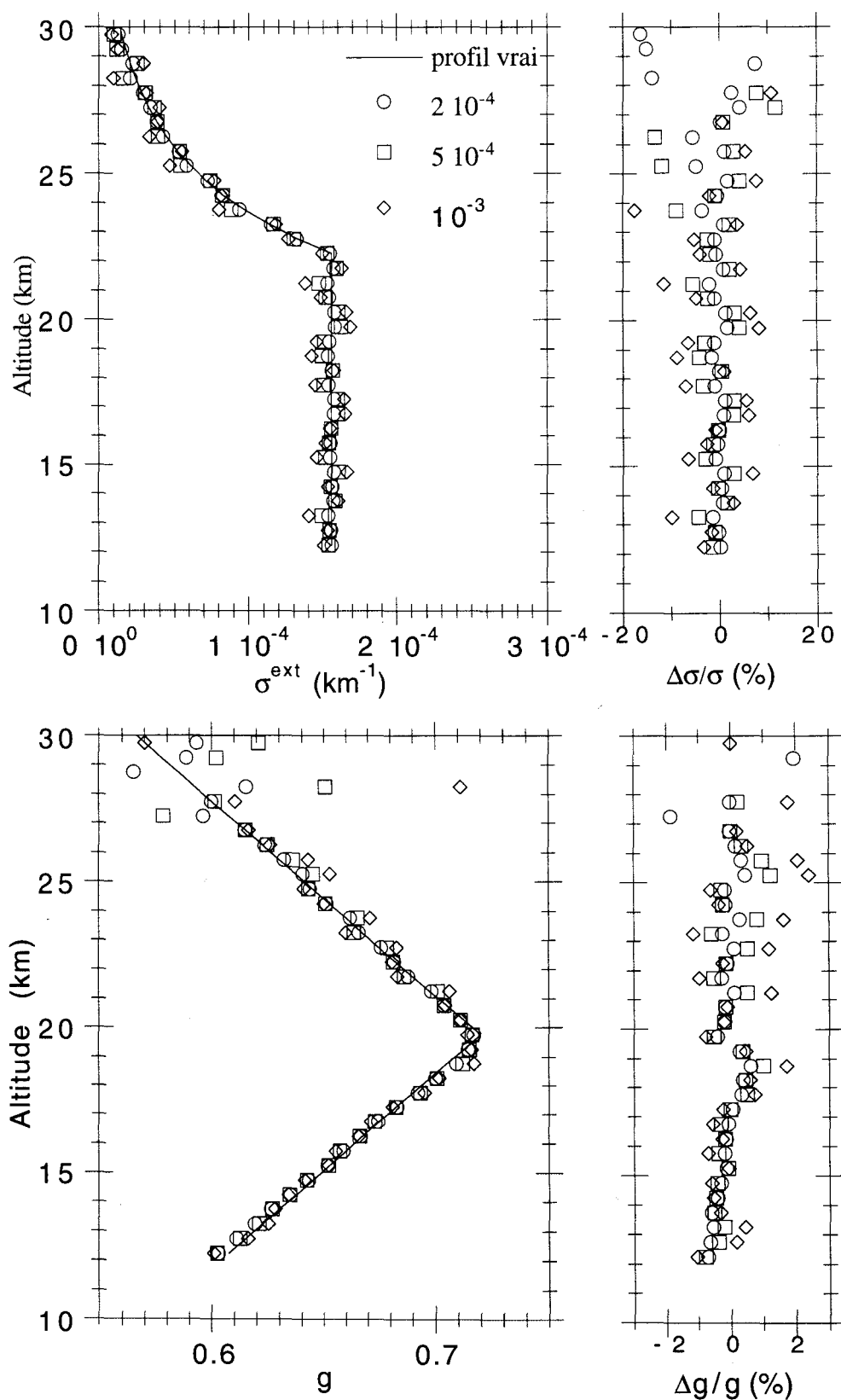


Figure 14: Comportement de l'inversion en présence d'un bruit uniforme sur les reflectances de diverses amplitudes. Profils retrouvés (gauche) et écarts à la valeur vraie (droite) à la fois sur le coefficient d'extinction (haut) et le paramètre d'asymétrie (bas).

---

*IV.2.3 Influence de l'erreur sur l'étalonnage absolu*

La précision de l'étalonnage absolu de l'instrument est limitée par celle de l'étalon primaire à savoir la sphère intégrante. Nous avons donc testé l'inversion dans le cas où les reflectances étaient surestimées de 2, 5 et 10%. Ces résultats sont reportés sur la Figure 15. Ici les précisions des paramètres retrouvés varient doucement avec l'altitude. Cette incertitude détermine en définitive la précision qu'on peut attendre sur le contenu en aérosol. Les basses couches sont cette fois les plus affectées. Pour une incertitude d'étalonnage de 5% l'erreur maximale est aux alentours de 20% et typiquement de 10% sur  $\sigma$ . L'erreur sur  $g$  peut atteindre 4% dans le cas défavorable mais en regardant directement le profil retrouvé, on remarque que les variations en fonction de l'altitude de  $g$  sont bien restituées.

*IV.2.4 Influence d'un biais systématique*

Cette section est en relation directe avec les problèmes instrumentaux rencontrés. Nous avons voulu tester le comportement de l'inversion lorsque les mesures sont contaminées. Nous donnerons au chapitre IV un ordre de grandeur de ce que l'on a nommé la lumière parasite, mais qui n'est pas en fait encore déterminé. Ce que l'on peut dire c'est que la reflectance mesurée semble affectée par un biais systématique qui dépend de la direction de visée. Il est d'autant plus important que l'on se rapproche du plan d'incidence solaire. Un biais systématique, a priori, affecte relativement plus des mesures qui sont faibles. Nous donnons donc sur les Figure 16 et Figure 17 les profils retrouvés pour deux types de biais systématiques. Dans le premier cas, on suppose les reflectances perturbées par une reflectance constante quel que soit l'azimut et ceci pour trois amplitudes. Dans le second, un biais plus important ( $10^{-2}$  au maximum) mais qui dépend de l'azimut suivant une loi en cosinus carré est appliqué aux mesures simulées pour deux contenus en aérosols différents.

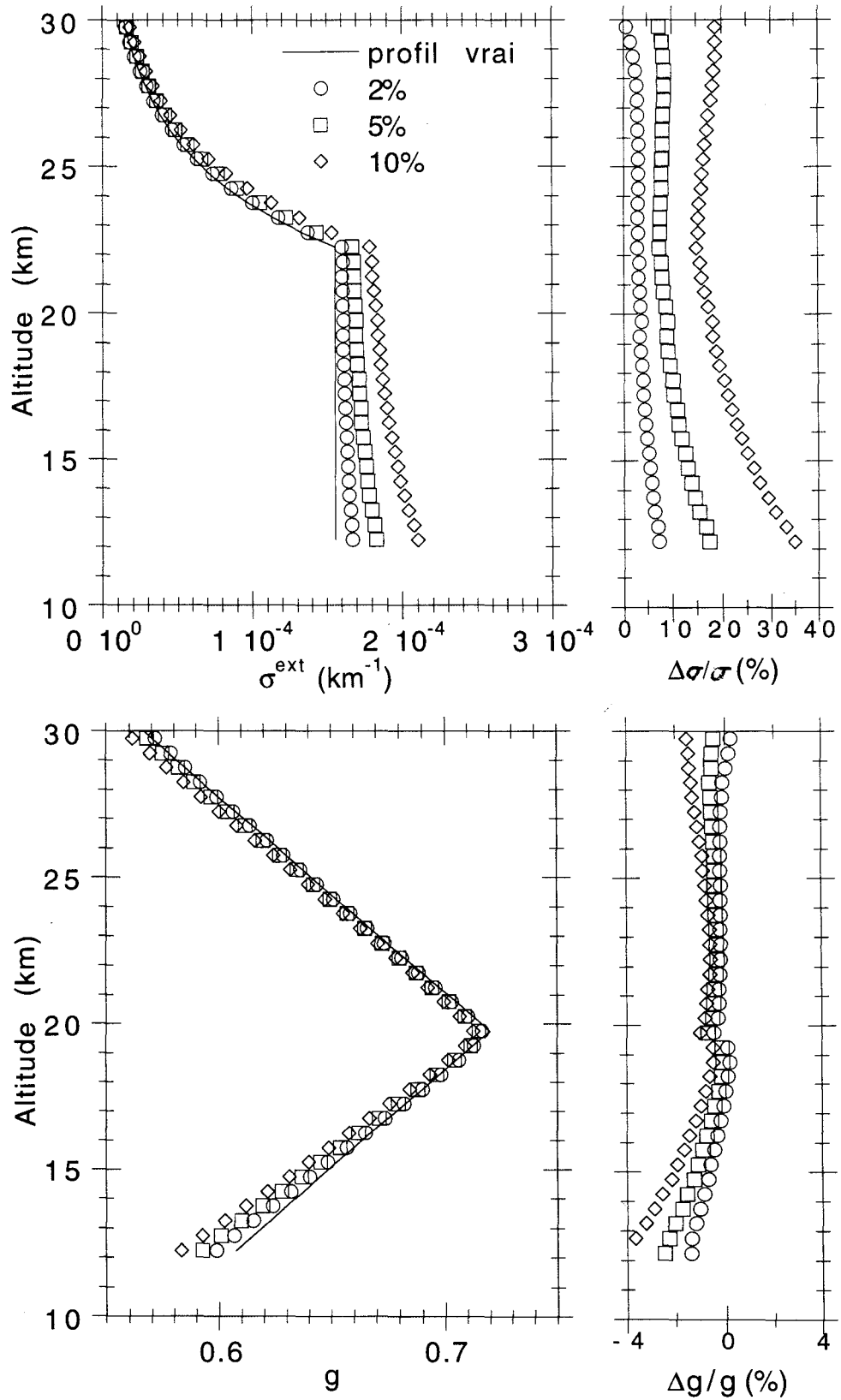


Figure 15: Même que Figure 14 mais pour différentes incertitudes sur le coefficient d'étalonnage absolu.



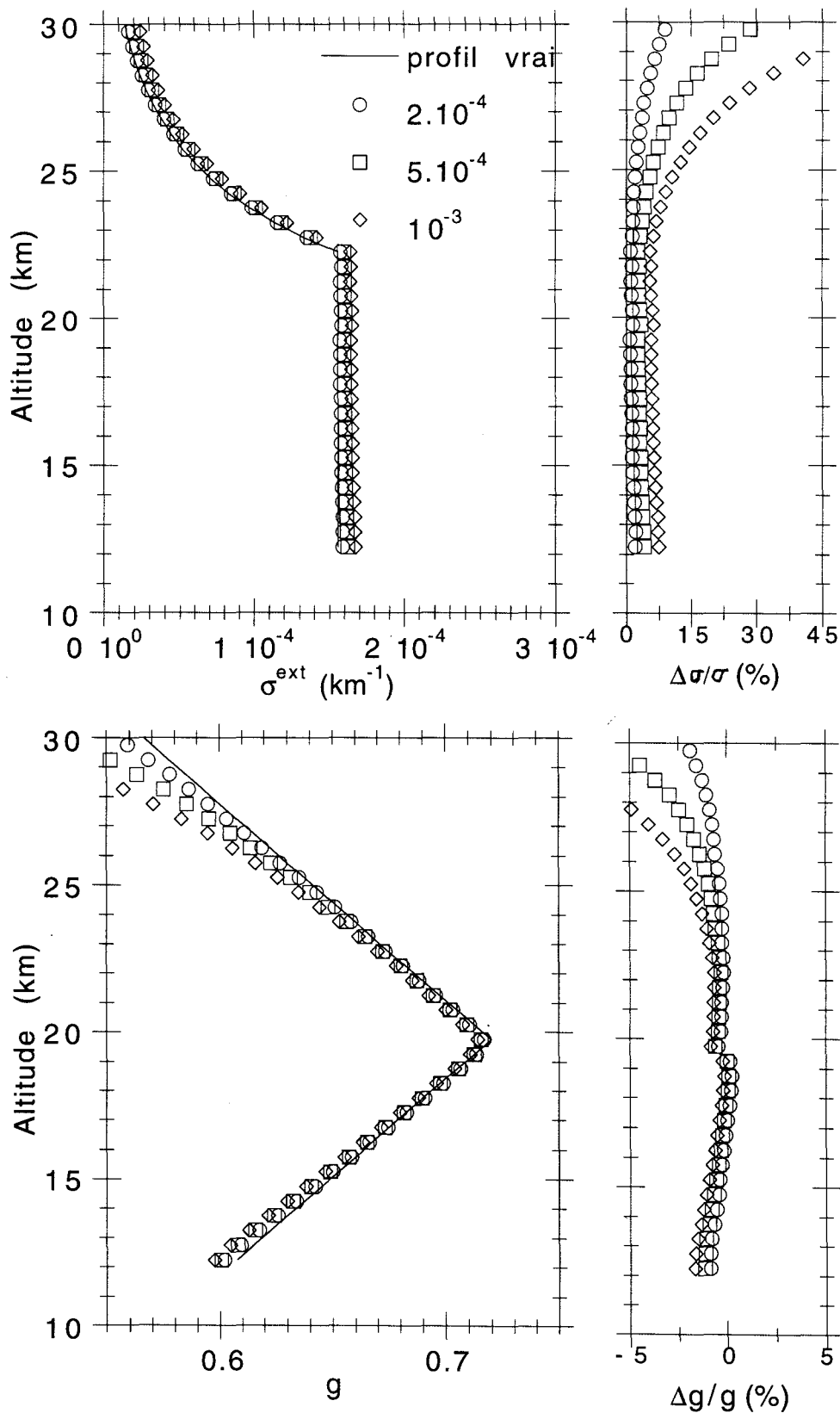


Figure 16: Même que Figure 14 pour le cas où des réflectances sont contaminées par une réflectance parasite constante sur tout le profil et quel que soit l'azimut de visée.

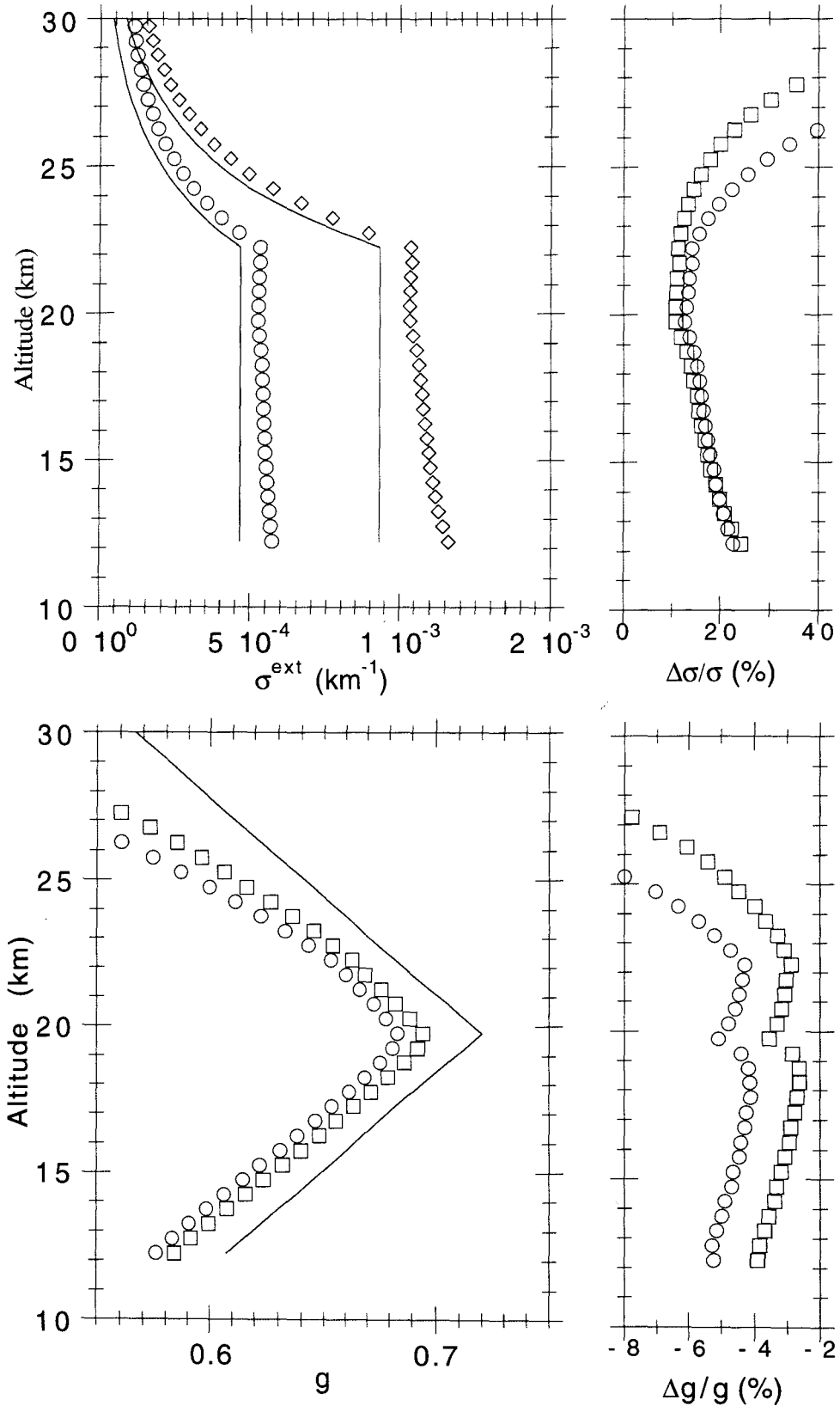


Figure 17: Même que Figure 16 mais lorsque les réflectances sont contaminées par une réflectance parasite dont l'amplitude varie avec l'azimut de visée suivant une loi en cosinus carré avec un maximum de  $10^{-2}$

---

Les profils restitués sont toujours mauvais au delà de 28 km , ce qui n'est pas vraiment nouveau. L'effet d'un biais systématique se répercute toujours dans le même sens sur les paramètres retrouvés. On surestime  $\sigma$  et sous estime  $g$ . L'effet est moins marqué pour un contenu en aérosol plus important ce qui apparaît logique. Il est clair au vu de ces simulations que ce sera la cause d'incertitude la plus grande sur les profils retrouvés pour les données réelles.

## V Conclusion

L'analyse d'images du limbe terrestre dans le domaine visible et proche infrarouge renseigne sur les propriétés diffusantes des aérosols stratosphériques. Une méthode originale d'inversion des réflectances obtenues en diffusion avant dans le proche infrarouge a été développée afin de remonter au profil vertical du coefficient d'extinction et d'un paramètre d'asymétrie des aérosols.

Dans une première partie nous montrons que la méthode d'inversion non linéaire développée par Mill [Mill and Drayson, 1978] pour des mesures d'occultation au limbe est encore adaptée aux mesures du rayonnement diffus pour des épaisseurs optiques tangentes raisonnables c'est à dire quand la luminance observée reste encore sensible au contenu en aérosol et lorsque les aérosols dominant le signal ce qui n'est pas le cas à 450 nm.

La prise en compte de la dépendance directionnelle en diffusion avant des réflectances observées permet d'estimer la fonction de phase des aérosols à partir d'un ajustement sur une fonction de Henyey-Greenstein. L'inversion verticale est ainsi couplée à la dépendance directionnelle et permet de retrouver simultanément la fonction de phase vers l'avant et le coefficient d'extinction des aérosol en fonction de l'altitude

La méthode est enfin testée sur quelques cas tests et sa sensibilité au bruit ainsi qu'aux biais expérimentaux est étudiée. Dans les conditions les plus défavorables, c'est à dire lorsque les mesures sont contaminées par une réflectance "parasite" importantes on peut s'attendre à une surestimation systématique de l'ordre de 30 % du contenu en aérosol et une sous estimation systématique du paramètre d'asymétrie.

---

## **Chapitre 4: Mesures comparatives d'aérosols**

## I Introduction

L'objet de ce chapitre est de donner les premiers résultats obtenus par BALLAD lors de trois vols ballons et de les comparer à d'autres expériences embarquées sur la même nacelle ainsi qu'à des expériences extérieures. Rappelons d'abord le calendrier de développement des expériences BALLAD et BOCCAD. BALLAD a été courant 93, c'est à dire 1 an après le début de cette thèse, et les premiers résultats scientifiques ont été obtenus durant le vol du 13 octobre 1994 à Aire sur l'Adour. BOCCAD a lui été développé courant 1994 et a subi un premier vol technologique sur le site de Leon (Espagne) en novembre 1994. Ensuite, il a participé a la campagne SESAME, où il a volé avec les deux autres instruments du LOA sur le site de Kiruna (Suède) en janvier et mars 1995. Les analyses de ces trois vols sont principalement rassemblées dans deux publications. Ce sont avant tout des résultats préliminaires qui permettent d'asseoir la méthode d'analyse précédemment décrite dans le cas de BALLAD et d'effectuer des comparaisons inter-instruments. Nous donnons également dans ces articles les résultats obtenus avec BOCCAD, où ma part de travail a été aussi significative. Les potentialités de la mesure de polarisation avec BALLAD ne sont juste qu'effleurées. A terme, cependant, l'analyse conjointe des données de polarisation et directionnelles de BALLAD, couplées avec les mesures d'extinction obtenues avec BOCCAD devraient nous permettre de fournir des résultats plus géophysiques, c'est à dire essentiellement un modèle d'aérosols en fonction de l'altitude et un profil d'ozone. Nous donnons dans un premier temps les conditions dans lesquelles se sont déroulés les vols ainsi que les difficultés et les limitations instrumentales qui nous ont amenés à n'analyser qu'un échantillon restreint des données. De plus, en complément du chapitre précédent, nous montrons quelques simulations complémentaires afin d'évaluer l'influence des diffusions multiples.

## II Commentaires sur les données brutes

### II.1 Prétraitement

Nous décrivons ici rapidement le traitement qui est appliqué aux données brutes afin de remonter aux grandeurs géophysiques. Il est nécessaire de distinguer le canal polarisé à 850 nm.

#### II.1.1 Général

Dans un premier temps, pour chaque pixel de la barrette, il faut retrancher le courant noir du signal, obtenus pour des temps d'exposition égaux. Ceci fait, il est nécessaire de rapporter toutes les prises de vues à un même temps d'exposition afin de pouvoir les comparer. On choisit comme temps d'exposition de référence celui qui a servi à définir les coefficients d'étalonnage absolu. On applique enfin à ces valeurs les coefficients de normalisation et d'étalonnage absolu décrits au chapitre II et l'on obtient donc, pour chaque filtre, une réflectance en fonction du numéro du pixel. Le traitement du canal polarisé demande encore quelques calculs.

#### II.1.2 Canal polarisé

L'obtention de grandeurs physiques à partir des trois filtres polarisés à 850 nm nécessite de recombinaison les informations contenues ceux ci. Si l'on appelle  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  et  $\rho_3$  les trois "reflectances" mesurées alors on peut remonter respectivement à la reflectance  $\rho$ , la reflectance polarisée  $\rho_p$  et à l'angle  $\chi$ , que fait la direction de polarisation avec une direction de référence, dans le cas d'une onde polarisée presque linéairement et pour des polaroïds décalés entre eux de  $60^\circ$  [Goloub, 1992]:

$$\rho = \frac{1}{3}(\rho_1 + \rho_2 + \rho_3) \quad (1)$$

$$\rho_p = \frac{2}{3} \cdot \sqrt{(\rho_1)^2 + (\rho_2)^2 + (\rho_3)^2 - \rho_1\rho_2 - \rho_1\rho_3 - \rho_2\rho_3} \quad (2)$$

$$\tan 2\chi = \frac{\sqrt{3}(\rho_3 - \rho_1)}{2\rho_2 - \rho_1 - \rho_3} \quad (3)$$

l'équation 3 étant valable lorsque  $\chi$  est défini par rapport à la direction passant du deuxième polaroid.

## II.2 Oscillations de la nacelle

Afin d'affecter à chaque pixel une altitude tangente, il suffit de connaître l'attitude de la nacelle, où plus exactement la direction de visée de l'axe optique de l'instrument. Un inclinomètre, placé près de l'axe optique de BALLAD était sensé mesurer cette inclinaison par rapport à l'horizontale. Malheureusement, le comportement dynamique de ce genre d'inclinomètre a rendu vain l'espoir d'avoir accès à l'attitude de la nacelle. La nacelle scientifique oscille à différentes fréquences dont une est aux alentours de 6-7 s. L'amplitude de telles oscillations peut atteindre jusqu'à 1°. Sur la Figure 1 on peut voir les effets des oscillations sur la mesure de reflectance de RADIBAL à 850 nm ainsi que sur les magnétomètres deux axes du LOA et du CNES. L'unité des ordonnées est complètement arbitraire. Ces données ont été acquises le 28/01/95 lorsque le ballon était au plafond et que la nacelle tournait à vitesse constante. RADIBAL, à cette altitude, devrait observer la signature directionnelle des molécules (quasi-isotrope). Or les oscillations engendrent une variation significative de la masse d'air sondée et par conséquent provoquent des oscillations du signal à 850 nm, lui même étant proportionnel à la masse d'air. Les courbes concernant les deux magnétomètres représentent approximativement le résidu de signal dû à la composante verticale du champ magnétique local. Ce résidu est lui aussi corrélé aux oscillations de la nacelle. Il semble malheureusement qu'il soit difficile de pouvoir utiliser ce genre de courbe pour étalonner les magnétomètres suivant le troisième axe en se basant sur les mesures de



réflectance, qui elles sont modélisables car elles ne dépendent que de la diffusion moléculaire [M. Herman, communication personnelle].

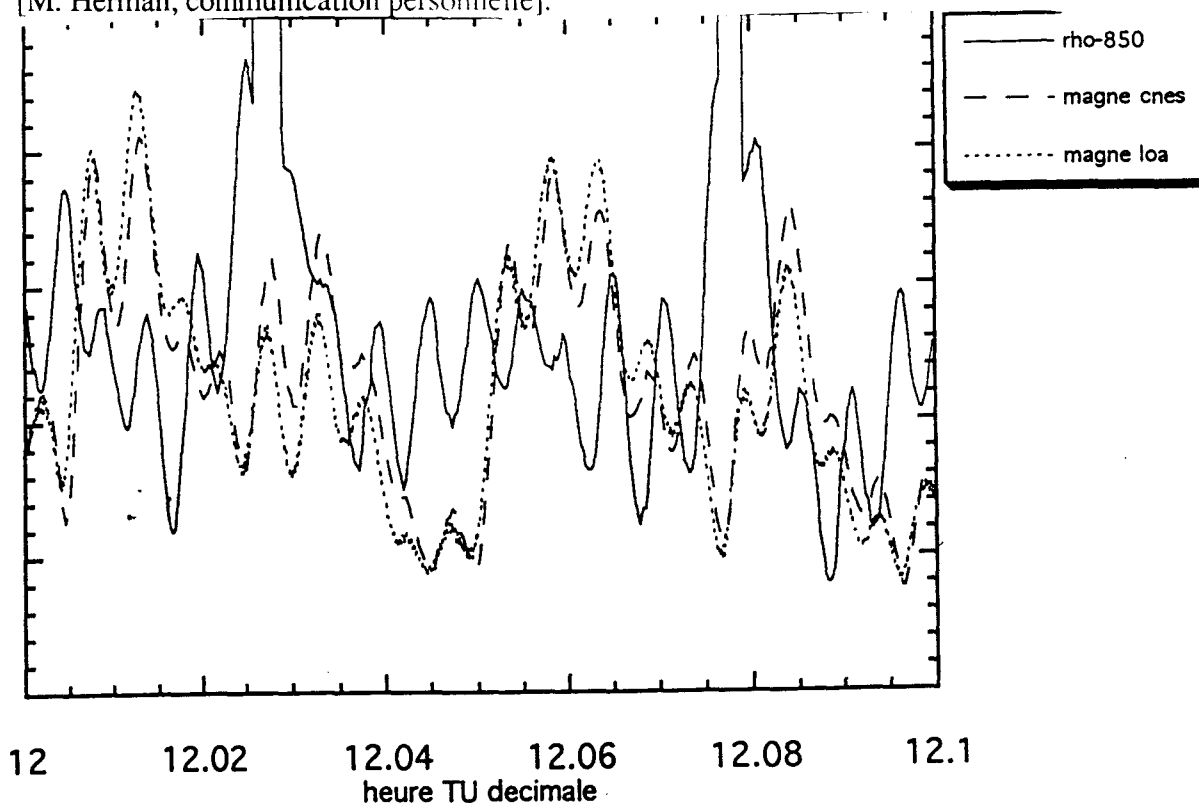


Figure 1: Effets des aux oscillations de la nacelle sur la réflectance mesuré par RADIBAL à 850 nm et indirectement sur les signaux des magnétomètres 2 axes par le biais de la variation de la composante verticale du champs magnétiques. Mesures effectuées au plafond le 28/01/95 lorsque la nacelle est en rotation lente.

Dans ces conditions nous avons attribué une altitude tangente "à la main". La direction de visée de l'optique est fixée arbitrairement par touches successives jusqu'à ce que la valeur du signal mesuré à 450 nm pour le haut du profil soit conforme à la diffusion moléculaire. Ensuite on recale les profils de réflectances entre eux (et à 850 nm) en se basant sur des structures apparaissant dans ces mêmes profils. Ces structures ne sont discernables qu'en diffusion avant. La lourdeur de la procédure et le fait qu'elle ne soit utilisable de façon fiable qu'en diffusion avant explique le faible volume de données qui a été traité dans ce mémoire. La procédure est illustré dans l'article suivant concernant le vol du 13/10/94.

### III Diffusion multiples et interprétation de $g$

Dans le but de tester le comportement de notre algorithme d'inversion dans le cas de données les plus proches possibles de la réalité, nous avons entrepris de simuler des profils verticaux de reflectances en tenant compte des diffusions multiples et en utilisant des fonctions de phases issues de calculs de Mie. Ces simulations ont été effectuées à l'aide d'un code de Monte-Carlo. Dans ce code, on peut connaître le taux de diffusion simple, c'est à dire la part du signal qui n'est constituée que de photons ayant interagis au plus une fois avec l'atmosphère et qui est ce qu'on a modélisé dans le chapitre III. Ce taux est très généralement supérieure à 85 %. Nous avons donc insérer dans notre calcul de reflectances, inclus dans l'algorithme d'inversion, une correction de diffusion multiples tout à fait rudimentaire. Puis nous avons inversé les données Monte-Carlo avec cette inversion légèrement modifiée. Les reflectances simulées uniquement en diffusion simple ont également été inversées (sans correction de diffusions multiples bien sûr) pour voir seulement l'effet sur l'inversion de l'utilisation de fonctions de phases de Mie. Ces résultats sont donnés sur la Figure 2. Les données simulées correspondent à un ballon à 35 km, une élévation solaire de  $2-3^\circ$ , un profil d'aérosol réaliste tiré de mesures SAGE II, et pour des azimuts de visée d'inversion compris entre  $10$  et  $70^\circ$ . La première remarque est que l'algorithme d'inversion et la modélisation sous-jacente du signal sont adaptées à l'analyse de reflectances réalistes. La précision sur les paramètres retrouvés semble dépendre en premier lieu de l'ajustement de la fonction de phase par une fonction de Henyey-Greenstein. Le paramètre d'asymétrie  $g$  retrouvé diffère sensiblement du paramètre d'asymétrie issu des calculs de Mie. Néanmoins, les variations verticales de  $g$  sont correctement reproduites. Les fonctions de phases vraies et retrouvées sont comparées pour les deux altitudes 18 et 22 km sur la Figure 3.

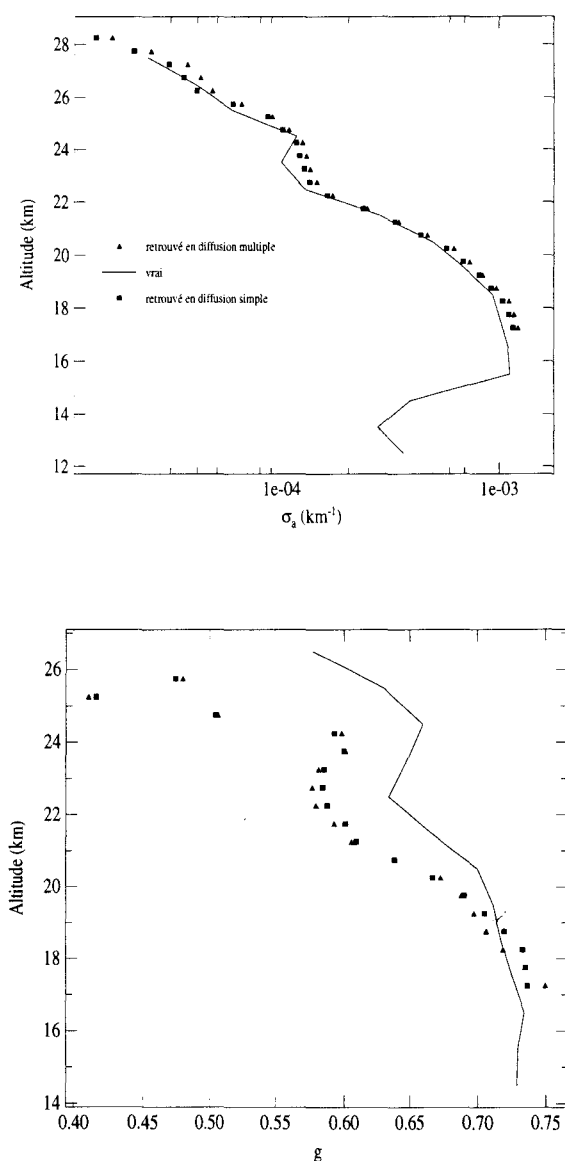


Figure 2: Inversion de données simulées avec un code de Monte-Carlo à 850 nm. (Haut): coefficient d'extinction; (Bas): paramètre d'asymétrie. Les traits pleins sont les valeurs vraies. Les triangles et les carrés correspondent respectivement aux valeurs retrouvées pour des reflectances simulées uniquement en diffusion simple et aux valeurs retrouvées pour des reflectances réalistes en corrigeant des diffusion multiples dans l'inversion.

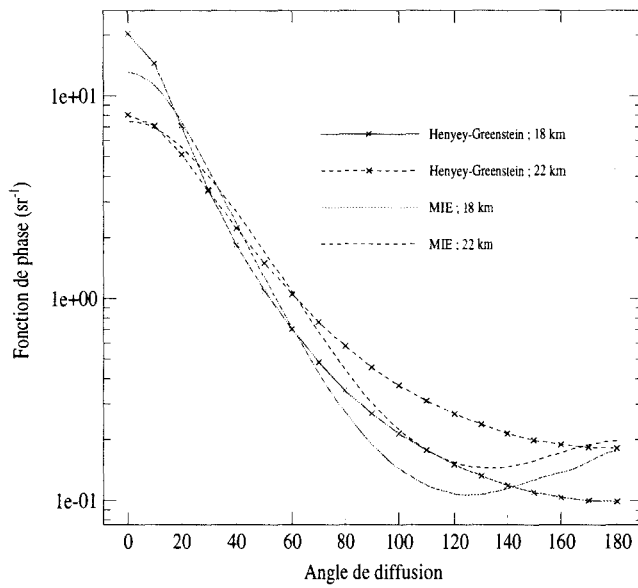


Figure 3: Comparaison des fonctions de phases vraies calculées à partir de Mie, utilisées dans les données simulées, et des fonctions de phases retrouvées, pour les deux altitudes 18 et 22 km; cas de la Figure 2.

#### IV Le vol du 13/10/94 à Aire sur l'Adour (France)

## **Detection of aerosols from balloon limb observations**

Ramon, D., C. Brogniez, P. Lecomte, J. Lenoble, C. Verwaerde,

Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655  
Villeneuve d'Ascq, France

P.C. Simon, C. Muller,

Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique, 1180 Brussels, Belgium

### Abstract

A balloon borne instrument BALLAD (BALloon Limb Aerosol Detection) has been developed at the LOA (Laboratoire d'Optique Atmosphérique). It scans the Earth's limb at three wavelengths (450, 600 and 850 nm) from the float altitude between 30-35 km when the sun is low above the horizon; polarization is also measured in the 850 nm channel.

A flight has been performed from the south-west of France on October 13, 1994 during the phase II of the SESAME (Second European Stratospheric Arctic and Mid-latitude Experiment) campaign. An analysis of the reflectances at 850 and 450 nm without polarization is presented.

### 1 Introduction

The aerosols are known to play a key role in the various stratospheric processes. Especially after a large volcanic eruption (El Chichon, April 1982 and Pinatubo, June 1991), these particles seem to have led to a large perturbation on the radiative budget as well as on the stratospheric chemistry<sup>1,2</sup>. In the cold Antarctic and arctic stratosphere, the polar stratospheric clouds (PSC)<sup>3</sup> and maybe also the background sulfate aerosols<sup>4</sup> are thought to be deciding ingredients concerning the ozone depletion. Moreover, in the system only composed of the aerosols, the interactions between background aerosols, volcanic aerosols and PSC's are quite complicated via nucleation processes. The study of the radiative and/or chemical influence of the stratospheric particles needs the knowledge of their amount, size distribution, chemical composition and shape versus altitude.

The new experiment presented here, BALLAD (BALloon Limb Aerosol Detection) aims at measuring the scattering properties of the stratospheric aerosols from a balloon borne gondola by scanning Earth's limb. It relies on two previous experiments, one of them consists in balloon limb photographs taken in the eighties by IASB (Institut d'Aéronomie Spatiale de

Belgique)<sup>5</sup>, the other is the balloon infrared polarimeter RADIBAL (RADIometre BALLon) developed at the LOA (Laboratoire d'Optique Atmospherique)<sup>6 7</sup> Both instruments have been used in the European Program of validation of SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II) data<sup>8</sup>. In the first section we describe the BALLAD instrument and the geometry of the experiment. In the second one, an inversion scheme is proposed and in the last part a first analysis of a flight that took place on the 10/13/94 at Aire sur l'Adour (France) during the phase II of the SESAME (Second European Stratospheric Arctic and Mid-latitude Experiment) campaign is presented.

## **2- Description of the instrument**

The BALLAD instrument is an unidimensional imaging radiometer schematized fig 1. It consists mainly in an achromatic Clairaut-Mossoti doublet which forms the image of the Earth's limb on a linear CCD detector. A filter-wheel with large band interference filters, located between the objective and the focal plane, carry out the multi-spectral measurement with only one detector. Two channels at 850 nm and 450 nm are dedicated to aerosol studies and a 600 nm channel is for ozone detection. Three filters centered at 850 nm are equipped also with analyzers rotated by  $60^\circ$  from each other to permit polarization measurements. The integration time of the detector is adjusted automatically on the level of the signal to be measured.

The geometry of the experiment is depicted in Figure 2. BALLAD is placed on the gondola of a stratospheric balloon, its optical axis pointing about  $3^\circ$  below the horizontal. When the balloon is at the ceiling level, the rotation of the platform performed by the CNES balloon team, allows the formation of limb's images for different azimuth angles.

Assuming that the atmospheric layers on the line of sight are reasonably homogeneous over a sufficient horizontal extent, these circular scans provide the aerosol scattering properties for different scattering angles. The field of view of  $6.0 \pm 0.2^\circ$  covers all the stratosphere at least from the balloon altitude to the tropopause. The pixel size leads to a resolution limit of 20 m in altitude around 20 km for a balloon ceiling level of 35 km. The rotation rate of the gondola is 1/3 rpm. With a mean acquisition time of 1s per filter and 8 filter positions, we get an angular sampling of 16 degrees per filter.

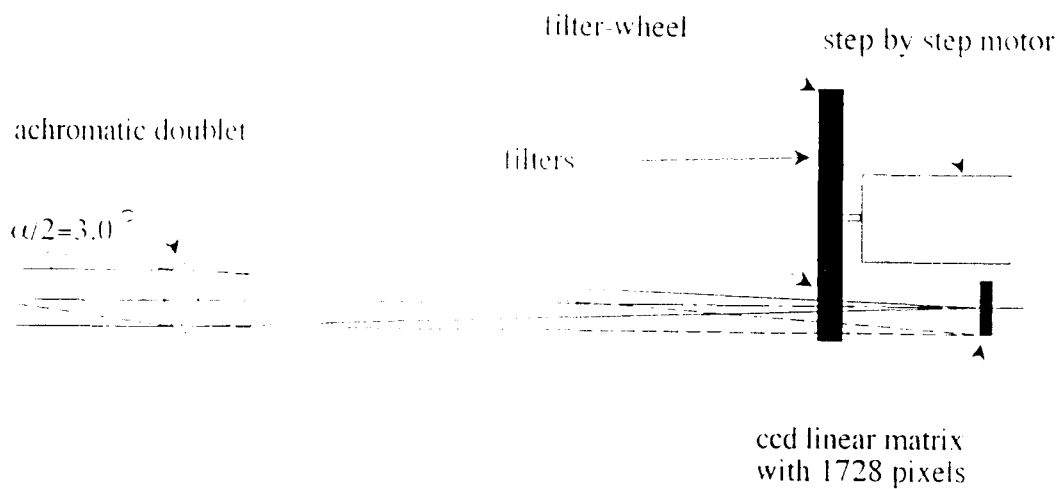


Figure 1: Schematic of the BALLAD instrument

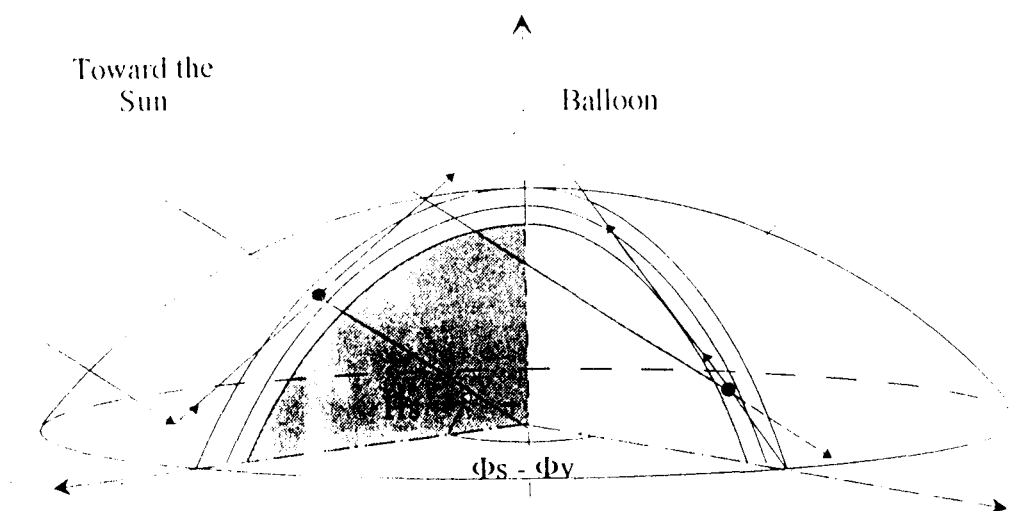


Figure 2 : Geometry of the experiment. The balloon is above the scanned aerosol layers and makes images of the Earth's limb for different relative azimuth angles  $\Phi$  from the solar incident plane.

### 3- Inversion procedure

The main purpose of this first study is to analyze only radiance vertical profiles at 450 and 850 nm. The analysis of polarization data as well as the ozone retrieval are left for a further study. We will restrict ourselves to scattering angles in the range  $0-80^\circ$  to exclude too large effects due to inhomogeneity of the layers. This angular range is the most sensitive vis a vis the aerosol scattering, as it corresponds to the strong forward scattering of the aerosols. Moreover we want to describe the aerosol phase function with the Henyey-Greenstein function which is a good approximation in single scattering only for forward direction.

The normalized radiance called reflectance is the quantity we will use in the following; it is defined as

$$\rho = \frac{\pi L}{E_S} \quad (1)$$

where  $L$  is the measured radiance and  $E_S$  is the spectral solar irradiance at the top of the atmosphere. We can separate the reflectance into two parts:

$$\rho = \rho^{OS=1} + \rho^{OS>1} \quad (2)$$

that correspond respectively to the photons scattered once (single scattering) and to the multiple scatterings. First calculations, conducted in multiple scattering with a Monte-Carlo code from mean realistic aerosol extinction vertical profiles, indicate that the second term does not represent more than 15% of the first one. The single scattering term for a balloon altitude  $z_b$ , a tangent altitude  $z_t$ , at wavelength  $\lambda$  and an azimuthal angle  $\Phi$  from the sun direction is modeled as follows:

$$\rho(z_b, z_t, \Phi) = \frac{1}{4} \left( \int_0^\infty [\sigma^a(s) p^a(s, \Phi) + \sigma^R(s) p^R(s, \Phi)] \exp \left[ - \int_0^s (\sigma^a(s') + \sigma^R(s')) s' ds' \right] T' s ds \right) \quad (3)$$

where the indices a and R denote respectively the aerosols and Rayleigh. The  $s$  variable is the curvilinear abscissa along the line of sight, the origin being taken at the balloon. The quantities  $\sigma$  and  $p$  correspond to the scattering/extinction coefficient and to the phase function of the scatterers,  $T'$  is the transmission between the top of the atmosphere and the scattering point. Let



us consider first only the single scattering approximation. The inversion task is now to retrieve the extinction coefficient and the phase function of the aerosol versus altitude from a set of reflectance vertical profiles obtained for several azimuthal angles  $\Phi_i$ .

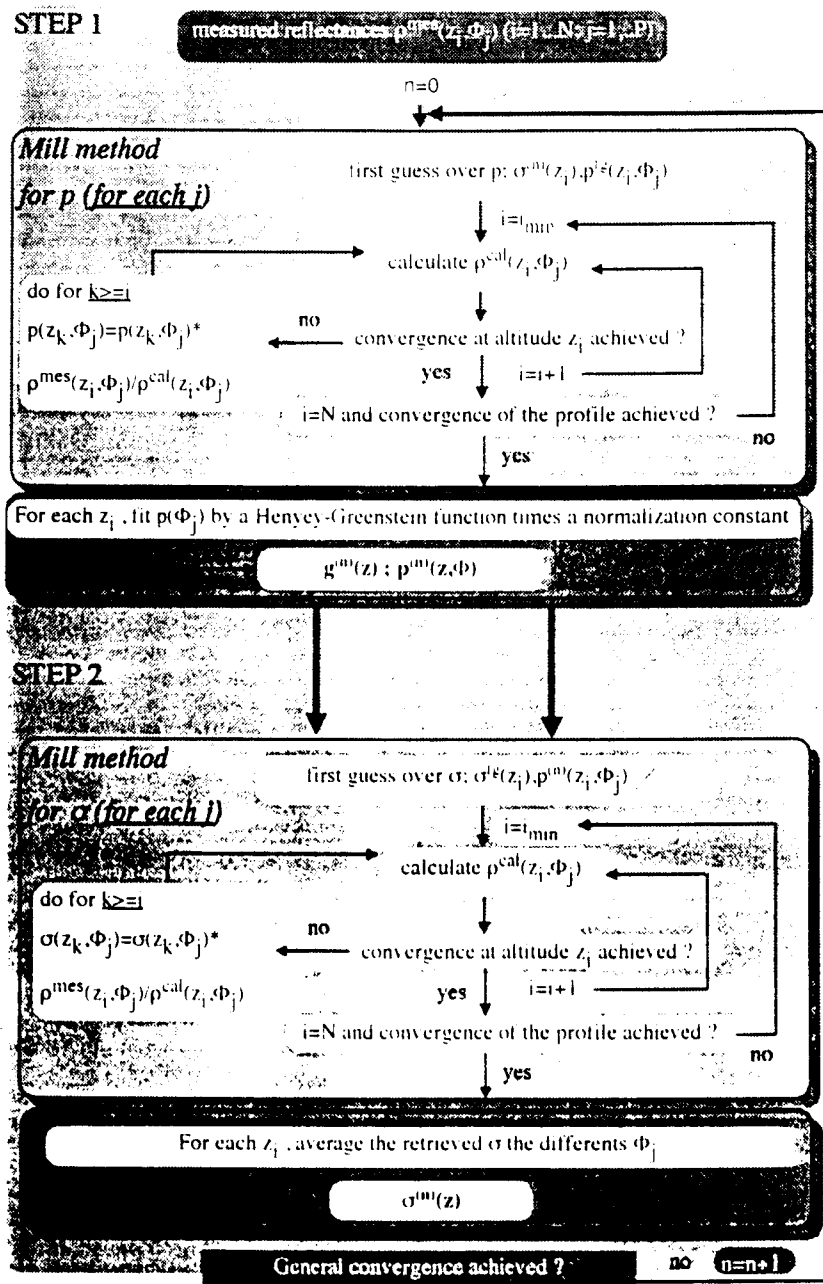


Figure 3: Inversion procedure.  $N$  and  $P$  denote respectively the number of tangent heights per profile and the number of vertical profiles used as dataset for the inversion input. The superscript *cal* and *mes* correspond respectively to calculated and measured quantities.

We can say roughly that the directional behaviour of  $\rho$  for a certain tangent altitude gives information about asymmetry of the phase function and that the absolute value of  $\rho$  gives

information about the combination of the phase function and the amount of aerosol. So the main idea of the inversion procedure may be expressed like this:

-i) For each tangent altitude, we use the radiance obtained for several azimuths  $\Phi_i$  to deduce the asymmetry of the aerosol phase function and thus infer the phase function itself since we characterize it with the  $g$  parameter of the Henyey-Greenstein function.

-ii) Having now a first estimation of  $p$ , we need to invert the vertical profile to retrieve the scattering coefficient.

The model described by equation 3 clearly shows that the available information, that is to say reflectances, are integral measurements and moreover a mixing between aerosol and molecules. So the step i) requires also a vertical inversion. The figure 3 gives a global view of the inversion algorithm. The core of this algorithm, that is to say the vertical inversion of the two main steps described above, is a Mill-like method. The results concerning the asymmetry factor are just indicative since they are compared to Mie calculations over the all scattering angles and the retrieved  $g$  are coming from a Henyey-Greenstein function determined only with the forward directions.

#### **4 Analysis of a flight**

We are presenting here the results of a flight that took place on October 13, 1994 at Aire sur l'Adour (France; 43°42' N, 0°15' W). A series of reflectance profiles have been acquired when the balloon was at the ceiling level of 35 km and the solar elevation was in the range 0-5°. An on board two axis magnetometer gave us the relative azimuth from the sun direction for each profile with an uncertainty of  $\pm 3^\circ$ .

Figure 4 shows several reflectance profiles at 850 and 450 nm for forward scattering and for a solar elevation of 3°. The tangent height is in principle known for each direction of observation, given the balloon altitude; but there is an important uncertainty on the attitude of the gondola, which oscillates during its rotation. The tangent heights have been first adjusted from profile to profile using some structures apparent for both wavelengths (see around 23-24 km and 27 km in Figure 4). The absolute adjustment has been obtained by comparing Monte-Carlo calculations at 450 nm for the highest altitudes of the profile to the measured reflectances since at those levels and at short wavelengths molecular scattering dominates the signals and is easy to calculate. However this absolute altitude adjustment is not accurate enough to distinguish between two reflectance profiles shifted by about 1.5 km as shown in Figure 5. This is mainly due to: (i) uncertainties affecting the azimuths derived from the magnetometer, (ii) sensitivity of the signals to the albedo of the system ground + troposphere which was set to an arbitrary value in the Monte-Carlo calculations, (iii) azimuthal resolution of 10° for the calculations.

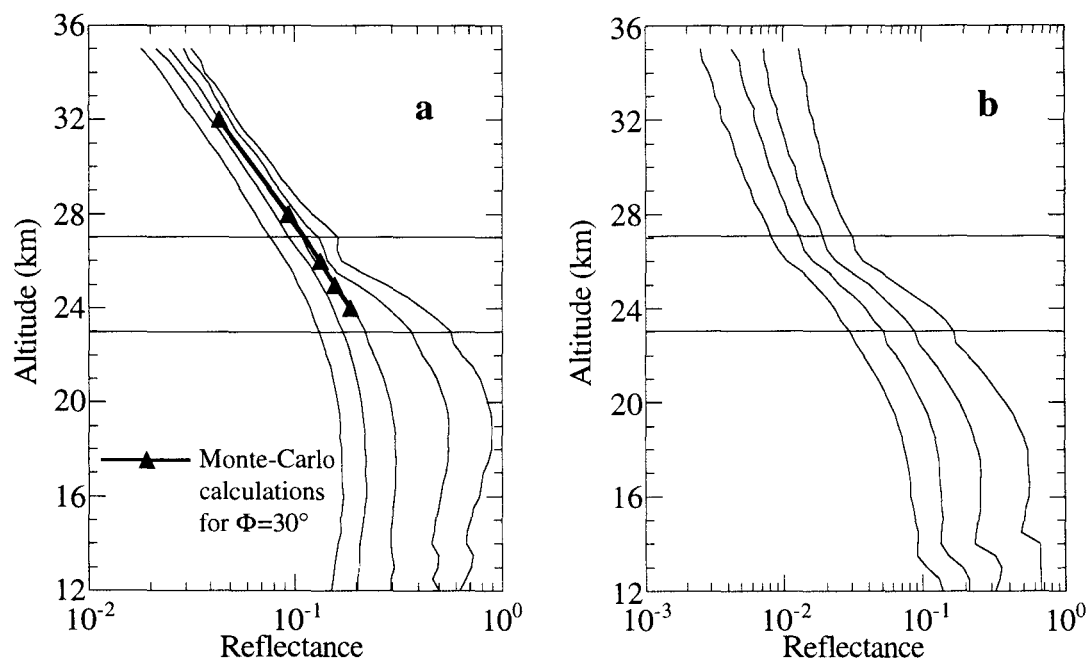


Figure 4: Reflectance vertical profiles at 450 nm (a) and 850 nm (b) measured by BALLAD for various azimuth angles  $\Phi$  (see Figure 2).

At 450 nm the decay and the anisotropy of the signal at high altitude reproduce well the molecular scattering. This is not true at 850 nm since the signal over noise ratio becomes bad. This is maybe due to contamination by stray light.

The inversion of the profiles presented in Figure 4 has been performed following the scheme described in section 3. Figure 6a shows the retrieved aerosol extinction profiles at 850 nm for the two altitude adjustments described above and a SAGE II profile obtained for a near coincidence ( $48^{\circ}30'$  N,  $1^{\circ}6'$  E) interpolated at 850 nm. The asymmetry factor profiles at 850 nm are given in Figure 6b with the ozone vertical profile measured by SAGE II. Although the absolute values of  $g$  need to be more carefully analyzed as discussed in section 3, the vertical variations are definitively significative. A major feature is the strong maximum around 23-24 km, which corresponds to a maximum of the extinction coefficient in Figure 6a (and to a distinct feature in figure 4), pointing to the presence of a layer of large particles at this level.

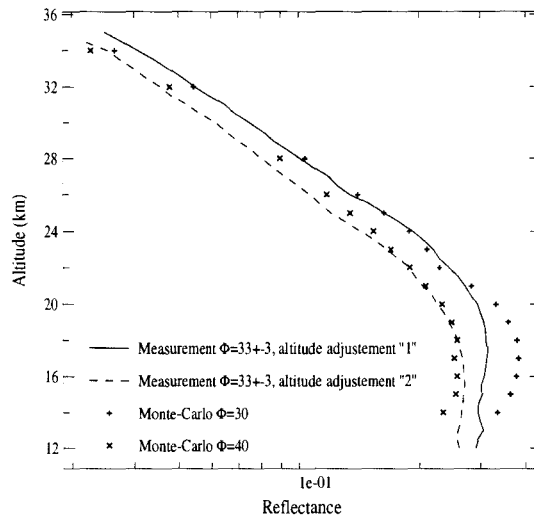


Figure 5: Reflectance vertical profile at 450 nm; (solid) measured at  $\Phi=33\pm 3^\circ$  with the altitude calibration shown in Figure 4, (dashed) measured at  $\Phi=33\pm 3^\circ$  when the profile is shifted down by about 1.5 km around 23 km, (crosses) Monte-Carlo calculations for two azimuths angles using SAGE II aerosol extinction profile at 450 nm.

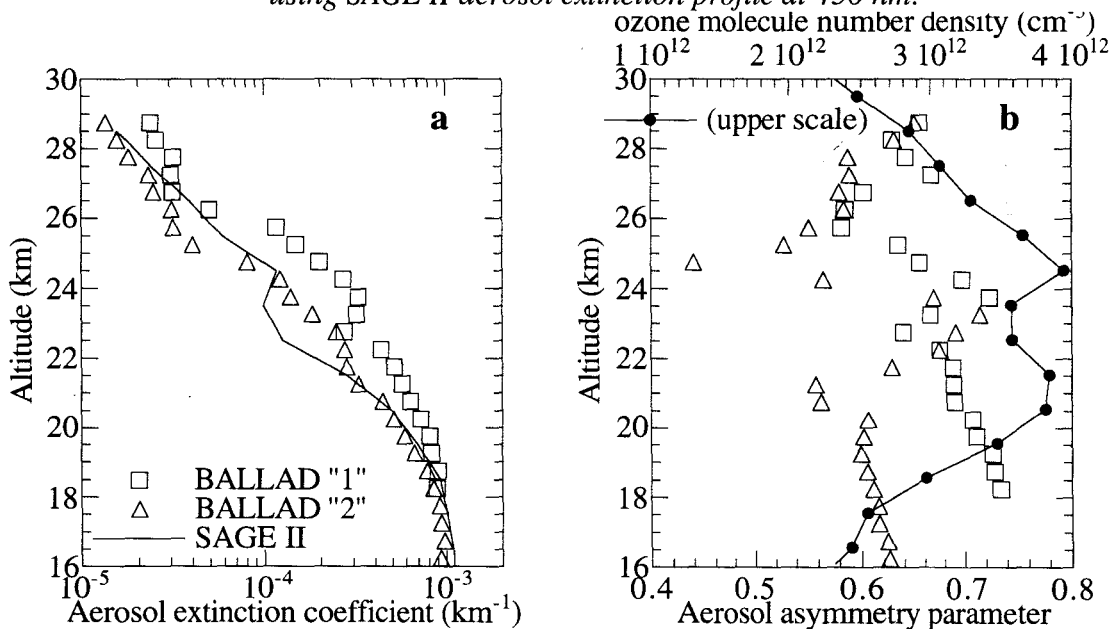


Figure 6: Inversion of the 850 nm reflectances. (a) Retrieved aerosol extinction coefficient profile for the two altitude adjustments and a SAGE II profile in near coincidence. (b) Retrieved aerosol asymmetry parameter profile and ozone profile measured by SAGE II.

The second maximum of  $g$  around 26-27 km corresponds well to the small feature observed at this altitude on the radiance profiles (Figure 4); unfortunately the retrieval of the extinction coefficient is limited at such high levels, because of the small amount of aerosols, and it is not possible to detect a maximum of extinction, if it actually exists.

The ozone profile exhibits a minimum around 23-24 km, near the maximum of the g profile, i.e. in the layer of larger (and maybe more abundant) aerosols. This kind of anticorrelation has also been observed during the part III of SESAME from Kiruna (Sweden) in January 1995 at the polar vortex edge <sup>9</sup>.

## 5 Conclusion

A new balloon borne instrument BALLAD has observed the Earth's limb from a ceiling altitude of 35 km, on October 13, 1994, at Aire-sur-l'Adour (France). The reflectance profiles observed at 850 nm have been inverted to provide extinction coefficient and asymmetry parameter profiles. Some problems concerning the determination of the gondola's attitude lead us to analyze the reflectance data for two altitude adjustments. One of them is in rather good agreement with SAGE II. A major structure appears around 23-24 km, suggesting the presence of a layer of large aerosol particles at this level. A nearby ozone profile shows a minimum of abundance at the same level, which could confirm the impact of stratospheric aerosols on ozone depletion.

## 6 Acknowledgements

We wish to thank the CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) for the balloon flights and SAGE II team for providing us ozone data. This work has been supported by the CNES and Centre National de la Recherche Scientifique within the French program PAMOY.

## 7 References

- <sup>1</sup>McCormick P. M., L. W. Thomason and C. R. Trepte, "Atmospheric effects of the Mt Pinatubo eruption", *Nature*, 373, 399-404, 1995.
- <sup>2</sup> Kinnison D. E., K. E. Grant, P. S. Connell, D. A. Rotman and D. J. Wuebbles, "The chemical and radiative effects of the Mount Pinatubo eruption", *J. Geophys. Res.*, 99, 25,705-25,731, 1994.
- <sup>3</sup> Turco R. P., O. B. Toon and P. Hamill, "Heterogeneous photochemistry of the polar ozone hole", *J. Geophys. Res.*, 94, 16,493-16,510, 1989.
- <sup>4</sup> Wolff, E. W. and R. Mulvaney, "Reactions on sulfuric acid aerosols and on polar stratospheric clouds in the antarctic stratosphere", *Geoph. Res. Lett.*, 18, 1007-1010, 1991.
- <sup>5</sup> Ackerman M., C. Lippens and C. Muller, "Stratospheric aerosol properties from Earth limb photography", *Nature*, 292, 587-591, 1981.

- 
- <sup>6</sup> Herman M., J. Y. Balois, L. Gonzalez, P. Lecomte, J. Lenoble, R. Santer and C. Verwaerde, "Stratospheric aerosol observations from a balloon-borne polarimetric experiment", *Appl. Opt.*, 25, 3,573-3,583, 1986.
- <sup>7</sup> Santer R., M. Herman, D. Tanré and J. Lenoble, "Characterization of stratospheric aerosol from polarization measurements", *J. Geophys. Res.*, 93, 14,209-14,221, 1988.
- <sup>8</sup> Ackerman et al., "European validation of SAGE II aerosol profiles", *J. Geophys. Res.*, 94, 8,399-8,411, 1989.
- <sup>9</sup> Brogniez C., D. Ramon, J. Lenoble, P.C. Simon and C. Muller, "Stratospheric aerosol characterization by balloon observations during SESAME", submitted to *J. Geophys. Res.*

## V Les 2 vols du 28/01/95 et 02/03/95 à Kiruna (Suède)

### V.1 Conditions des vols

Le 28 janvier 1995, Kiruna se situait en bord de vortex pour les altitudes considérées ici; le 2 mars 1995, le vortex était parti. Les deux vols se sont déroulés à peu près de la même façon. Le lacher a eu lieu aux alentours de 10-11 TU et l'altitude du plafond ( 15 hPa le 28/01, 6hPa le 02/03) a été atteinte vers 12-13 TU. RADIBAL a commencé les mesures durant la montée du ballon. Les profils verticaux des caractéristiques des aérosols déduits de cette manière correspondent à des aérosols situés à quelques dizaines de kilomètres autour du ballon. Au niveau du plafond, la rotation de la nacelle a été maintenue une trentaine de minutes durant lesquelles BALLAD a effectué ses mesures au limbe. Ensuite la rotation s'est arrêtée et BOCCAD a pris le relais en fixant le soleil jusque des élévations solaires aussi petites que  $-4^\circ$  afin de sonder toute la stratosphère.

Les trois expériences ont bien fonctionné mais, pour des raisons encore inconnues, des oscillations parasites de la nacelle sont apparues, et ceci particulièrement le 28 janvier (à peu près  $1^\circ$  d'amplitude). A cause des variations de masse d'air dans le champ de vue de RADIBAL qui en ont résultées, l'allure du comportement angulaire de la diffusion des aérosols a été perturbé ce qui rend le traitement du signal plus délicat. Aucun PSC n'a été détecté durant ces deux vols et n'ont été observé que les aérosols stratosphériques.

### V.2 Article

Cet article a été soumis au Journal of Geophysical Research. Il fait suite a un poster présenté au congrès de Halkidiki (Grèce) en mai 1995 consacré au premiers résultats de la campagne SESAME.

## **Stratospheric Aerosol Characterization by Balloon Observations during SESAME**

**C. Brogniez, D. Ramon, J. Lenoble,**

**Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies  
de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq, France**

**P.C. Simon, C. Muller,**

**Institut d'Aéronomie spatiale de Belgique, 1180 Brussels, Belgium**

### abstract

Two new balloon-borne instruments have been developed by LOA to measure the radiance of the Earth's limb, with the BALloon Limb Aerosol Detection (BALLAD) instrument, and atmospheric optical depths by solar occultation, with the Balloon OCCultation for Aerosol Detection (BOCCAD) instrument. BALLAD is observing at three wavelengths (450, 600 and 850 nm) with polarization measurements at 850 nm. BOCCAD is working at four wavelengths, the three of BALLAD plus one channel at 780 nm.

Both instruments are integrated on the same gondola. For limb measurements made at large zenith angles, the payload is scanning the entire azimuth range by rotation. Before sunset, the payload is pointed toward the Sun for occultation measurements.

Two flights were performed in the frame of phase III of SESAME from Sweden in the winter 1995. The results concerning the aerosol characteristics and ozone are presented.

### 1 Introduction

A main objective of the Second European Stratospheric Arctic and Mid-latitude Experiment (SESAME) conducted since January 1994 is to understand the processes responsible of the depletion of ozone in the polar stratosphere. As PSC's and stratospheric aerosols are known to play an important role in the heterogeneous chemistry (Brasseur et al, 1990; McCormick et al., 1995) as well as in the radiation budget (Kinnison et al., 1994), the phase III of SESAME was



devoted to the determination of the amount, vertical profile and characteristics (size, chemical composition, phase) of the particles which constitute the PSC's and the stratospheric aerosol layer to address some problems remaining after measurements campaigns in arctic and in antarctic (Toon and Tolbert, 1995). For that purpose two balloon-borne instruments have been flown by the Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) and the Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB): a limb experiment, the BALloon Limb Aerosol Detection (BALLAD), and an occultation experiment, the Balloon OCCultation for Aerosol Detection (BOCCAD). Both instruments flew twice in winter 1995 on January 28, and on March 2 on a stratospheric balloon launched by CNES from Kiruna (Sweden). The results obtained with these two instruments are studied and compared together as well as with those obtained with an experiment achieved in near coincidence with the balloon measurements, a balloon-borne backscatter-sonde launched from Sodankyla (Finland, personal communication).

## 2 The BALLAD instrument

The BALLAD instrument was developed by the LOA during 1993. It measures the radiance and polarization of the Earth's limb in the visible with a CCD array of 1728 pixels. BALLAD is installed on board the gondola of a stratospheric balloon and operates at the ceiling level as shown in Figure 1. Its optical axis is pointing approximately  $2^\circ$  below the balloon horizon and its  $6^\circ$  FOV combined with the vertical orientation of the CCD allow to observe all the stratospheric layers simultaneously with one exposure. BALLAD scans all azimuth angles by rotation of the gondola around the vertical axis for solar elevation ranging from  $2$  to  $10^\circ$ . The radiance is measured in 3 channels (450, 600 and 850 nm) and the linear degree of polarization is obtained at 850 nm with three interferential filters equipped with three polaroids whose axes are rotated by  $60^\circ$  one from each other.

Assuming that the layers on the line of sight are reasonably homogeneous over a sufficient horizontal extent, these circular scans provide measurements for different scattering angles. Figure 2 shows typical profiles of the normalized radiance, called reflectance, for four azimuth angles at 850 nm during the January flight. Up to now the polarization measurements are not yet studied and the analysis relies only on radiance study at 850 nm and gives the aerosol extinction coefficient profile as well as the asymmetry parameter profile. The retrieval procedure is based on a non-linear iterative method for the vertical inversion mixed with a non linear fit to a Henyey-Greenstein function (Henyey and Greenstein, 1949) for the azimuthal dependence. Many assumptions concerning the multiple scattering and the retrieval errors are under study and will be analyzed in a further paper.

## 3 The BOCCAD instrument

The BOCCAD instrument was built by the LOA in 1994. It is dedicated to the measurements of the atmospheric transmission as a function of the tangent altitude. This instrument was planned to provide a direct comparison with satellite measurements SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II) and POAM II (Polar Ozone and Aerosol Measurement II). At the balloon ceiling level, the gondola stops rotating after the BALLAD measurements and the instrument points toward the sun to observe the occultation. The large FOV ( $10^\circ \times 7^\circ$ ) allows to obtain sun's images on a CCD matrix of  $248 \times 550$  pixels during the sunset. About 60 images are formed successively in each of the four channels (443, 600, 780 and 850 nm). The measurements begin when the solar elevation reaches  $1-2^\circ$  to obtain in each channel a reference image. The knowledge of the sun position with Ephemerids allows to convert the time-radiance measurements into tangent altitude-radiance data taking into account the atmospheric refraction. These data are converted into altitude-transmission ones. After correction from molecular transmission (obtained from a close NMC profile) the 850 and 443 nm channels give the aerosol transmission assuming no ozone and nitrogen dioxide contribution and the other channels give aerosol plus ozone transmission (Johnston and Graham, 1974; Shettle and Anderson, 1994). A chahine's inversion procedure (Chahine, 1972) leads then to the extinction coefficients: (i) the 850 and 443 nm channels give directly the aerosol extinction coefficient; (ii) the 600 nm channel is dominated by ozone so that a small aerosol correction in this channel, deduced from the 850 and 443 nm channels assuming an aerosol Angström law, leads to the ozone extinction and then to the ozone concentration. By retiring the ozone contribution from the 780 nm channel, one can retrieve the aerosol extinction at this wavelength that permits to refine spectral variation of the extinction coefficient to obtain a new aerosol extinction coefficient at 600 nm and deduce a better estimation of the ozone extinction.

## 4 Analysis

### **4.1 The January 28, 1995 flight**

This flight took place inside the polar vortex for all levels considered as seen in Figure 3. The locations of the measurements are also plotted in this figure. The ceiling level was around 27 km and the tropopause around 9 km.

The aerosol scattering signature is clearly visible in the forward directions on the reflectance data plotted in Figure 2. Some stray light disturbs a lot the profiles for the highest altitudes for azimuth angles  $\Phi=18$  and  $25^\circ$ . Nevertheless, the molecular scattering dominates the signals above 19 km. Thus, this day, the stratospheric aerosol layer was completely located between 10 and 19 km.

The Figure 4 reports the results of the inversion of these reflectance profiles for the extinction coefficient at 850 nm. We have stopped the retrieved profile at 12 km because of

some limitations in the inversion algorithm. The backscatter coefficient of the aerosols at 940 nm measured by a balloon-borne backscattering sonde launched from the Sodankyla station by the Finnish Meteorological Institute (Esko Kyrö and Rigel Kivi, personal communication) has also been plotted in figure 4 to show the consistency in the vertical structure of both measurements. The agreement is excellent and confirms that we were observing the same layer: the same feature is recognizable around 16 km (400 K). At altitudes higher than 16.5 km the aerosol extinction coefficient abruptly decreases with a scale height of 1.3 km.

The complete results of the inversion of BALLAD data at 850 nm, i. e. the extinction coefficient and the asymmetry parameter, have been plotted together in Figure 5. The layer between 12 and  $\approx 15.5$  km seems to be quite homogeneous since the aerosol extinction decreases slowly with altitude and the asymmetry parameter is constant. The feature appearing in the extinction profile around 16 km is also visible in the asymmetry parameter profile suggesting that the aerosols were optically different between  $\approx 15.5$  and  $\approx 16.5$  km.

We have reported in Figure 7 the aerosol extinction coefficient and the ozone number density profiles deduced from the BOCCAD measurements. By comparing the extinction profile to the one obtained for BALLAD in Figure 5 we can see that the feature at  $\approx 16$  km is also observed and that the two profiles agree up to  $\approx 17$  km. At higher levels the two profiles become quite different. This discrepancy can be explained if we consider the low ceiling altitude of the balloon: the reference image used in the BOCCAD analysis is not a good one as it is still perturbed by the atmosphere. The influence is particularly important when the transmission is close to unity. Fortunately this effect is not so large in the 600 nm channel because of the low transmission values, and the aerosol correction becomes weak. So we can consider that the ozone profile is well retrieved.

The most important observation in Figure 7 is the existence of the feature at  $\approx 16$  km observed by BALLAD in both profiles. The peak in the extinction coefficient is anticorrelated to the ozone density which shows a decrease of 10-15 % in that layer. Notice that the oscillations in the ozone profile are probably due to the discretization technique of the transmission data and need to be studied. The value of the asymmetry parameter deduced from BALLAD experiment pointed to aerosols different in the 15.5-16.5 km altitude range from those existing at lower levels, so that we may conclude that the low value of ozone density near 16 km is correlated to a different type of aerosol, that need to be analyzed more carefully.

#### **4.2 The March 2, 1995 flight**

This flight has been performed outside polar vortex. The strong eastward winds in the stratosphere this day led the balloon over Russia at the end of the flight (67.5 N-32.19 E), the BALLAD experiment finishing at 68 N-28 E. The ceiling level was higher than for the previous flight, around 32 km and the tropopause around 12 km. Figure 6 summarizes BALLAD results. Both scales are the same as in Figure 5. The aerosol layer is more tenuous now with a maximum

extinction of  $10^{-3} \text{ km}^{-1}$  toward 14 km compared to  $1.5 \cdot 10^{-3}$  toward 13 km in January. The top of the aerosol layer is higher than on the January 28 flight and the exponential decrease begins 3 km higher with a scale height of 1.8 km. The aerosols are not the same as inside the vortex at all levels as shown by the high values of the asymmetry parameter which reaches 0.75 up to 18 km, that means that we were sounding larger particles.

Figure 8 shows the aerosol extinction coefficient and the ozone number density profiles derived from BOCCAD. The extinction profile compares quite well with the BALLAD extinction profile (Figure 6), that is reasonable because, as explained for the previous flight, the balloon ceiling level was  $\approx 32$  km. The ozone profile is shifted by about 4 km toward upper altitudes, comparing to the January profile, and the maximum is about 5% higher than in January. There are no related features in the extinction and ozone profiles that day.

The 443 nm channel transmissions were noisy and we were unable to use them to get the aerosol correction at 600 nm. Thus we have tested the sensibility of the ozone retrieved profile to the Angstrom coefficient  $\alpha$ . One can see that there is a strong influence ( $\approx 5\%$ ) below the maximum and almost no effect at higher levels.

## 4 Conclusion

The study of the stratospheric aerosols and of the ozone layer was a main objective of the SESAME campaign. The LOA flew two new balloon-borne instruments from Kiruna in winter 1995 for that purpose. The first instrument, BALLAD, observes the limb and measures radiance profiles at various azimuth angles, the second instrument, BOCCAD, observes the solar occultation.

The analysis of the measurements shows a good consistency of the results of both instruments for each day. The first flight took place in the polar vortex on January 28, 1995 and the second one clearly outside the polar vortex on March 2, 1995. The aerosol layers were differently located for both days as well as the ozone layer.

An anticorrelation appears between the aerosol extinction coefficient, the aerosol asymmetry parameter and the ozone number density for the flight occurring in the polar vortex. The precise characterization of the aerosol (refractive index, size) is under study to understand that behaviour.

## Acknowledgements

The experiments were partially supported by the European Commission in the SESAME campaign frame.

The authors wish to thank C. Verwaerde and P. Lecomte for technical assistance in the experiments and are very grateful to Esko Kyrö and Rigel Kivi from the Finnish Meteorological

Institute for giving their backscatter sonde data. They thank also the balloon staff of the CNES for the balloon flights.

This work has been supported by the CNES and CNRS within the french program PAMOY.

## References

Chahine, M. T., A general relaxation method for inverse solution of the full radiative transfer equation, *J. Atm. Sc.*, 29, 741-747, 1972.

Granier, C. and Brasseur G., Impact of Heterogeneous Chemistry on Model Predictions of Ozone Changes, *J. Geophys. Res.*, 97, 18,015-18,033, 1992.

Heney, L. G. and Greenstein J. L., Diffuse Radiation in the Galaxy, *Astrophys. J.*, 93, 70, 1941.

Johnston, H. S. and Graham R. A., The natural stratosphere of 1974 CIAP, Monograph 1, *Can. J. Chem.*, 52, 1415, 1974.

Kinnison, D. E., K. E. Grant, P. S. Connell, D. A. Rotman and D. J. Wuebbles, The chemical and radiative effects of the Mount Pinatubo eruption, *J. Geophys. Res.*, 99, 25,705-25,731, 1994.

McCormick, P. M., Thomason L. W., Trepte C. R., Atmospheric effects of the Mt Pinatubo eruption, *Nature*, 373, 399-404, 1995.

Shettle, E. P. and Anderson S. M., Improved ozone absorption cross-sections for the visible and near infrared, *Geophys. Res. Lett.*, 1994.

Toon, O. B. and Tolbert M. A., Spectroscopic evidence against nitric acid trihydrate in polar stratospheric clouds, *Nature*, 375, 218-221, 1995.

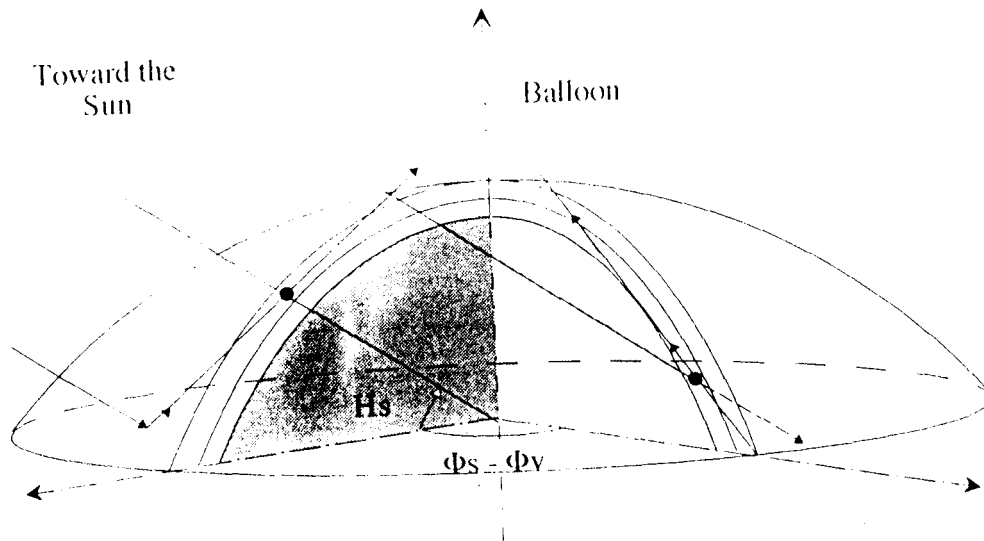


Fig 1

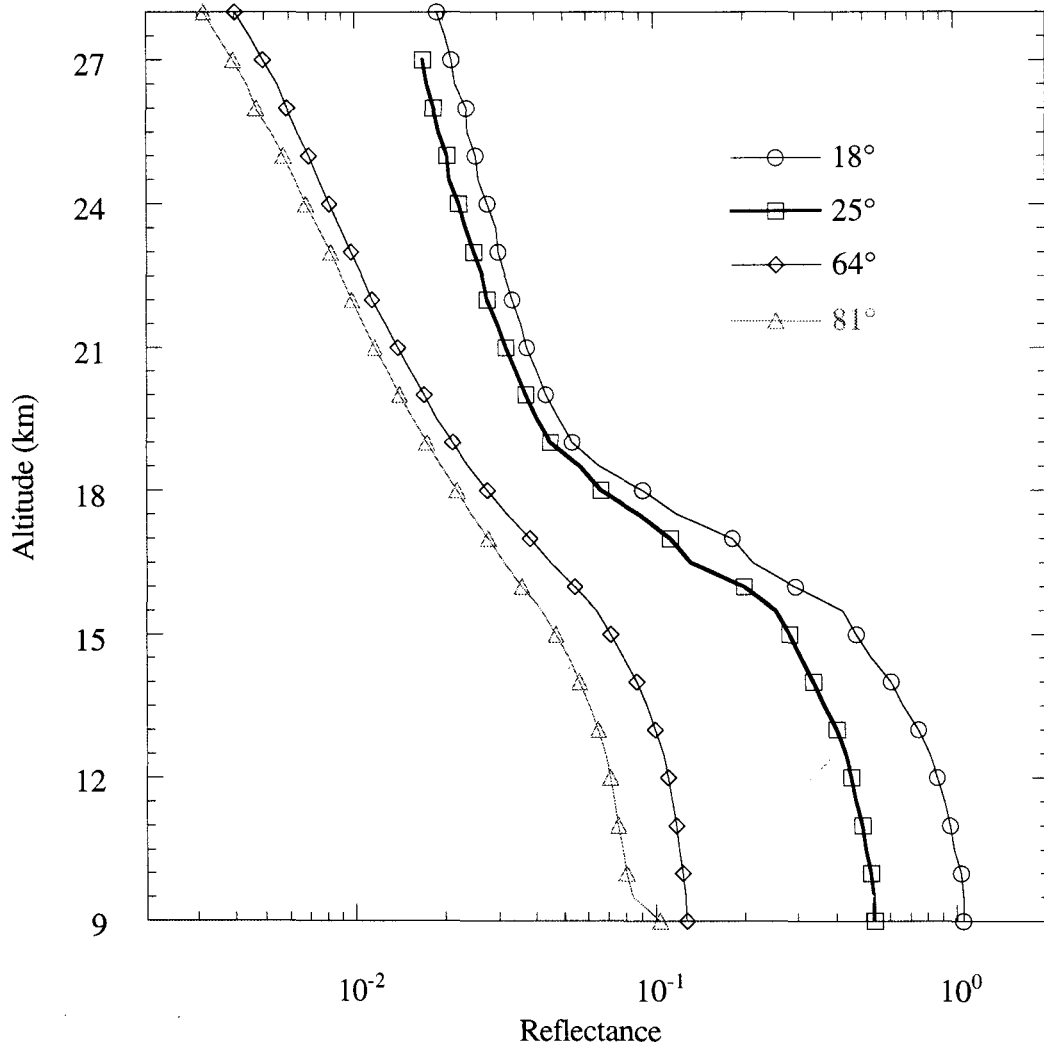


Fig 2

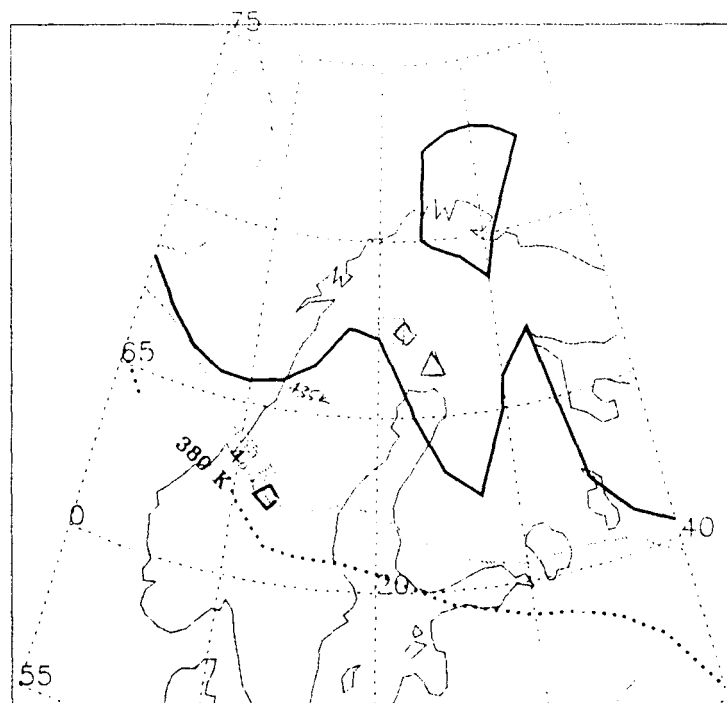


Fig 3



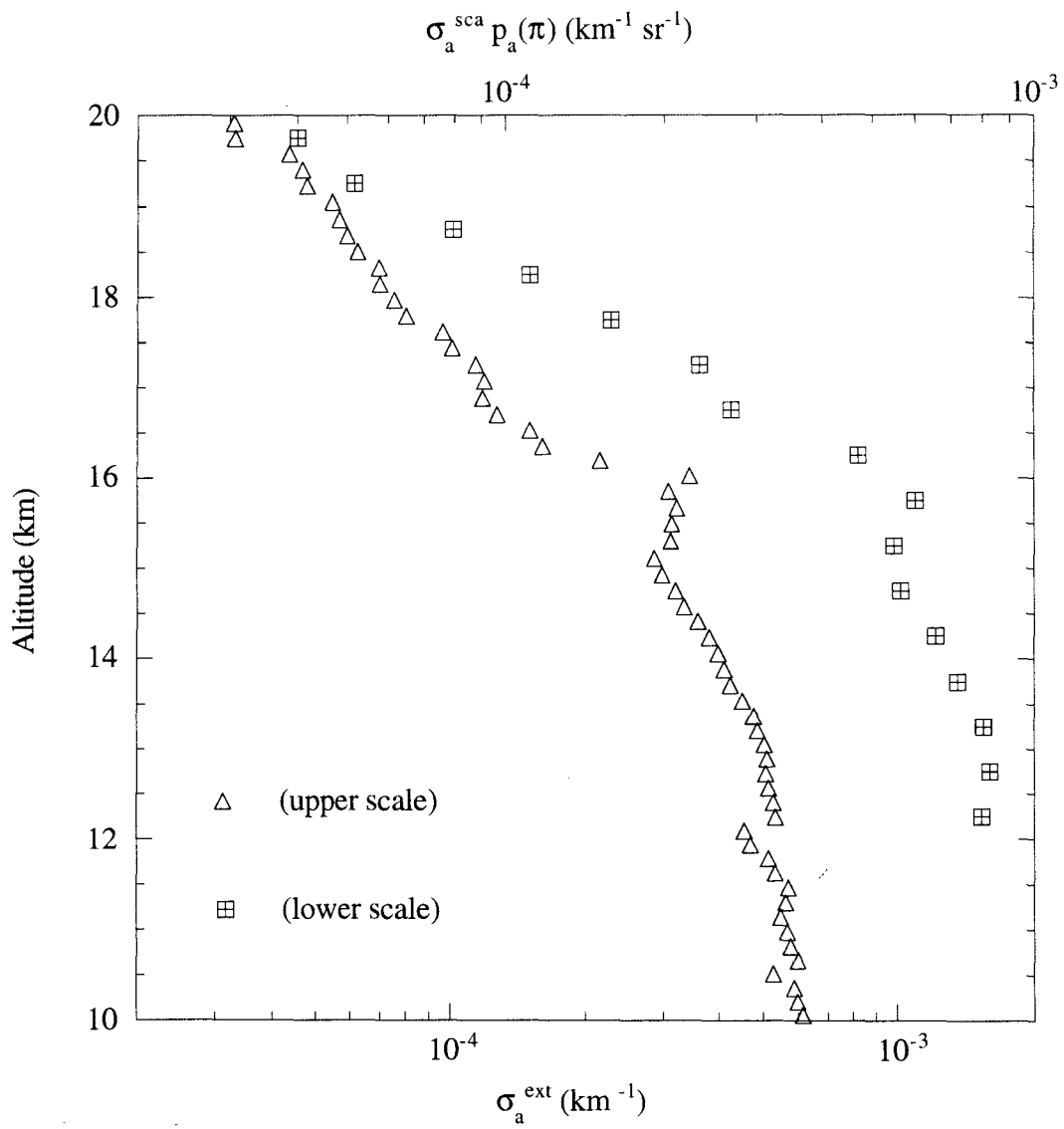


Fig 4

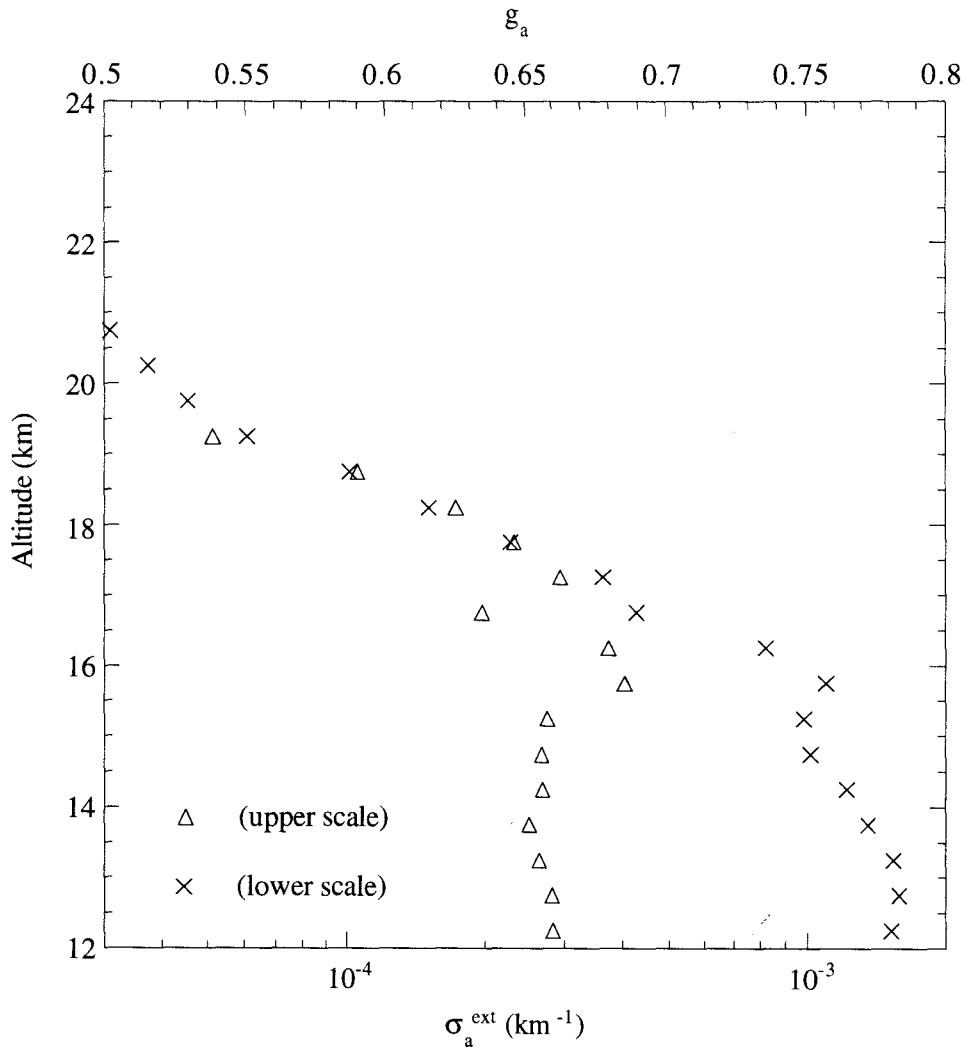


Fig 5

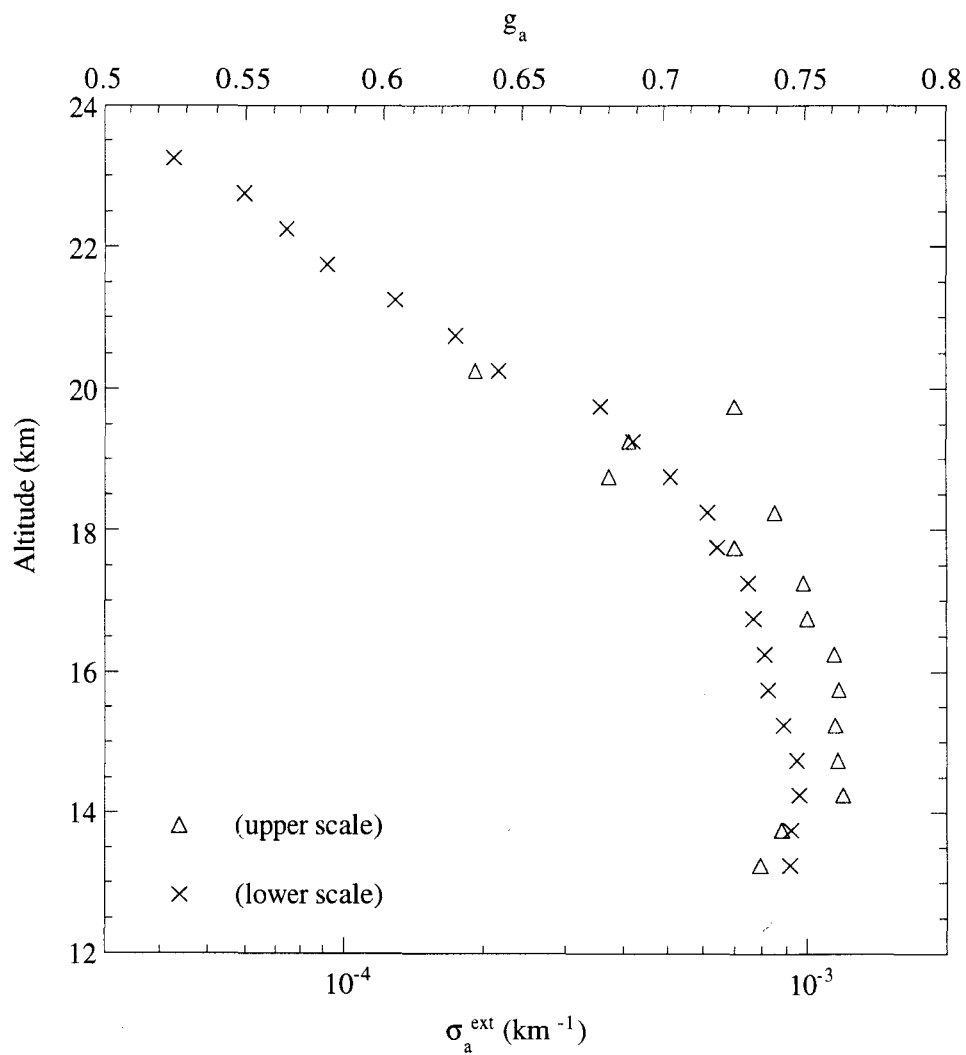


Fig 6

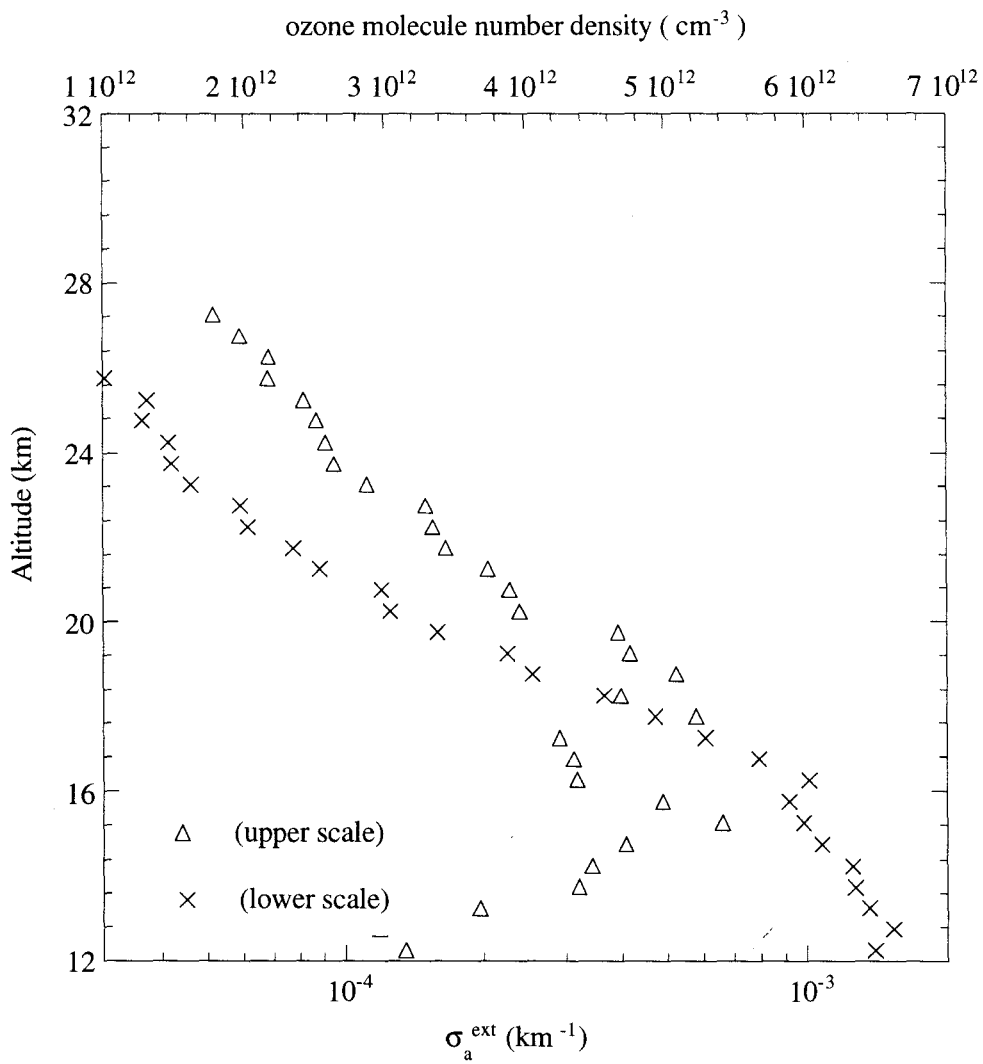


Fig 7



## Figures Captions

Figure 1: Geometry of the BALLAD experiment. The balloon is above the sounded layers and BALLAD scans Earth's limb for different azimuth angles from the solar incident plane  $\Phi_s - \Phi_v$ .

Figure 2: Typical normalized radiance (reflectance) profiles measured by BALLAD at 850 nm for several azimuth angles on January 28, 1995.

Figure 3: Location of the vortex edge at four different levels (350, 380, 400 and 435 K that correspond to 12.5, 14.7, 16 and 18 km) for the January 28, 1995 flight. The Potential Vorticity thresholds used to define the vortex limits are 8, 11, 16 and 30  $10^{-6}$  K  $m^2$   $kg^{-1}$   $s^{-1}$  respectively.

Figure 4: Comparison between the retrieved aerosol extinction coefficient (square) profile from BALLAD reflectances at 850 nm and the aerosol backscattering coefficient profile (triangle) at 940 nm from a balloon borne backscattering sonde launched by the Finnish Meteorological Institute from Sodankyla station (Esko Kyrö and Rigel Kivi, personal communication) on January 28 1995.

Figure 5: Retrieved aerosol extinction coefficient profile (cross) and aerosol asymmetry parameter profile (triangle) at 850 nm for the January 28, 1995 flight from BALLAD reflectance measurements.

Figure 6: Same as figure 5 but for the March 2, 1995 flight. For that day the correspondance between Potential temperature and altitude was 10.3, 12.1, 13.5 and 15 km for the four levels considered in figure 3, 20 and 25 km for 525 and 680 K respectively.

Figure 7: Retrieved aerosol extinction coefficient profile (cross) at 850 nm and ozone density profile (triangle) for the January 28, 1995 from BOCCAD transmission measurements.

Figure 8: Same as figure 7 but for the March2, 1995 flight.

### V.3 Comparaison avec RADIBAL

La Figure 4 montre les profils d'épaisseur optique tangente des aérosols à 850 nm déduits de RADIBAL pour le 28/01 et le 02/03, et de BOCCAD pour le 02/03. Les deux expériences sont en bon accord. Il faut remarquer que l'épaisseur optique tangente est retrouvée presque directement par les mesures de transmission de BOCCAD tandis qu'elles sont déduites des mesures de radiances de RADIBAL par un traitement itératif de la fonction de phase des aérosols (C. Brogniez et M. Herman, communication personnelle).

Le sommet de la couche d'aérosol était clairement 2-3 kilomètres plus bas le 28 janvier que le 2 mars. A la limite du vortex, le 28 janvier, la stratosphère était pratiquement sans aérosols au dessus de 18-20 km. Ce résultat est aussi clairement illustré par les mesures de BALLAD décrites précédemment dans l'article. Finalement, l'ensemble des trois expériences embarquées sur la nacelle LOA, par des moyens différents, montrent une bonne cohérence des résultats.

Les caractéristiques des aérosols sont obtenues à partir de leur comportement en diffusion [Herman et al. 1988]. Ceci est illustré sur la Figure 5 où sont représentées quelques séquences de mesures de RADIBAL pour le vol du 28 janvier, le plus perturbé. Les oscillations dans les diagrammes de radiances correspondent aux oscillations de la nacelle. Le taux de polarisation est cependant moins affecté par cet effet, ce qui permet de fixer raisonnablement le modèle d'aérosol. Les caractéristiques des aérosols ont été retrouvées en ajustant les données brutes par des simulations effectuées pour différents modèles d'aérosol paramétrisés par leur rayon effectif. Le meilleur accord est aussi montré sur la . Les résultats sont quand même meilleurs pour les données du 2 mars. La dimension des particules retrouvée de cette façon pour le domaine d'altitude 12-15 km est typiquement  $r_{\text{eff}} = 0.28-0.32 \mu\text{m}$  pour le 28 janvier et  $r_{\text{eff}} = 0.35-0.40 \mu\text{m}$  pour le 2 mars, c'est à dire sensiblement plus petite au bord du vortex qu'à l'extérieur. Avec ces modèles et les sections efficaces de diffusion des particules qui en sont déduites, on peut estimer les densités de nombre de particule à environ  $n \approx 2-3 \text{ cm}^{-3}$  le 28/01 et  $n \approx 1 \text{ cm}^{-3}$  le 02/03.

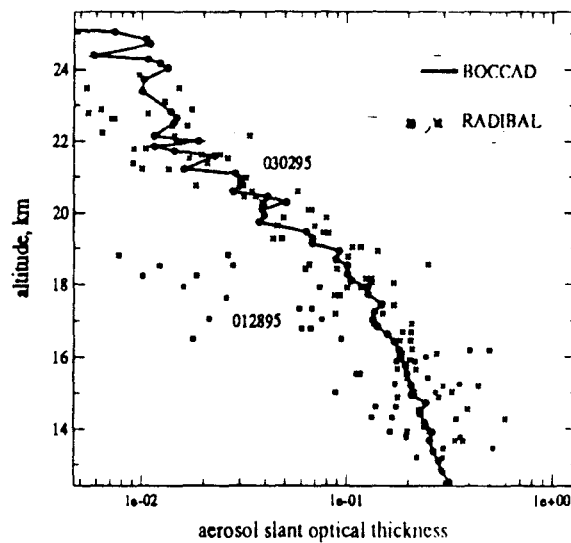


Figure 4: Profils de l'épaisseur optique tangente des aérosols à 850 nm pour le 28 janvier et le 2 mars. Les points correspondent aux résultats de RADIBAL. La courbe continue correspond aux résultats de BOCCAD pour le 2 mars.

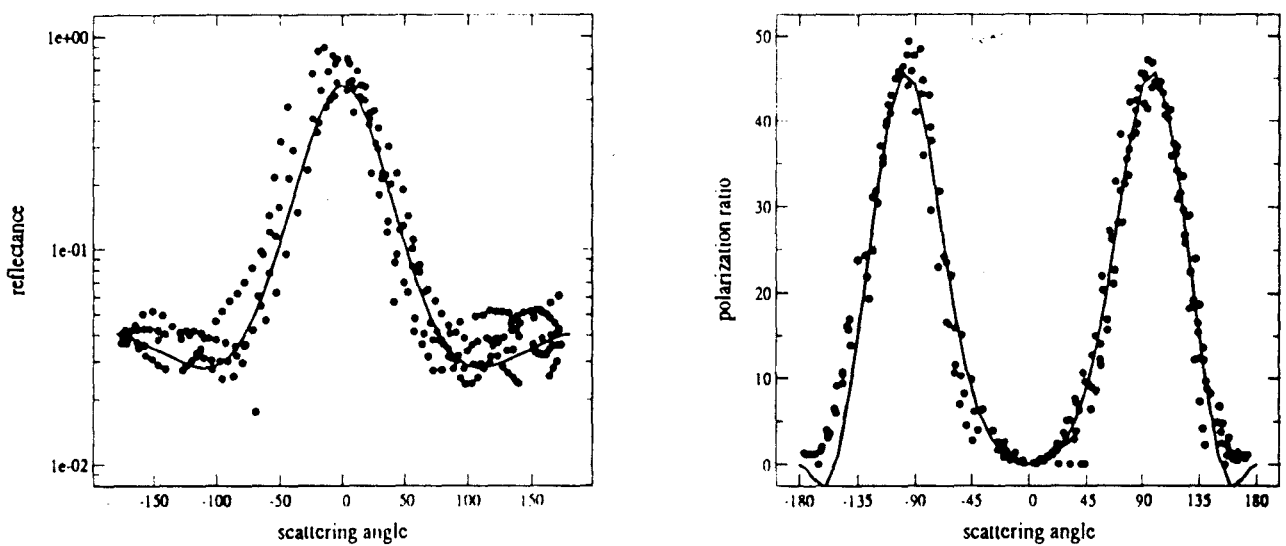


Figure 5: Points: mesures de reflectance et de polarisation, à 850 nm en fonction de l'angle de diffusion à partir de RADIBAL vers 15 km d'altitude le 28/01/95. Courbe continue: simulations pour des particules d'acide sulfurique de rayon efficace  $r_{eff} = 0.32 \mu m$ .

Nous montrons à titre indicatif sur la Figure 6, la mesure de polarisation effectuée par BALLAD à 850 nm pour troisdirections de visées. Ces résultats sont tout à fait bruts mais permettent de souligner que l'analyse de la polarisation sera certainement fructueuse. L'accord avec RADIBAL, pour les altitudes 15 et 18 km, est bon. On peut également bien distinguer la



limite de la couche d'aérosols. Lorsque celle-ci devient ténue, la contribution de la polarisation due aux molécules l'emporte et la polarisation devient forte pour des angles de diffusion proche de  $90^\circ$ .

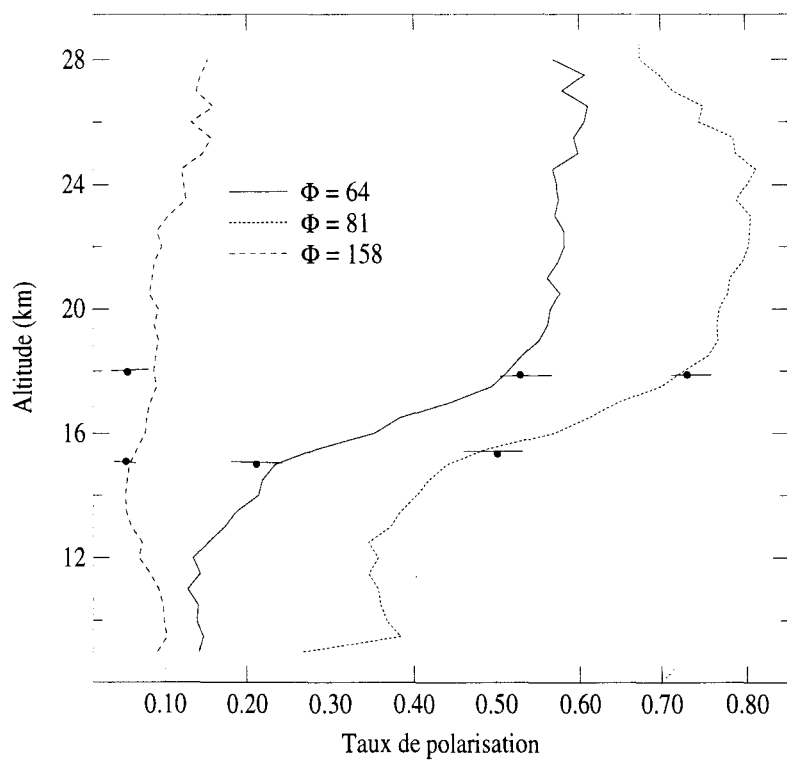


Figure 6: Taux de polarisation mesuré par BALLAD (traits) à 850 nm, le 28/01/95, pour trois azimuts de visée. Les cercles et barres d'erreurs associées représentent la mesure effectuée par RADIBAL.

## VI Conclusion

L'objet du présent chapitre était de présenter les premiers résultats obtenus par BALLAD après trois vols ballons. Il constitue essentiellement un test de cohérence vis à vis d'autres expériences, notamment celles qui étaient embarquées sur la même nacelle, c'est à dire RADIBAL et BOCCAD. La capacité de BALLAD à remplir tous les objectifs initiaux n'est évidemment pas encore faite du fait de la grande quantité de données à traiter et de certaines difficultés rencontrées dans la détermination précise de la géométrie de visée. Ces problèmes nous ont amené à ne traiter qu'un volume restreint d'images du limbe obtenues pour chaque vol. Nous nous sommes concentrés sur les profils verticaux de reflectances mesurés pour des directions avant, là où la signature des aérosols est la plus nette. Cette analyse a permis de retrouver, à 850 nm, le profil vertical d'extinction des aérosols. Cette quantité est en effet le plus sûr moyen d'effectuer des comparaisons car c'est une grandeur directement mesurée par les expériences d'occultation solaire. L'accord est très bon avec BOCCAD, notamment le 28 janvier où les mesures ont été effectuées dans une zone très proche géographiquement. La comparaison avec SAGE II n'est pas déraisonnable, mais montre que BALLAD souffre encore d'un certain manque d'autonomie en ce qui concerne la détermination précise de l'altitude tangente.

Le paramètre d'asymétrie qui est retrouvé par la méthode d'inversion, même s'il est nécessaire d'approfondir encore sa relation avec le paramètre vrai, c'est à dire mesuré à partir de tous les angles de diffusion, permet toutefois de dégager des comportements optiques différents d'aérosols dans certaines couches. A cette occasion, il apparaît tout à fait intéressant, dans le cas du 28 janvier 1995, lorsque on remarque une anticorrélation entre propriétés optiques des aérosols et contenu en ozone (confirmée partiellement par BOCCAD et le sondage ballon effectué par l'équipe de E. Kyrö, du Finnish Meteorological Institute), de procéder à une analyse conjointe de toutes les mesures optiques ainsi que des données de granulométrie

obtenues par le compteur optique de particules de l'Université du Wyoming qui volait ce jour là sur la même nacelle.

Les données concernant la polarisation n'ont pas été analysées mais leur allure semble correcte. De plus, la modélisation de la mesure en réflectance est bonne à la vue de ces premiers résultats. Lorsque l'on pourra exploiter pleinement le caractère multi-directionnel des mesures et la complémentarité naturelle avec BOCCAD, alors le concept général de BALLAD pourra être rendu opérationnel.

## **Conclusion générale**

L'analyse du rayonnement diffusé dans une géométrie au limbe est un moyen d'investigation que l'on sait riche mais qui n'a pas été beaucoup utilisé jusqu'à présent. Le plus souvent, c'est la technique d'occultation qui est retenue car elle est plus simple et elle bénéficie d'une large expérience. De plus, en ce qui concerne l'étude des aérosols, la polarisation est un outil intéressant car il est très sensible au modèle d'aérosols, notamment à l'indice de réfraction qui est un paramètre rarement mesuré et qui est relié à la composition chimique des aérosols. L'expérience ballon RADIBAL, développée au laboratoire dans les années 80, a déjà démontré l'apport de la polarisation [Santer et al., 1988; Brogniez et al., 1992].

Ce travail avait pour but de tester la faisabilité d'une expérience de mesures des aérosols, à partir d'une plate-forme stratosphérique, par l'intermédiaire du rayonnement solaire qu'ils diffusent, et ceci dans une géométrie au limbe la plus proche possible d'une visée satellitaire. Ce nouvel instrument se dénomme BALLAD.

Dans une première partie, nous avons détaillé la caractérisation de l'instrument et donné les procédures d'étalonnage au sol. La résolution verticale, la détectivité ainsi que la polarisation sont à ce stade suffisantes pour une exploitation efficaces des mesures. L'étude présentée dans le mémoire s'est limitée à l'analyse des profils verticaux de radiances obtenues pour différents azimuts de visée par rapport au plan incident solaire. Les questions relatives à la mesure de l'ozone grâce au canal à 600 nm de BALLAD ont été remises à plus tard.

La méthodologie adoptée ici a été dictée essentiellement par des considérations techniques et de calendrier. L'instrument BOCCAD, une expérience d'occultation solaire destinée à mesurer le profil vertical d'extinction des aérosols et de l'ozone, qui devait au départ faire partie intégrante de BALLAD, a été mise au point plus tard. Nous nous sommes donc attaché à développer une méthode d'analyse utilisant les données de BALLAD seules. De plus, la difficulté de connaître précisément l'attitude de la nacelle en vol, nous a conduit à restreindre considérablement le volume de données à traiter : nous nous sommes attaché à l'analyse de quelques profils verticaux de radiance, à 850 nm et pour des angles de diffusion avant, là où la signature des aérosols est la plus nette. Dans cette optique, nous avons mis au point une méthode originale d'inversion verticale des radiances, utilisant l'information directionnelle, et qui permet de retrouver le profil d'extinction et un paramètre d'asymétrie des aérosols. Celle-ci est basée

sur la méthode de recherche non-linéaire de Mill, couplée à un ajustement de la fonction de phase des aérosols par la fonction de Henyey-Greenstein. La modélisation du signal est faite essentiellement en diffusion simple avec une correction empirique des diffusions multiples pour une atmosphère découpée en couches sphériques de 500 m. La diffusion des aérosols est modélisée à l'aide de la fonction de Henyey-Greenstein également. Nous montrons que, si la valeur absolue du paramètre d'asymétrie retrouvé est à interpréter avec délicatesse, ses variations verticales sont définitivement significatives et permettent d'identifier les couches atmosphériques où les aérosols ont un comportement optique différent. Le comportement de la méthode est tout à fait satisfaisant dans le cas de la longueur d'onde 850 nm et de manière générale lorsque la contribution des aérosols au signal est importante et que les effets de transmission ne sont pas trop importants. L'étude du canal à 450 nm ainsi que l'analyse des données obtenues en diffusion arrière demandent encore un effort de modélisation (diffusions multiples, effets de sol) et peut-être le développement d'une nouvelle stratégie d'analyse.

Cette méthode a été appliquée à trois vols ballons qui se sont déroulés dans le cadre de la campagne SESAME à partir des sites d'Aire sur l'Adour (France, le 13/10/94) et de Kiruna (Suède, le 28/01/95 et le 02/03/95). Le vol d'octobre 1994 s'effectuait avec une coïncidence SAGE II assez proche. La comparaison entre les deux expériences est bonne, mais seulement dans le cas où l'altitude des profils verticaux de radiances est légèrement ajustée a posteriori pour retomber sur les données SAGE II. On détecte des aérosols avec un paramètre d'asymétrie supérieur au reste de la couche, ceci vers 23 km, là où apparaît une diminution locale de l'ozone mesurée par SAGE II. Ce type d'anticorrélation se retrouve pour le vol du 28 janvier, et elle est corroborée cette fois par les mesures d'ozone de BOCCAD et d'un sondage effectué par le Finnish Meteorological Institute [E. Kyrö et R. Kivi, communication personnelle] en coïncidence proche. La cohérence interne des trois expériences LOA embarquées sur la même nacelle, soient RADIBAL, BALLAD et BOCCAD est par la même occasion démontrée. Ceci permet de souligner la différence marquée entre les couches d'aérosols au bord du vortex et à l'extérieur.

La potentialité des mesures effectuées par BALLAD est importante. Notamment on a pu souligné le grand intérêt de la mesure au limbe par l'obtention de profils verticaux de façon

quasi instantanée. Cette caractéristique, dans le cadre d'un instrument placé en orbite, offrirait la possibilité d'un sondage fréquent aussi bien spatialement que temporellement. Il serait néanmoins nécessaire de définir une autre méthode d'analyse des données ne s'appuyant pas sur les variations directionnelles.

Ce travail, encourageant, ne constitue qu'une analyse très partielle des résultats. La modélisation du signal ainsi que les mesures à 850 nm ont été validées par comparaison aux expériences d'occultation. L'objectif numéro un est désormais de s'attaquer à retrouver le plus précisément possible la géométrie de la mesure afin de pouvoir étudier le jeu de données dans sa totalité. Cela permettra de retrouver directement la fonction de phase dans sa globalité et d'étudier la polarisation en analysant les profils de radiances sur un tour complet de la nacelle. Il est également absolument nécessaire d'utiliser les données fournies en parallèles par BOCCAD, maintenant qu'elles sont disponibles. C'est de toute façon ce qui était prévu à la conception des deux instruments. Les coefficients d'extinctions des aérosols et leurs variations spectrales devront servir d'entrées à l'analyse des variations directionnelles et de la polarisation du rayonnement du limbe mesuré par BALLAD. Dans ces conditions, le modèle d'aérosols pourra être contraint et on pourra analyser le canal ozone de BOCCAD. Ces dans cette optique que seront analysés les vols qui ont eu lieu en octobre 1995, dans le cadre de la validation GOME. A cette occasion, un magnétomètre trois axes destiné à détecter les variations d'attitude de la nacelle de façon précise, a été embarqué. Il devrait pouvoir faciliter l'analyse des données.

## **Références bibliographiques**



Ackermann, M., C. Lippens and C. Muller, "Stratospheric aerosol properties from Earth limb photography", *Nature*, **292**, 587-591, (1981)

Balois, J. Y., "Mise au point, essais, étalonnage et intégration d'un radiomètre-polarimètre infrarouge embarquable à bord d'une plate-forme stratosphérique", mémoire de diplôme d'ingénieur du Conservatoire National des Arts et Métiers, Lille, (1985)

Brogniez, C., R. Santer, R. S. Diallo, M. Herman, J. Lenoble and H. Jäger, "Comparative observations of stratospheric aerosol by ground-based lidar, balloon-borne polarimeter and satellite solar occultation", *J. Geophys. Res.*, **97**, 20805-20823, (1992)

Chahine, M. T., "A general relaxation method for inverse solution of the full radiative transfer equation", *J. Atmos. Sci.*, **29**, 741-747, (1972)

Chang, I. L. and M. P. Weinreb, "Retrieval calculations applied to solar occultation measurements", in *Remote Sensing Retrieval Methods*, A. Deepak, H. E. Fleming and M. T. Chahine (Editors), 149-163, (1985)

Eparvier, F. G., D. W. Rusch, R. T. Clancy and G. E. Thomas, "Solar Mesosphere Explorer satellite measurements of El Chichon stratospheric aerosols ; 2. Aerosol mass and size parameters", *J. Geophys. Res.*, **99**, 20533-20544, (1994)

Goloub, P., "Modèle radiométrique du polarimètre imageur grand champ POLDER. Analyses préliminaires des observations en lumière polarisée.", Thèse de doctorat, Lille, (1992)

Granier, C. and G. Brasseur, "Impact of Heterogeneous Chemistry on Model Prediction of ozone changes", *J. Geophys. Res.*, **97**, 18015-18033, (1992)

Heney, L. G. and J. L. Greenstein, "Diffuse radiation in the Galaxy", *Ap. J.*, **93**, 70, (1941)

Hermann, M., J. Y. Balois, L. Gonzalez, P. Lecomte, J. Lenoble, R. Santer and C. Verwaerde, "Stratospheric aerosol observations from balloon-borne polarimetric experiment", *Appl. Opt.*, **25**, 3573-3584, (1986)

Hofmann, P. J. and S. Solomon, "ozone destruction through heterogeneous chemistry following the eruption of El Chichon", *J. Geophys. Res.*, **94**, 5029-5041, (1989)

Junge, C. E. and J. E. Manson, "Stratospheric aerosol studies", *J. Geophys. Res.*, **66**, 2163-2182, (1961)

Kinnison, D. E., K. E. Grant, P. S. Connel, D. A. Rotman and M. J. Wuebbles, "The chemical and radiative effects of the Mount Pinatubo eruption", *J. Geophys. Res.*, **99**, 25705-25731, (1994)

Lenoble, J., "Atmospheric Radiative Transfer", *A. Deepak publishing*, 154-155, (1993)

Lenoble, J. and C. Brogniez, "A comparative review of Radiation Aerosol models", *Beitr. Phys. Atmosph.*, **Vol 57, N° 1**, (1984)

McCormick, P. M., L. W. Thomason and C. R. Trepte, "Atmospheric effects of the Mount Pinatubo eruption", *Nature*, **373**, 399-404, (1995)

McCormick, P. M. and C. R. Trepte, "Polar Stratospheric optical depth observed between 1978 and 1985", *J. Geophys. Res.*, **92**, 4297-4306, 1997.

McKeen, S. A., S. C. Liu and C. S. Kiang, "On the chemistry of stratospheric SO<sub>2</sub> following volcanic eruptions", *J. Geophys. Res.*, **89**, 4873-4881, (1984)

Mill, J. D. and S. R. Drayson, "A nonlinear technique for inverting limb absorption profiles", in *Remote Sensing of the Atmosphere -- Inverse Methods and Applications*, A. L. Fymat and V. E. Zuev (Editors), Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 123-135, (1978)

Pitari, G. and V. Rizi, "An estimate of the chemical and radiative perturbation of stratospheric ozone following the eruption of Mont Pinatubo.", *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3260-3276 (1993)

Prather, M., "Catastrophic loss of stratospheric ozone in dense volcanic clouds", *J. Geophys. Res.*, **97**, 10187-10191, (1992)

Santer, R., M. Herman, D. Tanré and J. Lenoble, "Characterization of stratospheric aerosol from polarization measurements", *J. Geophys. Res.*, **93**, 14209-14221, (1988)

Steele, H. M. and P. Hamill, "Effects of temperature and humidity on the growth and optical properties of sulphuric acid-water droplets in the stratosphere", *J. Aerosol Sci.*, **Vol 12, N° 6**, 517-528, (1981)

Tie, X., G. P. Brasseur, B. Briegleb and C. Granier, "Two-dimensional simulation of Pinatubo aerosol and its effect on stratospheric ozone", *J. Geophys. Res.*, **99**, 20545-20562 (1994)

Thomas et al, "Scientific objectives of the Solar Mesosphere Explorer Mission", *Pure Appl. Geophys.*, **118**, 615, (1984)

Toon, O. B. and M. A. Tolbert, "Spectroscopic evidence against nitric acid trihydrate in polar stratospheric clouds, *Nature*, **375**, 218-221, (1995)

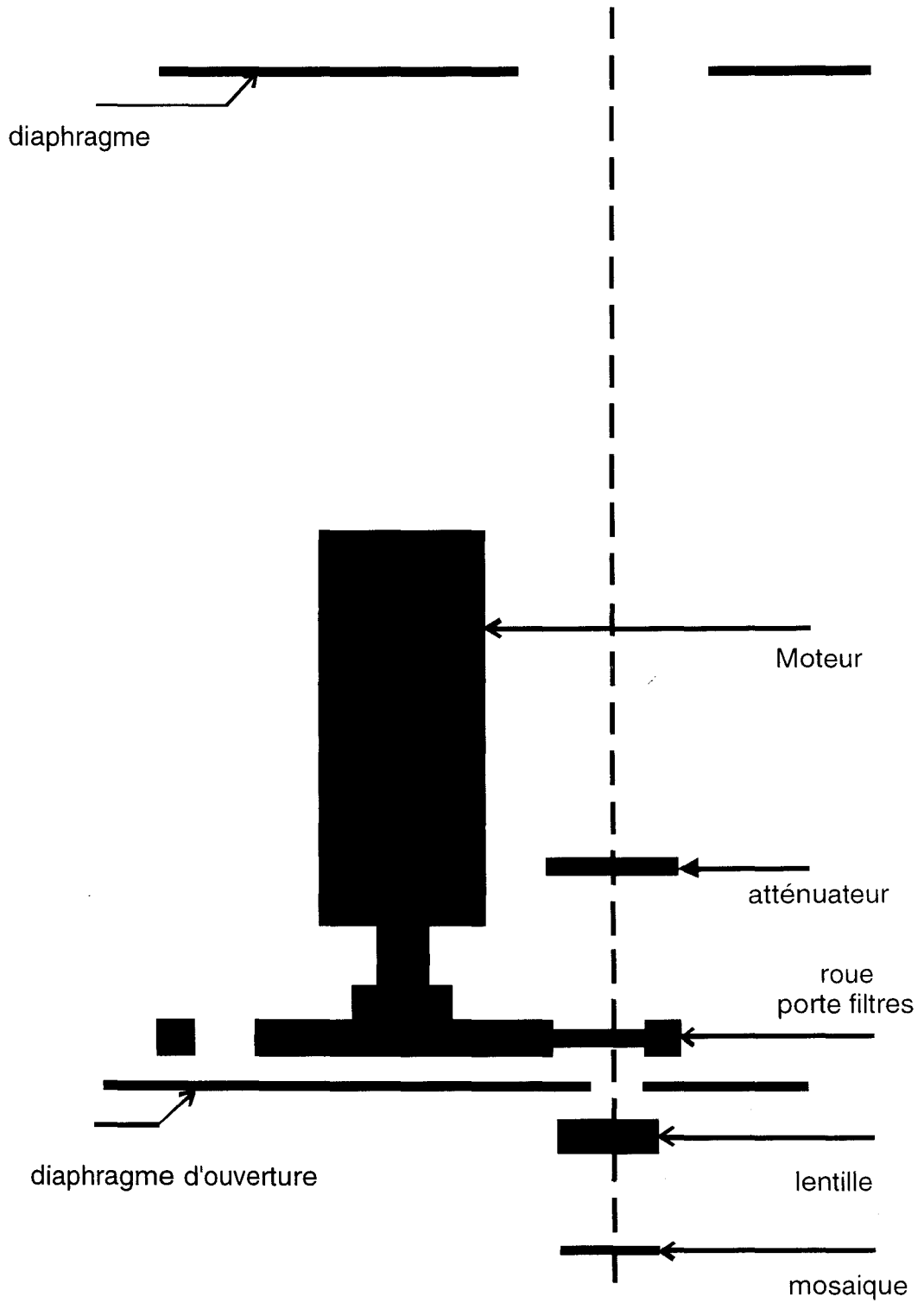
---

Turco, R. P., K. Drdla, A. Tabazadeh and P. Hamill, "Heterogeneous chemistry of polar stratospheric clouds and volcanic aerosols", in *The Role of the Stratosphere in Global Change*, M. L. Chanin editor, NATO ASI, (1992)

Wolff, E. W. and R. Mulvaney, "Reactions on sulfuric acid aerosol and on polar stratospheric clouds in the Antarctic stratosphere", *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 1007-1010, (1991)

## **Annexe A: L'instrument BOCCAD**

L'instrument BOCCAD peut être considéré comme la deuxième partie de BALLAD tant il était prévu au départ que ces deux instruments n'en ferait qu'un seul. L'idée est d'obtenir les coefficients d'extinction des aérosols par la méthode d'occultation solaire à plusieurs longueurs d'ondes. Ces données peuvent ensuite servir de données d'entrée pour l'analyse des images du limbe obtenues avec BALLAD. De plus cette méthode permet de valider directement les mesures satellitaires utilisant aussi la technique d'occultation solaire. Le schéma de l'instrument est donné page suivante. L'image du soleil est formé sur une matrice CCD de 248 pixels par ligne et de 550 pixels par colonne. Le champ de vue de  $10^\circ \times 7^\circ$  permet d'obtenir des images du soleil au coucher dans chacun des 4 canaux (443, 600, 780 et 850 nm). Les mesures commencent quand l'élévation solaire atteint  $1-2^\circ$  afin d'obtenir une image de référence pour chaque canal. La connaissance de la position du soleil via les éphémérides permet de convertir les mesures temps-radiance en données altitude tangente-transmission en tenant compte de la réfraction. Après correction de la transmission moléculaire, les canaux à 850 et 443 nm donnent directement la transmission des aérosols et les autres canaux donnent la transmission aérosols+ozone. Une procédure d'inversion de Chahine permet de remonter aux coefficients d'extinction. Le canal à 600 nm est dominé par l'absorption de l'ozone. On applique une petite correction des aérosols dans ce canal, qui est déduite des canaux à 850 et 443 nm en faisant l'hypothèse d'une dépendance spectrale des aérosols suivant une loi d'Angström. En retirant la contribution de l'ozone à 780 nm, on peut retrouver le coefficient d'extinction des aérosols à cette longueur d'onde, ce qui permet de raffiner la variation spectrale du coefficient d'extinction des aérosols, et d'obtenir une meilleure estimation de l'extinction de l'ozone.



*Schéma de l'instrument BOCCAD*

# Annexe B: L'instrument RADIBAL

## I Description

L'instrument est détaillé Santer et al., 1986. Donnons ici brièvement le principe de la mesure et de l'analyse des données. RADIBAL est un radiopolarimètre proche infrarouge qui permet la mesure de l'intensité et du taux de polarisation de la lumière solaire diffusée par les aérosols et les molécules de la stratosphère. La mesure spectrale est obtenue par une roue porte filtre et deux filtres centré à 850 et 1650 nm. La mesure de polarisation est obtenue par la modulation de la lumière incidente par un analyseur tournant rapidement et qui est placé juste devant le détecteur. Le niveau moyen du signal délivré par le détecteur ainsi que l'amplitude de la modulation sont directement traités par le microprocesseur de bord. On reconstitue au sol intensité et taux de polarisation linéaire à partir de ces deux quantités. L'instrument de faible champ de vue vise à l'horizontale. La rotation de la nacelle autour de son axe vertical autorise un sondage de la couche dans laquelle se trouve le ballon pour un grand domaine d'angles de diffusion. Ceci nécessite d'effectuer les mesures lorsque la nacelle n'est pas trop secouée afin de garantir la meilleure horizontalité possible. Généralement, la mesure est faite durant la descente lente du ballon ( $\sim 2$  m/s) peu après ou peu avant le lever ou le coucher du soleil. Afin d'assurer un sondage complet de la couche d'aérosols, un profil de vol assez long peut être nécessaire. Les signaux sont ensuite comparé à des calculs de Mie. Le choix du modèle d'aérosol est essentiellement basé sur la polarisation [Herman et al, 1988].

## II Article

Article présenté au symposium SPIE, "Atmospheric Sensing and Modeling", 29-30 septembre 1994, Rome, Italie.

---

---

## Inversion algorithm and validations of POAM II aerosol products

Brogniez, C., J. Lenoble, D. Ramon, R. Ramanananaherisoa  
and the POAM II Science Team

Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille,  
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

### ABSTRACT

The Polar Ozone and Aerosol Measurements II (POAM II) has been developed by the Naval Research Laboratory and launched end of September 1993 on the french satellite SPOT 3. The instrument observes solar occultations at 9 wavelength channels. The inversion algorithm allows the retrieval of the extinction vertical profiles and the separation of the species contributing to this extinction : air molecules, aerosols, ozone, water vapor and nitrogen dioxide; furthermore the retrieval of aerosol extinction at 4 wavelengths provides an information on the aerosol size distribution. An inversion algorithm has been developed at the LOA and preliminary comparisons with the NRL algorithm are presented. Two balloon-borne instruments have been flown from Kiruna (Sweden) in coincidence with POAM II observations: one of the instrument (RADIBAL) measures the radiance and polarization diagrams in the near infrared during the balloon ascent; the other instrument (BALLAD) observes the earth's limb at 3 wavelengths from the balloon ceiling altitude. Both instruments are complementary and provide the aerosol profile and the aerosol size distribution. Preliminary comparisons with POAM II data are presented.

### 1. INTRODUCTION

POAM II (Polar Ozone and Aerosol Measurement) is a satellite experiment developed by the Naval Research Laboratory (NRL), that was launched in September 1993 on the french satellite SPOT 3. It measures the atmospheric transmittances at 9 wavelength channels by solar occultation<sup>2</sup>; inversion of the measurements leads to information concerning the aerosols, the ozone, the nitrogen dioxide and the water vapor.

The inversion algorithm developed at the computational Physics Incorporated (CPI) is going to be used to process the POAM II data for archival; the inversion problem being a difficult one, the Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) has been asked to validate the CPI algorithm to ensure that the archived products are correct. LOA has adapted the inversion codes it had developed for SAGE II analysis and that had given excellent agreement with Langley Research Center algorithm<sup>6</sup>. Comparisons between the two independent algorithms from CPI and LOA are presented for several events and permit to establish the altitude range where the inversions are valid for aerosols, O<sub>3</sub> at each wavelength channel. H<sub>2</sub>O inversion is treated in a companion paper<sup>9</sup>.

Beside this inversion validation step, validations of the POAM II measurements were asked by NRL. Correlative measurements with balloon-borne experiments RADIBAL (RADiomètre BALlon) and BALLAD (BALloon Limb and Aerosol Detection) were planed in february 1994 by LOA. Radiance and polarization ratio measurements of the sunlight scattered by the aerosols are studied as functions of the scattering angle for each altitude. A preliminary analysis does not lead to results in good agreement with POAM II results.

### 2. INVERSION VALIDATION

#### 2.1 - LOA inversion procedure

The LOA inversion scheme is summarized in figure 1.



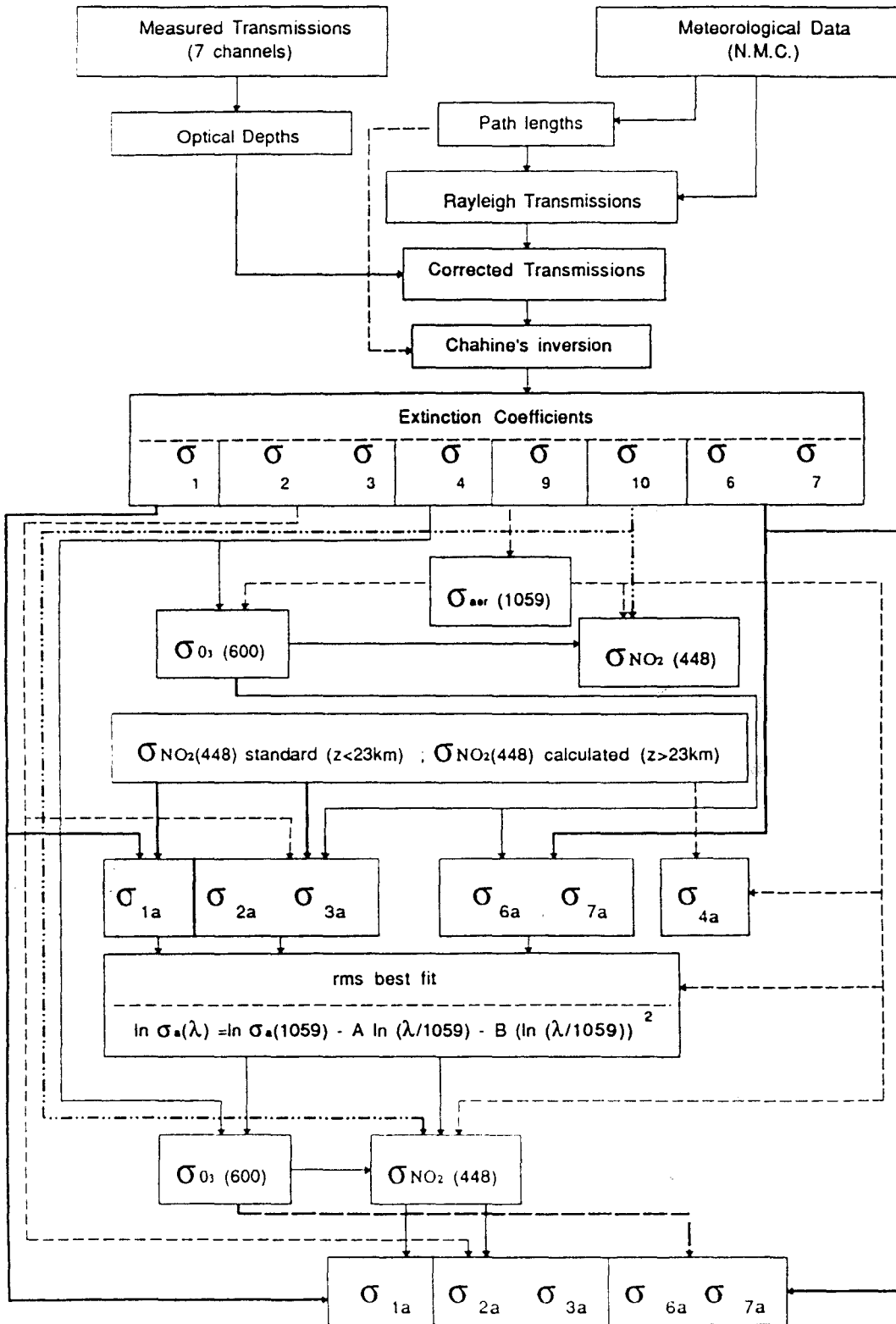


Figure 1. Diagram of the POAM II inversion algorithm utilized by LOA.

For its inversion the LOA utilizes the transmission profiles provided by CPI at 7 spectral channels (1059, 920, 780, 600, 448, 442, 353 nm) and uses the meteorological data of the National Meteorological Center (NMC) to compute the slant path and the Rayleigh scattering.

The slant paths are calculated with a geometrical method, with 1 km layers subdivided into 0.025 km sublayers; the Rayleigh scattering is calculated with the depolarization ratio equal to 1.04, according to CPI value. The optical depth profiles are corrected from Rayleigh and inverted using a Chahine inversion method<sup>5</sup> to obtain the total extinction coefficient  $\sigma$  in each channel.

Taking into account the relative importance of each constituent in each channel, the various species are then separated as follows;

- 1 - The 1059 nm channel (9) produces directly the aerosol extinction coefficient.
- 2 - The aerosol contribution is estimated at 600 nm (channel 4) from  $\sigma^{\text{aer}}(\lambda_9)$  using the Angström law, that permits to obtain the ozone extinction at that wavelength.
- 3 -  $\sigma^{\text{aer}}(\lambda_6)$  and  $\sigma^{\text{aer}}(\lambda_7)$  are then obtained by removing the ozone contribution, using the O<sub>3</sub> cross-section ratios (the same as the ones used by CPI).
- 4 - The O<sub>3</sub> and aerosol contributions are removed from the difference  $\sigma_2 - \sigma_3$  to obtain the NO<sub>2</sub> extinction coefficient.
- 5 - The 3<sup>d</sup> channel is used to obtain  $\sigma^{\text{aer}}(\lambda_3)$  after O<sub>3</sub> and NO<sub>2</sub> correction, that leads to a better estimate of the aerosol extinction.
- 6 - The Angström law is replaced by a more accurate law using a least squares fit<sup>3</sup>.
- 7 - An iteration is performed, restarting from step 2.

## 2-2 - Comparisons CPI-LOA

Figures 2,3,4,5,6 show the aerosol extinction coefficients and the ozone number molecules versus altitude obtained with the 2 independent algorithms for the November 14, 1993 event (70°S, 65°W).

We have also drawn the relative difference for a better appreciation of the validity of the 2 inversions. Other cases have been studied in Southern and Northern latitudes and lead to the same

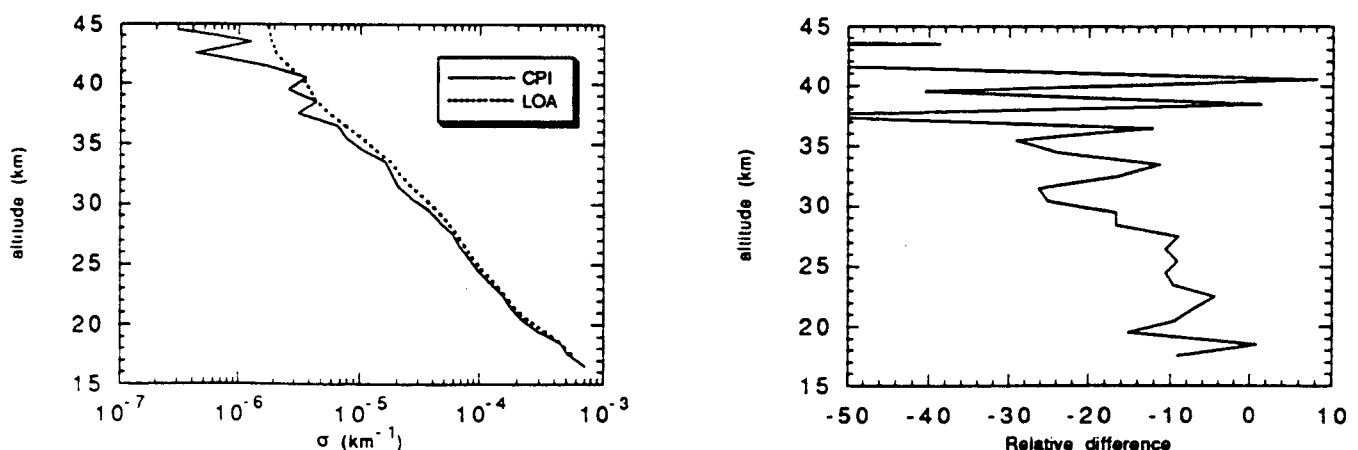


Figure 2. Comparison of aerosol extinction profiles at 1059 nm retrieved by CPI and LOA (left-hand curves) and relative difference in percents (right-hand curve).

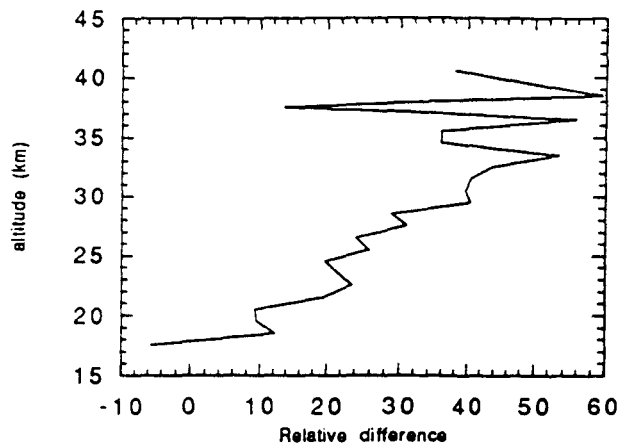
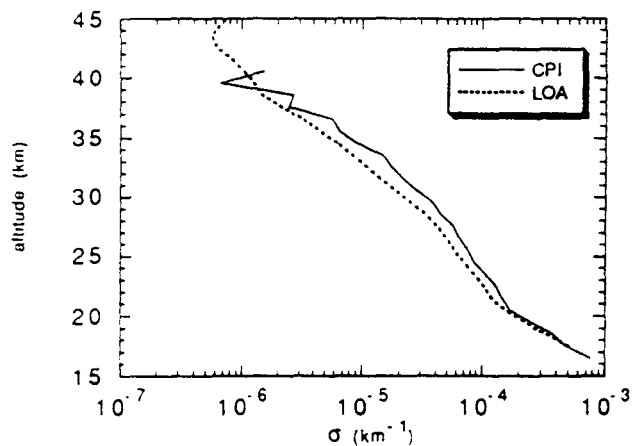


Figure 3. Same as figure 2, but for 920 nm.

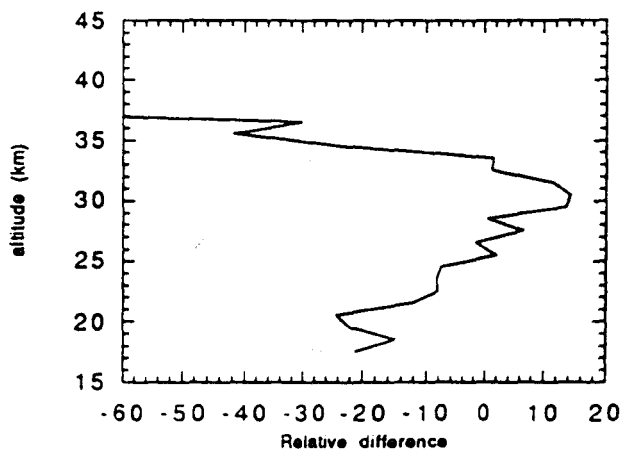
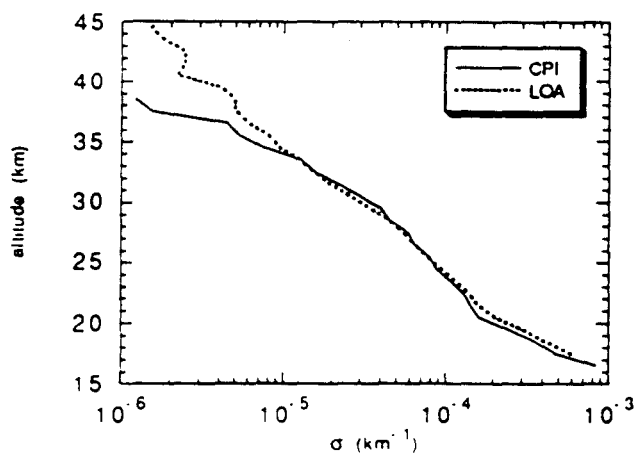


Figure 4. Same as figure 2, but for 780 nm.

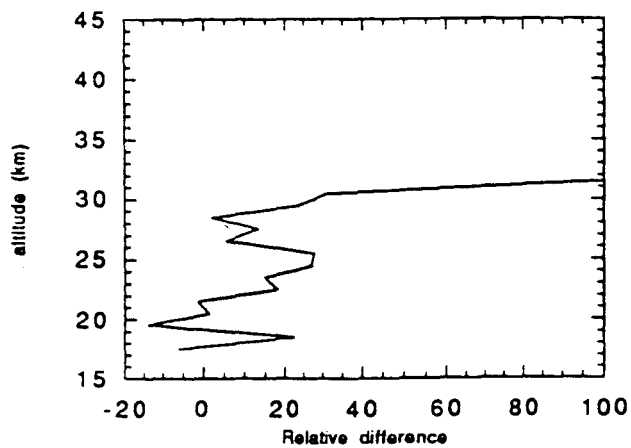
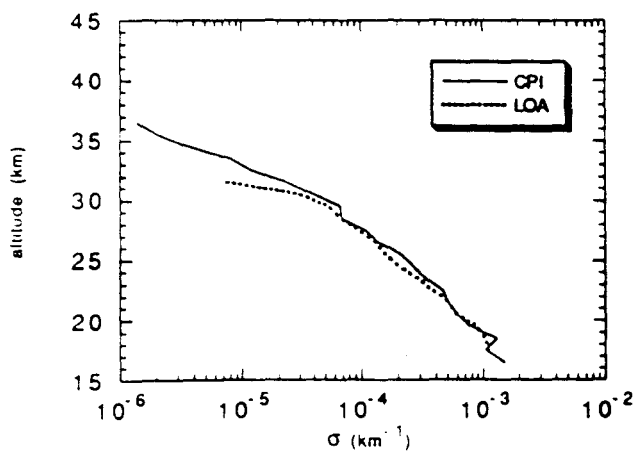


Figure 5. Same as figure 2, but for 448 nm.

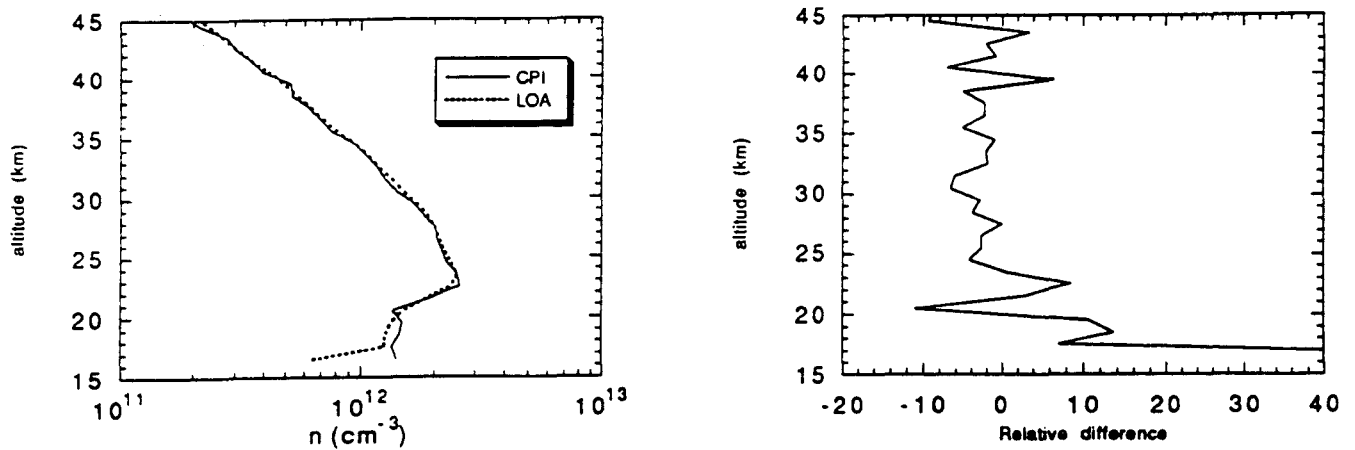


Figure 6. Same as figure 2, but for ozone number molecules.

#### conclusions:

- the 2 inversions methods agree within 10% at 1059 nm in the 15-40 km range.
- at 920 nm the relative difference is always high. Even between 15-25 km it reaches 20%.
- the agreement is better for 780 nm with a relative difference lower than 10% in the 15-25 km range.
- the low wavelength channels 448 and 442 nm give a poor agreement, with relative difference reaching 20% between 15-20 km.
- the 2 methods agree again quite well for the ozone channel, they differ by only 5% in the 20-45 km range.

Some problems remain to be clarified for example:

- Although we apply to both channels 920 and 780 nm the same corrections, the results in the first channel are disappointing.
- $\text{NO}_2$  results are not shown here because they are quite different from standard values and because the CPI results are not yet available.

### 3 - POAM II MEASUREMENT VALIDATION

#### 3.1 - RADIBAL-BALLAD experiments

The LOA RADIBAL instrument has yet participated to the validation of SAGE II measurements<sup>1</sup> It is a narrow field of view photopolarimeter that measures the radiance and the polarization ratio of the sunlight scattered by the atmosphere under different scattering angles at 2 wavelengths (1650 and 850 nm). The instrument is installed on a stratospheric balloon gondola rotating around vertical axis, various altitudes are studied by measuring during the ascent or/and the descent of the balloon.

A new instrument, BALLAD, was developed in 1993 by LOA to complete the old RADIBAL instrument. It is a vertically large field of view photopolarimeter that measures the earth limb radiance at 3 wavelengths (850, 600, 450 nm) and also the earth limb polarization at 850 nm. The measurements are performed when the balloon is at its floating altitude, the various scattering angles being obtained also by rotation of the gondola. For this second instrument the various altitudes are obtained simultaneously because of the large field of view.

For both experiments diagrams of the radiance and of the polarization ratio versus scattering angle are obtained at each altitude and studied to derive aerosol characteristics.

Two validation flights were conducted with the 2 instruments in February 94 from Kiruna (67°.90N, 20°.25E) in conjunction with 2 POAM II passages on 2 and 8 February.

### 3-2 - Balloon-Satellite measurements comparison

We have limited the analysis to RADIBAL measurements because the algorithm is operational. In case of low aerosol content (near background conditions) the RADIBAL radiance and polarization ratio diagrams are inverted in primary scattering with a correction for the tropospheric reflectance, to deduce the two parameters of a monomodal LND aerosol size distribution<sup>7</sup>. When the multiple scatterings are too much important we must use a Monte Carlo code to compute the diagrams to be compared with the experimental ones.

For the February flights we have first inverted the data in primary scattering at few altitudes (16, 18, 20 km). Figure 7 shows the measured diagrams and the retrieved ones with LND models for the February 2 coincidence, the corresponding model parameters are  $r_{eff} = 0.37 \mu\text{m}$ ,  $V_{eff} = 0.2$  for 16 km,  $r_{eff} = 0.36 \mu\text{m}$ ,  $V_{eff} = 0.1$  for 18 km and  $r_{eff} = 0.31 \mu\text{m}$ ,  $V_{eff} = 0.04$  for 20 km. Although the results are not perfect the curve shapes are respected.

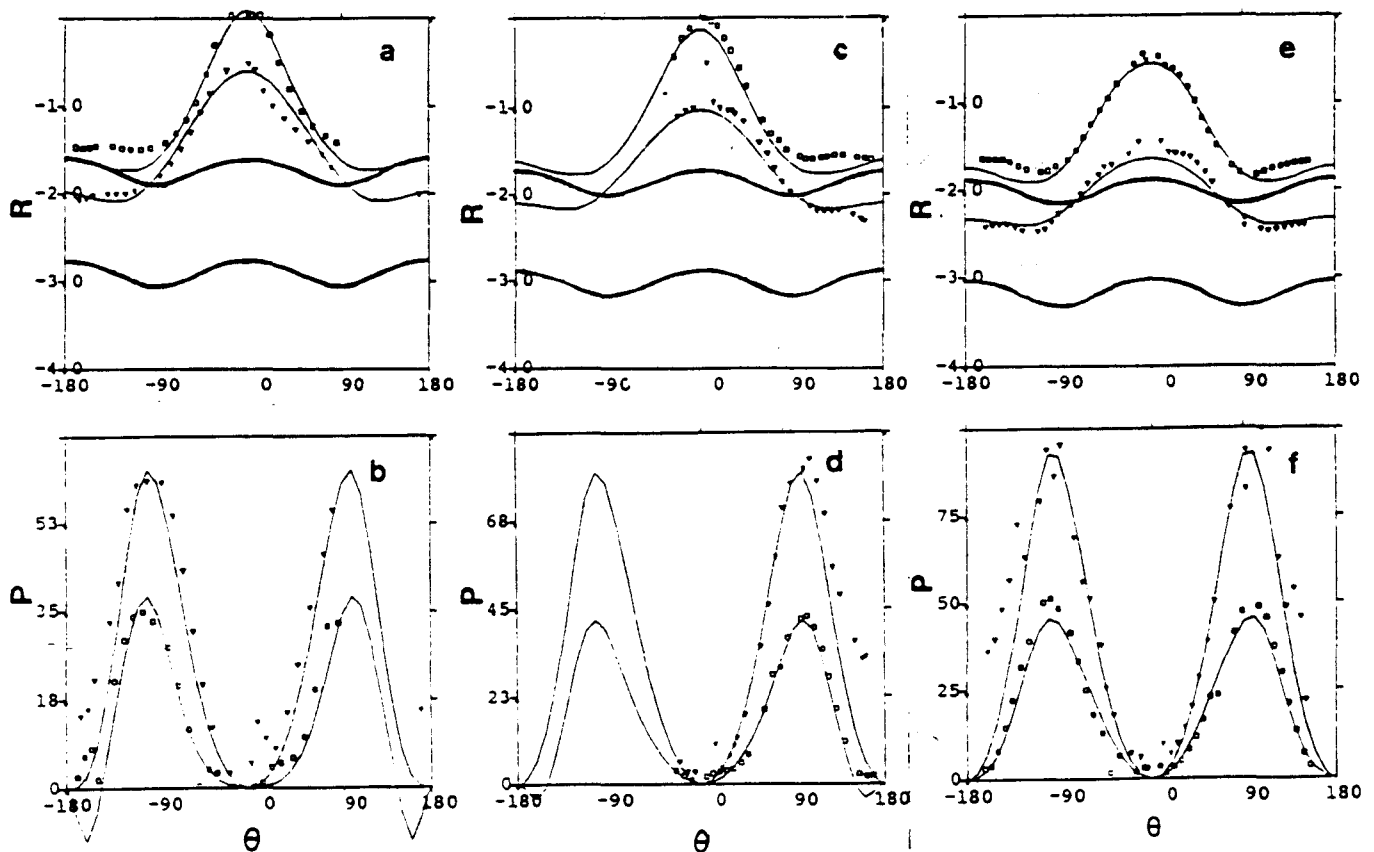


Figure 7. Reflectance (upper curves) and polarization ratio versus scattering angle (the sign of this angle is to distinguish observations on both sides of the sun incident plane). The squares are for the measurements at 850 nm, the triangles are for 1650 nm. The retrieved diagrams are in full lines. a and b are for 16 km altitude, c and d for 18 km, e and f for 20 km. The thick lines represent the Rayleigh reflectances.

On the other hand the spectral variations of extinction of POAM II data at 1059, 920, 780, 448 nm should permit to derive also the parameters of the aerosol size distribution (Brogniez and Lenoble, 1988). The POAM II spectral variations don't look like monomodal LND ones so that it is difficult to deduce the 2 model parameters. We have then only compared the POAM II spectral curves with those obtained for the RADIBAL models. As seen in figure 8 for the 2 February event, the behaviours are quite different, especially at 20 km. Same results are obtained for the second flight.

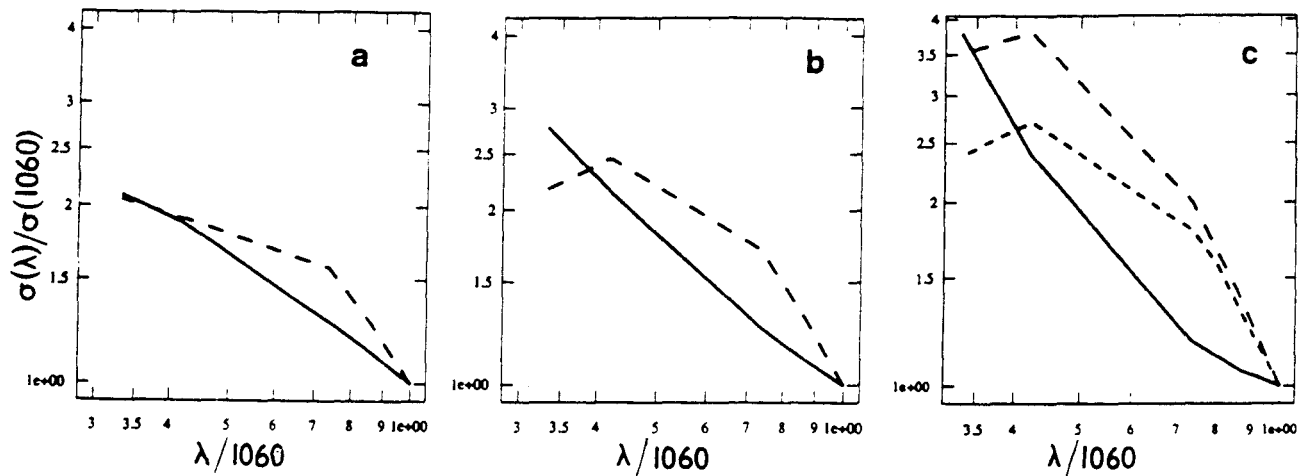


Figure 8. Comparison of the spectral variations of the aerosol extinction coefficient at 16 km (a), 18 km (b), 20 km (c) for POAM II (full lines) and RADIBAL (dashed lines). At 20 km we have drawn the results obtained with 2 RADIBAL sequences close to 20 km (within 200m), to show the dispersion of the models at that level.

We have checked that the influence of the multiple scatterings is weak by calculating the polarization ratio for the stratosphere only, with and without the multiple scatterings at 850 nm. Figure 9 shows that the relative difference between the results in primary scattering and the exact values is lower than 5% at all levels. The primary scattering approximation is then justified and the previous deduced models are valuable.

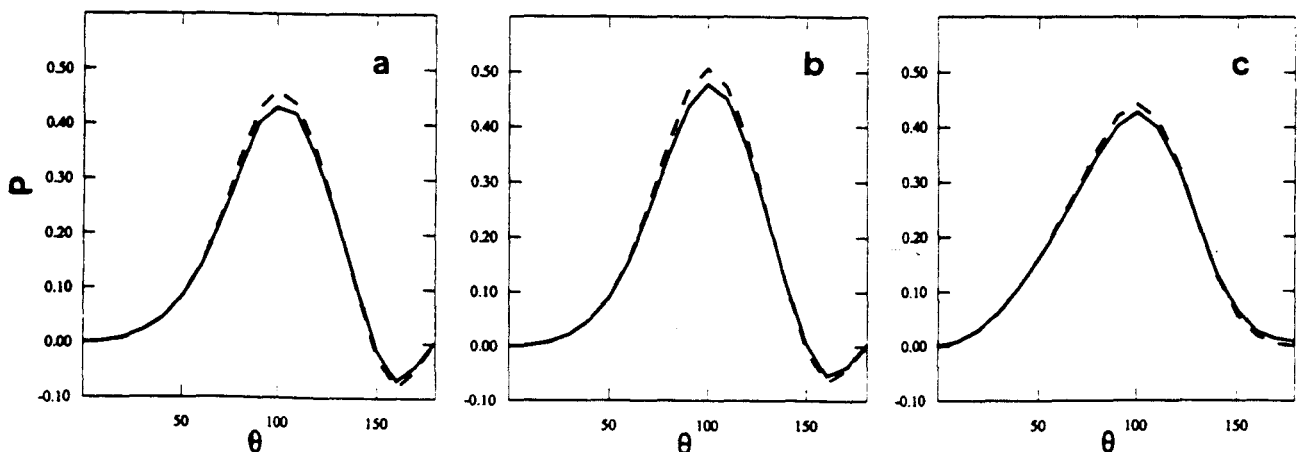


Figure 9. Comparison of the 850 nm polarization ratio at 16 km (a), 18 km (b), 20 km (c) obtained for stratospheric multiple scattering model (full lines) and for primary scattering model (dashed lines).

To understand the discrepancies existing between the spectral curves we have compared the aerosol slant optical thicknesses obtained at 1059 nm and 448 nm for the RADIBAL models with the POAM II values (table 1). The POAM II absolute values are lower than the RADIBAL ones for the 2 flights except at 20 km for 1059 nm, that makes the ratios between the 2 wavelengths very different at that altitude as seen in figure 8 c. One can notice that the 17 km level values for the second flight (17 km being the first available level) are extremely different. Same study can be done for the other POAM II channels.

02/02/94	1059 nm		448 nm		ratio	
	RADIBAL	POAM	RADIBAL	POAM	RADIBAL	POAM
16 km	0.43	0.37	0.88	0.74	2.05	2.00
18 km	0.28	0.22	0.63	0.47	2.28	2.13
20 km	0.11 - 0.12	0.15	0.32 - 0.38	0.33	2.67 - 3.44	2.20

02/08/94	1059 nm		448 nm		ratio	
	RADIBAL	POAM	RADIBAL	POAM	RADIBAL	POAM
17 km	0.42	0.23	0.88	0.43	2.10	1.87
18 km	0.24	0.20	0.55	0.40	2.30	2.00
20 km	0.11	0.13	0.31	0.26	2.72	1.94

Table 1. POAM II and RADIBAL slant optical thicknesses  $\delta$  for 1059 and 448 nm at three altitudes and slant optical thickness ratio  $\delta_{448}/\delta_{1059}$ . Upper values concern the 2 February event, lower values concern the 8 February event.

#### 4 - CONCLUSION

The spectral variations of the POAM II extinction coefficient are quite different from the RADIBAL retrieved model variations. The choice of a monomodal size distribution for the RADIBAL inversion, as well as the absolute values of the POAM II 1059 nm extinction coefficient could explain these differences.

#### 5 - ACKNOWLEDGMENTS

We wish to thank P. Lecomte and C. Verwaerde for technical assistance concerning the LOA instruments. We acknowledge the centre National d'Etudes Spatiales for the balloon flights. This work has been supported by the CNES and CNRS within the French Program PAMOY.

#### 6 - REFERENCES

1. Ackerman, M. et al., "European Validation of SAGE II Aerosol Profiles", J. Geophys. Res., vol. 94, n° D6, pp. 8399-8411, 1989.
2. Bevilacqua, R.M. et al, "Polar Ozone and Aerosol Measurement Experiment", this volume.
3. Brogniez, C. and J. Lenoble, "Size Distribution Stratospheric Aerosols from SAGE II

Multiwavelength Extinction", *Aerosols and Climate*. P.V. Hobbs and M.P. McCormick editors, pp 305-312, A. Deepak Publishing, Hampton, 1988.

4. Brogniez, C., R. Santer, R.S. Diallo, M. Herman, J. Lenoble and H. Jäger, "Comparative observations of Stratospheric Aerosols by Ground-based Lidar, Balloon-borne Polarimeter and Satellite Solar Occultation", *J. Geophys. Res.* vol. 97, pp. 20805-20823, 1992.

5. Chahine, M.T., "A General Relaxation Method for Inverse Solution of the Full Radiative transfer Equation", *J. Atm. Sci.*, vol. 29, pp. 741-747, 1972.

6. Chu, W.P., M.P. McCormick, J. Lenoble, C. brogniez and P. Pruvost, "SAGE II Inversion Algorithm", *J. Geophys. Res.*, vol. 94, n° D6, pp. 8339-8351, 1989.

7. Herman, M., J.Y. Balois, L. Gonzalez, P. Lecomte, J. Lenoble, R; Santer and C. Verwaerde, "Stratospheric Aerosol Observations from Balloon-borne Polarimetric Experiment", *Appl. Opt.*, vol. 25, pp. 3573-3584, 1986.

8. Pruvost, P., J. Ovarlez, J. Lenoble and W.P. Chu, "Comparison of Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II and Balloon-borne Stratospheric Water Vapor Measurements", *J. Geophys. Res.*, vol. 98, pp. 4889-4896, 1993.

9. Pruvost, P., P. Dubuisson, C. Brogniez, J. Lenoble and the POAM II Science Team, "Analysis of POAM II Water Vapor Channels", this volume.