Nº d'ordre : 355





présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LILLE I EN PHYSIQUE

par

Boubacar Séré DIALLO

UTILISATION DE LA POLARISATION DU RAYONNEMENT SOLAIRE DIFFUSE PAR L'ATMOSPHERE POUR UNE CARACTERISATION DES AEROSOLS STRATOSPHERIQUES ; EVOLUTION DE LA PERIODE POST-EL-CHICHON



Soutenue le 24 Mai 1989 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury

Présidente	dente MmeJ.		LENOBLE	Professeur, Université de Lille I							
	М.	Μ.	ACKERMAN	Directeur de l'IAS de Belgique							
	М.	Μ.	MONTEL	Professeur, Université de Lille I							
	Μ.	Ρ.	AIMEDIEU	Chargé de Recherches au CNRS, Paris							
	М.	Μ.	HERMAN	Professeur, Université de Lille I							
	М.	R.	SANTER	Maître de Conférences Université Lille I							

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

Rapporteur Rapporteur Examinateur Examinateur Examinateur Examinateur

50376 1989

81

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, sous la direction de Monsieur Herman, Directeur du Laboratoire. Pour m'avoir proposé ce thème, son entière disponibilité, la clarté des réponses à mes questions et le très bon encadrement qu'il m'a apporté depuis la phase du DEA, je lui exprime mes sentiments de profonde gratitude.

Je remercie Madame Lenoble de m'avoir accueilli dans ce laboratoire et pour l'honneur qu'elle me fait en acceptant de diriger mon Jury et de rapporter sur ce travail.

Monsieur Ackerman de l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique a bien voulu juger mon travail et apporter ses critiques; je l'en remercie très vivement.

Je remercie Monsieur Aimedieu du Service d'Aéronomie de Paris, pour l'intérêt qu'il porte sur ce travail et l'honneur qu'il me fait de le juger.

Je reste particulièrement reconnaissant à Monsieur Montel, pour m'avoir permis d'entreprendre ce travail, ses précieux conseils et l'honneur qu'il me fait de participer à mon Jury.

Je remercie Monsieur Santer, pour ses précieux conseils aux différentes étapes de ce travail.

Ce travail, surtout dans sa partie expérimentale, a bénéficié des compétences de tout le Laboratoire; j'en suis reconnaissant à toute l'équipe.

Pour m'avoir fourni des mesures, j'adresse mes remerciements à Madame Brogniez et Madame Lenoble (données SAGE II), Monsieur Devaux (mesures au sol), à l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (photométrie au limbe), et à la NASA (données SAM).

<u>Résumé</u>

L'établissement du bilan radiatif de la stratosphère terrestre nécessite la connaissance des caractéristiques des aérosols stratosphériques.

Nous avons montré dans ce travail que le taux de polarisation du rayonnement solaire diffusé est très sensible aux propriétés des particules. Une expérience de mesures in-situ de la luminance diffuse polarisée a été réalisée à partir de ballons stratosphériques; ces mesures ont été analysées. Après avoir simulé les composantes du signal et montré la dépendance de ce dernier en fonction des caractéristiques des particules, on a élaboré un algorithme rapide permettant de retrouver les profils d'abondance et les distributions en taille des aérosols stratosphériques. Les résultats de 9 vols effectués entre 1983 et 1988 sont présentés. Ils montrent la lente retombée de la contamination de la stratosphère ayant subi l'éruption volcanique du El-Chichon en 1982 et une grande stabilité des caractéristiques des particules. Une application essentielle de ces résultats est la validation de l'expérience satellitaire SAGE II qui, à partir de mesures multispectrales d'extinction du rayonnement solaire direct permet une description à l'échelle planétaire de l'aérosol stratosphérique. Enfin un dernier vol effectué à Kiruna dans le cadre d'une campagne d'étude sur le trou d'ozone polaire a montré la prédominance de particules d'acide sulfurique, même à ces latitudes.

<u>Mots clés</u>

aérosols stratosphère polarisation inversion indice de réfraction

CHARACTERIZATION OF STRATOSPHERIC AEROSOLS FROM MEASUREMENTS OF THE POLARIZED SCATTERED SUNLIGHT THROUGH THE ATMOSPHERE; STRATOSPHERIC FEATURES FOLLOWING THE EL-CHICHON ERUPTION.

Abstract

The radiative balance study of the terrestrial stratosphere requires a good knowledge of the stratospheric aerosol optical properties.

It is shown in this work that the polarization of the scattered sunlight is very sensitive to the particle properties. A ballon-borne experiment, designed to measure the intensity and the polarization ratio of this scattered sunlight was realized. A fast algorithm, based on approximate simulations of the signal components allows to retrieve the aerosol abundance and size distribution as functions of the altitude. This algorithm was applied to the data of 9 flights performed between 1983 and 1988, and corresponding measurements were analysed. Results show the slow decrease of the stratospheric contamination by El-Chichon volcanic eruption since 1982.

An application of these results is the validation of SAGE II experiment.

The last analysed flight was performed in Kiruna (Sweden) during CHEOPS II experiment devoted to understand the ozone depletion at polar region. We can deduce that moist sulfuric acid particles, at these high latitudes too, are predominant.

Table des matières

IN	TRO	DUCTION	1
1	DE	SCRIPTION DE L'EXPERIENCE	4
	1.1	Principe de l'expérience	5
	1.2	Reconstitution de la géométrie d'observation	10
		1.2.1 Azimut de visée	10
		1.2.2 Elevation et azimut du soleil	10
		1.2.3 Angle de diffusion	12
	1.3	Altitude de mesure, Composante moléculaire	12
	1.4	Principe des vols	13
2	мо	DELISATION DES SIGNAUX	16
	2.1	Diffusion par les aérosols	17
	2.2	Diffusion par les molécules	19
	2.3	Réflectance du sol	24
	2.4	Diffusions multiples	27
	2.5	Réflectance parasite	29
	2.6	Sensibilité des signaux aux propriétés optiques des aérosols	33
	2.7	Conclusion	36
3	INV	VERSION DES MESURES	40
	3.1	Position du problème	41
	3.2	Algorithme d'inversion	43
	3.3	Simplification du calcul	48
		3.3.1 Calcul simplifié de la transmission atmosphérique	49
		3.3.2 Calcul des propriétés optiques pour un modèle d'aérosol	51
4	PR	ESENTATION DES RESULTATS	56
	4.1	Généralités	57
	4.2	Vol du 15-12-83	61

.

	4.3	Vol du 13-05-84	;4
		4.3.1 Descriptif du vol	;4
		4.3.2 Inversion des mesures	;4
		4.3.3 Intercomparaison RADIBAL- Expérience I.A.S.B	2
	4.4	Vol du 10-11-84	7
		4.4.1 Descriptif du vol	7
		4.4.2 Inversion des mesures	7
		4.4.3 Etude de la lumière parasite	9
		4.4.4 Ensemble des mesures	2
	4.5	Vol du 28-11-84	7
	4.6	Vol du 22-04-85	3
	4.7	Vol du 12-10-85	2
	4.8	Vol du 14-04-86	7
	4.9	Vol du 21-04-86	3
	4.10	Vol du 28-01-88	0
		Comparaison RADIBAL-SAM II	5
	4.11	Conclusion	9
5	Inte	comparaisons 132	2
	5.1	Description de l'expérience SAGE II	3
	5.2	Comparaison	5
	5.3	Résultats	6
	5.4	Conclusion	3
CC	NCI	USION	Ł

ANNEXE	 	• • •	 									
				•••	••••	 • • •	•••	• •	•	• •	 	· 148

IN T R O D U C T IO N

Les aérosols jouent un rôle important dans le régime radiatif de la stratosphère terrestre. Ils ont une influence directe sur ce régime, par les phénomènes d'émission et surtout de diffusion, directement liés à leurs propriétés optiques. Indirectement ils peuvent conditionner la concentration de composants mineurs en modifiant l'énergie disponible pour leur création ou leur destruction [1].

1

Historiquement, c'est Gruner et Kleinert (1927) qui ont suggéré les premiers l'existence d'une couche de particules dans la stratosphère, à partir d'études du crépuscule faites en lumière violette [2]. Depuis, aussi bien des méthodes d'observation in situ que de télédétection ont été mises en œuvre pour chercher à mieux caractériser les propriétés de ces aérosols.

Quantité de données ont été accumulées à partir d'expériences embarquées à bord de ballons ou d'avions. Junge et al ont les premiers mis en évidence la couche d'aérosols stratosphériques, à partir d'impacteurs embarqués à bord de ballons [3], puis implantés plus tard sur avions [4]. Des variantes de cette expérience furent réalisées par Bigg et al [5] ainsi que Farlow et al [6]. L'analyse en laboratoire des prélèvements directs a permis de préciser la nature chimique des particules (essentiellement de l'acide sulfurique) et leur spectre dimensionnel. Des méthodes optiques in situ ont été utilisées, en particulier par Hoffman et Rosen, utilisant un compteur de particules dont la réponse est fonction du spectre dimensionnel et de l'indice de réfraction des particules [7]. Toutes ces mesures in situ ont fourni des résultats bien détaillés sur l'abondance, la composition et/ou la granulométrie des particules, mais par définition assez localisés. Parallèlement à ces méthodes in situ, des méthodes de télédétection se sont développées; en particulier, on a vu la mise en œuvre systématique de l'observation des couches atmosphériques à partir du radar optique (lidar). L'analyse des signaux retrodiffusés par les différentes couches permet de retrouver les profils verticaux des coefficients de diffusion des particules. Des tirs lidar sont fréquemment réalisés à l'Observatoire de Haute Provence par exemple; et on verra que ces résultats nous ont servi à valider nos propres mesures. Les observations lidar utilisent la retrodiffusion. Une autre technique consiste à mesurer l'atténuation du rayonnement solaire par la traversée de l'atmosphère terrestre. Cette méthode a, en particulier, été utilisée par Ackerman et al [8] pour caractériser les aérosols, à partir de mesures photométriques du limbe, depuis un ballon plafonnant.

Enfin des expériences à bord de satellite (Expériences SAGE et SAM) utilisent cette technique d'occultation et fournissent actuellement les données les plus complètes de la couverture des aérosols à l'échelle de la planète [9,10].

On sait depuis longtemps que le taux de polarisation, comme l'intensité du rayonnement solaire diffusé par l'atmosphère, est sensible aux poussières, brumes et autres particules en suspension dans l'air. L'intensité est l'observation la plus anciennement utilisée, mais, dès la découverte par Arago en 1809 que la lumière du ciel était partiellement polarisée, la polarisation a servi d'indicateur de la turbidité de l'atmosphère. En effet, si le degré de polarisation est très élevé par ciel clair, les molécules étant d'excellents polariseurs en particulier à angle droit du faisceau incident, la polarisation des aérosols est beaucoup moins efficace et leur présence tend à dépolariser la lumière du ciel. Une abondante littérature couvrant au moins deux siècles, d'une part, atteste l'intérêt scientifique continu du problème de diffusion et d'autre part, a abouti à une description mathématique et physique de ce processus qui l'a rendu maniable et en a fait un outil de connaissance utile de l'atmosphère. Différents travaux ont montré que la dépendance spectrale de la luminance solaire diffusée par les aérosols permettait d'accéder à leur granulométrie [11], et que la polarisation de ce rayonnement devait ren-

2

seigner sur leur indice de réfraction, et donc aider à caractériser leur nature chimique [12,13].

Seuls les satellites, compte tenu de leur répétitivité et de leur grande couverture spatiale, permettent un très bon suivi de la variation des paramètres des aérosols dans l'espace et le temps. Cependant, des mesures localisées mais plus détaillées restent très intéressantes, ne serait-ce que pour permettre d'étalonner et de valider les observations satellitaires. On se propose ici de montrer l'intérêt, pour caractériser ces particules, de la polarisation du rayonnement solaire qu'elles diffusent dans le domaine du proche infra-rouge. Des mesures de ce rayonnement diffus ont été effectuées à partir de ballons stratosphériques. Les expériences décrites ont pour la plupart été lancées à partir du site d' Aire sur l'Adour (43.4° N, 0.15° W). Un premier vol, le 15-12-83, avait déjà permis de valider les options technologiques de l'expérience et montré sa faisabilité [12]. Depuis, plusieurs vols se sont succédés. Compte tenu de la grande quantité de mesures ainsi recueillies, il était nécessaire de mettre au point des méthodes de dépouillement et d'analyse assez rapides. Ceci a constitué l'essentiel de notre travail, qui s'articule autour de cinq chapitres.

Après avoir décrit l'expérience et précisé le type d'observations (Chapitre 1), nous modéliserons les différents termes dont dépendent les signaux mesurés (Chapitre 2). Nous verrons dans le Chapitre 3 comment cette modélisation permet d'inverser les mesures pour remonter aux propriétés des particules; nous montrerons en particulier la sensibilité de l'algorithme développé. Nous présenterons l'ensemble des résultats dans le Chapitre 4 et les intercomparaisons avec les observations satellitaires SAGE II dans le Chapitre 5.

<u>CHAPITRE Í</u>

.

DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE

1.1 Principe de l'expérience

L'objectif est de mesurer l'intensité et le taux de polarisation du rayonnement solaire diffusé par les aérosols stratosphériques. Pour limiter l'influence de la diffusion Rayleigh, on a choisi des longueurs d'onde d'observation situées dans le proche infra-rouge. On a retenu les longueurs d'onde de 850 nm et 1650 nm, bien éloignées l'une de l'autre. A partir d'Avril 1986, un troisième canal a été implanté à 1350 nm.

On pense que les aérosols stratosphériques sont formés d'acide sulfurique hydraté [14] et sont donc en phase liquide, probablement sous la forme de particules sphériques. Dans ces conditions, leur diffusion est entièrement caractérisée par leur fonction de phase $p_a(\theta)$, donnant la probabilité qu'un photon soit diffusé suivant l'angle de diffusion θ , et par le taux de polarisation $P_a(\theta)$ de la lumière diffusée dans cette direction. Par symétrie, la lumière diffusée par des particules sphériques est polarisée linéairement et la vibration polarisée est parallèle ou perpendiculaire au plan de diffusion, c'est à dire au plan formé par les directions d'incidence et de diffusion. On conviendra ici de compter $P_a(\theta)$ positivement lorsque la vibration est perpendiculaire au plan de diffusion (cas de la diffusion moléculaire) et négativement dans le cas contraire (cf. Figure 1.1)

Pour observer la diffusion des aérosols stratosphériques, un ballon à clapet en-

 $\mathbf{5}$





traîne dans la stratosphère une nacelle qui est maintenue en rotation lente. Un photopolarimètre à faible champ angulaire, fixé à la nacelle, vise dans un plan horizontal et mesure la luminance et le taux de polarisation du rayonnement diffus. La rotation de la nacelle permet de viser suivant différents angles θ (cf. Figure 1.2).

L'appareil transmet environ chaque seconde la luminance, $L(\theta)$, et le taux de polarisation, $P(\theta)$, mesurés dans les différents canaux de longueur d'onde. La nacelle tournant en moyenne à 1 tour/minute, cette cadence donne une résolution angulaire tout à fait suffisante, d'environ 6°, sur les diagrammes de $L(\theta)$ et $P(\theta)$. On transmet par ailleurs les indications d'un magnétomètre, solidaire de la nacelle, qui servent à préciser l'azimut de la direction de visée, ϕ_v , et celles d'un inclinomètre, fixé sur le canon de visée, qui permettent de vérifier l'horizontalité de la direction de visée ou de corriger les mesures d'éventuels défauts de pointage. Enfin, un baromètre du CNES donne toutes les minutes la pression dont on déduit l'altitude et surtout la contribution de la diffusion moléculaire dans les mesures. Ces données, transmises par la télémétrie du CNES, déterminent la géométrie de visée. Par ailleurs, le suivi radar de la trajectoire du ballon donne, en fonction du temps, sa latitude et sa longitude, ce qui permet de déterminer la direction du soleil (azimut ϕ_s et hauteur H_s). La géométrie de la mesure, en particulier l'angle de diffusion θ (cf. Figure 1.2), sont ainsi complètement définis.

En première approximation, lorsque le soleil est assez bas sur l'horizon, les signaux observés dans un balayage du radiomètre donnent la fonction de phase et le taux de polarisation des aérosols. A titre d'exemple, la Figure 1.3 montre l'allure des observations pour une séquence du vol du 15-12-83. On note sur la Figure 1.3a la forte dissymétrie des diagrammes de réflectance, entre les directions de diffusion vers l'avant et vers l'arrière, et sur la Figure 1.3b, les taux de polarisation, surtout à 850 nm, sont tout à fait différents de ceux correspondant à la diffusion moléculaire pure. Ces Figures illustrent donc bien la capacité de ce type d'observation à détecter la présence d'aérosols.

Nous examinerons d'abord les problèmes liés à la reconstitution précise de la géométrie d'observation. On analysera ensuite les différents phénomènes parasites qui



Figure 1.2: Géométrie de l'expérience

Placé en B, l'appareil explore le plan horizontal; la direction de visée Bx tourne autour de la verticale Bz; (BS;Bz) est le plan d'incidence.

Les angles azimutaux ϕ_s et ϕ_v sont comptés à partir de l'axe du Nord magnétique; la direction du soleil est définie par ϕ_s et la hauteur solaire H_s ; θ représente l'angle de diffusion.



Figure 1.3: Ezemple de mesures obtenues en temps réel

9

s'ajoutent dans les signaux à la simple contribution des aérosols. On verra enfin comment remonter aux caractéristiques des particules à partir des signaux corrigés de ces phénomènes parasites.

1.2 Reconstitution de la géométrie d'observation

1.2.1 Azimut de visée

Il se déduit des données du magnétomètre. L'étalonnage de cet appareil doit s'effectuer au cours du vol, en dehors de toute influence magnétique. Si $\phi_m(t)$ est l'angle entre le méridien magnétique et l'axe Y du magnétomètre, les signaux enregistrés sur les deux voies X et Y s'écrivent:

$$S_{\boldsymbol{x}}(t) = A_{\boldsymbol{x}} \sin \phi_{\boldsymbol{m}}(t) + B_{\boldsymbol{x}} \tag{1.1}$$

$$S_{y}(t) = A_{y} \cos \phi_{m}(t) + B_{y} \tag{1.2}$$

A partir des données relevées pendant le vol, on établit les histogrammes du type de la Figure 1.4, sur lesquels on peut déterminer avec une bonne précision les coefficients A_x , B_x , A_y et B_y .

Cet étalonnage étant fait, on déduit alors $\phi_m(t)$ de l'une ou l'autre des équations, la seconde servant à lever l'indétermination. L'azimut de visée $\phi_v(t)$ est donné par $\phi_m(t) + \phi_0$, où ϕ_0 est l'angle entre l'axe Y du magnétomètre et l'axe optique de l'appareil; ϕ_0 est mesuré avant le lancement en pointant un amer d'azimut connu. On estime que l'incertitude sur $\phi_v(t)$ est de l'ordre de 1 à 2°.

1.2.2 Elevation et azimut du soleil

Ils sont déduits de la latitude et de la longitude du ballon et de l'heure de la mesure, à partir des relations classiques

$$\sin H_s = \sin \Phi \sin \delta + \cos \Phi \cos \delta \cos A \tag{1.3}$$

$$\sin \phi_s = \frac{\cos \delta \sin A}{\cos H_s} \tag{1.4}$$



Figures 1.4: Les histogrammes des signaux du magnétomètre $S_{a}(t)$ et $S_{y}(t)$, en unités arbitraires, sont portés en ordonnées.

où Φ est la latitude du lieu, H_s , la hauteur du soleil, δ , sa déclinaison (fonction de l'époque), et A, l'angle horaire, déterminé par la longitude du lieu. Les angles δ et A sont déterminés à 0.1° près; la hauteur du soleil et son angle azimutal le seront alors à mieux que 0.5° près, ce qui correspond à une erreur négligeable par rapport aux variations angulaires de p_a et P_a .

1.2.3 Angle de diffusion

Connaissant H_s , ϕ_s et ϕ_v , l'angle de diffusion θ est donné par:

$$\theta = Arc \, \cos(\cos H_s \cos \phi) \tag{1.5}$$

avec:

$$\phi = \phi_v - \phi_s \tag{1.6}$$

La plage d'angles de diffusion couverte pendant la rotation de la nacelle est évidemment d'autant plus large que H_s est plus petit; les mesures de lever ou de coucher de soleil permettent ainsi d'accéder à la diffusion avant et à la rétro-diffusion des particules qui sont des domaines particulièrement riches en informations.

1.3 Altitude de mesure, Composante moléculaire

Le baromètre CNES fournit toutes les minutes la pression au niveau de vol. Au-dessous de 70 hPa, les pressions annoncées sont systématiquement corrigées suivant les indications ci-dessous fournies par le CNES, où P et ΔP sont en hPa:

$\Delta P = 2.6$	P < 10								
$2.6 < \Delta P < 2.8$	$10 \le P < 28$								
$2.8 \ge \Delta P \ge 1$	$28 \le P < 69$								
$\Delta P = 1$	$P \ge 69$								

L'erreur sur la pression est donc probablement de l'ordre de 1 hPa. Elle sera négligeable en dessous de 25 km mais l'incertitude résultante sur la contribution de la diffusion moléculaire sera gênante pour les mesures faites aux plus hautes altitudes où la quantité d'aérosols est par ailleurs faible.

13

Si l'on veut exprimer les résultats en fonction de l'altitude, pour les vols où on a disposé de sondages PTU, z sera déterminé par intégration de

$$dz = -\frac{RT}{Mg}\frac{dp}{P}.$$
(1.7)

Des exemples de résultats sont donnés plus loin. En pratique, la comparaison des profils retrouvés avec de simples profils standards montre que, dans la tranche d'altitudes qui nous concerne, l'utilisation du modèle mid latitude winter [15] est justifiée. Plus simplement encore, on pourra se contenter de la relation approchée

$$z = H_m \log \frac{P_0}{P}, \qquad (1.8)$$

avec

$$H_m = 6.37 \ km \ P_0 = 1236 \ hPa$$
,

qui n'entraîne qu'une erreur systématique inférieure à 200 m vers 22 km et à 600 m vers 30 km. A défaut de sondage PTU, les résultats seront donnés suivant cette relation (1.8).

1.4 Principe des vols

On s'est efforcé de réaliser les vols autour du lever ou du coucher du soleil. Ces conditions permettent d'accéder à une plage d'angles de diffusion maximum. Elles permettent surtout de réduire l'influence parasite de l'éclairement réfléchi par le sol. Le principe même des mesures implique par ailleurs des visées suivant une inclinaison constante, de préférence horizontale, pour que l'épaisseur optique tangente reste invariante dans le balayage. La nacelle est pour cela soigneusement équilibrée avant le lancement.

A titre d'exemple, la Figure 1.5 donne en fonction du temps TU l'élevation solaire H_s , l'altitude z et l'inclinaison i de la direction de visée, dans le cas du vol d'aprèsmidi du 14-04-86. On voit que la vitesse de descente du ballon est suffisante pour qu'on puisse sonder une couche d'environ 5 km sous des hauteurs solaires inférieures à 5°. Ces mesures sont à peine contaminées par la luminance diffuse du sol et sont



<u>Figure 1.5</u>: Caractéristiques du vol du 14-04-86 L'ordonnée de gauche représente à la fois l'altitude z en km et la hauteur du soleil H, en degrés; l'ordonnée de droite est l'inclinaison i en degrés déduite des signaux de l'inclinomètre

d'excellente qualité. Le reste du sondage nécessitera une correction de cette contamination et donc une évaluation de la réflectance du sol. Les données d'inclinaison montrent que la nacelle est fort secouée pendant la montée du ballon. Dans cette phase du vol, les mesures de réflectance sont donc très perturbées et difficilement analysables. Les taux de polarisation au contraire, indépendants par définition de l'épaisseur optique vue si le milieu est homogène, restent tout à fait mesurables, et on verra qu'ils permettront de déterminer la luminance parasite du sol. Enfin, après la mise à poste du ballon et pendant toute la phase de descente, la stabilité de la nacelle reste excellente. L'horizontalité est généralement respectée à mieux que 0,2°, ce qui satisfait aux exigences de l'expérience.

CHAPITRE II

MODÉLISATION DES SIGNAUX

Il est commode [12] de distinguer dans la luminance parvenant au détecteur (Figure 2.1):

- 1. le rayonnement diffusé une fois par les aérosols à partir de l'éclairement solaire direct: c'est le signal utile;
- 2. le rayonnement de même type diffusé par les molécules;
- 3. le rayonnement diffusé par les molécules ou les aérosols sous l'éclairement réfléchi par le sol et toute l'atmosphère au dessous de la nacelle;
- enfin, les photons ayant subi des diffusions multiples. Nous indiquerons dans ce chapitre la façon dont se combinent ces composantes pour constituer les signaux mesurés.

2.1 Diffusion par les aérosols

Définissons la réflectance observée pour un azimut de visée ϕ et pour une hauteur de soleil H_s par:

$$\rho(\phi, H_s) = \frac{\pi L(\phi, H_s)}{E_s}$$
(2.1)

où $L(\phi, H_s)$ et E_s sont la luminance parvenant au détecteur dans la direction ϕ et l'éclairement solaire hors atmosphère, à la longueur d'onde considérée. Si on se limite

17



à la lumière diffusée une seule fois, une première composante de la réflectance observée correspond à la diffusion des aérosols; elle est donnée par:

$$\rho_a(\theta) = \frac{1}{4} \int_0^\infty p_a(\theta) e^{-\tau^n} e^{-\tau'} \sigma_a(x) dx$$

où $p_a(\theta)$ est la fonction de phase des aérosols pour l'angle θ , τ " et τ' , les épaisseurs optiques totales (en aérosols et molécules), respectivement du sommet de l'atmosphère au point diffusant et du point diffusant au détecteur, et $\sigma_a(x)$, le coefficient de diffusion au point d'abscisse x (cf. Figure 1.2). Si on définit la transmission moyenne des aérosols par:

$$t_{a} = \frac{\int_{0}^{\infty} e^{-\tau''} e^{-\tau'} \sigma_{a}(x) dx}{\int_{0}^{\infty} \sigma_{a}(x) dx}$$
(2.2)

la réflectance considérée s'écrit:

$$\rho_a(\theta) = \frac{1}{4} p_a(\theta) t_a(\theta, H_s) \tau_a \qquad (2.3)$$

où τ_a est l'épaisseur optique tangente des aérosols comptée suivant la direction tangente à l'atmosphère (cf. Figure 2.2), soit $\tau_a = \tau'(x \to \infty)$, ou:

$$\tau_a = \int_0^\infty \sigma_a(x) dx \tag{2.4}$$

Le rayonnement diffusé par les particules est partiellement polarisé; la réflectance correspondant à cette partie polarisée s'écrit:

$$\rho_{ap}(\theta) = \frac{1}{4} p_a(\theta) P_a(\theta) t_a(\theta, H_s) \tau_a \qquad (2.5)$$

où P_a est le taux de polarisation par diffusion simple des particules.

2.2 Diffusion par les molécules

Une contribution similaire à celle des aérosols provient de la diffusion par les molécules, et on définira de la même façon:

1. l'épaisseur optique tangente moléculaire:

$$\tau_m = \int_0^\infty \sigma_m(x) dx \tag{2.6}$$



Figure 2.2: Schéma des trajets optiques

P est la position d'une particule diffusante. Le faisceau incident, puis diffusé sont atténués en $e^{-\tau}$, puis en $e^{-\tau}$. On voit que si la hauteur du soleil est grande, τ " devient négligeable et la transmission indépendante de la direction de visée. 2. la transmission moyenne moléculaire:

$$t_m = \frac{\int_0^\infty e^{-\tau''} e^{-\tau'} \sigma_m(x) dx}{\int_0^\infty \sigma_m(x) dx}$$
(2.7)

3. la réflectance diffuse associée aux molécules:

$$\rho_m(\theta) = \frac{1}{4} p_m(\theta) t_m(\theta, H_s) \tau_m \qquad (2.8)$$

4. et sa composante polarisée:

$$\rho_{mp}(\theta) = \frac{1}{4} p_m(\theta) P_m(\theta) t_m(\theta, H_s) \tau_m \qquad (2.9)$$

On montre [16] que t_a et t_m sont très peu différents lorsque les aérosols et les molécules se raréfient en fonction de l'altitude avec des échelles de hauteur voisines, et on posera ici:

$$t_a \simeq t_m = t$$

La réflectance totale par diffusion primaire s'écrira alors:

$$\rho = \frac{1}{4}t[\tau_a p_a(\theta) + \tau_m p_m(\theta)]$$
(2.10)

et le rayonnement polarisé correspondant:

$$\rho_{pol} = \frac{1}{4} t [\tau_a p_a(\theta) P_a(\theta) + \tau_m p_m(\theta) P_m(\theta)]$$
(2.11)

La fonction de phase et le taux de polarisation moléculaires sont connus. Compte tenu de l'anisotropie des molécules, on a:

$$p_m(\theta) = \frac{1-\delta}{1+\delta} \times \frac{3}{4}(1+\cos^2\theta) + \frac{3\delta}{2+\delta}$$
(2.12)

$$P_m(\theta) = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta + \frac{2\delta}{1 - \delta}},\tag{2.13}$$

où le facteur de dépolarisation moyen pour l'air, δ , est environ 0.04 [17].

Par ailleurs l'épaisseur optique tangente moléculaire est donnée par:

$$\tau_m(z) = \sigma_m(z) \sqrt{\frac{\pi R' H_m}{2}}$$
(2.14)

où $\sigma_m(z)$ est le coefficient de diffusion à l'altitude z, $R' = R_0 + z$ la distance du ballon au centre de la terre, et H_m l'échelle de hauteur de l'atmosphère. On a

$$H_m = \frac{RT_s}{Mg_s} \tag{2.15}$$

où T_s est la température moyenne de la stratosphère, R la constante des gaz parfaits et g_s l'accélération de la pesanteur à l'altitude moyenne des mesures, soit $z \simeq 20 \ km$. Le coefficient de diffusion $\sigma_m(z)$ s'écrit par ailleurs:

$$\sigma_m(z) = rac{P(z)}{kT_s} \sigma_r(\lambda)$$

où $\sigma_r(\lambda)$ est la section efficace moyenne des molécules d'air. On a [18]

 $\begin{aligned} \sigma_r(850nm) &= 7,822 \times 10^{-32} \\ \sigma_r(1020nm) &= 3,872 \times 10^{-32} \\ \sigma_r(1350nm) &= 1,262 \times 10^{-32} \\ \sigma_r(1650nm) &= 0,5467 \times 10^{-32} \end{aligned}$

On aura donc finalement

$$\tau_m = \frac{P(z)}{\sqrt{T_s}} C(\lambda) \tag{2.16}$$

où on a posé:

$$C(\lambda) = \sqrt{\frac{\pi R'}{2mgk}} \sigma_r(\lambda)$$
(2.17)

soit:

C(850) = 0,009751 C(1020) = 0,004827 C(1350) = 0,001573C(1650) = 0,0006815

où P(z) est en hPa et T_s en kelvin. Ces équations donnent τ_m avec une précision de l'ordre de 1% si l'on fixe $H_m = 6,35 \ km$.

Les formulations précédentes supposent la direction de visée horizontale. Si elle présente une inclinaison ε , en notant z' l'altitude tangente vraie (Figure 2.3), soit:

$$z' = z - \frac{1}{2}R\varepsilon^2, \qquad (2.18)$$



Figure 2.3: Inclinaison de la visée par rapport à l'horizontale

 $\tau(z)$ est l'épaisseur optique tangente à l'altitude z pour une visée horizontale. $\tau^*(z) = \tau(z) + \Delta \tau(z)$ est l'épaisseur optique apparente obtenue à la même altitude z pour un un dépointage (ici vers le bas) d'un angle ϵ . l'épaisseur optique vraie dans la direction de visée, $\tau^*(z)$, sera reliée à l'épaisseur optique tangente à l'altitude z', $\tau(z')$, par:

$$\tau^*(z) = \tau(z') \left[1 + \Theta(\varepsilon \sqrt{\frac{R}{2H}}) \right], \qquad (2.19)$$

où Θ est la fonction erreur. Pour $\varepsilon < 0.2^{\circ}$, l'écart (z - z') est de l'ordre de quelques mètres et l'erreur sur l'épaisseur optique moléculaire estimée, inférieure à 1% avec $H_m =$ 6,35 km. L'épaisseur optique tangente des aérosols est donnée de la même façon par

$$\tau_a(\lambda) = \sigma_a(\lambda) \sqrt{\frac{\pi R' H_a}{2}},\tag{2.20}$$

où H_a désigne l'échelle de hauteur des particules au voisinage du niveau sondé. Comme H_a est généralement de l'ordre de quelques kilomètres ($H_a \simeq 2 \ge 4 \ km$), les variations relatives de τ_a seront du même ordre de grandeur. Sauf dans des zones de fort gradient de densité des particules, les variations d'inclinaison observées perturberont donc peu les observations.

2.3 Réflectance du sol

En plus du rayonnement solaire direct, les particules reçoivent la lumière renvoyée par le sol et la troposphère. Pour tenir compte de cet éclairement supplémentaire, nous considérerons l'ensemble (sol+nuage+troposphère) comme uniforme et lambertien, de réflectance ρ_s . Dans cette approximation, la réflectance totale du type *i* (aérosols ou molécules) de particules s'écrit:

$$\rho_i = \int_0^\infty e^{-\tau'} e^{-\tau''} \sigma_i dx \left(\frac{p_i(\theta)}{4} + \int_\Omega \frac{p_i(\theta')}{4} \frac{\rho_s \sin H_s}{\pi} d\omega' \right)$$
(2.21)

Comme le montre la Figure 2.4, l'intégration sur le rayonnement diffus s'exprime alors de façon simple. En remarquant que

$$\int_{\Omega} p(\theta') d\omega' = 2\pi, \qquad (2.22)$$

on aura

$$\rho_i = t \frac{\tau_i (p_i + 2\rho_s \sin H_s)}{4}, \qquad (2.23)$$



Figure 2.4: Schéma de la luminance remontant de la surface

Le rayonnement primaire S est réfléchi par la surface; il est ensuite diffusé en M (d'un angle θ') dans le champ de l'appareil.

et la réflectance mesurée, complétée de la perturbation troposphérique, s'écrira

$$\rho = \frac{1}{4}t[\tau_a(p_a(\theta) + 2\rho_s \sin H_s) + \tau_m(p_m(\theta) + 2\rho_s \sin H_s)]$$
(2.24)

L'éclairement isotrope remontant du sol ne générant pratiquement pas de lumière polarisée, par symétrie, l'expression (2.11) de la réflectance polarisée ρ_{pol} restera correcte et on aura finalement:

$$\rho(\theta_s, H_s) = t \frac{\tau_a p_a + \tau_m p_m + 2\rho_s(\tau_a + \tau_m) \sin H_s}{4}$$
(2.25)

et

$$P(\theta, H_s) = \frac{\tau_a p_a P_a + \tau_m p_m P_m}{\tau_a p_a + \tau_m p_m + 2\rho_s(\tau_a + \tau_m) \sin H_s}$$
(2.26)

On a vu que si l'on veut explorer un large intervalle d'altitudes en conservant une vitesse de descente qui assure une horizontalité correcte de la direction de visée, il est inévitable que certaines mesures soient réalisées sous des hauteurs solaires élevées, nécessitant la prise en compte de l'influence du sol. En supposant par exemple une couverture nuageuse moyenne de réflectance $\rho_s = 30\%$, si le soleil est à 30° au dessus de l'horizon, l'influence de la lumière troposphérique pourra représenter jusqu'à 50% de la réflectance totale mesurée et induire une dépolarisation de 30%. L'analyse des mesures implique donc une détermination de ρ_s .

On a tenté de déterminer cette réflectance à partir d'images AVHRR, mais les résultats ne sont pas satisfaisants. Les heures de passage du satellite ne coincident généralement pas avec les périodes des vols et on manque de données dans le canal à 1650 nm. On a donc préféré déterminer ρ_s à partir des observations mêmes. Les équations (2.25) et (2.26) montrent qu'on peut en principe déduire ρ_s des mesures si l'on dispose d'observations d'une même couche de la stratosphère sous des élevations solaires différentes.

Pour les vols réalisés le matin, on a mis à poste le ballon avant le lever du soleil et l'a maintenu à un plafond constant, pendant une demie-heure environ, avant de commencer la descente. Pendant la montée du soleil, on observe alors une dépolarisation progressive du signal, comme l'illustre la Figure 2.5 tirée des résultats du vol du 28 Novembre 1984. Suivant l'équation (2.26), le taux de polarisation observé dans une direction donnée θ varie suivant la loi

$$\frac{1}{P(\theta, H_s)} = \frac{1}{P(\theta, 0^\circ)} \left(1 + 2\rho_s \frac{\sin H_s}{p(\theta)} \right)$$
(2.27)

où on a posé

$$p(\theta) = \frac{\tau_a \, p_a(\theta) + \tau_m \, p_m(\theta)}{\tau_a + \tau_m} \tag{2.28}$$

Cette fonction de phase moyenne du milieu peut se déduire de l'inversion des mesures obtenues pour $H_s = 0^{\circ}$, et la pente des courbes de dépolarisation permet donc de déterminer ρ_s . Dans le cas présent, on trouve $\rho_s(850 nm) = 23\%$ et $\rho_s(1650 nm) = 13\%$.

Pour les vols d'après-midi, cette procédure n'est pas directement appliquable, l'obtention d'un plafond stable en fin de descente, au coucher du soleil, se révèlant difficile. Mais ce type de vol permet par contre d'observer une même couche d'atmosphère sous des hauteurs de soleil très différentes, à l'ascension puis à la descente du ballon. La polarisation mesurée pendant la montée étant comme on l'a dit tout à fait exploitable, malgré les oscillations de la nacelle, le même type d'analyse permettra de remonter à ρ_s . La procédure précise sera exposée dans le compte rendu des différents vols où on examinera la précision sur ρ_s espérée.

2.4 Diffusions multiples

La formulation précédente ne tient compte que des photons diffusés une fois, sous l'éclairement solaire direct ou l'éclairement troposphérique diffus. On doit tenir compte également des photons ayant subi plusieurs diffusions dans la stratosphère, la dernière ayant lieu dans le champ de l'appareil et dans une direction telle qu'ils parviennent au détecteur. On ne peut pas déduire ce terme de diffusions multiples des mesures ellesmêmes, on doit l'évaluer théoriquement. On a donc simulé le signal numériquement, à l'aide d'un code de Monte Carlo [16], pour des modèles d'atmosphère tenant compte (i) de la diffusion moléculaire, suivant un profil standard, (ii) d'une composante d'aérosols stratosphérique, de nature et d'abondance totale ajustables, mais répartis suivant un





profil de densité relative standard, (iii) et d'une réflexion diffuse, sur le sol ou une couche nuageuse d'altitude donnée, de réflectance lambertienne ρ_s . Pour différentes conditions de surface (altitude du nuage, valeur de ρ_s) et différents modèles d'aérosols stratosphériques (abondance, granulométrie), on a simulé les signaux pour des hauteurs de soleil variant de 0° à 20°, et comparé les résultats (indice mc) aux signaux donnés par les équations (2.25) et (2.26) (indice appr).

La Figure 2.6 résume les résultats, pour les deux abondances extrêmes d'aérosol rencontrées au cours des vols. La Figure 2.6 montre que la différence

$$\Delta P(\theta) = P_{mc}(\theta) - P_{appr}(\theta)$$
(2.29)

dépend très peu du type précis d'aérosol, de la hauteur du soleil, de l'altitude de la mesure ou de la quantité totale d'aérosols. Le rapport

$$R(\theta) = \frac{\rho_{mc}(\theta)}{\rho_{appr}(\theta)}$$
(2.30)

est également modélisable en fonction de conditions de mesure. Ces deux fonctions ont été tabulées, et permettent de compléter les modélisations simplifiées (2.25) et (2.26) de l'influence des diffusions multiples.

2.5 Réflectance parasite

Le dernier phénomène dont on tiendra compte est l'existence d'une faible lumière parasite, indépendante des particules présentes dans le champ de l'appareil, et correspondant probablement à une faible réflexion diffuse, sur la peinture du canon de visée, du rayonnement troposphérique montant. La plupart des mesures faites à haute altitude sous une élévation solaire forte présentent en effet des diagrammes anormaux, dont la Figure 2.7 tirée du vol du 10 Novembre 1984, est représentative.

Les diagrammes de réflectance sont très proches de ceux correspondant à la diffusion moléculaire pure (indiqués en traits pleins) et suggèrent que la zone sondée ne



<u>Figure 2.6</u>: Pour 2 modèles d'aérosols encadrant les modèles rencontrés au cours des vols, on a calculé le taux de polarisation, d'abord en utilisant l'approximation de diffusion primaire(courbes--- et ----), puis, exactement, à partir du code de Monte Carlo (courbes ••• ••


Figure 2.7: Exemple de séquence obtenue en altitude au cours du vol du 10-11-84.

Les signaux sont reportés en fonction de l'angle de diffusion θ .

La colonne de gauche représente les signaux à 850 nm et celle de droite ceux à 1650 nm.

La première ligne est celle des réflectances et la deuxième celle des taux de polarisation. La figure du haut à droite montre l'inclinaison de la visée. Zo est l'altitude moyenne des mesures et H, la hauteur du soleil.

31

contient plus d'aérosols. Mais les faibles taux de polarisation observés sont a priori incompatibles avec cette hypothèse. Par ailleurs, la réflectance de sol qui permettrait d'expliquer une telle dépolarisation est de 2 à 3 fois plus forte que la réflectance déduite des autres mesures, et physiquement irréaliste (environ 60% ici, pour une situation de ciel clair et sans végétation notable). Au contraire, l'hypothèse d'une luminance diffuse parasite, sensiblement isotrope et non polarisée, explique bien des diagrammes de réflectance proches du type moléculaire mais de niveau sensiblement plus élevé, et une dépolarisation globale du signal.

On n'a pas pu mettre en évidence clairement ni surtout quantifier ce phénomène à partir d'expériences de Laboratoire. On en a donc choisi une modélisation simplifiée dont on a ajusté les paramètres à partir des mesures. En première approximation le signal considéré doit être de la forme

$$\rho_p = C_\lambda \rho_s \sin H_s \tag{2.31}$$

où C_{λ} traduit les propriétés réfléchissantes de la surface intérieure du canon. La détermination des coefficients C_{λ} sera examinée dans les analyses spécifiques des vols concernés. La cohérence des résultats justifie a posteriori l'hypothèse de cette réflexion parasite et sa formulation.

Compte tenu de ce dernier phénomène, la modélisation finale des signaux s'écrira donc

$$\rho = \frac{t}{4}R(\theta)\left(\tau_a p_a + \tau_m p_m + 2\rho_s(\tau_a + \tau_m)\sin H_s\right) + \rho_p \qquad (2.32)$$

et

$$P = \Delta P(\theta) + \frac{\tau_a p_a P_a + \tau_m p_m P_m}{\tau_a p_a + \tau_m p_m + 2\rho_s(\tau_a + \tau_m) \sin H_s + 4\rho_p/t}$$
(2.33)

Les coefficients C_{λ} obtenus, soit

$$C(\lambda = 850 \ nm) = 10^{-2.5} \tag{2.34}$$

$$C(\lambda = 1650 \ nm) = 10^{-3} \tag{2.35}$$

montrent cependant que la correction de lumière parasite est faible et n'est indispensable que pour des mesures concernant des couches d'aérosols très raréfiées.

2.6 Sensibilité des signaux aux propriétés optiques des aérosols

Comme nous le préciserons plus loin, nous allons envisager une description des particules par une distribution log-normale (relation 3.1), avec un rayon moyen \overline{r} et une variance σ .

Dans le proche infrarouge (canaux de RADIBAL), les particules sont essentiellement diffusantes et la détermination de leur indice de réfraction se réduit à celle de leur partie réelle. Pour les deux canaux qui nous concernent, nous avons calculé les fonctions de phase et le taux de polarisation des particules pour différentes granulométries et pour des indices m variant de 1,33 (eau pure) à 1,9 (proche du soufre) (Figures 2.8).

Un premier résultat est la faible dépendance de la fonction de phase (donc de l'intensité) vis à vis de l'indice des particules, en particulier pour la diffusion avant des petites particules.

La deuxième remarque est la grande sensibilité des diagrammes de taux de polarisation à l'indice; et c'est un des apports supplémentaires des mesures couplées de l'intensité et du taux de polarisation, par rapport à des mesures classiques d'intensité seules. Pour les petites particules, l'effet d'indice est très faible à 1650 nm, mais très notable à 850 nm, surtout autour de la direction de diffusion $\theta = 100^{\circ}$.

En première approximation, le taux de polarisation mesuré est sensiblement le taux de polarisation propre des particules et les diagrammes obtenus sont à mettre en regard avec les mesures obtenues (Figures 1.3 par exemple). Ce type de comparaison [16] permet de montrer que les indices de réfraction compatibles avec les mesures sont compris dans l'intervalle $(1, 40 \le m \le 1, 50)$. Cet intervalle recoupe l'indice de réfraction des particules d'acide sulfurique (m=1,45 vers $1\mu m$). Nous supposerons dans toute la suite avoir des particules d'acide sulfurique hydraté, avec m = 1, 45, aux deux longueurs



<u>Figure 2.8</u>: Diagrammes des fonctions de phase $p_a(\theta)$ et des taux de polarisation $P_a(\theta)$ à 850 nm et 1650 nm de quelques granulométries pour différentes valeurs de l'indice de réfraction m.



Figure 2.8: (Suite) Diagrammes des fonctions de phase $p_a(\theta)$ et des taux de polarisation $P_a(\theta)$ à 850 nm et 1650 nm de quelques granulométries pour différentes valeurs de l'indice de réfraction m.

d'onde utilisées [19].

Par ailleurs, pour illustrer la sensibilité des signaux au spectre dimensionnel des particules, nous avons, pour une même atmosphère standard et pour une même altitude $z \sim 20 \ km$, calculé les signaux que donneraient des aérosols de granulométries voisines lorsque le soleil est à l'horizon (cf. Figure 2.9). L'épaisseur optique tangente des aérosols est prise égale à 0,3 à 850 nm (on verra que c'est l'ordre de grandeur obtenu à cette altitude lors du vol du 13 - 05 - 84).

La dissymétrie avant-arrière sur les diagrammes de réflectances est d'autant plus notable que les particules sont plus grosses; par contre, ces grosses particules abaissent le taux de polarisation. On voit qu'une variation du rayon moyen de 0,15 à 0,35 μm diminue le taux de polarisation d'environ 60% et qu'une incertitude de 3% sur la polarisation conduit à une précision de l'ordre de 0,01 μm sur le rayon.

A des fins de comparaison avec les mesures satellitaires SAGE II, nous avons également calculé la variation en fonction de la longueur d'onde de l'épaisseur optique $\tau(\lambda)$ normalisée à sa valeur à 1020 nm. Les Figures 2.10 montrent que $\tau(\lambda)$ est très sensible à la granulométrie.

Dans l'exploitation des mesures, après avoir inversé et retrouvé la granulométrie, nous déduirons ces épaisseurs optiques normalisées à 1020 nm et les comparerons aux valeurs déduites des mesures SAGE II.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons simulé les différents éléments constituant les signaux mesurés et indiqué la façon dont ils se combinent; nous avons également montré que la nature des signaux mesurés est très sensible aux propriétés des particules; en particulier le taux de polarisation qui varie dans de larges intervalles pour des granulométries voisines.



<u>Figure 2.9</u>: Signaux type prévus à 850 nm, vers 20 km d'altitude pour des granulométries voisines; le calcul est effectué pour une variance σ de 0,15.







<u>Figure 2.10</u>: Variation du rapport d'épaisseur optique $R = \frac{\tau_a(\lambda)}{\tau_a(1020nm)}$ en fonction de la granulométrie; on a porté le rayon moyen \overline{r} en abcisse et la variance σ en paramètre.



CHAPITRE III

INVERSION DES MESURES

.

3.1 Position du problème

On a vu qu'il était commode de décomposer le signal total en cinq composantes:

- 1. la diffusion primaire des aérosols, généralement dominante et qui représente la composante utile dont on déduira les caractéristiques des particules,
- 2. la diffusion primaire des molécules, entièrement connue à partir de la pression,
- 3. la rédiffusion de la luminance troposphérique, qu'on sait modéliser en fonction de la réflectance ρ_s , supposée déduite de la dépolarisation du signal,
- 4. les diffusions multiples, estimées par voie théorique,

5. et enfin la luminance parasite, également supposée connue après analyse des vols. Les quatre derniers termes étant connus ou modélisables (et constituant en général des termes correctifs), le problème est d'identifier les aérosols (indice de réfraction, abondance et dimensions) à partir du premier terme qui porte leur signature.

L'analyse de sensibilité que nous avons faite au chapitre précédent a été exploitée dans un travail antérieur [16] que la polarisation observée par RADIBAL est cohérente avec le fait que les aérosols stratosphériques sont constitués d'acide sulfurique hydraté. Nous les supposerons sous la forme de particules sphériques, d'indice de réfraction moyen m = 1,45 pour nos longueurs d'onde d'observation. Cette hypothèse se justifiera à posteriori par la cohérence de l'interprétation des mesures.

Par ailleurs, nous fixerons à priori la forme de leur granulométrie. On choisira la loi log-normale, généralement retenue pour les aérosols de la stratosphère, soit:

$$n(r) = \frac{1}{r\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[-\left(\frac{\ln(r/\bar{r})}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right]$$
(3.1)

la recherche de la dimension des particules consistant à déterminer les valeurs du rayon moyen \overline{r} et de la variance σ conduisant au meilleur accord avec les observations. Ce choix est évidemment arbitraire et d'autres modèles de distribution en tailles sont utilisés pour les aérosols stratosphériques, en particulier la loi gamma-standard

$$n(\mathbf{r}) = C \mathbf{r}^{\gamma} e^{-b \cdot \mathbf{r}} \tag{3.2}$$

où γ et *b* sont les paramètres ajustables. On a analysé certains des vols en utilisant cette dernière loi et constaté qu'elle conduisait à une interprétation des mesures pratiquement aussi précise que la loi log-normale. En pratique, toute loi de distribution à deux paramètres permet d'interpréter correctement les observations. Simplement, les granulométries obtenues, quelle que soit leur forme mathématique, correspondent toutes à des valeurs très voisines des paramètres efficaces r_{eff} et v_{eff} , soit [22]:

$$r_{eff} = \frac{\int_0^\infty \pi r^3 n(r) Q(r/\lambda) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 n(r) Q(r/\lambda) dr}$$
(3.3)

$$v_{eff} = \frac{\int_0^\infty (r - r_{eff})^2 \pi r^2 n(r) Q(r/\lambda) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 n(r) Q(r/\lambda) dr}$$
(3.4)

Dans le cas d'une granulométrie log-normale, on a:

$$v_{eff} = -1 + e^{\sigma^2} ; r_{eff} = \overline{r} . e^{2.5\sigma^2}$$
 (3.5)

qui sont donc les paramètres réellement accessibles.

3.2 Algorithme d'inversion

Supposant qu'une étude préalable a permis d'évaluer la réflectance de sol ρ_s et éventuellement la réflectance parasite ρ_p , nous éxaminerons ici comment sont alors déterminés les paramètres granulométriques \bar{r} et σ et l'épaisseur optique tangente des particules, en fonction de l'altitude.

Le vol est d'abord décomposé en séquences de mesures correspondant à une rotation complète de la nacelle, et fournissant donc les réflectances $\rho_{\lambda}(\theta)$ et les taux de polarisation $P_{\lambda}(\theta)$ pour des angles θ variant de H_s à $\pi - H_s$. Une telle séquence correspond typiquement (à raison de 1 rotation/seconde) à une variation d'altitude du ballon Δz de l'ordre de 100 à 200 m au maximum. On considérera donc qu'elle renseigne sur les propriétes des aérosols à l'altitude moyenne z de la séquence.

Nous illustrerons l'inversion des données sur une séquence de mesures tirée du vol du 13 - 05 - 84; les observations relatives à cette séquence sont reportées sur les Figures 3.1 en fonction de l'angle de diffusion; les deux figures du dessus représentent le logarithme décimal de la réflectance (à 850 et 1650 nm respectivement) en fonction de l'angle de diffusion; la composante moléculaire est représentée en traits pleins. Les deux figures du bas sont les deux taux de polarisation (à 850 et 1650 nm respectivement) en fonction de l'angle de diffusion; c'est la présentation que nous retiendrons dans toute la suite de ce travail. On pourra éventuellement ajouter les données inclinomètre en fonction de θ (en haut à droite) et l'écart en polarisation en fonction de \bar{r} entre les mesures et les signaux restitués aux deux longueurs d'onde (en bas à droite); c'est le cas des Figures 3.3.

Pour passer de la dépendance temporelle à la dépendance angulaire des signaux, on s'est servi de la relation $\theta = \theta(t)$, déduite des données magnétomètre et de la hauteur du soleil suivant les relations (1.1) à (1.5). On a arbitrairement affecté le signe + ou - à l'angle de diffusion θ selon que la visée était faite dans le demi-plan con-



Figure 3.1: Exemple de séquence du vol du 13-05-84

La présentation des signaux est la même que sur les Figures 2.7. Les logarithmes des réflectances (première ligne) et les taux de polarisation (deuxième ligne) sont représentés en fonction de l'angle de diffusion θ ; les deux colonnes correspondent respectivement à 850 et 1650 nm.

tenant le Nord ou le Sud, l'origine étant le plan d'incidence du soleil. En général, l'inversion portera sur la moyenne des mesures symétriques obtenues de part et d'autre du plan du soleil, sauf si des inhomogénéités notables sont observées. Dans ce dernier cas, on inversera éventuellement des points de mesure individuels, pour des directions d'observation données, mais les résultats seront évidemment beaucoup moins fiables puisqu'on ne disposera plus de l'ensemble des diagrammes pour les valider.

On part alors des mesures à 1650 nm, dans la direction particulière $\theta_0 = 100^{\circ}$ (où le taux de polarisation est maximum, donc très précis), soit $\rho_{1650}(\theta_0)$ et $P_{1650}(\theta_0)$. La première étape consiste à déterminer l'ensemble des granulométries, donc la famille de couples (\bar{r} , σ), compatibles avec ces 2 observations. On procède par itération. La diffusion moléculaire étant généralement négligeable dans ce canal, on écrit en première approximation

$$\rho \simeq \rho_p + R(\theta) \frac{t(\tau_a) \tau_a p_a}{4} \left(1 + \frac{2\rho_s}{p_a} \sin H_s \right)$$
(3.6)

et

$$P \simeq \Delta P + P_a / \left(1 + \frac{2\rho_s}{p_a} + \frac{4\rho_p}{t\tau_a p_a} \right)$$
(3.7)

En fait, la fonction de phase des particules est typiquement d'environ 0,25 dans la direction θ_0 et l'épaisseur optique tangente est faible à ce canal; c'est ainsi qu'en posant t = 1 et $p(\theta_0) = 0,25$, on détermine une première approximation de $\tau_a(1650 nm)$ et une famille de solutions (\bar{r}^0 , σ^0). On en déduit des valeurs approchées de $t(\tau_a)$ et de $p(\theta_0)$. Le processus est ensuite itéré en utilisant les équations complètes (2.32) et (2.33), et fournit l'ensemble des solutions cherchées (\bar{r}, σ) dont la Figure 3.2a montre l'allure. τ_a est connue à 1650 nm pour chaque solution.

Pour chacune des solutions \bar{r} , σ précédentes, on calcule la dépendance spectrale de $\tau(\lambda)$ et déduit de $\tau_a(\bar{r}, \sigma)$ la valeur correspondante à 850 nm, $\tau_a(850 nm)$. On peut alors calculer le taux de polarisation prévu à 850 nm dans la direction θ_0 . La Figure 3.2b montre son allure en fonction du paramètre \bar{r} . La comparaison de ces résultats au taux de polarisation mesuré $P_{850}(\theta_0)$, permet de sélectionner la solution (\bar{r} , σ , $\tau_a(1650 nm)$, $\tau_a(850 nm)$) compatible avec les observations à 100°. Sur l'exemple représenté sur la Figure 3.2, on a deux solutions qui restituent le taux de polarisation à 850 nm dans la





ĺ



Figure 3.3 Comparaison entre les signaux prévus par le modèle retenu (en traits continus) et les mesures (+). La figure en haut à droite représente les signaux magnétomètre en fonction de l'angle de diffusion, et celle du bas, l'écart absolu

$$\delta P(\overline{r}) = |P_{mes} - |P_{simule}||$$

aux deux longueurs d'onde, en fonction de \overline{r} ; pour cette séquence, l'inversion a fourni:

$$\bar{r} = 0,215 \ \mu m; \ \sigma = 0,375; \ \tau_a(850nm) = 0,463 \ et \ \tau_a(1650nm) = 0,105$$

On notera que pour des angles de diffusion $\theta \ge 150^\circ$, on observe un changement du plan de polarisation.

47

direction de diffusion $\theta = 100^{\circ}$; mais on constate que seule la solution correspondant à la valeur de \overline{r} la plus petite est conciliable avec les mesures.

Les diagrammes correspondant à cette solution sont alors recalculés sur toute la plage $\theta = (-180^\circ, +180^\circ)$, à partir de la modélisation complète (équations (2.32) et (2.33)), et sont comparés aux observations (Figures 3.3). On notera en particulier que le bon accord entre réflectances calculées et observées, à 850 nm, est un bon élément de crédibilité de la méthode, ces mesures n'intervenant pas dans l'inversion. On trace par ailleurs en fonction de \bar{r} (encart inférieur de droite) l'écart absolu moyen δP entre les taux de polarisation mesurés et prévus pour l'ensemble des solutions \bar{r} , σ , $\tau_a(\bar{r}, \sigma)$ aux deux longueurs d'onde.

$$\delta P_{\lambda} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{m} [P_{mes}(\theta_i) - |P_{cal}(\theta_i)|]^2}$$
(3.8)

L'allure de la courbe donne une idée de la fiabilité du résultat. On verra en particulier qu'aux hautes altitudes, lorsque les abondances en aérosols et en molécules sont du même ordre, cet écart devient très peu sensible au modèle.

L'inversion d'une séquence de mesure fournit donc, pour une altitude z donnée, la granulométrie $(\bar{\tau}, \sigma)$ et l'abondance $\tau(\lambda)$ des particules; l'inversion d'un vol par séquences successives fournit les profils verticaux de ces quantités.

3.3 Simplification du calcul

La mise en œuvre de l'algorithme d'inversion précédent présente plusieurs points numériquemen très lourds: en particulier les évaluations de la transmission $t(\tau_a)$, des fonctions de phase et des taux de polarisation. Ces différents calculs étant répétitifs, on a du en développer des approximations plus maniables.

3.3.1 Calcul simplifié de la transmission atmosphérique

La transmission ne dépend de la longueur d'onde que par l'intermédiaire de l'épaisseur optique tangente totale. Le calcul exact de la transmission atmosphérique nécessite une discrétisation de l'intégrale (2.2); ce qui est laborieux et doit être allégé. En pratique, le calcul est fait en se donnant $\sigma_m(z)$ et $\sigma_a(z)$; nous supposerons avoir une atténuation exponentielle de ces deux grandeurs avec:

$$\sigma_m(z) = \sigma_m^0 exp(-z/H_m)$$
(3.9)

$$\sigma_a(z) = \sigma_a^0 exp(-z/H_a) \tag{3.10}$$

Désignons par τ l'épaisseur optique tangente totale, soit:

$$au = au_m + au_a$$

On remarque en particulier que, suivant l'équation (2.2), on a approximativement:

• Pour un soleil à l'horizon $(H_s = 0^\circ)$, pour la diffusion avant:

$$t(\theta = 0^{\circ}, H_{s} = 0^{\circ}) = e^{-(\tau_{m} + \tau_{s})} = e^{-\tau}$$
(3.11)

et en rétrodiffusion:

$$t(\theta = \pi) = e^{-\tau} \frac{1 - e^{-2\tau}}{2\tau}$$
(3.12)

• Lorsque le soleil monte au dessus de l'horizon, $\tau^{"} \simeq 0$, la transmission devient indépendante de l'azimut de visée si la couche est homogène, et on a:

$$\tau(H_s > 0^\circ) \simeq \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \tag{3.13}$$

Pour différentes épaisseurs optiques tangentes, on a représenté sur les Figures 3.4, la transmission en fonction de l'élevation solaire pour la direction $\theta = 100^{\circ}$; l'allure est semblable pour les autres angles de diffusion. Ces courbes nous ont conduit à approcher la transmission atmosphérique dans une direction donnée d'angle de diffusion θ par la forme analytique:

$$t = Ae^{-\frac{H_a}{A_1}} + B(1 - e^{-\frac{H_a}{A_1}})$$
(3.14)



<u>Figure 3.4</u>: Variation de la transmission t dans la direction $\theta = 100^{\circ}$ en fonction de l'élevation solaire H_s

où A et A_1 dépendent de l'angle θ et de τ . Nous ferons cette approximation de sorte à restituer les transmissions exactes pour $H_s = 5^\circ$ et 0° et pour un soleil haut dans le ciel. L'équation (3.13) implique qu'on pose:

$$B = \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \tag{3.15}$$

Ainsi pour dix neuf angles (que nous noterons dans toute la suite θ_s) couvrant l'intervalle $(0 - 180)^\circ$ et pour quarante valeurs de l'épaisseur optique tangente, on a mis en mémoire les transmissions exactes $t(H_s = 0^\circ)$ et $t(H_s = 5^\circ)$. Le calcul de la transmission à partir de l'équation (3.14) devient quasi-instantané et l'erreur induite sur l'ensemble du balayage angulaire est, comme le montre la comparaison entre un calcul exact et l'approximation, de l'ordre du pourcent (cf. Figure 3.5). Pour des valeurs intermédiaires de l'épaisseur optique, on interpolera.

3.3.2 Calcul des propriétés optiques pour un modèle d'aérosol

Le calcul des intégrales donnant p_a et P_a est également très long, les grandeurs correspondantes devant être préalablement calculées à partir de la théorie de Mie pour des valeurs discrètes du paramètre de Mie, $\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}$. Par ailleurs, dans la direction $\theta = 100^{\circ}$, le taux de polarisation propre des particules rencontrées est toujours élevé (supérieur à 35%). On a donc procédé comme suit:

- Dans une première étape, pour vingt six valeurs de la variance σ, on a déterminé les rayons moyens adéquats pour avoir des taux de polarisation de 35 à 97 % par pas de 2 % : les valeurs ont été rangées dans un tableau. Ces modèles correspondent au domaine hâchuré sur la Figure 3.6.
- Ensuite pour chacun des 26 × 32 modèles et pour chacun des dix neuf angles θ_s, on a calculé et mis en mémoire les paramètres p_a(θ_s) et P_a(θ_s). Etant donné un modèle (τ̄, σ) et un angle d'observation quelconque, les quantités p_a(θ) et P_a(θ) seront interpolées à partir de ce tableau.

Cette approximation n'introduit pas d'erreur significative sur le calcul de p_a et P_a qui devient instantané une fois la lecture de ces deux fichiers effectuée au début de

51







Figure 3.6: Modèles d'aérosols donnant des taux de polarisation entre 35 et 95% à 1650 nm

l'inversion du vol; ceci constitue une grande économie de temps.

Nous avons, pour illustrer, représenté sur les Figures 3.7, les diagrammes des taux de polarisation et fonctions de phase, aux deux longueurs d'onde, pour la famille de solutions correspondant à un taux de polarisation de 87% dans la direction $\theta = 100^{\circ}$.

On remarque à travers les quatre réseaux, que celui du taux de polarisation à 850 nm et la dissymétrie avant/arrière sur la réflectance sont les plus informatifs.





Figures 3.7: A titre d'exemple, on a tracé les diagrammes des fonctions de phase $p_a(\theta)$ et des taux de polarisation $P_a(\theta)$ des modèles donnant 87% de taux de polarisation à 1650 nm dans la direction $\theta = 100^{\circ}$

<u>CHAPITRE IV</u>

PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

4.1 Généralités

Après un premier vol technologique, le 15 - 12 - 1983, l'expérience a volé jusque ce jour à neuf reprises. Elle a connu 3 échecs partiels: le 10-11-84 et le 22-04-85 où les mesures ont été interrompues pour des raisons de défaillance technique, et le 12-10-85, où l'appareil s'étant progressivement déstabilisé, une forte correction de l'effet d'inclinaison est nécessaire. Le premier vol est un vol plafonnant vers 20 km d'altitude autour du lever du soleil; pour chacun des huit autres, la Figure 4.1 donne, en fonction du temps, l'élevation solaire H_s , l'altitude z et l'inclinaison i de la direction de visée.

Le premier vol de l'expérience a eu lieu le 15-12-1983, sur un ballon de $5000m^3$. L'objectif de ce vol technologique, limité à un plafond constant d'environ 1 heure, était de vérifier la faisabilité de l'expérience.

Le deuxième vol, effectué le 13 - 05 - 84 a montré la possibilité de réaliser l'expérience en effectuant une escalade en altitude. On a par ailleurs cherché à valider les résultats en accompagnant ce vol de mesures au sol, faites au pic du midi, de tirs Lidar demandés à l'Observatoire de Haute Provence et surtout de mesures de photométrie au limbe, réalisées simultanément par l'IASB de Bruxelles sur un ballon séparé.

A partir du lancement du satellite SAGE II en Octobre 1984, RADIBAL s'est















intégré dans une Campagne Européenne d'Expériences de Validation des observations de ce satellite. Les vols ont donc été programmés en coincidence avec des passages de SAGE II. On a utilisé, lorsque c'était possible, des ballons de 100.000 m^3 afin d'explorer une gamme d'altitudes plus étendue. Enfin, on s'est efforcé d'obtenir des observations simultanées complémentaires (tirs lidar ou photométrie du limbe). Cependant, des incidents répétés ont limité les intercomparaisons disponibles:

Le premier vol d'intercomparaison, réalisé le 10 - 11 - 84 avec un ballon de 100.000 m^3 , parallèlement à une photométrie au limbe et à un tir Lidar, a été interrompu par une panne de la télémétrie. Un vol supplémentaire a été accordé. On l'a effectué sur un ballon de 5.000 m^3 , le 28 - 11 - 84, qui coincidait avec un nouveau passage de SAGE II.

Le deuxième vol d'intercomparaison programmé a eu lieu le 22-04-85 avec un ballon de 100.000 m^3 . La fusion du convertisseur de RADIBAL, dès son arrivée au plafond, limite énormément les mesures exploitables, et un nouveau vol supplémentaire a eu lieu, le 12-10-85, en coincidence avec un passage de SAGE II et avec un ballon de 100.000 m^3 .

Deux vols ont été effectués en Avril 1986 dans le but d'élucider les anomalies prédemment observées aux hautes altitudes. Pour ce faire, un filtre à 1350 nm a été ajouté. Le premier vol s'est déroulé au lever du soleil le 14 - 04 - 1986, et le second, au coucher, le 21 - 04 - 86, en coincidence avec le passage de SAGE II.

Un dernier vol d'intercomparaison SAGE II a eu lieu en 1987. Enfin dans l'optique de l'étude des nuages polaires, un vol a été effectué à Kiruna (67, 53°N, 20, 15° E) en Suède le 28 - 01 - 88.

Nous analyserons ici chacun des vols avec les problèmes spécifiques soulevés et donnerons les résultats obtenus. Nous présenterons les intercomparaisons dans le chapitre 5.

4.2 Vol du 15-12-83

Ce premier vol du radiomètre, en 1983, était a priori un vol technologique, de courte durée et à plafond constant, sous ballon de $5000m^3$. La mise à poste du ballon à $6^{h}10$ vers 62 hPa a eu lieu avant le lever du soleil; cette altitude constante d'environ 20 kma été gardée pendant les deux heures de mesures.

Les résultats du vol ont parfaitement validé les options technologiques de l'expérience [16]. L'excellente stabilité de la nacelle a permis d'obtenir des mesures d'une qualité exceptionnelle, les écarts à l'horizontalité restant inférieurs à 0,1°. Par ailleurs, les capteurs ont montré que le conditionnement thermique était correct; le fonctionnement du polarimètre et de la chaîne d'acquisition et de traitement des données a été satisfaisant; enfin, la gamme dynamique de l'instrument et la résolution angulaire se sont révélées bien adaptées au problème.

Du point de vue scientifique, les résultats ont été très fructueux. Les observations à altitude constante ayant permis d'observer les mêmes particules sous différentes élevations solaires, on a pu valider la simulation développée ici dans le chapitre 3, en particulier la contamination des signaux par la lumière troposphérique (relation 2.27). L'inversion des mesures a permis de retrouver avec précision les caractéristiques des particules. Cette inversion a été détaillée par ailleurs [12] et ne sera pas reprise ici, mais à titre d'exemple la Figure 4.2 montre l'excellente concordance entre les signaux mesurés et ceux prévus pour différentes élevations solaires à partir des mesures pour un soleil à l'horizon.

Enfin, la variation de la transmission atmosphérique en fonction de l'élevation du soleil a fourni une détermination indépendante de l'épaisseur optique tangente τ_a des aérosols, donc un étalonnage in situ du radiopolarimètre.

L'analyse de ce vol a montré que les particules détectées le 15 - 12 - 83 à $20 \ km$



Figure 4.2: Points expérimentaux pour différentes élevations solaires H_s . Les courbes correspondent aux mesures prévues pour différentes valeurs de H_s suivant la modélisation décrite ici, en se donnant pour référence les valeurs observées à $H_s = 0^\circ$. On a donc une bonne validation de la façon dont est prise en compte l'influence de la lumière troposphérique dans les mesures.

d'altitude étaient assez bien caractérisées par une granulométrie log-normale, avec:

$$\overline{r} = 0,28 \ \mu m$$
 $\sigma = 0,3$

soit

$$r_{eff} = 0,35 \ \mu m$$
 $v_{eff} = 0,09$

les épaisseurs optiques tangentes à 850 et 1650 nm valant respectivement:

$$au_a(850 \ nm) = 0,8 \pm 0,1$$
 $au_a(1650 \ nm) = 0,23 \pm 0,08$

Ces résultats nous fourniront une bonne référence pour l'étude de l'évolution ultérieure des aérosols.

4.3 Vol du 13-05-84

4.3.1 Descriptif du vol

Pour ce premier vol scientifique on a à nouveau disposé d'un ballon de 5.000 m^3 . Un premier objectif était de s'assurer que la stabilité de la plate-forme restait suffisante, pendant la descente du ballon, pour permettre de déterminer les propriétés des aérosols à différents niveaux de la stratosphère. Par ailleurs, pour essayer de valider les résultats,(i) l'expérience était menée en parallèle avec l'expérience de photométrie au limbe du Laboratoire d'Aéronomie de Bruxelles, (ii) des tirs Lidar avaient été demandés à l'Observatoire de Haute Provence, (iii) et des mesures du rayonnement solaire direct et diffus étaient effectuées à partir de l'Observatoire du Pic du Midi. La forte couverture nuageuse au-dessus de l'OHP, les nuits précédant et suivant le vol, a malheureusement empêché les observations lidar; les résultats des mesures LOA au Pic du Midi et de l'expérience de l'IASB à Aire sur l'Adour seront examinés plus en annexe.

Le vol s'est déroulé par temps clair, dans l'après midi du 13 - 05 - 84. Après une montée très agitée suivie d'un court plafond vers 22 km, une descente lente a d'abord ramené le ballon jusqu'à 15 km environ. On est ensuite remonté jusque vers 19 km où le ballon a plafonné pendant le coucher du soleil, les mesures étant arrétées lorsque le soleil était largement sous l'horizon: $H_s \simeq -8^\circ$. Nous n'étudierons ici que les mesures effectuées avec $H_s \ge 0^\circ$. On notera que les mesures présentent de légères dissymétries de part et d'autre du plan d'incidence du soleil. Nous négligerons ces petites inhomogénéités et l'analyse portera sur les moyennes des mesures faites de part et d'autre du plan du soleil.

4.3.2 Inversion des mesures

Les mesures du coucher du soleil $(H_s \leq 4, 5^\circ)$ correspondent à une période de très bonne stabilité de la nacelle, dans une région où les aérosols sont abondants et les mesures très propres. Leur inversion fournit les caractéristiques précises des particules, dans la gamme d'altitudes $16 < z < 20 \ km$. Ayant traversé cette zone trois fois sous des hauteurs de soleil différentes, on peut déterminer la réflectance troposphérique soit par régression linéaire de l'inverse du taux de polarisation en fonction de sinH, sur les 3 traversées, soit en simulant les signaux pour différentes valeurs de la réflectance troposphérique à partir des caractéristiques des particules obtenues au coucher du soleil.

La regression linéaire (Figure 4.3) donne:

$$28\% \le \rho_s(850 \ nm) \le 32\%$$
; $25\% \le \rho_s(1650 \ nm) \le 30\%$,

et la comparaison des mesures aux signaux simulés pour différentes valeurs de ρ_s (Figures 4.4):

$$21\% \leq
ho_s(850~nm) \leq 31\%~;~~26\% \leq
ho_s(1650~nm) \leq 35\%$$

Le recoupement de ces intervalles donne:

$$28\% \le
ho_s(850 \ nm) \le 31\%; \quad 26\% \le
ho_s(1650 \ nm) \le 30\%$$

et nous retiendrons:

$$\rho_s(850 \ nm) = 30\%$$
; $\rho_s(1650 \ nm) = 27\%$

pour l'inversion de l'ensemble du vol. Le couvert végétal, très réfléchissant dans le proche infrarouge, étant abondant en cette période de l'année, ces valeurs relativement élevées de la réflectance de sol semblent raisonnables.

L'inversion des mesures a alors été effectuée suivant la procédure décrite précédemment. A titre d'exemple, les Figures 4.5 montrent pour deux altitudes l'excellent accord obtenu entre les mesures et les signaux simulés. L'ensemble des résultats obtenus aux différentes altitudes est résumé par les Figures 4.6.

Les paramètres efficaces (Figure 4.6c) montrent une grande constance de la granulométrie des particules dans l'intervalle d'altitudes sondé, avec des particules à peine



<u>Figure 4.3</u>: Regression linéaire de l'inverse du taux de polarisation en fonction de l'élevation solaire pour les trois passages vers 17 km


<u>Figure 4.4</u>: Mesures obtenues pendant la montée, vers 18 km (+) et signaux simulés (en traits pleins) pour différentes valeurs d'essai de la réflectance de sol. $H_s \simeq 35^{\circ}$.

$\rho_{\bullet}(850nm)$	$\rho_{s}(1650nm)$	
-------------------------	--------------------	--

	0,21	0,26
* *** * * *	0,25	0,30
	0,31	0.35

67



Figure 4.5: Les signaux observés (+) sont comparés aux signaux restitués après l'inversion $(z_1 = 18, 3 \ km$ et $z_2 = 17, 9 \ km$) respectivement après l'inversion(en traits pleins).





Figure 4.6a: Profils des épaisseurs optiques tangentes aux deux longueurs d'onde On a distigué les résultats obtenus pendant la descente (+) de ceux obtenus pendant l'ascension de la fin du vol (*). Le bon accord entre ces résultats prouve que l'estimation de la réflectance de sol est correcte.



Figure 4.6b: Profils du coefficient d'Angström α (à gauche) et du rapport R des épaisseurs optiques.

Ces deux grandeurs sont très peu sensibles au modèle précis de particules. Elles ne dépendent donc pratiquement pas de l'inversion et sont très proches des mesures directes de réflectance. Qualitativement, α et R croissent lorsque la dimension des particules diminue; aux limites, on aurait pour de très grosses particules, $R \simeq 1$ et pour des molécules $R \simeq 2^4 = 16$.



Figure 4.6c: Profils des paramètres granulométriques des particules

moins grosses au sommet; ceci se traduit par une dépendance spectrale de τ_a variant très peu avec l'altitude, comme le montrent sur les Figures 4.6b, les profils du rapport:

$$R=rac{ au(850nm)}{ au(1650nm)}$$

ou du coefficient d'Angstrom α , défini par:

$$au_{a}(\lambda) = au_{a}(\lambda_{0}) \left(rac{\lambda}{\lambda_{0}}
ight)^{-lpha}$$

Du point de vue dimensionnel, on retrouve pratiquement les mêmes particules que lors du premier vol.

$$r_{eff} = 0.32 \pm 0.03 \mu m$$
 $v_{eff} = 0.15 \pm 0.03$

Leur abondance (Figures 4.6a) décroît avec l'altitude avec une échelle de hauteur $H \simeq 4 \ km$. L'épaisseur optique mesurée vers 20 $\ km$, environ: $\tau_a(850 \ nm) \simeq 0.30 \pm 0,01$ et $\tau_a(1650 \ nm) \simeq 0.06 \pm 0,01$ est nettement plus faible qu'en Décembre 1983, soit une diminution de plus de 60%; ceci doit correspondre à la retombée progressive de la contamination de la stratosphère après l'éruption volcanique du El Chichon.

4.3.3 Intercomparaison RADIBAL- Expérience I.A.S.B.

Les résultats des mesures RADIBAL, de l'expérience de l'I.A.S.B. et des mesures-sol du Pic du Midi sont bien cohérents dans leur ensemble. Ceci est montré dans un rapport interne joint en annexe; on n'examinera ici que les résultats de l'I.A.S.B.

Depuis la plate-forme d'un ballon stratosphérique stabilisé au-dessus de la couche d'aérosols, on photographie le disque solaire. L'atténuation du faisceau solaire direct est mesurée pour différentes hauteurs du soleil sous l'horizon et l'inversion de ces mesures donne le profil vertical du profil d'extinction $\sigma_a(z)$. Les trois filtres utilisés sont centrés à 440 nm, 650 nm et 840 nm. La Figure 4.7 donne les profils correspondants du coefficient d'extinction.

Pour la longueur d'onde commune (840;850) nm, on a intégré le profil $\sigma_a(z)$ de l'I.A.S.B. pour retrouver le profil d'épaisseur optique tangente, $\tau_a(z)$ qu'on a comparé



l'I.A.S.B.

73

ï

au profil donné par RADIBAL sur la Figure 4.8. L'accord est très convenable dans la région 21-22 km. Dans les couches plus profondes, les résultats RADIBAL sont plus élevés d'environ 60%. Différents biais peuvent expliquer ces différences, en particulier:

- la détermination de l'altitude peut affecter les deux mesures;
- la précision sur les profils $\sigma_a(z)$ de l'I.A.S.B. diminue lorsque l'on s'enfonce dans le bas de la couche;
- enfin et surtout, l'expérience de l'I.A.S.B. sonde la couche dans la direction du soleil, alors que nous avons utilisé des mesures RADIBAL dans une direction à 100° du soleil.

On a donc repris l'analyse des mesures RADIBAL à 850 nm dans la direction $\theta = 30^{\circ}$. On a inversé les profils de réflectance mesurées par RADIBAL dans cette direction, plus proche de celle du soleil, en utilisant la fonction de phase $p_a(\theta)$ résultant du modèle d'aérosols; les profils des épaisseurs optiques $\tau_a(z)$ ainsi retrouvés sont montrés sur la Figure 4.9.

Le très bon accord obtenu semble bien indiqué que des inhomogénéités de la couche expliquent le précédent désaccord, et valide très proprement les résultats des deux expériences.



Figure 4.8: Profils des épaisseurs optiques tangentes à 850 nm Pour RADIBAL (*), elles sont déduites à partir des mesures de réflectance dans la direction $\theta = 100^{\circ}$ à 1650 nm; pour l'I.A.S.B., (-) elles sont déduites de $\sigma_a(z)$.

Altitude z en km





4.4 Vol du 10-11-84

4.4.1 Descriptif du vol

Ce vol est le premier de la Campagne d'Intercomparaison SAGE II. Effectué au coucher du soleil, par ciel clair, en assez bonne coincidence avec le passage de SAGE II, il était à nouveau mené en parallèle avec l'expérience de l'IASB, et des tirs lidar étaient effectivement réalisés par l'OHP. On disposait d'un ballon de 100.000 m^3 , ce qui devait permettre d'observer les aérosols entre 10 et 33 km environ, pour une hauteur du soleil variant entre 25 et 0°. Malheureusement, le fonctionnement défectueux de la télémétrie a entraîné des trous répétés de transmission des mesures. Pendant l'ascension, les plus importants sont:

- entre $13^{h}20$ et $13^{h}30$ ce qui correspond à la zone $(20 \pm 1, 5)$ km;
- vers $13^h 37$ pour la zone $(24 \pm 1) km$;

Au cours de la descente, phase de grande stabilité de la nacelle et de moindre contamination par la réflectance diffuse du sol, les pertes d'émission ont été plus longues et plus fréquentes; les plus importantes:

- vers $15^{h}20$; c'est la zone $(24, 5 \pm 2) km$;
- vers $15^{h}45$ pour toute la tranche (21 ± 2) km

4.4.2 Inversion des mesures

Compte tenu de la télémétrie défectueuse, même les mesures récupérées sont très bruitées. On a d'abord inversé la dernière tranche de mesures à partir de 16^h $(H_s \leq 4, 5^\circ)$ en fixant arbitrairement $\rho_s = 0, 15$ aux deux longueurs d'onde. Cette inversion fournit l'abondance et la granulométrie des aérosols dans la zone d'altitudes $(16 - 19) \ km$. Les caractéristiques obtenues ont été retenues pour simuler les signaux observés aux mêmes altitudes pendant la montée $(H_s \simeq 25^\circ)$ avec ρ_s en paramètre. La comparaison de ces simulations aux mesures donne pour la réflectance du sol (cf. Figures 4.10)

$$\rho_s(850 \ nm) = 0,20 \pm 0,05$$
 $\rho_s(1650 \ nm) = 0,15 \pm 0,05$



Figure 4.10: Comparaison des mesures (+) aux signaux prévus pour différentes valeurs d'essai de la réflectance de sol.

Cette séquence correspond à z = 17,8 km et $H_s = 25,5^{\circ}$

 $\rho_s(850nm)$ $\rho_s(1650nm)$

 0,15	0,10
 0,20	0,15
 0,25	0,20

On note une assez nette dissymétrie qui correspond probablement à des réflectances de sol différentes de part et d'autre du soleil; mais compte tenu de la qualité médiocre des mesures, il semble suffisant de conserver ces valeurs moyennes de la réflectance de sol.

Avec ces valeurs de ρ_s , l'inversion des séquences de mesures transmises pendant la descente, entre 19 et 16 km d'altitude, donne des résultats cohérents (τ_a , \bar{r} et σ) (cf Figures 4.11 et 4.12) qu'on a reportés sur les Figures 4.14 avec un label particulier (*). Par contre au dessus de 26 km, la procédure normale d'inversion donnait des résultats incohérents avant que l'on tienne compte de la réflectance parasite.

4.4.3 Etude de la lumière parasite

On a donc analysé ces mesures pour essayer d'évaluer cette réflectance parasite

$$\rho_p = C_\lambda \rho_s \sin H_s$$

afin d'étendre la zone de détermination des particules.

Pour valider cette formulation de la réflectance parasite et évaluer C_{λ} (ne seraitce qu'en ordre de grandeur), on a tracé, en fonction de l'altitude z, la différence de réflectance:

$$\Delta \rho = \rho(\theta)_{mesure} - t \frac{\tau_m p_m(\theta)}{4} - \frac{2\rho_s t \tau_m \sin H_s}{4}$$
(.1)

observée à 850 et 1650 nm, dans la direction $\theta = 100^{\circ}$. La différence $\Delta \rho$ et le rapport:

$$C_{\lambda} = \frac{\Delta \rho}{\rho_{s} \sin H_{s}} \tag{.2}$$

sur la Figure 4.13. On voit que $\Delta \rho$ et C_{λ} deviennent sensiblement constants en haute altitude (z > 28km). La même analyse effectuée pour les vols suivants comme celui du (12-10-85) donne des résultats très similaires.

Il est pratiquement exclu que les aérosols présentent une densité constante à haute altitude. Il est plus probable que leur abondance y devient négligeable et que la différence $\Delta \rho$ constante corresponde au terme parasite ρ_p recherché. Suivant les



Figure 4.11: Signaux mesurés (+) et signaux simulés après l'inversion d'une séquence obtenue vers la fin du vol, avec une bonne stabilité de la nacelle.



Figure 4.12: Signaux mesurés (+) et signaux simulés après l'inversion d'une séquence obtenue vers la fin du vol, avec une bonne stabilité de la nacelle.

80





iude z en km

Figures 4.13b, on a sensiblement:

$$C(\lambda = 850nm) = 10^{-2} \tag{.3}$$

$$C(\lambda = 1650nm) = 10^{-2.5} \tag{.4}$$

Nous avons comparé les signaux obtenus après l'inversion des mesures aux hautes altitudes selon que l'on tient compte ou non de cette réflectance parasite. Si l'on néglige ρ_p , l'inversion conduit à des modèles d'aérosols caractérisés par une forte diffusion avant inconciliable avec les réflectances observées. Par contre si ces réflectances sont corrigées de ρ_p avant l'inversion, on obtient un accord satisfaisant avec toutes les observations et on constate que les quantités d'aérosols retrouvées sont pratiquement négligeables.

Cette correction de ρ_p sera appliquée systématiquement. Elle est importante dès que l'expérience se situe au dessus de 25 km, où ce signal parasite a une importance relative appréciable dans la luminance mesurée.

4.4.4 Ensemble des mesures

Avec ces valeurs de ρ_s et de C_{λ} , l'analyse de l'ensemble des mesures disponibles donne les profils montrés sur les Figures 4.14; on a employé le symbole "*" ou "o" selon qu'il s'agit d'une séquence de montée ou de descente. On a en effet essayé d'utiliser les séquences de mesures obtenues pendant la montée du ballon. Vu le caractère très agité de ces mesures, nous avons dû préalablement lisser les diagrammes des signaux et estimer des courbes moyennes qui nous permettent de déterminer la réflectance à 1650nm et les taux de polarisation aux deux longueurs d'onde dans la direction $\theta = 100^{\circ}$. Les résultats, quoique fort bruités, restent raisonnables. Les particules observées sont sensiblement les mêmes que celles du 13 - 05 - 84 avec un rayon efficace de l'ordre de $0, 3 \pm 0, 1 \mu m$ et une variance efficace entre 0, 1 et 0, 2 dans la zone commune des sondages.

L'évolution de l'abondance est restée à peine décelable depuis le vol précédent. A 20 km d'altitude, l'épaisseur optique est de:

 $\tau_a(850nm) = 0,25 \pm 0,08$ $\tau_a(1650nm) = 0,05 \pm 0,02$

Les résultats de haute altitude et de montée sont très peu précis, compte tenu des incertitudes sur la contribution moléculaire, sur la réflectance parasite, et surtout sur



Figure 4.14 a: Profils des épaisseurs optiques tangentes retrouvées aux deux longueurs d'onde lors du vol 10-11-84. Malgré les fortes agitations de la montée, les résultats correspondants (o) se recoupent avec ceux de la descente (*) lors des dernières séquences du vol. Les résultats ont été limités à z < 28 km, puisque, au delà, on ne détecte pratiquement plus d'aérosols.



Figure 4.14b: Profils du coefficient d'Angstrom α et du rapport R des épaisseurs optiques trouvées.



Figure 4.14c: Paramètres granulométriques des particules.

la réflectance en ce qui concerne les mesures de la montée. Mais on obtient un ordre de grandeur raisonnable de la dimension des particules et il semble qu'on ne voit pas de variation importante de r_{eff} et v_{eff} avec l'altitude. Les résultats des dernières séquences recoupent de manière très satisfaisante ceux de la montée.

4.5 Vol du 28-11-84

Ce vol s'est déroulé au lever de soleil avec un ballon de 5.000 m^3 . On a ainsi pu réaliser le sondage de la zone z = (12-25)km. Les mesures obtenues sont de très bonne qualité. Toutefois, compte tenu des délais, on n'a pas vérifié le pointage préalable et déterminé ϕ_0 . Si l'on conserve la détermination de ϕ_0 obtenue le 10-11-84, les signaux présentent une dissymétrie anormale qui disparaît lorsqu'on corrige systématiquement l'azimut d'un angle $\Delta \phi = 7^\circ$. Il est donc vraisemblable que le magnétomètre a subi un décalage lors de l'atterrissage du 10-11-84, et on a analysé le vol du 28-11-84 en appliquant cette correction systématique de 7°.

Pour déterminer ρ_s , on ne dispose que du plafond initial où l'on ait, à une même altitude, des mesures sous différentes élevations solaires. La regression linéaire des mesures de polarisation obtenues au plafond (cf.Figure 4.15) permet de déduire les valeurs suivantes pour la réflectance de sol:

 $\rho_s(850nm) = 24\%$

 $\rho_s(1650nm) = 13\%$

Les résultats de l'inversion sont alors donnés sur les Figures 4.16. On voit que l'évolution de l'abondance par rapport au précédent vol n'est pas décelable. A 20 km d'altitude, l'épaisseur optique tangente est:

 $au(850 \ nm) = 0,37 \pm 0,01 \tau (1650 \ nm) = 0,07 \pm 0,01$

Le rayon efficace sur toute la zone explorée est de $0, 2\pm 0, 03\mu m$. Par contre, la variance efficace diminue en fonction de l'altitude, ce qui suggérerait un amaigrissement des particules au fur et à mesure que l'on s'élève en altitude. En dessous de 17 km:, les valeurs constantes de \bar{r} et σ n'ont sans doute pas de signification physique, et le meilleur accord est simplement donné par le modèle extrême de la grille de solutions.

Les mesures obtenues au cours de ce vol sont donc de bonne qualité; le défaut essentiel est peut être l'imprécision sur la réflectance de sol, compte tenu du plafond très court utilisé pour déterminer ρ_s (H_s ne variant que de 3°). Dans ces conditions, les résultats sont probablement très fiables en altitude (z > 17km), mais peuvent être



Figure 4.15: Regression linéaire du taux de polarisation en fonction de la hauteur du soleil; les mesures correspondent au plafond initial, d'environ une demi heure, avant que n'ait été amorcée la descente.

Altitude z; en km



Figure 4.16a: Profils des épaisseurs optiques tangentes retrouvées aux deux longueurs d'onde lors du vol du 28-11-84.



<u>Figure 4.16b</u>: Profils du coefficient d'Angstrom α et du rapport R des épaisseurs optiques trouvées.



Figure 4.16c: Profil des paramètres granulométriques des particules

légèrement biaisés aux plus bas niveaux. Une autre explication des difficultés obtenues pour z < 17 km peut être l'existence d'une granulométrie bimodale, correspondant à une valeur trop grande de σ . Une analyse plus approfondie à partir des seules mesures RADIBAL est cependant difficile puisque l'ensemble des observations est correctement restitué avec la solution annoncée.

4.6 Vol du 22-04-85

C'est un nouveau vol d'intercomparaison avec SAGE II, effectué au coucher de soleil avec un ballon de 100.000 m^3 , par ciel clair. Les tirs Lidar à Garmish Partenkirchen de même que la photométrie au limbe de l'IASB ont été effectués. Dès la mise au plafond de RADIBAL, alors que le soleil était encore à 40°, le convertisseur de tension a fondu et l'expérience a cessé de fonctionner. On ne dispose donc que des mesures très perturbées de la montée et de séquences plus propres au plafond; les Figures 4.17 montrent des exemples de mesures obtenues.

Ce vol confirme une fois encore le caractère exploitable des taux de polarisation même pendant la montée du ballon. On a donc essayé d'inverser ces mesures, comme pour le vol précédent. Une difficulté supplémentaire est que le déroulement du vol ne permet pas d'évaluer la réflectance de sol; nous retiendrons:

$$ho_{s}=20\%$$

aux deux longueurs d'onde, ces valeurs étant plausibles pour un ciel clair et pour l'état du couvert végétal à cette époque de l'année.

On a d'abord analysé les mesures obtenues aux plus hautes altitudes pour confirmer la valeur de la réflectance parasite. Les Figures 4.18 montrent à nouveau, en fonction de z, la différence:

$$\Delta \rho = \rho(\theta)_{mesure} - t \frac{\tau_m p_m(\theta)}{4} - \frac{2\rho_s t \tau_m \sin H_s}{4}$$

et le rapport:

$$C_{\lambda} = \frac{\Delta \rho}{\rho_s \sin H_s}$$

On trouve pour C_{λ} environ 10^{-3} et $10^{-3.2}$ à 850 nm et 1650 nm respectivement. Ces valeurs, quoique plus faibles que celles obtenues lors du vol précédent, restent compatibles, compte tenu de la forte imprécision des mesures. Pour les mesures de l'ascension, dans une première étape, on a simplement simulé les observations ballon à partir des modèles d'aérosols déduits des mesures SAGE II. Les paramètres communiqués par J. LENOBLE et C. BROGNIEZ sont de la forme suivante:









Altitude	$ec{r}$	σ	modele
$z\simeq 15~km$	0, 25	0,392	1
$15 < z < 20 \ km$	0,20	0,471	2
z=21~km	0, 20	0,392	3
$22 < z < 25 \; km$	0,057	0,471	4

En introduisant ces modèles dans l'expression des signaux, toujours pour $\rho_s = 20\%$, on constate que les simulations sont en bon accord avec les taux de polarisation mesurés, les réflectances étant simplement du même ordre de grandeur (Figures 4.19). On en conclut que même dans des conditions de vol aussi défavorables, la donnée de la polarisation permet de confirmer les mesures de SAGE II.

Dans une deuxième étape, on a repris la démarche suivie pour le vol du 10-11-84 en utilisant simplement des valeurs lissées des mesures de la réflectance à 1650 nm dans la direction $\theta = 100^\circ$ et les taux de polarisation à 850 nm et 1650 nm, on a inversé de cette façon l'ensemble de la montée. Une séquence type avec ces valeurs lissées est présentée sur la Figure 4.20. Les résultats obtenus en inversant ainsi l'ensemble du vol sont présentés sur les Figures 4.21; les discontinuités proviennent des trous de télémesure.

Bien que les mesures soient de très mauvaise qualité, on voit que le rayon efficace est toujours resté compris entre 0,2 et 0,4 μm , pour une variance efficace moyenne autour de 0,2. Les rapports d'épaisseurs optiques sont également voisins des précédents. Il semble donc que les particules soient très semblables à celles observées lors des vols précédents. On observe toutefois une diminution de l'abondance par rapport aux observations du 28 - 11 - 84. Ainsi à 20 km, l'épaisseur optique est:

 $au_a(850nm) = 0, 19 \pm 0, 09$ $au_a(1650nm) = 0, 035 \pm 0, 016$

Nous avons repris cette inversion en prenant $\rho_s = 15\%$ aux deux longueurs d'onde et $C_{850} = 10^{-2.9}$ et $C_{1650} = 10^{-3}$; on retrouve quasiment les mêmes paramètres des particules. Les incertitudes sur ρ_s et C_{λ} sont donc tout à fait secondaires devant les très fortes incertitudes sur $\rho_{1650nm}(\theta = 100^{\circ})$ dues aux oscillations de la nacelle.





Figure 4.19: Comparaison entre les mesures RADIBAL (*) et les signaux simulés pour les modèles fournis par SAGE II (-).

Malgré les fortes oscillations de la nacelle se traduisant par des signaux de réflectance



<u>Figure 4.20</u>: Inversion d'une séquence de la montée avec les valeurs lissées de la réflectance

Pour l'inversion de cette séquence, on a introduit dans la direction $\theta = 100^{\circ}$, une réflectance de 0,05 à 1650 nm et les taux de polarisation à 850 et 1650 nm respectivement, 35% et 52%.

z = 19,7km $H_s = 48,4^{\circ}$

98



<u>Figure 4.21a</u>: Profils des épaisseurs optiques tangentes retrouvées aux deux longueurs 'onde lors du vol du 22-04-85.

es discontinuités sont dues aux trous de télémesure.



Figure 4.21b: Profils du coefficient d'Angstrom α et du raport R des épaisseurs optiques tangentes retrouvées.



Figure 4.21c: Profils des paramètres granulométriques des particules.

4.7 Vol du 12-10-85

De même que le vol du 28 - 11 - 84, c'est un vol technologique supplémentaire repris après l'échec du vol du 22 - 04 - 85. Il a été effectué avec un ballon de 100.000 m^3 au coucher du soleil. Sur la Figure 4.1 résumant les caractéristiques des vols, on voit qu'après la montée (avec $H_s \sim 40^\circ$), on plafonne à environ 30 km pendant 30 mn et descend ensuite lentement pendant plus de trois heures. Pendant cette dernière phase du vol, on remarque que la nacelle semble s'être déstabilisée progressivement à partir de 14h30, le dépointage s'accentuant pendant toute la descente pour atteindre 2° en fin de vol. Nous corrigerons donc les épaisseurs optiques obtenues de l'influence de ce dépointage pour déterminer les épaisseur optique tangentes et l'altitude de tangence. Nous savons que si $\tau^*(z)$ est l'épaisseur optique tangente $\tau(z')$, à l'altitude z' où la direction de visée (ou son prolongement) est réllement tangente à l'atmosphère, par la relation:

$$\tau(z) = \tau(z')(1 + \Theta(\varepsilon \sqrt{\frac{R_z}{2H}}))$$
(4.5)

où: Θ est la fonction erreur;

 $z - z' = \frac{1}{2}R\varepsilon^2$

 ε est l'angle d'inclinaison et $R_z = R + z$, R étant le rayon de la terre.

L'inversion des mesures obtenues en fin de descente, lorsque H_s est petit, et que ρ_s n'intervient pas, a été faite et on a injecté ces modèles dans les mesures aux mêmes altitudes pendant la montée. Le meilleur accord est obtenu pour:

$$\rho_s(850nm) = 6\%$$
 et $\rho_s(1650nm) = 8\%$

Ces valeurs basses, comme pour le vol du 28 - 11 - 84, sont cohérentes avec l'absence de nébulosité et la faiblesse du couvert végétal à l'époque de l'expérience. Compte tenu de l'incertitude sur ρ_s , nous retiendrons pour l'inversion $\rho_s = 10\%$ aux deux longueurs d'onde.
Enfin, après comparaison entre mesures et réflectances moléculaires, nous avons retenu dans l'expression de la réflectance parasite:

$$C_{850 nm} = 10^{-2.5}$$
; $C_{1650 nm} = 10^{-2.75}$

L'ensemble des résultats obtenus avec ces paramètres sont présentés sur les Figures 4.22.

Une fois encore, la faiblesse des signaux reçus au dessus de 24 km environ rend assez incertains les résultats correspondants. En dessous de 23 km, on retrouve des granulométries voisines des précédentes avec:

$$r_{eff} = 0.35 \pm 0.07$$
 $v_{eff} = 0.15 \pm 0.02$

Les valeurs de \bar{r} et σ , aux plus hautes altitudes sont probablement douteuses, compte tenu des faibles quantités d'aérosols rencontrées. Il semble cependant que les particules y soient réllement de plus petites tailles, comme l'indiquent l'augmentation systématique de $\frac{\tau(850nm)}{\tau(1650nm)}$ et du paramètre r_{eff} retrouvés.

Cette fois, la couche apparaît plus dense autour de 20 km d'altitude où:

$$\tau_a(850 \ nm) = 0, 10$$
 $\tau_a(1650 \ nm) = 0, 016$

Des observations SAGE II avaient été faites en coincidence avec ce vol, les résultats seront présentés dans la partie comparaison.



Figure 4.22a: Profils des épaisseurs optiques tangentes obtenues aux deux longueurs d'onde lors du vol du 12-10-85



Figure 4.22b: Profils du coefficient d'Angstrom α et du rapport des épaisseurs optiques tangentes



Figure 1990, Profile des sons in

4.8 Vol du 14-04-86

Ce vol de coucher de soleil a été effectué à l'aide d'un ballon de 100.000 m^3 ; ce qui a permis l'exploration de la zone (220; 12) hPa c'est à dire entre 10 et 30 km d'altitude environ.

Le sondage PTU effectué à Bordeaux permet de retrouver le profil z(P) précis:

$$z(en \ km) = \begin{cases} 22,64 - 0,74 \ Log^2P + 1,83 \ LogP & si \ P(en \ hPa) > 250 \ hPa \\ 45,43 + 0,003 \ Log^2P - 6,4 \ LogP & si \ 30 \ hPa < P \le 250 \ hPa \\ 47,01 + 0,138 \ Log^2P - 7,33 \ LogP & si \ P \le 30 \ hPa \end{cases}$$

qui, comme l'indique la Figure 4.23a, justifie l'utilisation de la relation approchée:

$$z = H_0 \, Log \frac{P}{P_0} \tag{4.6}$$

avec: $H_0 = 6,37 \ km$ et $P_0 = 1236 \ hPa$. Sur les Figures 4.1, les données inclinomètre montrent que la nacelle a été suffisamment stable et un dépointage systématique du canon de visée comme celui observé le 12 - 10 - 85 n'a pas eu lieu. Nous avons tout de même corrigé la contribution moléculaire de cette faible oscillation de la nacelle. L'épaisseur optique moléculaire, comme indiqué sur la figure 4.23b, a une échelle de hauteur de 6,35 km.

L'observation des signaux pendant les différentes phases du vol montre qu'indépendamme des inhomogénéités induites par les oscillations de la nacelle pendant la montée, il existe très probablement une différence sensible de réflectance de sol pour les zones situées de part et d'autre du soleil. Ainsi après inversion des mesures obtenues pour un soleil à l'horizon et injection des modèles obtenus aux mêmes altitudes pendant la montée, selon qu'on est d'un côté ou l'autre, la polarisation est restituée pour des réflectances de sol respectivement de 38 et 22 % à 850 nm et 30 et 25 % à 1650nm.

Pour un premier essai, on s'est cependant contenté d'inverser le vol avec:

$$\rho_{850} = \rho_{1650} = 25\%$$

valeurs corroborant l'état d'une atmosphère peu nuageuse.





Les résultats dérivés des sondages PTU sont confondus avec l'approximation

$$z = 6,35 \ Log \frac{1236}{P(en \ hPa)}$$

Pour tester à nouveau la valeur de la réflectance parasite, nous avons tracé en fonction de l'altitude, la différence entre la mesure et la composante d'origine purement moléculaire; avec la paramétrisation retenue pour la réflectance parasite, ces observations sont à nouveau restituées si l'on prend:

$$C_{850\,nm} = 10^{-2.7}$$
 et $C_{1650\,nm} = 10^{-3}$

Les résultats de l'inversion de l'ensemble du vol sont donnés sur les Figures 4.24. Les résultats sont très propres. Le modèle moyen reste voisin des précédents et quasi constant sur l'ensemble du sondage:

$$r_{eff} = 0,30 \pm 0,05$$
 $v_{eff} = 0,10 \pm 0,05$

On note cependant une légère diminution de la dimension des particules dans les basses couches ($z < 20 \ km$) où $\frac{\tau(850)}{\tau(1650)}$ est de l'ordre de 6 (au lieu de 4 dans les cas précédents). On remarque aussi une nouvelle diminution de l'abondance des aérosols par rapport aux précédents sondages; c'est ainsi qu'à 20 km,

$$\tau_a(850 \ nm) = 0,08 \pm 0,01$$
 $\tau_a(1650 \ nm) = 0,016 \pm 0,004$

L'analyse du vol a également été faite en inversant une fois avec les valeurs de ρ_s déduites des polarisations du côté SUD et une fois avec celles déduites des mesures du côté NORD. Les modèles déduits de ces analyses sont très voisins et très proches des modèles présentés. Sur les Figures 4.24b et 4.24c, la légère discontinuité des propriétés observée vers 21 km semble réelle. Il semble qu'on ait observé deux masses d'air différentes de part et d'autre de ce niveau z=21 km.



<u>Figure 4.24a</u>: Profils des épaisseurs optiques tangentes obtenues aux deux longueurs d'onde lors du vol du 14-04-86





ltitude z en km



Figure 4.24c: Profils des paramètres granulométriques des particules

4.9 Vol du 21-04-86

Ce vol, complémentaire du précédent, a été effectué au lever de soleil. On voulait s'assurer de la validité de la correction de lumière parasite appliquée aux mesures en hautes altitudes lors des vols précédents. On espérait par ailleurs avoir une meilleure détermination des aérosols à ces altitudes en les observant en soleil rasant. On a pu explorer la couche d'aérosols entre 30 et 25 km. A défaut d'un sondage PTU, l'altitude a été déduite de la relation (4.6).

Le modèle d'atmosphère obtenu le 14-04-86 a également été retenu. Notons que le déroulement du vol rend difficile la détermination de la réflectance de sol. Comme, l'atmosphère était plus nuageuse que le 14-04-86, on a fixé la réflectance de sol à 30% aux deux longueurs d'onde. Même si cette valeur est erronnée, elle n'affectera pas les résultats de haute altitude, obtenus au soleil levant. Les résultats de l'inversion sont donnés sur les Figures 4.25 : et 4.26.

Les résultats sont un peu moins précis que ceux du vol précédent et on note une plus forte dispersion, surtout dans les profils de \overline{r} et σ . La comparaison avec les résultats du 14-04-86 montre, cependant, une bonne stabilité de l'abondance et de la distribution en taille des aérosols en l'espace d'une semaine. Ceci est particulièrement bien illustré par la Figure 4.27 où on a superposé les profils des abondances de particules obtenus au cours des deux vols. On remarque que quantitativement, la zone explorée est restée stable.

on a ici:

$$r_{eff} = 0,22 \pm 0,05 \mu m$$
 $v_{eff} = 0,15 \pm 0,04$

A 20 km, l'abondance est:

$$\tau_a(850 \ nm) = 0, 10 \pm 0, 02$$
 $\tau_a(1650 \ nm) = 0, 016 \pm 0, 002$

On analysera plus précisément les mesures obtenues (ici dans de bonnes conditions) en altitude, dans le canal à 1350 nm; ce filtre a été implanté à partir d'Avril 1986 dans le but d'éliminer l'influence de la réflectance parasite du sol dans les mesures. On espérait que dans ce canal, placé dans une bande d'absorption forte de la vapeur d'eau,



Figure 4.25: Profils des épaisseurs optiques tangentes obtenues aux deux longueurs d'onde lors du vol du 21-04-86.



<u>Figure 4.266</u>: Profils des coefficients d'Angstrom α et du rapport des épaisseurs optiques tangentes R.

itude z en km



Figure 4.26b: Paramètres granulométriques des particules.



Figure 4.27: Profils comparés des épaisseurs optiques tangentes des aérosols à 1020 nm au cours des vols d'Avril 1986

(o)...Vol du 14-04-86 (+)...Vol du 21-04-86



on éteindrait la contribution du rayonnement réfléchi par la surface, qui a subi une double traversée de l'atmosphère; cette méthode est cependant inefficace en présence de nuages dont la réflectance n'est pas négligeable à 1350 nm. Les mesures obtenues le 14-04-86 dans ce canal (Figure 4.28) sont nettement dissymétriques de part et d'autre de la direction du soleil. Cette dissymétrie est correlée à celle observée dans les deux autres canaux. Elle peut être due à une différence de couverture nuageuse, entraînant une variation de la réflectance de la troposphère. Il est également possible que cette dissymétrie soit due à des particules différentes légèrement de part et d'autre de la direction du soleil; et l'analyse de ce problème est de ce fait très compliquée. Un résultat essentiel, est que, en moyenne, la polarisation dans le canal à 1350 nm est systématiquement plus forte qu'aux autres longueurs d'onde; ce qui confirme bien la dépolarisation anormale à 850 et 1650 nm correspond à de la lumière parasite.



<u>Figure 4.28</u>: Deux exemples de mesures recueillies aux trois longueurs d'onde. Les signaux à 1350 nm montrent également une inhomogénéité de part et d'autre du plan du soleil, mais un taux de polarisation nettement supérieur à ceux des autres canaux. $z_1 = 22 \text{ km}$, $Hs_1 = 14^\circ$ $z_2 = 28 \text{ km}$, $Hs_2 = 29^\circ$

٠;

4.10 Vol du 28-01-88

Nous avons enfin analysé le vol de Kiruna (Suède) effectué le 28-01-88. L'apparition de trous d'ozone aux hautes latitudes ces dernières années suscite un regain d'intérêt pour l'étude de la composition de la haute atmosphère des régions polaires. En effet, l'ozone bien que constituant minoritaire de l'atmosphère, constitue un écran protecteur contre le rayonnement solaire ultraviolet nocif aux organismes vivants (animaux et végétaux). Il semble que ce déséquilibre de la couche d'ozone dans ces régions est dûe (ne serait-ce qu'en partie) à différentes activités industrielles et agricoles: production de composés chlorofluorés, de protoxyde d'azote, oxydes d'azotes,... C'est ainsi que pour l'analyse de la composition de la stratosphère, le vol RADIBAL réalisé le 28-01-88 s'inscrit dans le cadre d'études menées conjointement à ces hautes latitudes pour expliquer l'apparition de ces trous d'ozone dans l'atmosphère; il a eu lieu à Kiruna en Suède (67, 53°N, 20, 15° E).

Cette période de l'année, pour cette latitude, permet de recueillir des mesures du lever au coucher du soleil (environ 3 heures); la hauteur maximale du soleil est moins de 4°. Dans ces conditions, en dépit de la valeur très élevée de la réflectance du sol (neige et glace), la perturbation par cette dernière sera moins gênante.

Le lâcher du ballon a eu lieu vers $8^{h}50mn$, juste avant le lever du soleil. Les caractéristiques du vol, données sur la Figure 4.1, montrent qu'il s'est déroulé dans de bonnes conditions de stabilité de la nacelle et de bon fonctionnement des appareils de mesures et de transmisions. Les mesures obtenues sont de bonne qualité. Après une heure de montée, la descente s'est déroulée en trois heures.

Pour l'inversion des mesures, nous avons retenu des réflectance de sol de 50% aux deux longueurs d'onde; des séquences représentatives sont montrées sur les Figures 4.29. La contribution de la composante rediffusée par le sol est de l'ordre du pourcent de sorte que la valeur précise de ρ_s est sans importance. Les résultats de l'inversion sont présentés sur les Figures 4.30. On constate un bon recoupement des caractéristiques pendant les phases de montée et de descente. L'épaisseur optique varie peu entre 10 et 15 km

log *P*1650nm log pasonm -2 - 1 З -2 -3 - 180° = 🗆 0° 180° 30 180° 0° -180° P1650nm P850nm 00 80 70 70 60 60 50 50 40 40 30 30 ΞØ 20 10 10 9 Ø 10 180° 0° - 180° 180° - 180° 0° э.ө 22.3 Hs: ZØ: log P850nm $\log \rho_{1650nm}$ Ŧ -2 - 1 - 3 -2 -3 -180° ∃ ⊠ 0° 90 180° 180° _180°∋⊠ 9 Ø 0° э.е zø: 20.7 Hs: P_{1650nm} P_{850nm} э 80 80 70 70 60 60 50 50 40 4 🖸 30 30 20 20 10 10 Ø

Figure 4.29: Exemples de séquences lors du vol de Kiruna. On remarque la bonne stabilité de la nacelle et une bonne restitution des signaux par les modèles retenus.

- 180°

0°

180°

ē

180°

0°

-10

-180°



Figure 4.30a: Profils des épaisseurs optiques tangentes retrouvées lors du vol RADIBAL à kiruna le 28-01-88.



<u>Figure 4.30b</u>: Profils du coefficient d'Angstrom α et du rapport des épaisseurs opques tangentes R



Figure 4.306: Profils des paramètres granulométriques des particules.

d'altitude; au dessus, elle diminue rapidement (échelle de hauteur d'environ 3 km). Les paramètres granulométriques des particules ne changent pratiquement pas en fonction de l'altitude. Le rayon efficace est d'environ $0, 3\mu m$ et la variance efficace 0,1; ceci se traduit par une constance du coefficient d'Angström α et du rapport d'épaisseurs optiques R.

Vu la bonne restitution des signaux par les modèles retrouvés, il semble qu'on a bien eu accès à des particules d'acide sulfurique hydraté et qu'on n'a pas eu l'occasion de traverser les nuages polaires. Le bon fonctionnement de l'expérience montre qu'elle est opérationnelle dans ces conditions difficiles.

1

Comparaison RADIBAL-SAM II.

L'expérience SAM II mesure l'extinction du rayonnement solaire à 1020 nm à différentes altitudes tangentes. L'inversion de ces données donne le profil vertical du coefficient d'extinction des aérosols σ_a . SAM II permet l'observation des aérosols aux hautes latitudes et la NASA nous a procuré les profils de σ_a obtenus lors du vol de l'expérience RADIBAL le 28-01-88 dans le cadre de l'expérience CHEOPS II. Les profils de coefficient d'extinction des aérosols sont très stables. Cette stabilité résulte sans doute du confinement des masses d'air dans le vortex polaire. On a reporté figure 1 les profils d'extinction pour les deux mesures encadrant le vol RADIBAL, soit le 28/01 avec respectivement (69,9°N; 13,8°E) et (69,9°N;39,8°E) pour des heures GMT de 7h55 et 9h36. Rappelons que le vol RADIBAL s'est déroulé entre 9 et 12 h. dans une région autour de 68°N et 23°E. La comparaison sur la Figure (4.31) des deux profils souligne la stabilité locale des aérosols.

Ces profils d'extinction sont convertis en épaisseurs optiques tangentes avec:

$$au_{a}(z)=rac{\sqrt{R}}{2}\int_{z}^{\infty}rac{\sigma_{a}(z')}{\sqrt{z'_{-}z}}dz'$$

(R est le rayon de la terre), grandeurs directement obtenues par RADIBAL à deux longueurs d'onde: 850 et 1650 nm. Les épaisseurs optiques RADIBAL sont interpolées à 10**0**0 nm en tenant compte de la variation spectrale prévue par le modèle inversé à l'aide des mesures de la polarisation. La comparaison, Figure (4.32) entre les mesures SAM II et RADIBAL conduit à un excellent accord.



Les barres d'erreur accompagnent les mesures de 9h36'



Figure 4.32: Comparaison du 28-01-88 entre les épaisseurs optiques tangentes * Radibal - SAM II

Les profils SAM II tiennent compte des barres d'erreur de la Figure 4.31

4.11 Conclusion

Nous avons regroupé dans le tableau 4.⁴, les épaisseurs optiques tangentes et les paramètres granulométriques moyens observés à 20 km d'altitude lors des vols effectués à Aire sur l'Adour.

<u>Tableau 4.1</u>: Récapitulatif des vols; les épaisseurs optiques tangentes τ_a ainsi que les paramètres granulométriques $\overline{\tau}$, σ , r_{eff} et v_{eff} sont les valeurs moyennes obtenues vers 20 km d'altitude. La dernière colonne est l'intervalle d'altitudes où les résultats sont utilisables

Date	$ au_{850nm}$	$ au_{1650nm}$	<u>r;</u> μm	σ	r _{eff}	v_{eff}	z
15 - 12 - 83	0,8	0,230	0, 28	0,30	0,35	0,10	$z\simeq 20 km$
13 - 05 - 84	0, 30	0,060	0, 24	0,38	0,33	0, 15	$14 \ < z < \ 22 km$
10 - 11 - 84	0, 25	0,050	0,23	0,35	0, 31	0,13	$15 \ < z < \ 27 \ km$
28 - 11 - 84	0,34	0,070	0,10	0,50	0, 22	0,40	$14 < z < 22 \ km$
22 - 04 - 85	0, 34	0,016	0, 25	0,25	0,32	0,10	$15 < z < 22 \ km$
12 - 10 - 85	0,10	0,016	0,30	0, 25	0, 35	0,06	$14 \ < z < \ 27 \ km$
14 - 04 - 86	0,08	0,016	0, 25	0, 25	0,30	0,10	$12 < z < 27 \; km$
21 - 04 - 86	0,07	0,014	0,18	0,40	0, 24	0,15	$14 < z < 27 \ km$

On sait qu'il existe probablement des variations saisonnières de la teneur en aérosols et de la position de la tropopause. Ces variations sont très délicates pour être mises en évidence dans nos mesures, mais l'évolution dans le temps de la couche d'aérosols stratosphériques à la latitude d'Aire sur l'Adour au cours des années *RADIBAL* montre une tendance générale qu'illustre la Figures 4.33a tirée du tableau précédent. On observe une diminution de plus de 60% de l'épaisseur optique tangente entre Décembre 1983 et Mai 1984; la variation est imperceptible entre Mai 1984 et Avril 1985; on observe de nouveau, une baisse entre Avril 1985 et 1986 de l'ordre de 60%.

Par contre, l'ensemble des sondages a montré une grande stabilité du type de particules

entre 1983 et 1986 (Figures 4.33b et 4.33c).



peu moins d'un an.



Figure 4.33 b: Evolution des paramètres efficaces des particules vers 20 d'altitude.

<u>CHAPITRE V</u>

1

INTERCOMPARAISONS

5.1 Description de l'expérience SAGE II

SAGE II est une expérience mise en œuvre pour l'observation des gaz atmosphériques et des aérosols stratosphériques à partir de mesures de la transmission du rayonnement solaire à travers la stratosphère, dans les canaux: 385, 453, 448, 525, 600 et 1020 nm (cf. Figure 5.1). Il ressort de la géométrie de l'expérience que le satellite observe la traversée de toute l'atmosphère, donc dans l'hypothèse d'une couche homogène, il mesure une épaisseur optique double de celle de *RADIBAL*. Dans les courbes qui suivent, les épaisseurs optiques tangentes de *RADIBAL* seront comparées à la moitié des épaisseurs optiques de *SAGE II*.

A 1020 nm, la contamination moléculaire est faible (on la corrige à partir du profil PTU) et il n'existe aucune absorption gazeuse. On a donc directement accès à l'abondance des particules, et l'épaisseur optique τ_{1020} dans ce canal est le plus fiable des résultats de SAGE II.

Après correction de la diffusion moléculaire, les profils de transmission dans les six canaux sont inversés en utilisant la méthode de Chahine. On obtient les profils du coefficient d'extinction totale. Ces profils sont traités pour en déduire les profils de concentration de O_3 et NO_2 et ceux du coefficient de diffusion des aérosols $\sigma_{\lambda}^a(z)$ dans



Figure 5.1: Géométrie de l'observation par le satellite SAGE II

les canaux: 1020, 525, 453 et 385 nm. La précision sur $\sigma_{\lambda}^{a}(z)$ à 525, 453 et 385 nm est moins bonne qu'à 1020 nm, compte tenu des corrections d'absorption gazeuse et surtout de l'imprécision croissante sur le Rayleigh.

Enfin, la granulométrie des aérosols peut être recherchée à partir de la loi $\sigma^{a}(\lambda)$. on déduira par exemple les paramètres \overline{r} et σ si on utilise une loi de distribution lognormale [21].

5.2 Comparaison

Nous venons de voir que l'analyse des mesures SAGE II fournit trois informations principales:

- 1. L'épaisseur optique tangente à 1020 nm ; c'est une mesure directe, sans traitement supplémentaire; c'est le premier élément de comparaison avec les résultats RADIBAL. Pour RADIBAL, l'épaisseur optique tangente dans ce canal sera déduite de celle à 1650 nm en tenant compte de la dépendance $\tau(\lambda)$ définie par le modèle $(\bar{\tau}, \sigma)$.
- 2. Le rapport $R(\lambda)$:

$$R(\lambda) = \frac{\sigma_{\lambda}^{a}}{\sigma_{1020\,nm}^{a}}$$

pour $\lambda = 385$, 453 et 525 nm respectivement. Pour RADIBAL, ce rapport sera déduit du modèle de particules. En fait, nous n'avons pas inversé les profils $\tau_a(z)$ de RADIBAL pour remonter rigoureusement aux profils $\sigma_{\lambda}^a(z)$; mais on sait que l'essentiel du signal dans $\tau_a(z)$ est dû aux couches immédiatement voisines du radiomètre, et qu'avec une bonne précision, $\tau_a(z)$ et $\sigma^a(z)$ sont proportionnels.

3. Enfin, la granulométrie, déduite de la dépendance spectrale σ_{λ}^{a} . Les mesures SAGE II comme les mesures RADIBAL sont inversées en utilisant une loi lognormale, mais, plutôt que les paramètres \overline{r} et σ de la loi log-normale, nous comparerons les paramètres efficaces:

$$r_{eff} = \overline{r}e^{2,5\sigma^2} \quad v_{eff} = e^{\sigma^2} - 1$$

qui sont plus représentatifs des propriétés diffusantes des particules.

C'est sur ces trois résultats différemment obtenus par les deux expériences que portera l'intercomparaison RADIBAL – SAGE II.

On dispose de trois bonnes coincidences des deux expériences, mais on essayera aussi de comparer les résultats du 22-04-85; pour ces quatre comparaisons, le tableau I donne les dates et les distances entre les lieux des sondages.

Tableau I:	Intercomparaisons disponibles	

Dates	RADIBAL	SAGE II	Distance en km
28-11-84	$0, 15^{\circ}O; 43, 4^{\circ}N$	$16,76^{\circ}E;45,18^{\circ}N$	1357
22-04-85	$0, 15^{\circ}O; 43, 4^{\circ}N$	$2,9^{\circ}O;47,17^{\circ}N$	482
12-10-85	$0, 15^{\circ}O; 43, 4^{\circ}N$	$7, 1^{\circ}O; 41, 25^{\circ}N$	619
21-04-86	$0, 15^{\circ}O; 43, 4^{\circ}N$	$2,9^{\circ}O;48,34^{\circ}N$	589

5.3 Résultats

Pour les quatre vols, les Figures de 5.2 à 5.5 donnent les comparaisons annoncées. Les différentes grandeurs ont été reportées en fonction de l'altitude z. On a vérifié que les données *SAGE II* et *RADIBAL* étaient bien repérées par rapport à la même altitude. Par exemple pour le vol du 28-11-84, à partir du sondage PTU effectué à Bordeaux, on a déduit la relation entre l'altitude z et la pression P:

$$z(km) = 6,078 \ Log \frac{P_1}{P} + 12,683 \tag{5.1}$$

avec $P_1 = 178 h P a;$

et donc le profil $\tau_m(z)$ de l'épaisseur optique tangente moléculaire compte tenu de la température de la stratosphère. On a comparé ces profils aux profils $\tau_m(z)$ et z(P)utilisés pour le traitement des données *SAGE II* et constaté qu'ils sont en bon accord et n'introduiront pas donc d'erreur systématique dans l'intercomparaison des deux



Figure 5.2: Résultats comparés du vol du 28-11-84

Sur les différentes figures, l'altitude z étant en ordonnée, on a présenté dans l'ordre: les profils de l'épaisseur optique tangente à 1020 nm, les rapports entre les épaisseurs optiques à 385, 450 et 525 nm et celle à 1020 nm, et en dernière ligne le rayon et la variance efficaces.

Les résultats de SAGE II sont donnés par les courbes en traits pleins, ceux de RADIBAL par leurs barres d'erreur ou en tiretés.



Figure 5.3: Résultats comparés du vol du 22-04-85 mêmes significations des grandeurs que sur les Figures 5.2.


Figure 5.4: Résultats comparés du vol du 12-10-85 mêmessignifications des grandeurs que sur les Figures 5.2.



<u>Figure 5.5</u>: Résultats comparés du vol du 21-04-86 mêmes significations des grandeurs que sur les Figures 5.2.

expériences. On dispose de cinq profils SAGE II obtenus autour du 21-04-86; on les a représentés sur les Figures 5.6. On voit la faible variabilité des observations SAGE II sur une vaste région. La distance entre les points sondés par RADIBAL et SAGE ne doit donc pas entraîner d'erreur importante.

En fait, pour les résultats RADIBAL, les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur l'étalonnage de l'appareil, estimée à environ 40%, qui est la source essentielle d'incertitude. Pour apprécier de plus près l'incertitude sur les résultats SAGE II, nous avons présenté pour le vol d'Avril 1986, les profils en y reportant les incertitudes. La courbe du milieu représente le résultat moyen x, celle de gauche $x - \Delta x$ et celle de droite $x + \Delta x$.

Dans l'ensemble, on observe une bonne concordance entre les résultats notamment aux basses altitudes; les épaisseurs optiques dans les deux cas sont assez voisines. On observe un léger désaccord dans la zone $z = (15 \pm 1) km$ lors du vol du 28-11-84. Cette différence ne provient pas d'une mauvaise évaluation de la réflectance de sol; en fait, le soleil est à moins de 15° de hauteur et ne perturbe que très peu les signaux mesurés; en outre, des réflectances anormalement élevées 25% par exemple, conduisent à des modèles ne respectant pas l'allure générale de la diffusion avant; et dans ces conditions, la différence entre les deux expériences semble dénoter des inhomogénéités réelles. Par contre ,lors du vol 12-10-85, l'écart était au plus de 40% en altitude et de l'ordre du pourcent en dessous de 18 km. Le vol du 22-04-85 est fort agité, mais les allures dans les deux cas de l'abondance sont assez concordantes; pour le 21-04-86, l'écart reste moins de 10% dans toute la région sondée.

Bien que la comparaison entre paramètres dimensionnels soit la plus complexe, en dehors des quatre derniers kilomètres du 28-11-84, les granulométries sont très voisines en dessous de 22 km; en Avril 1986, par exemple, l'accord est très satisfaisant jusquà 25 km d'altitude. Malgré la discontinuité du fonctionnement de *RADIBAL* en Avril 1985, les deux expériences ont eu accès aux mêmes particules sur l'ensemble du sondage; à chaque altitude, les écarts sont restés de l'ordre de 25% sur le rayon et 40% sur la variance.

Les profils des rapports $R_{\lambda}(z)$ sont aussi concordants, notamment aux altitudes



Figure 5.6: Quelques profils de l'épaisseur optique tangente à 1020 nm déduite des observations SAGE II autour du 21 Avril 1986. Pour chaque vol, on a indiqué dans l'ordre: la date, la latitude et la longitude.

basses; pour le 28-11-84 par exemple, au dessus de 16 km, l'accord est partout meilleur que 20%.

Ces profils comparatifs montrent une tendance générale à la diminution de la taille des particules en altitude; en outre, il semble que les incertitudes sur les résultats SAGE II sont probablement surestimées.

5.4 Conclusion

La grande compatibilité obtenue dans l'ensemble entre ces deux expériences malgré certaines conditions de vol défavorables pour *RADIBAL*, constitue une bonne validation de *SAGE II*.

CONCLUSION

Les mesures de l'intensité et du taux de polarisation de la lumière solaire diffusée par l'atmosphère constituent un bon outil d'investigation des aérosols. Le présent travail constitue un exemple d'utilisation des caractéristiques de diffusion pour identifier les aérosols stratosphériques. Nous avons montré que le taux de polarisation, jusqu'ici peu utilisé dans l'observation de la terre, est une caractéristique plus sensible à la nature des particules que l'intensité. L'hypothèse de particules sphériques, qui permet de déduire les caractéristiques de diffusion à partir de la théorie de Mie, se justifie à posteriori par la grande précision avec laquelle l'ensemble des observations peut être retrouvé.

Nous avons d'abord élaboré un algorithme rapide d'identification des aérosols stratosphériques et de quantification de leur abondance. Ceci nous a permis de mener à bien le dépouillement de plusieurs vols complets. On notera que malgré la bonne mise au point de l'appareil, il ne s'agit pas d'expériences de routine et que chacun des vols a présenté des problèmes spécifiques à résoudre.

L'ensemble des résultats nous permet de suivre l'évolution des aérosols après la forte contamination provoquée par l'éruption volcanique du El-Chichon. Sur les quatre années d'observations, les abondances trouvées vers 20 km d'altitude indiquent une diminution régulière de la quantité d'aérosols, avec une constante de temps de l'ordre de un an. Au contraire, on a pu montrer que les caractéristiques des particules étaient remarquablement stables pendant toute cette période. Le modèle moyen obtenu ici peut constituer une bonne référence, par exemple pour l'analyse des mesures lidar effectuées à la même époque. Par ailleurs, cette stabilité dimensionnelle est une caractéristique dont les modèles microphysiques de l'évolution des aérosols doivent rendre compte. On note enfin deux applications plus particulières de l'expérience. D'une part, on a pu utiliser les vols pour valider les observations de SAGE II dans les canaux de courtes longueurs

d'onde. D'autre part, le vol de Kiruna a montré la prédominance, même aux pôles, de particules d'acide sulfurique. La poursuite de ces vols polaires semble maintenant un des intérêts de l'expérience. Il est en effet probable que ce type de mesures devrait apporter des informations originales sur les particules des nuages polaires, dont le rôle dans la formation du trou d'ozone semble maintenant établi.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Fiocco, G., A. Mugai and W. Forlizzi, 1978: J. Atm. Terr. Phys., 40, 949

[2] Gruner, P. and H. Kleinert, 1927: Prob. Kosm. Phys. 10.

[3] Junge, C. E., C. W. Chagnon and J. E. Manson, 1961, J. Meteorol. 18, 81-108.

[4] Junge, C. E., J. E. Manson, 1961: J. Geophys. Res. 66, 2163-2182.

[5] Bigg, E. K., A. Ono and W. J. Thompson, 1970: Tellus 22, 550-563

[6] Farlow, N. H., G. V. Ferry, H. Y. Lem and D. M. Hayes, 1979: J. Geophys. Res., 84, 733-743.

[7] Hoffmann, D. J., J. M. Rosen, T. J. Pepin and R. G. Pinnick, 1975: J. Atmos. Sci, 32, 1446-1456.

[8] Ackerman, M., C. Lippens and C. Muller, 1981. Stratospheric aerosol properties from earth limb photography. Nature, London, 292, 587.

[9] Mauldin,L.E., N.H.Zaun, M.P.Mc Cormick, J.H.Guy and W.R.Waughn, 1985. Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II instrument: a functional description. Optical Engineering, 24, 307-312.

[10] Lenoble, J., and C.Brogniez, 1985: Information on stratospheric aerosol characteristics contained in SAGE multi-wavelength extinction measurements. Appl. Optics, 24, 1054-1063.

[11] Yue, G. K. and A. Deepak, 1983: Retrieval of stratospheric aerosol size distribution from atmospheric extinction of solar radiation at two wavelengths.

[12] Herman, M., J.Y.Balois, L.Gonzalez, P.Lecomte, J.Lenoble, R.Santer and C.Verwaerde
 1986: Stratospheric aerosol observations from a balloon-borne polarimetric experiment.
 Appl. Optics, 25, 3573-3584.

[13] Hamill, P., C. S. Kiang and R. D. Cadle, 1977:J. Atmos. Sci., 34, 152-162.

[14] Lamb, H. H., 1970: Philos. Trans. R. Soc. London 266, 425-533.

[15] Mc Clatchey, R. A., Fenn R. W., Selby J. E., Voltz, F. E. and Garine J. S.,
1971: Optical properties of the atmosphere.
A.F.C.R.L. 71-0279 Envir. Res. Papers No 354.

[16] Santer, R., M.Herman, D.Tanre and J.Lenoble, 1988: Characterization of the stratospheric aerosol from polarization measurements. J. Geophys. Res., 93, 14 209- 14 221.

[17] Chandrasekhar, 1960: Radiative transfer. Dover Publications, New York, 393 pp.

[18] Handbook of Geophysics and the space environment, 1985: Adolph, S. Jursa, 1985.

[19] Palmer, K. F. and Dudley Williams, 1975: Optical constants of sulfuric acid; Application to the clouds of Venus? Applied Optics, 14, 208-219.

[20] J. E. Hansen and L. d. Travis, "Light sacattering in planetary atmospheres", Space, Sci. Rev. 16, 527 (1974).

[21] Brogniez, C. and J. Lenoble, 1987: Modeling of the stratospheric background aerosols from SAGE zonally averaged profiles. J. Geophys. Res., 92, 3051-3060.



OBSERVATIONS CORRELATIVES DE L'AEROSOL STRATOSPHERIQUE

R. SANTER, C. DEVAUX, B. S. DIALLO, P. LECOMTE et M. HERMAN

LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

UNIVERSITE DE LILLE-I

59655 VILLENEUVE D'ASCQ - CEDEX

<u>I - Introduction</u>; Lors du premier vol scientifique de l'expérience RADIBAL, la station de mesures-sol du LOA a été mise en place à l'Observatoire du Pic du Midi. Un an après l'erruption de El Chichon, la contamination de la stratosphère restait très importante et l'on pouvait espérer, depuis ce site en haute altitude, accéder aux caractéristiques optiques des aérosols stratosphériques.

L'analyse des mesures de la station sol fournit l'épaisseur optique verticale de la couche d'aérosols τ_{a} , dans le domaine visible moyen-infrarouge, la granulométrie moyenne des particules et leur indice de réfraction.

Le vol Radibal du 13 mai, au coucher de soleil a permis de sonder la couche stratosphérique entre 15 et 22 km. L'analyse des données produit à chaque altitude l'épaisseur optique tangente aérosol, τ_a (à 2 longueurs d'onde), leur granulométrie et leur indice de réfraction. L'inversion du profil vertical de l'épaisseur optique tangente donne le profil vertical du coefficient de diffusion, dont l'intégration verticale est directement comparable aux valeurs moyennes fournies par la station sol.

Enfin, on comparera les résultats de ces premières expériences à ceux de l'expérience ballon de photométrie de Ackerman et al. A partir de photographies à 3 couleurs du disque solaire, cette expérience procure le profil vertical du coefficient d'extinction des aérosols. L'expérience donne également des mesures de la luminance diffusée, dans les 3 couleurs; mais nous ne les analyserons pas ici.

A - Analyse des mesures sol

I - Présentation des mesures

Les mesures d'extinction sont données par deux radiomètres : (i) l'un au Si couvre le domaine visible $(0,45\mu m; 0,95\mu m)$, (ii) l'autre au PbS étend les mesures au moyen infra-rouge $(0,45\ \mu m; 2,2\mu m)$. Au cours d'une même demi-journée, l'atmosphère était trop instable pour permettre d'étalonner les radiomètres à partir des droites de Bouguer-Langley. On a donc utilisé les coefficients d'étalonnage obtenus lors des précédentes campagnes (Chiran, juillet 83; Lille, février 84).

Après étalonnage, on obtient:

$$E = E_0 e^{-m(\tau_m^* + \tau_a^*))t_g}$$
(.1)

où E est l'éclairement au sol mesuré pour une masse d'air m, E_0 la constante solaire, τ_m^v et τ_a^v respectivement les épaisseurs optiques Rayleigh et Aérosols, t_g la transmission gazeuse.

L'épaisseur optique Rayleigh est déduite de la pression barométrique. Les valeurs de t_g sont obtenues de la façon suivante. La transmission de la couche d'ozone dans la bande de Chapuis est calculée à partir des valeurs saisonnières à la bande de latitude considérée (1). La correction de transmission gazeuse dans les fenêtres atmosphériques du moyen infra-rouge est faite à partir de la quantité bien connue de CO_2 et de la quantité de vapeur d'eau. Cette dernière grandeur est dérivée du rapport des transmissions entre un filtre à bande large et un filtre à bande étroite centrés sur $0,95\mu m$. La correction d'absorption gazeuse est donc effectuée sur les mesures d'extinction; mais, compte tenu des faibles valeurs de l'épaisseur optique aérosol, celle-ci est largement incertaine, particulièrement à $2,2\mu m$.

On a reporté figure 1 les épaisseurs optiques aérosols mesurées $\lambda = 525 \mu m$ pour l'ensemble de la campagne. On vérifie bien que les variations temporelles de τ_a^v (avec $\tau_a^v \simeq 0, 17 + 0, 03$) interdisent un étalonnage direct par la technique de Bouguer.

On a d'autre part reporté figure 2 les variations spectrales de l'épaisseur optique à la fois pour les mesures du radiomètre visible (o) et du radiomètre infra-rouge (+). On note dans la partie visible du spectre, commune aux deux radiomètres, un décalage systématique entre les deux mesures qui peut atteindre 0,02. Cet écart, déjà observé lors d'autres campagnes, a été attribué à un défaut de linéarité du radiomètre visible. On note de plus, un écart important entre la mesure à $0,85\mu m$ du radiomètre visible et celle à $0,865\mu m$ du radiomètre PIR. Il correspond probablement à une mauvaise définition spectrale du filtre à 865 nm, mal bloqué dans le moyen infra-rouge, avec une influence résultant de l'absorption de la vapeur d'eau. Enfin, les valeurs de τ_a^u dans les fenêtres à 1,65 μm et 2,2 μm , très faibles, sont très incertaines du fait que l'absorption gazeuse présente une transmission du même ordre de grandeur que celle des aérosols.

On observe malgré tout deux comportements significatifs de la dépendance spectrale de l'épaisseur optique : une variation très faible dans le visible et une rapide décroissance dans le moyen infra-rouge.

On dispose par ailleurs de mesures de l'auréole solaire à $\lambda = 850nm$. Ces mesures, normalisées à un angle de diffusion de 30° et corrigées des diffusions multiples, donnent la fonction de phase des aérosols. Le tableau 1 donne la date et l'heure des mesures dans l'ordre des tracés de la figure 3. Les fonctions de phase sont reportées en échelle logarithmique. L'échelle indiquée correspond au premier tracé ; les autres tracés sont décalés entre eux. On a reporté de plus, tableau 1, les valeurs mesurées de l'épaisseur optique aérosol et celles de la fonction de phase à 2° . Aucune corrélation nette n'apparait entre les deux grandeurs.

Enfin, le prototype du radiomètre RADIBAL a été utilisé pour mesurer la polarisation à deux longueurs d'onde, 860 nm et 1650 nm, dans le plan du soleil. Quatre séries de mesures ont été effectuées (tableau 2) et les taux de polarisation aux deux longueurs d'onde sont tracés figures 4-a et b .On note sur les trois séquences du 13 mai un léger effet de dépolarisation, lié à la contribution de la lumière réfléchie par le sol, croissante avec la hauteur du soleil. Cet effet est surtout prononcé pour la journée du 10 mai où l'angle zénithal solaire valait 55°.

II - Analyse des mesures

Le schéma d'inversion des mesures-sol généralement retenu est le suivant:(i) Les épaisseurs optiques aérosols, inversées à l'aide de la méthode de King (2), donnent la granulométrie des aérosols dans la gamme de dimensions entre $0, 1\mu m$ et $4\mu m$. (ii) L'inversion des mesures d'auréole permet de complèter la description de la granulométrie jusqu'à $10\mu m$. (iii) Ces deux inversions sont peu sensibles à l'indice de réfraction des particules, les mesures de la polarisation, analysées avec la distribution granulométrique obtenue, permettent de retrouver cette valeur de l'indice

de réfraction.

On a vu que les mesures de l'épaisseur optique aérosol pouvaient être entâchées de larges erreurs. D'autre part, pour des aérosols de dimensions petites, le choix de l'intervalle en dimension pour la méthode de King est très critique (3). L'inversion des épaisseurs optiques est donc ici assez imprécise. D'autre part, l'inversion des mesures d'auréole, dont la vocation spécifique est de déterminer l'abondance des grosses particules, est mal conditionnée pour une étude de la stratosphère. On a donc renversé le schéma classique et construit ici notre analyse en partant des mesures de la polarisation, et on a ensuite validé les résultats à l'aide des mesures de l'épaisseur optique et de l'auréole.

L'algorithme d'inversion est dans le principe identique à celui utilisé dans l'expérience RADIBAL (4). La granulométrie des aérosols est décrite par une loi log-normale:

$$n(\mathbf{r}) = \frac{1}{\mathbf{r}\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\left(\frac{\ln(\mathbf{r}/\overline{\mathbf{r}})}{\sqrt{2\sigma}}\right)^2\right]$$
(.2)

où \bar{r} est le rayon moyen et σ la variance. On cherche d'abord un ensemble de solutions (\bar{r}, σ) compatible avec la restitution de la mesure de la polarisation à $\lambda = 1650nm$ et à un angle de diffusion de $\theta = 100^{\circ}$. A 850 nm, le taux de polarisation mesuré à $\theta = 100^{\circ}$ permet de sélectionner une solution unique. Cette inversion est faite pour l'indice de réfraction de l'acide sulfurique hydraté soit 1,45 à $\lambda = 850nm$; on valide ce choix par la restitution des mesures de polarisation en rétrodiffusion.

Les calculs du taux de polarisation tiennent compte de la diffusion moléculaire (les proportions du mélange molécules-aérosols se déduisent de la mesure de l'épaisseur optique aérosol et de la détermination de l'épaisseur optique Rayleigh à partir de la pression barométrique) et, de manière approchée, de la dépolarisation induite par les diffusions multiples et par la réflexion du sol.

La figure 5 donne les résultats de l'inversion de la polarisation mesurée le 13 mai. L'épaisseur optique aérosol était de 0,072 à 850 nm. Les résultats de l'inversion à 1650 nm et $\theta = 100^{\circ}$ sont reportés figure 5-a sous la forme σ versus $\bar{\tau}$ polarisation calculée à 850 nm pour cette famille

de solutions (σ, \overline{r}) est reportée figure 5-b. La solution retenue est celle donnant l'écart minimum avec la polarisation mesurée, soit ici $\overline{r} = 0,33\mu m$ et $\sigma = 0,35$. Pour l'ensemble du balayage dans le plan du soleil, on a comparé figures 4-c et 4-d les taux de polarisation observés aux deux longueurs d'onde à ceux calculés à l'aide du modèle inversé. La restitution de la polarisation est très satisfaisante à 1650 nm; à 850 nm, un léger désaccord apparaît en rétrodiffusion. On a enfin comparé figures 4-e et 4-f les mesures de la fonction phase dans l'auréole et des épaisseurs optiques aérosol aux simulations faites à l'aide du modèle inversé. Pour les épaisseurs optiques on note un important désaccord en proche infra-rouge lié sans doute à l'imprécision des mesures. Les dépendances spectrales observée et calculée sont en meilleur accord dans le visible, la normalisation à 865 nm pénalise la restitution en valeur absolue.

La bonne restitution de la fonction de phase au delà de 7° indique un dénombrement satisfaisant des petites particules. Le défaut aux petits angles de diffusion est sans doute en relation avec la mauvaise restitution de l'arc négatif de la polarisation à 850 nm; les grosses particules ayant dans les deux cas une signature prépondérante.

Dans cette première partie de l'analyse, on a considéré que les mesures portaient uniquement sur la couche stratosphérique et donc homogène. On envisage maintenant une correction résiduelle liée à la faible contamination en aérosol de la troposphère. On s'est pour celà donné la composante troposphérique standard de la WMO, soit un modèle d'aérosol de type continental et une épaisseur optique à $\lambda = 0,55\mu m$ de 0,02 avec une dépendance spectrale en λ^{-1} . L'épaisseur optique à 850 nm de la stratosphère est donc réduite à 0.058. On a donc inclus cette composante troposphérique dans nos différents calculs. Les résultats à partir de l'inversion de la polarisation sont reportés figure 6. L'inversion donne $\bar{\tau} = 0,32\mu m$ et $\sigma = 0,34$ soit des particules stratosphériques légèrement plus petites que précédemment. Avec ce modèle, on améliore la restitution de la polarisation dans l'arc à 850 nm mais surtout on rétablit l'allure plus pointue de la diffusion avant. Enfin, pour les mesures d'épaisseur optique, si le défaut de restitution demeure en proche infra-rouge, les épaisseurs optiques en visible sont très correctement retrouvées.

III - Conclusion

On peut donc obtenir une description très cohérente de la couche d'aérosols stratosphériques en inversant les mesures de la polarisation faites depuis le Pic du Midi, si l'on tient compte d'une contamination des mesures par une composante troposphèrique standard d' aérosols de type continental.

B - Comparaison aux mesures de RADIBAL

A 2 longueurs d'onde (850 nm et 1650 nm) pour un balayage dans le plan horizontal, on mesure la réflectance ρ et le taux de polarisation P du rayonnement diffus. La granulométrie des aérosols étant décrite par la relation (2), en fonction de r et σ on peut calculer les caractéristiques en diffusion primaire des aérosols: fonction de phase p_a et le taux de polarisation P_a . On écrit alors

$$\rho(\theta, h_s) = \frac{a.t}{4} \left(\tau_a p_a + \tau_m p_m + 2\rho_s \sin h_s (\tau_a + \tau_m) \right) \tag{.3}$$

et

$$P(\theta, h_s) = b. \frac{\tau_a p_a P_a + \tau_m p_m P_m}{\tau_a p_a + \tau_m p_m + 2\rho_s \sin h_s (\tau_a + \tau_m)}$$
(.4)

où t est la transmission atmosphèriquue, h_s est l'élévation solaire, ρ_s la réflectance du sol, a et b des coefficients de correction tenant compte de l'influence des diffusions multiples. La réflectance de sol ρ_s est déterminée en jouant sur la différence de dépolarisation, à une même altitude, entre la montée et la descente (h_s différent, relation (4)). Les coefficients a et b sont déterminés à partir de calculs par la méthode de Monte Carlo. L'inversion des mesures de polarisation est tout à fait identique à celle effectuée sur les mesures sol, à la formulation différente près des signaux. L'inversion de P pour $\theta = 100^\circ$ à $\lambda = 1650nm$ donne une famille (\bar{r}, σ). Cette inversion est réalisée à juste titre en négligeant la diffusion moléculaire. La réflectance à 1650 nm est étalonnée et la relation (2) donne l'épaisseur optique à 1650 nm. Pour la famille (\bar{r}, σ), on calcule le taux de polarisation à 100° à 850 nm, la contribution du Rayleigh est obtenue en calculant τ_a à 850 nm à partir de sa valeur à 1650 nm et en appliquant la variation spectrale adéquate. La restitution de la mesure donne alors un résultat unique : \bar{r} , σ , $\tau(850nm)$ et $\tau_a(1650nm.$

Les résultats de l'inversion sont donnés figure 7 pour $\rho_s(850nm) = 0, 30, \rho_s(1650nm) = 0, 27$ et une dépolarisation à 100° par diffusions multiples de 10% à 850 nm et de 6% à 1650 nm.

La distribution verticale $\tau_a^v(z)$ est linéaire en échelle logarithmique, les aérosols suivent alors une échelle de hauteur H_a avec:

$$\tau_a^v(z) = \tau_a^v(z_0) e^{-(z-z_0)/H_a}$$
(.5)

où $H_a \simeq 4,5 km$.

La conversion épaisseur optique tangente τ_a - coefficient d'extinction σ_a est dans ce cas donnée par

$$\tau_a(z) = \sqrt{\frac{\pi R H_a}{2}} \sigma_a(z) \tag{.6}$$

et l'épaisseur optique verticale de la couche stratosphérique, τ_a^v , en supposant H_a constant, s'écrit alors

$$\tau_a^v = H_a \sigma_a(z_0) \{ 1 - e^{-(z_t - z_0)/H_a} \}$$

où z_0 est l'altitude au plancher des mesures ballon soit 15 km. L'altitude z_t de la tropopause est donnée par le radiosondage d'Aire sur Adour: $z_t \simeq 8km$.

L'équation (7) donne alors $\tau_a^v(850nm) = 0,057$, valeur à comparer au 0,059 mesurée depuis le sol; comparaison très satisfaisante compte tenu de la précision limitée des deux déterminations.

La granulométrie inversée depuis les mesures sol correspond à une valeur moyenne intégrée sur l'altitude, soit en fonction des mesures ballon:

$$\overline{r} = \frac{\int_{z_0}^{z_f} \overline{r}(z) \sigma_a(z) dz}{\int_{z_0}^{z_f} \sigma_a(z) dz}$$
(.7)

On obtient alors $\bar{r} = 0,24\mu m$ et $\sigma = 0,36$ à comparer aux valeurs-sol respectives de $0,32\mu m$ et 0,34. Les particules détectées depuis le sol apparaissent donc assez nettement plus grosses. La partie sondée par RADIBAL ne représente cependant que 40 % de l'épaisseur optique stratosphérique. On note d'autre part qu'un léger grossissement des particules vers le bas de la couche est bien mis en évidence par la variation avec l'altitude du coefficient d'Angström; la

différence entre les deux valeurs de \bar{r} confirmerait en partie cette tendance.

C - Comparaison avec les mesures de l'IASB

Depuis la plate forme d'un ballon stratosphérique stabilisé au-dessus de la couche aérosol, on photographie le disque solaire. L'atténuation du faisceau solaire direct est mesurée pour différentes hauteurs de soleil sous l'horizon et l'inversion de ces mesures donne le profil vertical du coefficient d'extinction $\sigma_a(z)$. Trois filtres sont utilisés, centrés à 440 nm, 650 nm et 840 nm. La figure 8 donne les profils correspondant du coefficient d'extinction.

La comparaison avec l'expérience RADIBAL à 850 nm est faite sur les épaisseurs optiques tangentes τ_a . Cette donnée est directement dérivée de RADIBAL et correspond aux valeurs intégrées de l'IASB. La comparaison est donnée figure 9. L'accord est très convenable dans la région 21-22 km. Dans les couches plus profondes, les mesures RADIBAL sont plus élevées d'environ 60%. Différents biais peuvent affecter cette comparaison:

- La détermination de l'altitude peut affecter les deux mesures.
- La précision sur les profils $\sigma_a(z)$ de l'IASB diminue lorsque l'on s'enfonce dans le bas de la couche.
- L'analyse des mesures de RADIBAL est faite en introduisant une reflexion de lumière parasite provenant de la troposphère, et une contribution des diffusions multiples, ces deux termes étant modélisés de manière approchée.
- Enfin et surtout, l'expérience de l'IASB sonde la couche dans la direction du soleil, alors que nous avons utilisé des mesures RADIBAL dans une direction à 100° du soleil:

On a donc repris l'analyse des mesures RADIBAL à partir de la mesure de la réflectance à $\theta = 30^{\circ}$ et $\lambda = 850 nm$. De cette façon :

- On sonde la couche dans une direction voisine de celle du soleil

- L'influence de la lumière parasite est relativement faible (cf. relation 3) car p_a est beaucoup plus élevé en diffusion avant. De plus la contribution des diffusions multiples est moindre en diffusion avant. - Enfin, la fonction de phase p_a des aérosols est peu sensible à la granulométrie exacte des particules.

On inverse alors la relation (3) sous la forme

$$\tau_a = \frac{1}{p_a + 2\rho_s \sin h_s} \left[\frac{4\rho_{mes}}{a.t} - \tau_m (p_m + 2\rho_s \sin h_s) \right] \tag{.8}$$

en introduisant 6% de diffusions multiples.

La fonction de phase p_a a été calculée à partir du modèle inversé. La transmission t est calculée à l'ordre 0 avec les épaisseurs optiques données par l'inversion des mesures à 100°. Les résultats sont itérés sur le calcul de t et la convergence est rapidement obtenue.

La comparaison entre les mesures de l'IASB et celles déduites de RADIBAL suivant cette nouvelle méthode est présentée figure 10. L'accord satisfaisant obtenu semble confirmer que les inhomogénéités de densité de particules expliquent les écarts de la figure 9.

Un dernier point porte sur la variation spectrale du coefficient d'extinction. Les mesures de l'IASB indiquent des valeurs quasi identiques à 440 nm et 650 nm. On retrouve cette absence de variation spectrale sur les mesures d'épaisseur optique du Pic du Midi. Entre 840 nm et 440 nm, les mesures de l'IASB présentent un rapport de l'ordre de 2,4 alors que celles du Pic du Midi indiquent un rapport de 1,9. En dehors des incertitudes expérimentales, cette différence pourrait correspondre à une tendance, indiquée par les mesures RADIBAL (cf. figure 7), de l'augmentation des particules stratosphériques vers les basses altitudes.

D - Conclusion

On dispose d'une bonne cohérence dans les résultats des différentes expériences. La station sol, dans une géométrie d'observation différente, confirme l'inversion des mesures de RADIBAL. Les profils verticaux de distribution des coefficients d'extinction de l'IASB et de RADIBAL sont très semblables et ce bon accord valide les techniques d'inversion utilisées.

Un dernier point devrait porter sur l'utilisation des luminances mesurées sur les photographies de l'expérience de l'IASB. La comparaison avec les données RADIBAL pourrait aider à

valider l'étalonnage des données photographiques.

Date	Heure	m	T	$p(2^{\circ})$
04/05	7h20	2,3	0,053	23
04/05	8 h 10	1,7	0,048	26,5
04/05	13h18	1,18	0,068	35,9
07/05	5h21	8	0;055	21,5
07/05	6 <i>h</i> 27	3	0,055	25,5
09/05	9650	1,2	0,063	29
09/05	14 h 35	1,4	0,048	29
09/05	15406	1,6 -	0,048	26,2
09/05	15 h44	1,7	0,044	26,5
09/05	16h24	2, 5	0,043	25,7
10/05	6 h 39	2,4	0,043	24,5
10,05	.7h14	2,1	0,053	27
10/05	8h21	1,5	0,07 3	34,5
10/05	9 h 13	1,7	0,078	35
13/05	7h00	2, 25	0,068	. 20
13/05	7 h 41	1,75	0,0 63	21,6
13/05	8 h32	1,51	0,058	22, 2
13/05	9 h 11	1,35	0,058	23
13/05	9 <i>h</i> 51	1,2	0,0 63	23

<u>Table 1</u> - mesures de l'auréole. On a reporté la date et l'heure de début des mesures, la masse d'air visée, l'épaisseur optique aérosol et la fonction de phase à 2°.



Figure 1 - Mesures instantanées de l'épaisseur optique à 525 nm depuis la station sol au Pic du Midi. Le jour de mesures est indiqué sur la courbe.



Figure 2 - Variations spectrales des épaisseurs optiques aérosols à partir des mesures du radiomètre visible (o) et du radiomètre PIR. Le jour de mesure est indiqué sur la courbe avec un décallage entre chaque journée.



<u>Figure 3</u> - Fonction de phase des aérosols, à 850 nm vers l'angle de diffusion. L'échelle logarithmique sur $p(\Theta)$ est décallée entre chaque mesure. L'ordre des tracés est celui du tableau **1**.



le 13/05 à 5h20 TU + le 13/05 à 6h00 TU × le 13/05 à 6h30 TU + le 10/05 à 7h50 TU +

<u>Figure 4</u> - (a) Mesures du taux de polarisation, en fonction de l'angle de diffusion

<u>Figure 5</u> - Résultat de l'inversion de la polarisation du 13 mai en supposant un indice de réfraction de 1,45 pour les aérosols.

(a) - L'inversion à $\lambda = 1650 nm$ sous la forme de σ versus r.

(b) - Taux de polarisation calculé à $\lambda = 850nm$ et $\Theta = 100^{\circ}$ pour les modèles restituant la polarisation à 1650 nm. La valeur mesurée était de 40,5 pourcent. Le résultat retenu correspond à la valeur théorique la plus proche soit $\overline{r} = 0,33\mu m$ et $\overline{\sigma} = 0,35$.





(e) - Restitution des mesures d'auréole.







Figure 7 - Résultat de l'inversion des mesures RADIBAL. On a reporté en fonction de l'altitude

- (a) Les épaisseurs optiques tangentes aux deux longueurs d'onde.
- (b) Le coefficient d'Angström entre les 2 longueurs d'onde.
- (c) Le rayon moyen r.
- (d) La variance σ .

altitude z en km





Figure 8 - Mesures de l'IASB du profil vertical du coefficient d'extinction aérosol à 3 longueurs d'onde : 440 nm, 650 nm et 850 nm.

Altitude z en km

, à,



Figure 9 - Comparaison des mesures de l'IASB (trait plein) et de RADIBAL (+). La comparaison portée sur les épaisseurs optiques tangentes déduites par intégration des données IASB et depuis les mesures de la réflectance à $\Theta = 100^\circ$ et $\lambda = 1650nm$ pour RADIBAL.



<u>Figure 10</u> - Même légende que figure 9 mais pour les épaisseurs optiques tangentes RADIBAL déduites des mesures de réflectance à $\Theta = 30^\circ$ et $\lambda = 850 nm$.



