

50376
1984
127

50376
1984
127

THÈSE

présentée à

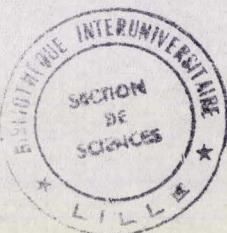
L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Richard SANTER



**CARACTERISATION DES AEROSOLS A PARTIR DE LA
POLARISATION DU RAYONNEMENT SOLAIRE DIFFUSE.
APPLICATION AUX ATMOSPHERES DE LA TERRE,
DE VENUS ET DE SATURNE.**



Soutenue le 13 juillet 1984 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	M. VAN DE HULST	Président
	M. ACKERMAN	Rapporteurs
	M. DOLLFUS	
	M. HERMAN	
	Mme CHANIN	Examinateurs
	Mme LENOBLE	

U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

Ce travail a été effectué à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, au Laboratoire d'Optique Atmosphérique dirigé par Madame Lenoble, Professeur. Qu'elle soit ici remerciée pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail et pour avoir bien voulu accepter de juger cette thèse.

Cette étude a été dirigée par Monsieur Herman, Professeur, ses conseils, sa disponibilité quotidienne en ont permis la réalisation commune.

Je tiens à remercier Monsieur Van de Hulst, Professeur à l'Université de Leiden, qui a bien voulu me faire l'honneur de présider mon jury, Monsieur Ackerman, Directeur de l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique qui s'est livré à la tâche fastidieuse de rapporter ce travail et Madame Chanin qui a accepté de le juger.

La dernière partie est le fruit d'une étroite collaboration avec Monsieur Dollfus, Astronome titulaire à l'Observatoire de Paris, que je tiens particulièrement à remercier pour l'abondance de mesures qu'il m'a fournies et pour l'intérêt qu'il a porté à leur analyse.

Mes remerciements s'adresseront à l'ensemble des chercheurs du Laboratoire pour les conseils qu'ils n'ont cessé de me donner. Ce travail a d'autre part largement bénéficié des compétences diverses des services techniques du Laboratoire.

Je tiens enfin à remercier l'ensemble des services de l'U.E.R. : Messieurs Carey, Fauquembergue, Lloret, Monsieur Raffaud et Madame Parsy.

S O M M A I R E

Page

INTRODUCTION	1
--------------	---

PARTIE I : CARACTERISATION D'UN AEROSOL A PARTIR DE SES PROPRIETES DIFFUSANTES

I - Rappels et principales notations	4
II - Sensibilité des propriétés diffusantes aux paramètres physiques des particules	7
III - Cas des aérosols terrestres	14
IV - Méthode d'inversion en diffusion primaire	18
V - Conclusion	29

Annexe I-1

"Particle size distributions from forward scattered light using the Chahine inversion scheme"	36
---	----

Annexe I-2

"Projet Venera 84. Complexe néphéломétrique. Expérience 1.D.1. Etude de la polarisation"	45
--	----

PARTIE II : TELEDETECTION DES AEROSOLS TERRESTRES

II.1 - Introduction	52
II.2 - Généralités	53
II.3 - Station-sol	56
II.4 - Télédétection des aérosols à l'aide de la polarisation	65
II.5 - Expérience ballon, mesure des aérosols stratosphériques	71
II.6 - Conclusion	77

Annexe II-1

"Description de la station toit - Protocoles de mesures"	87
--	----

Annexe II-2

"Mesures de la polarisation des aérosols stratosphériques à partir d'un ballon plafonnant"	93
--	----

PARTIE III : ETUDE DE LA POLARISATION DES ATMOSPHERES PLANETAIRES, APPLICATIONS A VENUS ET SATURNE

III.1 - <i>Introduction</i>	100
III.2 - <i>Généralités</i>	100
III.3 - <i>Relation entre photométrie et polarisation</i>	103
III.4 - <i>Analyse de la polarisation détaillée de Vénus par rapport au modèle standard</i>	104
III.5 - <i>Aérosols de la couche supérieure de Vénus</i>	105
III.6 - <i>Analyse de la polarisation détaillée de Saturne</i>	106
III.7 - <i>Conclusion</i>	107

Annexe III-1

"Wavelength dependence of polarization XXXIX. Venus UV cloud model from polarimetry"	113
--	-----

Annexe III-2

"Wavelength dependence of polarization XXXVII. Regional observations of Venus"	123
--	-----

Annexe III-3

"Wavelength dependence of polarization XXXVIII. Analysis of ground-based observations of Venus"	141
---	-----

Annexe III-4

"Wavelength dependence of polarization XXXX. Venus upper atmosphere aerosol layers from polarimetry"	151
--	-----

Annexe III-5

"Optical reflectance polarimetry of Saturn's globe and rings IV. Aerosols in the upper atmosphere of Saturn"	165
--	-----

CONCLUSION

189

Introduction

INTRODUCTION

Les phénomènes de diffusion de la lumière solaire par notre atmosphère relèvent de l'observation quotidienne. Depuis le siècle dernier, les descriptions mathématiques et physiques des mécanismes de diffusion ont été largement élaborées. La mise en oeuvre, ces dernières décennies, de moyens de calculs numériques et d'investigations expérimentales sophistiquées font de l'étude de la diffusion un outil puissant de détermination des constituants atmosphériques et de leurs caractéristiques physiques.

Dans ce contexte, quantité de travaux sur les aérosols, en particulier terrestres, ont déjà été faits ; tant sur leur télédétection que sur la modélisation de leurs effets. Le sujet n'en est pas pour autant éteint et présente au contraire d'énormes besoins d'affinement et d'extension des études antérieures.

Notre travail se limitera à l'étude de la diffusion en lumière visible et proche infra-rouge, en mettant l'accent sur l'utilisation de la polarisation, dont le puissant contenu en informations a été particulièrement illustré par le travail de Hansen et Hovenier (1971) sur Vénus.

Notre objectif initial est de mieux comprendre les possibilités réelles (et éventuellement d'améliorer la mise au point) des méthodes d'inversion qui cherchent à retrouver les caractéristiques physiques ou les propriétés énergétiques des aérosols à partir des différentes mesures du rayonnement disponibles. Cette étude, conduite en diffusion primaire, fait l'objet de la partie I, où on a approfondi la sensibilité et la dépendance des différentes observables (coefficients d'extinction, fonction de phase, taux de polarisation), en fonction des principaux paramètres physiques (distribution en dimension, indice de réfraction) des aérosols qu'on supposera sphériques.

Quoique certains des résultats présentés soient déjà connus, cet approfondissement est nécessaire. Notamment dans le cas des aérosols terrestres, il apparaît qu'aucune des différentes observations classiques (auréole,

transmission ou polarisation), très utilisées dans la littérature, n'apparaît capable à elle seule de caractériser assez complètement les aérosols. On sera alors amené à définir un ensemble cohérent de mesures permettant cette description.

De façon plus limitative, sur les deux objectifs de recherche fondamentaux concernant les aérosols (évaluation de leur impact énergétique, rôle dans les corrections atmosphériques), on montrera l'aptitude de mesures multispectrales de la polarisation à donner les informations souhaitables.

La partie II expose différentes applications développées dans le cadre d'expériences réalisées ou en préparation sur les aérosols. Ces différentes applications, dont les principes sont simples et découlent de l'analyse générale (I), présentent chacune des aspects spécifiques, liés aux conditions particulières rencontrées, et qui seront analysés dans cette partie II. Trois applications seront examinées :

1) Réalisation d'un complexe de mesures sol : en complément des mesures de transmissions et de flux déjà existantes, on a réalisé un auréolémètre et un polarimètre proche infra-rouge ; l'objectif de ces mesures complémentaires étant de décrire précisément les propriétés physiques des aérosols, conformément à l'étude faite en I. Cet ensemble complet de mesures passives devrait permettre, en dehors d'un suivi des aérosols, des vérités solides pour la validation des expériences satellites (en particulier LANDSAT D) ou ballon.

2) Observations à l'échelle planétaire des aérosols. En complément des techniques satellitaires de la mesure de la réflectance, on a étudié la faisabilité de mesures embarquées de la polarisation. Une expérience ballon avec un polarimètre à balayage, mesurant le rayonnement atmosphérique remontant vers l'espace et permettant de sonder les aérosols troposphériques, est envisagée pour l'année 85.

3) Sondage in-situ semi-local des aérosols stratosphériques. Il s'agit, à bord d'un ballon stratosphérique du C.N.E.S., de mesurer, par un balayage dans un plan horizontal, la luminance et le taux de polarisation de la lumière diffuse. En dehors de la géométrie d'observation particulière, le problème rencontré ici est celui de la forte contribution moléculaire, en particulier sur la luminance polarisée.

L'application aux atmosphères planétaires constituera enfin la partie III. Ce travail est essentiellement basé sur des observations faites par A. Dollfus à l'observatoire de Meudon sur Vénus et Saturne. Ce type d'analyse avait été mis en oeuvre dans le Laboratoire sur des mesures de la polarisation de Vénus et avait fait l'objet des thèses de 3ème cycle de Deuzé (72) et de Santer (77), à partir du modèle de nuages proposé par Hansen et al.

L'analyse plus extensive de ces mesures fera apparaître des écarts par rapport aux prévisions données par le modèle standard (en particulier, lors d'une campagne de mesures réalisées en 1977). Une analyse simple permettra la mise en évidence, sur Vénus, de la présence d'une fine brume supérieure d'aérosols, analogues à ceux rencontrés dans la stratosphère terrestre. Ce même type d'analyse, reconduit sur Saturne, permettra, là aussi, la mise en évidence d'une sur-couche de cristaux.

Partie 1

Caractérisation d'un aérosol

à partir de ses propriétés diffusantes

I - RAPPELS ET PRINCIPALES NOTATIONS

L'essentiel de ce chapitre concerne les processus de diffusion primaire. Les résultats s'appliqueront donc directement à des mesures portant sur un élément de volume diffusant petit, comme dans le cas de l'étude du complexe néphéломétrique ; mais aussi, en première approximation, à des sondages sur toute l'atmosphère terrestre par ciel clair où les photons ayant subi plus d'une seule diffusion sont très minoritaires.

I.1 - DESCRIPTION DU RAYONNEMENT - PARAMETRES DE STOKES

Le rayonnement en propagation, en un point P, dans une direction \vec{u} sera généralement polarisé partiellement. On le caractérisera ici par ses paramètres de Stokes ; soit une matrice notée formellement $\{I, Q, U, V\}$. Le vecteur champ électrique est décomposé dans le plan perpendiculaire à \vec{u} en deux vibrations rectilignes \vec{e}_ℓ et \vec{e}_r . Si on caractérise le rayonnement par sa luminance, on a alors :

$$d\omega \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{2} C \epsilon \epsilon_0 \begin{bmatrix} E_\ell E_\ell^* + E_r E_r^* \\ E_\ell E_\ell^* - E_r E_r^* \\ E_\ell^* E_r + E_\ell E_r^* \\ E_\ell^* E_r - E_\ell E_r \end{bmatrix} \quad (I-1)$$

où les quantités $E_\ell E_\ell^*$... correspondent aux moyennes temporelles, pour le rayonnement en propagation dans l'angle solide $d\omega$ autour de \vec{u} .

Pour la diffusion primaire, on choisira les axes $\vec{\ell}$ et \vec{r} respectivement parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion.

I.2 - COEFFICIENTS D'ABSORPTION ET DE DIFFUSION. ALBEDO DE DIFFUSION PRIMAIRE

L'atténuation dL d'un rayonnement quasi directionnel au cours d'une traversée dX d'un milieu et qui correspond à la fois à des pertes par absorption ou diffusion, sera donnée suivant la loi de Bouguer par :

$$dL = - (k + \sigma) L dX \quad (I-2)$$

où σ et k seront respectivement les coefficients de diffusion et d'absorption (en m^{-1}).

On désignera par ω_o l'albédo de diffusion primaire du milieu

$$\omega_o = \frac{\sigma}{\sigma+k} \quad (I-3)$$

I.3 - MATRICE DE DIFFUSION

La matrice de diffusion caractérise la répartition de la luminance diffusée par un élément de volume dv recevant un éclairement directionnel E_o ou $L_o d\omega$ dans une direction donnée.

On aura :

$$L(\Psi) = \frac{\sigma dv}{4\pi A} P(\Psi) E_o \quad (I-4)$$

où A est la section apparente de dv dans la directions observée et où l'angle de diffusion Ψ est l'angle entre les directions d'incidence et de diffusion. La luminance étant décrite à l'aide des 4 paramètres de Stokes, dans le cas le plus général les 16 termes de la matrice de phase pourraient être indépendants. Cependant, si les particules sont de forme quelconque, si elles sont réparties au hasard et présentent un plan de symétrie, la matrice de diffusion ne présente plus que 6 coefficients indépendants et s'écrit :

$$P = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & -P_{34} & P_{44} \end{bmatrix} \quad (I-5)$$

Dans le cas très général d'un éclairement en lumière naturelle, on se contentera de mesurer 2 paramètres de la matrice en détectant la luminance diffusée

$$I(\Psi) \sim P_{11}(\Psi) \quad (I-6)$$

et son taux de polarisation :

$$P(\Psi) = -\frac{Q}{I} = -\frac{I_\ell - I_r}{I_\ell + I_r} = -\frac{P_{12}(\Psi)}{P_{11}(\Psi)} \quad (I-7)$$

où I_ℓ et I_r seront les intensités mesurées dans les directions parallèle et perpendiculaire précédemment définies par rapport au plan de diffusion.

Le taux de polarisation P est alors une grandeur algébrique donnant à la fois le pourcentage de lumière polarisée et la direction du plan de polarisation; il sera ici positif si la vibration polarisée est perpendiculaire au plan de diffusion.

I.4 - DESCRIPTION DES PARTICULES DIFFUSANTES

On aura généralement un mélange de particules et de molécules. La contribution de la diffusion moléculaire est connue en fonction des conditions expérimentales ; on ne s'interessera ici qu'aux aérosols supposés sphériques. Une particule sera caractérisée par son paramètre de Mie :

$$\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (I-8)$$

et son indice de réfraction m ; la théorie de Mie permet alors de calculer la matrice de diffusion $\hat{P}(\alpha, m)$ et les sections efficaces de diffusion $\pi r^2 Q_d(\alpha, m)$ et d'absorption $\pi r^2 Q_a(\alpha, m)$ de la particule.

Un modèle d'aérosols sera caractérisé par l'indice des particules et par leur granulométrie $n(r)$. On posera

$$\int_0^\infty n(r) dr = N_o \quad (I-9)$$

où N_o est le nombre de particules par unité de volume. Les paramètres optiques du modèle seront alors obtenus en intégrant sur la granulométrie avec par exemple :

$$\sigma_d = \int_0^\infty \pi r^2 n(r) Q_d(\alpha, m) dr \quad (I-10)$$

et pour chacun des termes de la matrice de diffusion :

$$P_{ij}(\Psi) = \frac{\int_0^{\infty} \pi r^2 Q_e(\alpha, m) n(r) P_{ij}(\alpha, \Psi)}{\sigma_e} \quad (I-11)$$

On notera ici $p(\Psi)$ le terme $P_{11}(\Psi)$ qui sera la fonction de phase des particules.

On remarquera que ces calculs posent deux problèmes :

(i) La convergence de l'intégrale est souvent lente et doit être testée soigneusement en particulier sur $p(0)$ qui est le plus sensible à la présence de grosses particules ;

(ii) Par ailleurs, compte tenu de la forte variabilité de P_{12} en fonction de α , telle qu'elle est illustrée par exemple, figure I-1, il résulte que la discrétisation des intégrales (I-10) et (I-11) doit être bien étudiée. Les tests effectués montrent qu'un pas d'intégration $\Delta\alpha \approx 0,05$ est nécessaire.

II - SENSIBILITE DES PROPRIETES DIFFUSANTES AUX PARAMETRES PHYSIQUES DES PARTICULES

Le milieu diffusant étant décrit par la granulométrie $n(r)$ et l'indice de réfraction des particules on se propose d'examiner le potentiel d'informations sur la nature physique des particules qui est contenu dans ses propriétés diffusantes. Si l'on étudie un volume élémentaire on peut en principe mesurer :

- le nombre de photon diffusés ou absorbés, soit σ_λ et K_λ ;
- la distribution angulaire des photons diffusés, soit la fonction de phase $p(\Psi)$;
- et enfin leur état de polarisation en mesurant le taux de polarisation $P(\Psi)$.

Pour illustrer les relations qualitatives entre propriétés physiques et optiques du milieu, on a retenu 3 modèles représentatifs d'aérosols terrestres. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau I-1 et leurs distributions

en taille $n(r)$ sont tracées figure I-2. Le haze H, d'origine stratosphérique est un cas limite de petites particules ; mais il décrit aussi très convenablement les particules de l'atmosphère supérieure de Vénus (Kawabata et al., 1979 {1}). Le modèle C, représentatif d'aérosols continentaux, est très voisin des modèles ruraux urbains ou troposphérique du Lowtran ; mais il est également proche des poussières jaunes de Mars telles que les décrivent Pollack et al. (1974) {2}. Enfin, le haze M représente une situation de brume marine de dimension moyenne, sensiblement identique à celle des nuages de Vénus, de Saturne ou de Jupiter.

III.1 - VARIATIONS SPECTRALES DES COEFFICIENTS D'EXTINCTION ET DE DIFFUSION

Les propriétés radiatives des particules homogènes sont définies par 3 propriétés physiques : leur granulométrie $n(r)$ et les parties réelle m et imaginaire m' , de leur indice de réfraction. m' , dont dépend l'absorption propre k du milieu, est évidemment un paramètre capital du point de vue énergétique.

Il est toutefois clair que les mesures directes des coefficients σ et k sur un élément diffusant sont extrêmement délicates et actuellement quasi irréalisables. Expérimentalement, on peut seulement déterminer le coefficient d'extinction totale des particules ($\sigma+k$), en mesurant la transmission d'un faisceau directionnel (faisceau solaire par exemple) sur un trajet fini ℓ suffisant à travers le milieu. Pour un milieu homogène on aura

$$E(\ell) = E_0 e^{-(\sigma+k)\ell} = E_0 e^{-\tau} \quad (I-12)$$

où τ sera l'épaisseur optique totale de la couche traversée.

Les observables dont on disposera réellement en diffusion primaire plutôt que σ , k , $p(\Psi)$ et $P(\Psi)$, seront donc $p(\Psi)$, $P(\Psi)$ et l'épaisseur optique τ , dans laquelle absorption et diffusion sont confondues.

Pour séparer ces 2 mécanismes, la méthode à priori la plus puissante est de conjuguer des mesures de flux diffus aux mesures de diffusion primaire qu'on envisage. Nous ne développerons pas ici cette voie de recherche et on

se contentera d'évaluer l'impact de m' sur les grandeurs $p(\Psi)$, $P(\Psi)$ et τ ; en particulier sur leur comportement spectral.

a) Influence de l'absorption propre des particules sur la variation spectrale de l'épaisseur optique

On a tracé, figure I-3, l'allure du coefficient d'extinction en fonction du paramètre de Mie α , pour une partie réelle de l'indice fixe ($m = 1,55$) et pour trois valeurs de la partie imaginaire m' : 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} . Ces valeurs correspondent, pour une granulométrie du type modèle C, à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, à des albédos simples de diffusion respectivement de 1, 0,95 et 0,50.

Sauf pour cette dernière valeur de l'indice imaginaire, qui correspond à une très forte absorption, les courbes sont quasi-confondues. Quelque soit le modèle d'aérosols, pour les valeurs de ω_0 courantes ($\omega_0 > 0,9$) on voit donc que l'absorption n'aura aucune influence sur la variation spectrale des coefficients d'extinction.

b) Influence de l'indice réel des particules

Pour les trois modèles d'aérosols précédemment définis, la figure I-4 montre les variations spectrales de l'épaisseur optique $\tau(\lambda)$ pour 2 valeurs supposées de l'indice des particules : $m = 1,33$ et $1,55$. La variation de l'indice est sans effet pour le modèle C. C'est le cas général des aérosols troposphériques, dont le large spectre dimensionnel est assez bien décrit par une loi de Junge :

$$n(r) = A r^{-v} \quad (\text{I-13})$$

Dans ce cas, la variation spectrale $\tau(\lambda)$ suit la loi classique en λ^{-v+3} que l'on retrouve pour le modèle C.

L'influence de l'indice sur des modes peu dispersés est plus forte et est directement reliée à l'allure de $Q_{\text{ext}}(\alpha)$, figure I-5. Pour des particules submicrométriques du type haze H, l'influence de l'indice est maximum aux courtes longueurs d'onde où $\tau(\lambda)$ décroît avec m .

Enfin, pour des brumes du type haze M, la variation spectrale de $\tau(\lambda)$ est quasi-blanche sur tout le spectre et bien sûr l'information sur l'indice est très faible.

En conclusion, à l'exception du cas extrême de très petites particules quasi monodispersées, les mesures d'extinction renseigneront surtout sur la granulométrie des particules et dépendront très peu de leur indice de réfraction, comme l'indique la figure I-4.

c) Influence de la dimension des particules

L'augmentation de l'extinction vers le bleu est directement reliée aux dimensions moyennes des particules. On se déplace avec la longueur d'onde dans la zone α de 0 à 10, où Q_{ext} monte vers son premier maximum (cf. figure I-4). Pour des particules plus grosses, type Haze M, la dépendance spectrale s'atténue de plus en plus ce qui correspond au fait que Q_{ext} devient sensiblement constant (~ 2) pour ces grosses particules.

L'inversion de mesures multispectrales de $\tau(\lambda)$ est un problème classique. Si l'on dispose de n mesures, on discrétisera la granulométrie en n classes de particules avec :

$$\tau(\lambda) = \sum_{i=1}^n n_i^* Q_i (r_i/\lambda)$$

où n_i^* est la section géométrique de la classe correspondante ($\int_{r_i}^r \pi r^2 n(r) dr$) et Q_i la valeur moyenne du coefficient d'extinction sur cette plage. Qualitativement, à une longueur d'onde donnée, les particules ayant un poids maximum dans la mesure sont celles où Q_{ext} présente son premier maximum. Les longueurs d'onde d'observation les plus courtes déplaceront ce maximum vers les petites particules qui y seront mieux détectées. Les particules de grandes dimensions seront au contraire détectées aux longueurs d'onde les plus grandes. Typiquement, pour des mesures de $\tau(\lambda)$ entre 0,4 μm et 2,2 μm on peut espérer balayer $n(r)$ entre 0,2 et 3 μm environ.

II.2 - ETUDE DE LA FONCTION DE PHASE

La mesure de la luminance diffuse primaire est directement proportionnelle à la fonction de phase. Pour les 3 modèles d'aérosols, on a tracé, figure I-6,

cette fonction de phase $p(\Psi)$, à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, en supposant les particules transparentes, d'indice $m = 1,33$.

La diffusion est particulièrement sensible à la taille des particules dans les directions avant qui correspondent principalement à de la lumière diffractée ; le fait présentera d'ailleurs un grand intérêt simplificateur pour l'inversion des mesures de prodiffusion : la diffraction étant indépendante de l'indice des particules, la structure de ce pic de diffraction s'exprimera très simplement en fonction du paramètre de Mie. Ceci est bien illustré, figure I-7, où l'on compare le terme $P_{11}(\Psi, \alpha, m)$ calculé exactement pour $\Psi = 3^\circ$ et pour 2 valeurs de l'indice ($m = 1,33$ et $1,45$) au calcul de la diffraction pure à l'aide de la fonction de Bessel.

A une longueur d'onde donnée, les particules de rayon r auront un poids maximum dans la direction d'observation Ψ correspondant au premier maximum de cette fonction ; soit sensiblement

$$\frac{r}{\lambda} = \frac{17}{\Psi} \quad (\text{I-15})$$

A partir de cette relation on conçoit qu'une détermination aisée de la granulométrie peut être obtenue en associant une classe de particules r_i au pointé dans la direction Ψ_i correspondante, le rayon des particules décroissant au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la direction d'incidence.

Une seconde propriété bien connue de la fonction de phase est qu'elle ne dépend que faiblement de la dimension des particules autour de $\Psi_0 = 30^\circ$. Une mesure de la luminance dans cette direction permet d'obtenir une première approximation de la fonction de phase en renormalisant les mesures brutes par :

$$P(\Psi) = P(\Psi) \frac{L(\Psi)}{L(\Psi_0)} \quad (\text{I-16})$$

L'influence de la partie réelle de l'indice des particules sur leur fonction de phase est illustrée, figure I-6 dans le cas du modèle C où $p(\Psi)$ est tracé pour 2 valeurs de m (1,33 et 1,50). L'allure de $p(\Psi)$ reste sensiblement identique

en pointe avant et l'influence de m touche surtout la rétrodiffusion. On verra cependant que cette variabilité reste faible devant celle que l'on peut attendre de la polarisation.

Enfin, l'influence de l'absorption est étudiée figure I-8, sur le modèle C pour $m = 1,53$; $p(\Psi)$ est donné pour 4 valeurs de la partie imaginaire $m' = 0 ; 0,008 ; 0,03 ; 0,07$, soit des albédos de diffusion primaire ω_0 respectivement de 1; 0,93; 0,80; 0,65. L'influence de l'absorption est essentiellement marquée en rétrodiffusion où elle s'explique par l'atténuation du terme de réflexion interne quand l'absorption augmente.

En conclusion, l'utilisation de la pointe avant de diffusion permet d'entrevoir une inversion facile de la granulométrie des particules, indépendamment de leur indice de réfraction.

Une utilisation optimum de la seule mesure de $p(\Psi)$ pourrait être le couplage entre la mesure de la pointe avant, donnant la granulométrie, et celle de la rétrodiffusion qui pourrait permettre, en second lieu, d'estimer l'indice de réfraction. Nous n'avons pas développé cette potentialité mais les simulations faites pour le modèle C laissent entrevoir un découplage possible entre parties réelle et imaginaire dans la recherche de l'indice de réfraction : la diffusion à $\Psi \approx 90^\circ$ dépendant légèrement de m mais n'étant pas affectée par l'absorption alors que l'influence de m' est assez nette en rétrodiffusion.

Le choix de la longueur d'onde d'observation pour les mesures de la prodiffusion découle de la relation I-15. Le premier angle de mesure possible est conditionné par les ouvertures angulaires du faisceau incident et du détecteur. Cette dernière peut être faible, compte tenu des hauts niveaux du signal, et une première mesure à $\Psi = 1^\circ 30'$ est envisageable ; soit, à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, une détection des particules jusqu'à $r \approx 10 \mu\text{m}$, une limite tout à fait convenable dans le cas des aérosols terrestres ou des nuages de Vénus.

La détection des petites particules a une limite de principe, liée à leur faible diffraction. Les rayons minima détectables dépendront donc du choix de la longueur d'onde d'observation avec un rayon accessible de l'ordre de $0,4 \mu\text{m}$.

On notera que si la granulométrie est discrétisée en n classes de dimensions ; des contraintes sur les points de mesures peuvent apparaître aux petits angles. A une discrétisation des grosses particules en $\Delta r/\lambda \approx 1$, correspondra un pas angulaire sévère de $10'$. Mais il est évident, relation (I-15), que pour une même résolution en taille, on peut travailler avec un nombre de mesures directionnelles plus limité et en compensant par l'utilisation de plusieurs longueurs d'onde d'observation. C'est par exemple le choix retenu par Thomalla E. et Quenzel H. (1982) {3} en combinant 6 directions de mesures entre 1° et 20° et 5 longueurs d'onde d'observation entre 347 nm et 1680 nm.

III.3 - ETUDE DE LA POLARISATION

Pour des particules sphériques {4} la matrice de diffusion complète présente 4 coefficients indépendants qu'il est en principe possible de déterminer indépendamment à l'aide d'une source de polarisation ajustable. L'analyse théorique (Hansen-Travis (1974) {5}) montre cependant que les termes P_{11} et P_{12} de la matrice de phase contiennent pratiquement toute l'information utile sur les particules, de sorte que la détermination des autres termes est redondante. On se contentera donc d'une source de lumière naturelle, et de la mesure du taux de polarisation linéaire (rel. I-7).

Pour les 3 modèles d'aérosols précédents, on a tracé, figure I-9, le taux de polarisation à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, en supposant l'indice réel des particules $m = 1,33$ et aussi pour $m = 1,50$ dans le cas du modèle C. La polarisation au voisinage de $\Psi \approx 90^\circ$ est très sensible à l'abondance des petites particules. Le type haze H tend vers le régime Rayleigh et le taux de polarisation diminue avec la taille des particules devenant faible pour le haze M. Si on note un léger effet de l'indice dans cette plage angulaire, la sensibilité à m est spectaculaire en rétrodiffusion.

Dans la figure précédente, les particules étaient supposées conservatives. L'influence de l'absorption propre des particules est étudiée pour le cas du modèle C, figure I-10, dans les mêmes conditions que pour la fonction de phase (cf. figure I-8). A l'angle de Brewster, $\Psi \approx 100^\circ$, l'absorption réduit la contribution des réflexions internes et favorise ainsi l'augmentation de la polarisation. En rétrodiffusion, la réflexion interne d'ordre 1, prépondérante, s'atténue avec l'absorption donnant un arc moins polarisé. Malgré une sensibilité de la polarisation à l'absorption nettement plus forte que

celle de la fonction de phase, il reste que pour des albédos de diffusion primaire $\omega_0 > 0,9$, correspondant au cas le plus usuel, la polarisation est peu sensible à la partie imaginaire de l'indice.

La mesure de la polarisation contient donc une information puissante à la fois sur la granulométrie et sur la partie réelle de l'indice de réfraction. Par contre, le taux de polarisation se prête très mal à une inversion directe. D'une part, on voit mal comment découpler dans le signal les influences respectives de la granulométrie et de l'indice de réfraction. D'autre part, le terme P_{12} de la matrice de diffusion a un comportement complexe en fonction des paramètres du milieu.

II.4 - CONCLUSION

On a dégagé 2 types de mesures permettant une détermination de la granulométrie des particules : la prodiffusion et la variation spectrale du coefficient d'extinction. L'inversion de ces mesures est un problème bien conditionné compte tenu, d'une part, de la faible influence de l'indice de réfraction et d'autre part, des associations qualitatives simples qu'on peut établir entre longueur d'onde ou angle d'observation et classe de dimensions. En prodiffusion, on atteint d'autant mieux les grosses particules que l'on observe à des angles de diffusion petits ; en extinction on atteint d'autant mieux les petites particules que l'on observe à des courtes longueurs d'onde.

La détermination de $n(r)$ ainsi obtenue est suffisante si l'indice de réfraction des particules est connu. Dans le cas contraire, la polarisation apparaît comme la mesure complémentaire idéale si les particules sont peu absorbantes. L'inversion complète du problème n'utilisant que la seule mesure du taux de polarisation à plusieurs longueurs d'onde pose le problème préalable de la paramétrisation de la granulométrie ; cette question sera abordée plus loin dans le cas des aérosols terrestres.

III - CAS DES AEROSOLS TERRESTRES

Les aérosols terrestres présentent un problème particulier lié à leurs spectres de dimensions généralement très larges et qui couvrent des

régimes de diffusion très divers : proche Rayleigh, diffusion de Mie, et à la limite, optique géométrique. On a vu précédemment la sélectivité, sur la taille des particules, des mesures classiques de la prodiffusion et de l'extinction. On conçoit donc qu'une bonne caractérisation des particules, ne serait-ce que de leur granulométrie, nécessitera probablement des mesures complémentaires.

On notera par ailleurs que les principaux objectifs de ces observations passives des aérosols peuvent être moins de rechercher une caractérisation détaillée et très précise des particules elles-mêmes que d'en déduire une bonne évaluation de leur impact énergétique ou de leur influence perturbatrice dans l'imagerie satellite. A partir d'observations, généralement faites en infra-rouge proche pour s'affranchir d'une contamination moléculaire trop forte, la qualité de l'inversion se jugera donc sur son aptitude à restituer, sur tout l'ensemble du spectre solaire, les paramètres essentiels tels que l'épaisseur optique $\tau(\lambda)$, le facteur d'asymétrie $g(\lambda)$ et la rétrodiffusion $p(\Psi, \lambda)$ des particules.

Pour les 3 modèles d'aérosols standards précédents, et dans chacun des cas pour deux valeurs extrêmes de leur indice, les figures I-4, 11 et 12 montrent les variations spectrales de $\tau(\lambda)$, de la fonction de phase $p(\Psi = 130^\circ)$ et du facteur d'asymétrie $g(\lambda)$. L'influence de la longueur d'onde est extrême pour le haze H où, en infra-rouge, on tend vers le régime de diffusion Rayleigh, avec une forte croissance de la fonction de phase au voisinage de $\Psi = 90^\circ$ et une forte diminution du facteur d'asymétrie g , associée à une diffusion d'isotropie croissante. Pour les autres modèles, les variations spectrales sont beaucoup moins fortes, mais dans tous les cas la connaissance de l'indice de réfraction est capitale.

La détermination de l'indice de réfraction relève clairement de mesures de polarisation ; il reste que la détermination de la granulométrie peut présenter ici, comme on l'a vu, des problèmes particuliers.

Pour mieux apprécier sous cet aspect l'aptitude des différentes méthodes d'observation à caractériser les aérosols au point de vue de leur influence énergétique ou de leur effet perturbateur, il est intéressant

d'analyser très schématiquement les contributions respectives, sur les grandeurs concernées, des différentes dimensions de particules. Pour cela on a décomposé les granulométries en 3 tranches de dimensions, soit

$r \leq 0,4 \mu\text{m}$	proche Rayleigh
$0,4 \mu\text{m} < r \leq 2 \mu\text{m}$	Mie
$r > 2 \mu\text{m}$	Optique géométrique

Il est évident que ce découpage est largement arbitraire et très qualitatif; en particulier l'approximation de l'optique géométrique n'est réellement valable que bien au-delà de $2 \mu\text{m}$.

Pour chacune de ces classes, on calculera leurs contributions relatives sur l'épaisseur optique τ , la fonction de phase $p(\Psi)$ et le taux de polarisation $P(\Psi)$; soit

$$p_i(\Psi) = \frac{\int_{r_i}^{r_{i+1}} \pi r^2 n(r) Q_d(r/\lambda, m) P_{11}(\Psi, r/\lambda, m) dr}{\sigma_d \lambda} \quad (I-17)$$

$$P_i(\Psi) = \frac{\int_{r_i}^{r_{i+1}} \pi r^2 n(r) Q_d(r/\lambda, m) P_{12}(\Psi, r/\lambda, m) dr}{p(\Psi)} \quad (I-18)$$

$$\tau_i^\lambda = \int_{r_i}^{r_{i+1}} \pi r^2 n(r) Q_{\text{ext}}(r/\lambda, m) dr \quad (I-19)$$

En plus des 3 modèles déjà utilisés, on a élargi ces calculs pour les modèles d'aérosols du Lowtran. Dans tous les cas, on a retenu un indice de réfraction réel $m = 1,450$. On ne présentera les résultats que pour le modèle maritime du Lowtran et le modèle C, les différents autres modèles donnant des résultats intermédiaires.

Les résultats concernant le modèle maritime du Lowtran, qui décrit une brume de dimension moyenne légèrement supérieure à celle du haze M, sont donnés figure I-13. Dans la pointe avant, on note la nette différenciation prévue entre les deux dernières classes de particules, compte tenu de la forte diffraction des grosses particules dans les premiers degrés. La polarisation donne ce même type d'information différenciée entre $\Psi = 90^\circ$ et la rétrodiffusion. A la limite, pour ce modèle d'aérosols, une bonne analyse de l'auréole suffira à caractériser convenablement le modèle, les paramètres énergétiques $\tau(\lambda)$ et $g(\lambda)$ et la rétrodiffusion ne dépendant pas non plus des très petites particules. Si l'indice des particules est inconnu, le couplage avec la polarisation décrira très convenablement les propriétés optiques du milieu. Dès qu'on passe au modèle C, dont les résultats sont donnés figure I-14, le problème devient beaucoup plus délicat. La prodiffusion ne permettra encore que de retrouver les 2 dernières classes de dimension, avec toujours le pic de diffraction très prononcé des grosses particules alors que celles-ci ne représentent pourtant plus que 8 % de la section efficace. La non détection des petites particules ne permet plus ici d'estimer correctement la réflectance atmosphérique (cf. $p(\Psi = 130^\circ)$) ni les paramètres $\tau(\lambda)$ et $g(\lambda)$ dans lesquels l'influence des petites particules est énorme, particulièrement aux courtes longueurs d'onde. L'utilisation exclusive des mesures de $\tau(\lambda)$, en dehors de l'information intrinsèque qu'elles contiennent, permettra de définir correctement les 2 premières classes de dimensions et donc de restituer à elle seule $p(\lambda)$ en rétrodiffusion. Mais les valeurs de $g(\lambda)$ prévues seront mal définies dans l'infra-rouge. La formation de l'intensité polarisée, largement conditionnée par les petites particules, reste cependant sensible aux grosses particules en rétrodiffusion et des mesures couplées d'extinction et de polarisation donneraient une description satisfaisante du milieu.

Les modèles rural du Lowtran et le Haze M ont des comportements intermédiaires entre le modèle maritime et le modèle C. Le modèle stratosphérique du Lowtran et le Haze H, de dimensions plus petites, amplifient le rôle des petites particules.

On voit donc que les aérosols terrestres peuvent présenter une situation complexe où aucune des mesures passives classiques ne paraît réellement suffisante, à elle seule, pour caractériser les aérosols de façon satisfaisante. Même s'il demeure intéressant d'approfondir et d'améliorer les méthodes d'inversion correspondant à ces différents types de mesures, il est clair

que seul un complexe expérimental assez complet est susceptible de caractériser correctement les aérosols dans des situations modérément variables.

IV - METHODE D'INVERSION EN DIFFUSION PRIMAIRE

L'étude précédente a cherché à dégager qualitativement comment les observations disponibles pouvaient être utilisées pour caractériser le milieu diffusant. Supposant les mesures réalisées en diffusion primaire, nous allons sur différents exemples chercher à évaluer quantitativement leurs possibilités précises en mettant en oeuvre des méthodes d'inversion.

On considérera d'abord le complexe néphélométrique Vénéra 84. Cet appareil initialement destiné au sondage des nuages de Vénus a conduit à la mise en oeuvre d'un algorithme d'inversion des mesures de la pointe avant. Les mesures annexes de la polarisation prévues sur l'appareil serviront alors à déterminer m . On notera que dans son principe, cet appareillage serait utilisable pour des analyses in-situ des nuages ou de fortes brumes terrestres.

Dans le cas des aérosols terrestres, d'abondances nettement plus faibles, le complexe précédent serait à ses limites de détection. Le couplage prodiffusion-polarisation doit alors être envisagé dans le cadre de mesures au sol du rayonnement solaire diffus et ce problème sera repris dans la partie II. On sondera alors principalement la troposphère avec un régime de diffusion proche de la diffusion primaire. On étudiera dès ici ce problème de façon à définir les possibilités de ces mesures. On étendra par ailleurs, l'ensemble des mesures à celles, spectrales, de l'épaisseur optique , les mesures d'extinction présentant, comme on l'a vu, de bonnes possibilités de description dans le cas des aérosols terrestres.

On étudiera enfin, dans le cas des aérosols terrestres, la possibilité d'inverser le problème à partir de la seule mesure du taux de polarisation mais à 2 longueurs d'onde. Indépendamment de l'avantage expérimental d'un appareil unique, ces mesures sont surtout les seules qu'on puisse envisager depuis l'espace et leur potentialité réelle est évidemment une question particulièrement importante.

IV.1 - ETUDE DU COMPLEXE NEPHELOMETRIQUE VENERA 84

Dans le cadre du projet franco-soviétique Vénéra 84, le Laboratoire en association avec Chanin M.L. (Verrières) et Dollfus A. (Meudon) a développé l'étude d'une expérience de néphéloscopie. A partir d'un ballon plafonnant, ce complexe néphéloscopique devait contribuer à définir la nature des nuages de Vénus. Bien que ce projet ait été annulé, l'étude de ce complexe illustre la bonne cohérence d'un couplage diffusion avant-polarisation pour des situations de brumes ou de nuages.

a) Etude de la diffusion avant

Schématiquement, le dispositif expérimental comporte une source diode laser, émettant à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, qui illumine en lumière parallèle une chambre à diffusion. La lumière diffuse est recueillie sur une barette de diodes permettant de couvrir la gamme de 1° à 20° avec une résolution angulaire de $0,05^\circ$.

On a recherché et mis au point un algorithme d'inversion adapté aux conditions de l'expérience : c'est à dire capable de résoudre la granulométrie dans l'intervalle $r = 0,5 \mu\text{m}$ à $r = 15 \mu\text{m}$ environ, avec une résolution en dimensions susceptible de faire apparaître l'existence de plusieurs modes, tels que Knollenberg et Hunten [6] les avaient détectés dans l'expérience Pioneer.

L'algorithme devait par ailleurs être d'une mise en œuvre numérique simple de façon à pouvoir traiter le flux de données important prévu et présenter une bonne résistance au bruit des mesures, présumé important dans le dispositif expérimental retenu (possibilité de contamination de l'optique par des poussières).

Le principe de la méthode d'inversion, développée par ailleurs dans l'annexe I-1, est d'associer la détermination de l'abondance d'une classe de particules de dimension moyenne r_j , à la direction Ψ_j dans laquelle la contribution de cette classe est maximum ; association donnée dans l'approximation de diffraction pure par la relation I-15. On peut alors reprendre la méthode itérative générale développée par Chahine [7] et déjà utilisée par Twitly [8], sous une forme différente pour l'inversion des mesures de diffusion avant.

On discrétise ici la granulométrie en 18 classes de dimensions comprises entre 0,4 et 10 μm , la fonction de phase s'écrit alors :

$$p(\Psi_i) = \sum_{j=1}^n n_j^* \bar{p}_j(\Psi_i) \quad (\text{I-19})$$

où n_j^* est la section efficace de diffusion de la $j^{\text{ème}}$ classe, et $\bar{p}_j(\Psi_i)$ la valeur moyenne sur cette classe de la fonction de phase.

A partir d'une initialisation arbitraire $n_j^* = 1$, on itère à l'ordre p à l'aide de la relation suivante :

$$n_j^{*(p)} = n_j^{*(p-1)} p(\Psi_j) / p^{(p-1)}(\Psi_j) \quad (\text{I-20})$$

où la détermination à l'ordre $p-1$ est pondérée par le rapport de la mesure de la fonction de phase et de sa détermination à l'aide de la relation I-19 associée aux abondances à l'ordre $p-1$. Cette détermination se fait dans la direction Ψ_j associée (cf. relation I-15). La convergence est jugée sur la restitution en écart quadratique du signal ; l'association $r_j - \Psi_j$ retenue entraîne une convergence rapide ($p \sim 10$) qui limite la propagation des erreurs et permet ainsi de mettre en évidence la bimodalité du milieu diffusant et de présenter un très bon comportement devant un bruit de mesures élevé.

b) Couplage avec la polarisation

Les mesures de l'intensité avant étaient complétées, dans l'expérience Vénéra, par des mesures de la polarisation entre 100° et 170° .

La structure des nuages de Vénus se révèle relativement complexe, avec l'existence de 3 types de particules, d'abondances relatives variables suivant l'altitude. On peut schématiser la variabilité de cette couche nuageuse par 3 situations types. Pour chacune de celles ci, l'étude jointe en annexe I-2 explore la faisabilité de l'expérience qu'on résumera simplement ici.

1) Aux hautes altitudes, le mode "2", de rayon $r \approx 1 \mu\text{m}$, est seul présent. Sa distribution en dimension peut alors être parfaitement définie en inversant la prodiffusion. Partant de cette distribution, on calculera le taux de polarisation pour un jeu de valeurs de l'indice de réfraction. La comparaison de ces calculs aux mesures permettra alors de déterminer avec précision l'indice de réfraction des particules.

2) Dans les couches nuageuses intermédiaires, le mode "2" précédent et un mode "3" de rayon $r \approx 3 \mu\text{m}$ sont mélangés. L'inversion de la pointe avant permet alors de résoudre complètement la granulométrie et en particulier de faire apparaître la bimodalité. Dans le cas où les 2 modes de particules auraient le même indice de réfraction, son identification se ferait comme précédemment. Dans le cas contraire, les simulations montrent que cette inhomogénéité est bien mise en évidence par la polarisation, les signaux simulés pour une valeur commune quelconque de m ne pouvant pas être en accord avec les mesures sur l'ensemble du balayage. Les indications sur les indices respectifs de chacun des modes apparaissent alors dans les régions où ils marquent principalement le signal, en particulier en rétrodiffusion pour les grosses particules. Pour ce type de mélange, le complexe de mesures permettrait de retrouver les valeurs des deux indices de réfraction.

3) Enfin, dans le cas d'un mélange bimodal entre un mode de très petites particules, de type Haze H, et le mode "2" de Vénus, l'inversion des mesures de prodiffusion n'est plus capable de résoudre la granulométrie, les petites particules ayant un poids trop faible dans le signal. Mais on constate alors qu'il est devenu impossible, quelle que soit la valeur de l'indice choisie, de restituer l'allure de la polarisation mesurée. En particulier, vers $\Psi = 90^\circ$, la non détection des petites particules très polarisantes exclue toute possibilité d'accord. Dans ce cas extrême, la mesure de la polarisation présente donc l'intérêt supplémentaire de préciser l'abondance de ces petites particules. On retrouvera d'ailleurs cette possibilité dans le cadre du même ensemble de mesures appliquées à la télédétection des aérosols terrestres.

IV.2 - APPLICATION AUX AEROSOLS TERRESTRES DE MESURES COUPLEES DE L'AUREOLE, DE LA TRANSMISSION ET DE LA POLARISATION

On ne peut pas envisager d'utiliser directement le complexe néphé-lométrique précédent pour sonder *in situ* les aérosols terrestres, leurs abondances étant généralement beaucoup trop faibles.

Par contre, dans le cas de mesures au sol portant sur l'ensemble de la couche troposphérique, on retrouve une parfaite analogie entre ce complexe de mesures et un couplage de mesures-sol de l'auréole solaire et du taux de polarisation du rayonnement de ciel diffus.

En négligeant, pour des mesures proche infra-rouges, les différents effets perturbateurs (diffusions multiples et moléculaire, influence du sol) qui seront analysés dans la partie II, on pourra donc reprendre très exactement l'analyse du § IV-1, mais pour des signaux de diffusion avant et de polarisation correspondant maintenant à des aérosols terrestres. On mettra ainsi clairement en évidence les difficultés d'inversion spécifiques à ces types de granulométrie, et qu'on a qualitativement soulignés plus haut.

La recherche de l'indice de réfraction se fera toujours en comparant le taux de polarisation mesuré à celui de la granulométrie inversée à partir des mesures de pro-diffusion. Pour les brumes, type Haze M, de dimension moyenne comparable à celle du mode "2" de Vénus, les simulations montrent un bon accord pour l'indice correspondant.

La même analyse reprise sur le modèle C, d'indice $m = 1,45$, conduit à un résultat beaucoup moins bon, figure I-15. La non détection en prodiffusion des particules de rayons $r < 0,4 \mu\text{m}$ ne permet plus de retrouver l'indice de réfraction, même en rétrodiffusion. On peut remédier partiellement à la carence des mesures d'auréole, en utilisant les mesures de polarisation (particulièremenr leur sensibilité, vers 90° , à la présence de petites particules) pour compléter la granulométrie en deçà de $r = 0,4 \mu\text{m}$.

La forte variabilité de l'intensité polarisée en fonction de la dimension ne permet cependant pas de décrire la classe de dimension $[0, 0,4 \mu\text{m}]$ par un simple créneau d'abondance moyenne constante.

L'inversion de la prodiffusion donnant pour $n(r)$ une allure sensiblement en r^{-v} , on déterminera la pente v par moindres carrés sur les premières classes de particules détectées en pointe avant.

La description complète de la granulométrie entre 0 et $0,4 \mu\text{m}$ sera alors définie en se donnant le rayon r_o à partir duquel le nombre de particules est supposé constant et en conservant la pente v déterminée précédemment, soit :

$$\begin{aligned} n(r) &= r^{-v} && \text{si } r \geq r_o \\ n(r) &= r_o^{-v} && \text{si } r < r_o \end{aligned}$$

On verra plus loin la validité de cette description de la granulométrie à l'aide d'une loi à 2 paramètres.

La valeur de r_0 sera alors ajustée en recherchant l'accord sur la mesure à $\Psi = 100^\circ$ pour différentes valeurs de l'indice. Les résultats ainsi obtenus, présentés figure I-16, montrent que cette méthode est capable de restituer l'allure de la polarisation sur l'ensemble des directions et permet une évaluation précise de l'indice.

Ce couplage auréole-polarisation, s'il peut donc fournir une description correcte du milieu et conduire à une bonne évaluation des propriétés optiques devient cependant d'un maniement beaucoup plus délicat, sur ces types de granulométrie, et le nombre croissant de paramètres ajustés rend évidemment la méthode moins crédible.

Puisque, pour les aérosols troposphériques, les mesures d'extinction, dans le visible et l'infra-rouge proche sont en fait très sensibles à l'abondance des particules inférieures à environ $3 \mu\text{m}$, le couplage de ces mesures d'extinction aux mesures d'auréole et de polarisation semble tout indiqué pour améliorer l'inversion et accroître sa validation.

Chaoui Roquai [9], à partir de la méthode développée par King [10], a mis au point une méthode d'inversion très convenable de la granulométrie des aérosols indépendamment de leur indice de réfraction.

Si le couplage mesures d'extinction - prodiffusion permet une description complémentaire de la granulométrie, indépendamment du type d'aérosol rencontré, la détermination de l'indice de réfraction devient très délicate dans le cas des très petits aérosols (stratosphériques, type Haze H). On a simulé une situation de ce type avec le Haze H d'indice 1,40 ; les granulométries inversées à partir des mesures d'extinction dépendent dans ce cas extrême, de l'indice de réfraction (figure I-17). Les taux de polarisation calculés à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ à partir des granulométries inversées (figure I-18) montre que les courbes de polarisation se différencient très peu pour ces modes diffusants extrêmes, très proches de la diffusion moléculaire. L'indice de réfraction perd de son importance et la détermination des aérosols devrait faire appel à des mesures de polarisation à des longueurs d'onde plus courtes.

IV.3 - MESURES MULTISPECTRALES DE LA POLARISATION

On a jusqu'ici considéré la polarisation comme une mesure complémentaire de la prodiffusion ou de la transmission et essentiellement destinée à déterminer l'indice de réfraction. Le taux de polarisation comporte cependant une information sur la granulométrie, et si cette information est surtout bonne sur les petites particules, on peut étendre l'influence des grosses particules en utilisant des mesures vers l'infra-rouge. Avec 2 longueurs d'onde d'observations, soit par exemple $\lambda_1 = 850 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 1600 \text{ nm}$, on peut donc espérer remonter et à la granulométrie et à l'indice de réfraction et donc en déduire correctement les paramètres optiques désirés.

On a déjà souligné l'intérêt tout particulier de ce type d'inversion, dans le cadre d'une télédétection des aérosols à partir de mesures satellites autonomes. Les problèmes soulevés sont de deux ordres.

Dans le cas d'observations réelles, on devra tenir compte des contraintes géométriques et des influences perturbatrices de la surface, des diffusions multiples et de la diffusion moléculaire. Les problèmes seront examinés dans la Partie II.

On n'abordera ici que le problème spécifique de l'inversion, en supposant connu, à deux longueurs d'onde et dans le domaine angulaire 90° - 180° , le taux de polarisation $P(\Psi, \lambda)$ par diffusion primaire des seuls aérosols. Ce problème est déjà délicat dans la mesure où les influences de $N(r)$ et de m sont très imbriquées. La démarche retenue consistera à vérifier qu'une modélisation analytique de $N(r)$, simple mais flexible (2 paramètres libres), permet de restituer la polarisation avec une précision suffisante, et on inversera le problème en ajustant les paramètres libres et l'indice des particules, de façon à minimiser l'écart entre observations et mesures simulées.

IV.3.1. - Paramétrisation de la granulométrie

Dans le cadre de leur étude sur la polarisation de Vénus, Hansen et Travis [5] ont introduit la notion d'équivalence entre lois de distribution. L'équivalence était réalisée si ces granulométries, différentes en forme, correspondaient à 2 paramètres géométriques identiques : le rayon efficace et la variance efficace.

Cette équivalence est très précise lorsque d'une part les granulométries sont peu dispersées, et lorsque d'autre part le rayon efficace est sensiblement supérieur à la longueur d'onde. Les granulométries représentatives des aérosols terrestres ne présentent malheureusement aucune de ces 2 caractéristiques et les calculs montrent que l'équivalence en r_{eff} et v_{eff} se dégrade très largement dans ce domaine de distributions.

Si, dans le cas des aérosols terrestres, l'équivalence ne peut plus s'établir à l'aide des égalités en rayon efficace et en variance efficace, on peut toujours raisonnablement espérer décrire les aérosols à l'aide d'une loi de distribution arbitraire. La précision de cette équivalence "optique" empirique dépendra d'une part de l'étendue spectrale explorée et du nombre de paramètres libres de la loi de distribution.

Des indications préliminaires ont été données sur cette équivalence. Kuryan {11} utilise une loi gamma standard à un paramètre ($v_{\text{eff}} = 0,2$) pour restituer les propriétés en lumière visible des Hazes H, L et M de Deirmendjan {12}. Lenoble J. et Brogniez C. {13} trouvent une équivalence empirique entre les lois Log-normale utilisées par la WHO pour décrire les aérosols troposphériques et des lois gamma-standard à 2 paramètres, cette équivalence étant limitée aux coefficients d'extinction.

D'une manière plus générale, nous nous sommes donné un vaste échantillon de distributions, représentées figure I-19. Le Haze H est une distribution gamma standard ; les Hazes M et L des gamma-standards modifiés ; LN1, LN2, LN3 des fonctions log-normales ; LN13 est un mélange de LN1 et LN3 ; de même HM, un mélange des hazes H et M. Pour l'ensemble de ces modèles, supposés d'indice 1,53, on a calculé à 5 longueurs d'onde (0,5 ; 0,85 ; 1,05 ; 1,6 ; 2,2 μm) la fonction de phase, le taux de polarisation, la section efficace et le facteur d'asymétrie.

Se donnant alors, d'autre part, une loi de distribution arbitraire fixe, on ajustera son ou ses paramètres libres de façon à obtenir un écart minimum sur la mesure de la polarisation à ces 5 longueurs d'onde et sur un balayage angulaire complet par pas de 2° , soit :

$$\Delta P = \frac{1}{5 \times 91} \sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^{91} |P^*(\lambda_i, \Psi_j) - P(\lambda_i, \Psi_j)|$$

Cet accord sur la polarisation étant obtenu, on comparera, toujours sur les 5 longueurs d'onde, les écarts relatifs qui en résultent sur l'intensité avant ($\Psi \leq 30^\circ$), soit :

$$\frac{\Delta I_{av}}{I_{av}} = \frac{1}{5 \times 16} \sqrt{\sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^{16} \left(\frac{I^*(\lambda_i, \Psi_j) - I(\lambda_i, \Psi_j)}{I^*(\lambda_i, \Psi_j)} \right)^2}$$

sur l'intensité en dehors de cette plage $\Psi = 0^\circ$ à 30° , soit $\frac{\Delta I^*}{I}$; sur la variation spectrale de l'épaisseur optique $\frac{\Delta \tau}{\tau}$ et du facteur d'asymétrie $\frac{\Delta g}{g}$.

On a d'abord choisi des lois de distributions à un seul paramètre :

1) Une loi de Junge, couramment utilisée pour l'inversion des mesures d'extinction en lumière visible,

$$n(r) = r^{-v} \quad (I-21)$$

2) Et une loi gamma-standard, de variance donnée ($v = 0,2$)

$$n(r) = r^2 e^{-\beta r} \quad (I-22)$$

telle qu'elle est utilisée par Box [15], pour l'inversion des mesures visibles de l'extinction, ou par Kuryan [14] pour inverser des mesures de polarisation. Les résultats obtenus en utilisant ces lois à un seul paramètre sont présentés tableau I-2. On notera les désaccords très importants en prodiffusion, dus au fait que l'accord est recherché sur la polarisation qui détecte mal les grosses particules.

Indépendamment de ce défaut, la restitution des autres grandeurs est rarement meilleure que 10 %. Enfin les performances des 2 modèles sont tout à fait équivalentes.

On a repris la même comparaison en utilisant des lois de distributions à 2 paramètres :

1) Une loi de Junge

$$\begin{aligned} n(r) &= r_o^{-v} & r \leq r_o \\ n(r) &= r^v & r > r_o \end{aligned} \quad (I-23)$$

2) et une loi gamma standard

$$n(r) = r^a e^{-\beta r} \quad (I-24)$$

Les résultats (tableau I-3) sont nettement améliorés, et, sauf en prodiffusion, ces lois à 2 paramètres permettent une restitution à quelques pourcents des principales grandeurs sans qu'ici non plus aucune

des deux lois ne semble préférable à l'autre.

Le tableau I-3 ne donne qu'un aperçu global de la qualité de l'équivalence empirique obtenue. Une évaluation plus détaillée est présentée pour le modèle LN2. On a tracé, figures I-20, les fonctions de phase et les taux de polarisation correspondant, pour 3 longueurs d'onde ($0,5 ; 1,05 ; 2,2 \mu\text{m}$), au modèle LN2 et à ses deux "équivalents" Junge et gamma-standard. L'accord en polarisation est souvent meilleur que 10^{-2} , se détériorant légèrement en rétrodiffusion. Il est très convenable en intensité, mais décroît dans la pointe avant. Sauf pour les variations spectrales de $\tau(\lambda)$ et $g(\lambda)$, l'équivalence des granulométries n'est donc pas parfaitement réalisée ; les écarts résultants correspondent visiblement à une mauvaise restitution des très grosses particules.

L'analyse précédente montre que, si la notion d'équivalence garde probablement sa validité dans le cas des aérosols terrestres, son utilisation devient plus délicate devant ce type de granulométrie.

D'une part, l'identification de paramètres simples (du type r_{eff} ou v_{eff}) permettant le passage d'une granulométrie à une autre n'est plus du tout évidente et ce problème reste posé.

Par ailleurs, pour obtenir sur l'ensemble du spectre solaire et pour toutes les observables radiatives la précision souhaitable de quelques pourcents, il semble bien qu'on devrait recourir, pour la granulométrie ajustable, à un modèle plus flexible à 3 paramètres ou de type bimodal.

Nous n'avons pas approfondi ce problème pour le moment, compte tenu de sa lourdeur numérique et des difficultés supplémentaires que poserait la manipulation d'une loi à 3 paramètres dans l'inversion des mesures.

IV.3.2. - Inversion de la polarisation

On associe donc à la granulométrie réelle $\{A\}$ un modèle équivalent $\{A^*\}$, constitué de particules de même indice m , mais dont la granulométrie

est représentée par une simple loi de Junge à 2 paramètres r_o et v .

Partant de signaux simulés par le calcul pour le modèle donné $\{A\}$, on cherchera donc le modèle équivalent $\{A^*\}$, en ajustant simplement ses 3 paramètres $\{r_o, v, m\}$ de façon à restituer au mieux la polarisation "mesurée" aux 2 longueurs d'onde choisies; ici : $\lambda_1 = 0,85 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1,6 \mu\text{m}$.

Pour cette recherche, on fixe d'abord arbitrairement la valeur de l'indice m et on ajuste alors r_o et v en utilisant les mesures de la polarisation aux 2 longueurs d'onde au voisinage de $\Psi \approx 90^\circ$. Ce choix d'angle vient de ce que le poids des petites particules y est maximum et on sait leur importance dans la restitution de $\tau(\lambda)$ et de $g(\lambda)$.

Le choix d'une distribution de Junge favorise une recherche itérative de r_o et v :

Le poids relatif des grosses particules étant plus important à $\lambda_2 = 1,6 \mu\text{m}$; on posera $r_o^{(0)} = 0 \mu\text{m}$ à l'ordre zéro et on ajustera v , soit $v^{(0)}$ sur $P(90^\circ, 1,6 \mu\text{m})$. Conservant cette valeur de la pente $v^{(0)}$, on rectifiera $r_o^{(0)}$ à $r_o^{(1)}$ en utilisant $P(90^\circ, 0,85 \mu\text{m})$. Et ainsi de suite jusqu'à accord, aux 2 couleurs, entre mesures et restitution par le modèle équivalent $\{A^*\}$. Cet accord est obtenu à mieux que 10^{-2} après quelques itérations.

La détermination de l'indice se fait alors en comparant les mesures au-delà de $\Psi = 100^\circ$, aux taux de polarisation calculés pour la granulométrie inversée $\{A^*\}$ associée à différentes valeurs de m .

Pour les trois modèles d'aérosols H, C, M, on a simulé les signaux correspondant à un indice de $m = 1,45$. Les caractéristiques de la granulométrie inversée $\{A^*\}$ sont données, tableau II-4, pour 3 hypothèses différentes sur la valeur initiale de l'indice (1,33 ; 1,45 ; 1,55). La figure I-21 montre alors, dans le cas du haze M, comment l'indice exact est déterminé. Jusqu'à $\Psi = 150^\circ$, cette détermination est sans ambiguïté. Au-delà de 160° , compte tenu de la forte pondération des plus grosses particules, la qualité de la restitution diminue un peu. Visiblement, à partir des observations entre $100-150^\circ$, un affinement de $\{A^*\}$ par une évaluation complémentaire de l'abondance des grosses particules pourrait être menée. On n'a pas exploré cette

possibilité qui rejoint le problème de l'introduction d'un 3ème paramètre granulométrique.

En tout état de cause, dans cette version simplifiée, l'inversion est déjà très satisfaisante comme le montre sur la figure I-22, la bonne restitution des grandeurs $\tau(\lambda)$, $g(\lambda)$ et $p_\lambda(\Psi = 130^\circ)$ pour les modèles du tableau I-4 ; et avec la valeur de l'indice de réfraction de 1,45 supposée correctement déterminée.

V - CONCLUSION

Cette revue des différentes mesures passives sur les aérosols, en particulier terrestres, a mis en évidence la complexité du problème. La prodiffusion, par sa sensibilité extrême à la taille des particules et par la facilité de l'inversion des mesures, peut apparaître comme la méthode de télédétection la mieux adaptée pour l'identification de la granulométrie des particules. Dans le cas des aérosols terrestres, l'existence de nombreuses particules submicrométriques en limite cependant l'intérêt. Inversement, la mesure multispectrale de l'extinction, si elle permet de mieux dénombrer les petites particules, a ses limites de principe pour la détection des plus grosses. Si les conditions expérimentales le permettent, il est donc nettement souhaitable de coupler ces 2 types de mesures.

La spécificité de la polarisation est de permettre la détermination de l'indice de réfraction ; mais aussi, compte tenu du comportement très différent {16,18} de la polarisation suivant que les particules sont sphériques ou non, de valider l'hypothèse de sphéricité des particules. Alors que ce facteur de forme est sans influence sur la prodiffusion, et d'influence faible sur les mesures d'extinction, il est au contraire primordial pour évaluer, à partir de ces mesures, les différents effets secondaires des aérosols qui nous intéressent.

B I B L I O G R A P H I E

- {1} Kawabata K., Coffeen D.L., Hansen J.E., Lane W.A., Makoto, Sato et Travis L.D. (1980) "Cloud and Haze from pioneer Venus polarimetric", J.G.R., 13, 8129.
- {2} Pollack J.B., Colburn D.S., Kahn R., Junter J., Van Camp W., Carlston C.E. (1977) "Properties of aerosols in the Martian atmosphere as inferred from Vicking Lander imaging data", J. Geophys. Res. 82, 4479.
- {3} Thomalla E. et Quenzel H. (1982) "Information content of aerosol optical properties with respect to their size distribution", Appl. Opt. 21, 17, 3170-3177.
- {4} Van de Hulst H.C. (1957) "Light scattering by small particles", Wiley, New York Ed.
- {5} Hansen J.E. et Travis L.D. (1974) "Light scattering in planetary atmospheres", Space Sci. Reviews, 16, 527.
- {6} Knollenberg R.G. et Hunten D.M. (1980) "Clouds of Venus : a preliminary assessment of microstructure", Science, 205, 70.
- {7} Chahine M.T. (1970) "Inverse problems in radiative transfer. Determination of atmospheric parameters", J. Atm. Sciences, 32, n° 3, 584.
- {8} Twitly J.T. (1975) "The inversion of aureole measurements to derive aerosol size distribution" J. Atm. Sciences, 32, 584.
- {9} Chaoui Roquai M. (1984), "Caractérisation de l'aérosol à partir des mesures de l'épaisseur optique" Thèse 3ème cycle - Lille.
- {10} King M.D., Byrne D.M., Herman B.M., Reagan J.A. (1978) "Aerosol size distributions obtained by inversion of spectral optical depth measurements", J. Atm. Sci., 35, 2153.
- {11} Kuriyan J.G. et Sekera Z. (1974) "Scattering in liquid haze. Analytic approximations", Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 100, 67.

- {12} Deirmendjian D. (1969) "Electromagnetic scattering on spherical polydispersions" Elviesier Ed. New York.
- {13} Lenoble J., Brogniez C. (1983) "A comparative review of radiation aerosol models". To contributions Atm. Phys.
- {14} Kurijan J.G. (1974) "Particulate sizes from polarization measurements" Proc. UCLA Intern. Conf. on radiation and remote probing of the atmosphere, J.G. Kuriyan, Ed., Hollywood, Western periodicals.
- {15} Box M.A., Lo S.Y. (1976) "Approximate determination of aerosol size distributions", J. Appl. Meteor. 15, 1068.
- {16} Holland A.C. et Gagne G. (1970) "The scattering of polarized light by polydisperse systems of irregular particles", Appl. Opt., 9, 1113.
- {17} Junge C.E. (1952) "Gesetznissigkeiten in der grossenverteilung atmosphärischen aerosols über dem Kontinent"- Ber. d. Deitsch. Wetterdienst - U.S. zone 35, 261.
- {18} Zerull R.H., Giese R.H., Schwill S., Weiss K. (1980) "Scattering by particles of non-spherical shape", D.W. Schuerman Ed., New York.

	GRANULOMETRIE	LOCALISATION	REFERENCE
Haze H	$n(r) = r^2 e^{-20r}$	Stratosphère	Deirmendjian 1969 {12}
Modèle C	$n(r) = \begin{cases} 0 & r < 0.02 \mu \\ 10^4 & 0.02 \mu \leq r < 0.1 \mu \\ r^{-4} & r \geq 0.1 \mu \end{cases}$	Troposphère Continental	Junge 1953 {17}
*Haze M	$n(r) = r^{-8.9443} \sqrt{r}$	Troposphère Maritime	Deirmendjian 1969 {12}

Tableau I-1 : Caractéristiques des modèles standards d'aérosols utilisés.

	$\frac{\Delta P^*}{P}$	$\frac{\Delta I^*}{I^*}$	$\frac{\Delta I_{av}}{I_{av}}$	$\frac{\Delta \tau}{\tau}$	$\frac{\Delta \beta_1}{\beta_1}$
H	188	540	> 1000	348	312
	0	0	0	0	0
L	114	220	> 1000	78	42
	29	71	127	35	7
M	103	205	> 1000	70	43
	39	92	166	49	10
LN1	63	144	524	117	57
	124	342	354	170	159
LN2	72	113	> 1000	60	25
	71	150	349	93	12
LN3	148	254	> 1000	273	21
	21	30	71	41	5
HM	78	135	742	85	36
	135	273	408	200	74
LN13	58	104	> 1000	119	23
	143	230	240	146	78
HLN3	153	314	> 1000	262	217
	51	121	181	83	63

Tableau I-2 : Précision de l'équivalence à l'aide d'une loi à un paramètre(en %)
 Valeurs supérieures, loi de Junge (rel. I- 21) ; valeurs
 inférieures, loi gamma-standard (rel. I- 22).

	ΔP	$\frac{\Delta I}{I}$	$\frac{\Delta I_{av}}{I_{av}}$	$\frac{\Delta \tau}{\tau}$	$\frac{\Delta \beta_1}{\beta_1}$
L	42	99	120	41	48
	8	17	55	15	1
M	27	70	384	53	13
	9	19	66	2	16
LN1	43	90	144	34	26
	30	80	173	83	45
LN2	26	62	379	19	8
	13	24	83	20	0
LN3	25	47	140	27	7
	20	28	42	35	4
HM	25	61	401	43	16
	51	129	236	85	23
HLN3	20	39	101	16	8
	23	66	123	49	31
LN13	44	100	> 1000	112	20
	24	48	29	20	34

Tableau I-3 : Idem Tableau I- 2 ; mais à l'aide d'une loi à 2 paramètres :
Junge (rel. I-23) et gamma standard (rel. I-24).

MODELE	$m = 1.33$		$m = 1.45$		$m = 1.55$	
	r_0 (μm)	v	r_0 (μm)	v	r_0 (μm)	v
H	.45	- 11.8	.23	- 6.0	.20	- 6.5
C	.15	- 3.6	.1	- 4	.11	- 4.4
M	.69	- 3.0	.42	- 3.3	.22	- 3.2

Tableau III-4 : Caractéristiques des lois de Junge équivalentes
après inversion des mesures de la polarisation
à $\Psi = 90^\circ$ et à 2 longueurs d'onde, $\lambda_1 = 0,85 \mu\text{m}$
et $\lambda_2 = 1,6 \mu\text{m}$.

Figure I-1: Calcul du terme P_{12} de la matrice de phase en fonction du paramètre de MIE = $\frac{2\pi r}{\lambda}$. L'angle de diffusion θ est de 100° ; l'indice de réfraction des particules de $n = 1,33$.

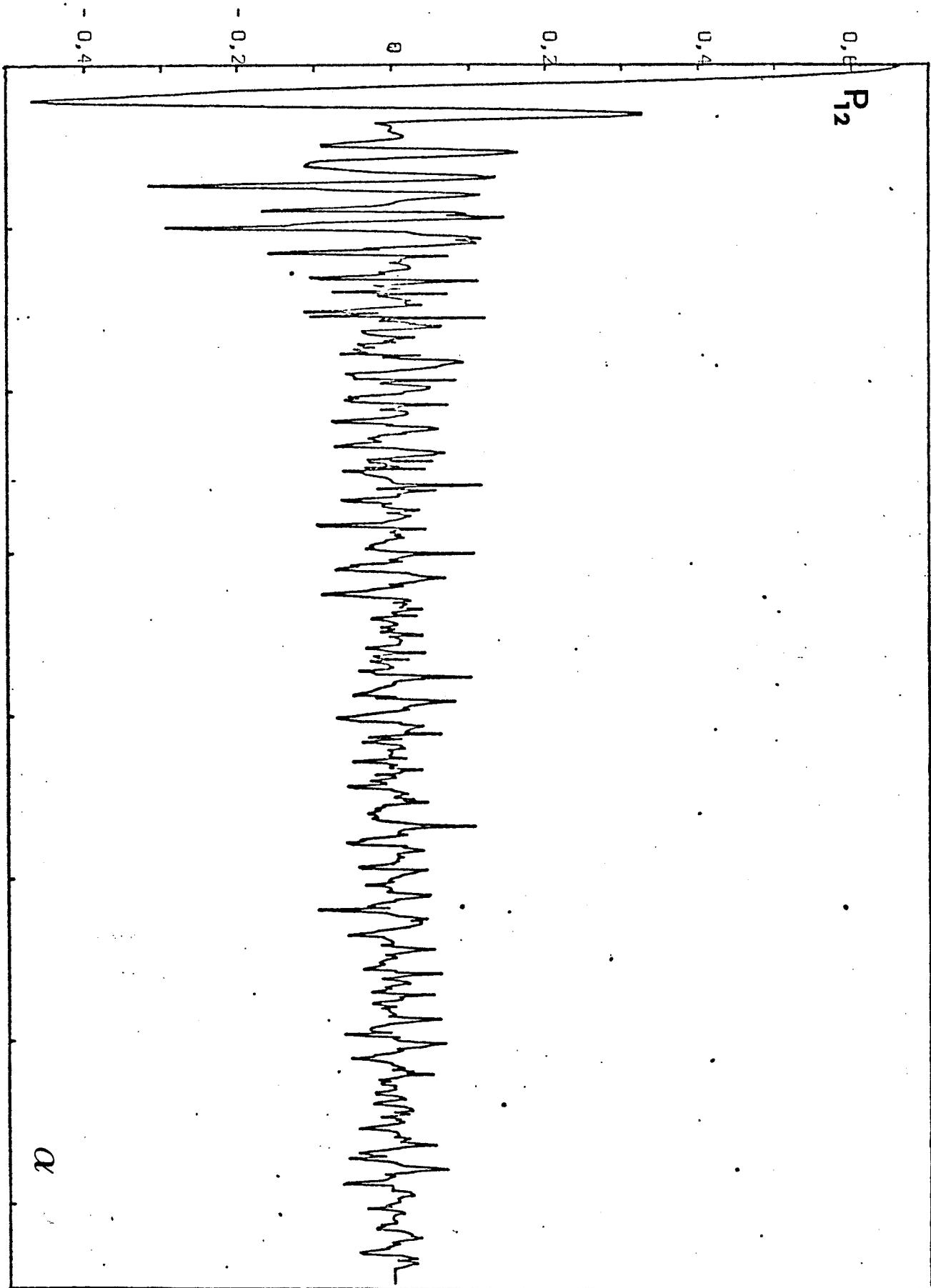
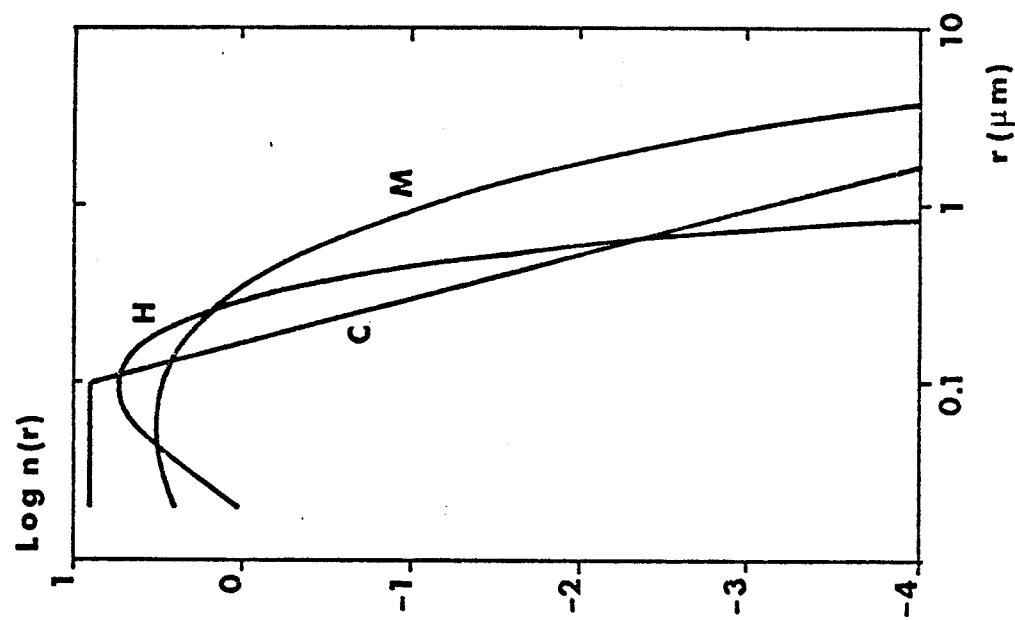


Figure 1.2 : Granulométries des modèles standards d'aérosols terrestres.



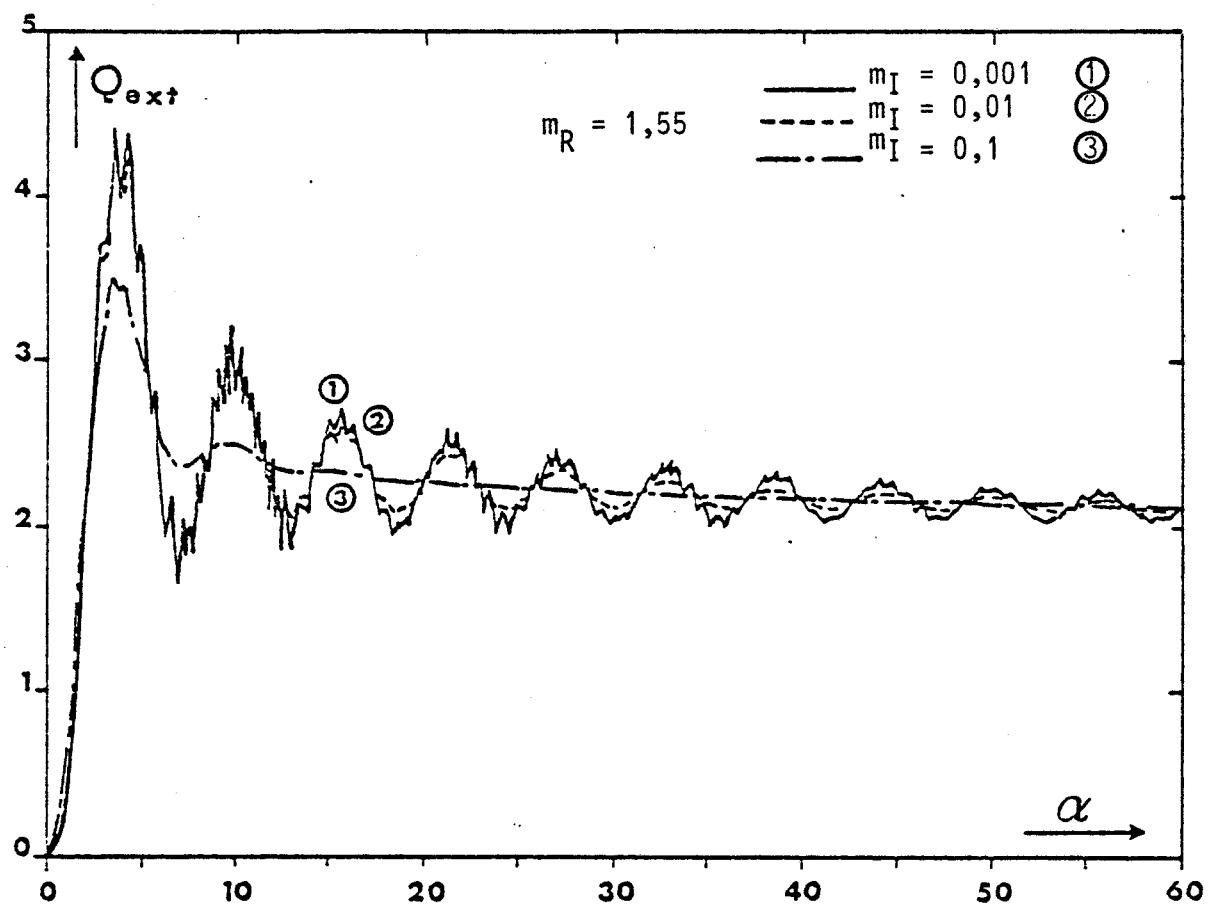


Figure I-3 : Influence de l'absorption propre sur le coefficient d'extinction ($m = 1,55$).

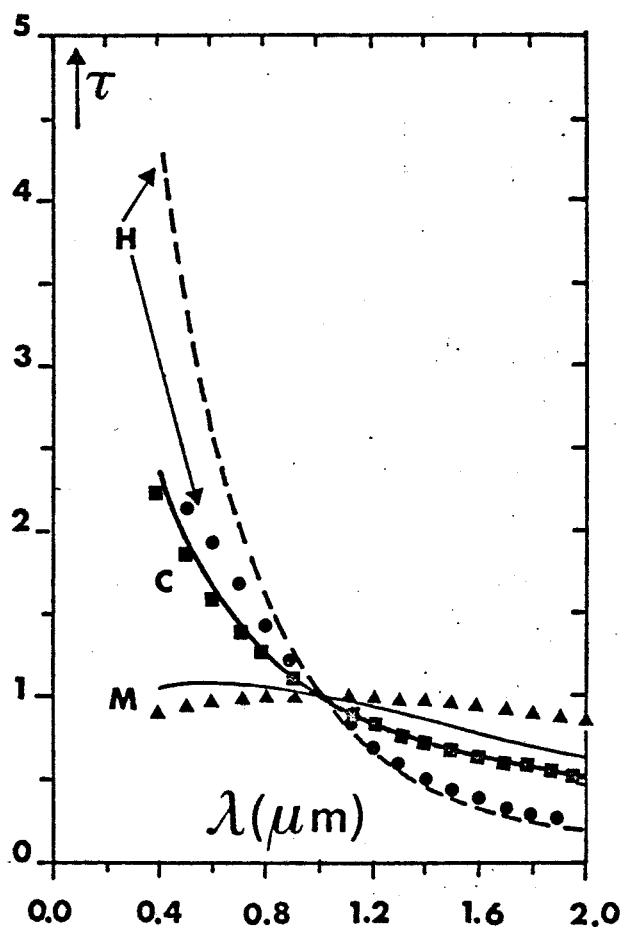


Figure I-4 : Variations spectrales de l'épaisseur optique pour les 3 modèles d'aérosols "H", "C", "M". Les particules sont supposées conservatives ; l'influence de l'indice est donné pour $m = 1,33$ (courbes) et $1,55$ (symboles). Les épaisseurs optiques sont normalisées à $\lambda = 1 \mu m$.

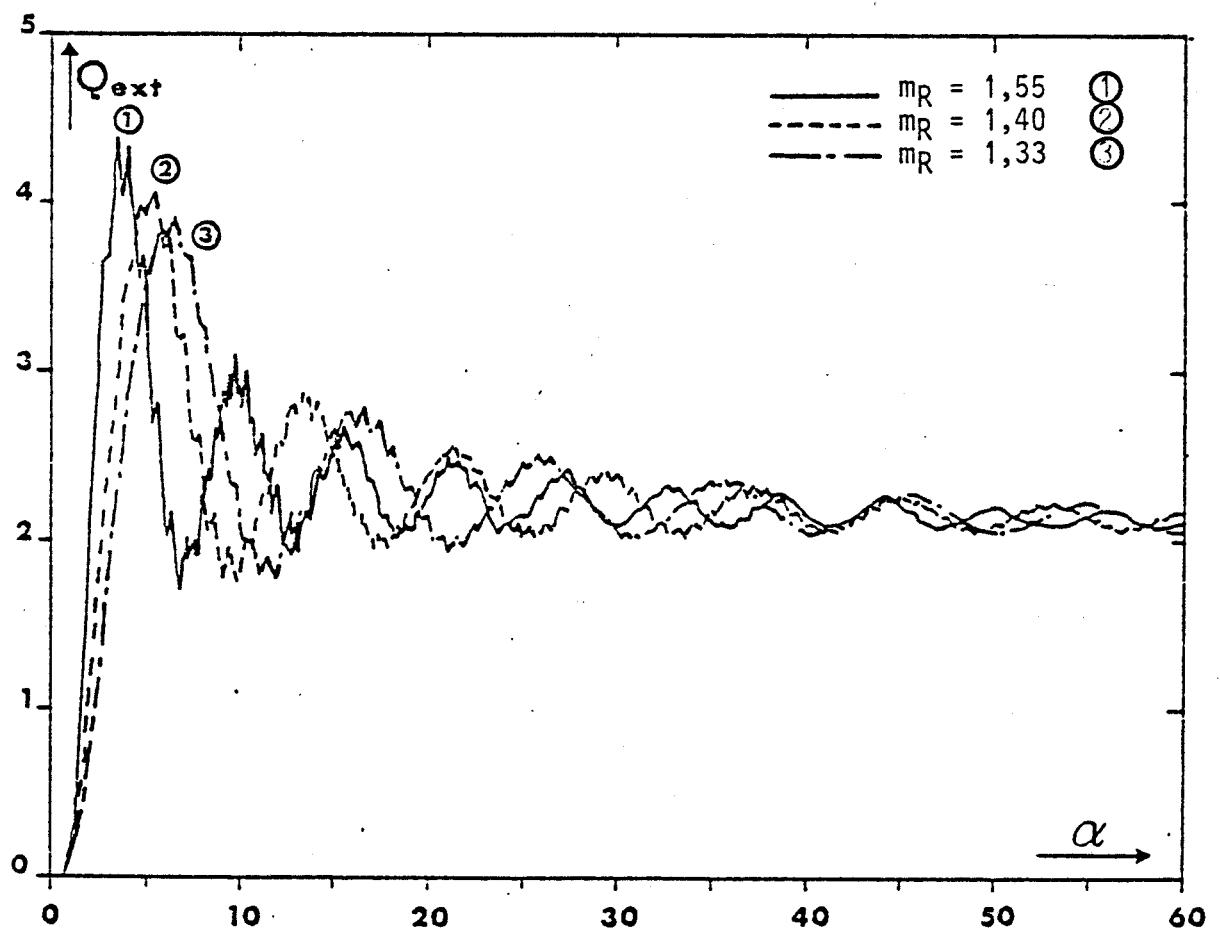
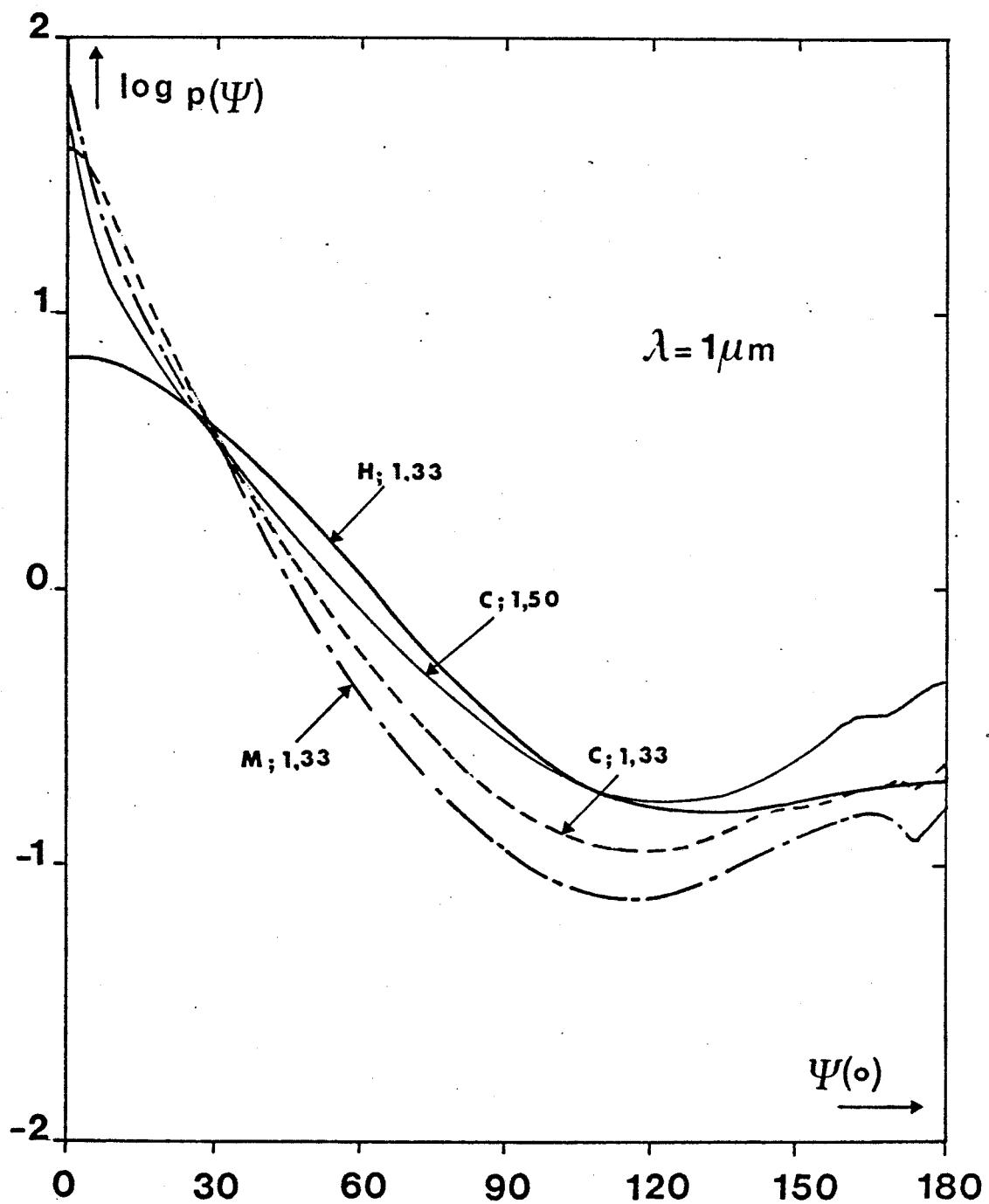


Figure I-5 : Influence de la partie réelle de l'indice de réfraction sur le coefficient d'extinction ; particules conservatives.

Figure I-6 : Tracé des fonctions de phase pour les trois modèles étudiés ;
 à $\lambda = 1 \mu m$. Particules transparentes avec $m = 1,33$, plus
 $m = 1,45$ pour le modèle C.



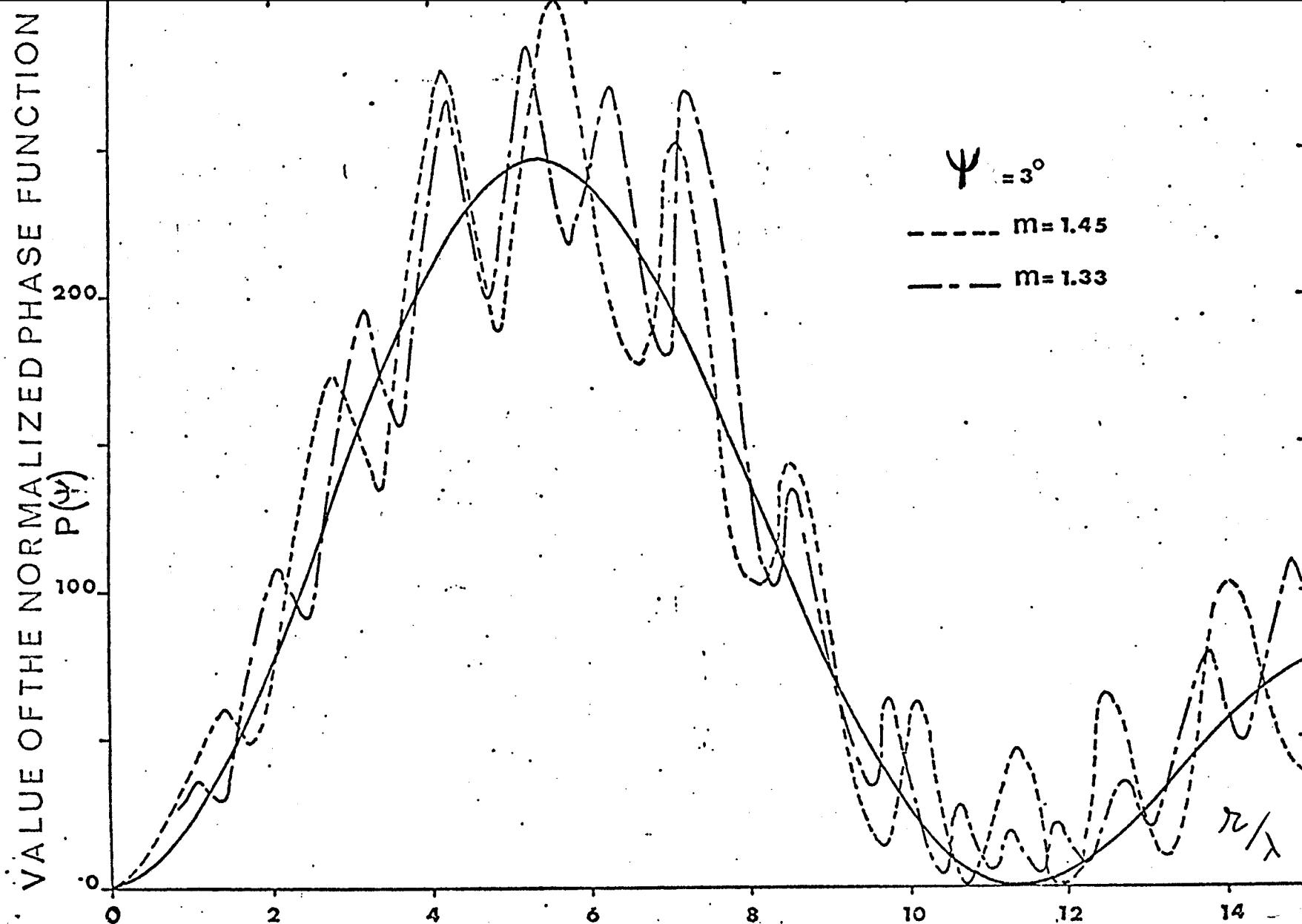


Figure I.7 : Approximation de la diffraction pure en prodiffusion ($\Psi = 3^\circ$).

Le terme P_{11} de la matrice de diffusion est tracé pour 2 valeurs de l'indice 1,33 (---) et 1,45 (- - -) ; et comparé au calcul de diffraction pure (—).



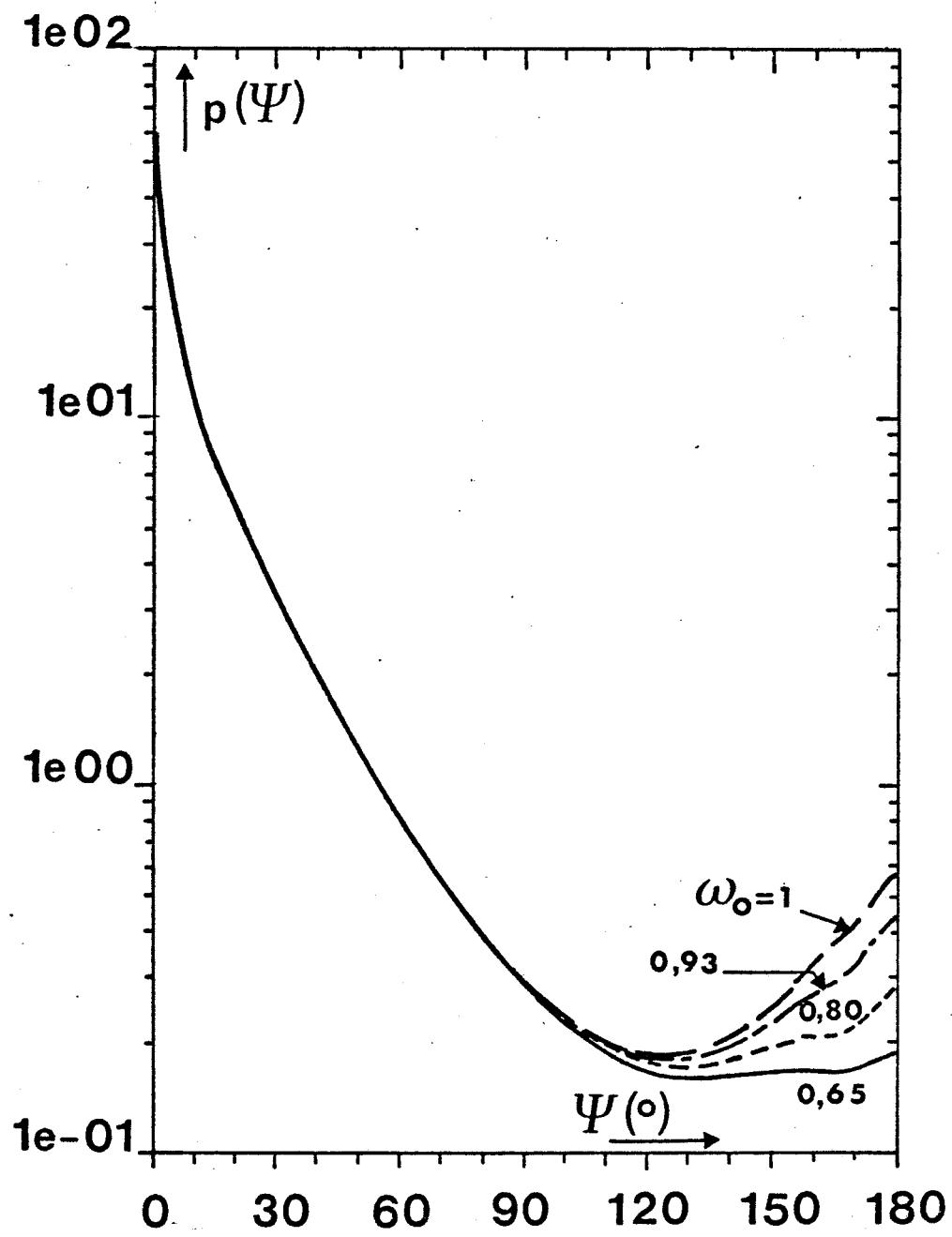
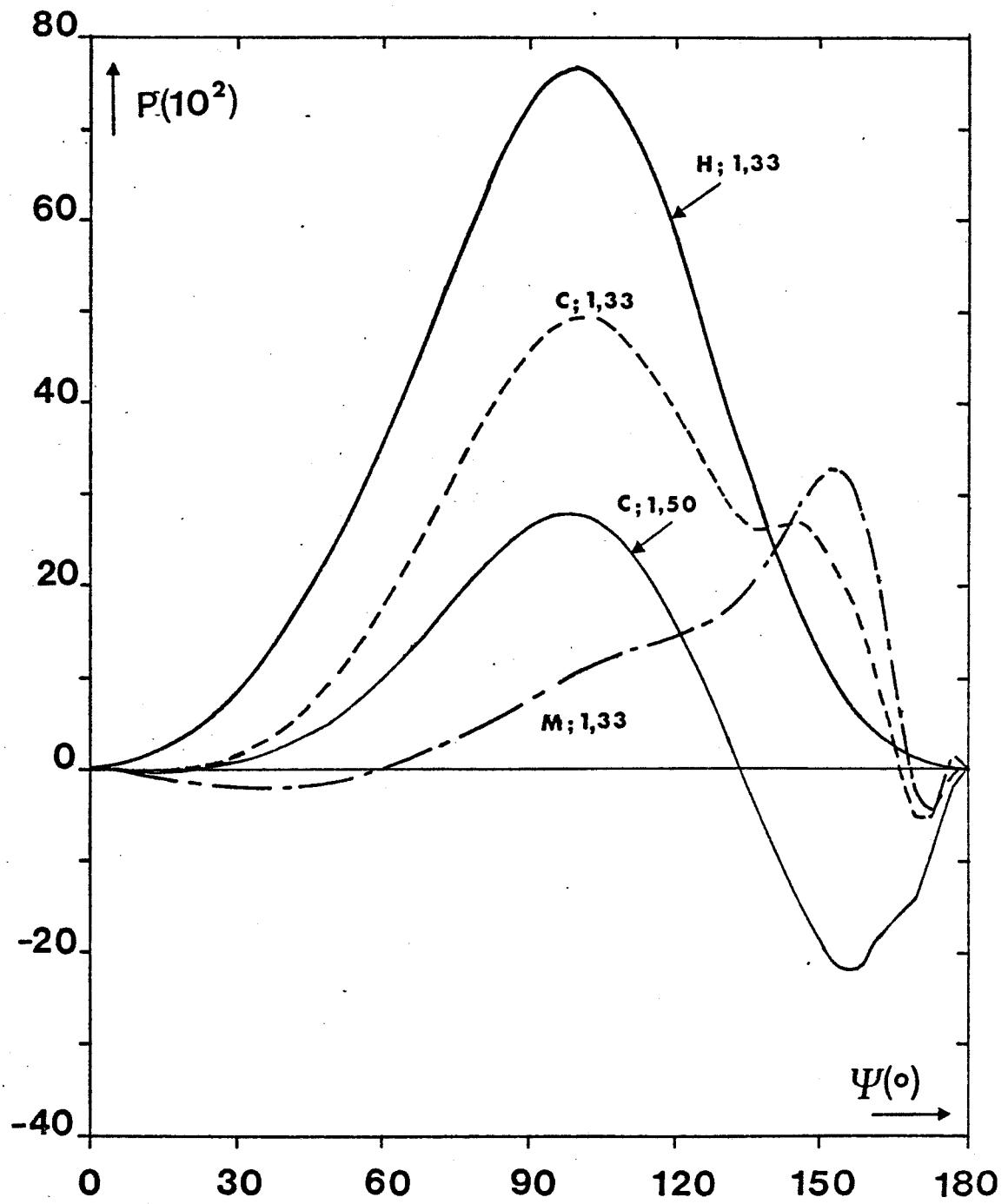


Figure I-8 : Influence de l'absorption propre des particules sur la fonction de phase ($\lambda = 1 \mu\text{m}$; $m = 1,53$) correspondant au modèle C.



Figure I-9 : Tracé des taux de polarisation (conditions de la figure I-6)



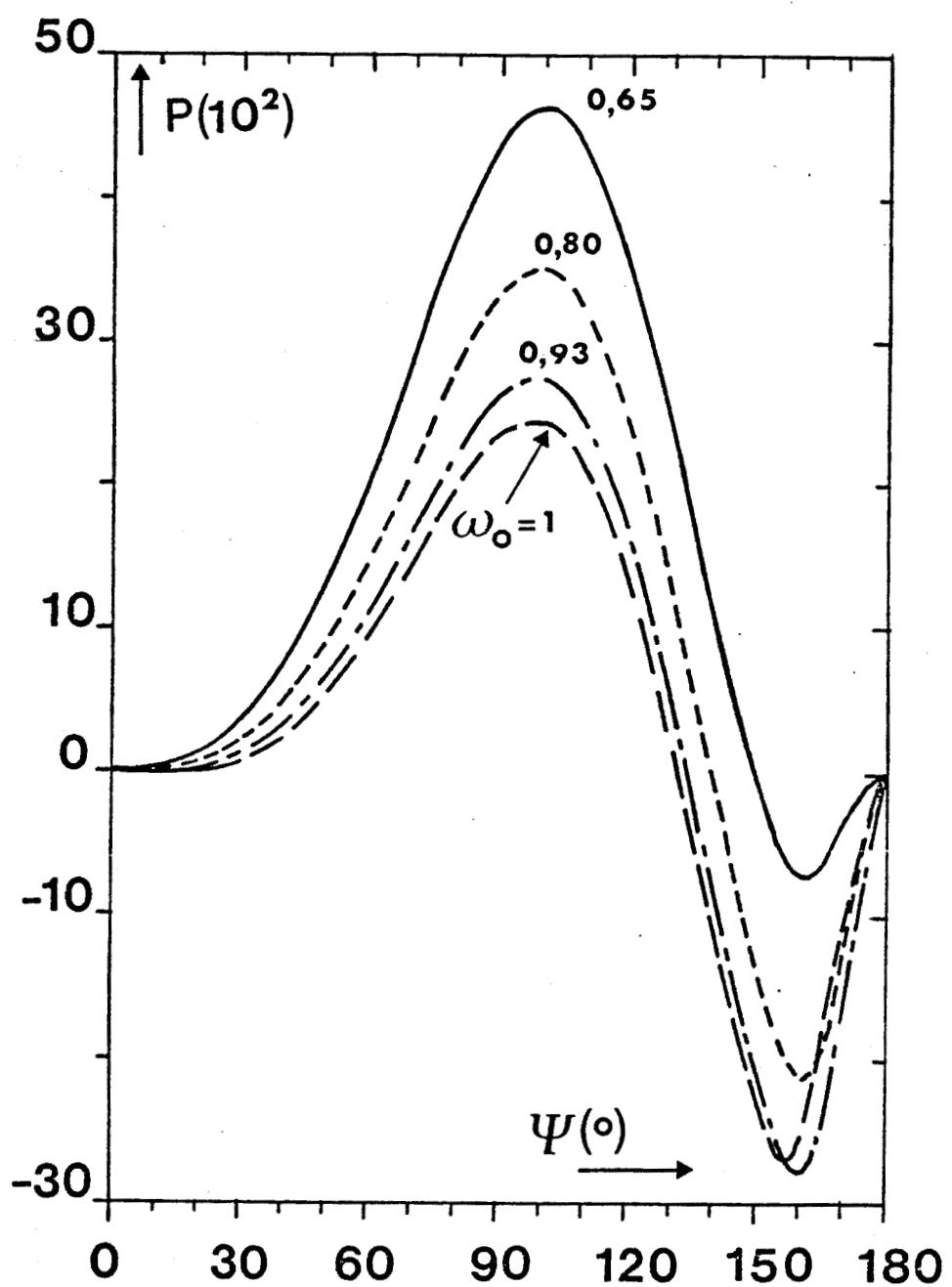


Figure I-10 : Influence de l'absorption sur le taux de polarisation
(conditions de la figure I-8).



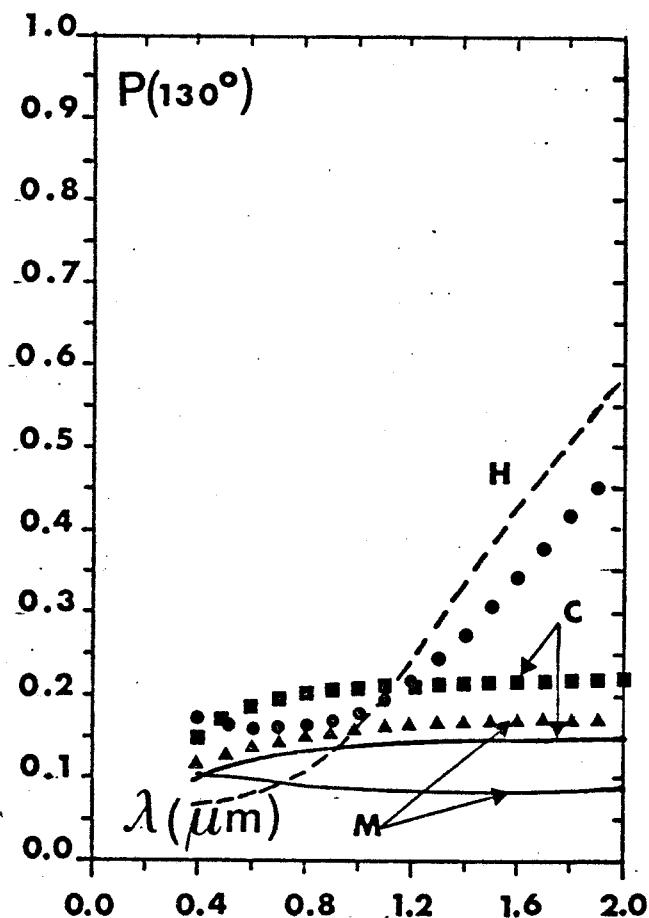


Figure I-11 : Variations spectrales de la fonction de phase en rétrodiffusion ($\Psi = 130^\circ$). Modèles standards, $m = 1,33$ (courbes) et $1,55$ (symboles)



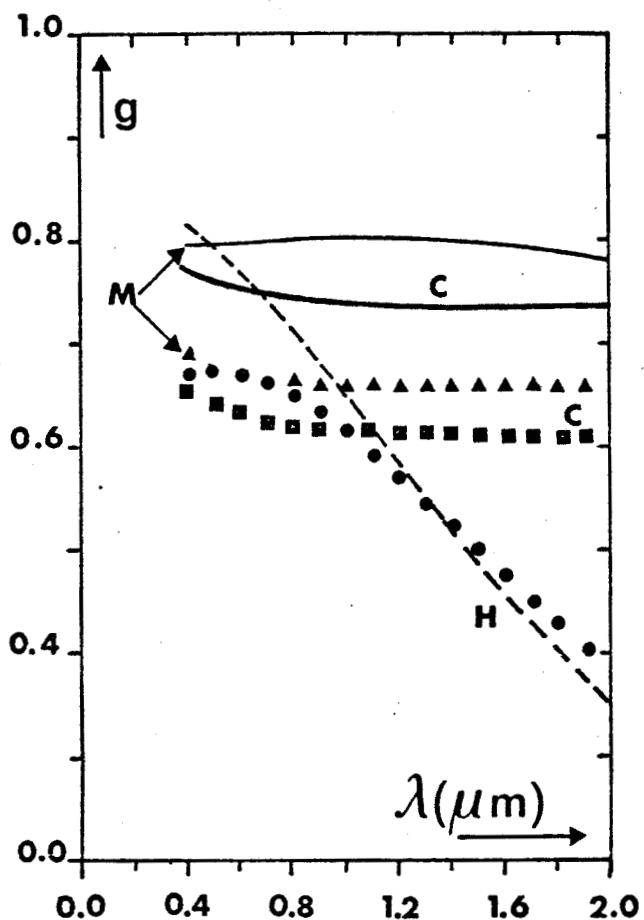
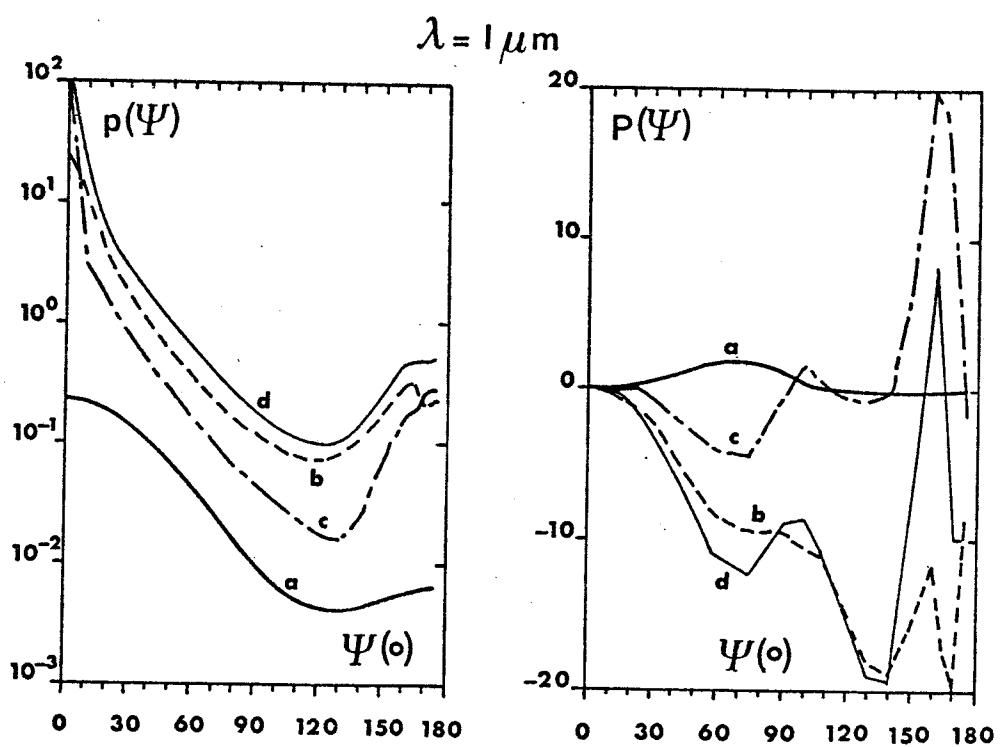


Figure I-12 : Idem fig. I-11, mais pour le facteur d'asymétrie $g(\lambda)$





(a) $r < 0,4 \mu\text{m}$
 (b) $0,4 \mu\text{m} \leq r < 2 \mu\text{m}$

(c) $r > 2 \mu\text{m}$
 (d) $0 < r < 10 \mu\text{m}$

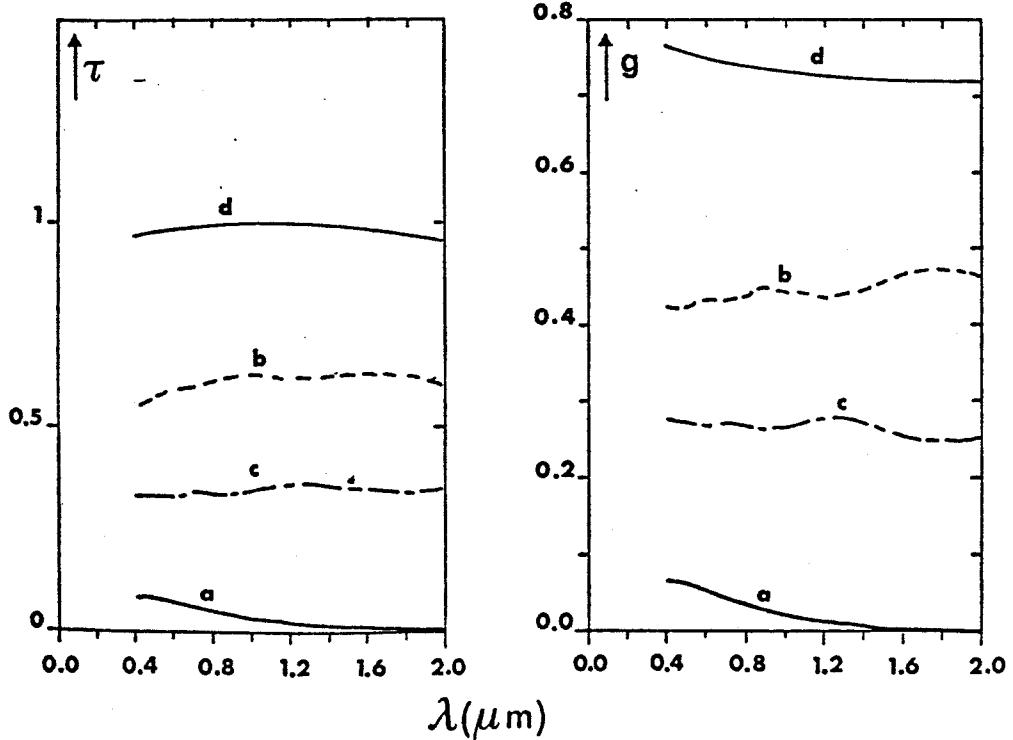
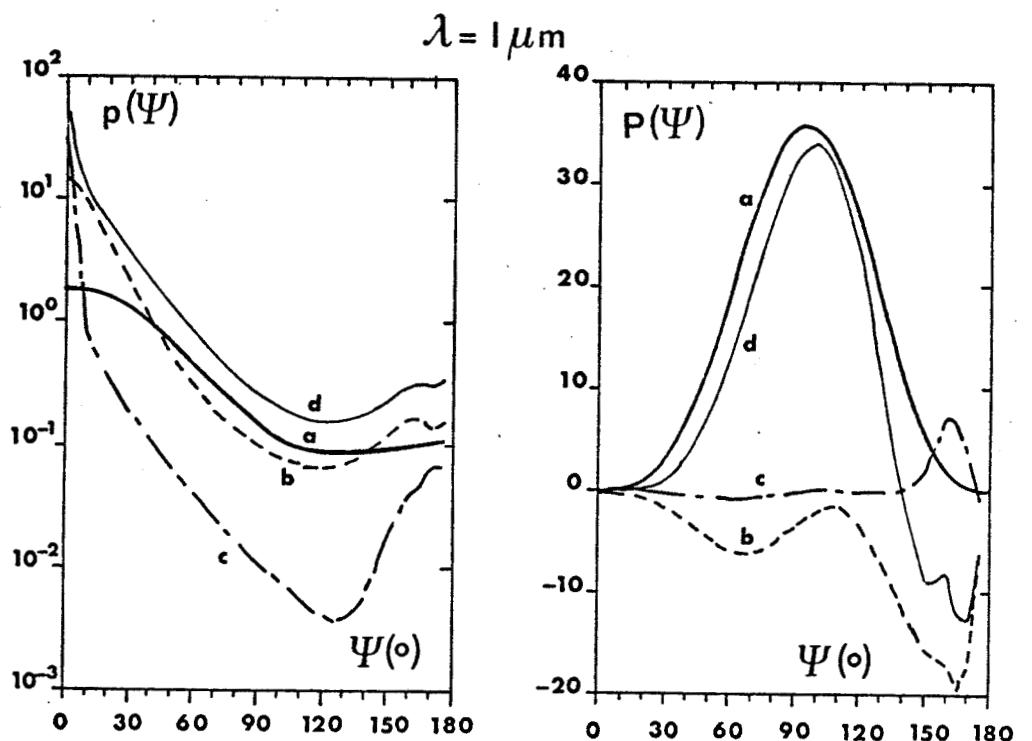


Figure I-13 : Poids relatifs des classes de dimension $[0-0,4 \mu\text{m}]$, $[0,4, 2 \mu\text{m}]$, $[2 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}]$ sur la fonction de phase et le taux de polarisation à $\lambda = 1 \mu\text{m}$; sur les variations spectrales de l'épaisseur optique τ et du facteur d'asymétrie g . Modèle maritime du LOWTRAN ; $m = 1,45$.



(a) $r < 0,4 \mu\text{m}$

(b) $0,4 \mu\text{m} \leq r < 2 \mu\text{m}$

(c) $r > 2 \mu\text{m}$

(d) $0 < r < 10 \mu\text{m}$

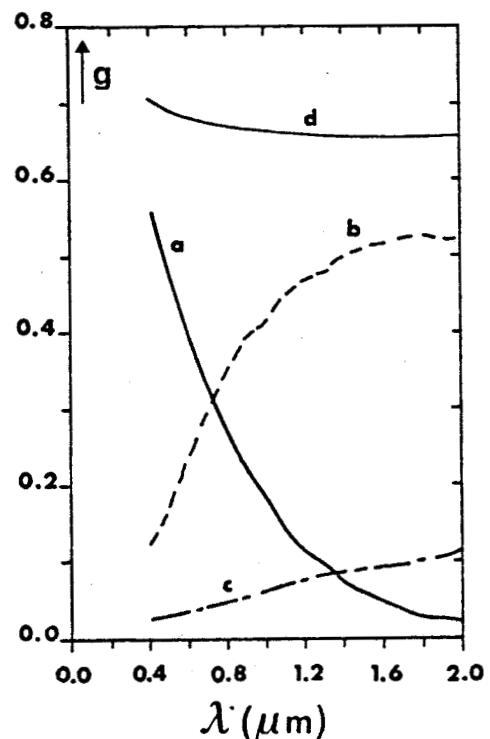
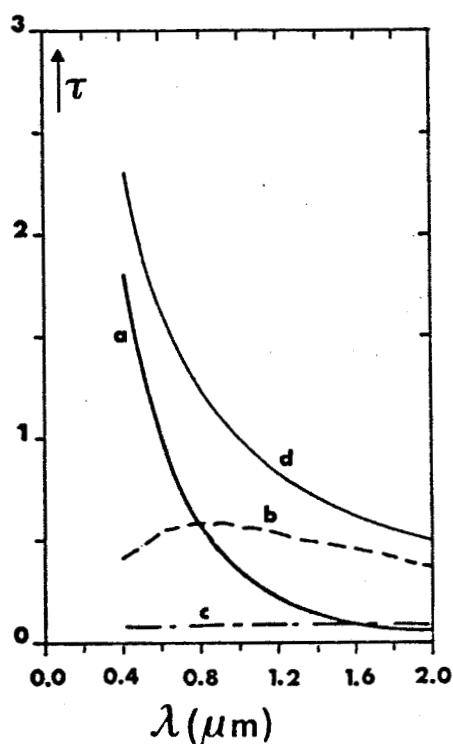


Figure I-14 : Même légende que figure I-13 ; mais pour le modèle C.



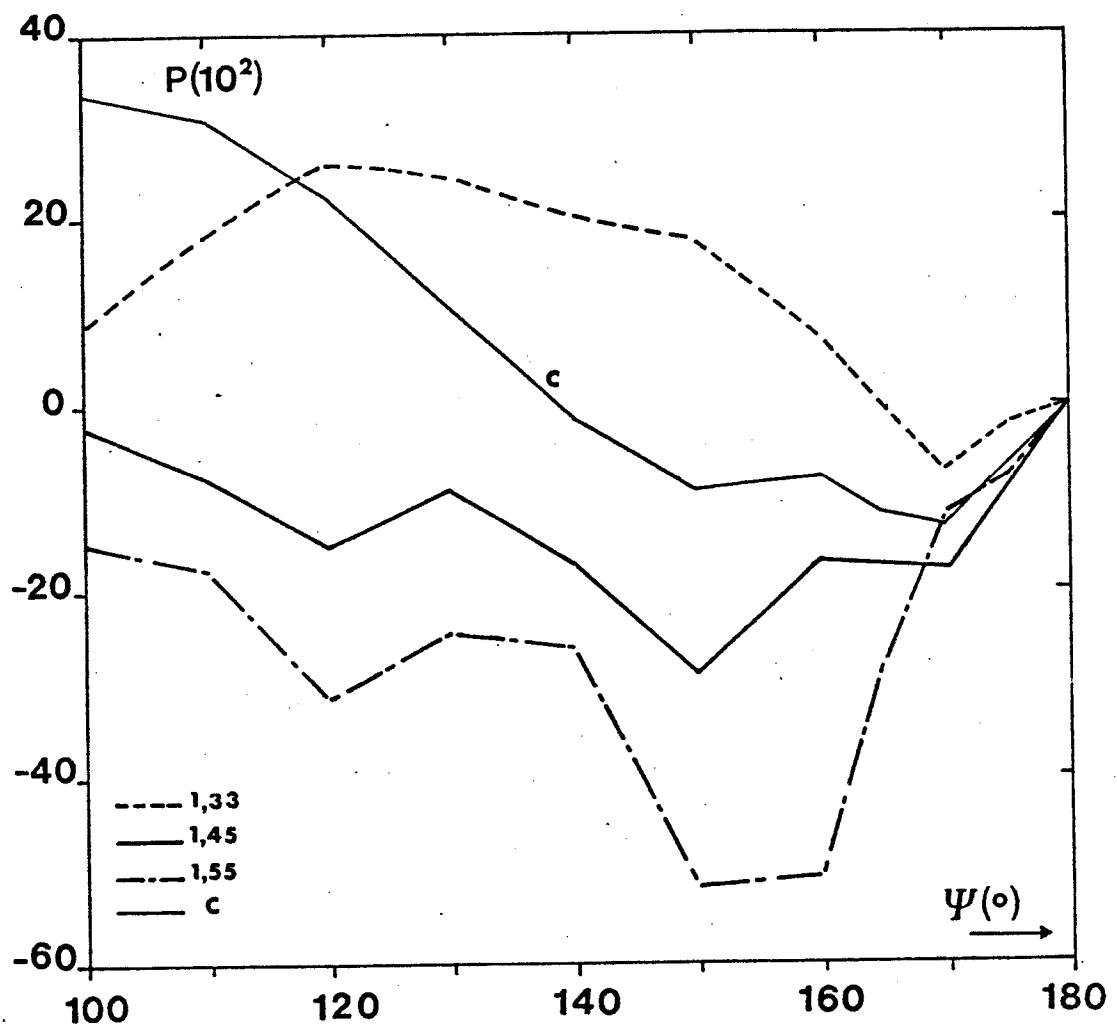


Figure I-15 : Restitution des mesures de polarisation, à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, à l'aide des abondances inversées depuis les mesures de pro-diffusion. Les taux de polarisation simulés pour le modèle C, avec $m = 1,45$, sont comparés aux taux de polarisation calculés avec ces abondances inversées pour 3 valeurs de m ; 1,33 (---), 1,45 (—) et 1,55 (---)



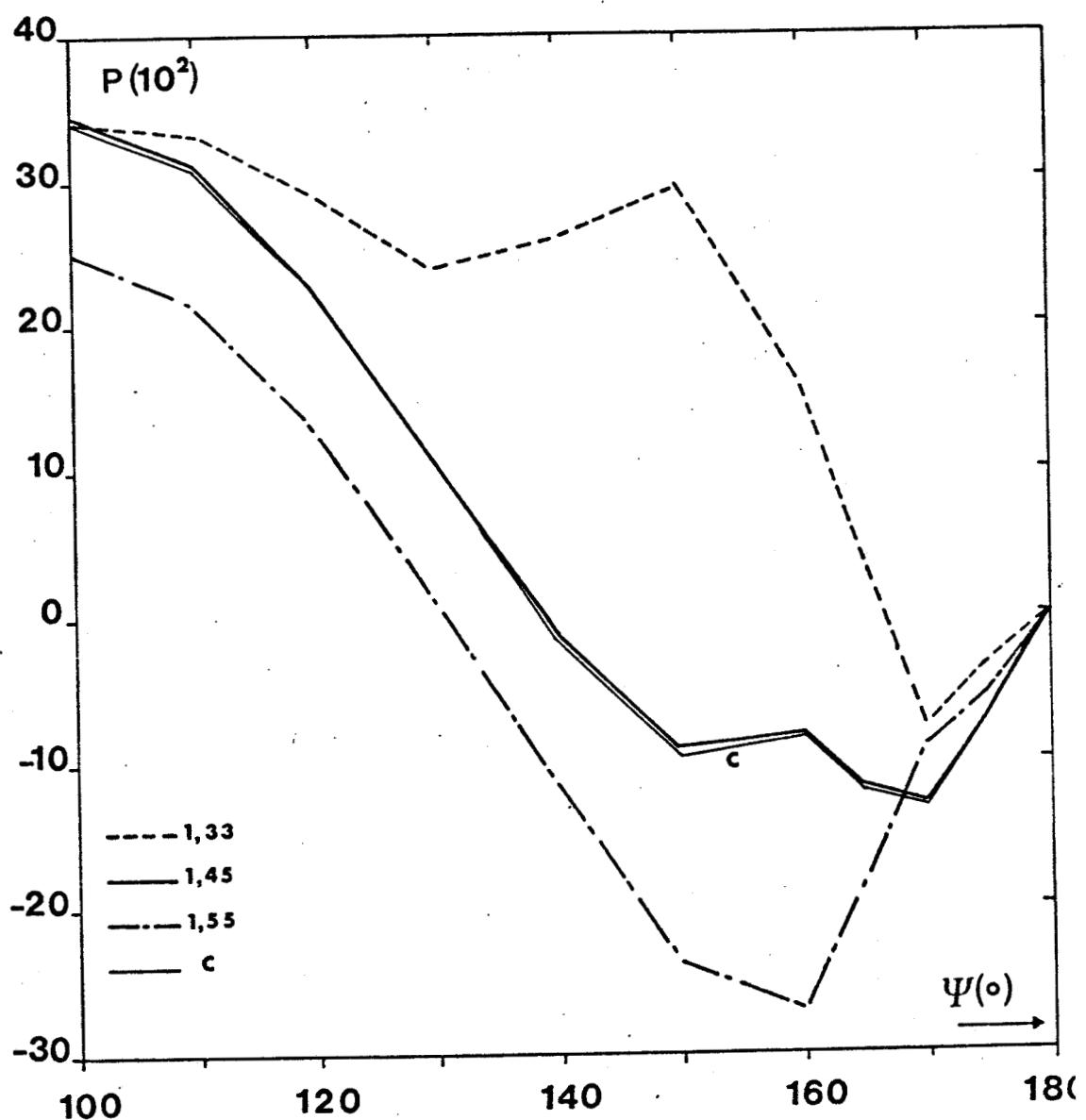
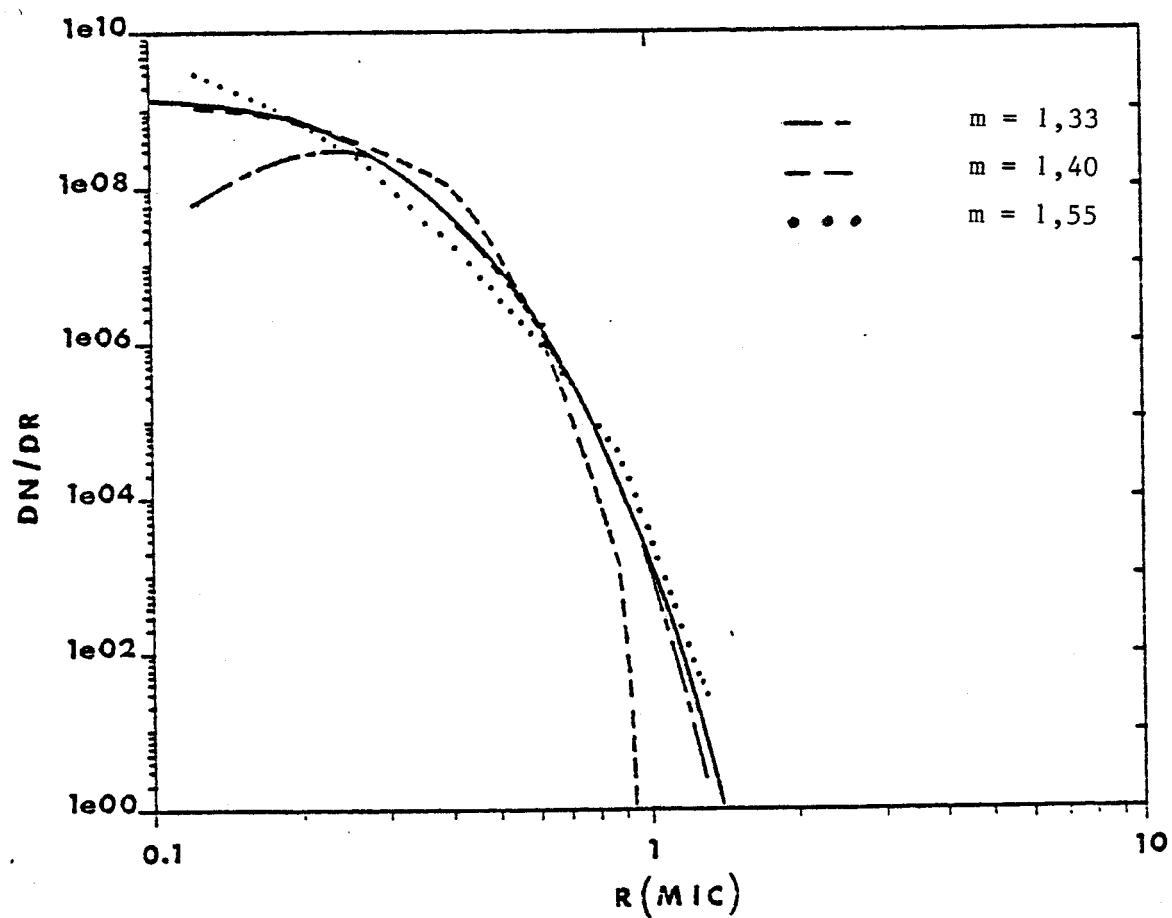


Figure I-16 : Détermination des abondances des particules de rayons inférieurs à $0,4 \mu\text{m}$ à l'aide de la mesure de la polarisation à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, pour $\Psi = 100^\circ$. On notera que l'hypothèse $m = 1,55$ ne permet pas la restitution de cette mesure. La détermination de l'indice de réfraction est obtenu en comparant les taux de polarisation simulés (—) et ceux calculés pour $m = 1,33$ (---), $1,45$ (—) et $1,55$ (—).



Figure I-17 : Granulométries inversées à l'aide de la méthode de King
à partir des mesures de l'épaisseur optique entre $\alpha = 0,43$
et $1,6 \text{ m}$ correspondant au Haze H d'indice $1,40$. Les inversions
sont réalisées pour 3 valeurs de l'indice m .



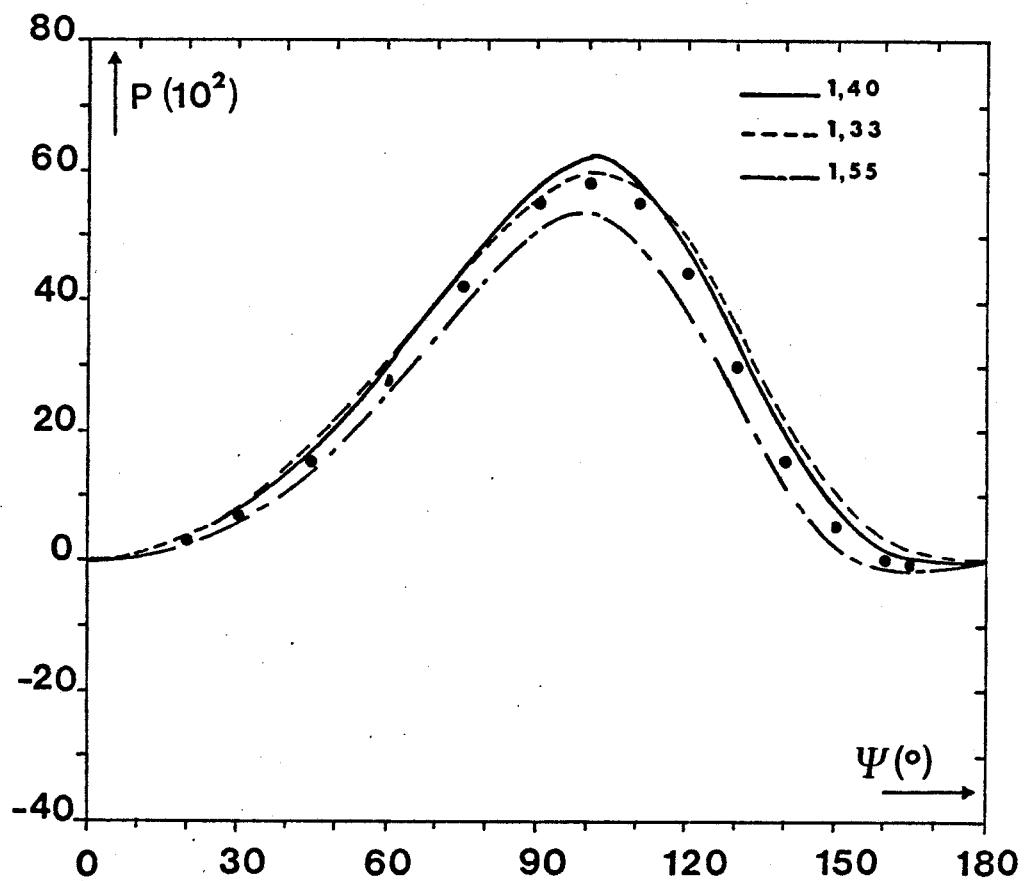


Figure I-18 : Détermination de l'indice de réfraction à l'aide de la mesure de la polarisation à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et des abondances de la figure I-17.



Figure I-19 : Echantillon des granulométries utilisées pour l'étude de l'équivalence.

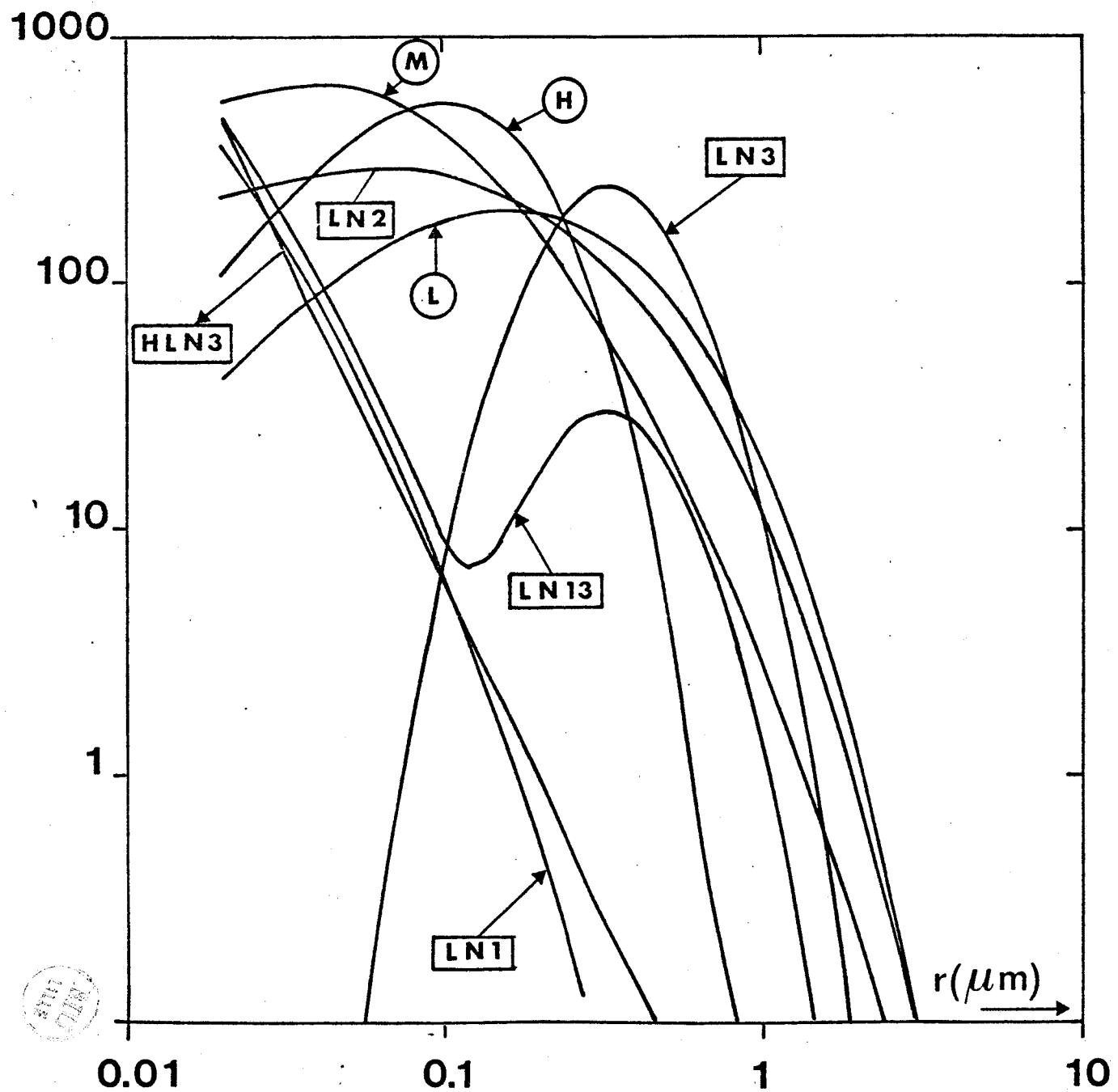
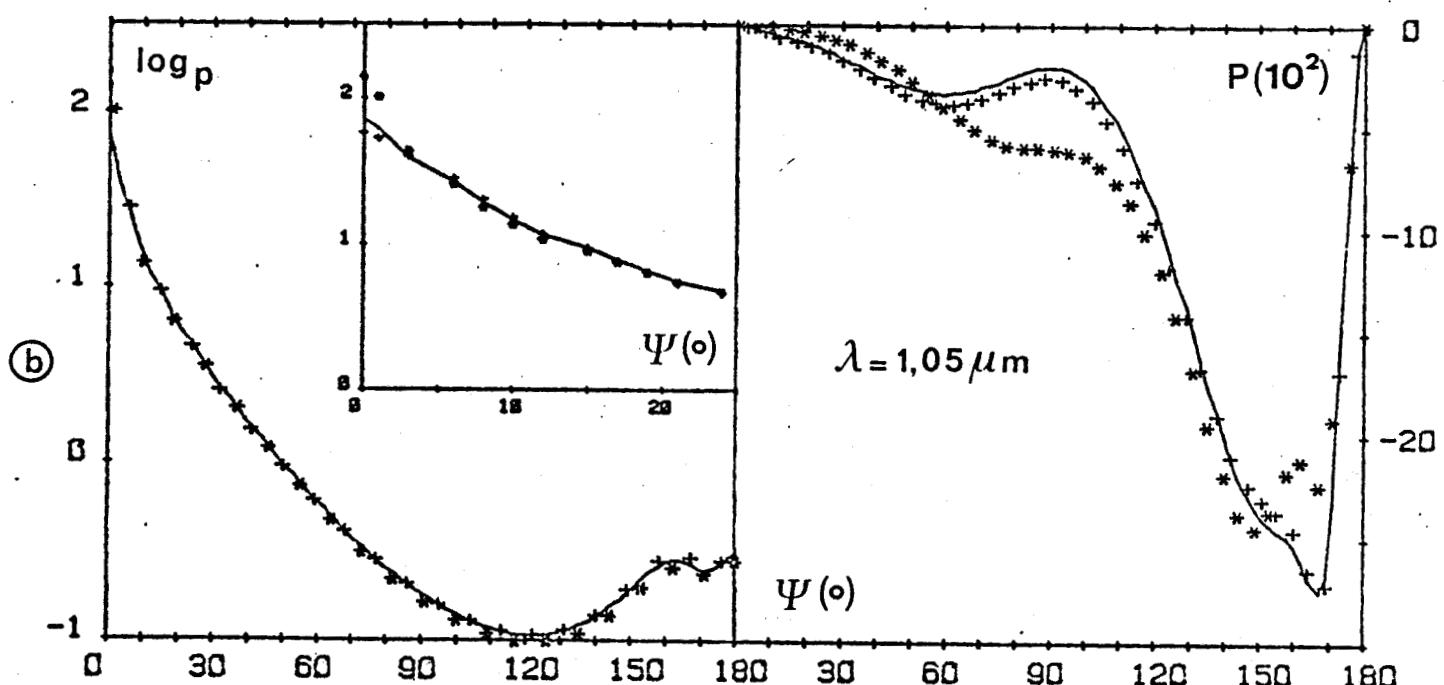
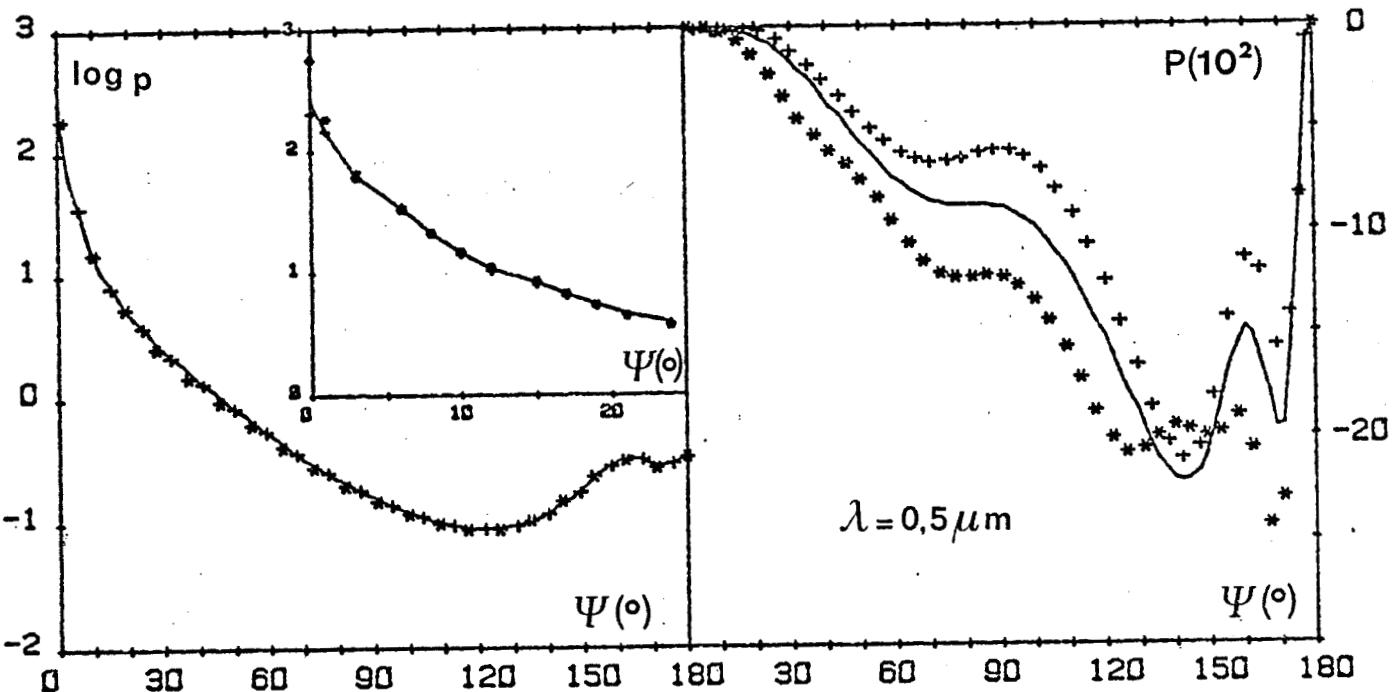
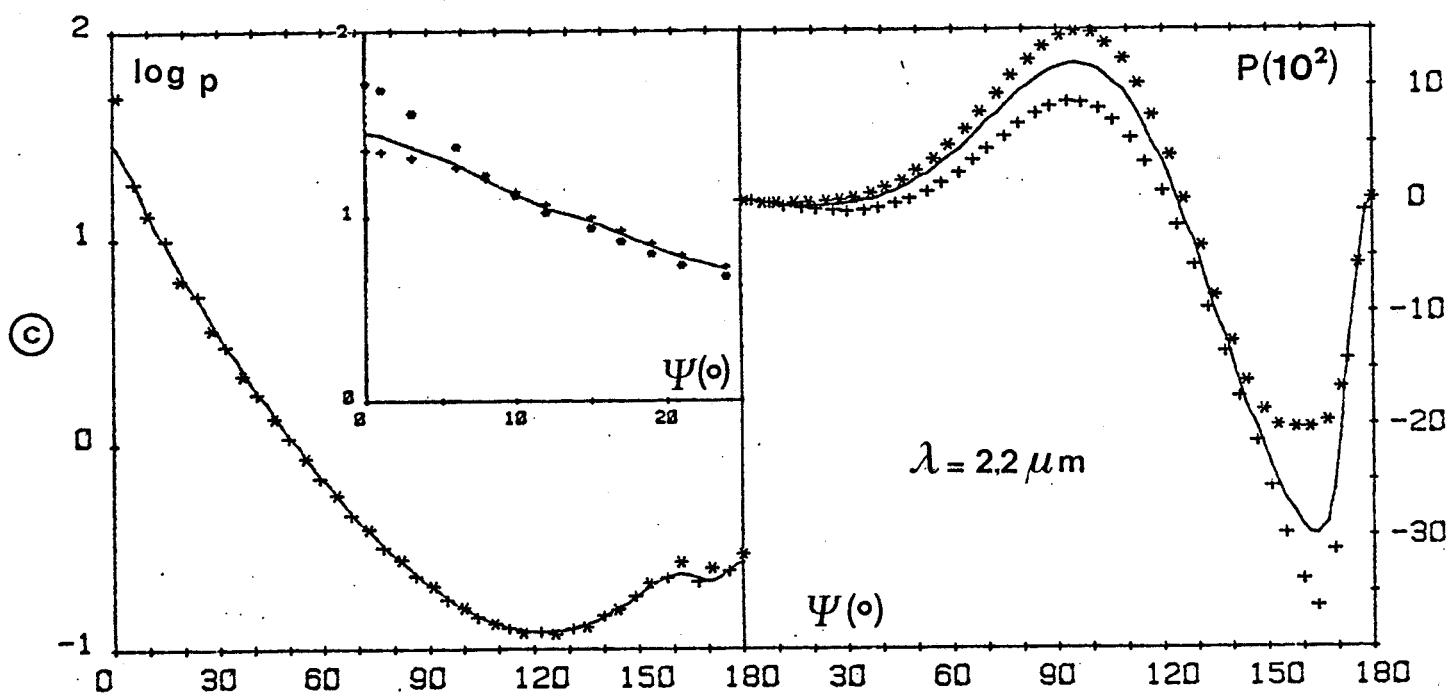


Figure I.20 : Précision de l'équivalence à l'aide d'une loi de Junge (*) et d'une loi gamma standard (+) pour des aérosols types LN2. Les fonctions de phase et les taux de polarisation correspondant sont tracés à $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ (a), $1,05 \mu\text{m}$ (b), $2,2 \mu\text{m}$ (c).





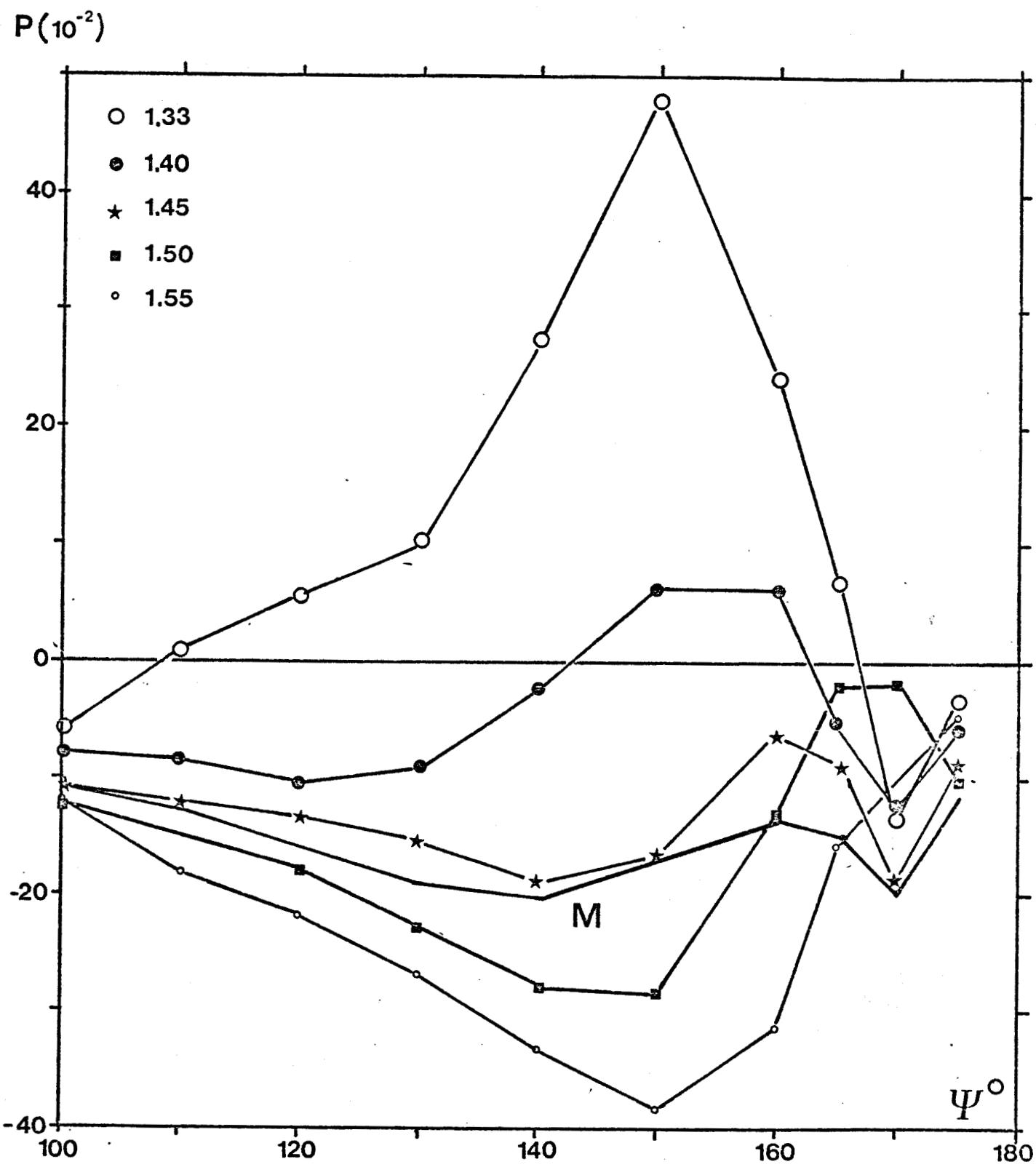


Figure I.21 : Détermination de l'indice de réfraction du modèle équivalent
 au Haze M ; $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$.



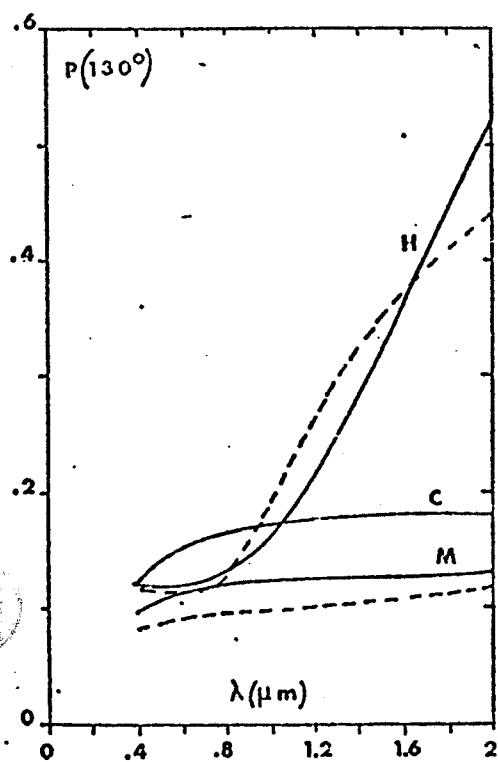
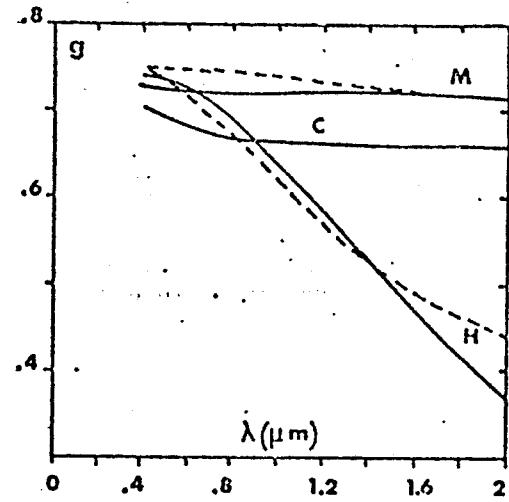
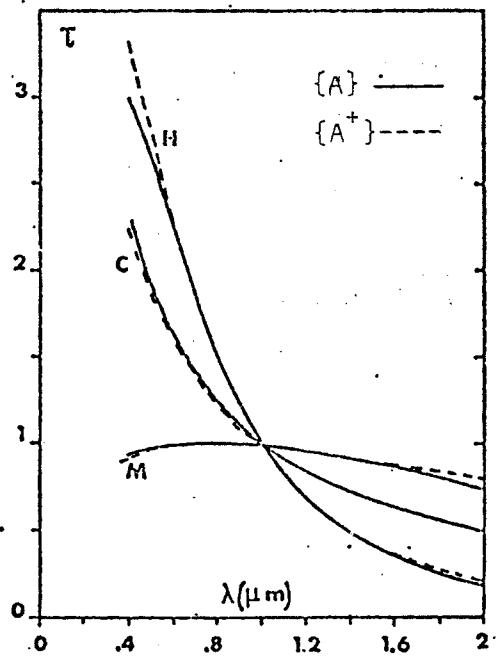


Figure I-22 :

Restitution de l'épaisseur optique du facteur d'asymétrie et de la fonction de phase ($\Psi = 130^\circ$) après inversion des mesures de polarisation.

ANNEXE I-1

Reprinted from **Applied Optics**, Vol. 22, page 2294, August 1, 1983
Copyright © 1983 by the Optical Society of America and reprinted by permission of the copyright owner.

Particle size distributions from forward scattered light using the Chahine inversion scheme

R. Santer and M. Herman

The classical inversion of forward scattered light to obtain the size distribution of spherical particles is considered. Using the diffraction approximation, the measurement points are selected so as to reduce the influence of the particle refractive index and to make the Chahine inversion scheme usable with a good convergence rate. The algorithm efficiency, in the presence of refractive-index errors and of experimental noise, is studied. An interesting behavior of the Chahine inversion scheme, in the presence of very large experimental errors, is outlined.

I. Introduction

The analysis of forward scattered light has been recognized and remains¹ a powerful tool to recover the size distribution of spherical particles.

Except for simple cases where the particle size distribution may be given *a priori* an analytical expression depending on a few parameters, and where trial and error is possible, the problem becomes quite involved. Whatever the approach to this problem, due allowance for the propagation of errors requires somewhat elaborate inversion schemes (see, e.g., Refs. 2-4).

The relaxation method described by Chahine⁵ to invert radiance measurements and to obtain temperature profiles is attractive in its simplicity and its high stability in the presence of experimental noise. This technique was used by Twitty⁶ to solve the forward scattering problem. The same method is investigated here. Taking into account the diffraction theory approximation, some insight may be gained into the effectiveness of the method. Specifically, measurements may be selected for scattering angles such that the weighting functions are well conditioned.

The two main difficulties encountered in this kind of inversion result from instability in response (1) to experimental noise and (2) to theoretical noise introduced

by an incorrect choice for the particle refractive index. The capabilities of the inversion scheme are rather good with respect to these two problems.

II. Forward Light Scattering

A. Definitions

To avoid absolute measurements, it will be assumed that relative values of the particle phase function $P(\theta)$ have been obtained from single scattering measurements, that is,

$$p(\theta) = \frac{P(\theta)}{P(\theta_0)} = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 Q(m, r/\lambda) P(m, r/\lambda, \theta) N(r) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 Q(m, r/\lambda) P(m, r/\lambda, \theta_0) N(r) dr}, \quad (1)$$

where θ_0 is some arbitrary angle, $Q(m, r/\lambda)$ is the scattering efficiency factor, and $P(m, r/\lambda, \theta)$ is the normalized phase function of a spherical particle with radius r and with refractive index m at the observation wavelength λ . $N(r)$ is the particle size distribution function.

Equation (1) can be written

$$p(\theta) = \int_0^\infty n(r) P(m, r/\lambda, \theta) dr, \quad (2)$$

which will be considered as the equation to be inverted, with

$$n(r) = \frac{\pi r^2 Q(m, r/\lambda) N(r)}{\int_0^\infty \pi r^2 Q(m, r/\lambda) P(m, r/\lambda, \theta_0) N(r) dr} \quad (3)$$

as the unknown function to be retrieved.

Given θ_0 , it may be assumed that $\bar{P}(\theta_0)$ is known as a function of m and, say, of the mean particles size \bar{r} , with

The authors are with Université des Sciences et Techniques de Lille, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 59655 Villeneuve d'Ascq CEDEX, France.

Received 5 October 1982.
0003-6935/83/152294-08\$01.00/0.
© 1983 Optical Society of America.

$$\int_0^\infty n(r)dr = \frac{1}{\bar{P}(\theta_0)}. \quad (4)$$

Strictly speaking, the particle refractive index m has to be known to retrieve $N(r)$ exactly. For particles that are not too small, however, and as $Q \sim 2$ whatever r is $n(r)$ will be nearly proportional to $N(r)$.

B. Diffraction Approximation

Given the large contribution of diffracted light in forward scattering directions, a crude approximation for $P(m, r/\lambda, \theta)$ is

$$P_{\text{diff}}(r/\lambda, \theta) = 4\alpha^2 \left[\frac{J_1(\alpha \sin \theta)}{\alpha \sin \theta} \right]^2, \quad (5)$$

where α is the Mie parameter $2\pi r/\lambda$ and J_1 is the Bessel function of the first kind.

Figures 1 and 2 compare, for $\theta = 3^\circ$ and 5.5° , respectively, the approximate Eq. (5) with exact values of $P(m, r/\lambda, \theta)$, calculated as a function of r/λ for $m = 1.33$ and $m = 1.45$.

Apart from the oscillations of $P(m, r/\lambda, \theta)$, with the well-known periodicity⁷

$$\Delta \left(\frac{r}{\lambda} \right) \approx \frac{1}{2(m-1)}, \quad (6)$$

$P_{\text{diff}}(r/\lambda, \theta)$ gives the main behavior of $P(m, r/\lambda, \theta)$.

Equation (2) will be suitable for inversion since, from Fig. 1, measurement at a given forward scattering angle θ_i will give information mainly about scattering particles with radius r_i so that

$$\left[\frac{\partial P_{\text{diff}}(r/\lambda, \theta_i)}{\partial r} \right]_{r=r_i} = 0, \quad (7)$$

where r corresponds to the first maximum of $P_{\text{diff}}(r/\lambda, \theta_i)$, that is,

$$\frac{r_i}{\lambda} = \frac{1.84}{2\pi \sin \theta_i} \approx \frac{17}{\theta_i (\text{deg})}. \quad (8)$$

Equation (8) is useful only when measurements are available for the nearly forward scattering directions (say, from $\theta_{\min} \sim 1$ or 2°) and when the observation wavelength is such that $n(r)$ is negligible for r larger than

$$r_{\max} \sim \frac{17\lambda}{\theta_{\min} (\text{deg})}. \quad (9)$$

As an example, $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$ and $\theta_{\min} \sim 1.5^\circ$ will be suitable with the size distribution functions encountered in terrestrial aerosols or hazes.

III. Inversion Scheme

A. Relaxation Equation

The unknown function $n(r)$ is sought for the interval $[0, r_{\max}]$: (1) this interval is divided into N contiguous classes of particle; (2) relative measurements $p^{\text{mes}}(\theta_i)$ are selected at the N scattering angles θ_i which correspond mainly to these N classes of particle, according to the diffraction approximation; and (3) for an assumed refractive index m , a mean phase function $\bar{P}(m, r_i/\lambda, \theta_j)$ is calculated for every class of particle in every scattering direction in the form

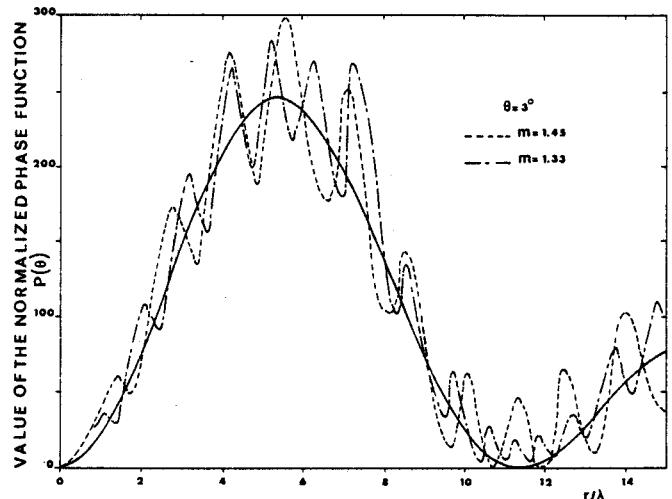


Fig. 1. Value of the normalized phase function $P(\theta)$ at the given scattering angle $\theta = 3^\circ$. The results are for spherical nonabsorbing particles with radius r . The $P(\theta)$ is given as a function of r/λ for two values of the particle real refractive index: $m = 1.33$ and $m = 1.45$. Solid lines: diffraction approximation.

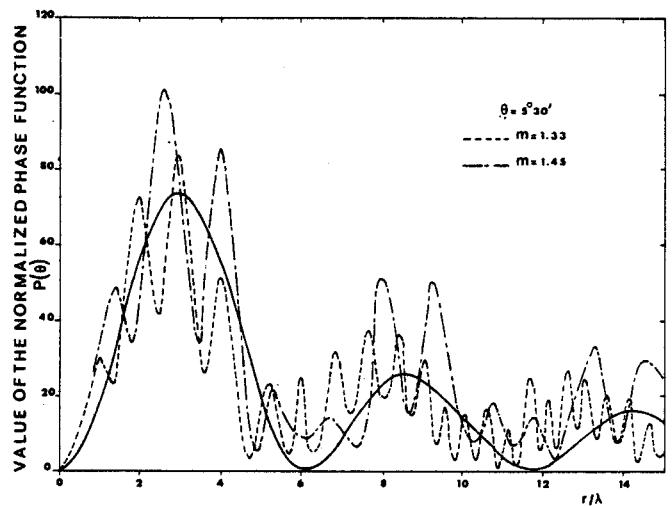


Fig. 2. Same as Fig. 1, but for $\theta = 5.5^\circ$.

$$\bar{P}(m, r_i/\lambda, \theta_j) = \frac{\int_{r_i-\Delta r_i/2}^{r_i+\Delta r_i/2} P(m, r/\lambda, \theta_j) \pi r^2 Q(m, r/\lambda) dr}{\int_{r_i-\Delta r_i/2}^{r_i+\Delta r_i/2} \pi r^2 Q(m, r/\lambda) dr}. \quad (10)$$

Then, starting from an initial guess $n^{(0)}(r)$, the $n(r)$ is obtained by means of the Chahine iterative procedure.⁵

Let $n^{(p)}(r_i)$ be the estimate for $n(r_i)$ in the order of iteration p . For every scattering angle θ_i , $p^{(p)}(\theta_i)$ is calculated with

$$p^{(p)}(\theta_i) = \sum_{j=1}^N \bar{P}(m, r_j/\lambda, \theta_i) n^{(p)}(r_j) \Delta r_j, \quad (11)$$

and an improved estimate for $n(r)$ is given by the relaxation equation

$$n^{(p+1)}(r_i) = n^{(p)}(r_i) \frac{p^{\text{mes}}(\theta_i)}{p^{(p)}(\theta_i)}, \quad (12)$$

taking into account only the observation angle θ_i associated with r_i .

The iterative procedure is stopped when the rms residual

$$\sigma_p = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{p^{\text{mes}}(\theta_i) - p^{(p)}(\theta_i)}{p^{\text{mes}}(\theta_i)} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (13)$$

stops decreasing or is similar to the noise level.

B. Dimensional Resolution and Angles Selected for the Data

The adjustment of $\Delta r_j/\lambda$ results from two opposite constraints: (i) For too large a step $\Delta r_j/\lambda$, the quadrature (11) gives too poor an approximation for $p(\theta_i)$ and introduces prohibitive errors in the inversion scheme. Moreover, the size distribution features are poorly retrieved. (ii) For too small a step $\Delta r_j/\lambda$, the weight of the class r_j in the measurement $p(\theta_i)$ decreases too much, and the algorithm converges badly. Moreover, it is clear from Figs. 1 and 2 that the smaller $\Delta r_j/\lambda$, the larger the errors on $\bar{P}(m, r_j/\lambda, \theta_i)$, in Eq. (11), if an incorrect choice is made for m .

A reasonable choice is $\Delta r/\lambda \sim 0.5-1$, which is of the order of magnitude of the oscillatory terms of Eq. (6) and must smooth the refractive-index effects. This seems correct for descriptive purposes for aerosols and haze size distributions with $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$.

The results presented hereafter correspond to

$$\begin{aligned} \Delta r/\lambda &= 0.4 & \text{for } 0.4 \leq r/\lambda \leq 4, \\ \Delta r/\lambda &= 0.5 & \text{for } 4 \leq r/\lambda \leq 7, \\ \Delta r/\lambda &= 1 & \text{for } 7 \leq r/\lambda \leq 10. \end{aligned} \quad (14)$$

This dimensional resolution simply results from the foregoing semiquantitative considerations and is largely

arbitrary. An improved study of the inversion scheme effectiveness as a function of the choice for $\Delta r/\lambda$ was not investigated; however, some runs which were tried with better dimensional resolutions ($\Delta r/\lambda \simeq 0.2-0.4$) proved to be more unstable in the presence of noise.

Given the resolution (14), Eq. (8) points out how the N measurement angles, associated with the centers of the N classes, should be selected. This correspondence, however, must be considered as indicative only. Rather than exact solutions of Eq. (8), nearby values, with a much more regular angular distribution, have been retained for the measurement angles θ_i associated with the particle classes r_i in the relaxation equation (12). The resultant values for θ_i , r_i , and Δr_i (for $\lambda = 1 \mu\text{m}$) are given in Table I, columns 1-3.

For spherical particles with a real refractive index $m = 1.45$ and with a gamma standard size distribution, that is,

$$N(r) = N_0 r^{(1/v_{\text{eff}}-3)} \exp[-r/(r_{\text{eff}}, v_{\text{eff}})], \quad (15)$$

for $r_{\text{eff}} = 3 \mu\text{m}$ and $v_{\text{eff}} = 0.07$, Table I compares at measurement points θ_i , for $\lambda = 1 \mu\text{m}$, the exact values of $P(\theta_i)$ with the approximate results:

$$\left[\sum_{j=1}^N P(m, r_j/\lambda, \theta_i) n(r_j) \Delta r_j \right] / \left[\sum_{j=1}^N n(r_j) \Delta r_j \right]$$

(i) with $\bar{P}(m, r_j/\lambda, \theta_i)$ calculated for the correct value $m = 1.45$, and (ii) with $\bar{P}(m, r_j/\lambda, \theta_i)$ calculated for the incorrect values $m = 1.33$ and $m = 1.55$.

The good agreement between the three results shows that the resolution (14) is correct, with r_j/λ small enough to preserve the accuracy of the quadrature (11) and large enough to avoid prohibitive refractive-index effects.

Table I. Dimensional Resolution

θ_i	r_i (μm)	Δr_i (μm)	$P(\theta_i)$ exact	$m = 1.45$	$m = 1.33$	$m = 1.55$
1°	9.50	1.0	212	201	205	199
1°20'	8.50	1.0	205	195	198	193
2°20'	7.50	1.0	177	169	172	167
2°40'	6.75	0.5	165	158	162	157
3°	6.25	0.5	152	147	150	146
3°20'	5.75	0.5	141	136	139	134
3°40'	5.25	0.5	128	124	127	123
4°	4.75	0.5	116	113	116	111
4°20'	4.25	0.5	104	102	105	100
4°40'	3.80	0.4	92.6	91.0	94.0	89.8
5°	3.40	0.4	81.9	80.9	83.9	79.8
5°20'	3.00	0.4	72.0	71.6	74.5	70.4
6°20'	2.60	0.4	47.2	48.0	50.7	46.9
7°20'	2.20	0.4	30.1	31.3	33.9	30.3
8°20'	1.80	0.4	19.3	20.5	22.9	19.5
11°20'	1.40	0.4	7.84	8.20	9.98	7.28
15°20'	1.00	0.4	5.23	5.24	6.23	4.65
24°	0.60	0.4	2.98	2.97	3.06	2.66

Column 1: Measurement angle θ_i selected.

Column 2: Particle radius r_i , at the center of the class associated to θ_i in the relaxation equation (12) for $\lambda = 1 \mu\text{m}$.

Column 3: Particle classes widths, for $\lambda = 1 \mu\text{m}$.

Column 4: Exact values of the normalized phase function $P(\theta_i)$, for spherical particles with a gamma standard size distribution ($r_{\text{eff}} = 3 \mu\text{m}$, $v_{\text{eff}} = 0.07$) and with a real refractive index $m = 1.45$.

Column 5: Approximate values of the normalized phase function, for the same particles as in column 2, but with $P(\theta_i)$ calculated by a finite sum.

Columns 6 and 7: Approximate values of $P(\theta_i)$, calculated as in column 5, except for two assumed values of the refractive index; $m = 1.33$ and $m = 1.55$.

IV. Results

The effectiveness of the inversion scheme has been checked with simulated measurements corresponding to various spherical-particle distributions, in the 1–10- μm range, with an assumed observation wavelength $\lambda = 1 \mu\text{m}$ and an assumed real refractive index $m = 1.45$.

The simulated relative measurements $p(\theta_i)$ were $P(\theta_i)/P(\theta_0 = 45^\circ)$.

In every case, for the first guess, the initial values $n^{(0)}(r_j)$ were set to the same constant value $n^{(0)}$ with

$$\sum_{j=1}^N n^{(0)}(r_j) \Delta r_j = n^{(0)} \sum_{j=1}^N \Delta r_j = 1 \quad (16)$$

as a result of Eq. (4), with $P(45^\circ) \sim 1$ whatever m and \bar{r} may be.⁸

In fact, the normalization (4) is a minor point. It is only used for the zeroth order of approximation to obtain the order of magnitude for $n^{(0)}(r)$. When this constraint is relaxed, the estimates $n^{(p)}(r_j)$ stabilize themselves around the correct result.

No noise was added to the data, and the kernel $\bar{P}(m, r_j/\lambda, \theta_i)$ was calculated for the correct refractive index 1.45.

In these conditions the convergence rate of the algorithm is similar whatever the size distribution, and Fig. 3 shows the typical behavior of σ_p as a function of p . Due to the choice of the weighting functions, the convergence rate is somewhat improved compared to Twitty's results.⁶ For these noiseless simulations, the inverted results already are correct for $p \sim 10$ and vary no more, when iterations are continued, than $p \sim 10$ to $p \sim 15$. Beyond these orders of iteration, σ_p continues to decrease slowly; however, any further improvement of the retrieved signal $p^{(p)}(\theta_j)$ is then accompanied by a deterioration (oscillatory features) of the inverted results $n^{(p)}(r_j)$. In fact, as soon as $p \sim 10$, σ_p is of the order of magnitude of the theoretical noise ($\sim 1\%$), which corresponds to the quadrature errors in Eq. (11) (Table I). As outlined by Chahine,⁵ continued iteration beyond this point simply deteriorates the results.

The inversion effectiveness is illustrated in Figs. 5 and 6 by the results obtained for two particular size distributions:

(a) the aerosol model C, with

$$N(r) = N_0, \quad \text{for } r \leq r_0, \quad (17a)$$

$$N(r) = N_0 \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-4}, \quad \text{for } r \geq r_0$$

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

(b) a bimodal gamma standard size distribution, that is, a mixture of two gamma standard size distributions, which were given the same scattering coefficient, at $\lambda = 1 \mu\text{m}$, for $m = 1.45$, with respective parameters in Eq. (15):

$$r_{1\text{eff}} = 1 \mu\text{m}; \quad r_{2\text{eff}} = 3 \mu\text{m}; \quad v_{1\text{eff}} = v_{2\text{eff}} = 0.07. \quad (17b)$$

Figures 5 and 6 compare the exact functions $n(r)$, which exhibit faint oscillations from $Q(m, r/\lambda)$ [Eq. (3)], with the inverted results (for $p = 10$), in the form of step functions. The results are good over the whole size

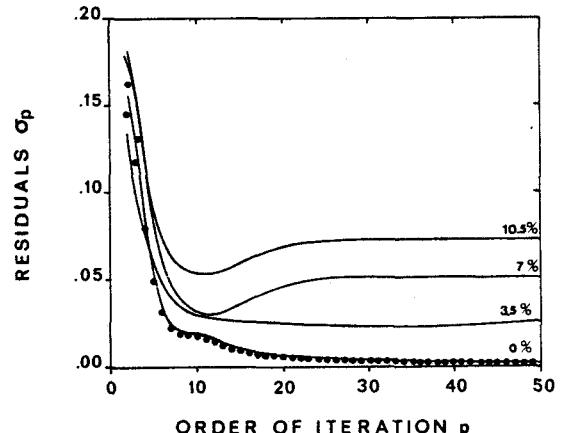


Fig. 3. Convergence of the residuals σ_p as a function of the order of iteration p . Full curves correspond to inversion with the correct particle refractive index $m = 1.45$ of four measurement samples with different values of the rms experimental error σ_s . Points correspond to the inversion of a noiseless measurement sample, but with an incorrect value $m = 1.33$.

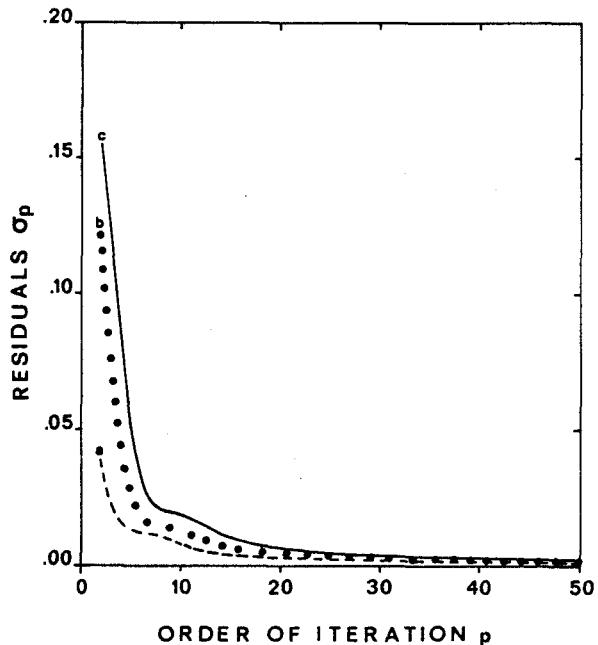


Fig. 4. Convergence of the residuals σ_p for the case of model C. The results are for noiseless measurements, but for three different guesses for the initial values $n^{(0)}(r_j)$: (a) $n^{(0)}(r) \sim r^{-2}$; (b) $n^{(0)}(r) \sim r^{-1}$; (c) $n^{(0)}(r) = c^{\text{st}}$.

range from 1 to 10 μm , and they are representative in a linear as well as on a logarithmic scale.

If some *a priori* knowledge about the particle size distribution exists, (as, for example, for measurements on the terrestrial aerosols) a better choice than Eq. (16) may be sought for the first guess.

For the model C size distribution, the inversion was run again with $n^{(0)}(r) \sim r^{-1}$ and r^{-2} , for the initial values [instead of r^0 , with Eq. (16)]. As shown in Fig. 4, the convergence rate may be so improved; for $n^{(0)}(r) \sim r^{-2}$, the iteration $p \sim 5$ gives correct results. But, as shown

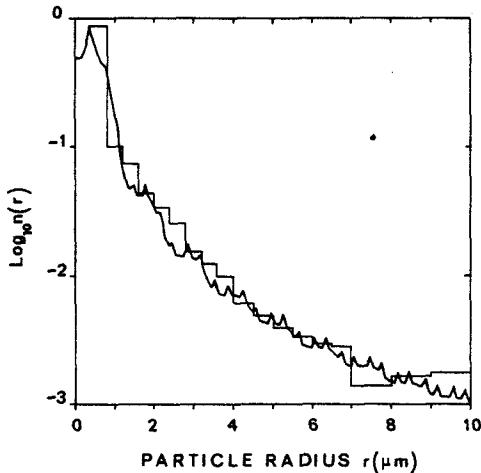


Fig. 5. Exact and inverted functions $n(r)$ for the case of model C. Logarithmic scale. Observation wavelength: $\lambda = 1 \mu\text{m}$. The results are for a noiseless measurement sample and with the correct guess ($m = 1.45$) for the particle refractive index.

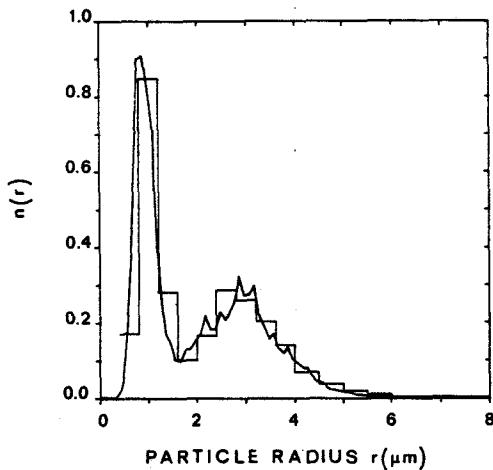


Fig. 6. Same as Fig. 5, but for the bimodal gamma distribution (see text). Linear scale.

in Fig. 7, the retrieved size distributions look similar whatever the first guess is, and the choice for $n^{(0)}(r)$ seems a minor point for this inversion scheme.

V. Case of an Unknown Refractive Index

The previous noiseless measurements (model C and gamma bimodal distribution with $m = 1.45$ for $\lambda = 1 \mu\text{m}$) have been inverted with three different guesses for m (1.33, 1.45, 1.55) in the computation of $\bar{P}(m, r_j / \lambda, \theta_i)$. Whatever the choice for m , the convergence rate of the algorithm is nearly the same with no residual errors when m is incorrect, as shown in Figure 3, and the three inverted results are in a good agreement, as shown in Figs. 8 and 9. This comes from the diffracted light independence of the particle refractive index. The effect of a bad guess for m is important only in the range of small particles, where the diffraction approximation is no longer valid. From 0.4 to 1.6 μm , the inverted number density $N(r)$ may be in $\sim 50\%$ error, when the

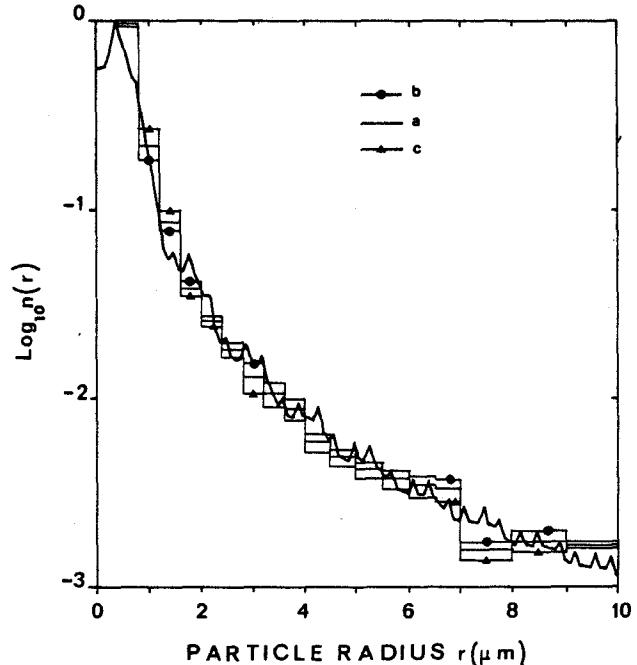


Fig. 7. Same as Fig. 5, but the three inverted results correspond to the three different guesses for $n^{(0)}(r_j)$, as labeled in Fig. 4.

particle refractive index is unknown and the inversion is run for the mean value $m = 1.45$.

Apart from this deficiency, however, as a result of the choice for $\Delta r_j / \lambda$, of the order of the mean periodicities,⁶ the influence of m is correctly minimized in the inversion scheme, which thus seems usable without *a priori* knowledge of the particle refractive index.

VI. Effect of Random Noise

To check the sensitivity of the inversion scheme to experimental noise, measurement samples were generated with random Gaussian errors added to the simulated data and with rms relative error σ_s .

The convergence rate proved to be similar whatever the size distribution. Figure 3 shows this general behavior: σ_p tends toward an asymptotic value which increases with the experimental noise level, with σ_p having a first minimum value, around $p \sim 10$, for large experimental errors. In any case, even with small or no experimental errors, as noted previously, the best inversion was obtained around this value $p \sim 10$, and all the remaining results will be given for this order of iteration.

Figures 10 and 11 illustrate the efficiency of the method for these conditions, for the same size distributions as used previously. Inverted results are given in each case for several measurement samples corresponding to the same rms random error: $\sigma_s \sim 1.5\%$ for the gamma bimodal distribution and $\sim 3.5\%$ for model C. For noise levels of a few percent, the algorithm is usable and provides significant results.

If the experimental errors are increased, the results soon become meaningless, particularly on a linear scale and for bimodal distributions. In such cases, multisampled measurements are necessary, and then it is worth

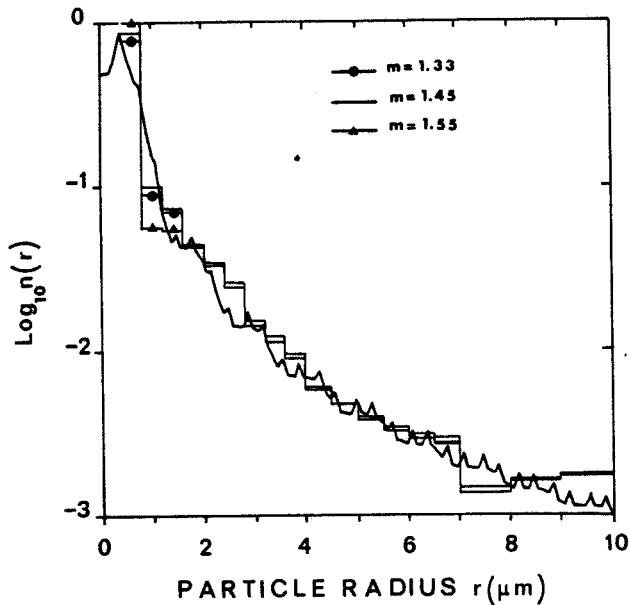


Fig. 8. Effect of an incorrect choice for the particle refractive index on the inverted result. Case of model C. Actual particle refractive index: $m = 1.45$, $\lambda = 1 \mu\text{m}$. The three-inverted results correspond to a noiseless measurement sample, but with three different guesses for $m(1.33, 1.45, 1.55)$ in the calculation of the inverting kernel.

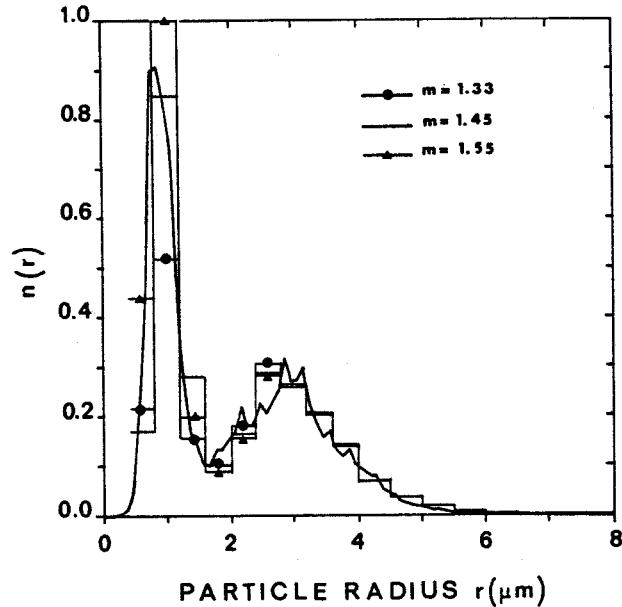


Fig. 9. Same as Fig. 8, but for the gamma bimodal distribution.

looking at the behavior of the deterioration of the results according to the noise level in the Chahine scheme.

For the case of the gamma bimodal distribution, measurement samples have been generated with several values of σ_s , in the 1–50% range. For every noise level value, $M = 500$ independent samples were generated and inverted. From these results, $n_m(r_j, \sigma_s)$ ($m = 1, 2, \dots, M$), the distributions of the relative errors

$$\frac{\Delta n_m(r_j, \sigma_s)}{n(r_j)} = \frac{n_m(r_j, \sigma_s) - n(r_j)}{n(r_j)} \quad (18)$$

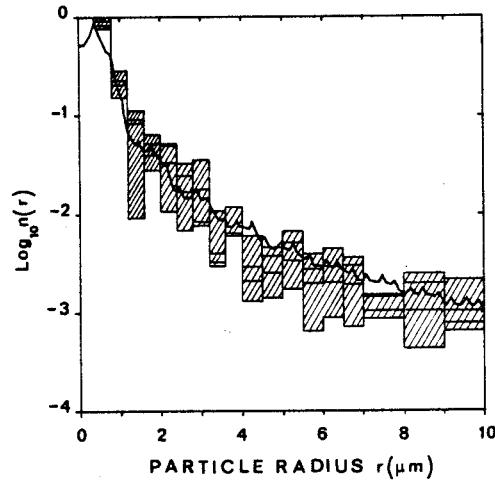


Fig. 10. Effect of the measurement errors on the inverted results. Case of model C. $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Inversions are for the actual refractive index. Four inverted results are presented, which correspond to four different measurement samples, with the same rms error $\sigma_s \approx 3.5\%$.

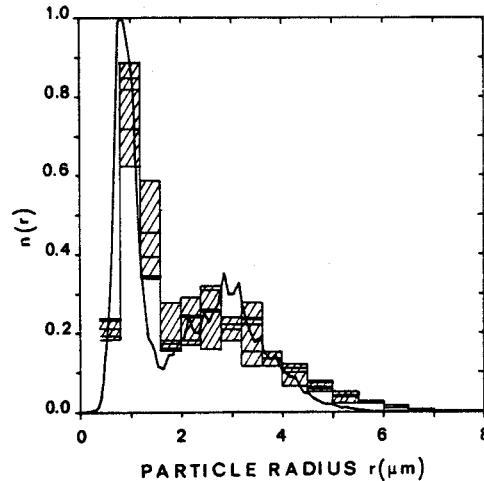


Fig. 11. Same as Fig. 10, but for the gamma bimodal distribution and with $\sigma_s \approx 1.5\%$.

were examined, and the rms relative errors

$$\sigma_n(r_j, \sigma_s) = \left\{ \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left[\frac{\Delta n_m(r_j, \sigma_s)}{n(r_j)} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (19)$$

were calculated.

Figure 12 shows the variations of σ_n as a function of σ_s for three different classes of particle. For the small particles ($r_j = 1 \mu\text{m}$) the distribution of the relative errors is nearly Gaussian, whatever σ_s is; for the two other classes, the distributions are narrower than for the Gaussian case [80–90% of the results within the range $(-\sigma_n \leq \Delta n_m/n \leq +\sigma_n)$, [see Table II].

Then let us assume that P measurement samples with a noise level σ_s are at our disposal. Using the average of these P samples as input data for a single inversion will give an expected relative error in $n(r_j)$

$$\left| \frac{\Delta n(r_j, \sigma_s)}{n(r_j)} \right| \sim \sigma_n(r_j, \sigma_s) / \sqrt{P}, \quad (20)$$

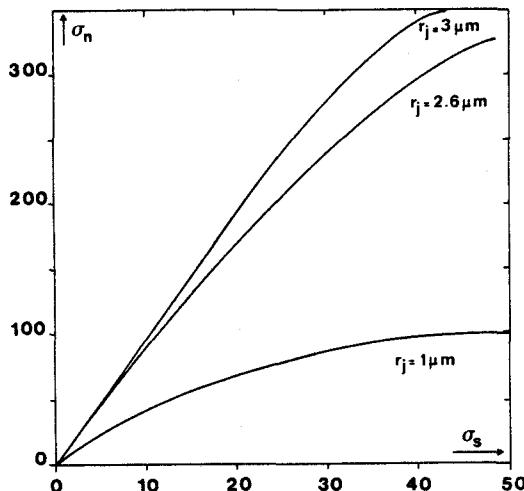


Fig. 12. The rms error $\sigma_n(r_j, \sigma_s)$ in the inverted result $n(r_j)$ as a function of the rms experimental error σ_s in the measurement sample (see text). Results are for the gamma bimodal distribution for three different classes of particle.

Table II. Case of the Gamma Bimodal Distribution; Distribution of the Relative Errors in $n(r_j)$ as a Function of the Gaussian Noise Level σ_s , for three Different Particle Classes

σ_s	3.5	10.6	17.7	28.3	42.4	r_j (μm)
$\left \frac{\Delta n}{n} \right \leq \sigma_n$	67	64	60	57	67	1.0
	67	79	83	84	86	2.6
	67	83	86	87	89	3.0
$\left \frac{\Delta n}{n} \right \leq 2\sigma_n$	95	97	98	97	96	1.0
	96	95	93	93	92	2.6
	97	94	95	95	93	3.0
$\left \frac{\Delta n}{n} \right \leq 2 \frac{\Delta \bar{n}}{n}$	89	91	95	95	95	1.0
	90	92	88	88	88	2.6
	91	90	90	88	89	3.0

Percentages of inverted results with relative errors into the respective ranges $(-\sigma_n, +\sigma_n)$, $(-2\sigma_n, +2\sigma_n)$, and $(-2E, +2E)$, to be compared with Gaussian values 68, 95, and 90, respectively.

due to the Gaussian noise in the measurements. But when averaging the P inverted results corresponding to these P independent data samples, the expected relative error will be

$$\left| \frac{\Delta n(r_j, \sigma_s)}{n(r_j)} \right| \sim \frac{\sigma_n(r_j, \sigma_s)}{\sqrt{P}}, \quad (21)$$

at least for the small particles with Gaussian errors in the inverted results.

For low noise levels, σ_n increases linearly as a function of σ_s , and approximations (20) and (21) are equivalent. But for very noisy measurements the approximation (21) will give better results, since, from the asymptotic behavior of σ_n in Fig. 12, we will have

$$\frac{\sigma_n(\sigma_s)}{\sqrt{P}} < \sigma_n \left(\frac{\sigma_s}{\sqrt{P}} \right). \quad (22)$$

As an example, consider $P = 25$ measurement samples with an rms error $\sigma_s = 40\%$; that is, $\sigma_n \sim 100\%$, for $r_j = 1 \mu\text{m}$, in Fig. 12. From the averaging of the P inverted results, the expected relative error in

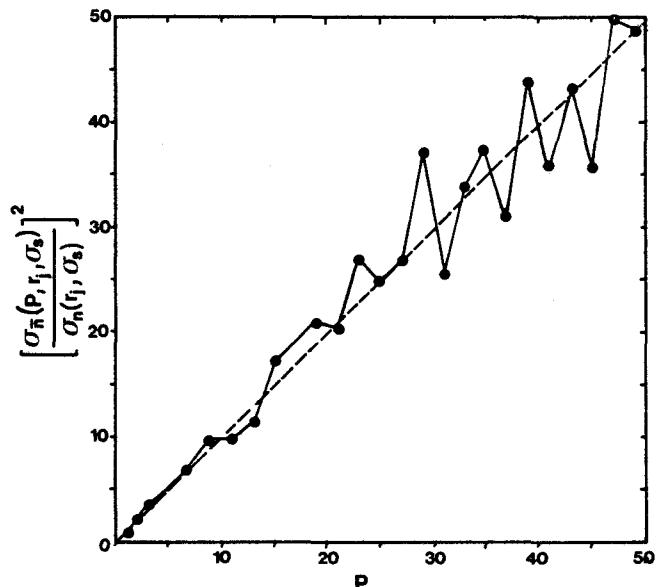


Fig. 13. Variation as a function of P of the rms relative error, $\sigma_{\bar{n}}(P, r_j, \sigma_s)$ in $\bar{n}(P, r_j, \sigma_s)$, which is the average of P independent inverted results. Case of the gamma bimodal distribution. $r_j = 2.6 \mu\text{m}$; noise level in the measurement samples: $\sigma_s = 30\%$. Points give the ratio $[\sigma_{\bar{n}}(P, r_j, \sigma_s)/\sigma_n(r_j, \sigma_s)]^2$ as a function of P [see text, Eq. (24)].

$n(r_j)$, about 20%, will correspond, in Fig. 12, to an equivalent noise level $\sigma_s^* \sim 4.5\%$, to be compared to the equivalent noise level $\sigma_s^* \sim 8\%$ when simply using the averaged data as input.

The same improvement is expected for the other classes of particle despite the non-Gaussian distribution of their errors. We just sampled randomly, among the M initial computations, P results, $n_p(r_j, \sigma_s)$ with $p = 1, 2, \dots, P$, and calculated the average value

$$\bar{n}(P, r_j, \sigma_s) = \frac{1}{P} \sum_{p=1}^P n_p(r_j, \sigma_s). \quad (23)$$

From $L \approx 100$ different similar samplings, and rms relative error in $\bar{n}(P, r_j, \sigma_s)$ was calculated; the error reduction used in approximation (21), that is,

$$\sigma_{\bar{n}}(P, r_j, \sigma_s) \sim \frac{1}{\sqrt{P}} \sigma_n(r_j, \sigma_s) \quad (24)$$

proved to be correct (see Fig. 13). Therefore, in the presence of multisampled measurements with large experimental errors, it is expected that by averaging P independent inversions of P independent samples, we shall obtain better results than by simply inverting the average of the P samples.

As an example, for the case of the gamma bimodal distribution, Fig. 14 shows the average of twenty-five inversions of twenty-five independent samples with 18% noise added. Even for this difficult case of a bimodal distribution, the results are not bad, in any case better than results corresponding to the inversion of one single sample with 3.5% noise added, or the results of a single inversion using, as input data, the average of the same twenty-five measurement samples, as shown in Fig. 14 for comparison.

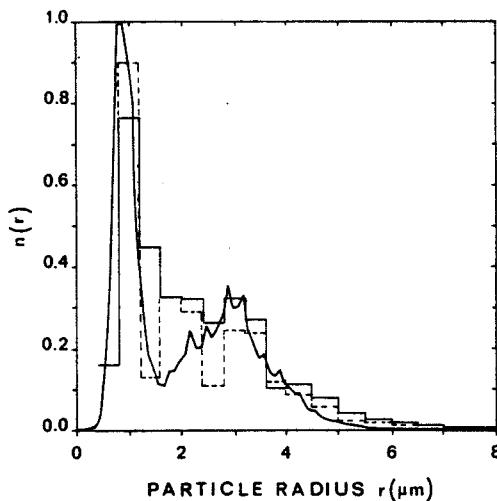


Fig. 14. Full line: average value of twenty-five inverted results, from independent samples with rms experimental error $\sigma_s = 18\%$. Case of the gamma bimodal distribution. Dashed line: for comparison, inverted result using as input data the average of the twenty-five measurement samples.

VII. Discussion

Although the foregoing analysis was carried out with spherical nonabsorbing particles, for which the simulated data were calculated, such restrictive conditions certainly are not required for the efficiency of the inversion scheme, since it is based on diffraction features. For spherical particles, Mie scattering computations show that the forward scattering is scarcely modified unless the imaginary part of the refractive index is given fairly high values (see, e.g., Ref. 9). On the other hand, there are good indications that the shape of the scattering particles is not too important in the forward directions (see, e.g., Ref. 10 and 11).

The major defect of the inversion scheme is its poor accuracy for small particles when m is incorrect. It does not seem promising to look at the behavior of σ_p , as a function of the guess for m , to improve this accuracy. The deterioration of the residuals due to an error on m is too small compared with the deterioration due to the measurement errors, so that it is hopeless to search for a determination of m from some minimization of σ_p . More likely, a real improvement could be obtained only by adjoining polarization measurements, from which the refractive-index value certainly can be obtained, provided the particles are spherical.

Perhaps the most interesting result is the observed asymptotic behavior of the relative error in $n(r_j)$ for very large noise levels. As such, large errors generally are not considered in the various proposed inversion schemes, an intercomparison from this respect is not easy, but this point deserves further study.

VIII. Conclusions

The Chahine iterative method has been used for inverting forward scattering measurements to obtain particle size distribution functions. For this purpose the diffraction approximation was helpful giving some insight into what must be the choice for the measure-

ment points. Due to this optimization of the weighting functions, with a very simple relaxation equation, the present algorithm shows some improvement of the convergence rate, compared with the previous work of Twitty, which limits propagation of the errors.

The effectiveness of the algorithm in the presence of refractive-index errors is good. In spite of some large inaccuracies observed in the smaller classes of particle, the main features of the distributions are preserved by the inversion. The effectiveness of the algorithm in the presence of measurement errors is also quite reasonable. Moreover, in the case of multisampled measurements with large experimental errors, this algorithm makes available an inversion procedure which largely reduces the effective noise level.

This work has been supported by the Centre National d'Etudes Spatiales under contract CNES 825/80/CNES/250.

References

1. D. Deirmendjian, Rev. Geophys. Space Phys. 18, 341 (1980).
2. D. L. Phillips, J. Assoc. Comput. Mach. 9, 84 (1962).
3. S. Twomey, J. Comput. Phys. 18, 188 (1975).
4. K. S. Shifrin, V. F. Turchin, L. S. Turoviseva, and V. A. Gashko, Izv. Acad. Sci. USSR Atmos Oceanic Phys. 8, 1266 (1972).
5. M. T. Chahine, J. Atmos. Sci. 27, 960 (1970).
6. J. T. Twitty, J. Atmos. Sci. 32, 584 (1975).
7. H. C. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles* (Wiley, New York, 1957).
8. D. Deirmendjian, "Scattering and Polarization Properties of Polydispersed Suspensions with Partial Absorption," in *Electromagnetic Scattering. International Series of Monographs on Electromagnetic Waves*, Vol. 5, M. Kerker, Ed. (Pergamon, New York, 1963).
9. J. E. Hansen and L. D. Travis, Space Sci. Rev. 16, 527 (1974).
10. R. Zerull and R. H. Giese, in *Planets, Stars, and Nebulae Studies with Photopolarimetry*, T. Gehrels, Ed. (U. Arizona Press, Tucson, 1974), pp. 901-904.
11. A. C. Holland and G. Gagne, Appl. Opt. 9, 1113 (1970).

ANNEXE I-2

PROJET VENERA 84.
COMPLEXE NEPHELOMETRIQUE. EXPERIENCE I.D.1.
ETUDE DE LA POLARISATION.

I - INTRODUCTION

La partie "diffusion avant" de l'expérience I.D.1. a été analysée dans les précédents rapports (6,7), où on a établi une méthode d'inversion permettant de remonter à la granulométrie des particules à partir de mesures de la diffusion aux petits angles. Le présent rapport concerne l'étude de la partie "polarisation" de l'expérience.

L'objectif essentiel est d'aider à identifier la nature des aérosols, en précisant leur indice de réfraction à partir du taux de lumière polarisée observé en rétrodiffusion.

La méthode retenue consiste à inverser les mesures avant, en attribuant aux particules une série d'indices m_j , puis à calculer $P(\theta, m_j)$ à partir des granulométries ainsi obtenues et à rechercher pour quelle valeur de m_j l'accord avec les observations est le meilleur. Cette méthode d'identification n'est tout à fait opérationnelle que dans le cas des particules sphériques, pour lesquelles on dispose de la théorie de Mie pour évaluer $P(\theta, m_j)$; mais, sur ce point, les résultats de Pioneer Vénus semblent encourageants.

II - APPLICATION AUX NUAGES DE VENUS

II.1. - Modélisation des particules

Suivant les résultats de Pioneer Venus on prendra un mélange variable de 3 modes de particules. Si l'on choisit une représentation commune de ces

modes sous la forme gamma standard :

$$n(r) \sim r^{(1-3v)/v} e^{-r/vr} \quad (1)$$

les rayons efficaces \bar{r} et les variances v à adopter sont données tableau 1. Les sections efficaces moyennes de diffusion, Q , de chacun de ces modes sont également indiquées ; dans le cas du mode 1, Q dépend un peu de l'indice des particules ($Q = \int n(r) \cdot \pi r^2 K(r, m, \lambda) / \int n(r) dr$).

La figure 1 donne, suivant Knollenberg et Hunten entre 50 et 65 km d'altitude, et suivant Kawabata au-dessus, les profils verticaux des abondances respectives $n_i(z)$ des 3 modes (en nombre de particules/cm³). Les profils qui en résultent, pour leurs contributions relatives δ_i à la diffusion,

$$\delta_i = \frac{n_i(z) Q_i}{\sum_i n_i(z) Q_i} ; \quad i = 1, 2, 3 \quad (2)$$

sont tracés Figure 2.

Les figures 3, 4 et 5 donnent enfin, pour 3 valeurs de l'indice des particules, les taux de polarisation vers l'arrière de chacun des modes considéré isolément. Le mode 1, de très petites particules, donne une polarisation de type quasi moléculaire (comptée ici positivement, par convention), avec un maximum vers $\theta = 90^\circ$. Pour le mode 2 et surtout le mode 3, on retrouve le maximum de polarisation caractéristique dans l'arc en ciel, dont la localisation varie avec m .

II.2. - Simulation des mesures au niveau de vol du ballon

On a simulé les mesures de diffusion avant, en supposant pour toutes les particules un même indice $m = 1,45$, et en associant aux 3 modes les abondances $n_i(z)$ observées, figure 1, vers $z = 55$ km.

La figure 6 montre les résultats de l'inversion à partir d'un échantillon de ces mesures bruité à 2 pour cent. Les résultats sont ici pratiquement

insensibles à l'indice présumé . Les faibles oscillations qui subsistent sur le mode 3, liées au bruit de mesure , disparaîtraient sur une moyenne de quelques inversions. A cette altitude (cf. figure 2), le mode 1 n'est pratiquement pas détectable et le caractère bimodal de la granulométrie est assez bien restitué.

Pour analyser les mesures de polarisation, on calculera d'abord $P(\theta, m_j)$, à partir de la figure 6, en prenant pour toutes les particules un même indice de réfraction : 1,33, 1,45 ou 1,55 respectivement. Les taux de polarisation ainsi prévus sur tracés figure 7.

Si toutes les particules ont effectivement le même indice, le taux de polarisation observé (simulé, figure 7, par la courbe en croix, pour $m = 1,45$) permettra une identification facile et précise de m .

Supposons au contraire que les deux modes aient des indices différents. Pour $m_{(2)} = 1,45$ et $m_{(3)} = 1,55$, par exemple, le nouveau signal est nettement modifié (courbe en croix, figure 8) ; la signature de grosses particules d'indice 1,55 apparaît maintenant dans l'arc en ciel tandis qu'entre 100° et 150°, la polarisation plus faible du mode 2 reste marquée (cf. figures 4 et 5). La comparaison du nouveau signal avec les taux de polarisation prévus plus haut, figure 8, mettra bien en évidence la présence de particules de natures différentes.

On n'a pas établi la routine du calcul qui permettrait de déduire automatiquement des observations les indices des particules, mais dans le cas de 2 modes bien séparés comme sur la figure 6, cette inversion ne présenterait pas de grosse difficulté : on a simplement comparé aux mesures les taux de polarisation calculés à partir de la figure 6, mais en supposant maintenant l'indice $m_{(2)}$ du mode 2 correctement affecté de la valeur 1,45 et en faisant seulement varier l'indice du mode 3. Le bon accord observé, figure 9, pour $m_{(3)} = 1,55$ et sa nette différenciation d'avec les autres prévisions sont tout à fait encourageants.

Des calculs théoriques avec un pas plus serré en indice seraient souhaitables pour chiffrer plus précisément la sensibilité de la méthode, et

une étude complémentaire serait surtout nécessaire dans le cas de mélanges bimodaux à fort recouvrement. Mais, dans l'ensemble, les résultats précédents montrent que les objectifs de l'expérience sont accessibles dans le dispositif prévu.

II.2.3. - Cas d'un sondage vertical

On a repris sommairement les analyses précédentes dans l'optique d'un sondage vertical des nuages, où une expérience de ce type pourrait s'inscrire de façon intéressante.

Toujours pour le modèle (II.2.1), les figures 10 (a) et (b) montrent les restitutions de granulométries qu'on obtiendrait à 70 km et 60 km d'altitude respectivement, avec les 3 hypothèses sur l'indice.

Les résultats sont tous pour le mode 2, mais on voit, à 60 km, que la détection du mode 1 est à la limite des possibilités. Ceci est en partie dû à ce que l'algorithme d'inversion utilisé ici a été plutôt optimisé pour le niveau de 55 km et on pourrait améliorer un peu la déTECTivITé des petites particules en ajoutant des observations à de plus grands angles. Mais essentiellement, la difficulté vient de ce que le mode 1 est par principe quasi inaccessible en néphéломétrie, comme l'indique d'ailleurs sa très mauvaise détermination dans les mesures de Knollenberg et Hunten, sur Pioneer-Venus.

L'analyse de la polarisation aux mêmes altitudes est présentée sur les figures 11 (a) et (b) suivant la même procédure que précédemment. A 70 km (figure 12 (a)) l'identification de l'indice est sans problème. Mais sur la figure 12 (b) on observe un intérêt supplémentaire des mesures de polarisation : les petites particules du mode 1, qu'on n'observe pas en diffusion avant, ont relativement une signature beaucoup plus forte en polarisation où leur présence est nettement détectée entre 100° et 150°.

Dans sa version "polarisation" l'expérience permettrait donc de déterminer les indices de réfraction des modes 2 et 3 mais aussi de préciser beaucoup mieux l'abondance des très petits aérosols.

B I B L I O G R A P H I E

- {1} Kawabata K., Coffeen D.L., Hansen J.E., Lane W.A., Makoto Sato, Travis L.D. (1980) "Cloud and Haze Properties from Pioneer Venus Polarimetry" J.G.R.
- {2} Santer R., Herman M. (1979), "Wavelength Dependence of Polarization XXXVIII. Analysis of Ground - Based observations of Venus". Astron. J. ; 84, 1802-10.
- {3} Hansen J.E., Arking A. ; (1971), "Clouds of Venus : Evidence for their Nature" Science, 171, 669-672.
- {4} Knollenberg R.G., Hunten D.M., (1979), "Clouds of Venus ; A Preliminary Assessment of Microstructure", Science, 205, 70-74.
- {5} Lenoble J., Herman M., Chanin M.L., Dollfus A., (1977) "Analyse des aérosols de l'atmosphère de Vénus par Néphéloscience Optique", Rapport technique.
- {6} Santer R., Herman M., Lenoble J. (1979), "Expérience I.D.I. ; Néphéloscience. Etude théorique de l'inversion des mesures de diffusion avant".
- {7} Santer R., Herman M., Lenoble J. (1980), "Expérience I.D.I. ; Néphéloscience, étude de l'inversion des mesures de diffusion avant, dans la version Soviétique de l'expérience".

	mode	\bar{r} μm	v	m	$Q \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$
1	$\sim 0,227$	$\sim 0,2$	$1,45 \pm 0,04$ ($\lambda = 0,5 \mu\text{m}$)	$m = 1,33 : 3,010^{-2}$	
	Kawabata et al (1)	K. (1)		$m = 1,45 : 5,6 \cdot 10^{-2}$	
2	Santer, Herman (2)			$m = 1,55 : 8,1 \cdot 10^{-2}$	
	$\sim 1,05$	$\sim 0,07$	$1,45 \quad 0,02$ ($= 0,5 \text{ m}$)		
3	Hansen, Arkling (3)	H., A. (3)	H., A. (3)		8,2
	Knollenberg-Hunten (4)				
3	$\sim 5,5$	$\sim 0,2$			100
	K.H. (4)	K. H. (4)	?		

Tableau I : Caractéristiques des différents modes du nuage de Vénus.

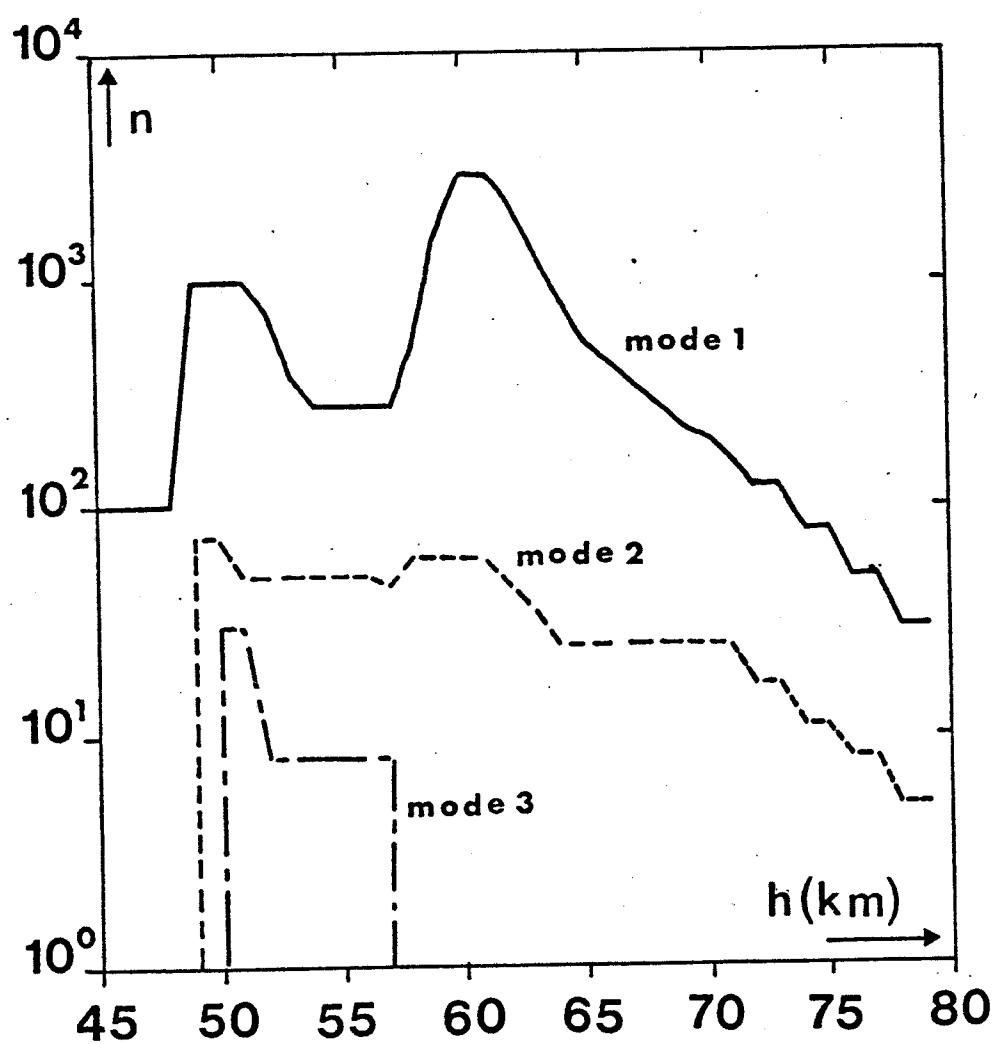


Figure 1 - Abondance (nombre de gouttes par cm^3) de chaque mode en fonction de l'altitude. Entre les altitudes 47 et 64 km, d'après KNOLLENBERG et HUNTEM (4) ; au-dessus de 64 km d'après KAWABATA et al (1).

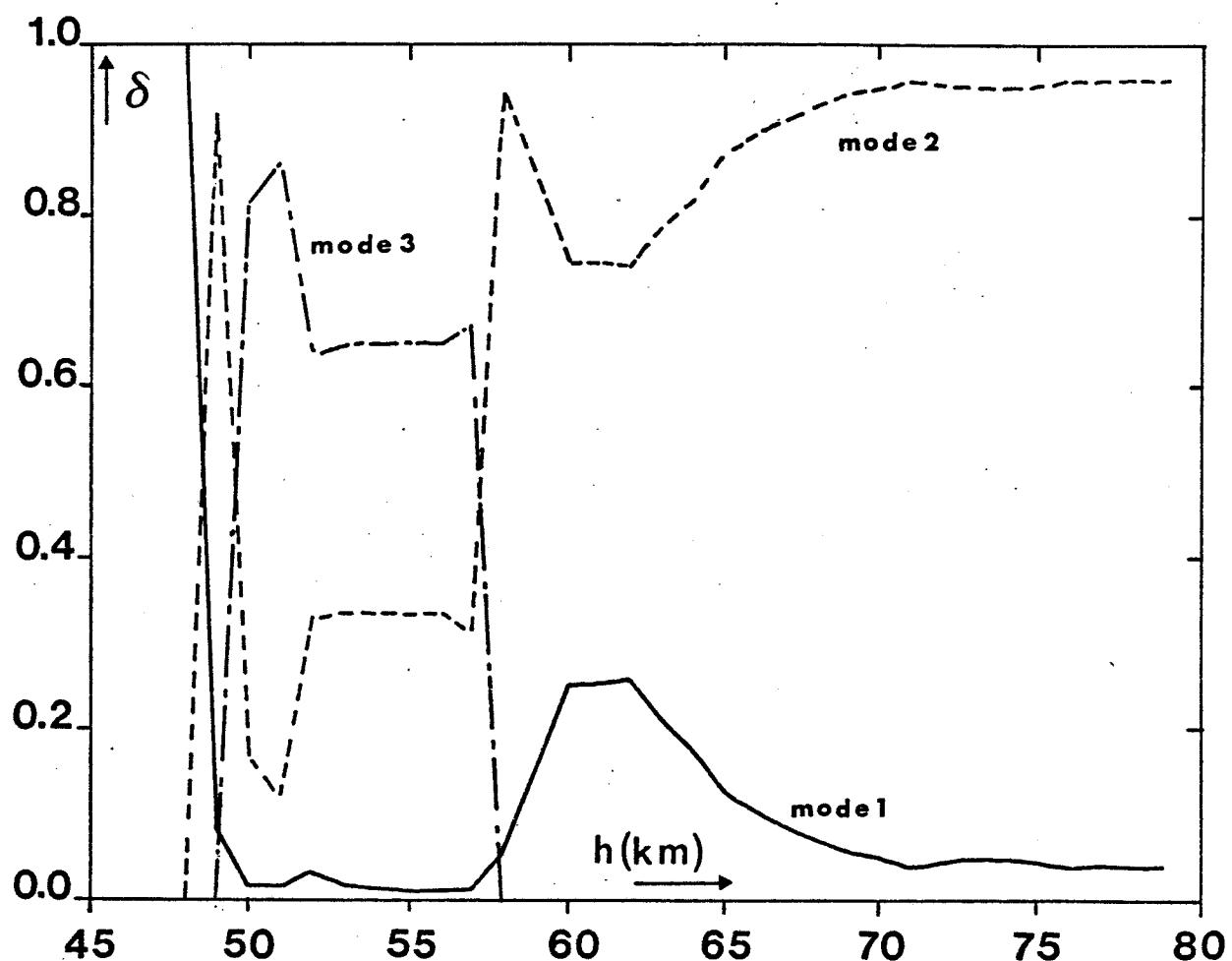


Figure 2 - Contribution relative en section efficace de diffusion de chaque mode en fonction de l'altitude, à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. L'indice du mode 1 est supposé égal à $m = 1,45$. Les valeurs des sections efficaces sont celles données tableau I ; les abondances sont celles données figure 1.

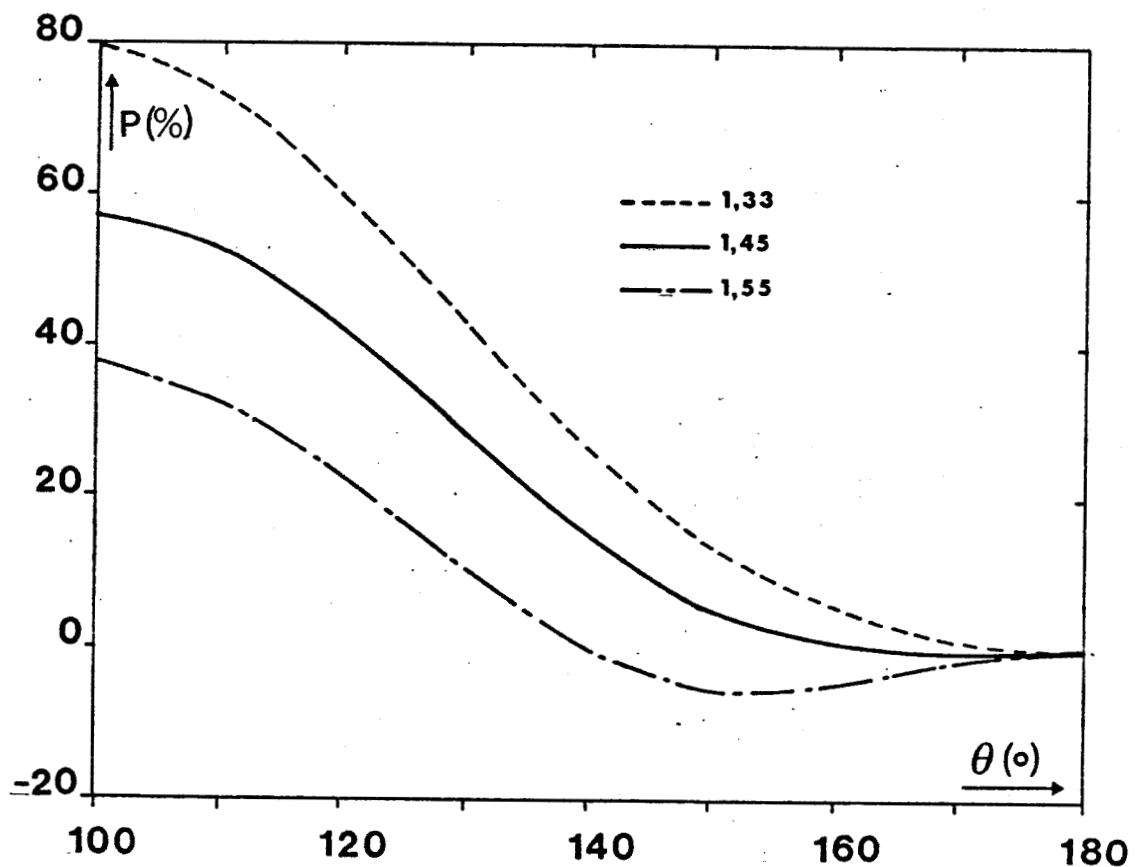


Figure 3 - Taux de polarisation du mode 1 en fonction de l'angle de diffusion θ , pour trois valeurs de l'indice ; à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Les valeurs de l'indice sont précisées sur la figure.

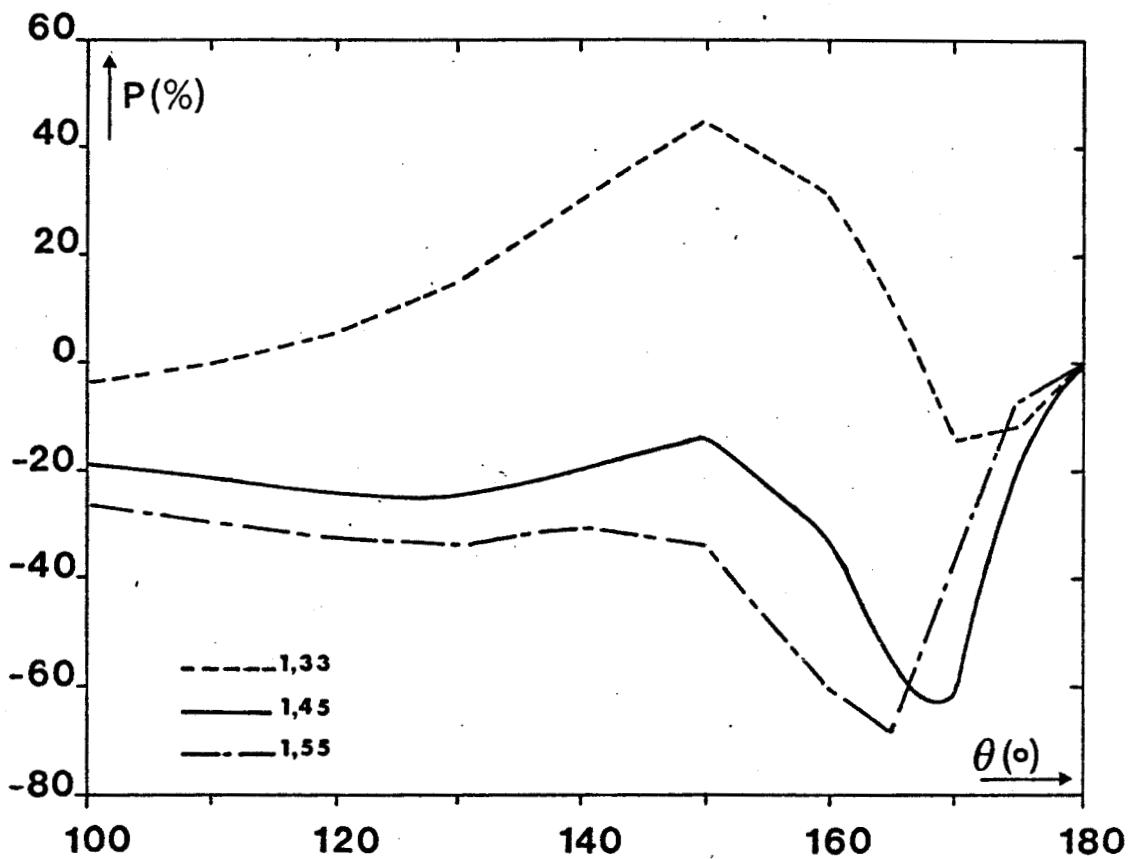


Figure 4 - Taux de polarisation du mode 2 en fonction de l'angle de diffusion θ , pour trois valeurs de l'indice ; à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Les valeurs de l'indice sont précisées sur la figure.

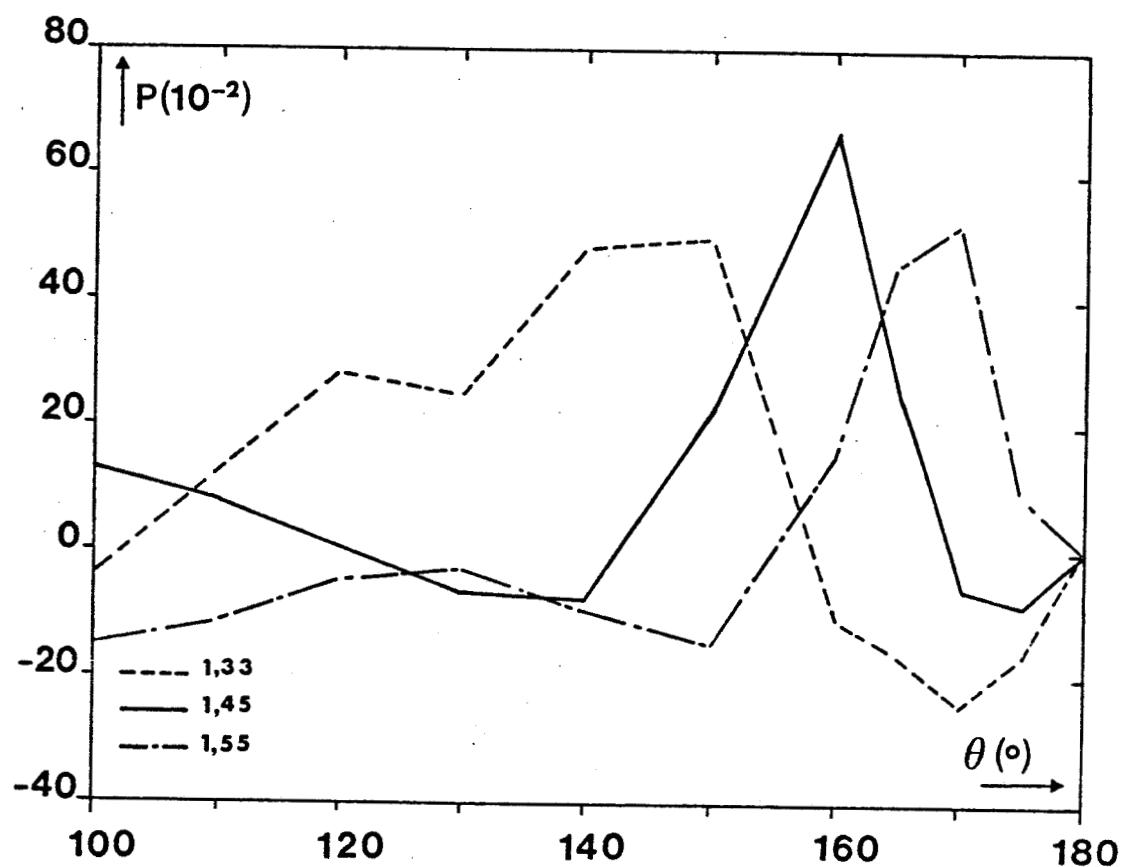


Figure 5 - Taux de polarisation du mode 3 en fonction de l'angle de diffusion θ , pour trois valeurs de l'indice ; à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Les valeurs de l'indice sont précisées sur la figure.

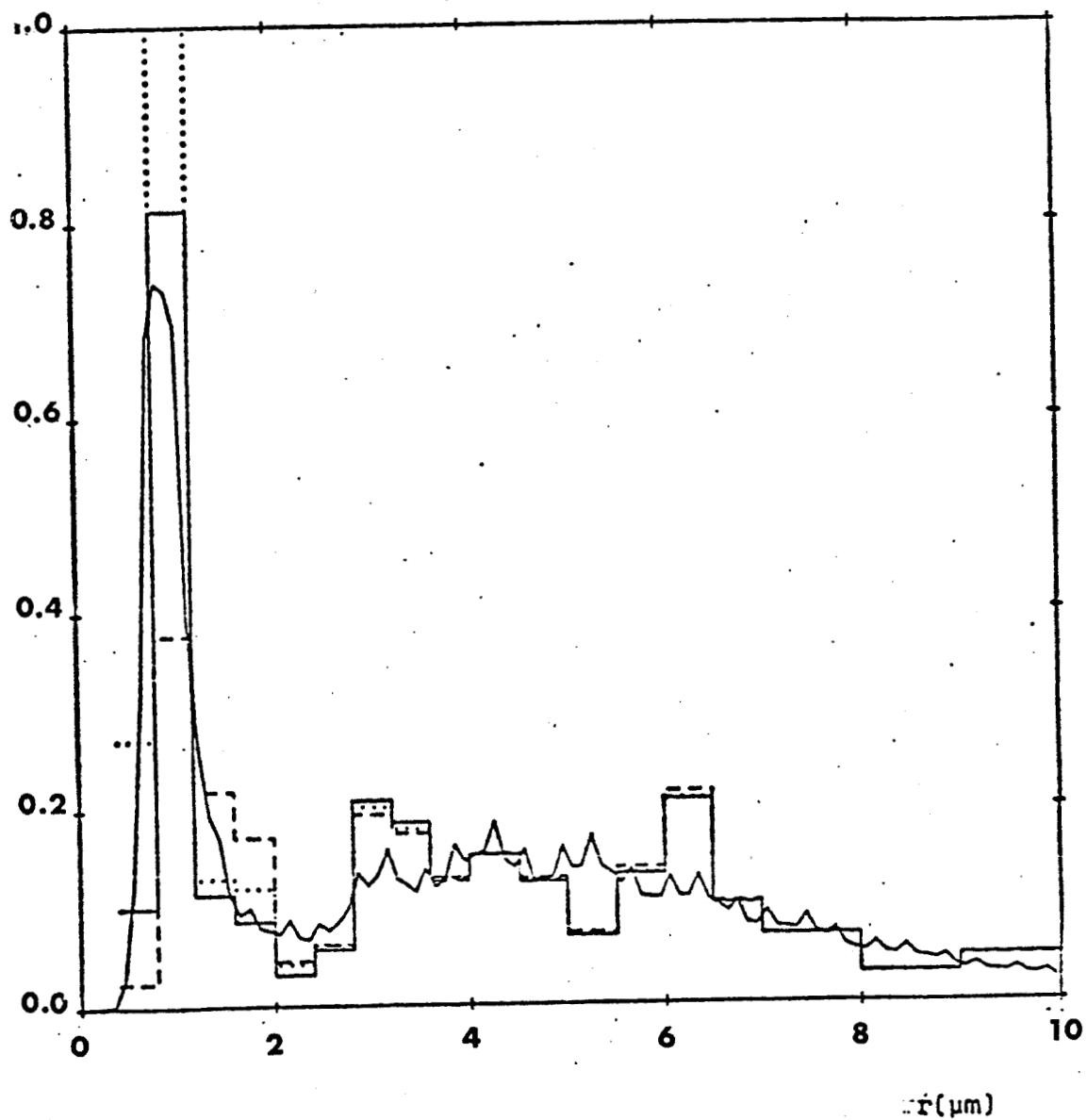


Figure 6 - Inversion de la prodiffusion. Le signal inversé correspond à l'altitude 55 km; à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Les 3 modes sont supposés de même indice, $m = 1,45$. Un bruit de 2 % est introduit sur les mesures.

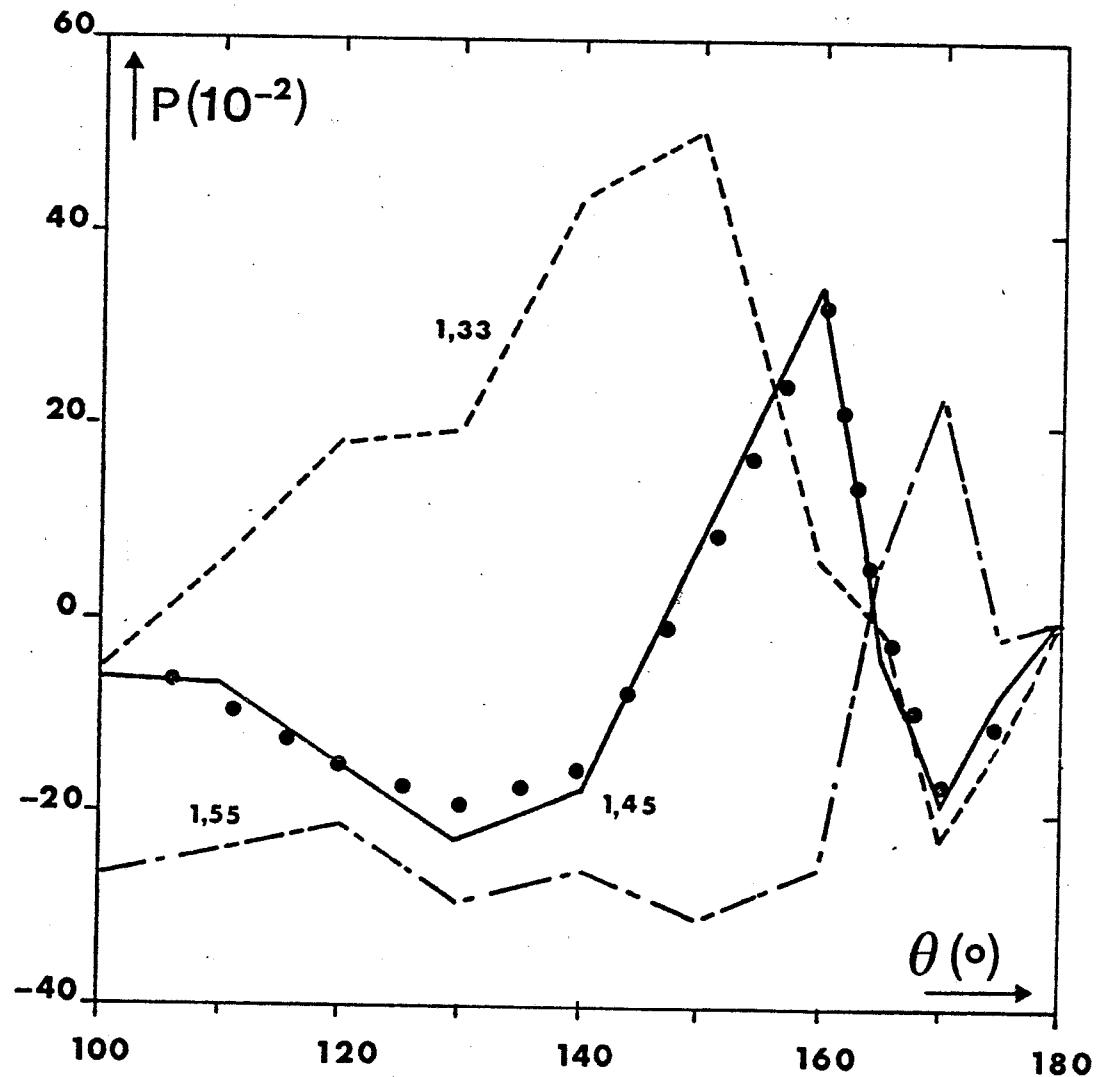


Figure 7 - Calcul de la polarisation avec les abondances de la figure 6. L'indice des trois modes dans le calcul exact du taux de polarisation est $m = 1,45$.

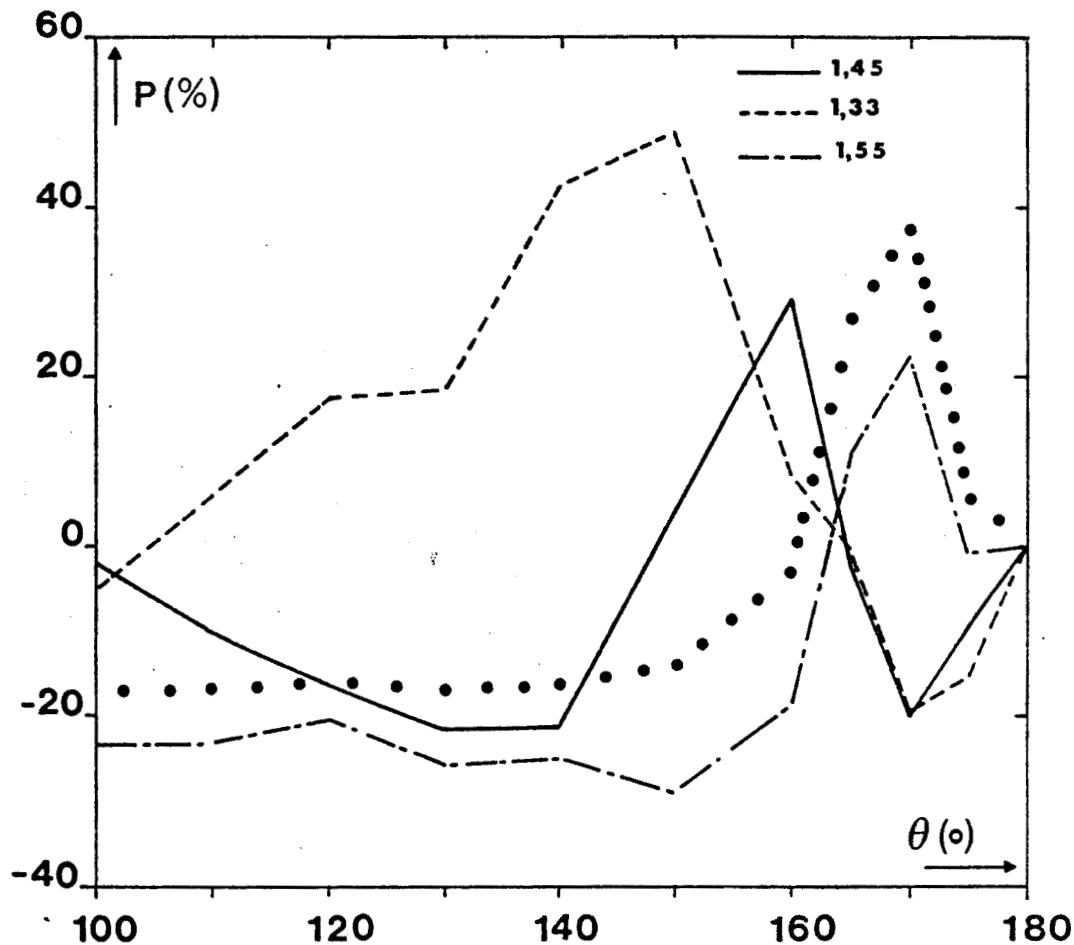


Figure 8 - Calcul du taux de polarisation, à l'altitude de 55 km, à partir des abondances de la figure 12 pour 3 valeurs de l'indice. Comparaison avec la valeur exacte si le mode 2 à un indice de réfraction $m_2 = 1,45$ et le mode 3 un indice $m_3 = 1,55$.

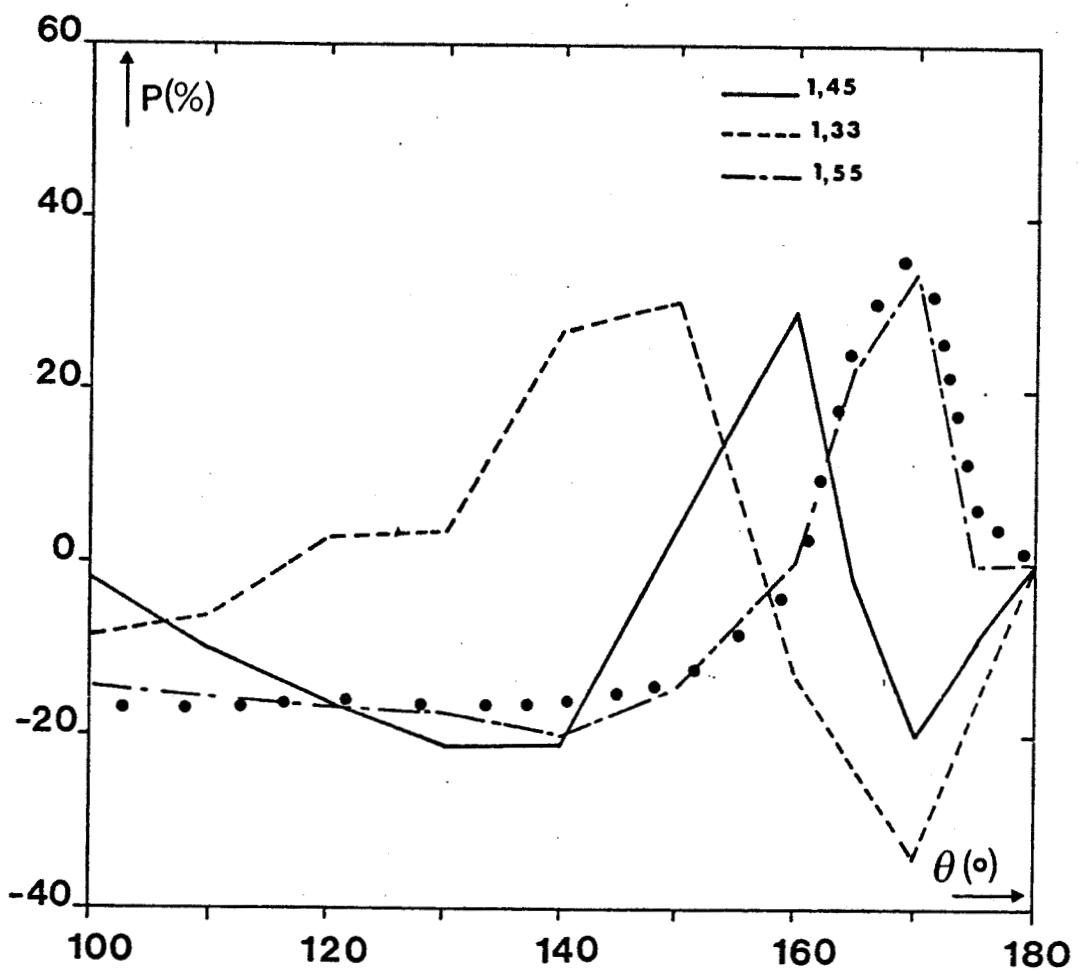


Figure 9 - Idem à la figure 7. L'indice du mode 2 est supposé connu, $m_2 = 1,45$. Le taux de polarisation est calculé pour les trois indices utilisés dans l'inversion. Les quatre premières classes de dimensions ont l'indice du mode 2 et les abondances correspondantes. Les classes de dimension du mode 3 correspondent aux abondances de la figure 4a pour l'indice correspondant.

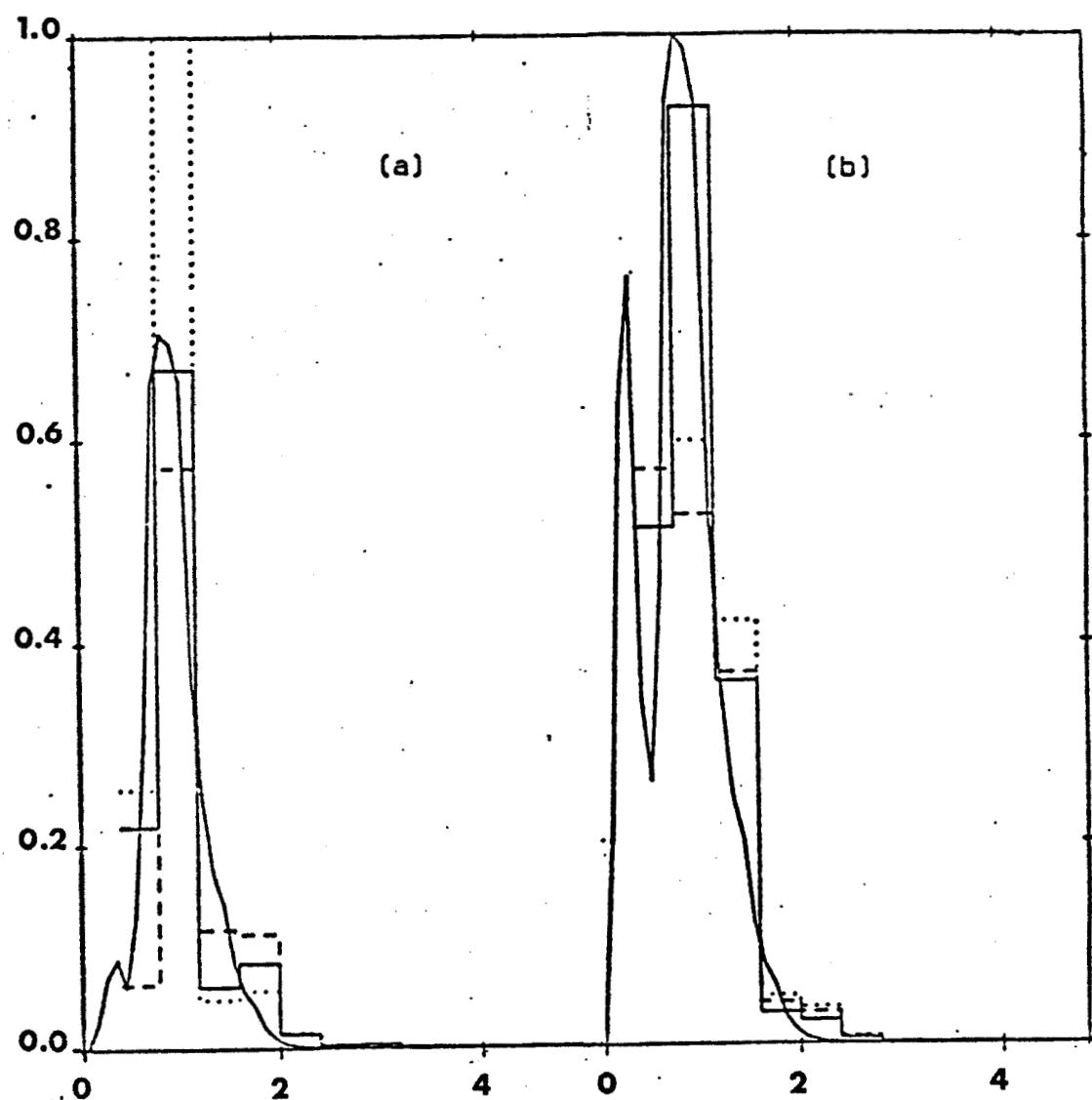


Figure 10 - Même légende que figure 6. Le signal inversé correspond aux mesures aux 2 altitudes $h = 70 \text{ km}$ (a), 60 km (b), à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Les 2 modes sont supposés avoir le même indice de réfraction, $m = 1,45$. Un bruit de 2 % est introduit sur les mesures.

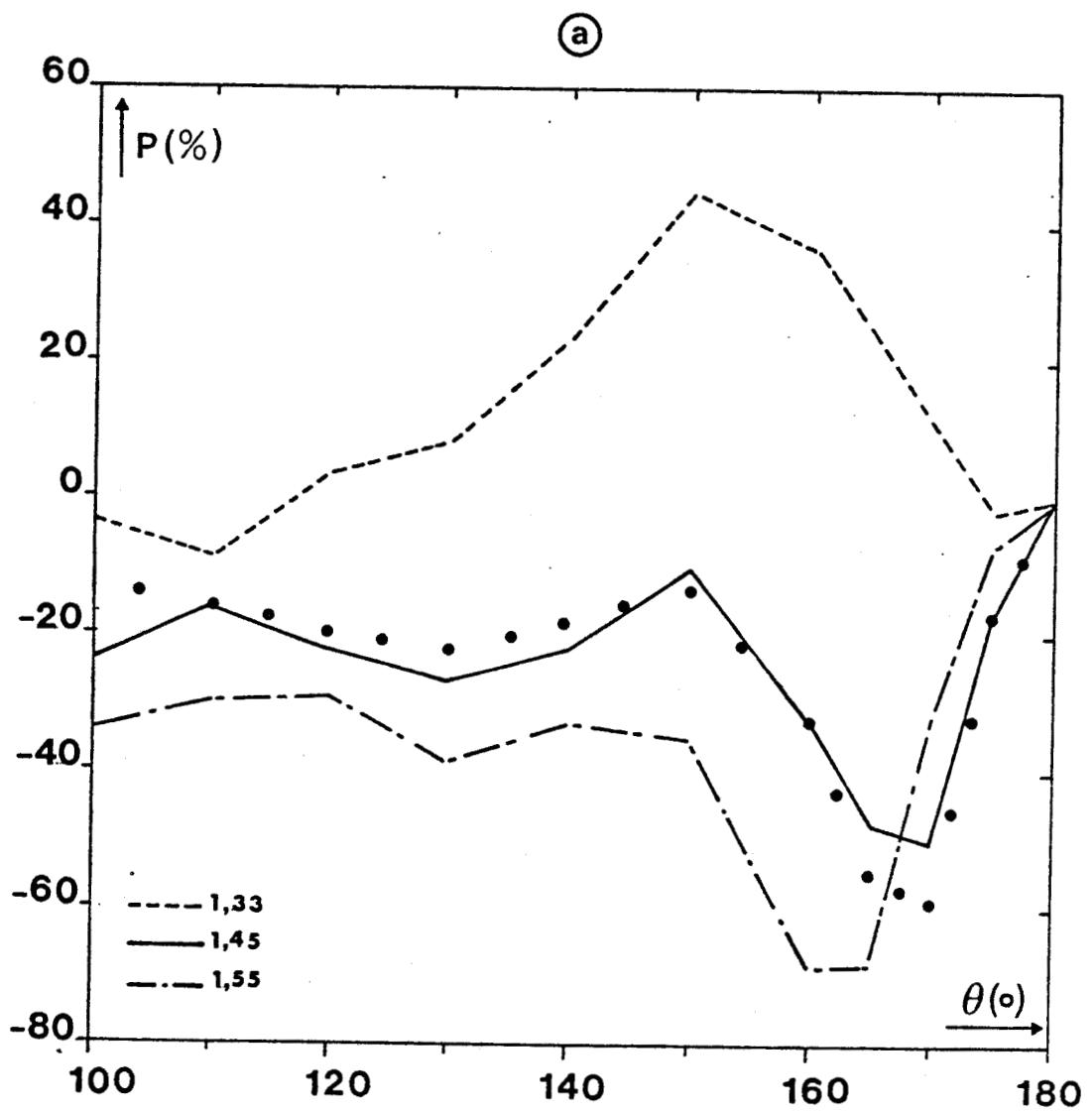


Figure 11a - Même légendr que figure 7 à l'altitude 70 km

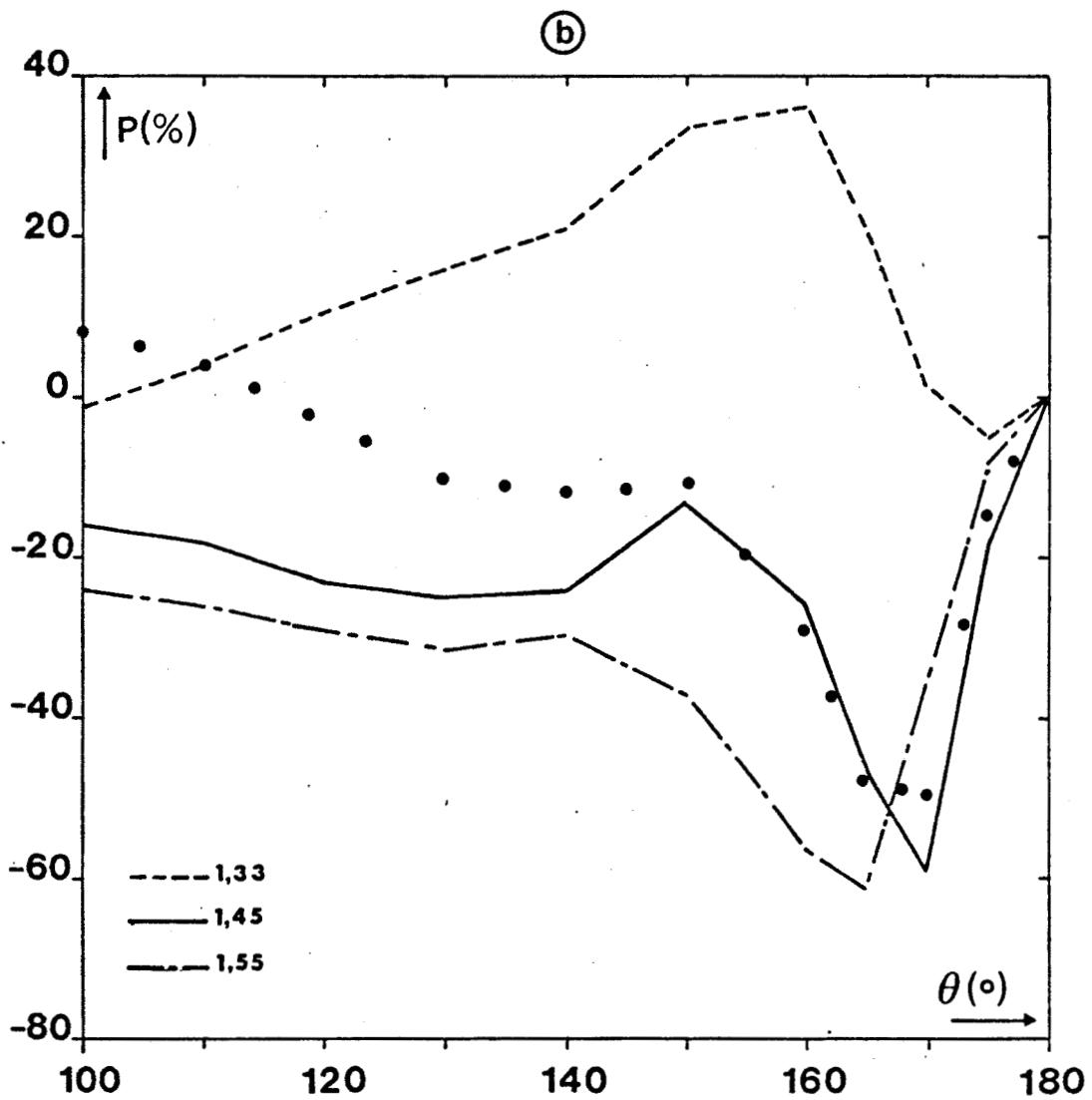


Figure 11b - Même légende que figure 7 à l'altitude 60 km.

Partie 2

Télédétection

des aérosols terrestres

II - I INTRODUCTION

Le chapitre précédent a montré les informations sur les aérosols accessibles à partir de différents types de mesure et en particulier de la polarisation qui reste notre objectif essentiel. Les analyses précédentes correspondaient à des observations de laboratoire ou in-situ : on se plaçait en diffusion primaire et on supposait toutes les observables mesurables. On veut étendre ce travail à des sondages passifs des aérosols terrestres, en étudiant quelques unes des possibilités expérimentales offertes. On rencontrera deux problèmes supplémentaires. D'une part, les contraintes expérimentales limiteront les observables disponibles et le domaine angulaire accessible. D'autre part, le signal de diffusion primaire sera dégradé ici par les diffusions multiples, le mélange avec les molécules et les effets de sol.

On peut envisager trois types d'observations des aérosols où la polarisation est exploitable :

a) Une station de mesure au sol, où la mesure classique de la transmission atmosphérique peut-être complétée d'un balayage angulaire du rayonnement diffus. Les mesures de l'épaisseur optique et de l'auréole sont très largement développées et leur complémentarité pour la description de la granulométrie, soulignée au chapitre I sera utilisée. Ici, la mesure supplémentaire de la polarisation en rétrodiffusion, pour des hauteurs de soleil faibles, doit permettre de déterminer l'indice de réfraction des particules.

b) Les observations depuis l'espace sont seules susceptibles de fournir une surveillance globale des aérosols avec une bonne répétitivité. La simple mesure de la réflectance permet, en particulier sur mer, une évaluation de leur épaisseur optique {1} et peut fournir une indication sur leur granulométrie (dans le cas de mesures multispectrales, {2}). Mais la géométrie d'observation se prêterait bien à l'utilisation de la polarisation, avec tous les avantages déjà soulignés.

c) Enfin, l'influence climatique propre des aérosols stratosphériques {3,4} justifie leur étude spécifique. Sauf dans des situations post-volcaniques exceptionnelles, ils sont insondables depuis le sol à partir de mesures passives. Le LIDAR permet de mesurer leur répartition en altitude, de même que des mesures au limbe depuis l'espace (SAGE). On envisagera ici des mesures in-situ à

partir de ballons stratosphériques. Les faibles abondances rencontrées ne permettent pas l'utilisation d'un complexe néphéломétrique type Vénéra, mais on envisagera une mesure locale du rayonnement solaire diffus. Aux faibles hauteurs de soleil, un balayage dans un plan horizontal fournira la fonction de phase et le taux de polarisation des particules, pour un large domaine d'angles de diffusion.

II - 2 GENERALITES

Dans les différentes applications envisagées, la schématisation de l'atmosphère et la modélisation du signal seront les suivantes.

II-2-1 Modèle d'atmosphère

On supposera toujours que les observations sont faites dans les fenêtres atmosphériques ; on n'aura qu'une absorption gazeuse résiduelle sur les mesures d'épaisseur optique, en lumière visible (O_3) et dans le proche infra-rouge (CO_2 , H_2O). La correction en sera faite à l'aide des modèles standards du Lowtran. On négligera l'effet de la transmission gazeuse sur la lumière diffuse.

La diffusion moléculaire est bien connue et sa contribution dans les signaux sera définie à partir du profil P-T. On utilisera ici le profil US standard, avec une échelle de hauteur moléculaire, H_R , de l'ordre de 8 km.

La composante en aérosols de l'atmosphère, évidemment beaucoup plus variable, sera la grandeur à rechercher. Les situations standards de la WM 0 {5} donnent l'ordre de grandeur de cette composante. On a représenté à titre d'exemple, figure II-1, la situation continentale type ; mais plus généralement, en dehors des périodes post-volcaniques, dans tous ces modèles la quasi totalité des aérosols est troposphérique avec une forte concentration entre 0 et 2 km. Schématiquement, on peut donc assimiler l'atmosphère à un modèle à 2 couches séparées : une couche d'aérosols basse surmontée d'une atmosphère claire ; les épaisseurs optiques respectives de ces 2 couches sont données à titre indicatif, dans le tableau II-1, pour les aérosols caractérisés par le modèle C, déjà défini, et la valeur de la visibilité standard.

II-2-2 Modèles de sol

On assimilera les sols et l'eau à des réflecteurs lambertiens. En dehors du sable et de la neige, les sites terrestres (végétations ou sols nus) ont des réflectances de l'ordre de 0,05 en lumière visible. En proche infra-rouge, la réflectance des végétaux devient très forte (0,30 - 0,50).

L'eau de mer a une réflectance inférieure à 0,03 en lumière visible et devient noire au-delà de 700 nm. Toutefois, on aura à tenir compte de la réflexion de Fresnel à l'interface air-eau. Cette réflexion spéculaire très intense dépend de l'indice de l'eau et de la vitesse du vent (glitter) ; et ne contaminera directement le signal remontant qu'au voisinage de la direction spéculaire.

II-2-3 Calcul du signal

Pour une atmosphère donnée, éclairée par le flux solaire incident E_s dans la direction (θ_s, φ_s) , la luminance diffuse dans une direction (θ, φ) , à une profondeur optique t , peut être calculée exactement à l'aide de l'équation de transfert. Cette équation est cependant très lourde numériquement ; par ailleur la prise en compte globale de tous les termes contribuant à la luminance ne permet pas d'en extraire facilement l'effet propre aux aérosols.

On reprendra plutôt la démarche approchée utilisée pour les corrections atmosphériques [6], en décomposant le signal en fonction de l'origine des photons.

On définira la réflectance ρ associée à une luminance L par :

$$\rho = \frac{\pi L}{\mu_s E_s} \quad (\text{III-1})$$

où $\mu_s = \cos \theta_s$.

La figure II-2 schématisé la décomposition du signal utilisée.

On notera ρ_A la réflectance atmosphérique qui correspond au signal mesuré au niveau du sol ou en haut de l'atmosphère pour un sol noir. Elle résulte de la diffusion respective des seules particules (ρ_p) et des seules molécules (ρ_R) et d'un terme de couplage (ρ_{RP}) entre les 2 couches.

Le sol, de réflectance ρ_s , réfléchit vers l'espace le rayonnement solaire direct, avec une double atténuation par l'atmosphère, soit $\rho_s e^{-\tau(\frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu})}$. Le couplage sol-atmosphère ρ_{As} intervient résiduellement sur les signaux montant et descendant.

Pour l'étude des corrections atmosphériques {7}, un important fichier de calculs exacts du champ de rayonnement a été créé. On dispose, en lumière visible, du rayonnement descendant au sol et renvoyé vers l'espace, calculé avec ses 4 paramètres de Stokes, pour 24 angles d'émergences. Le rayonnement est décomposé en série de Fourier ce qui permet le choix de l'azimut. Dans ces calculs, le modèle d'aérosols est le modèle C continental, distribué en altitude suivant le profil donné par Mac Clatchey et al. {8}. Le tableau II-2 résume les caractéristiques principales du fichier.

Dans le cas de la réflectance remontante, des expressions analytiques simples mais assez précises basées sur ces calculs exacts, permettent de modéliser les différents termes du signal {6, 9}.

La composante atmosphérique ρ_A , donnée très précisément par :

$$\rho_A = \rho_R + \rho_P e^{-\tau_R(\frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu})} + \rho_{RP} \quad (\text{II-2})$$

peut se mettre simplement sous la forme

$$\rho_A = \rho_R + \rho_P \quad (\text{II-3})$$

ce qui traduit la récupération des photons perdus lors de la double traversée de l'atmosphère claire par le couplage entre les 2 couches.

Dans (II-2) et (II-3) on a avec une bonne précision

$$\rho_P = \frac{\tau_P \rho_P (\psi)}{4\mu \mu_s} \quad (\text{II-4})$$

La présence d'un sol lambertien de réflectance ρ_s donnera un terme supplémentaire

$$\rho = \rho_s \frac{T(\theta_s) T(\theta)}{1 - \rho_s s} \quad (\text{II-5})$$

où s est l'albédo sphérique de l'atmosphère et T son facteur de transmission totale (directe + diffuse). Ces 2 termes sont correctement approchés par :

$$T(\theta) = e^{-b\tau/\mu} \quad (\text{II-6})$$

$$s = 2b\tau e^{-2b\tau} \quad (\text{II-7})$$

où b s'exprime en fonction du paramètre d'asymétrie g par :

$$b = \frac{1}{2} (1 - g) \quad (\text{II-8})$$

Dans le cas des observations au sol, nous formaliserons dans le même esprit la réflectance descendante et plus généralement, nous aurons à rechercher une décomposition similaire pour la réflectance polarisée, dans l'étude de la polarisation.

II - 3 STATION SOL

II-3-1 Introduction

L'observation au sol offre la possibilité de développer aisément le complexe de mesures, dont on a signalé la nécessité en première partie, pour parvenir à une description correcte du milieu diffusant, quitte à avoir redondance de mesures permettant de vérifier l'hypothèse de sphéricité des particules, particulièrement indispensable pour l'analyse de la polarisation.

Les mesures d'épaisseur optique en lumière visible (443 nm - 678 nm) ont été développées au laboratoire pour les corrections atmosphériques et spécialement pour la couleur de l'océan [10]. L'extension des mesures au proche infra-rouge (radiomètre P.I.R. : 850 nm - 2200 nm) résulte du souci de mieux décrire la granulométrie pour une meilleure évaluation du signal atmosphérique (rel. II-4). L'utilisation des transmissiomètres visible et P.I.R. lors de la campagne ECLATS a été l'occasion de mettre en oeuvre une méthode d'inversion des épaisseurs optiques et de fournir des granulométries d'aérosols sahariens [11].

La mesure de l'auréole solaire est une technique très largement utilisée. La méthode d'inversion de la pointe avant, développée pour le complexe néphélo-métrique de Vénéra (voir première partie), est directement applicable à ce problème. On a donc fait réaliser au laboratoire un radiomètre visible ($\lambda = 850$ nm)

une formulation simple, approchée mais suffisamment précise (par rapport à la différentiation de la polarisation suivant l'indice de réfraction), des différents termes du signal. Cette simplification est rendue possible par l'utilisation de mesures proche infra-rouges ($\lambda = 850$ nm et 1600 nm) minorant le rôle de la diffusion moléculaire et à un degré moindre celui des diffusions multiples. Le projet de mesure de la polarisation à partir d'un ballon stratosphérique (voir II-5) a permis la réalisation de l'appareillage nécessaire.

permettant une mesure de la luminance diffuse au voisinage du soleil. L'importance des diffusions multiples et de la diffusion moléculaire est faible dans le signal. Une correction de ces effets sera faite en adaptant à nos conditions de mesures l'algorithme développé par Weinman et al. {12}.

Si les mesures de l'épaisseur optique et de l'auréole permettent de retrouver (et de façon complémentaire) la granulométrie des particules , seule la polarisation est susceptible de fournir leur indice de réfraction. Pour un indice de réfraction supposé, un calcul exact est possible, à l'aide par exemple de la méthode des ordres successifs de diffusion. Un jeu de quelques indices de réfraction permettrait, par comparaison au signal, la détermination de m . La lourdeur numérique de cette méthode nous a cependant fait préférer une formulation simple, approchée mais suffisamment précise, des différents termes du signal. Cette simplification est rendue possible par l'utilisation de mesures proche infra-rouge ($\lambda = 850 \text{ nm}$ et 1600 nm) minorant le rôle de la diffusion moléculaire et à un degré moindre celui des diffusions multiples. Le projet de mesure de la polarisation à partir d'un ballon stratosphérique (voir II-5) a permis la réalisation de l'appareillage nécessaire.

Pour la clarté de l'exposé, nous avons reporté dans l'annexe II-1 la description détaillée des appareils et des protocoles de mesures. La mesure de transmission sera supposée nous donner les épaisseurs optiques, et nous aborderons les problèmes qui nous écartent de la situation simple de diffusion primaire envisagée au chapitre I.

II-3-2 Mesures correlatives : transmission et auréole

1) Epaisseur optique

La détermination de l'épaisseur optique se fait à partir de la mesure de l'éclairement solaire dans laquelle on peut négliger le flux diffus avec les ouvertures angulaires faibles des appareils (voir annexe II-1).

$$E_s = E_s e^{-\tau/\mu_s} \quad (\text{II-9})$$

Les difficultés sont essentiellement d'ordre expérimental : à moins d'une calibration absolue permettant d'appliquer la relation II-9, on ne pourra

travailler que par le tracé des droites de Bouguer quand la stabilité de l'atmosphère le permet. A l'épaisseur optique totale ainsi obtenue, on soustrait la composante moléculaire et l'absorption gazeuse.

Les épaisseurs optiques aérosols ainsi obtenues (avec une précision de l'ordre de $\Delta\tau_p \approx 0,02$) dans l'intervalle 443 nm - 1580 nm sont inversées à l'aide de la méthode de King [13]. On obtient alors typiquement la granulométrie sur l'intervalle.

$$0,1 \mu\text{m} < r < 3,5 \mu\text{m}$$

L'ensemble de ce traitement est détaillé dans la thèse de 3ème cycle de Chaoui Roquai [14].

2) Mesure de l'auréole

On a illustré, tableau III-3, l'importance des diffusions multiples et de la diffusion moléculaire pour la luminance descendante au voisinage de la direction du soleil (observation dans le plan d'incidence ; $\theta_s = 41^\circ$; aérosols correspondant au modèle C, d'indice 1,50). La composante Rayleigh est négligeable, ce qui résulte du choix de la longueur d'onde et de l'absence de pointe avant pour la diffusion moléculaire. De plus pour la visibilité standard de 23 km, on pourrait négliger l'influence des diffusions multiples.

En régime de diffusion primaire, et pour une observation dans l'amulcantar ($\mu = \mu_s$), telle qu'elle est sensiblement réalisée dans l'expérience (voir annexe II-1), la luminance diffuse mesurée sera proportionnelle à :

$$L(\Psi) \sim e^{-\tau_p/\mu_s} \frac{\tau_p p_p(\Psi)}{\mu_s} \quad (\text{II-10})$$

La fonction de phase au voisinage de $\Psi_o = 30^\circ$ est très peu sensible à la granulométrie [15] avec $p(\Psi_o) \approx 5$.

On aura alors :

$$p_p(\Psi) \approx 5 \frac{L(\Psi)}{L(\Psi_o)} \quad (\text{II-11})$$

que l'on inversera à l'aide de notre méthode décrite chapitre I,

Quand la visibilité se détériore, ou aux faibles hauteurs de soleil, les diffusions multiples apparaissent, principalement aux plus grands angles de diffusion. On remarquera (tableau II-3) que la correction à appliquer à $p(\Psi)$ est alors sensiblement la même jusqu'à $\Psi \approx 12^\circ$. C'est justement cette plage d'angles qui est principalement utilisée pour l'inversion et qui permet la détermination des particules de rayon supérieur à $1,2 \mu\text{m}$ (rel. I-15). Sauf pour les particules submicrométriques de toute façon mal dénombrées en prodiffusion), la correction de diffusions multiples restera donc secondaire.

On pourra donc se contenter de les évaluer de façon approchée, en utilisant la méthode de résolution de l'équation de transfert, introduite par Irvine [16] et reprise par Weiman et al. [12] pour les observations dans l'amulcantar. Cette méthode permet un calcul aisément précis du signal, avec l'avantage de ne nécessiter la connaissance de $p(\Psi)$ que pour les directions avant, ce qui correspond justement aux mesures et permet d'envisager une solution itérative du problème.

A l'ordre zéro, on évaluera le rapport diffusion primaire - diffusions multiples, $R^{(0)}(\Psi)$, à l'aide de l'épaisseur optique mesurée par transmission et de la fonction de phase approchée donnée par la relation (II-11). On corrigera la fonction de phase initiale $p_p^{(0)}(\Psi)$ des diffusions multiples pour réitérer le calcul avec : $p_p^{(1)}(\Psi) = p_p^{(0)}(\Psi) R^{(0)}(\Psi)$; ou à l'ordre n :

$$p_p^{(n+1)}(\Psi) = p_p^{(n)}(\Psi) R^{(n)}(\Psi) \quad (\text{II-12})$$

L'arrêt de l'itération se fait à un ordre m permettant de retrouver le signal initial ; l'appréciation de sa restitution se faisant sur l'écart quadratique moyen :

$$\sigma_n = \frac{1}{\ell} \sqrt{\sum_{i=1}^{\ell} \left(\frac{p_p^{(n)}(\Psi_i) - p_p^{*(n)}(\Psi_i)}{p_p^{(n)}(\Psi_i)} \right)^2} \quad (\text{II-13})$$

où $p_p^{*(n)}$ est la fonction de phase, entachée des diffusions multiples, soit :

$$p_p^{*(n)}(\Psi) = p_p^{(n)}(\Psi) / R^{(n)}(\Psi) \quad (\text{II-14})$$

La reconstruction de la fonction de phase à partir du signal a été simulée, tableau II-4, à partir de l'intensité calculée pour le modèle C, avec une épaisseur optique apparente τ/μ_s . Aux différents ordres d'itération, nous comparons la restitution d'ordre n de la fonction de phase, $p_p^{(n)}$, à sa valeur exacte. On voit que la convergence vers le signal initial est rapide. L'arrêt de l'itération de fera à un niveau de restitution de l'ordre de 0,01, qui correspond à la précision de la correction de diffusion multiple.

II-3-3 Modélisation de la polarisation

1) Généralités

Le principe du polarimètre est de mesurer le taux de polarisation de la luminance du ciel pour extraire la signature des aérosols. La mesure est faite dans 2 fenêtres atmosphériques (850 nm et 1580 nm), où la contamination du Rayleigh est faible. On balaie dans le plan d'incidence, au lever ou au coucher du soleil, de façon à atteindre la zone de rétrodiffusion.

On disposera ici de la granulométrie des aérosols obtenue à partir des mesures d'extinction et d'auréole. Pour une série d'indices de réfraction m présumés des particules, la théorie de Mie donnera leurs caractéristiques de diffusion primaire, et les taux de polarisation résultants pourront être simulés en tenant compte des diffusions multiples, de la diffusion moléculaire et de l'influence du sol. La comparaison de ces simulations au signal, en particulier en rétrodiffusion, permettra de retrouver m. La restitution des mesures à 2 longueurs d'onde, sur l'ensemble du plan de diffusion, sera une confirmation du modèle et de l'hypothèse de sphéricité des particules. Comme on l'a déjà souligné, on n'utilisera pas l'équation de transfert exacte, qui, en dehors de son coût et de sa lourdeur, masque les influences relatives des différents paramètres et les sources d'erreur. On a cherché au contraire une modélisation approchée mais simple du signal.

La validité de cette modélisation sera évaluée à partir du fichier SPOT, uniquement à la longueur d'onde 850 nm (le signal à 1600 nm étant très proche de la seule diffusion primaire des aérosols), et pour un soleil à 75° de la verticale, ce qui correspond aux conditions moyennes d'observation. Les formations du rayonnement total et du rayonnement polarisé étant différentes, on traitera séparément ces deux grandeurs.

2) Modélisation de la réflectance totale

L'essentiel du signal correspond à la diffusion atmosphérique ρ_A . On reconduira la modélisation développée par Tanré pour la réflectance remontante. Les relations II-4 et II-3 donnent respectivement le terme aérosol et son couplage avec le Rayleigh. La conjugaison des deux approximations donne alors :

$$\rho_A(\theta) = \rho_R(\theta) + \frac{\tau_p \rho_p(\psi)}{4\mu \mu_s} \quad (\text{II-15})$$

On a comparé, figure II-3, dans le cas du modèle C d'indice 1,50 et pour une visibilité de 8 km, le signal atmosphérique et sa restitution approchée par la relation II-15. La composante moléculaire ne représente ici qu'environ 5 % du signal, et on peut l'additionner simplement au signal d'aérosols. La qualité de la restitution doit être jugée par rapport à la diffusion primaire des aérosols, et l'approximation II-15 ne s'invalide qu'au voisinage du limbe.

Les simulations précédentes correspondent à des sols noirs. Au-delà de $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$, la végétation devient très réfléchissante et le flux renvoyé par le sol est en partie rétro-diffusé. On évaluera simplement cette correction en adaptant la modélisation du signal remontant développée par Tanré et al. {6}. L'éclairement solaire direct et l'éclairement atmosphérique diffus (soit $\mu_s E_s T(\mu_s)$), réfléchis par le sol de réflectance ρ_s , puis rétrodiffusés par l'atmosphère d'albédo sphérique s , donnent au niveau du sol un éclairement descendant

$$E = \frac{\rho_s s}{1 - \rho_s s} T(\mu_s) \mu_s E_s \quad (\text{II-16})$$

où s et $T(\mu_s)$ sont donnés par les relations II-6 à 8.

La répartition de la luminance étant sensiblement en $1/\mu$, la réflectance associée s'écritra finalement :

$$\rho_{SA}(\mu) = \frac{\rho_s \cdot s \cdot T(\mu_s)}{2 (1 - \rho_s s) \mu} \quad (\text{II-17})$$

La validité de l'approximation (II-17) est testée sur la réflectance descendante, dans la même géométrie d'observation que figure II-3, mais pour $\theta_s = 60^\circ$ et pour une visibilité de 5 km. On a tracé, figure II-4, la réflectance

atmosphérique pure (sol noir) et la réflectance correspondant à un sol de réflectance $\rho_s = 0,5$. Sauf au voisinage du limbe, cette dernière est correctement restituée en ajoutant à la réflectance atmosphérique le terme complémentaire donné par l'équation II-17.

3) Modélisation de la réflectance polarisée

Les sols sont très peu polarisants ; de plus l'éclairement supplémentaire qu'ils renvoient est distribué dans tous les azimuts, ce qui donne un effet résultant négligeable sur la polarisation. On n'aura donc à traiter que la seule composante polarisée atmosphérique, dont la formation diffère sensiblement de celle de la réflectance totale.

Lors des diffusions multiples, l'intensité polarisée se sature plus vite que l'intensité totale. Cette dépolarisation est sensiblement proportionnelle à l'épaisseur optique τ_p et à la masse d'air visée $1/\mu$. Soit $P_p^{(1)}$ le taux de polarisation en diffusion primaire et P_p le taux de polarisation exact. Pour les particules seules, on a cherché une expression semi-empirique du facteur de dépolarisation, $P_p^{(1)}/P_p$, sous la forme :

$$\frac{P_p^{(1)}}{P_p} = 1 + \alpha \frac{\tau}{\mu} \quad (\text{II-18})$$

La détermination du coefficient α a été faite à l'aide du fichier SPOT, pour $\theta_s = 75^\circ$ et 60° , pour les 2 indices de réfraction ($m = 1,33$ et $1,50$) et les 4 visibilités. On a alors effectué une régression linéaire sur le rapport $P_p^{(1)}/P_p$ en fonction de τ/μ ; en moyenne $\alpha = 1,15$.

Ce facteur de dépolarisation est utilisé, figure II-5, ($\theta_s = 75^\circ$; $m = 1,50$; $V = 8$ km) pour approximer la polarisation de la composante aérosols à partir de leur diffusion primaire. La comparaison au taux de polarisation exact est satisfaisante compte tenu de la visibilité médiocre et de la faible hauteur de soleil. La réflectance polarisée des aérosols sera alors donnée, compte tenu des relations II-4 et 18 par :

$$\frac{\rho_p}{\rho_p} = \frac{\tau_p P(\Psi)}{4\mu \mu_s} \frac{1}{1 + 1,15 \frac{\tau}{\mu}} \times \frac{P_p}{P_p} \quad (\text{II-19})$$

Le signal atmosphérique polarisé total s'écrit par ailleurs :

$$\rho_A^p = \rho_p^p e^{-\tau_R/\mu_s} + \rho_R^p e^{-\tau_p/\mu} + \rho_{Rp}^p \quad (\text{II-20})$$

où la composante aérosols seule subit l'atténuation du faisceau solaire direct par l'atmosphère claire supérieure et où la composante Rayleigh est atténuée lors de la traversée de la couche d'aérosols. Pour la réflectance totale, ces termes de transmission étaient sensiblement compensés par le couplage entre les 2 couches et on obtenait la relation II-3. Il n'en est pas de même pour les photons polarisés qui se dépolarisent dans ces interactions multiples. On aura donc, avec $\rho_{Rp}^p = 0$:

$$\rho_A^p = \rho_p^p e^{-\tau_R/\mu_s} + \rho_R^p e^{-\tau_p/\mu} \quad (\text{II-21})$$

La validité de la relation II-21 est vérifiée figure II-6, dans les conditions de la figure II-3. Partant du signal aérosols, on a recomposé la réflectance polarisée de l'atmosphère à l'aide de la relation (II-21). La comparaison avec la réflectance polarisée atmosphérique exacte est satisfaisante , alors que la simple superposition des composantes Rayleigh et aérosols (rel. II-3), donnerait un excès notable de photons polarisés de type Rayleigh.

4) Conclusion

L'utilisation de mesures à 1600 nm permet de s'affranchir largement des diverses contaminations de la diffusion primaire des aérosols. Mais pour les aérosols de petites dimensions, le régime de diffusion tend à cette longueur d'onde vers le régime Rayleigh avec un amoindrissement de l'effet d'indice. Cet effet d'indice est plus marqué à 850 nm et une modélisation du signal est nécessaire. Les simples équations II-15, II-17, II-19 et II-20 permettent une comparaison à la mesure à partir des propriétés de diffusion primaire des aérosols.

On a appliqué l'ensemble de cette approximation, figure II-7, (dans la même géométrie que figure II-3), à différentes situations en aérosols , et on compare le taux de polarisation à sa valeur ainsi approchée. L'approximation est suffisamment précise pour permettre de déterminer l'indice à $\Delta m \approx 0,02$ environ. On remarquera que la mauvaise restitution des effets de limbe n'a qu'une incidence faible sur la restitution de la polarisation , ce qui provient

des faibles taux de polarisation qu'on y observe. Une analyse plus spécifique des zéros de polarisation resterait cependant à faire , la position de ces zéros étant très sensible à l'indice.

II-3-4 Résultats expérimentaux préliminaires - Conclusions

L'observation à partir du sol offre donc un ensemble de mesures cohérentes permettant une description assez complète des aérosols. Des corrections simples du rayonnement diffus permettent par ailleurs d'accéder aux propriétés de diffusion primaire des aérosols sur lesquelles portent nos inversions.

La cohérence de cet ensemble de mesures a été vérifiée lors d'une campagne d'observations faite à Lille en février 1983, détaillée par ailleurs {17} et dont on se contentera ici d'illustrer les résultats par l'analyse de la journée du 18/02. La figure II-8 a montre la granulométrie $n(r)$ obtenue à partir des mesures spectrales de l'épaisseur optique (figure II-8 b) et des mesures de l'auréole (figure II-8 c), respectivement sur les intervalles $0,1 \mu\text{m} - 3,5 \mu\text{m}$ et $0,4 \mu\text{m} - 10 \mu\text{m}$. Ces résultats ont été inversés, comme indiqué précédemment, pour un indice supposé des aérosols, $m = 1,45$. Les signaux $\tau(\lambda)$ et $p(\Psi)$ recalculés pour la granulométrie obtenue et reportés figures II-8 b et II-8 c montrent la bonne cohérence de ces deux premières mesures.

Les figures II-9 a et II-9 b comparent alors aux observations les taux de polarisation $P_\lambda(\Psi)$ calculés, suivant la modélisation précédente, pour 3 valeurs de m ($1,33 ; 1,45 ; 1,55$). La réflectance ρ_s a été fixée à 0,2 compte tenu du site d'observation ; τ_R correspond à la pression P_0 au niveau de la mer et on a utilisé pour τ_p les valeurs mesurées au transmissionmètre .

On voit que l'ensemble des observations est en accord remarquable et que la sphéricité des aérosols est bien confirmée avec un indice m probable de $1,45 \pm 0,02$. La description relativement correcte de la nature des aérosols à laquelle on semble aboutir ici devrait permettre maintenant d'analyser avec profit les mesures de flux, ceci dans la perspective de déterminer l'albédo simple des particules.

Cette station de mesures a déjà été engagée dans d'autres campagnes ; en particulier, depuis la station du Chiran (1906 m), dans l'espoir de détecter les aérosols stratosphériques très abondants après l'éruption du volcan El Chichon. Ces campagnes ont été menées conjointement avec des tirs LIDAR

depuis l'observatoire de Haute Provence. Deux situations ont pu être observées. En avril 83, l'absence d'aérosols troposphériques, lavés par les pluies, a permis l'observation de la stratosphère. En juillet 83, au contraire la semaine de campagne coïncidait avec la présence d'une épaisse couche d'aérosols sans doute d'origine saharienne. Le dépouillement de ces deux campagnes est en cours, conjointement avec l'exploitation des tirs LIDAR qui permet de séparer les couches d'aérosols.

II-4 TELEDETECTION DES AEROSOLS A L'AIDE DE LA POLARISATION

II-4-1 Généralités

La télédétection des aérosols à partir de l'imagerie satellite s'est développée depuis quelques années. Pour les observations terrestres, bien que les fortes réflectances des sols noient la composante atmosphérique, la présence d'aérosols dégrade les contrastes et ce phénomène peut être utilisé pour une détermination de l'épaisseur optique des particules [18]. Les sites marins offrent une situation plus favorable, la contamination de surface étant nulle en proche infra-rouge. Lorsqu'un seul canal est disponible à ces longueurs d'onde, le signal atmosphérique peut être simulé pour un modèle standard d'aérosols et la comparaison aux réflectances mesurées donnera l'épaisseur optique [1]. L'utilisation de 2 canaux d'observation dans le proche infra-rouge (Landsat D) permet de s'affranchir partiellement de l'a priori d'un modèle de particules, la dépendance spectrale du signal donnant sensiblement le coefficient d'Angström et donc une information sur la granulométrie des particules. Ces observations ne permettent cependant pas d'accéder à la valeur de l'indice de réfraction, qui reste une donnée capitale pour estimer la fonction de phase et donc la valeur précise de l'épaisseur optique (cf. relation II-4) , mais aussi pour aider à l'identification du type de particules, préciser leur forme, et de façon plus générale permettre un bilan correct des effets radiatifs.

On a vu, dans la première partie, que la mesure de la polarisation à 2 longueurs d'onde devait permettre une description satisfaisante des aérosols ; d'où tout l'intérêt qu'offrirait ce type de mesures embarqué à bord d'un satellite artificiel.

Depuis l'espace, on dispose d'une géométrie d'observation très favorable, le signal atmosphérique reçu correspondant à la rétrodiffusion des aérosols, où l'information est principalement localisée (cf. chapitre I). Par contre on

recevra directement la luminance réfléchie par le sol ; et, dans une première analyse, on se limitera à des observations au-dessus de la mer, en proche infra-rouge. On bénéficiera de l'influence nulle de l'eau de mer et on n'aura à s'affranchir que de la réflexion spéculaire de surface.

Aux latitudes moyennes, la plupart des satellites d'observation passent vers midi ; les analyses types des signaux seront donc faites pour un angle solaire zénithal $\Theta_s = 15^\circ$. Pour ces observations de midi, le signal sera très proche des conditions de diffusion primaire aérosols et une analyse similaire à celle développée dans le cas des mesures au sol pourra être reconduite. Le problème essentiel sera la contamination du signal par la réflexion de surface et ce travail sera principalement axé sur la faisabilité de l'expérience.

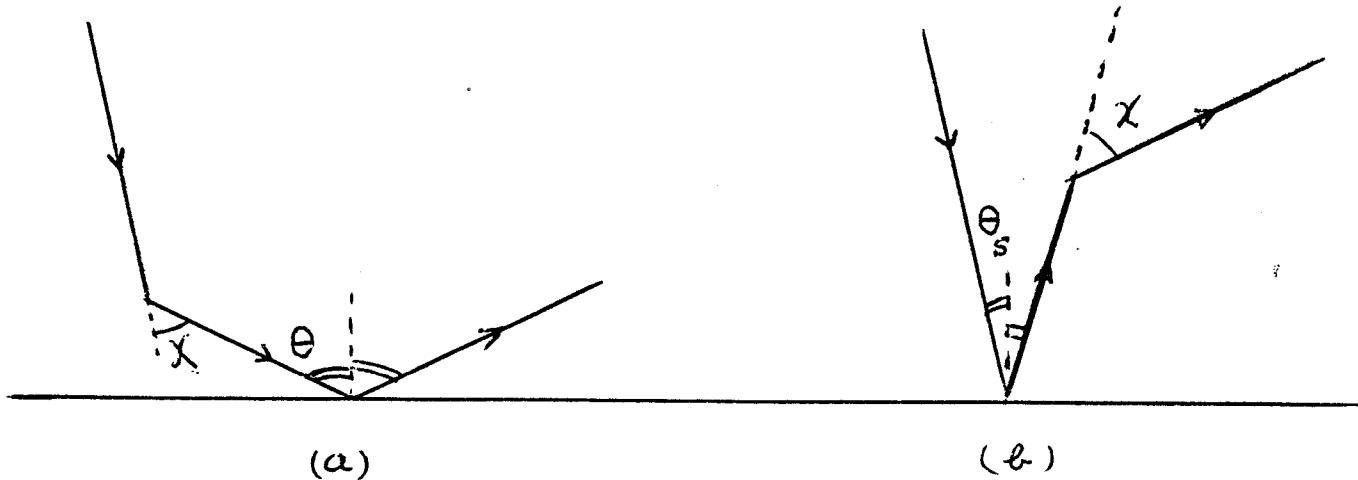
On examinera le signal pour deux états de la surface de la mer. Sur mer calme, la réflexion directe du flux solaire ne contaminera le signal atmosphérique que dans la direction spéculaire et on n'aura à tenir compte que du couplage océan atmosphère portant sur les luminances diffuses. En présence de vent, l'apparition des vagues étale la composante de réflexion spéculaire du faisceau solaire direct (phénomène de Glitter) et noie la composante atmosphérique autour de la direction spéculaire. On évaluera l'étendue de la plage angulaire ainsi altérée et on en déduira les conditions géométriques d'observation permettant d'obtenir proprement les mesures nécessaires à l'inversion de la polarisation.

II-4-2 Cas d'une mer plate, réflexion spéculaire

Le faisceau solaire direct et la luminance atmosphérique descendante sont réfléchis suivant les lois de Fresnel. La condition limite est donnée par la matrice de réflexion, dont les termes dépendent de l'indice de l'eau (ici 1,33). On a tracé figure II-10 les deux premiers coefficients de réflexion r_1 et r_2 en fonction de l'angle d'incidence ; r_1 donne la luminance totale réfléchie et r_2 la luminance polarisée pour un éclairement incident de lumière naturelle. On dispose d'une méthode de résolution de l'équation de transfert (ordres successifs) mise au point par Tanré [19] et incorporant la réflexion spéculaire. On a comparé, figure II-11, le taux de polarisation du rayonnement atmosphérique pur, P_A , à celui observé au-dessus d'une mer plate, P_{mer} . Les calculs correspondent à une observation dans le plan d'incidence, avec $\Theta_s = 15^\circ$, à $\lambda = 850$ nm pour une visibilité de 23 km ; avec le modèle C de granulométrie et deux valeurs de l'indice de réfraction : 1,33 et 1,50. La présence de l'eau

altère nettement les signaux. Elle préserve malgré tout l'information sur l'indice de réfraction, en particulier en rétrodiffusion. On aura cependant à soustraire la composante parasite du couplage océan atmosphère des mesures de réflectances totale et polarisée.

Ce terme de couplage sera évalué de façon approchée en ne tenant compte que d'une seule réflexion et en limitant les couplages aux termes du premier ordre en τ . Il comprendra donc d'une part le rayonnement atmosphérique diffus réfléchi par la mer (a), d'autre part la rediffusion par l'atmosphère du faisceau solaire réfléchi (b).



Si la luminance diffuse est approchée par la relation (II-4), on aura alors, respectivement pour la réflectance totale et la réflectance polarisée, pour des observations dans le plan d'incidence :

$$\rho_{AS}^{(1)} = \frac{\tau}{4\mu \mu_s} ((r_1(\theta) e^{-\tau/\mu} + r_2(\theta_s) e^{-\tau/\mu_s}) p(\chi) + (r_2(\theta) e^{-\tau/\mu} + r_2(\theta_s) e^{-\tau/\mu_s}) q(\chi)) \quad (II-21)$$

et

$$\rho_{AS}^{(1),P} = \frac{\tau}{4\mu \mu_s} ((r_1(\theta) e^{-\tau/\mu} + r_2(\theta_s) e^{-\tau/\mu_s}) q(\chi) + (r_2(\theta) e^{-\tau/\mu} + r_2(\theta_s) e^{-\tau/\mu_s}) p(\chi)) \quad (II-22)$$

où $p(\chi)$ et $q(\chi)$ sont les deux premiers termes de la matrice de diffusion.

Sur la figure II-12, les réflectances exactes calculées pour une mer plate (modèle C ; $m = 1,50$; 23 et 5 km de visibilité) sont comparées aux valeurs

(1)
approchées $\rho_A + \rho_{AS}$. L'effet de couplage, maximum autour de la direction spéculaire (compte tenu de la forte diffusion avant des aérosols), est très correctement restitué par l'équation II-21 dans le cas de la visibilité standard de 23 km, et reste raisonnablement approché pour la visibilité de 5 km.

L'approximation II-22 de la luminance polarisée est évaluée dans les mêmes conditions sur les figures II-13 a et b. La validité de cette approximation est comparable à la précédente. Les erreurs systématiques sur ρ_{AS}^P et $\rho_{AS}^{(1)}$ dans les équations II-21 et 22 étant de même sens, l'évaluation approchée du signal de polarisation atmosphérique par :

$$P_A^* = \frac{\rho^P - \rho_{AS}^{(1),P}}{\rho - \rho_{AS}^{(1)}} \quad (\text{II-23})$$

reste très convenable, même pour $V = 5$ km, comme le montre la figure II-14, où cette expression II-23 est comparée au taux de polarisation exact correspondant à l'atmosphère seule.

3) Cas d'une mer agitée - Glitter

En négligeant les effets d'écume et de moutonnement qui représentent moins de 1 % de la surface [20], le terme de réflexion devra tenir compte de chaque facette de vague par l'intermédiaire d'une fonction de probabilité de pente des vagues [21] qui dépendra de la vitesse de vent.

L'introduction de cette distribution de pentes :

1) Modifiera l'expression du terme de couplage ρ_{AS} , évalué plus haut dans le cas d'une mer plate ;

2) et surtout étalera le faisceau solaire réfléchi, de sorte que le rayonnement atmosphérique cherché sera noyé dans toute cette zone de Glitter.

Formellement, le signal observé s'écrira maintenant :

$$\rho = \rho_A + \rho_{AS} + \rho_G e^{-\tau(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_s})} \quad (\text{II-24})$$

$$\rho^P = \rho_A^P + \rho_{AS}^P + \rho_G^P e^{-\tau(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_s})} \quad (\text{II-25})$$

où ρ_G et ρ_G^p sont les réflectances glitter que l'on observerait en absence d'atmosphère.

La résolution exacte de l'équation de transfert en présence d'une surface rugueuse est particulièrement lourde, et sa mise en oeuvre n'a pas été retenue pour cette étude de faisabilité. Aux faibles vitesses de vent, la directionnalité du glitter restant nettement marquée, ρ_{AS} et ρ_{AS}^p , dans les équations II-23 et 24, resteront très voisines des expressions approchées II-21 et 22. Dans le cas de surfaces plus agitées, $r_1(\theta)$ et $r_2(\theta)$ dans ρ_{AS} devront être remplacés par des valeurs moyennes, tenant compte du diagramme du rayonnement atmosphérique descendant, et une évaluation plus précise de ρ_{AS}^p sera à étudier. Mais ces termes de couplage resteront du même ordre de grandeur et seront modélisables d'une façon similaire.

Le problème essentiel reste donc de trouver des géométries d'observation telles qu'on puisse observer les taux de polarisation, aux angles nécessaires pour l'inversion, sans que la contamination du glitter soit excessive. Il est clair que l'on aura intérêt, si nécessaire, à observer en dehors du plan d'incidence du soleil.

Dans le cas d'une orbite polaire, en balayant dans un plan incliné d'un angle α sur la verticale, et de trace parallèle à la sous-trace du satellite, on pourra observer une même cible sous différents angles de diffusion Ψ .

Sur la figure II-15, en coordonnées polaires, on a tracé, dans le cas d'un soleil à 15° de la verticale, les lieux des points iso-angle de diffusion Ψ et les sous-traces du plan d'observation, pour deux valeurs de l'angle de dépointage α par rapport au plan du soleil ($\alpha = 20^\circ$ et 40°). On voit que, pour des dépointages de 20° à 30° , on garde la possibilité d'observer des angles de diffusion dans la plage utile $\Psi \approx 100^\circ$ à 150° environ.

On a par ailleurs comparé, pour le modèle C d'indice 1,50 et une visibilité de 5 km, les signaux mesurés sur mer plate à ceux observés en présence de glitter, pour une vitesse de 10 m/s. Dans ce dernier cas, les réflectances, calculées à l'aide de la relation II-23, correspondent à un terme de couplage ρ_{AS} spéculaire. Les réflectances totales, figure II-16 sont données en pour cent. Même pour des observations dans le plan du soleil, les deux plages nécessaires pour l'inversion ($\Psi \approx 80^\circ - 100^\circ$; $140^\circ - 160^\circ$, cf. chapitre I)

sont abritées du glitter ; le dépointage élargit la première plage. Les mêmes conclusions sont reconduites pour la réflectance polarisée, figure II-17, à de légères nuances près, liées à l'allure de $r_2(\theta)$ (cf. figure II-10). L'effet du glitter est moins symétrique par rapport à la direction spéculaire que pour la réflectance totale, les mesures étant plus dégradées au limbe qu'à la verticale.

Pour des angles d'incidence solaire plus élevés les coefficients de réflexion seront plus forts, mais les plages angulaires intéressantes, en particulier la rétrodiffusion, seront moins affectées. De façon générale une exploration plus systématique des conditions de l'observation (différentes valeurs de θ_s et du dépointage) est à entreprendre mais il semble bien que les effets de dégradation du glitter puissent être assez bien minimisés par un dépointage, et leur influence résiduelle modélisée.

4) Discussion

Les résultats présentés ici souffrent de l'absence d'un calcul exact du signal en présence de glitter. Dans le cadre d'une intercomparaison des méthodes de résolution de l'équation de transfert entreprise avec l'Université de Cologne, l'incorporation de cette réflexion dans le programme des ordres successifs de diffusion est en cours.

L'étude semi-qualitative présentée montre cependant que l'expérience est envisageable, le dépointage du plan d'observation permettant de réduire la contamination directe du glitter à un niveau tolérable et le couplage surface-atmosphère pouvant être modélisé avec une précision raisonnable.

Une étude plus poussée reste cependant à faire de façon

1er) à préciser la dépendance du terme de couplage en fonction de l'état de surface, actuellement approché dans le cas spéculaire ; avec comme conséquence l'opportunité d'une mesure annexe de la vitesse du vent, à 3,7 μm par exemple.

2ème) à analyser plus finement la modélisation précise du terme de couplage ρ_{AS} .

Ces deux études doivent être menées dans le cadre de simulations de l'inversion des mesures, les précisions requises étant évidemment à évaluer en fonction des erreurs systématiques qu'elles entraînent sur les valeurs inversées de la granulométrie et de l'indice de réfraction des particules.

Dans l'état actuel cette inversion peut être envisagée de la façon suivante : la signature prépondérante dans le signal, en réflectance totale (cf. figure II-12) et en polarisation (cf. figure II-11), du terme atmosphérique pur permet d'envisager un processus itératif rapidement convergent. Une correction similaire à celle mise en oeuvre pour les mesures sol, des diffusions multiples et de la diffusion moléculaire donnera le taux de polarisation en diffusion primaire des aérosols, qui, inversé aux deux longueurs d'onde, permettra de préciser convenablement le modèle d'aérosols, tant en granulométrie qu'en indice de réfraction. La réflectance totale mesurée donnera alors l'épaisseur optique, à l'aide des relations II-3 et 4, dans les régions où le couplage océan-atmosphère est faible. On disposera alors d'une première estimation de la correction de couplage, à affiner après la deuxième inversion. La faisabilité de l'expérience présente une très bonne probabilité et un survol de l'Atlantique par un ballon CNES est envisagé au cours de l'été 85, avec un polarimètre du même type que celui utilisé pour l'expérience stratosphérique, mais ici avec une optique de visée vers le bas.

D'autres objectifs de ce type d'expérience peuvent être recherchés dans l'étude des signatures en polarisation des nuages ou des sites terrestres en proche infra-rouge, où la composante atmosphérique deviendra au contraire une simple perturbation.

II-5 EXPERIENCE BALLON, MESURE DES AEROSOLS STRATOSPHERIQUES

II-5-1 Introduction

On sait que les aérosols stratosphériques pourraient avoir un impact notable sur le bilan radiatif, surtout en période post-volcanique. L'observation satellitaire (type SAM ou SAGE) permet un suivi à l'échelle planétaire de ces aérosols stratosphériques. L'observation directe de ces aérosols depuis le sol est en général impossible sauf à partir de tirs LIDAR. Dans ces deux types d'expériences, on obtient la répartition en altitude de l'épaisseur optique et sa dépendance spectrale, qui peut donner une première indication de la granulométrie. Mais la polarisation, en plus de sa propre capacité à décrire

la granulométrie, peut donner l'indice de réfraction des particules, donnée utile à l'identification chimique des aérosols et qui permet un bilan radiatif plus précis. Par ailleurs ici encore la polarisation peut aider à la validation de la sphéricité des particules, hypothèse indispensable à l'inversion des mesures multispectrales de transmission ou de rétrodiffusion.

Les problèmes d'observation in-situ des aérosols stratosphériques sont liés à leur raréfaction. L'embarquement d'un complexe néphélométrique (Gibson F.W., 1976, {22}) est possible et on dispose certainement de détecteurs suffisamment sensibles pour effectuer des mesures de diffusion primaire dans le spectre visible. Mais l'analyse portera alors plus sur la perturbation de la diffusion moléculaire que sur les propriétés propres aux aérosols. On peut s'affranchir partiellement du Rayleigh en travaillant en proche infra-rouge mais les détecteurs sont moins sensibles et l'utilisation d'un complexe néphélométrique semble délicate. On a retenu une mesure semi-locale, à partir d'un ballon stratosphérique en utilisant le soleil comme source et en balayant horizontalement la couche atmosphérique sondée à l'aide d'un détecteur tournant. Si le milieu est homogène à une altitude donnée, pour un soleil assez bas sur l'horizon, ce balayage nous donnera la fonction de phase et le taux de polarisation des aérosols.

Le premier aspect de ce travail a porté sur l'étude de faisabilité, le problème étant de se dégager de la diffusion moléculaire. Du point de vue technologique, un prototype d'appareil a été construit et testé et est actuellement opérationnel sur la station toit (cf. II-3). Une version définitive du polarimètre a été embarquée fin 83 pour un premier vol technologique sur ballon stratosphérique.

II-5-2 Géométrie de l'observation et calcul du signal

La géométrie de l'expérience est décrite sur la figure II-18. Le polarimètre effectue un balayage dans le plan horizontal (P), soit :
 $\Theta = \Pi/2$ constant.

On mesure, en fonction de φ_v et à 2 longueurs d'onde (850 nm et 1600 nm), la réflectance $\rho_\lambda(\varphi_v)$ et le taux de polarisation $P_\lambda(\varphi_v)$. La composante polarisée est toujours rectiligne. Suivant λ et φ_v , elle peut être parallèle ou perpendiculaire au plan de diffusion. On explorera dans un balayage la plage d'angles de diffusion :

$$\theta_s \leq \Psi \leq \pi - \theta_s \quad (\text{II-26})$$

L'estimation du signal est faite dans l'approximation de diffusion primaire ; on aura alors :

$$\rho = \rho_R + \rho_p \approx \frac{\tau_R p_R(\Psi) + \tau_p p_p(\Psi)}{4} \quad (\text{II-27})$$

et une expression identique pour la réflectance polarisée ; τ_R et τ_p sont les épaisseurs optiques comptées sur un trajet horizontal OM à partir du ballon. Si $\sigma(z)$ est le coefficient de diffusion

$$\tau = \int_0^{\infty} \sigma(z(x)) dx$$

ou

$$\tau \approx \int_0^{\infty} \sigma(z_o) e^{-x^2/2RH} dx \quad (\text{II-28})$$

si H est l'échelle de hauteur du constituant et $\sigma(z_o)$ son coefficient de diffusion au niveau du ballon ; soit

$$\tau_R \approx \sqrt{\frac{\pi R H_R}{2}} \quad \sigma_m(z_o) ; \quad \tau_p \approx \sqrt{\frac{\pi R H_p}{2}} \quad \sigma_p(z_o) \quad (\text{II-29})$$

avec $R \approx 6370$ km, $z_o = 20$ km ; et $H_R \approx H_p \approx 6$ km.

L'épaisseur optique moléculaire est toujours définie à l'aide du profil P-T de l'atmosphère U.S. standard. Les abondances plancher aérosols sont celles du modèle Lowtran. Dans ces conditions le tableau II-5 donne les épaisseurs optiques vues depuis l'altitude 20 km, avec, pour les aérosols, deux hypothèses sur la granulométrie. Ces données correspondent à une abondance minimum des aérosols. Les distributions observées par SAGE indiquent qu'aux latitudes moyennes, on peut espérer des valeurs de τ_p 5 à 10 fois supérieures.

Le tableau II-5 permet de dégager les points suivants :

- 1) En cas d'abondances plancher ou à des altitudes plus élevées, la comparaison des épaisseurs optiques Rayleigh-aérosols exclue, du moins pour la mesure de la polarisation, l'utilisation de mesures en lumière visible.
- 2) Même dans le cas d'abondances d'aérosols d'un ordre de grandeur plus fortes que les abondances plancher, l'approximation de diffusion primaire reste raisonnable au-delà de $\lambda = 850$ nm, du moins pour un calcul de faisabilité

et pour une première analyse. L'effet de sol sera négligeable pour les conditions matinales de l'éclairement solaire. Une simulation plus fine du signal demandera un effort particulier, lié à la géométrie du problème, et nécessitera la mise en oeuvre de la méthode de Monte-Carlo.

II-5-3 Etude du signal

On a simulé le signal pour une mesure dans le plan horizontal à l'altitude 20 km. Le modèle d'aérosols est le modèle C d'indice 1,50 avec les abondances plancher, et le soleil est à l'horizon. On se placera toujours à $\lambda = 850$ nm où la contamination du Rayleigh est la plus forte. La réflectance totale prévue est comparée à celle obtenue par ciel clair (pas d'aérosols), figure II-19.

La composante aérosols ne se dégage vraiment du Rayleigh qu'en prodiffusion. On a malgré tout considéré cette mesure de l'auréole comme annexe compte tenu des contraintes techniques de l'observation : si la précision du pointé semble assurée par la symétrie du signal par rapport au plan du soleil, la résolution angulaire prévue (de l'ordre de 6°) est trop pauvre pour ce genre de technique. D'autre part, on perd vite l'essentiel de l'information contenu dans la direction avant avec la course du soleil (cf. relation II-25).

En l'absence de mesures de transmission et avec les limites énoncées plus haut des mesures en prodiffusion, la description des aérosols requiert la mesure de la polarisation à deux longueurs d'onde ; ici 850 nm et 1600 nm (cf. I-4-3). Les taux de polarisation simulés dans les conditions de la figure II-19, figure II-20, sont comparés au signal moléculaire pur, toujours à $\lambda = 850$ nm. De ce signal, fortement marqué par la contribution de la diffusion moléculaire, on peut chercher à extraire le taux de polarisation propre aux aérosols :

$$P_p(\Psi) = \frac{P \rho(\Psi) - \rho_R^P(\Psi)}{\rho(\Psi) - \rho_R(\Psi)} \quad (\text{II-30})$$

à partir des mesures de la réflectance ρ et du taux de polarisation P .

La connaissance précise des composantes moléculaires ρ_R et ρ_R^P est liée aux mesures pression-température au niveau de vol. Les incertitudes prévues sont respectivement $\Delta p \sim 0,7$ mbar et $\Delta T \sim 1^\circ K$ vers 20 km d'altitude. Une deuxième source d'erreur est la mesure de l'inclinaison sur l'horizontale de l'axe de visée. Cette inclinaison a une incidence sensible sur les réflectances totales comme l'indique la figure II-19 où deux hypothèses de dépointage ($\pm 1^\circ$) sont envisagées ; alors que le taux de polarisation est très peu sensible à cette inclinaison, comme conséquence de l'égalité des échelles de hauteur moléculaire et aérosols. Un clinomètre, d'une précision de l'ordre de $1/50^\circ$, devrait permettre d'éliminer cette source d'erreur.

Dans ces conditions, l'erreur sur $P_p(\Psi)$ viendra essentiellement de l'erreur de calibration en réflectance de l'appareil que l'on peut estimer dans le meilleur des cas à :

$$\frac{\Delta p}{p} \sim 5\%$$

Les figures II-21 et II-22 montrent les incertitudes qui en résultent sur $P_p(\Psi)$, toujours à $\lambda = 850$ nm, pour deux abondances d'aérosols (plancher et 5 fois plancher). Même pour l'abondance minimum, et à cette longueur d'onde la plus défavorable, la restitution de $P_p(\Psi)$ est qualitativement suffisante pour distinguer les signatures de particules d'indices différents.

II-5-4 Perspectives du projet et discussion

Le prototype du polarimètre a été incorporé à la station toit et une version ballon de l'appareil a été réalisée sur le même principe : une roue porte filtre (filtre à $\lambda = 850$ nm, filtre à 1600 nm, prise du zéro, et mesure du 100 % de polarisation à l'aide d'un analyseur) défile devant le détecteur avec une période de l'ordre de 1 seconde. Le balayage horizontal, d'une période de 1 minute permet une mesure aux deux longueurs d'onde avec un pas $\Delta\Psi \approx 6^\circ$ suffisant pour préserver les détails caractéristiques de $P(\Psi)$ et comparable à l'ouverture angulaire $\Delta\theta \sim 2^\circ$ choisie compte tenu de la sensibilité du détecteur. Cette ouverture angulaire correspond d'autre part à la visée d'une couche de 2 km d'altitude, raisonnable pour une hypothèse d'homogénéité verticale.

Le premier vol technologique de cet appareil sur un ballon plafonnant à 20 km a eu lieu avec succès en décembre 1983. Ce vol a démontré la faisabilité technique de l'expérience, et a permis de mettre en évidence, vers 20 km, la présence d'une forte densité d'aérosols ($\sigma_p \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}$ à $\lambda = 850 \text{ nm}$), nettement sphériques et assez homogènes pour qu'une bonne inversion du problème soit envisageable.

Les résultats de ce vol et leur analyse sont donnés dans l'annexe II-2 ; la phase suivante de l'expérience consistera à répéter ce type de mesure à partir d'un ballon à clapet ce qui permettra une escalade en altitudes et un sondage plus précis des aérosols stratosphériques.

II-6 CONCLUSION

Les expériences présentées ont des degrés d'avancement divers. La station de mesures au sol, via les campagnes réalisées, présente dès maintenant un caractère opérationnel à accentuer par une automatisation plus poussée des mesures. Indépendamment de l'utilisation future de cette station dans des campagnes de mesures (en particulier sur les aérosols sahariens), il est nécessaire d'envisager la création de stations de mesures réduites : calibration de Landsat sur le site d'Avignon, réseau d'observation des aérosols sahariens.

L'expérience ballon a dépassé la phase d'essai en vol. En dehors des problèmes techniques rencontrés, la faisabilité scientifique a été vérifiée lors de ce premier vol (abondance suffisante des aérosols, stabilité de la nacelle, hypothèse de sphéricité des particules, homogénéité horizontale de la couche sondée). Si l'intérêt de l'expérience est démontré, il reste à valider les résultats par comparaison avec d'autres expériences (LIDAR, autres expériences ballon, SAGE 2...), ce qui est planifié pour 1984.

La détection depuis l'espace des aérosols troposphériques est réduite ici à l'étude de faisabilité. Les mesures de polarisation faites au sol constituent cependant une première étape de validation de cette expérience. Le survol par un ballon C.N.E.S. de l'Océan Atlantique devrait permettre une seconde étape plus probante.

La décomposition actuelle du signal montre que l'on doit pouvoir retrouver l'essentiel des propriétés de diffusion primaire des aérosols. Ces formulations simples des réflectances nécessitent malgré tout quelques affinements, en particulier par une compréhension plus poussée des mécanismes de formation de la réflectance polarisée.

TABLEAU II-1

Variation spectrale des épaisseurs optiques Rayleigh et aérosols. Les épaisseurs optiques aérosols correspondent à la granulométrie, modèle C, à un indice de réfraction des particules de 1,50 et à une visibilité de 23 km.

λ nm	450	550	650	850	1600
τ_R	0,2157	0,0948	0,0481	0,0163	0,0013
τ_A	0,2801	0,2348	0,2011	0,1551	0,0824

TABLEAU II-2

Principales caractéristiques du fichier SPOT

- Longueur d'onde : 450 nm, 550 nm, 650 nm, 850 nm.
- Angle d'incidence : $\theta_o = 15^\circ, 41^\circ, 60^\circ, 75^\circ$.
- Angles d'émergence :
(24 angles de Gauss)
 $\theta = 2^\circ 50', 6^\circ 30', 10^\circ 13', 13^\circ 56', 17^\circ 38', 21^\circ 21',$
 $25^\circ 02', 28^\circ 46', 32^\circ 30', 36^\circ 10', 39^\circ 54', 43^\circ 37',$
 $47^\circ 19', 51^\circ 2', 54^\circ 45', 58^\circ 28', 62^\circ 10', 65^\circ 53',$
 $69^\circ 35', 73^\circ 18', 77^\circ, 80^\circ 43', 84^\circ 26', 88^\circ 8'.$
- 2 indices de réfraction pour le modèle C : 1,33 et 1,50
- Distribution verticale des aérosols suivant Mc Clatchey et al. {8}
- Distribution verticale du Rayleigh, profil U.S. standard.
- Calcul en ciel clair (Rayleigh seul).
- 4 visibilités V : 50 km, 23 km, 8 km, 5 km, correspondant respectivement à des épaisseurs optiques de particules de 0,027 ; 0,166 ; 0,452 ; 0,552 à $\lambda = 850$ nm.
- Dans tous les cas, calcul du signal atmosphérique (sol noir) et de la composante aérosols ($\tau_R = 0$).
- Nombreux cas test avec un sol lambertien de réflectance 0,5.

TABLEAU II-3

Composantes du signal de l'auréole mesurées dans le plan d'incidence du soleil. Les réflectances sont données en %, pour $\theta_s = 41^\circ$, $\lambda = 850 \text{ nm}$ et pour 2 valeurs de la visibilité ; soit respectivement $\tau_p = 0,166$ et $0,552$.

V Ψ °	23 km				05 km			
	1	5	12	30	1	5	12	30
ρ_A	61,0	50,3	32,3	11,9	139	116	78,0	31,2
ρ_P	61,8	50,6	32,4	11,6	142	119	79,3	31,4
$\rho_P^{(1)}$	60,2	49,7	31,5	10,9	128	107	68,7	24,3
ρ_R	0,79	0,75	0,68	0,54	0,79	0,75	0,68	0,54
$\rho_p^1 / \rho_P (\%)$	97	98	97	94	90	90	87	77

TABLEAU II-4

Comparaison entre la fonction de phase $p(\Psi)$ et sa restitution itérative à différents ordres à partir du signal.

Ψ°	exact	ordre 0	ordre 2	ordre 4	ordre 6
1	45,6	48,5	46,5	46,1	46,0
3	27,9	29,7	27,7	27,2	27,1
7	14,5	15,5	13,5	13,2	13,2
15	7,93	9,10	7,29	7,01	6,96
24	4,73	6,16	4,58	4,36	4,33
$\sigma(\%)$	0	16	2	0,3	0,03

TABLEAU II-5

Epaisseur optique visée à l'horizontale depuis l'altitude 20 km.
Rayleigh et modèles "H" et "C" ; $m = 1,45$.

$\lambda \text{ nm}$	450	550	650	750	850	1050	1600
$R : \tau_m$	0,532	0,238	0,122	0,069	0,042	0,018	0,003
$A^{(H)} : \tau_p$	0,085	0,060	0,043	0,032	0,025	0,016	0,007
$A^{(C)} : \tau_p$	0,073	0,060	0,051	0,044	0,039	0,031	0,021

B I B L I O G R A P H I E

- {1} Norton C.C., Mosher F.R., Hinton B., Martin D.W., Santek D. and Kuhlow W. (1980) "A Model for Calculating Desert Aerosol Turbidity over Oceans from Geostationary Satellite Data", *J. Applied Met.*, 19, 6, 633.
- {2} Otterman J., Fraser R.S., Bahethi O.P. (1982) "Characterization of Tropospheric Desert Aerosols at Solar Wavelengths by Multispectral Radiometry from Landsat" *J. Geophys. Res.* 87, 1270.
- {3} Lenoble J., Tanré D., Deschamps P.Y. and Herman M. (1982) "A simple method to compute the change in earth atmosphere radiative balance due to a stratospheric aerosol layer" *J.A.S.*, 39, 2565.
- {4} Mass C. and Schneider S.H. (1977) "Statistical evidence of simspots and volcanic dust on long-term temperature records" *J.A.S.*, 34, 1995-2004.
- {5} World Climate Research Programme. Report of the Meeting of JSC Experts on "Aerosols and Climate" Genève, 27-31 Octobre 1980.
- {6} Tanré D., Herman M., Deschamps P.Y. and De Leffe A. (1979) "Atmospheric Modeling for Space Measurements of Ground Reflectances, Including Bidirectionnal Properties" *Applied Optics* 18, 3587.
- {7} Herman M. et Tanré D. (1978) "Etude des effets d'atmosphère sur les mesures de réflectance faites dans le visible, à partir de satellite" Rapport de contrat C.N.E.S.
- {8} 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 N° 354.
- {9} Gordon H.R. (1978) "Removal of Atmospheric Effects from Satellite Imagery of the Oceans", *Appl. Opt.*, 17, 1631.
- {10} Viollier M., Balois Y., Lecomte P. (1979) "Wavelength Dependence of the Aerosol Optical Thickness" O.C.S. Workshop, Ispra.

- {11} Fouquart Y., Bonnel B., Cerf A., Chaoui Roquai M., Smith L., Vanhoutte J.C. (1983) "Size Distribution and Optical Properties of Saharan Aerosols during ECLATS" Workshop Williamsburg.
- {12} Weinman J.A., Twitly J.T., Browning S.R., Herman B.M. (1975) "Derivation of Phase Functions from Multiply Scattered Sunlight Transmitted through a Hazy Atmosphere" J.A.S., 32, 577.
- {13} King M.D. (1978) "Aerosol Size Distributions obtained by Inversion of Spectral Optical Depth Measurements" J.A.S., 35, 2155.
- {14} Chaoui Roquai M., Thèse de 3ème cycle, en cours de rédaction
- {15} Deirmendjian, "Scattering and Polarization Properties of Polydispersed Suspensions with Partial Absorption" in Electromagnetic Scattering International Series of Monographs on Electromagnetic Waves, Vol. 5, M. Kerker, Ed. (Pergamon, New York 1963).
- {16} Irvine W.M. (1965) "Multiple scattering by large particles" Astrophys. J., 142, 1563.
- {17} Balois J.Y., Chaoui Roquai M., Devaux C., Gonzales L., Herman M., Lecomte P., Panhaleux J.M., Santer R., Verwaerde C. (1983) "Station Sol de Mesures Passives des Aérosols", Rapport interne, L.O.A., Lille.
- {18} Tanré D. (1982) "Interactions Rayonnement-Aérosols. Applications à la Télédétection et au Calcul du Bilan Radiatif", Thèse d'Etat, Lille.
- {19} Tanré D. (1977) "Etude de l'Influence des Aérosols sur le Rayonnement Terrestre rediffusé", Thèse de 3ème cycle, Lille.
- {20} Ross D.B. and Cardone V. (1974) "Observation of Oceanic Whitecaps and their Relation to Remote Measurements of Surface wind Speed" J.G.R., 79, 444.
- {21} Cose C., Munk W. (1956) "Slopes of the sea deduced from photographs of sun glitter" University of Cal. Press, Berkley.

- {22} Gibson F.W. (1976) "In Situ Photometric Observations of Angular Scattering from Atmospheric Aerosols" Applied Optics, 15, 10, 2520.
- {23} Ackerman M., Lippens C. and Muller C. (1981) "Stratospheric Aerosols Properties from Earth Limb Photography", Nature, 292, 587.

30 km

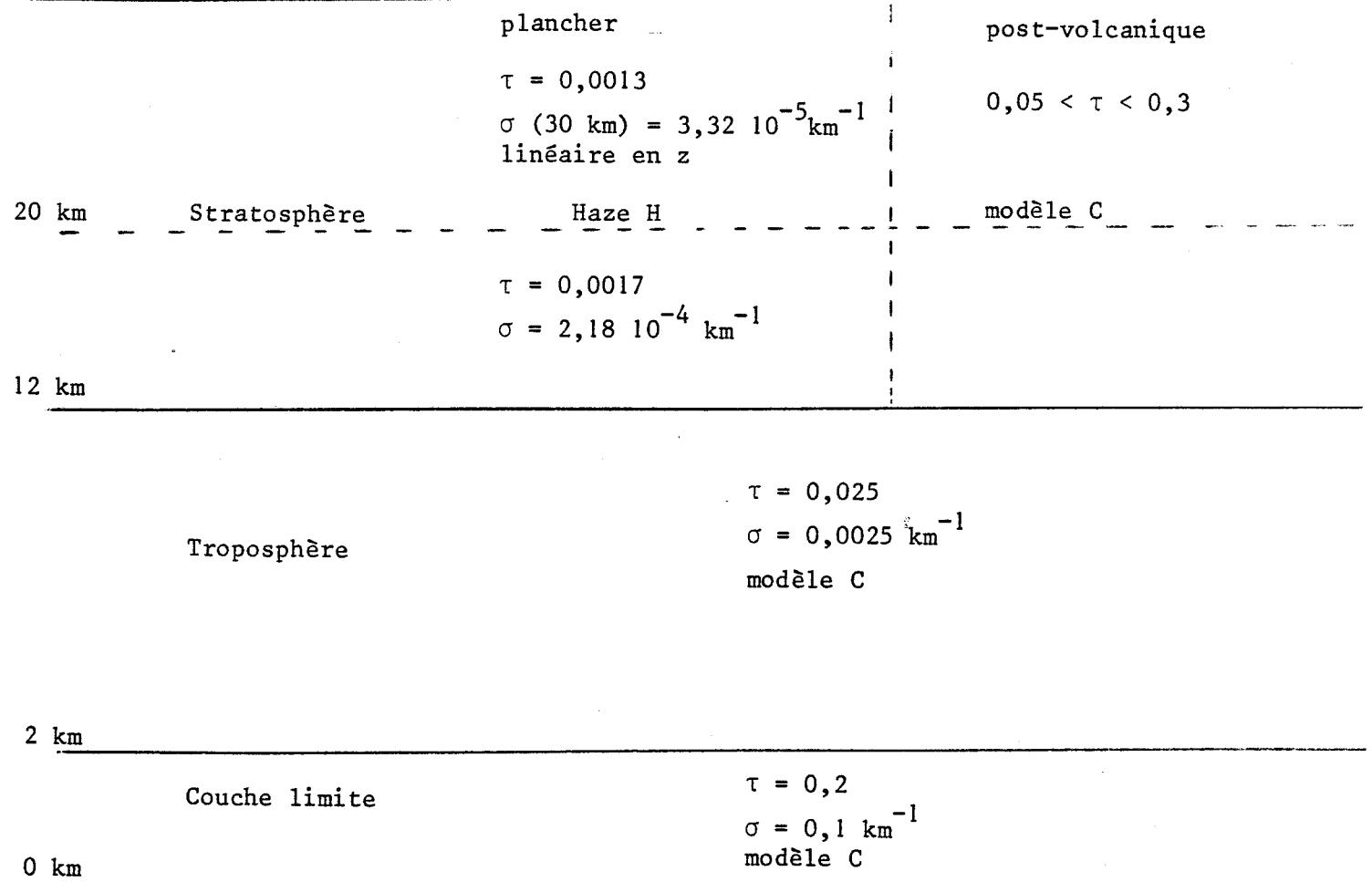
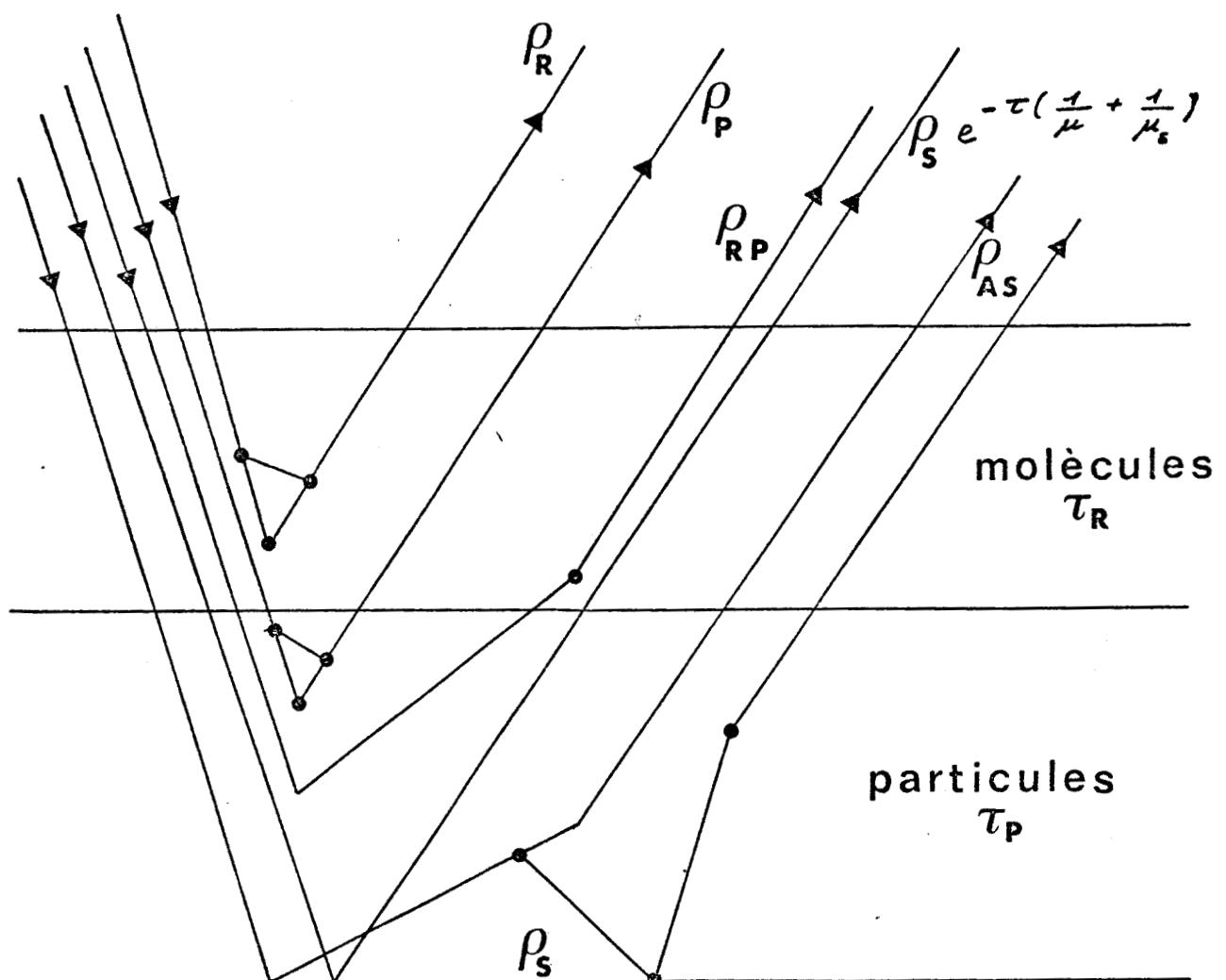


Figure II-1 : Description schématique de la situation continentale standard.

Les épaisseurs optiques et les coefficients d'extinction sont donnés à $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$, d'après les valeurs de la W.M.O. Les granulométries d'aérosols sont celles déjà définies et proches de celles utilisées par la W.M.O.

Figure II-2 : Décomposition du rayonnement suivant l'origine des photons



Modèle C, $m = 1,50$, $\Theta_s = 75^\circ$, $V = 8 \text{ km}$.

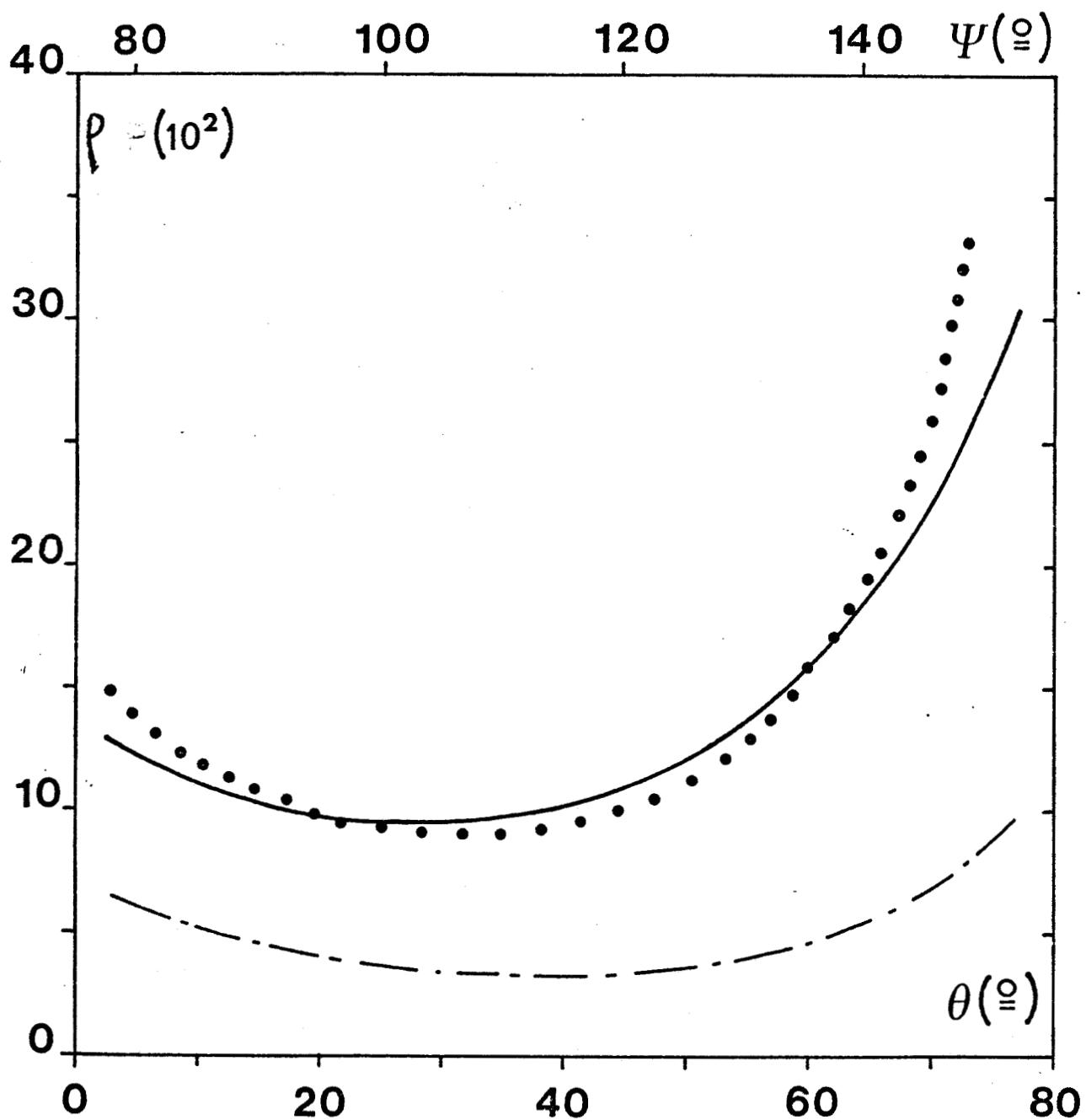


Figure II-3 : Restitution approchée de la réflectance descendante. La réflectance atmosphérique exacte (—) est restituée (••) à l'aide de la relation II-15. On a d'autre part reporté la réflectance en diffusion primaire des aérosols (---)

Modèle C, $m = 1,50$, $\theta_s = 60^\circ$, $V = 5 \text{ km}$.

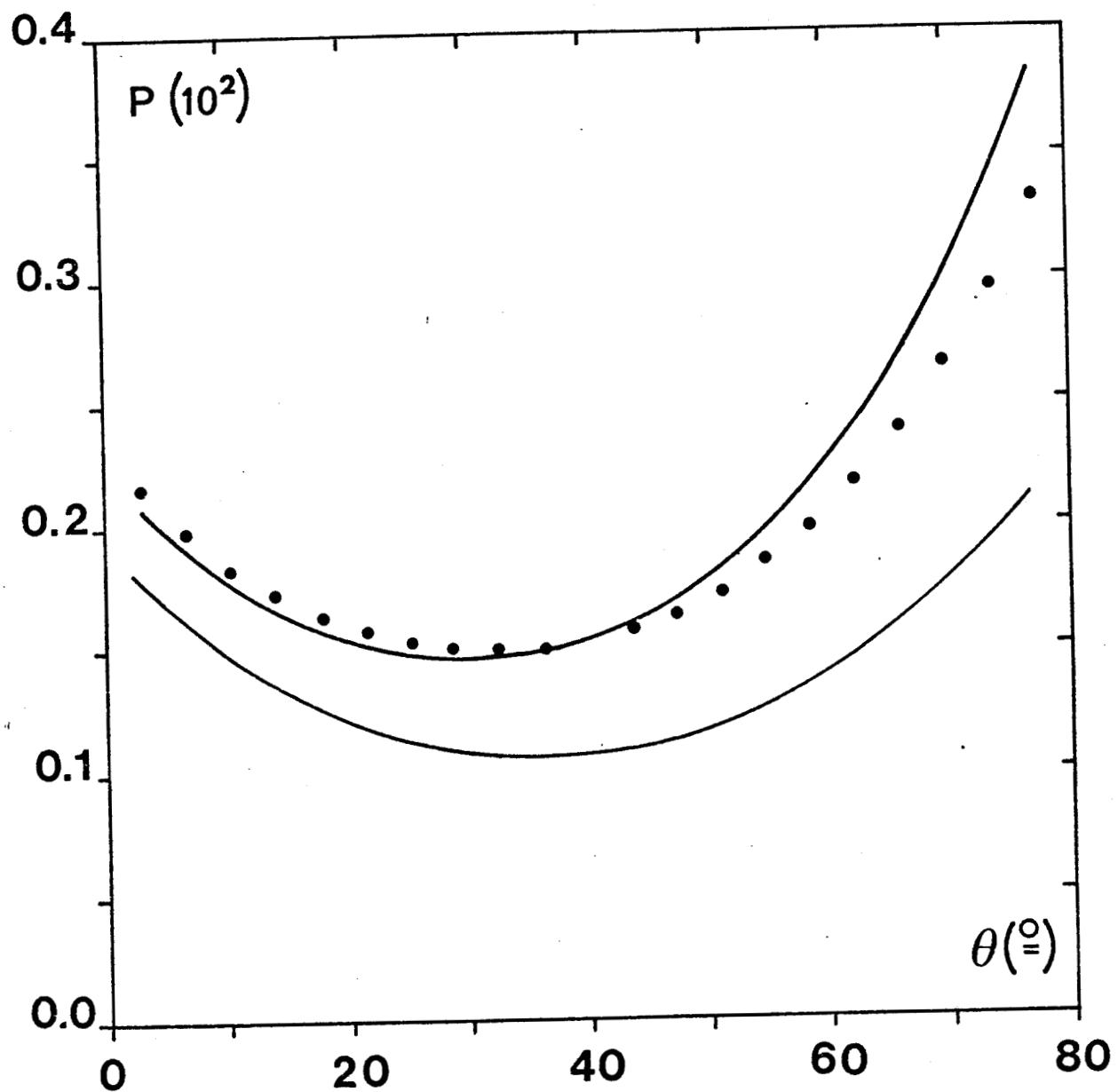


Figure II-4 : Validité de l'approximation du couplage sol-atmosphère.

La réflectance descendante (—), pour un sol lambertien ($\rho_s = 0,5$) est approchée (• •) à partir de la réflectance atmosphérique ($\rho_s = 0$) (—) et de l'approximation de couplage II-17.

Modèle C, $m = 1,50$, $\theta_s = 75^\circ$, $V = 8 \text{ km}$.

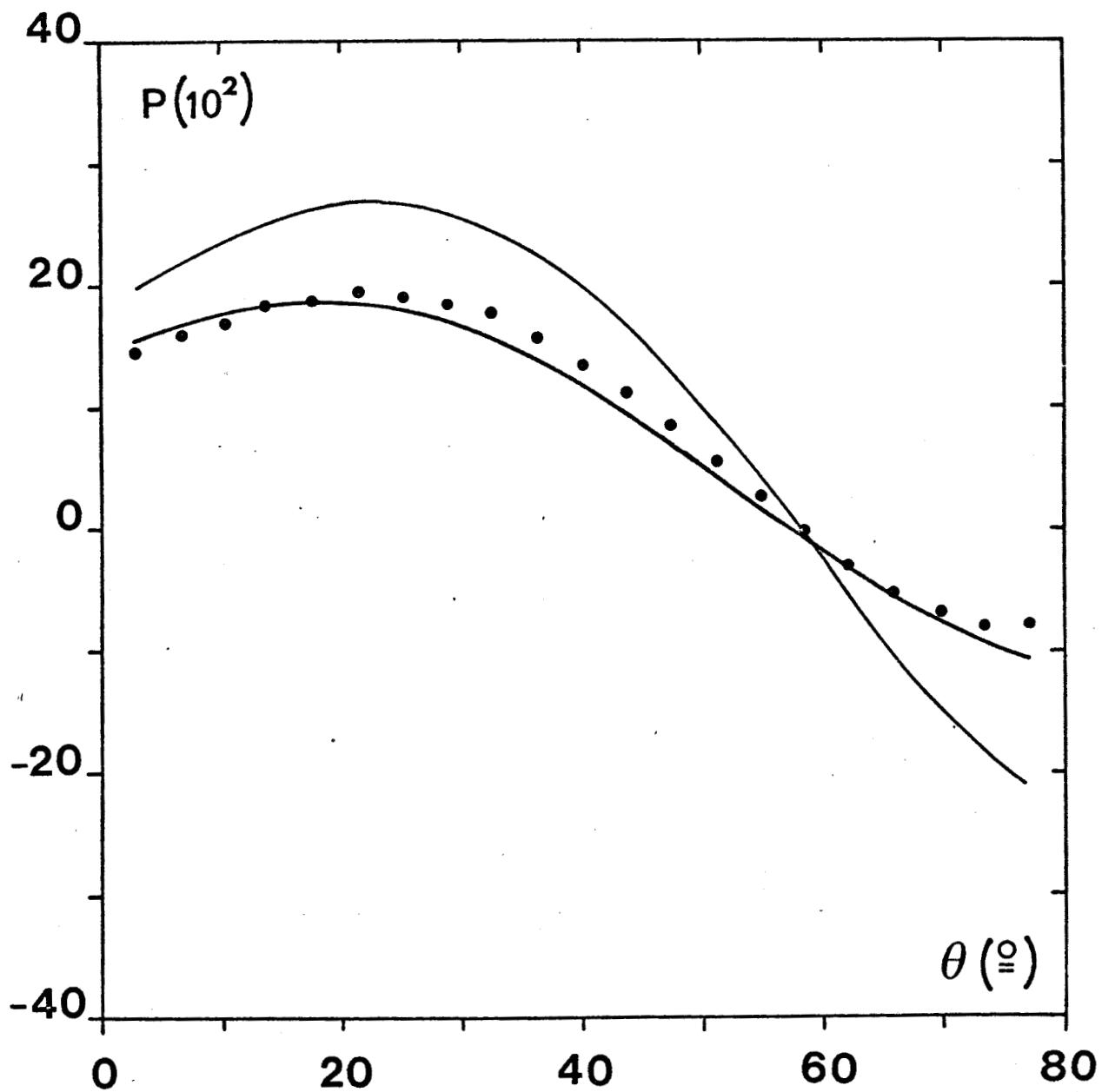


Figure II-5 : Calcul approché du facteur de dépolarisation. Le taux de polarisation en diffusions multiples des aérosols seuls (—) est comparé à sa restitution (••) à l'aide de la relation II-18 à partir du calcul en diffusion primaire (---).

Modèle C, $m = 1,50$, $\theta_s = 75^\circ$, $V = 8 \text{ km}$.

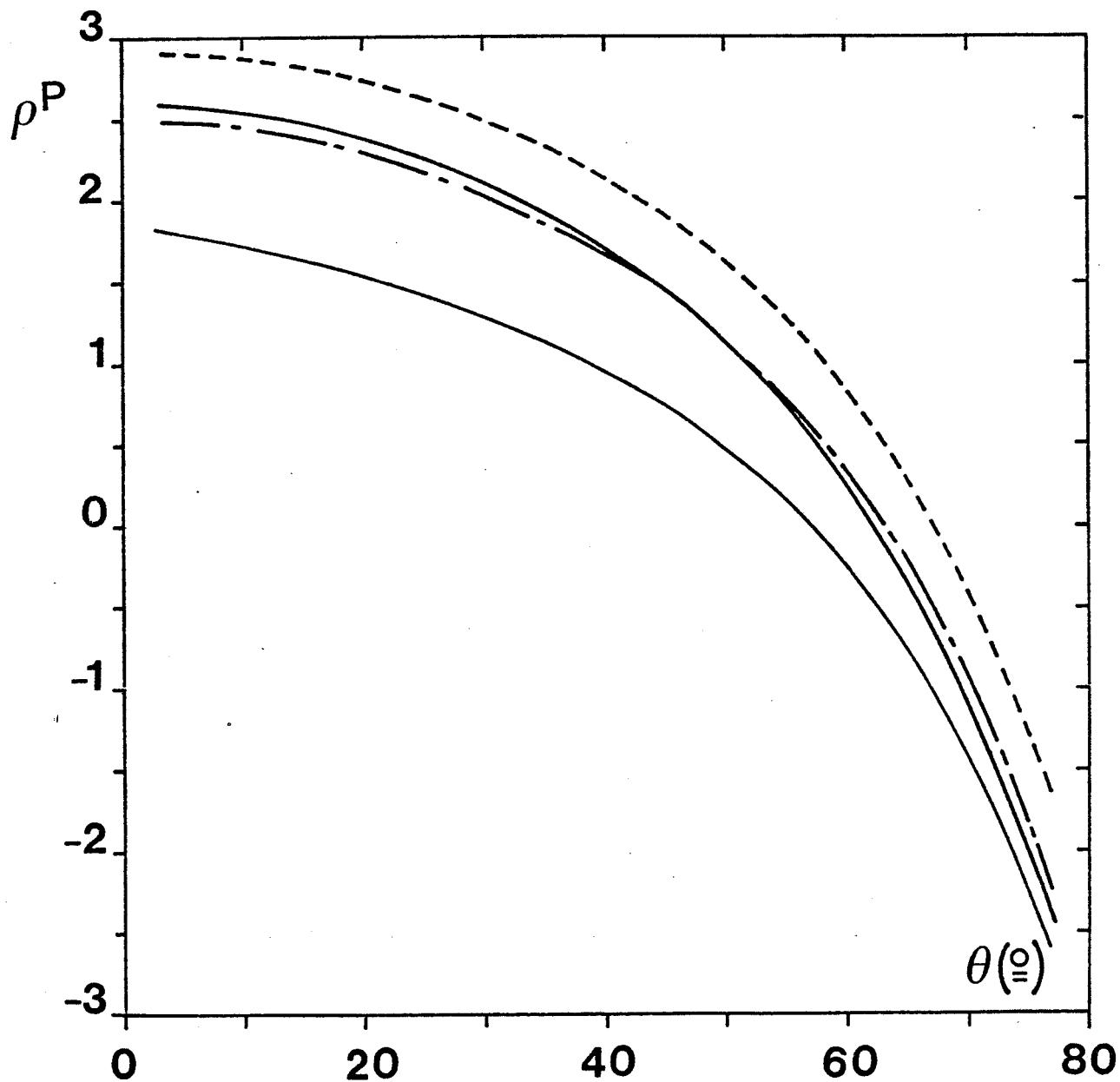


Figure III-6 : Restitution approchée de la réflectance polarisée. La réflectance atmosphérique polarisée exacte (—) est comparée à sa restitution suivant II-20. On a d'autre part tracé la seule composante aérosol (—) et la restitution que l'on obtiendrait à l'aide de la relation II-3 (---).

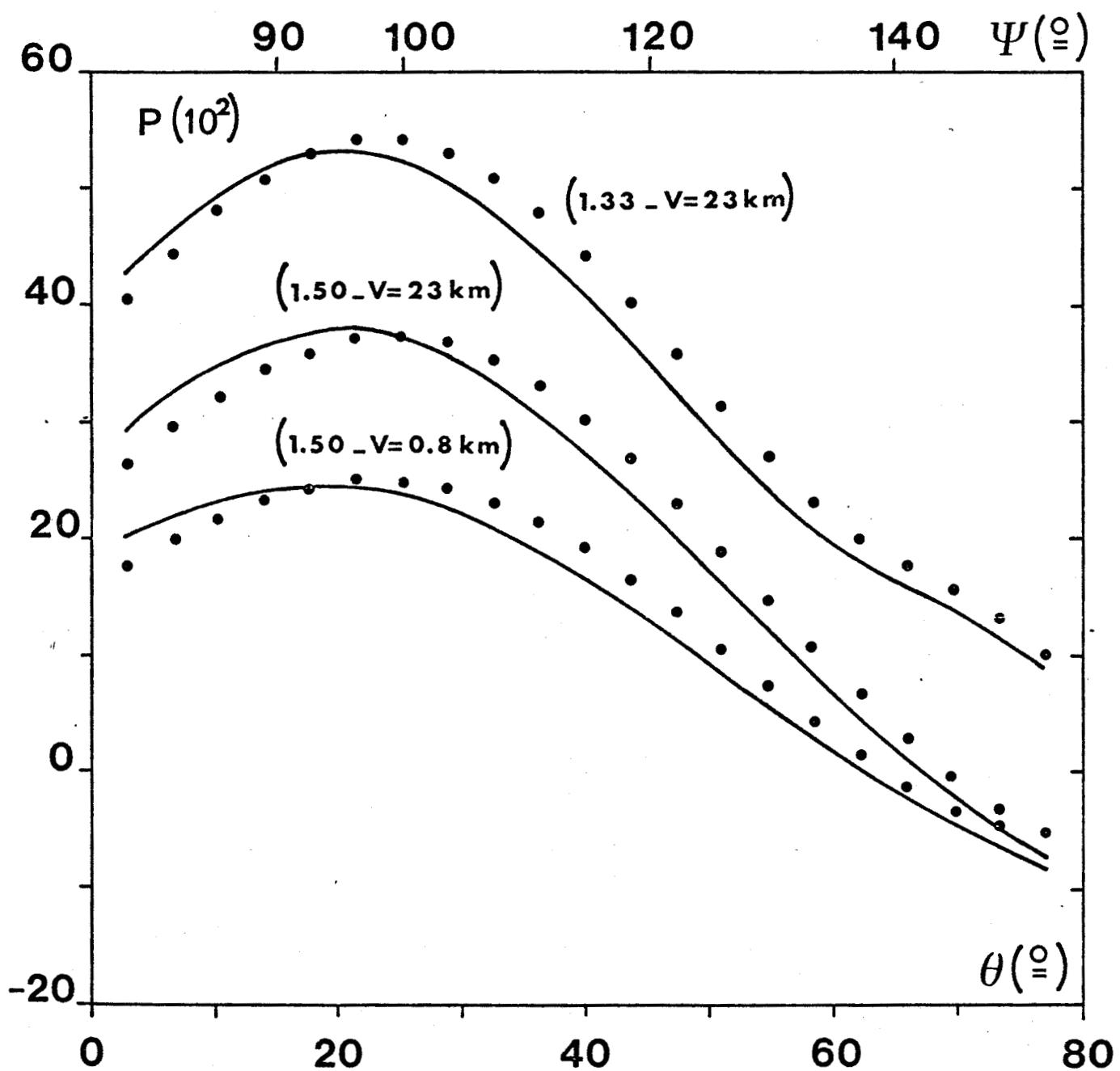
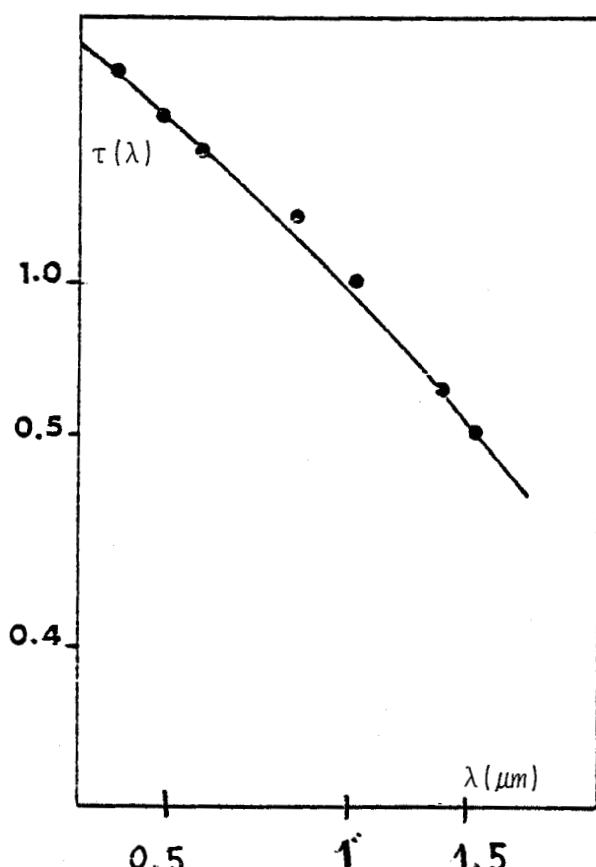
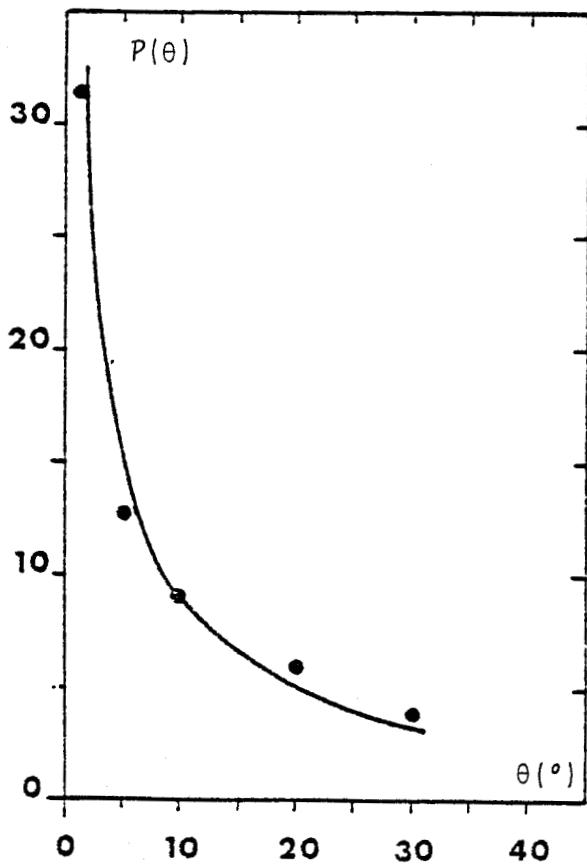
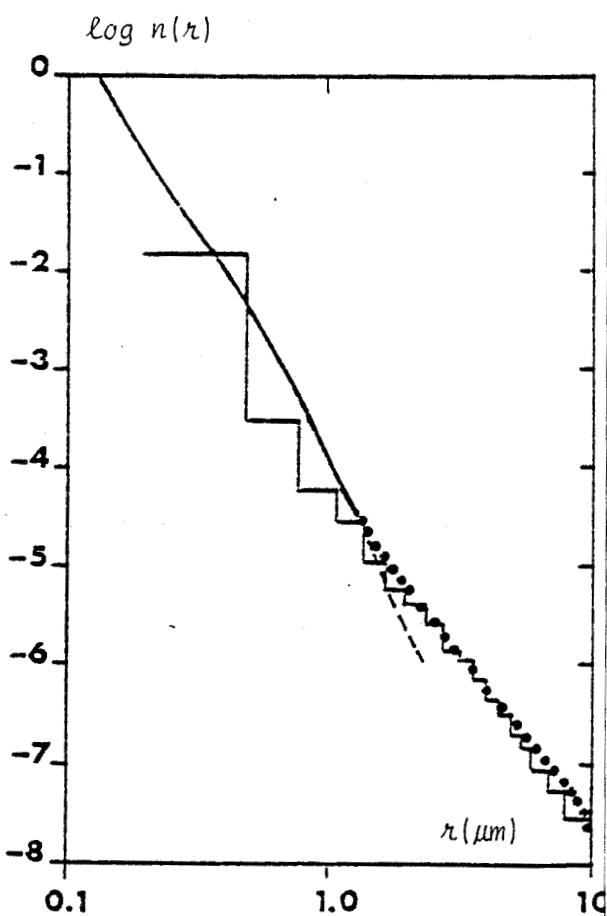


Figure III-7 : Reconstitution de la mesure du taux de polarisation (—) (sol noir) à partir des caractéristiques en diffusion primaire des aérosols (••) $\theta_s = 75^\circ$.

Figure II-8: Combinaison des inversions de la pointe avant et de l'épaisseur optique ; avec un indice de réfraction supposé de 1,45. Les abondances sont tracées en échelle logarithmique avec : en trait plein, les résultats de l'inversion de $\tau(\lambda)$, en escalier les abondances depuis l'auréole. La granulométrie retenue jusqu'à $r_0 = 1,28 \mu\text{m}$ provient de $\tau(\lambda)$ et est prolongée au delà par les abondances inversées à l'aide de la néphé-lométrie (pointillés).

Les calculs, à l'aide de cette granulométrie, de la fonction de phase $p(\theta)$ et des épaisseurs optiques (traits pleins), sont comparés aux mesures ().



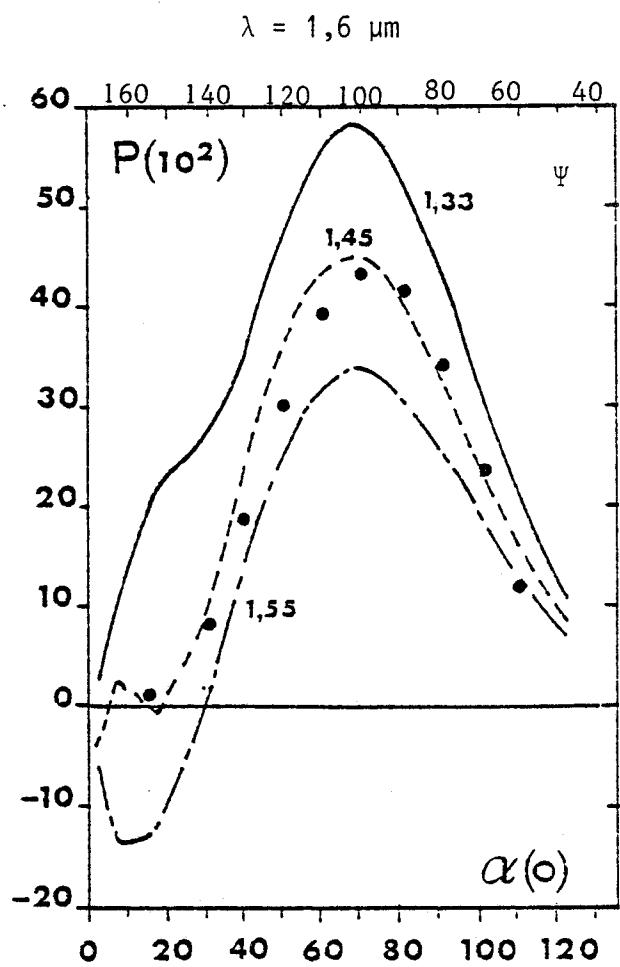
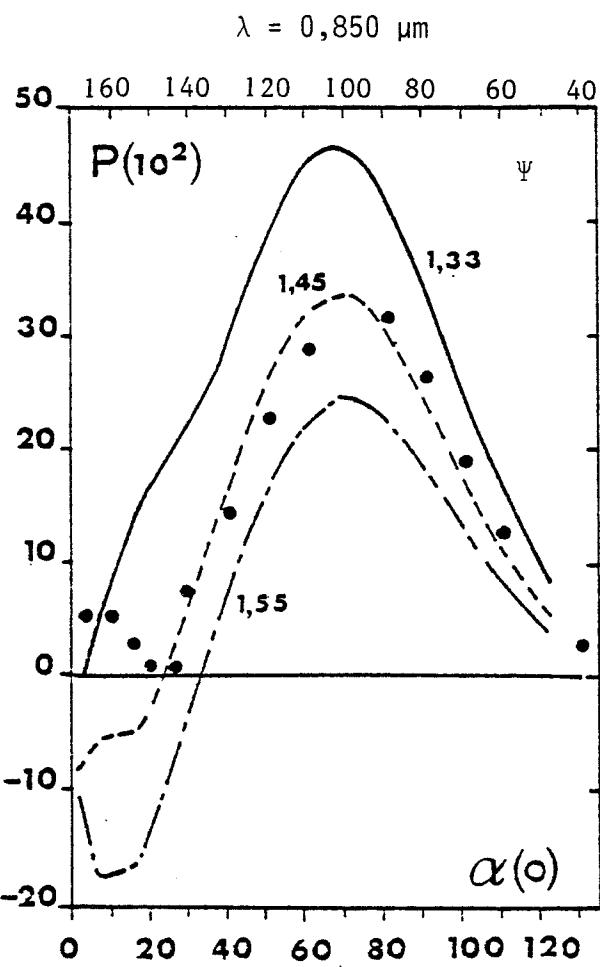


Figure II-9: Comparaison de la mesure de la polarisation du 18-02 après-midi au calcul du signal à partir de la granulométrie inversée. Cette comparaison est faite aux deux longueurs d'onde pour 3 valeurs de l'indice de réfraction 1,33 ; 1,45 ; 1,50. α est la hauteur de visée comptée depuis l'horizon anti-solaire. Les angles de diffusion Ψ sont portés en échelle du haut.

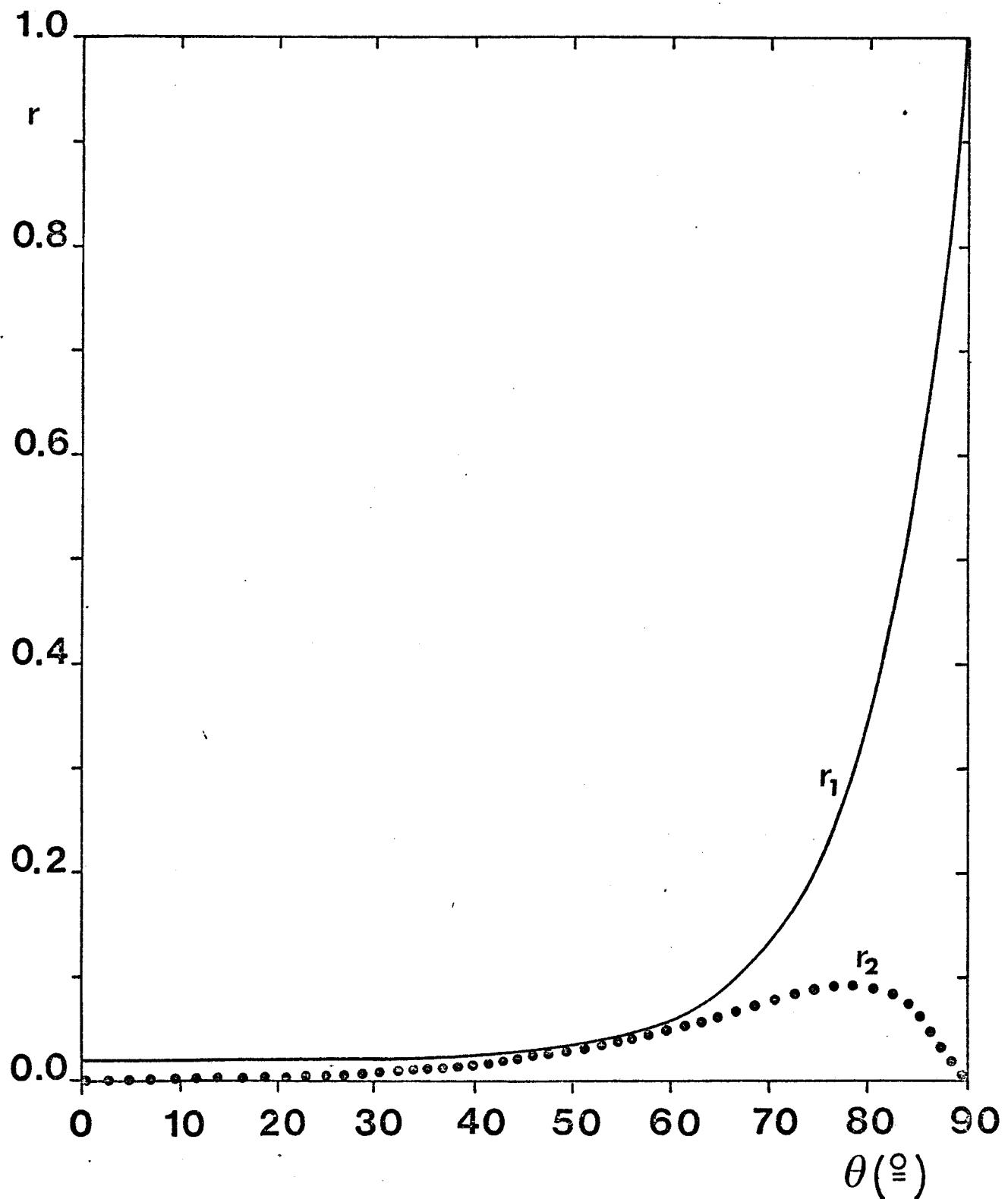


Figure II-10 : Coefficients de réflexion de l'eau en fonction de l'angle d'incidence.

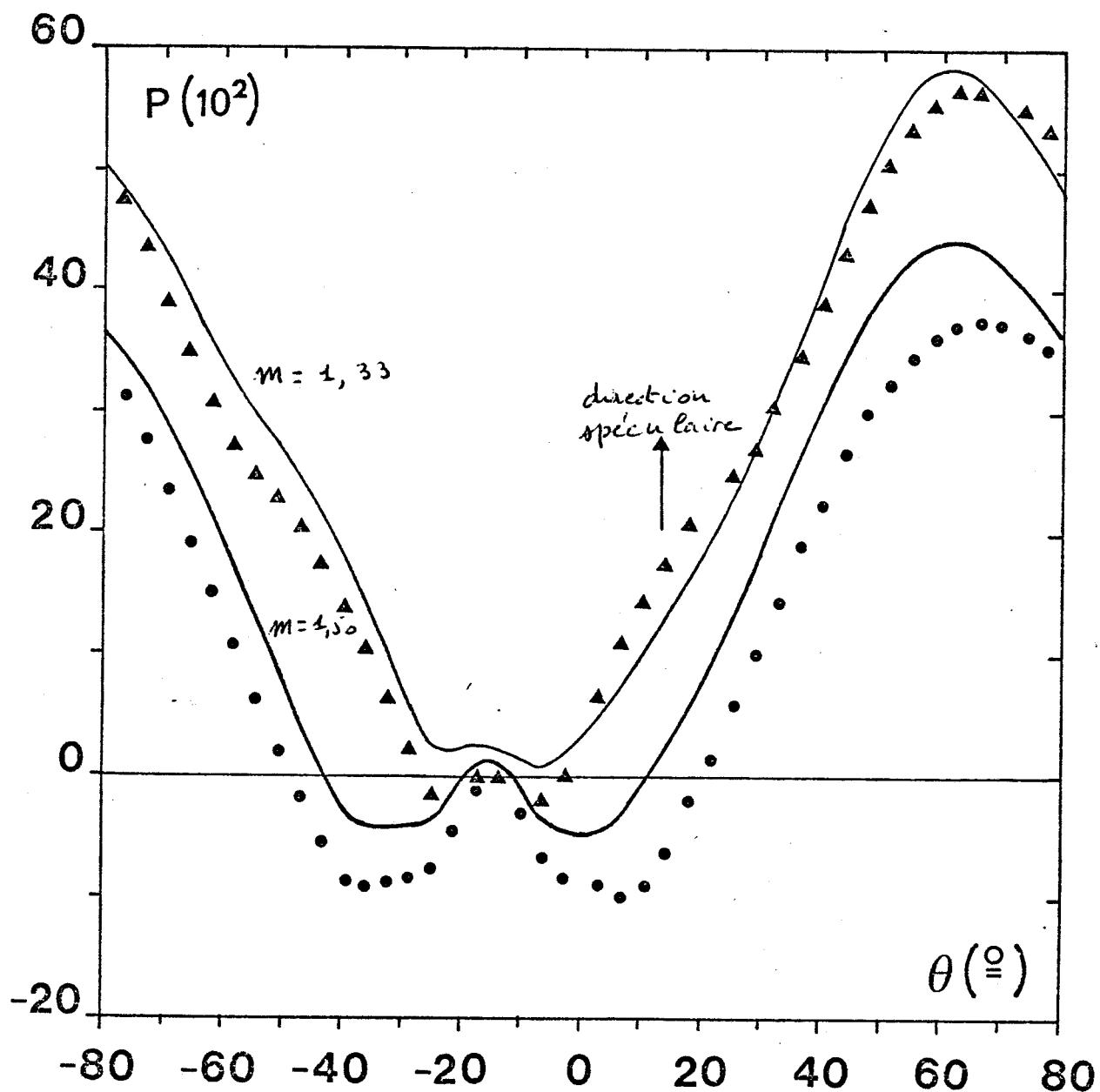


Figure III-11 : Taux de polarisation observés depuis l'espace sur mer plate
 (—) (réflexion spéculaire) comparés aux taux de polarisation
 de l'atmosphère seule (\blacktriangle , \circlearrowleft).

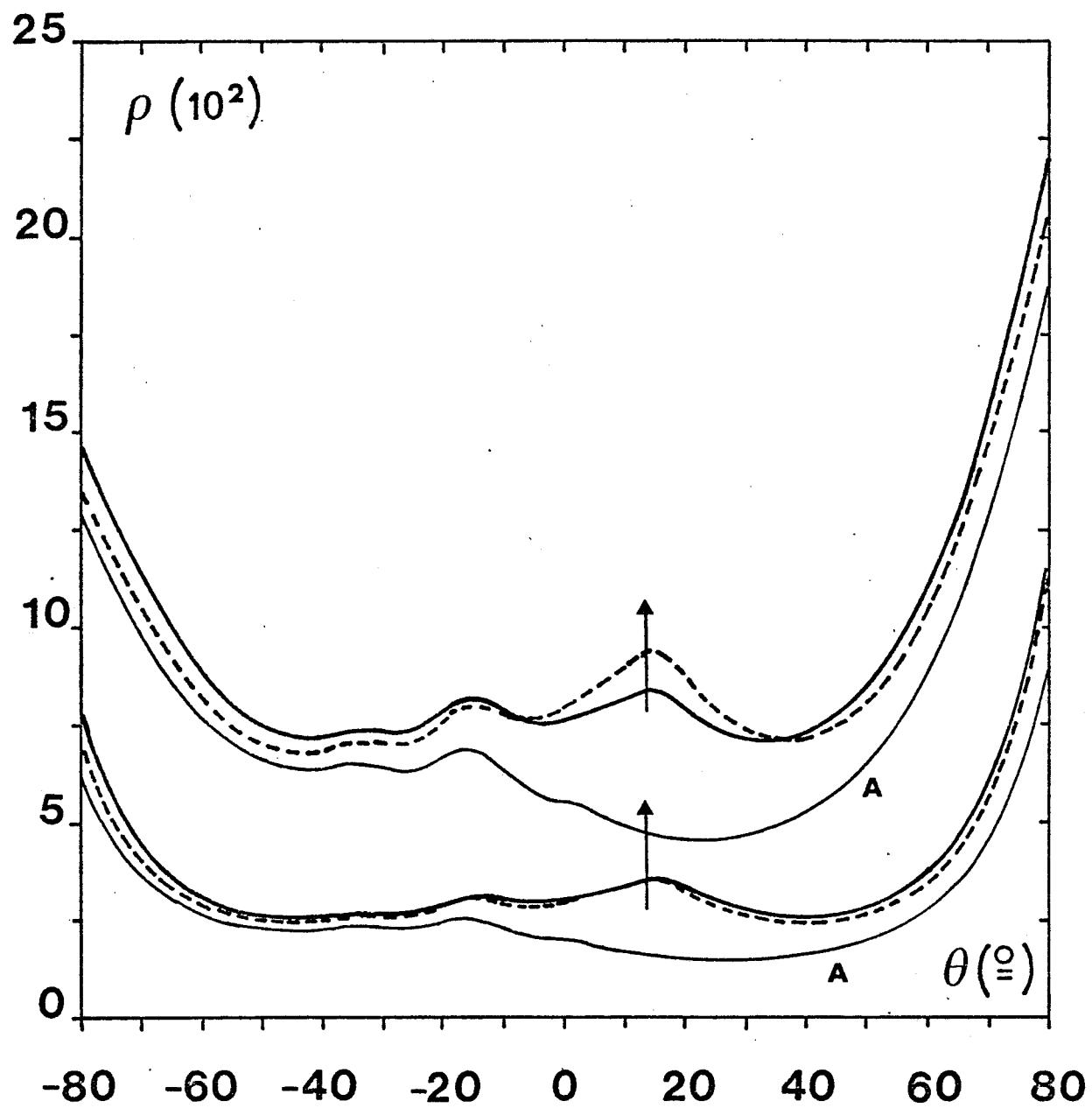
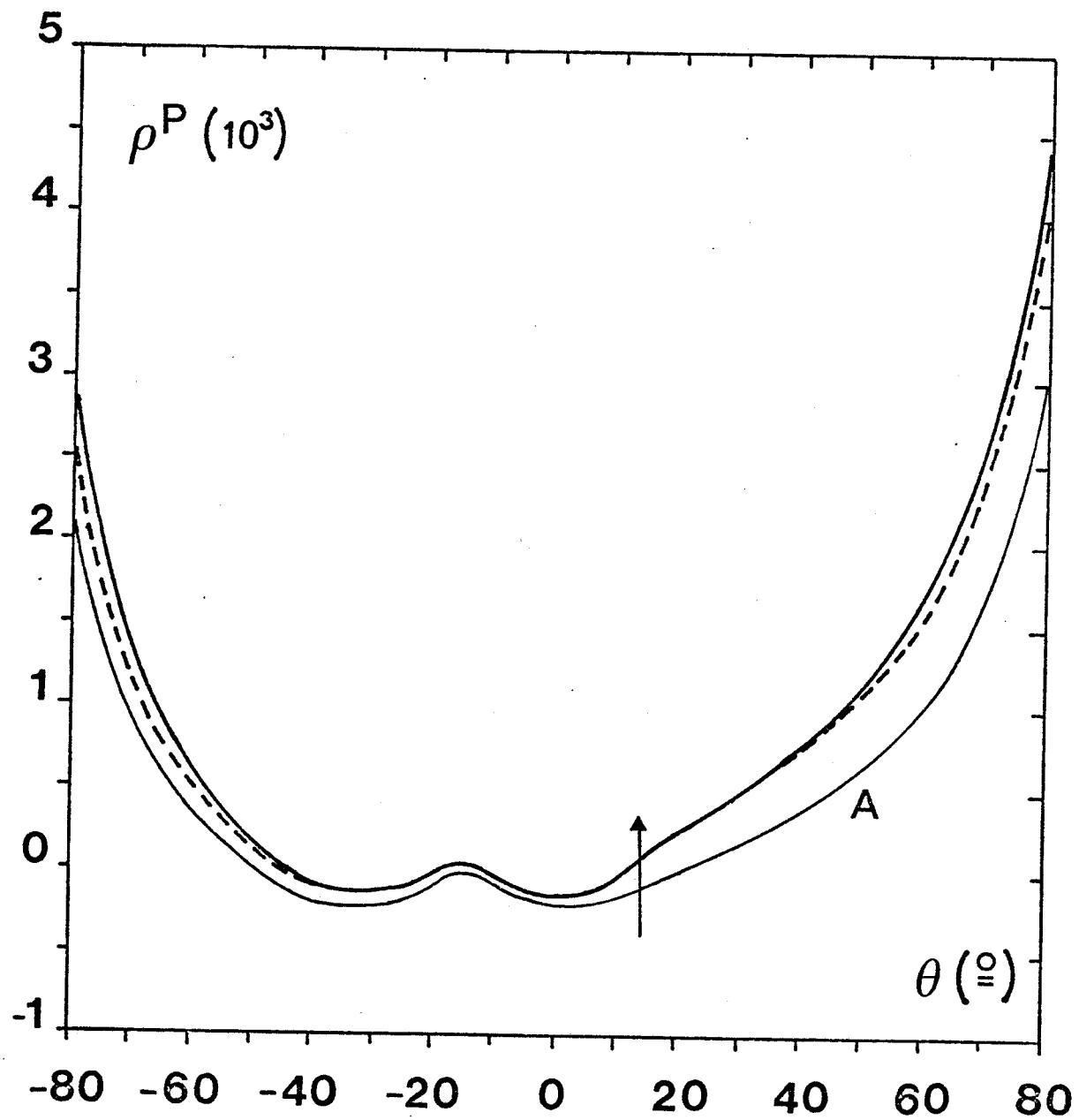


Figure II-12 : Approximation du couplage spéculaire océan-atmosphère pour les réflectances totales. Le signal exact (—) est restitué (---) à l'aide de l'approximation II-21 de ρ_{AS} à partir de la (—) composante atmosphérique A ($\theta_s = 15^\circ$, modèle C, $m=1,50$, $V=23$ et 5 km).



Figures II-13 a et b: Idem figure II-16, mais pour la réflectance polarisée,
à l'aide de l'approximation de couplage II-22 et res-
pectivement pour $V = 23$ et 05 km.

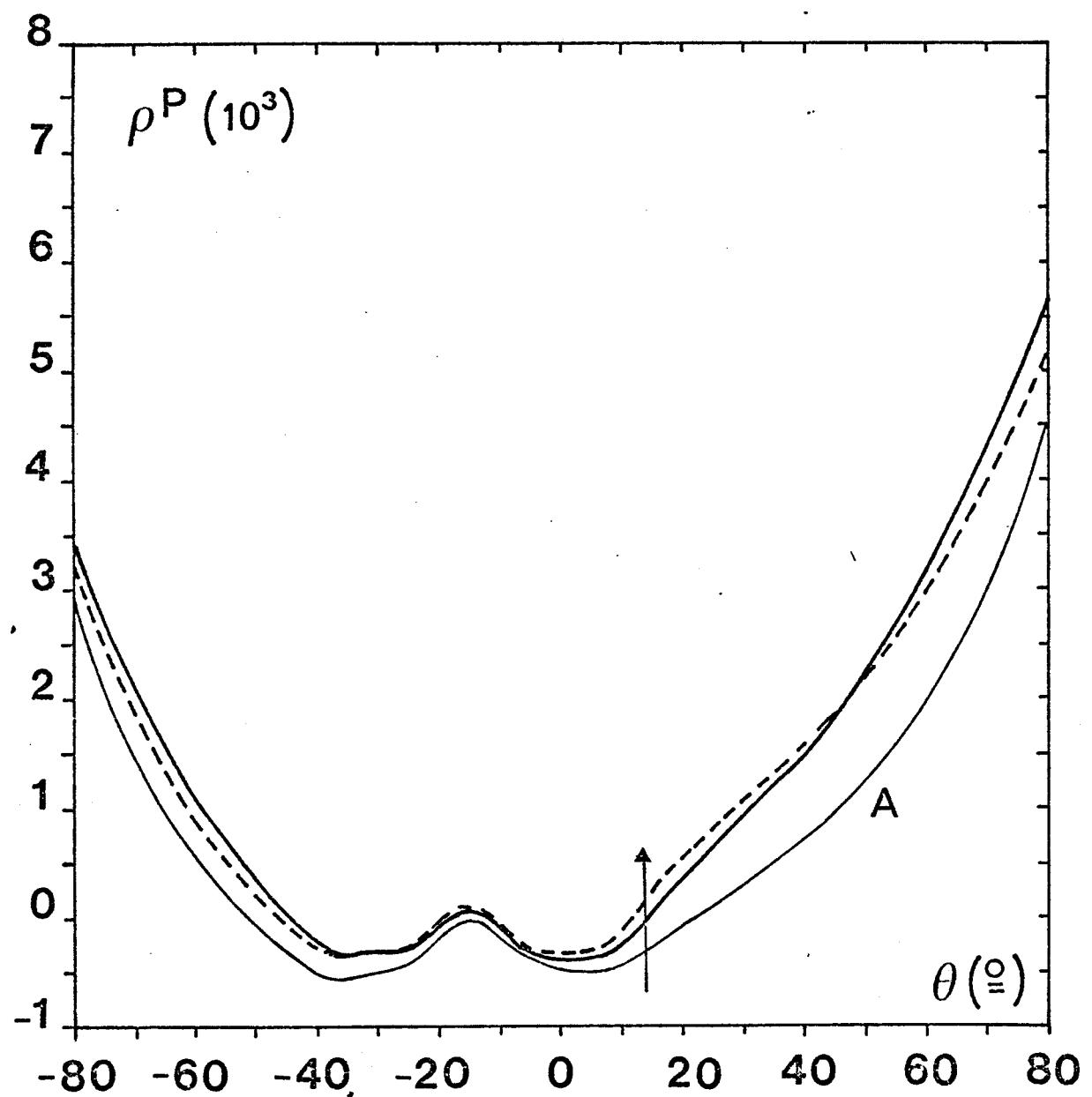


Figure II-13 b

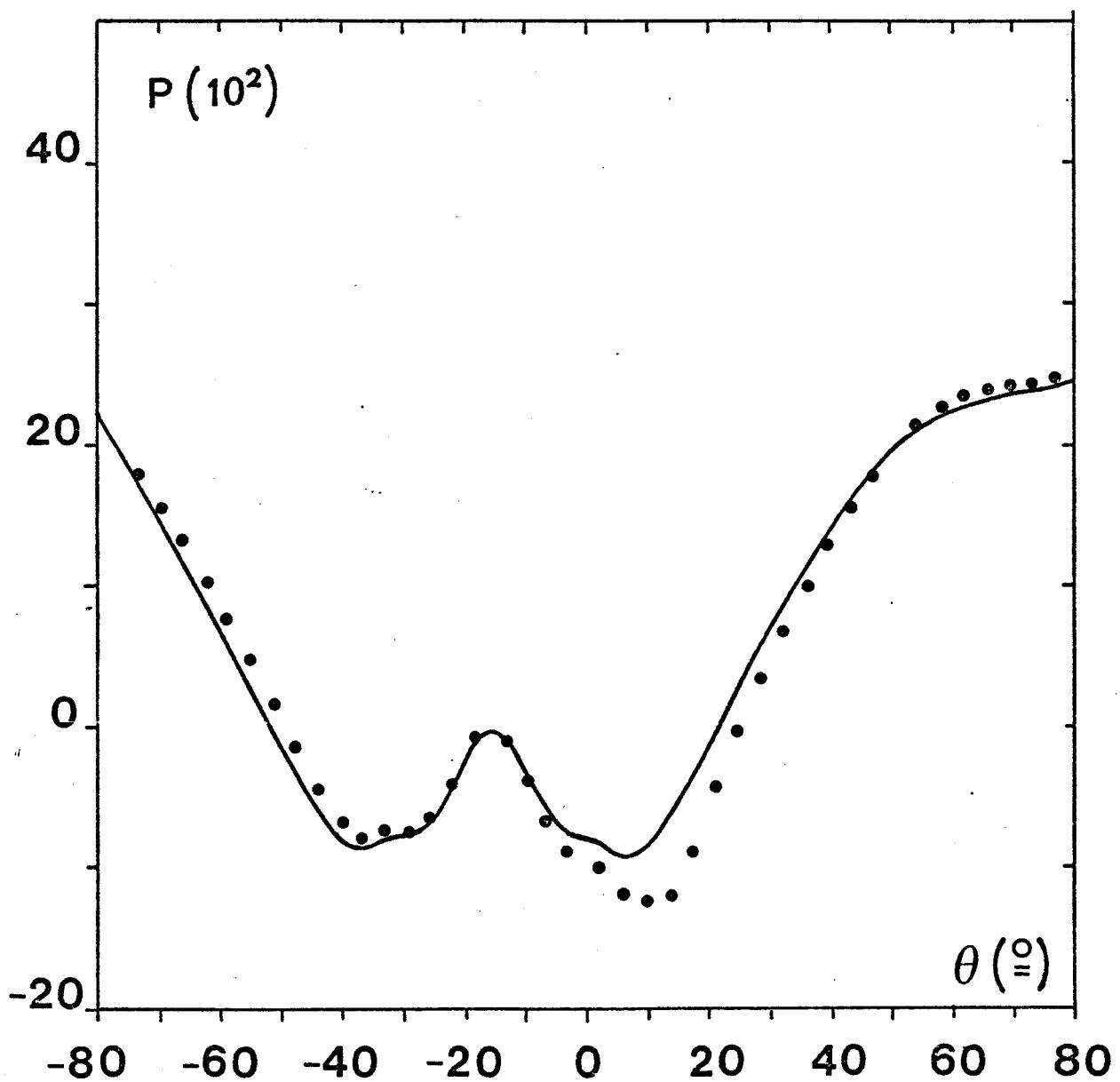


Figure II-14 : Calcul exact du taux de polarisation de l'atmosphère (—) et restitution (• •) à partir des mesures des réflectances totale ρ et polarisée ρ^P , soustractions faites des termes de couplage océan-atmosphère approchés à l'aide des relations II-21 et 22.

Figure III-15 : Conditions géométriques de l'observation.

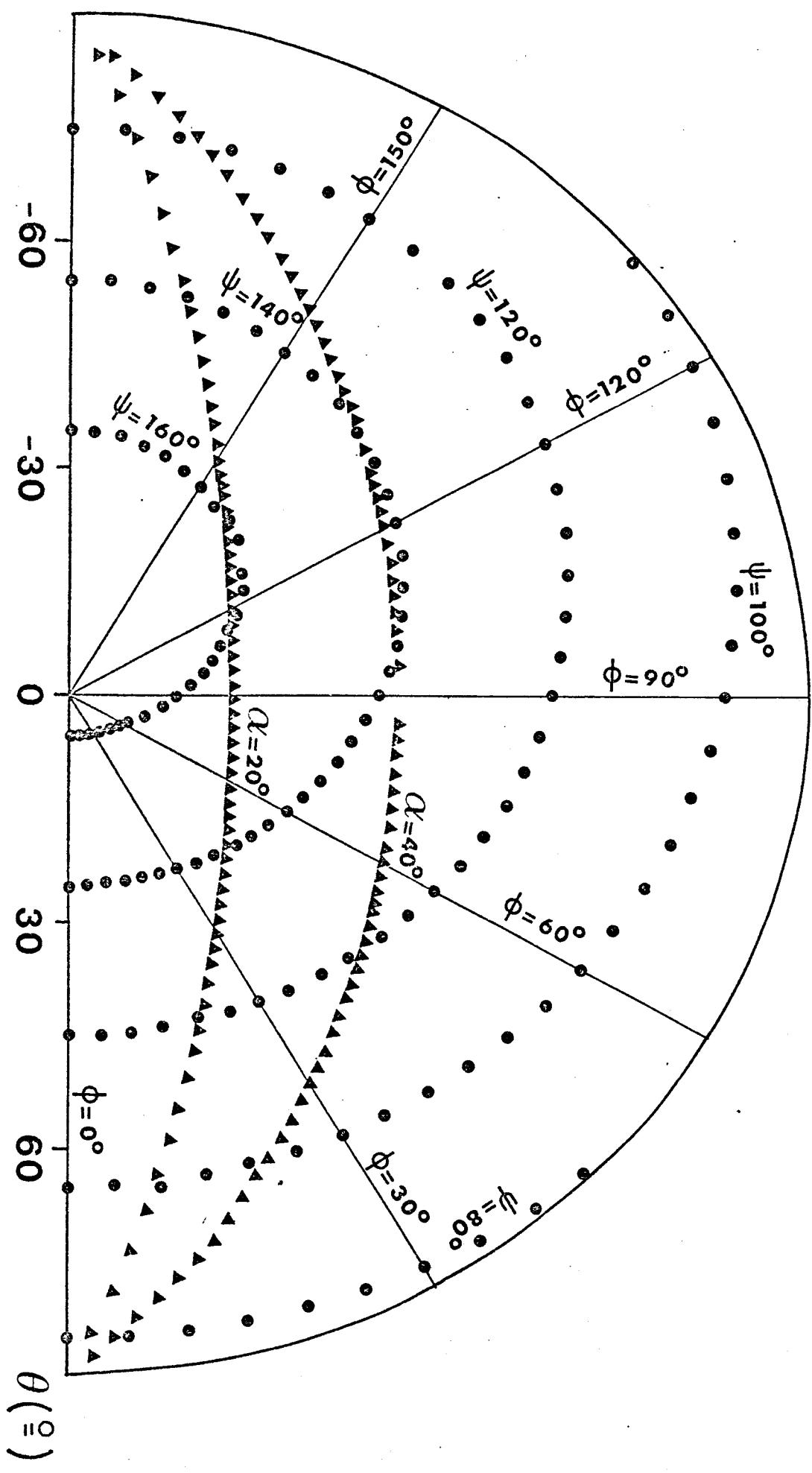


Figure 11-16 : Influence du glitter ($v=10 \text{ m/s}$) sur les réflectances totales.

L'importance de la tache du glitter est donnée par rapport au cas spéculaire.

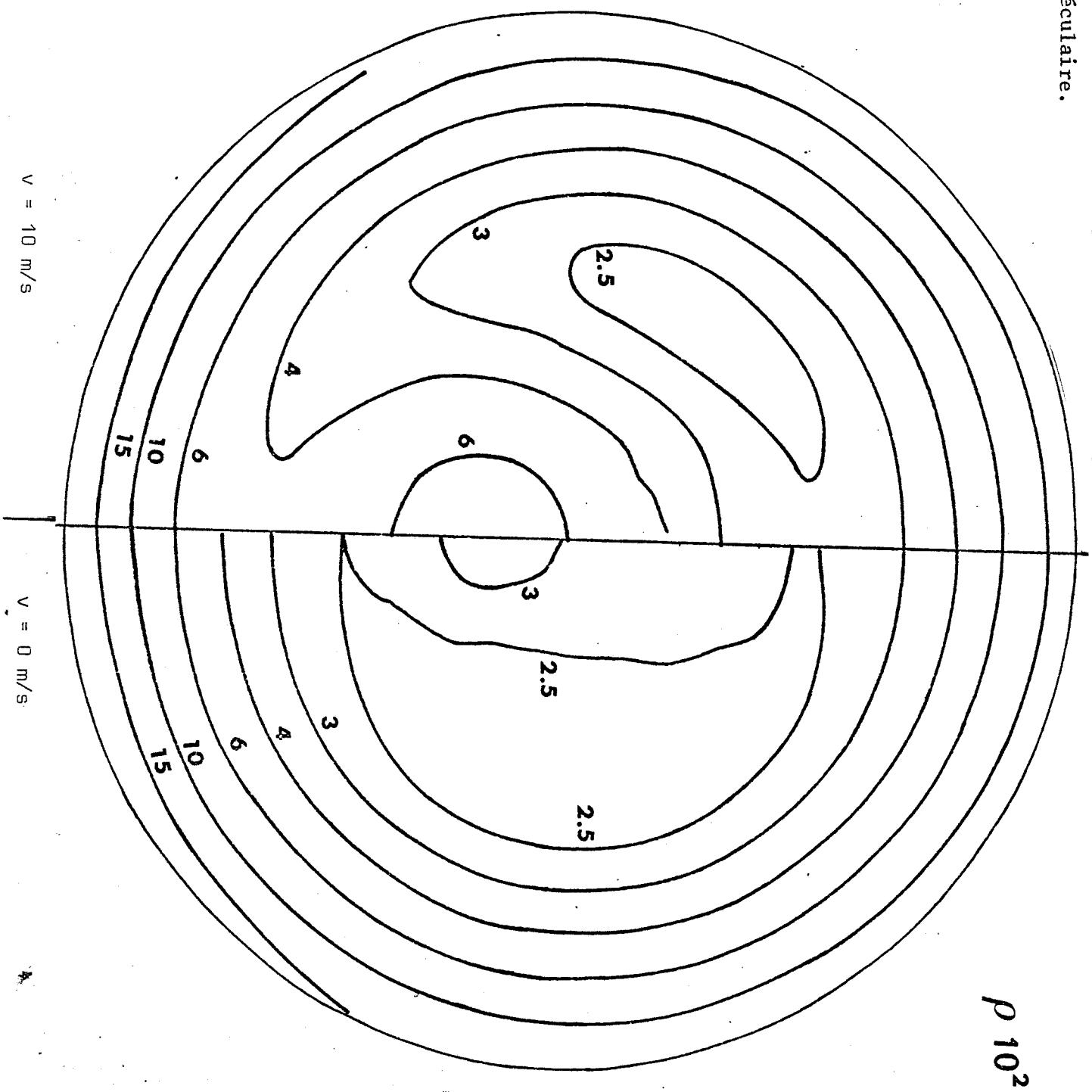
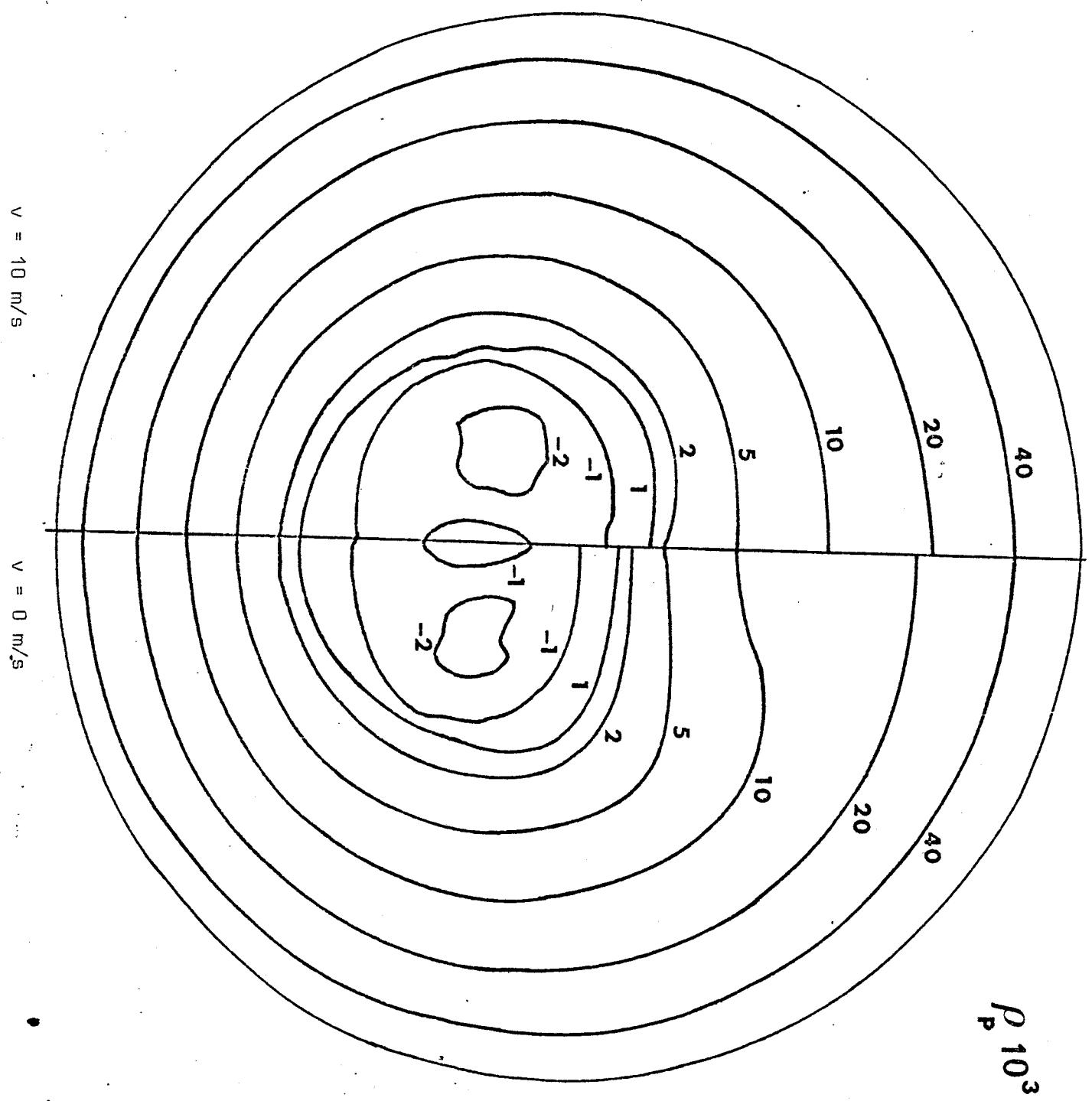


Figure II-17 : Idem II-16, mais pour les réflectances polarisées.



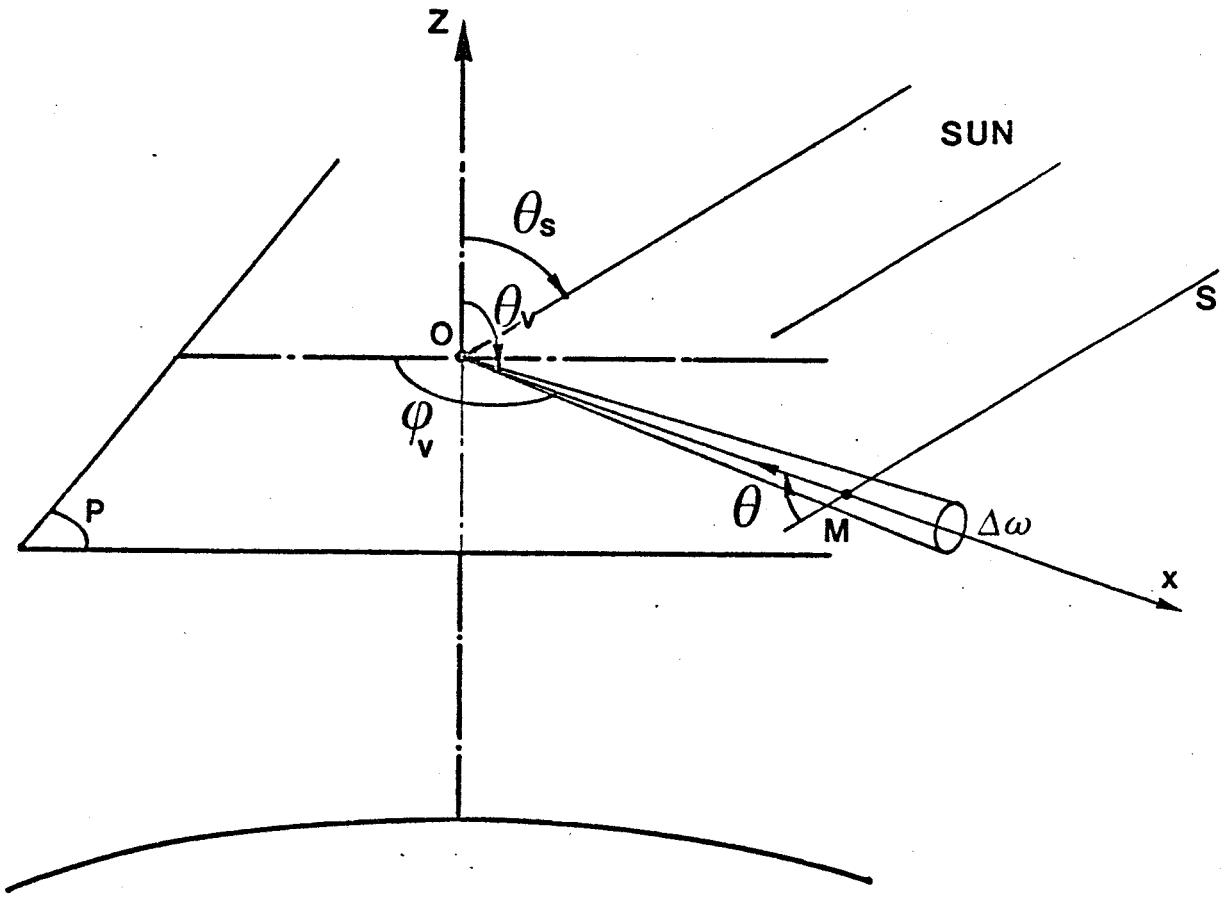


Figure II-18 : Conditions géométriques de l'observation dans le plan horizontal depuis la plate-forme du ballon.

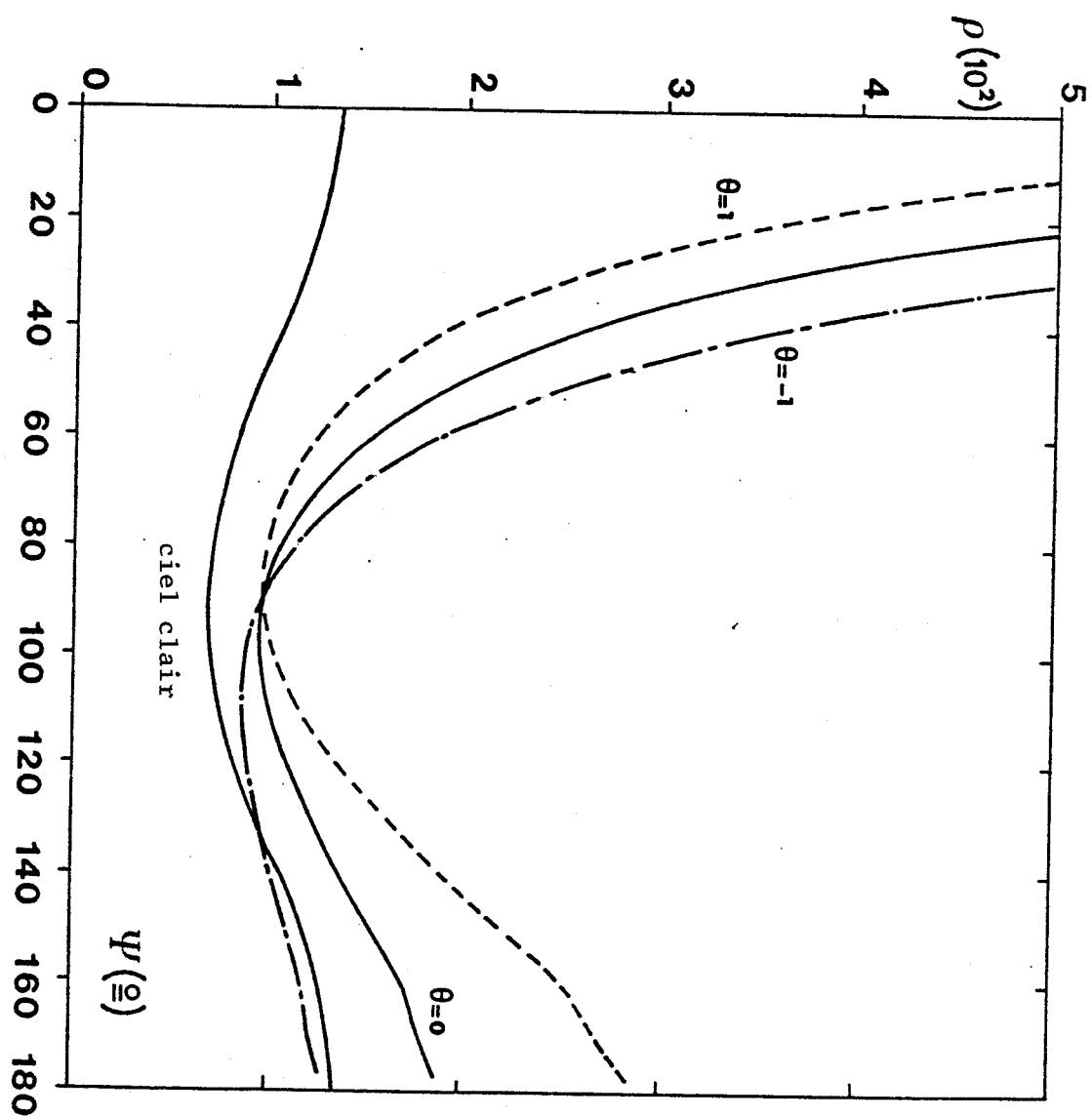
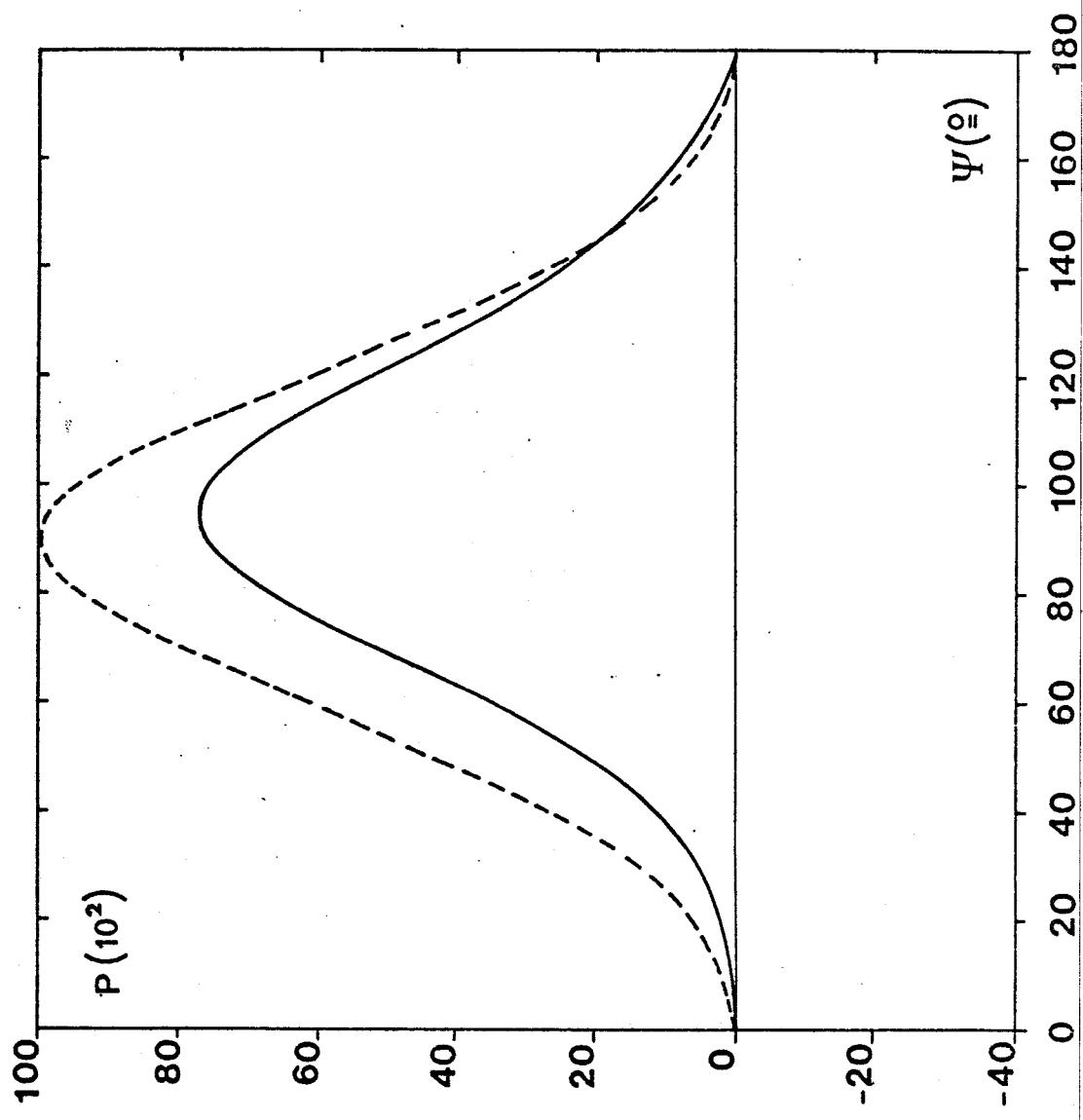


Figure II-19 : Réflectance totale observée à 20 km d'altitude pour une abondance plancher et comparaison au cas d'un ciel clair. Pour l'abondance plancher, le signal est tracé en fonction de l'inclinaison θ de la nacelle.

Figure II-20 : Idem fig. II-19 , mais pour le taux de polarisation ; en ciel clair (---) et pour une abondance plancher (—).



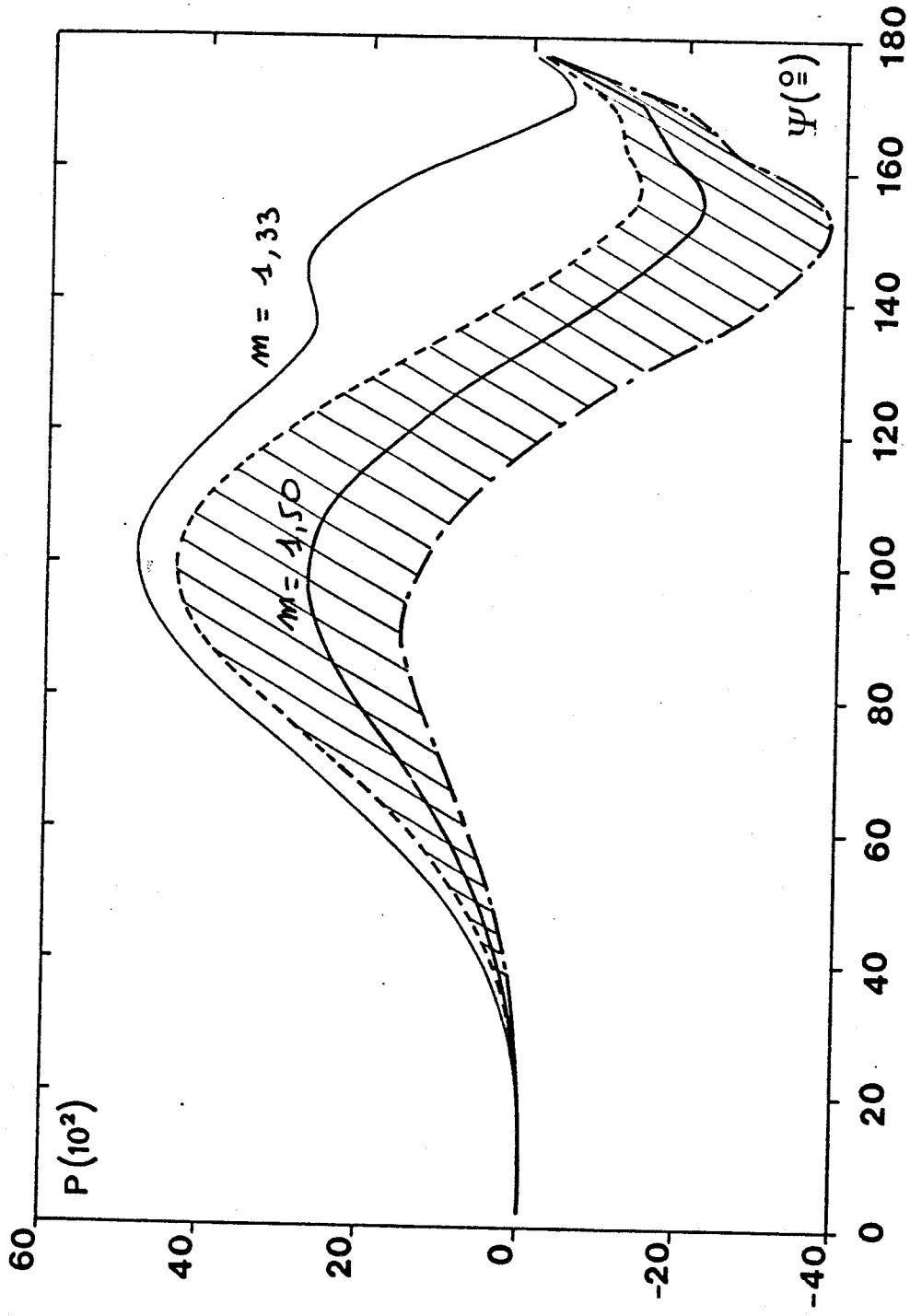


Figure III-21 : Restitution du taux de polarisation correspondant aux aérosols seuls, après soustraction du Rayleigh. La mesure correspond à l'abondance plancher et à un indice de réfraction des particules $m = 1,50$. Le taux de polarisation des particules ainsi restitué est donné avec les incertitudes correspondantes aux calibrations.

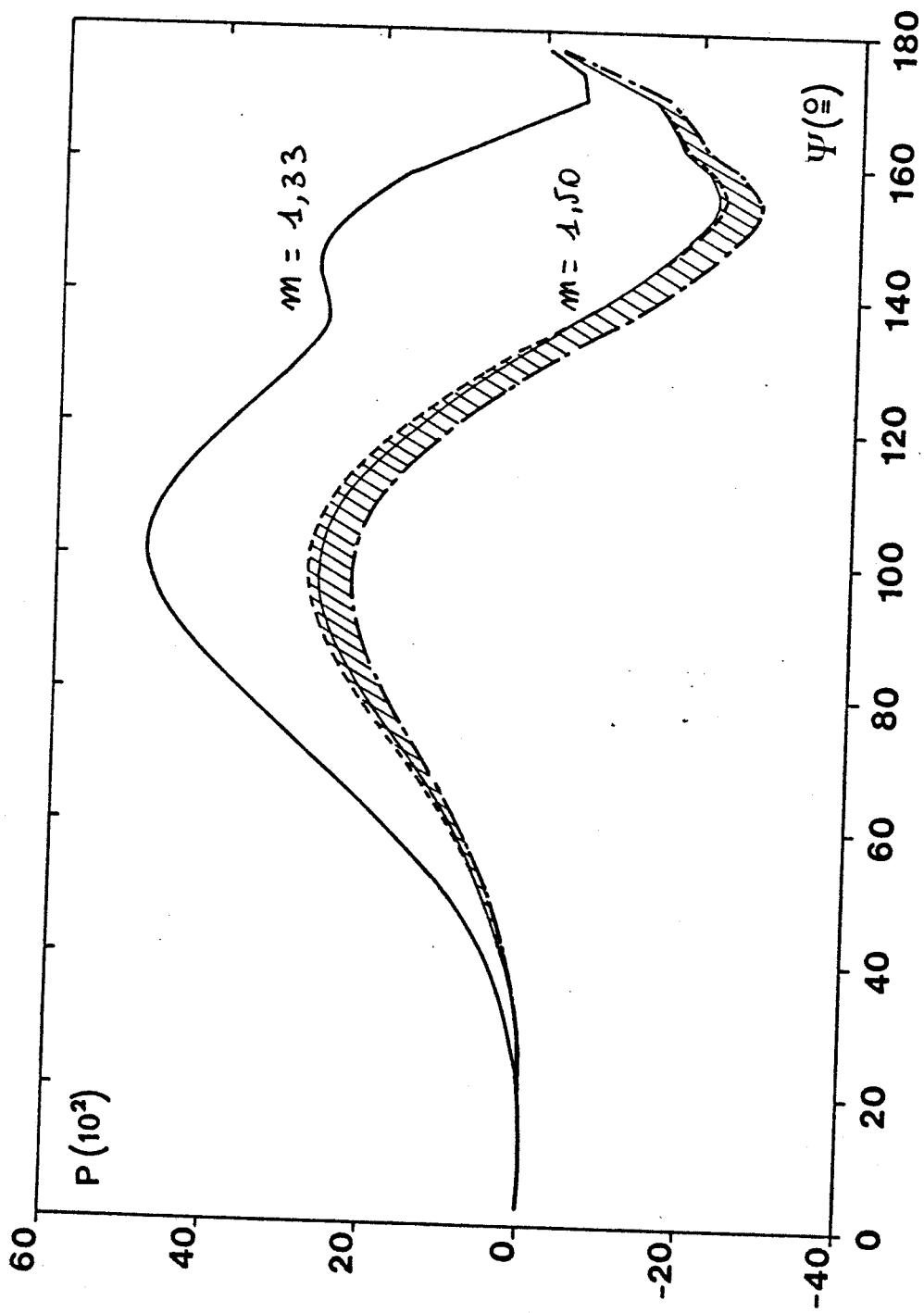


Figure II-22 : Même légende que figure II-21 ; mais pour une abondance 5 fois plancher.

ANNEXE II-1

DESCRIPTION DE LA STATION TOIT - PROTOCOLES DE MESURES

I - DESCRIPTION DES APPAREILS

I-1 Mesure de l'épaisseur optique - radiomètres visible et proche infra-rouge

Le radiomètre visible était initialement destiné aux corrections atmosphériques avec une couverture en longueur d'onde (443 nm - 678 nm) adaptée à la couleur de l'océan (1). Le radiomètre proche infra-rouge, complément du précédent, correspondait à la nécessité de mesurer $\tau(\lambda)$ à des longueurs d'onde voisines de la dimension des aérosols.

L'ensemble des deux appareils est schématisé figure 1. La tête de visée (I) du radiomètre visible est fixée sur une monture orientable. Le champ de l'appareil, défini par un jeu de diaphragmes, est de $1^{\circ}30'$. La figure 2 donne le champ de l'appareil mesuré par balayage horizontal sur le soleil à $\lambda = 850$ nm ; cette mesure correspond très sensiblement au champ théorique si l'on tient compte de l'ouverture angulaire du soleil. L'énergie lumineuse est transmise par fibre optique au bloc de mesure (II). Une première lentille, dont le plan focal correspond à l'extrémité de la fibre, donne un faisceau de lumière parallèle, intercepté par une roue porte filtre. La roue tournant à la vitesse uniforme de 4,16 tours/seconde, porte 7 filtres plus une position d'obturation totale.

L'amplificateur a trois sensibilités réglables manuellement. Le signal est ensuite digitalisé (III). L'acquisition des données est faite sur cassette à l'aide d'un calculateur HP 9815. Le déclenchement est manuel, avec une durée totale de traitement de l'ordre de 10 secondes.

L'appareil comporte en fait trois voies identiques et deux têtes de mesure annexes peuvent fonctionner parallèlement à la mesure du flux direct. Ces deux voies supplémentaires étaient primitivement réservées à la mesure de la polarisation, à 90° du soleil (2). Les deux têtes de mesure, fixées sur la même monture que celle du flux direct, donnaient à l'aide de deux analyseurs croisés la mesure des composantes parallèle et perpendiculaire de la luminance diffuse. Avec la mise en oeuvre du polarimètre, ce type de mesure

est actuellement abandonné et les deux voies seront utilisées pour la mesure des flux : global et diffus.

Le radiomètre proche infra-rouge (P.I.R.) comporte une seule voie recevant le rayonnement solaire (I), placée sur la même monture que le capteur visible. Le champ angulaire est défini par un diaphragme d'entrée et par la surface du détecteur. Il a été réduit après la campagne ECLATS de $2^{\circ}45'$ à $2^{\circ}20'$ et a été modifié le 28/02/83 par l'addition d'un diaphragme devant la fenêtre du détecteur. On réduit de ce fait la surface utile du détecteur mais on élimine en grande partie les réflexions parasites. La mesure du champ angulaire est identique à celle du radiomètre visible, cf. figure 3, pour $\lambda = 1580$ nm. La roue porte filtre, identique à celle du radiomètre visible, intercepte le faisceau direct avec une vitesse de rotation de 7 tours/seconde.

Le détecteur PbS est refroidi par effet Peltier. D'importantes dérives en température ont été constatées lors de la campagne ECLATS. Il y a été remédié depuis, d'une part en ajoutant un étage au module Peltier, permettant une stabilisation en température à mieux de 1/10 de degré, d'autre part en mesurant la température de façon à corriger le signal en cas de dérive. Une étude plus complète de ce problème sera donnée dans la thèse de 3ème cycle de Chaoui R. (3). La chaîne de traitement est identique à celle du radiomètre visible avec, après amplification, conversion des données en analogique (VI) et acquisition sur le calculateur HP 9815.

Cinq canaux du radiomètre visible, répartis entre 443 nm et 850 nm sont destinés à la mesure des aérosols. A ces cinq canaux, ont été ajoutés 2 filtres centrés à $\lambda = 940$ nm permettant une mesure différentielle de la vapeur d'eau, (4), non abordée dans ce rapport. Les longueurs d'onde du P.I.R. correspondent aux fenêtres atmosphériques ; soit 0,85 ; 1,05 ; 1,2 ; 1,6 ; 2,2 μm . Le détecteur au PbS restant sensible aux courtes longueurs d'onde on utilisera deux filtres (0,445 μm et 0,55 μm) ou 3 filtres (en remplaçant le 1,2 μm par 0,65 μm) pour comparer les mesures des deux radiomètres. Une configuration des filtres utilisés est donnée tableau I.

I-2 Auréolemètre

Il a été réalisé en 1980; le schéma de principe de l'appareil est donné figure 4. Le canon de l'appareil comporte une série de diaphragmes permettant une première limite du champ angulaire et évitant d'éclairer l'entrée de l'optique par le flux solaire direct. L'optique est constituée par un doublet

achromatique de 30 cm de focale condensant la lumière sur une diode au silicium. Un filtre centré à $\lambda = 848$ nm est placé à l'entrée de l'optique. L'ouverture angulaire est donnée par le diaphragme d'entrée de la lentille d'1 cm de diamètre ; sa valeur théorique est de 29'.

La chaîne de traitement comporte un changement de gain automatique avec 6 sensibilités de rapport 10 permettant la mesure des flux direct et diffus. Les rapports de sensibilité sont mesurés à l'aide de lames atténuateuses calibrées. L'avantage d'un seul détecteur (plutôt qu'une barrette de diodes) est d'utiliser la même chaîne de traitement pour l'ensemble des directions, correctement intercalibrées. Le signal digitalisé par un voltmètre numérique est acquis sur calculateur HP 9815 avec une séquence de mesure toutes les 5 secondes.

I-3 Polarimètre proche infra-rouge

Cet appareil est le prototype d'un polarimètre destiné à la mesure depuis la plate forme d'un ballon CNES de la polarisation des aérosols stratosphériques. Une étude technique complète de ce projet devrait faire l'objet du mémoire CNAM de Balois J.Y.. Le schéma du polarimètre est donné figure 5. Le champ théorique de l'appareil est de 2°30'. Le signal est modulé à une fréquence de 120 Hz par la rotation de l'analyseur. Une roue porte filtre permet de basculer manuellement du filtre à 850 nm à celui de 1600 nm. Un obturateur, placé devant le détecteur, permet une prise régulière du zéro.

Le détecteur au germanium est couplé avec un préampli, chaque alternance est échantillonée en 80 signaux de base digitalisés sur 10 bits et une séquence de mesure correspond à un train de 16 alternances. L'ensemble de l'information est traité par micro-processeur qui fournit le signal moyen M, l'écart moyen E et la phase Φ du signal par rapport à un top de référence. Le micro-processeur commande la fermeture de l'obturateur ; l'étude de la dérive du zéro, O, du détecteur conduit à une prise toutes les cinq mesures. La luminance diffuse est alors proportionnelle à $M - O$, son taux de polarisation donné par

$$P = \frac{ME}{2(M-O)}$$

La direction du plan de polarisation, par rapport à une direction de référence, est directement donnée par la phase Φ . Le signal, complété par l'heure que fournit une horloge interne, est visualisé sur console et peut être acquis sur calculateur HP 9825 avec une durée d'environ une seconde pour une séquence de mesures.

Une étude très complète du bruit a été menée. Pour des signaux correspondant à des conditions atmosphériques standards on obtient une précision relative de 10^{-3} sur le signal et de $\Delta P = 10^{-3}$ sur le taux de polarisation. L'étalonnage en polarisation a été réalisé avec un coin de verre. Une première calibration absolue en luminance a été réalisée à l'aide de deux lampes étalons et d'une plaque diffusante calibrée, la précision espérée n'est que de 10 %.

II - PROTOCOLE DE MESURE

II-1 Mesure de l'épaisseur optique

Les radiomètres utilisés ne sont actuellement pas encore étalonnés, les configurations de ces appareils ayant dû être régulièrement modifiées (redéfinition des champs angulaires, changement des filtres, nouvelle régulation de température pour le P.I.R.). De ce fait, la mesure de l'épaisseur optique ne peut être obtenue qu'à partir du tracé de la droite de Bouger Langley. Le soleil est pointé à l'aide d'un viseur à ombre et la mesure débute à une hauteur de soleil sensiblement supérieure à 10° . L'acquisition est rapide (2 mm) pour les masses d'air élevées m ; de l'ordre de 10 mn si $m < 4$.

II-2 Mesure de l'auréole

La mesure est unidirectionnelle ; on échappe ainsi à tout éclairage parasite provenant de l'éclairage direct de l'optique d'entrée, inconvénient souvent rencontré dans le cas de détecteurs statiques (type plaque photo ou barrettes de diodes).

La méthode de mesure initialement prévue consistait à maintenir une direction de visée fixe et à profiter du défilement du soleil pour obtenir les angles de diffusion voulus. Ce défilement naturel est lent (environ 5° toutes les $20'$) et suppose une acquisition d'environ 2 heures si on veut balayer les angles de diffusion de 0° à 25° environ. On a donc accéléré le dépointage

par rapport au soleil en imposant une rotation rétrograde lente de l'appareil (1 tour/90') en azimut. L'acquisition se fait toutes les 5 à 10 secondes ; dans ces conditions, on a tracé figure 6 la gamme des angles de diffusion obtenus sur une durée de 30', à Lille et pour 2 époques extrêmes (1er janvier, 1er juillet) à 10 h T.U.. L'angle de diffusion Θ est donné ici par

$$\cos\Theta(t) = \mu_0^0 \mu_0(t) + \sin\theta_0^0 \sin\theta_0(t) \cos(\varphi_0^0 - \varphi_0(t) - \omega(t-t_0))$$

où (θ_0, φ_0) repèrent la direction du soleil, connue en fonction de l'heure (avec $\mu_0 = \cos \theta_0$). L'instant initial t_0 correspond à la visée directe du soleil et ω est la vitesse de rotation du moteur. L'obtention de l'angle de diffusion nécessite de connaître le passage du soleil dans le champ de l'appareil correspondant au signal maximum. La seule difficulté expérimentale réside dans le pointage initial anticipant sur ce défilement du soleil dans le champ de visée. Un exemple d'obtention du signal est donné figure 7 ; le maximum du flux direct correspond au passage du soleil plein champ.

II-3 Mesure de la polarisation

On travaille dans le plan du soleil et α est la hauteur de visée comptée 0 à l'horizon antisolaire. L'angle de diffusion est alors donné par

$$\Theta = 90 + \theta_0 - \alpha$$

On désire mesurer la polarisation le plus loin possible en rétrodiffusion qui est le domaine le plus sensible à l'indice de réfraction des particules. Les mesures seront donc faites de préférence aux faibles hauteurs de soleil tout en excluant les incidences rasantes ($h < 10^\circ$) pour lesquelles l'analyse du signal deviendrait trop complexe (effets de sphéricité, modélisation des diffusions multiples). Le polarimètre ne possède actuellement qu'une seule sensibilité et les mesures sont de ce fait limitées d'une part au voisinage du limbe et d'autre part vers le soleil où la prodiffusion intense sature l'appareil. La mesure est prise par intervalles angulaires de 5 à 10° en serrant éventuellement le pas au voisinage d'un zéro de polarisation. Le pointé et l'acquisition manuels de mesures permettent un balayage complet en 5' pour une longueur d'onde.

R E F E R E N C E S

- 1 - Viollier M. (1980) ; "Télédétection des concentrations de seston et pigments chlorophylliens contenus dans l'océan". Thèse d'Etat, Lille.
- 2 - Balois Y., Viollier M. (1980) ; "Mesure de la polarisation à 90°", Rapport interne.
- 3 - Chaoui Roquai M. ; Thèse de 3ème cycle, en cours de rédaction.
- 4 - Frouin R., Deschamps P.Y., Lecomte P. ; "Mesure du contenu en vapeur d'eau par absorption différentielle". En cours de rédaction.

λ (nm)				
(a)	(b)	$\Delta\lambda$ $\overset{\circ}{A}$	T_{max} transmission	Constructeurs
443	445	155	0,62	MATRA
		80	0,62	"
	525	80	0,60	"
550		170	0,37	SCHOTT
		100	0,72	MATRA
		648	0,36	SCHOTT
678		180	0,68	"
		71	0,36	"
		200	0,36	"
		865	0,57	IR Industrie
		1040	0,62	"
		1580	0,49	"
		2200	0,59	"

Tableau 1 - Exemple de configuration des filtres utilisés par les radiomètres avec leurs caractéristiques (bande passante, transmission, origine).
(a) visible (b) proche infra-rouge

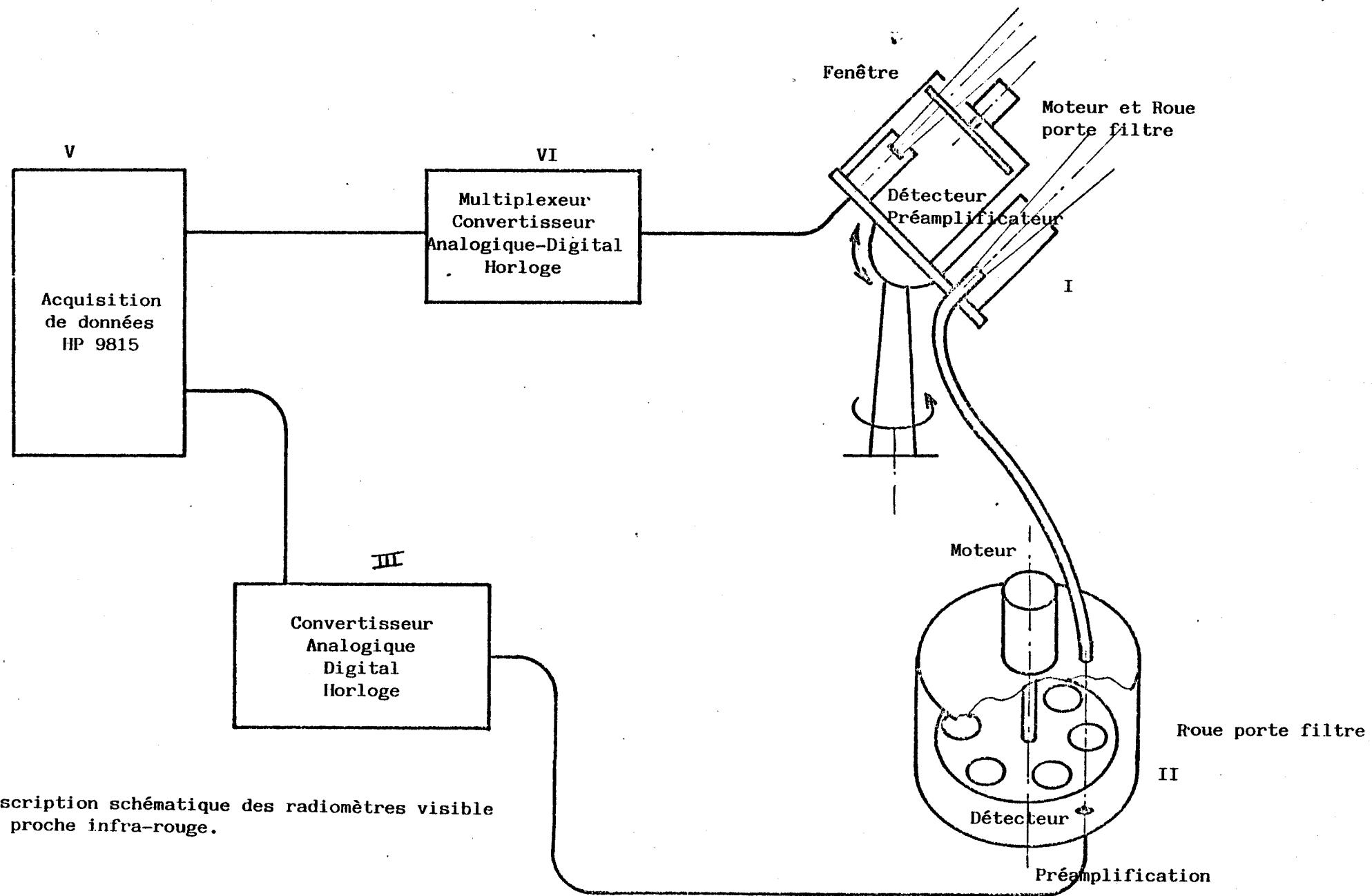


Figure 1 – Description schématique des radiomètres visible et proche infra-rouge.

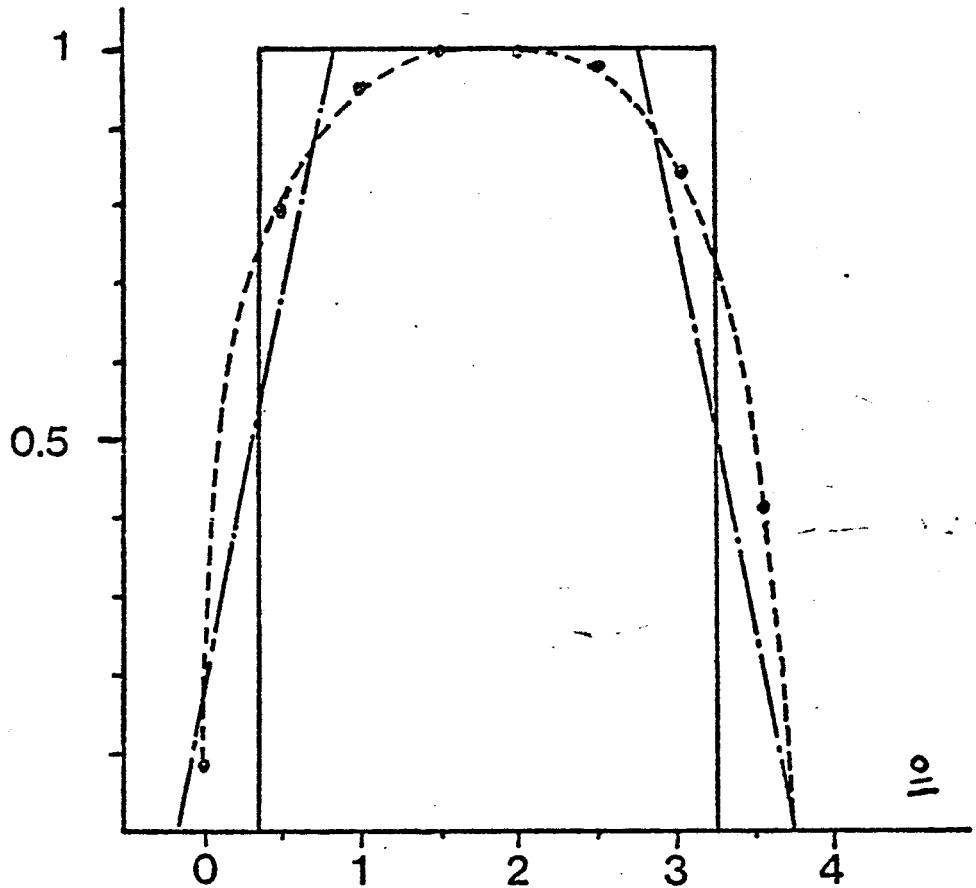


Figure 2 - Ouverture angulaire du radiomètre visible.

Champ théorique pour une source d'ouverture angulaire nulle (—) et en tenant compte de l'ouverture angulaire du soleil (—.-).

Mesure du champ à $\lambda = 850 \text{ nm}$, par balayage horizontal du soleil (—).

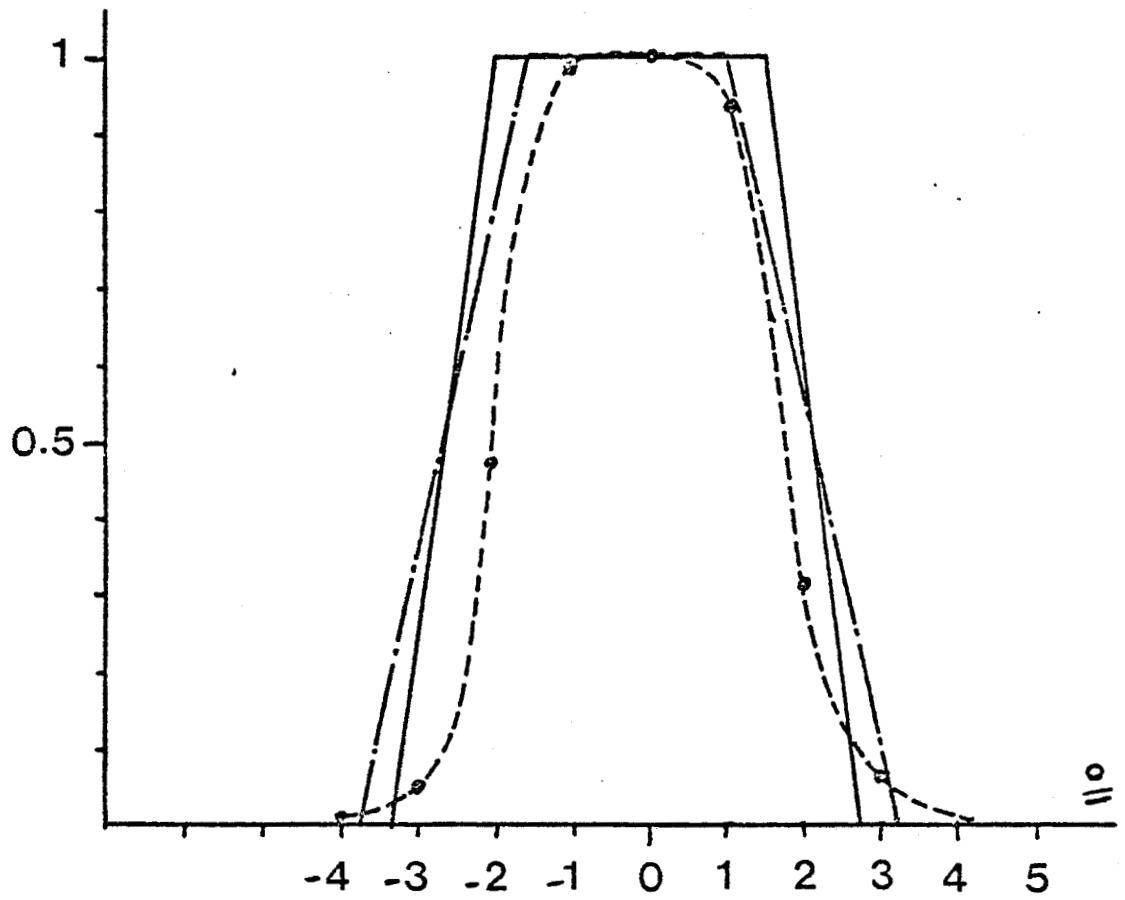


Figure 3 - Idem à la figure 2, pour le radiomètre proche infra-rouge.
La mesure est à $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$.

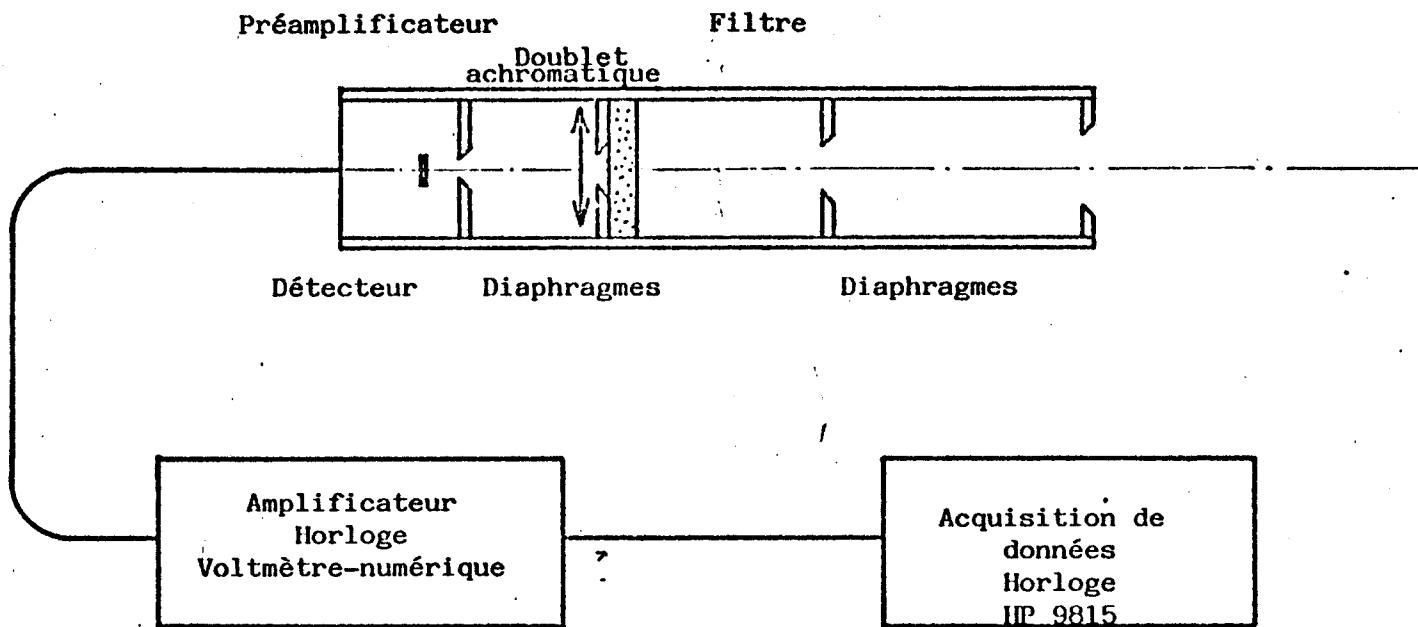


Figure 4 – Schéma de principe de l'auréolemètre

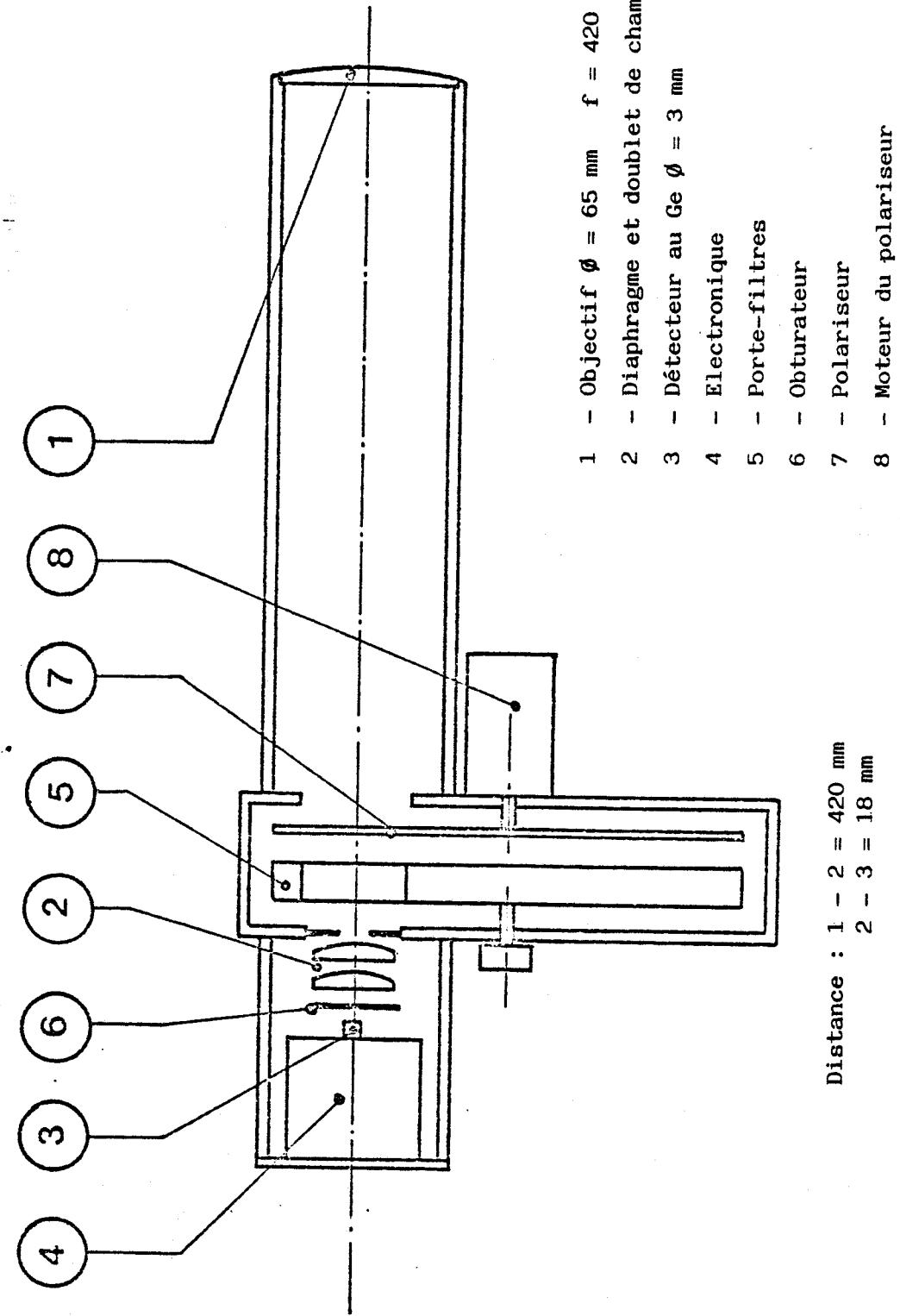


Figure 5 – Schéma de principe du polarimètre

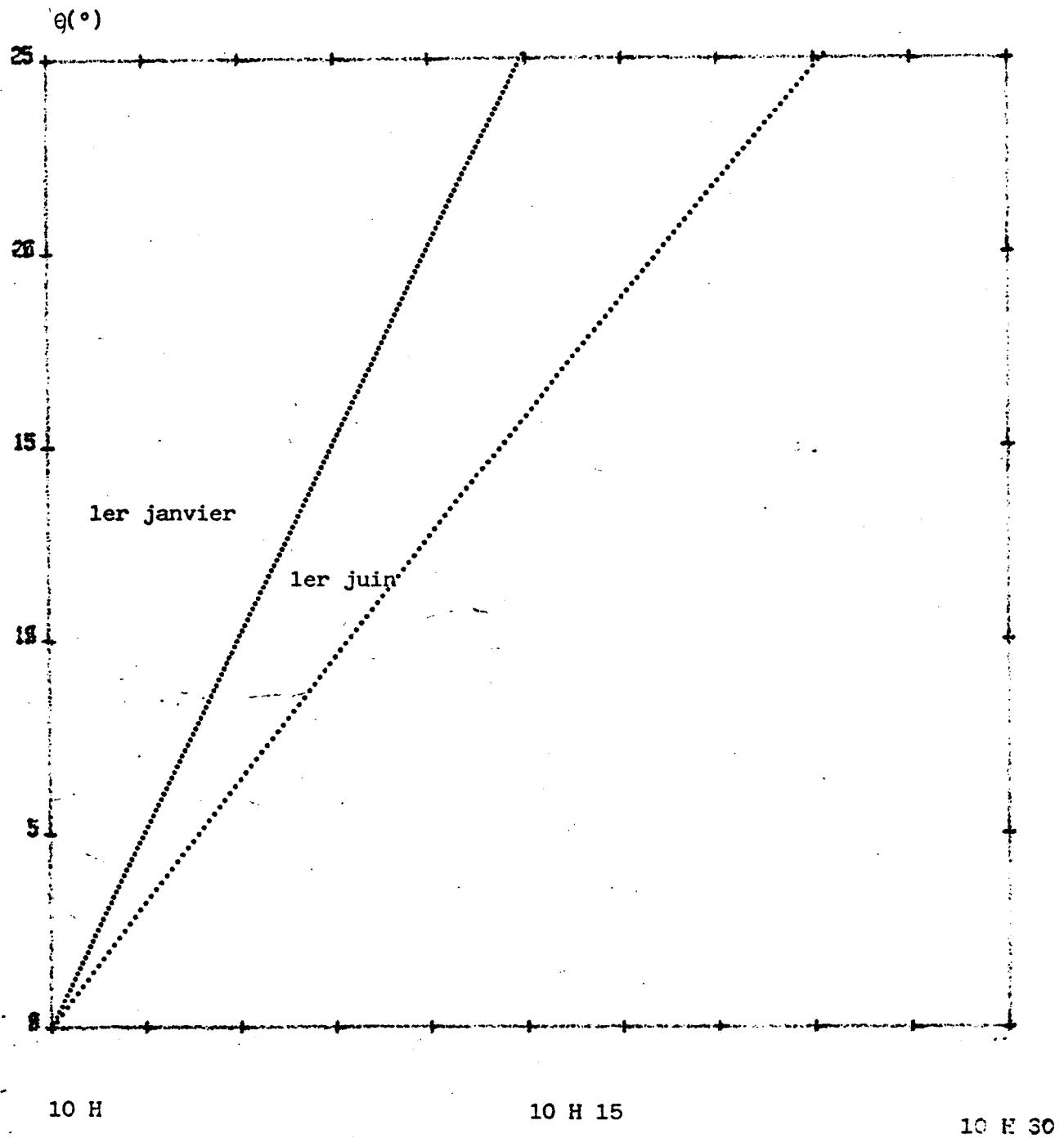


Figure 6 – Obtention des angles de diffusion lors d'une mesure de l'auréole. Le défilement des angles de diffusion est donné pour une mesure à Lille avec un premier pointé à 10 H T.U.. La rotation en azimuth de l'appareil est de 1/4 de tour par heure avec une mesure toutes les 5 secondes le 1er janvier, toutes les 10 secondes le 1er juin.

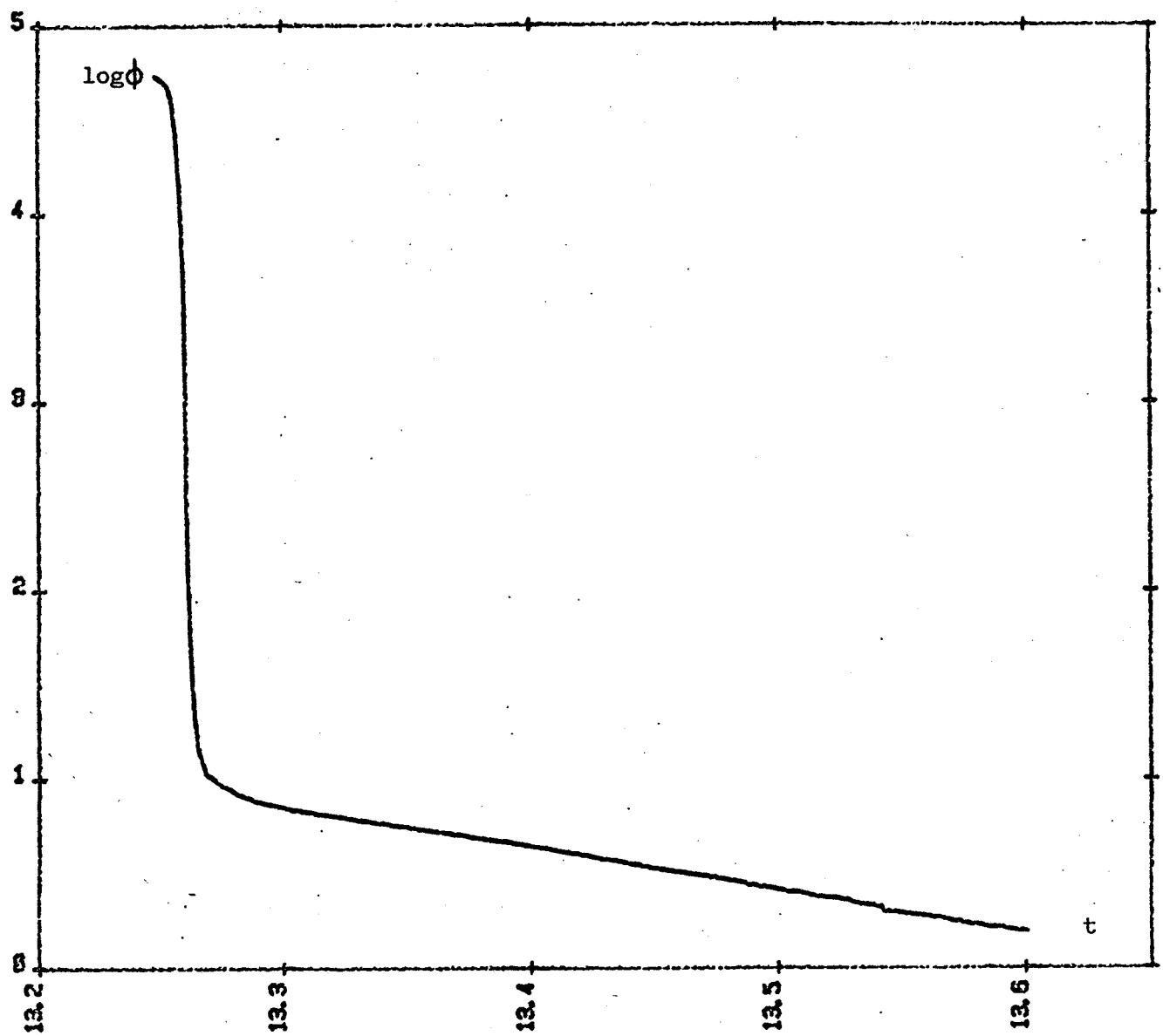


Figure 7 - Signal mesuré à l'auréolemètre. La mesure est celle du 15-02 et le signal mesuré est donné en fonction de l'heure décimale.

ANNEXE II-2

MESURES DE LA POLARISATION DES AEROSOLS

STRATOSPHERIQUES, A PARTIR D'UN BALLON PLAFONNANT

BALOIS Y., GONZALES L., HERMAN M., LENOBLE J., LECOMTE P., SANTER R.
et VERWAERDE C.

L.O.A. Villeneuve d'Ascq, U.S.T.L.

La polarisation du rayonnement solaire diffusé par les aérosols stratosphériques doit permettre de préciser leurs caractéristiques et en particulier de vérifier leur sphéricité; une hypothèse admise implicitement dans la plupart des interprétations quantitatives des mesures de rayonnement.

On a choisi de mesurer cette polarisation à partir d'un ballon stratosphérique en implantant un polarimètre à faible champ (2°) sur une nacelle ballon, bien équilibrée horizontalement et maintenue en rotation autour de la verticale (figure 1). Les longueurs d'onde d'observation sont $0,85\mu\text{m}$ et $1,6\mu\text{m}$, pour minimiser l'importance de la diffusion moléculaire, et les mesures se feront au lever ou au coucher du soleil, de façon à explorer une plage maximum d'angles de diffusion.

Un premier vol technologique de l'expérience a eu lieu, le 15.12.83, près d'Aire sur l'Adour, sur un ballon plafonnant du CNES. A une altitude moyenne de 20 km. le rayonnement diffus a pu être observé, de 6h25 TU à 8h05 TU, c'est-à-dire pour des élévations solaires variant de -10° à $+5^\circ$ environ. A titre d'exemple, les figures 2 et 3 montrent 2 séquences extraites de ces mesures. Sur ces figures, en fonction du temps :

- . les courbes (c) correspondent au signal du magnétomètre, qui varie sinu-
soidalement en fonction de l'azimut de visée, et à partir duquel on peut
déterminer l'angle de diffusion θ
- . les courbes (d) correspondent au signal de l'inclinomètre; échelle de
 $-0,1^\circ$ à $+0,1^\circ$.
- . les courbes (a) et (b) donnent respectivement les réflectances ρ et
les taux de polarisation P mesurés dans les 2 canaux de longueurs d'onde.
On a posé :

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

où E est l'éclairement solaire et L la luminance en entrée de l'appareil.

.../...

Les précisions relatives sur les réflectances sont estimées à 20 p.c à 0,85 μm et 80 p.c à 1,6 μm .

La faisabilité de ce type d'expérience semble correctement démontrée, la très grande stabilité offerte par une simple plate-forme ballon (variations d'inclinaison de l'ordre de $\pm 0,03^\circ$ sur l'ensemble du vol) permet de balayer la stratosphère dans un plan très sensiblement horizontal. Par ailleurs, la bonne symétrie des signaux par rapport à la direction d'incidence du soleil (maximum de la réflectance) montre que la couche d'aérosol est raisonnablement homogène à l'échelle du sondage ($\sim 50\text{ kms}$), ce qui permet une analyse angulaire des résultats.

A partir de 7h 30 environ, le soleil passe au-dessus de l'horizon, et l'ensemble de la stratosphère est éclairé. En première approximation les balayages angulaires donnent alors le diagramme de polarisation par diffusion primaire des aérosols, $P_a^1(\theta)$ et, à une constance près, leur fonction de phase, $p_a(\theta)$.

Qualitativement les observations sont très cohérentes et caractéristiques d'aérosols sphériques et submicrométriques. La faible dimension des particules est mise en évidence par une pointe de diffusion avant relativement large (*); des rapports diffusion avant/diffusion arrière assez faibles (50 à 0,85 μm) et décroissants quand λ augmente (10 à 1,6 μm); une section de diffusion également décroissante avec $1/\lambda$ (cf. les niveaux moyens de réflectance); enfin et surtout, un taux de polarisation de type quasi moléculaire à 1,6 μm (**).

Par ailleurs, la déformation des diagrammes $P_a^1(\theta)$ avec la longueur d'onde, et tout particulièrement l'inversion du plan de polarisation, vers $\theta = 140^\circ$, à 0,85 μm , correspondent bien à l'évolution spectrale typique du taux de polarisation de petites particules sphériques.

(*) Les pics de réflectance étroits observés, à 1,6 μm , autour de la direction d'incidence du soleil correspondent à la lumière parasite induite par l'éclairage solaire direct sur l'optique d'entrée. Ce rayonnement disparaît à 0,85 μm , où il est noyé dans le rayonnement diffus beaucoup plus intense (cf. :variation spectrale des coefficients de diffusion).

(**) On a compté positivement les taux de polarisation correspondant à une vibration perpendiculaire au plan de diffusion. Les taux de polarisation négatifs correspondent à une vibration polarisée dans le plan de diffusion. La direction de la vibration polarisée est déduite (à 2° près environ) de la position de l'analyseur donnant le signal maximum au minimum.

Pour des évaluations quantitatives plus précises, on se limitera ici aux observations correspondant à un soleil voisin de l'horizon. Dans ces conditions, l'éclairement parasite venant du sol et de la troposphère est négligeable et les calculs montrent par ailleurs que, dans les directions de diffusion avant ($\theta \leq 60^\circ$), la transmission t est pratiquement constante et très peu sensible au profil de répartition des aérosols au dessus du ballon, avec :

$$(2) \quad t \approx e^{-\tau},$$

où τ est l'épaisseur optique tangente visée.

En négligeant l'épaisseur optique tangente moléculaire, τ_m , les réflectances avant s'écrivent donc :

$$(3) \quad p(\theta) \approx \frac{\tau_a p_a(\theta) e^{-\tau_a}}{4}$$

Les mesures à 30° du soleil permettent alors de déterminer τ_a , en remarquant que dans cette direction $p(\theta)$ dépend très peu du type d'aérosol ($p(30^\circ) \approx 4$ à 5). Compte-tenu des incertitudes de calibration, les observations donnent :

$$(4a) \quad 0,8 \leq \tau_a(0,85) \leq 1,2$$

$$0,05 \leq \tau_a(1,6) \leq 0,2,$$

à comparer à :

$$(4b) \quad \begin{aligned} \tau_m(0,85) &= 0,04 \\ \tau_m(1,6) &= 0,003 \end{aligned}$$

Si l'on suppose que, à 20 kms, on a dépassé la couche principale d'aérosols et voit les particules décroître avec une échelle de hauteur H_a , on aura :

$$(5) \quad \tau_a = \sigma_a \sqrt{\frac{\pi R H_a}{2}} \quad ; R : \text{Rayon terrestre}$$

soit, pour $H_a = 6$ kms et $\tau_a = 1$, un coefficient de diffusion des aérosols, à 20kms et pour $\lambda = 0,85\mu\text{m}$;

$$(6) \quad \sigma_a \approx 0,004 \text{ km}^{-1}$$

.../...

Ce résultat est en assez bon accord avec les données standards de la WMO : $\tau_a \approx 0,0095$, à 19 kms et pour $\lambda = 0,55\mu\text{m}$, un an après une éruption volcanique.

Compte-tenu de la valeur élevée de τ_a à $1,6\mu\text{m}$, la contamination de la polarisation par la diffusion moléculaire est négligeable à cette longueur d'onde; on y mesure donc directement le taux de polarisation des aérosols, soit, aux diffusions multiples près :

$$(7) \quad P(\theta) \approx \frac{P_a^1}{1,6}(\theta)$$

Pour préciser le type de particules, le choix de la granulométrie étant d'importance secondaire, on s'est fixé une loi gamma-standard

$$(8) \quad n(r) = n_0 r \frac{1}{v_{\text{eff}}} e^{-r/(r_{\text{eff}} v_{\text{eff}})},$$

et, en ajustant les paramètres r_{eff} et v_{eff} , on a recherché les distributions en taille donnant un taux de polarisation en accord avec les mesures.

Les résultats dépendent de l'indice m des particules, et, à m donné, un assez large domaine de granulométries convient. La figure 4 montre, pour $m = 1,33 - 1,45$ et $1,55$, les familles de modèles qui restituent correctement les mesures, et la figure 5 indique, pour un cas moyen, la qualité de l'accord obtenu (***) .

Bien que le modèle reste largement indéterminé, la seule mesure de la polarisation à $1,6\mu\text{m}$ donne l'ordre de grandeur de la dimension des particules

$$(9) \quad \bar{r} \sim 0,3\mu\text{m}$$

et limité à $0,5\mu\text{m}$ environ la dimension maximum tolérable.

(***) On remarquera, figures 5 et 6 que les taux de polarisation décroissent légèrement à mesure que le soleil monte au-dessus de l'horizon. Cette dépolarisat^{ion} s'explique par l'éclairement parasite venant de la troposphère. Les photos AVHRR, à 8h30, montrent que l'on a survolé une couche nuageuse étendue de réflectance verticale $\rho \approx 0,4$ à $0,85\mu\text{m}$.

Par ailleurs, la dépendance spectrale de l'épaisseur optique calculée pour les différents modèles de la figure 4 varie assez peu et donne un coefficient d'angstrom de 2 à 2,5 ; soit :

$$(10) \quad \frac{\tau_a(0,85)}{\tau_a(1,6)} \approx 4 \text{ à } 6$$

qui reste, à la limite, en accord avec les mesures de réflectance , (4a), compte-tenu des incertitudes actuelles de calibration de l'appareil. Les mesures de polarisation à $0,85\mu\text{m}$ permettent de restreindre l'incertitude sur les particules. Ici, l'influence de la diffusion moléculaire n'est plus négligeable, surtout vers 90° où la polarisation par les particules décroît vite avec la longueur d'onde. $P(\theta)$ dépend cependant très peu du profil de densité des aérosols, et si on se limite à la diffusion primaire, on aura :

$$(11) \quad P(\theta) = \frac{\tau_{m\text{pm}}(\theta) P_m^1(\theta) + \tau_{apa}(\theta) P_a^1(\theta)}{\tau_{m\text{pm}}(\theta) + \tau_{apa}(\theta)}$$

On a calculé, par l'équation (11), les taux de polarisation à $0,85\mu\text{m}$, pour les 3 séries de granulométries retenues à $1,6\mu\text{m}$ (figure 4), et pour chacun des 3 indices de réfraction, on a déterminé la granulométrie donnant le meilleur accord avec les mesures. On obtient respectivement :

pour $m = 1,33$: $r_{\text{eff}} = 0,47\mu\text{m}$; $v_{\text{eff}} = 0,07$

pour $m = 1,45$: $r_{\text{eff}} = 0,27\mu\text{m}$; $v_{\text{eff}} = 0,27$

pour $m = 1,55$: $r_{\text{eff}} = 0,18\mu\text{m}$; $v_{\text{eff}} = 0,45$

et la figure 6 compare les diagrammes obtenus pour ces 3 modèles aux observations.

On voit que des particules $m \leq 1,33$ sont nettement inconciliables avec les mesures. Au delà de 1,33, pour les très petites particules rencontrées ici, $P_a^1(\theta)$ perd de sa sensibilité à l'indice et la détermination de m sera peu précise. On voit cependant, relation (12), que la dimension des aérosols est assez bien déterminée, et la figure 6 montre par ailleurs que l'hypothèse de particules de S_{04}H_2 , avec $m \approx 1,425$, est très cohérente avec les observations.

Une observation polarimétrique des aérosols stratosphériques semble donc, technologiquement, bien réalisable, et l'analyse succincte qui précède montre que l'on peut en tirer facilement des informations

.../...

précises sur les particules. Il reste à approfondir cette première analyse, et à l'étendre à l'ensemble des observations.

Un point essentiel est que les diffusions multiples ne sont probablement pas négligeables, surtout à $0,85\mu\text{m}$, compte-tenu de la forte épaisseur optique des aérosols. On notera figure 6 que, pour le modèle l'indice 1,45, les observations sont systématiquement inférieures aux évaluations de diffusion primaire (11); une dépolarisation par diffusions multiples pourrait améliorer l'accord.

Ces diffusions multiples dépendent principalement de l'épaisseur optique, τ_a^V , à la verticale de la couche. Dans le cas des observations à altitude constante obtenues ici, on cherchera à déterminer τ_a^V en analysant les variations de réflectance en fonction de la hauteur du soleil. Pour le vol scientifique de l'expérience, prévu pour Mai 1984, on disposera d'un ballon à clapet qui permettra d'observer l'ensemble de la couche par une escalade en altitude. Indépendamment d'éventuelles variations des caractéristiques des particules avec l'altitude qu'on pourra ainsi déceler, ces observations donneront directement accès à τ_a^V , et leur analyse fine devrait être plus facilement abordable.



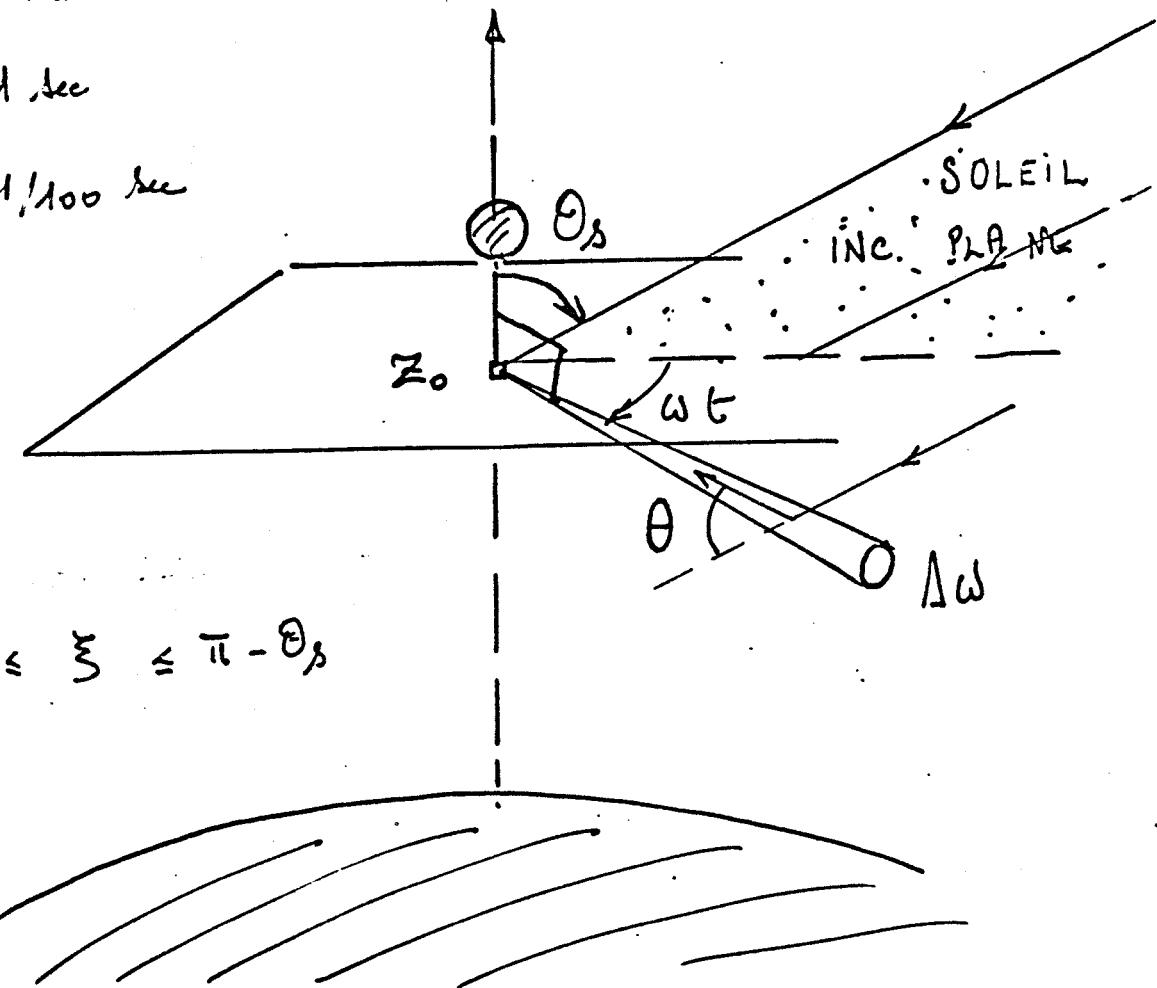
Figure 1

PRINCIPE

$$T_{Nac} \approx 1 \text{ min}$$

$$T_{p.f} \approx 1 \text{ sec}$$

$$T_{axial} = 1/100 \text{ sec}$$



$$\theta_s \leq \xi \leq \pi - \theta_s$$

PROBLEMES DE FAISABILITE

- STABILITE HORIZONTALE NACELLE

$$\sim 0,1^\circ$$

- HOMOGENEITE HORIZONTALE DE LA COUCHE

$$l_{eff} \approx 100 \text{ km}$$

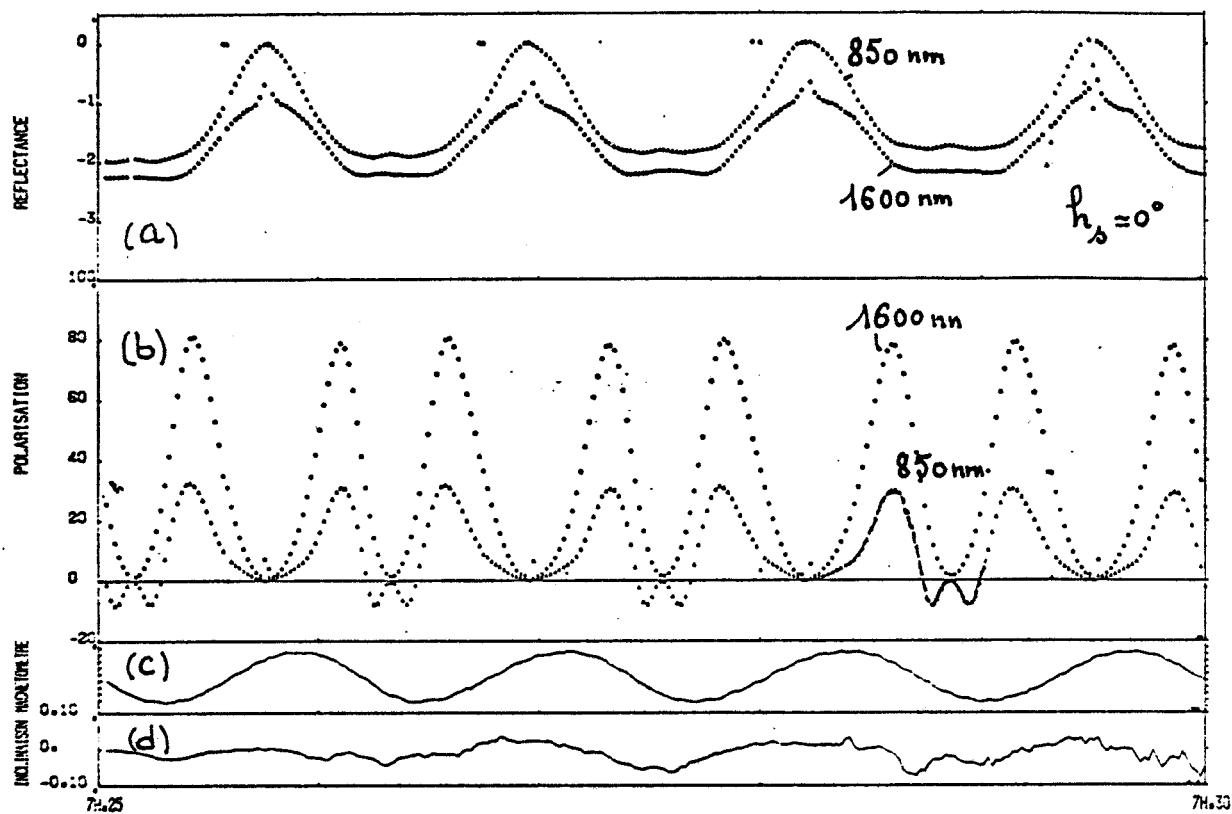


Figure 2

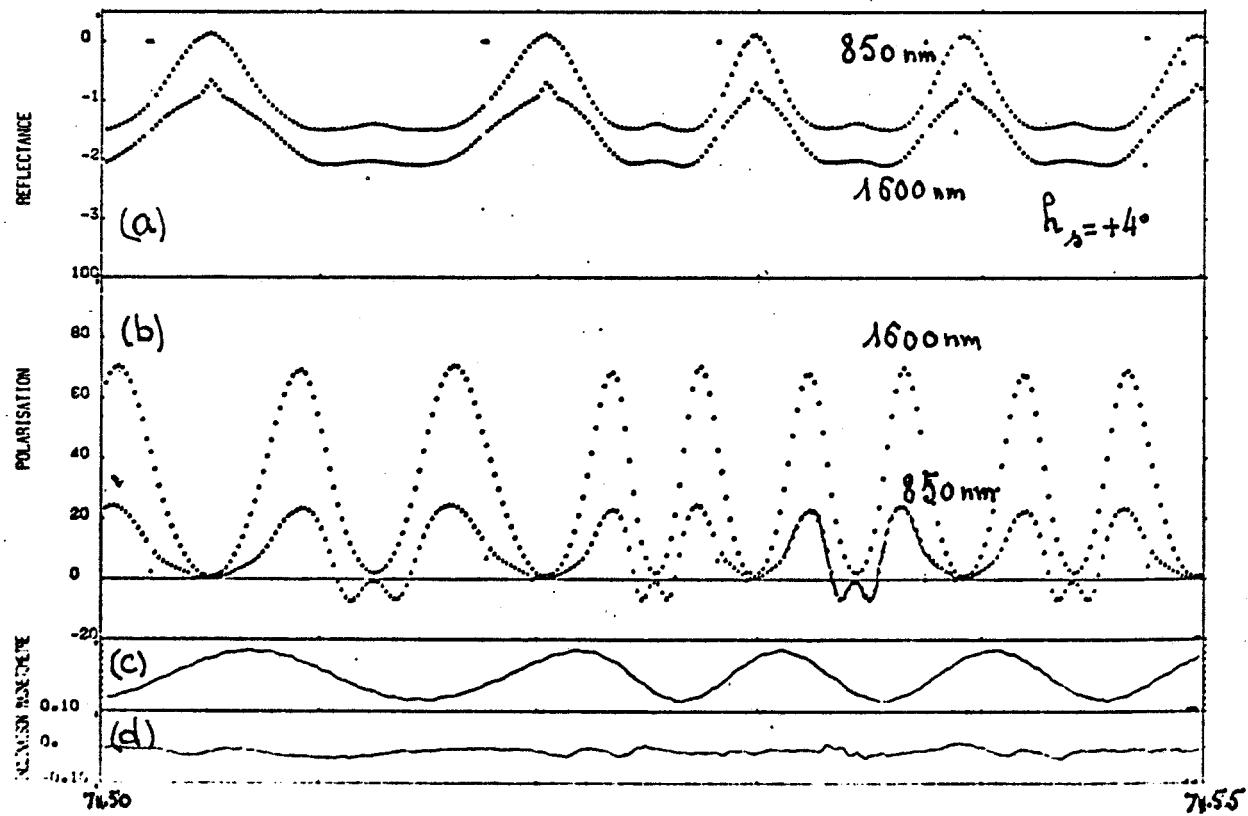


Figure 3



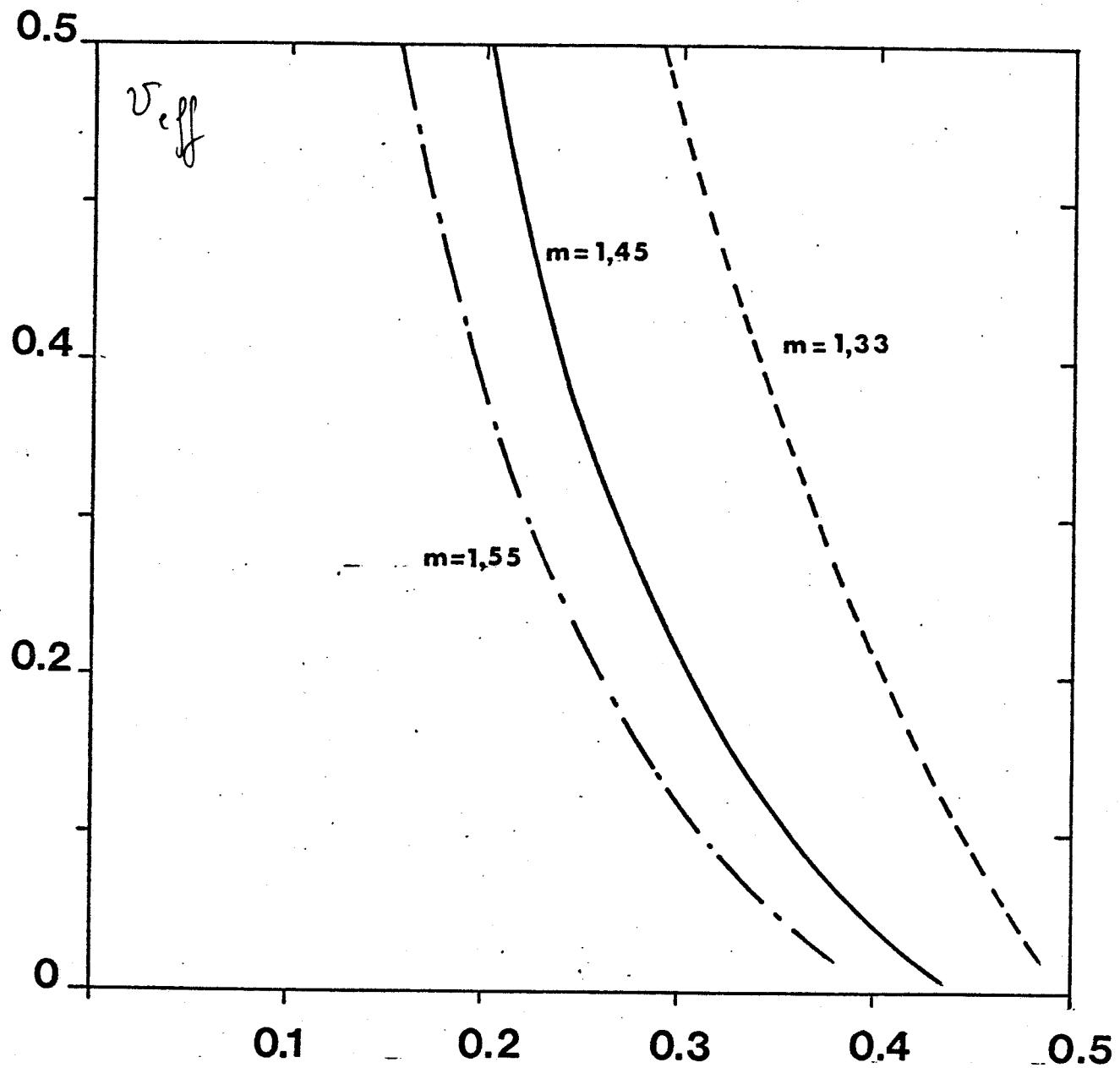
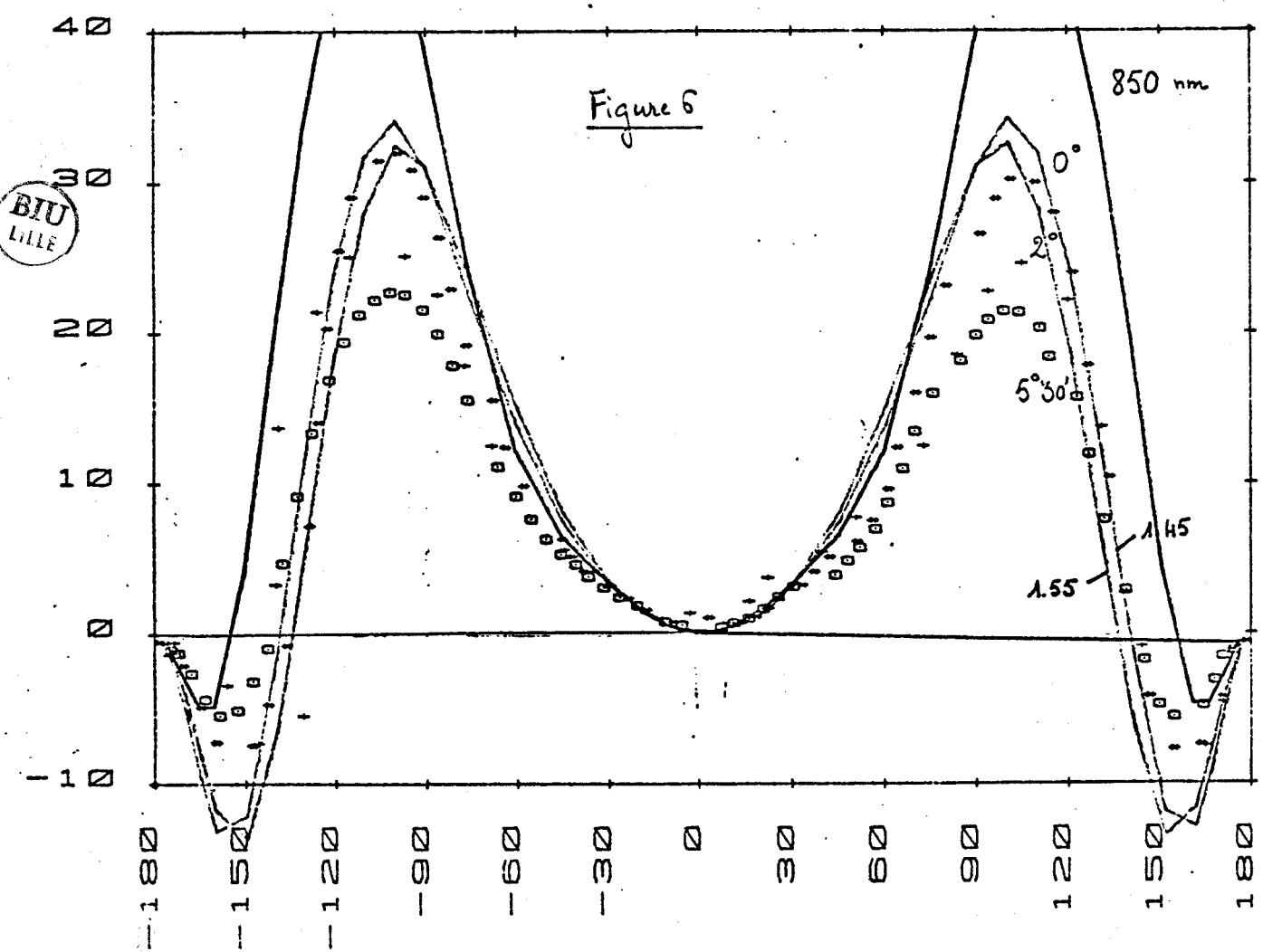
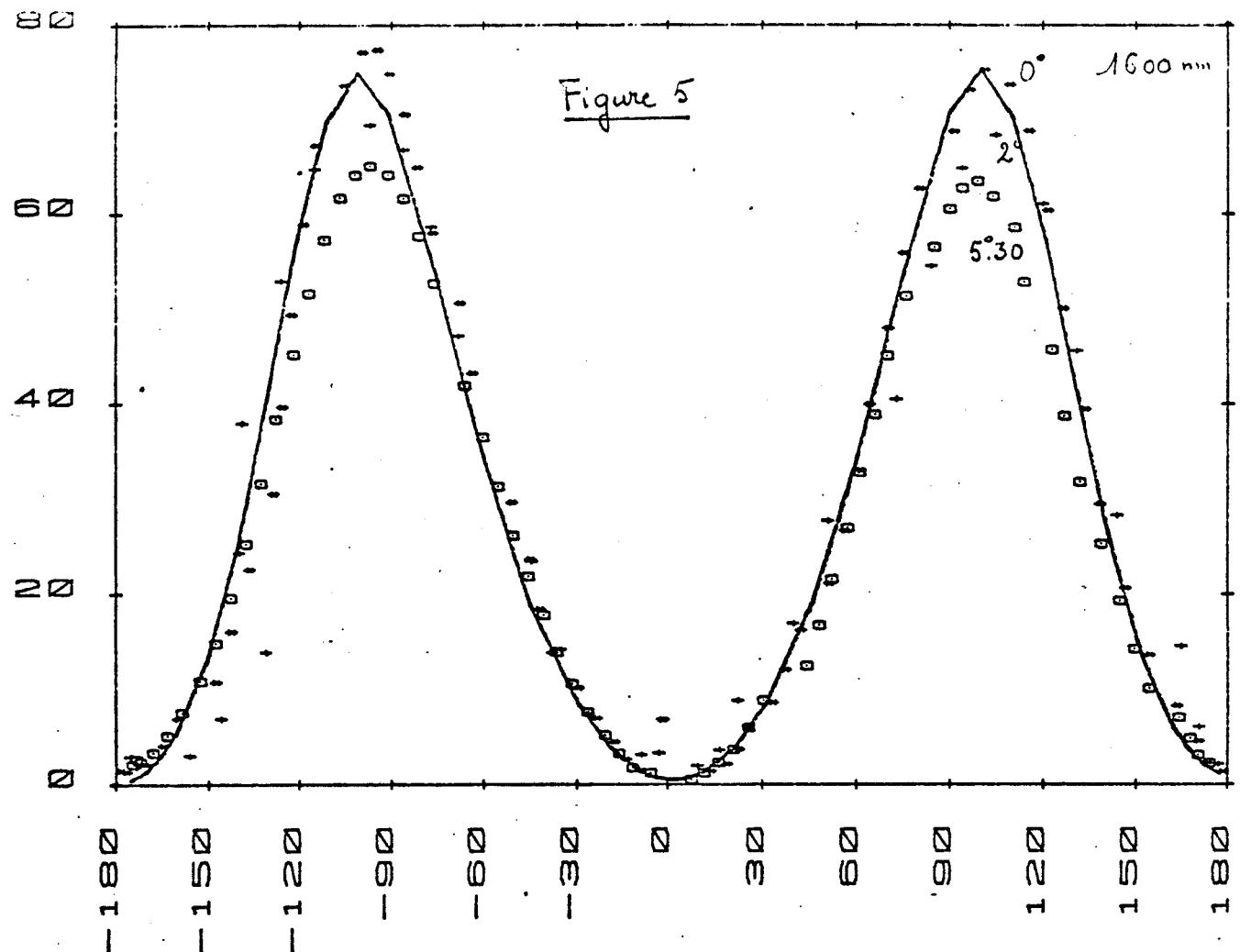


Figure 4

r_{eff} (μm)





Partie 3

Etude de la polarisation

des atmosphères planétaires,

applications à Vénus et Saturne



III-1 INTRODUCTION

La forte réflectivité de certaines planètes (Vénus - Saturne - Jupiter) indique la présence d'une atmosphère épaisse. Le rayonnement renvoyé par ces planètes est alors très diffus et les mesures photométriques sont plus marquées par l'absorption que par la nature des particules. Pourtant dans ce régime diffus, la polarisation de la lumière solaire réfléchie par la planète garde l'allure de la diffusion primaire et préserve une nette information sur la nature des aérosols.

Des mesures télescopiques de la polarisation ont été entreprises dès le début du siècle par Lyot [1] pour Vénus, planète interne qui permet une couverture angulaire complète. L'accumulation des mesures de la polarisation globale après la dernière guerre et l'accès aux ordinateurs puissants permettant une analyse fine de ces mesures, ont permis vers les années 70 d'identifier certains constituants supérieurs de ces atmosphères. On peut tout particulièrement souligner l'identification des gouttes de H_2SO_4 sur Vénus par Hansen et Hovenier [2].

Parallèlement aux mesures de la polarisation globale du disque des planètes, certaines observations télescopiques très fines ont permis de réaliser des cartes détaillées de la polarisation. L'analyse de certaines de ces mesures obtenues par A. Dollfus avait été amorcée au Laboratoire par Deuzé [3] et poursuivie dans notre thèse de 3ème cycle [4]. Le travail présenté ici est le prolongement de ces premières analyses qui nous a amené à dépouiller en particulier une campagne de mesures détaillées et multispectrales faites en 1977, et plus généralement, dans une collaboration plus étroite avec A. Dollfus, un très large ensemble des mesures accumulées depuis 1950.

Cette collaboration s'est poursuivie par une étude de la polarisation de Saturne et nous avons tenté dans cette partie de résumer ce travail à partir de 5 publications jointes en annexe..

III-2 GENERALITES

1) Position géométrique du problème et observables

Les conditions d'observation sont données figure III-1. L'angle de

phase V est l'angle entre la direction incidente (soleil-planète) et la direction d'observation (planète-terre). La couverture en angles de phase est limitée pour Saturne et Jupiter respectivement à 6° et 14° . Pour Vénus tout le domaine $0 \leq V \leq 180^\circ$ est théoriquement accessible. On supposera toujours l'atmosphère plane et stratifiée au point d'observation.

Le point subsolaire est éclairé sous incidence normale ($\mu_s = 1$). Le lieu géométrique des points d'iso-incidence est un cercle d'axe OS sur la planète, le terminateur correspondant au cas particulier $\mu_s = 0$. Le point subterrestre correspond à une direction d'observation verticale et le limbe à une émergence rasante.

Pratiquement, la lumière rediffusée est polarisée rectilignement, son ellipticité étant en général très faible. De plus, en dehors des zéros de polarisation, le plan de polarisation est voisin de celui de diffusion primaire soit, pour des particules sphériques, perpendiculaire ou parallèle au plan de diffusion. On affectera ici le taux de polarisation du signe + si la direction de polarisation est perpendiculaire au plan de diffusion (orienté Nord-Sud), du signe - pour une direction équatoriale.

2) Définition des modèles standards déduits des mesures de la polarisation globale

L'extension des mesures de la polarisation globale de Vénus au domaine spectral 327 nm - 1050 nm fut entreprise vers les années 50. Une synthèse des mesures américaines et françaises [5] permit à Coffeen (1969) [6] une première analyse en diffusion primaire. Cette analyse, reprise par Hansen et ses collaborateurs [2,7] en tenant compte des diffusions multiples, devait permettre la première caractérisation fine de la brume supérieure de Vénus.

Le modèle d'atmosphère simplifié déduit de ces résultats correspond à une couche semi-infinie de particules sphériques, de même indice de réfraction (pour Vénus, $m = 1,45$ à $\lambda = 550$ nm) dont la distribution en dimension est représentée par une distribution gamma standard de rayon efficace \bar{r} et de variance v . La sensibilité de la polarisation en rétrodiffusion est prioritairement utilisée pour déterminer la granulométrie et l'indice de réfraction.

On supposera d'autre part que le Rayleigh et les aérosols ont la même échelle de hauteur. On précisera alors l'abondance relative des particules et des molécules par le rapport de mélange :

$$\delta = \frac{\sigma_p}{\sigma_p + \sigma_R} \quad (\text{III-1})$$

La diffusion moléculaire est intense en ultra-violet et vers 90° , ce qui réduit la possibilité de déterminer δ à Vénus, du moins à partir d'observations télescopiques.

Les conditions limitées d'observation de Saturne et de Jupiter élargissent la fourchette de modèles standards. L'utilisation annexe de la mesure de l'ellipticité {8} permet de réduire les incertitudes {9}. On a alors pour Saturne et Jupiter respectivement $r = 1,35 \mu\text{m}$; $0,8 \mu\text{m}$ et $m = 1,44$, $1,44$.

3) Analyses préliminaires des mesures détaillées de Vénus

La mesure globale du taux de polarisation est fortement pondérée par le signal provenant du centre du disque apparent. L'analyse préliminaire des mesures détaillées doit chercher à les confronter aux prévisions données par le modèle homogène. Les premières comparaisons, sur des mesures à $\lambda = 520 \text{ nm}$ obtenues par A. Dollfus en 1972, indiquaient une remarquable homogénéité du nuage à l'échelle de la planète {3}. La poursuite de l'analyse sur des mesures ultra-violettes présentait au contraire des écarts sensibles par rapport au modèle homogène. Ces écarts pouvaient être attribués à des variations de la densité des particules {4} ou de l'altitude du nuage {10}.

La fourniture par A. Dollfus de l'ensemble de ses mesures détaillées allait permettre une analyse plus extensive. Pour la période 1950-1977, on dispose de 177 cartes de la polarisation de Vénus correspondant à plus de 2500 points de mesures. L'ensemble de ces mesures est résumé tableau III-1, où pour chaque campagne on a indiqué le domaine d'angle de phase couvert et les longueurs d'onde utilisées. Jusqu'en 1972, les mesures sont réalisées avec le polarimètre visible à franges. A partir de 1975, l'extension à l'ultra-violet a été rendue possible par l'utilisation d'un polarimètre photo-électrique.

III-3 RELATION ENTRE PHOTOMETRIE ET POLARISATION (Annexe III-1)

La première utilisation de ces mesures est principalement qualitative. L'observation de taches ultra-violettes sur Vénus pose le problème de l'origine de l'absorbant et de sa localisation ; l'utilisation de données photométriques et polarimétriques simultanées devrait permettre une étude complète des corrélations entre ces deux types de données et aider à mieux comprendre ce problème.

Plusieurs mécanismes simples peuvent expliquer une corrélation entre l'absorption ultra-violette et la signature de polarisation. En particulier, si l'absorption est localisée dans les particules détectées en polarisation, alors on peut imaginer que :

a) Le nuage de granulométrie constante se densifie sur les taches sombres : la contribution de la diffusion moléculaire, essentielle en ultra-violet, diminuera alors sur ces taches entraînant une diminution du taux de polarisation à cette longueur d'onde.

b) ou que le mécanisme de l'absorption est lié à la grosseur des particules (hypothèse avancée par Travis [11]) : la sensibilité de la polarisation à la taille des particules en lumière visible entraînera alors la corrélation envisagée.

Les comparaisons déjà existantes entre les mesures régionales de la polarisation et la distribution des taches U.V., très partielles, aboutissaient à des conclusions contradictoires [12 à 15]. On a repris une analyse plus systématique, permise par le nombre important de mesures disponibles, en comparant le contraste

$$\frac{\Delta I}{I} = 100 \frac{I^B - I^D}{I^B} \quad (\text{III-2})$$

à l'écart correspondant du taux de polarisation :

$$\Delta P = P^B - P^D \quad (\text{III-3})$$

Dans (III-2), la luminance est numérisée sur 5 niveaux pour deux taches

brillante (B) et noire (D) symétriques par rapport à l'équateur.

On a tracé, figure III-2, les écarts de polarisation déduits des mesures de A. Dollfus à $\lambda = 364$ nm, 430 nm, 580 nm, en fonction des contrastes U.V. déduits des photos de Aurière, Boyer, Viscardy.

L'analyse a été élargie aux mesures de Gehrels et al. {14} aux 3 longueurs d'onde 365 nm, 385 nm, 514 nm, figure III-2 ; la mesure de la polarisation est ici associée à une mesure simultanée de la luminance.

On constate qu'il n'apparaît aucune corrélation entre les deux types de mesures à aucune longueur d'onde. Cette absence de corrélation exclue que l'absorption U.V. soit liée simplement aux particules de $H_2 SO_4$ et montre que l'on a plutôt affaire soit à une absorption d'origine gazeuse {16}, soit à la présence de particules absorbantes {17} situées dans des couches plus profondes que celles où se forme la lumière polarisée.

III-4 ANALYSE DE LA POLARISATION DETAILLEE DE VENUS PAR RAPPORT AU MODELE STANDARD (Annexe II-2)

Une première confrontation des mesures détaillées de Vénus aux prévisions données par le modèle standard présentait un remarquable accord, compte tenu de l'hypothèse d'homogénéité faite sur l'ensemble de la planète. Les légers écarts observés pouvaient en général s'interpréter par des variabilités locales du nuage : soit de l'abondance des particules, ce qui ne modifie sensiblement la polarisation qu'en ultra-violet, soit de la taille des particules, sensible alors sur la polarisation en lumière visible, mais dont les effets sont masqués par la diffusion moléculaire en ultra-violet.

Les variabilités du modèle standard ainsi décelées étaient en général tolérables, excepté dans les régions polaires comme l'illustre la figure III-3. En octobre 1959, en particulier, d'importants écarts coïncidaient avec une brillance très anormale des pôles. La conclusion principale de cette première analyse était la mise en évidence indiscutable d'anomalies polaires marquées, le reste de la planète pouvant paraître sensiblement homogène à de légères variations près de l'abondance ou de la taille des particules.

III-5 AEROSOLS DE LA COUCHE SUPERIEURE DE VENUS (Annexes III-3 et 4)

Jusqu'en 1975, l'analyse des "anomalies" était rendue délicate soit par l'absence de mesures polychromatiques simultanées soit dans le cas contraire par le faible écart sur les longueurs d'onde d'observation lié à la seule utilisation du polarimètre à franges (cf. tableau III-1).

Une action thématique développée en 1977 devait permettre une campagne de mesures plus complète avec la mise en oeuvre simultanée des deux polarimètres (Aurière, Dollfus, Dusseaux) et l'obtention de clichés photographiques soignés au Pic du Midi (Boyer, Hecquet, Coupinot).

Les mesures détaillées de la polarisation de Vénus obtenues lors de cette campagne présentaient un comportement très particulier qu'illustre la comparaison des mesures des 21 et 22 juillet aux prévisions du modèle standard, figure III-4. Au lieu d'observer les gradients de polarisation élevés vers le limbe, le terminateur et surtout les pôles, les images de polarisation obtenues étaient plates. Par ailleurs, les observations montraient une réduction des écarts de polarisation entre les deux longueurs d'onde d'observation alors qu'une variation de densité des particules ou de leurs dimensions devrait se traduire par une simple translation des niveaux de polarisation sensiblement égale aux deux longueurs d'onde, donc par un écart de polarisation sensiblement constant.

Les écarts de polarisation étant essentiellement marqués aux pôles, au limbe et au terminateur, c'est à dire dans des zones où le rayonnement provient principalement des couches nuageuses les plus hautes, il semblait logique d'associer les perturbations à la présence d'une couche supérieure de nature différente et suffisamment fine pour annuler ces effets au centre de la planète.

Les effets de cette brume supérieure sont évalués dans une simple approximation de diffusion primaire. La granulométrie utilisée étant toujours une fonction gamma-standard, avec $v = 0,07$ on a recherché le domaine de dimensions susceptibles de produire l'effet observé : augmentation de la polarisation en orange, diminution en U.V.

Les résultats donnaient un bon accord pour $r_{\text{eff}} = 0,15 \pm 0,05 \mu\text{m}$, si l'indice de réfraction des particules était de $m = 1,45$; la valeur de m jouant d'ailleurs un rôle secondaire pour ces particules proches de la diffusion Rayleigh. A titre d'exemple, la figure III-4 montre la restitution des mesures des 21 et 22 juillet, obtenue en superposant au nuage standard une brume de ces particules sur l'ensemble de la planète, d'épaisseur optique $\tau_u \approx 0,04$. La permanence de cette brume était d'ailleurs telle à cette époque, qu'elle restait décelable dans les mesures globales contemporaines de Gehrels et al. {14} qui validaient également ce modèle.

Les résultats de la mission Pioneer, fin 1979, devaient confirmer cette analyse en retrouvant nettement la présence de ces légères brumes supérieures de particules submicrométriques {18}.

On a alors repris l'analyse de l'ensemble des mesures de A. Dollfus à l'aide de ce modèle à deux couches. La permanence des particules submicrométriques apparaît systématique. Si durant certaines campagnes, l'allure générale de la polarisation est très conforme à ce que l'on attend du simple modèle standard, on observe toujours un comportement anormal aux pôles où il semble que se localisent préférentiellement les particules submicrométriques.

III-6 ANALYSE DE LA POLARISATION DETAILLEE DE SATURNE (Annexe III-5)

Une première analyse des mesures de A. Dollfus au centre du disque à $\lambda = 520 \text{ nm}$ et 580 nm , permettait de retrouver sensiblement les caractéristiques du nuage principal déjà annoncées par d'autres auteurs {9,19}, avec une polarisation aux courtes longueurs d'onde marquée par une importante contribution de la diffusion moléculaire.

Les mesures détaillées disponibles pouvaient donc être analysées dans le cadre d'un nuage homogène de ce type, sur l'ensemble de la planète. Pour les observations aux petits angles de phase, les points le long du disque bénéficiant des mêmes conditions d'éclairement, on peut simplifier l'analyse en séparant le rôle des diffusions primaire et multiples.

La diffusion primaire, faible à ces angles de phase, a une direction de polarisation constante, ici perpendiculaire au plan de diffusion. Les diffusions multiples prédominent le long du disque avec une orientation radiale ou tangentielle.

Les mesures du 9/12/72 à un angle de phase voisin de zéro, figure II-5-a, devraient présenter une simple radialité du plan de polarisation, caractéristique des diffusions multiples. Les observations sont totalement différentes : sur l'ensemble du disque, on constate une direction très privilégiée, N-S, du plan de polarisation. Par ailleurs, la région polaire présente des taux de polarisation beaucoup plus élevés qu'à l'équateur avec une accumulation des lignes d'isopolarisation autour du pôle.

Les mesures U.V. du 3/03/76, figure III-5-b, indiquent une polarisation radiale le long du limbe, croissant de l'équateur vers le pôle Nord. La tendance à retrouver ici une polarisation radiale au limbe, peut s'expliquer par la forte diffusion moléculaire qui masquerait la source d'anomalie observée en lumière visible. Néanmoins, on retrouve une polarisation au pôle deux fois plus forte qu'à l'équateur, ce qui suggère que la source de l'anomalie de la polarisation visible est localisée à très haute altitude ; la diffusion moléculaire, en particulier le long du limbe, ne pouvant masquer ces anomalies. De plus, l'observation du 3 mars le long du limbe suggère un établissement progressif du "régime polaire".

Ces différents effets peuvent s'expliquer par la présence d'une fine couche de particules, produisant une polarisation orientée N-S très apparente en lumière visible, masquée en partie en U.V. par la diffusion moléculaire sauf aux pôles où elle s'ajoute à la polarisation radiale principale.

Les effets de cette brume supérieure sont dégagés à partir d'une analyse de diffusion primaire (cf. annexe) : ses effets sont négligeables au centre du disque en lumière visible (ce qui justifie les analyses initiales au centre du disque) ; mais son influence croît rapidement en U.V., ce qui résulterait peut-être de la variation spectrale de l'épaisseur optique d'une couche de particules submicrométriques.

III-7 CONCLUSION

L'étude de la polarisation de Vénus conduite à partir d'observations télescopiques semble l'aboutissement de ce type de mesures. Les mêmes observations sur les autres planètes se heurtent principalement au faible domaine d'angles de phase accessible ; handicap que peut partiellement compenser l'utilisation du nouveau télescope de 2 m du Pic du Midi avec une

meilleure résolution et la possibilité de mesures polychromatiques. L'analyse théorique des mesures apparaît cependant très problématique puisqu'on a vu l'existence probable de particules cristallines (nuages jaunes de Mars, couche supérieure de Saturne ou de Jupiter) pour lesquelles la simple théorie de Mie devient inexploitable. L'interprétation des données de la polarisation pour ces planètes demanderait donc un effort de modélisation considérable.

B I B L I O G R A P H I E

- {1} Lyot B. (1929) "Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres". Ann. Obs. Paris.
- {2} Hansen J.E. et Hovenier J.W. (1974) "Interpretation of the Polarization of Venus" J. Atmos. Sci. 33, 1137, 1160.
- {3} Deuze J.L. (1974) "Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants. Application à la polarisation localisée de Vénus", Thèse de 3ème cycle, Lille.
- {4} Santer R. (1977) "Contribution à l'étude de la polarisation du rayonnement solaire diffusé par Vénus". Thèse de 3ème cycle, Lille.
- {5} Dollfus A. et Coffeen D.L. (1970) "Polarization of Venus, I, Disk observations". Astron. Astrophys., 8, 251-266.
- {6} Coffeen D.L. (1969) "Wavelength dependence of polarization, 16, Atmosphere of Venus", Atron. J., 74, 446-460.
- {7} Hansen J.E. et Arking A. (1971) "Clouds of Venus : Evidence for their nature", Science, 171, 669-672.
- {8} Kawata Y. (1978) "Circular polarisation of sunlight reflected by planetary atmosphere". Icarus 33, 217-232.
- {9} Coffeen D. et Hansen J.E. (1974) "Polarization Studies of planetary atmospheres". In "Planets, stars and nebulae studies with photopolarimetry"(T. Gehrels, Ed.) Univ. of Arizona Press, Tucson.
- {10} Hansen J.E., Kawabata K. (1974) "Interpretation of the variation of the polarization over the disk of Venus" J.A.S. 31, 1137.

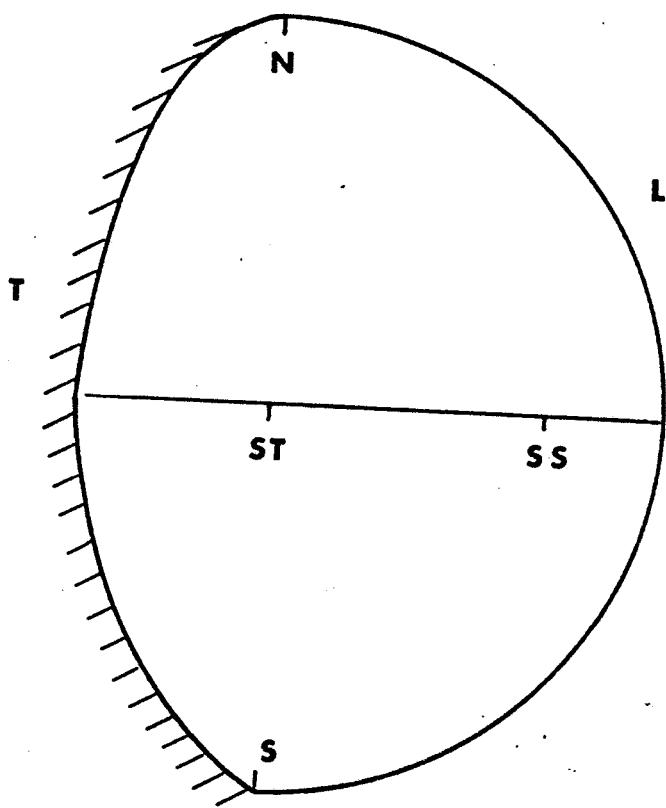
- {11} Travis L.D. (1975) "On the origin of ultraviolet contrasts on Venus", J. Atmos. Sci. 32, 1190-1200.
- {12} Beebe R. (1974) "Photographic polarization measurements of Venus", in "Planets stars and nebulae measured with photopolarimetry", (T. Gehrels Ed.) Univ. of Arizon Press, Tucson.
- {13} Fountain J.W. (1974) "Spatial distribution of polarization over the disks of Venus, Jupiter, Saturn and the moon" in "Plane stars and nebulae measured with photopolarimetry" (T. Gehrels Ed/Unis. of Arizona Press, Tucson.
- {14} Gehrels T., Gradie J.C., Howes M.L. and Urba F.J. (1979) "Wavelength dependence of the polarization, XXIV. Observations of Venus", Astron J., 84, 671-682.
- {15} Hapke B. (1976) "Photometry of Venus from Mariner 10", J. Atmos. Sci. 33, 1803-1815.
- {16} Pollack J.B., Toon O.B., Whitten R.C., Boese R., Ragent E., Tomasko M., Esposito L., Travis L., Wiedman D. (1980) "Distribution and source of the UV absorption in Venus' atmosphere" J.G.R., 85, 8141-8150.
- {17} Young A.T. (1973) "Are the clouds of Venus surfuric acid", Icarus, 18, 564.
- {18} Kawabata K., Coffeen D.L., Hansen J.E., Lane W.A., Makoto Sato et Travis L.D., (1980), "Cloud and Haze from Pioneer Venus polarimetric", J.G.R., 13, 8129-8140.
- {19} Bugaenko O.I. et Galkin L.S. (1973) "Polarimetric observations of the major planets II Phase dependence of the polarization for selected areas on the disk of Saturn". Soviet Astron., 16, 681-686.

TABLEAU III-1

Récapitulatif des mesures de polarisation détaillée de Vénus. Les lettres UV, B, V, J, Ø, R correspondent respectivement aux longueurs d'onde 364, 430, 527, 564, 580, 620 nm. Le nombre de mesures correspondantes figure pour chaque campagne avec les indications de mesures simultanées polychromatiques.

Année	V(°)	longueur d'onde
1950	9 - 14,8	5 V-R, 2R, 1V
1953	46 - 66,8	10 V-R, 3R, 3V
1959	46 -118	1 J-V, 2 Ø-B , 1 Ø-V-B
1960	50	1J
1964	43 -175	10 R-V, 3Ø, 3R, 1V
1965	26,2-121	7 R-V, 4V, 2R
1972	64,4- 83,5	6 B-Ø, 3B, 2Ø
1975	54 -100,5	18 UV
1977	46 - 82	1 Ø-B-UV, 5 Ø-UV, 8Ø, 5UV





- (L) Limbe
- (T) Terminator
- (S.S) Point subsolaire
- (S.T) Point subterrestre
- (N), (S) pôles

Figure III-1 : Position géométrique du problème pour un angle de phase $V = 60^\circ$.



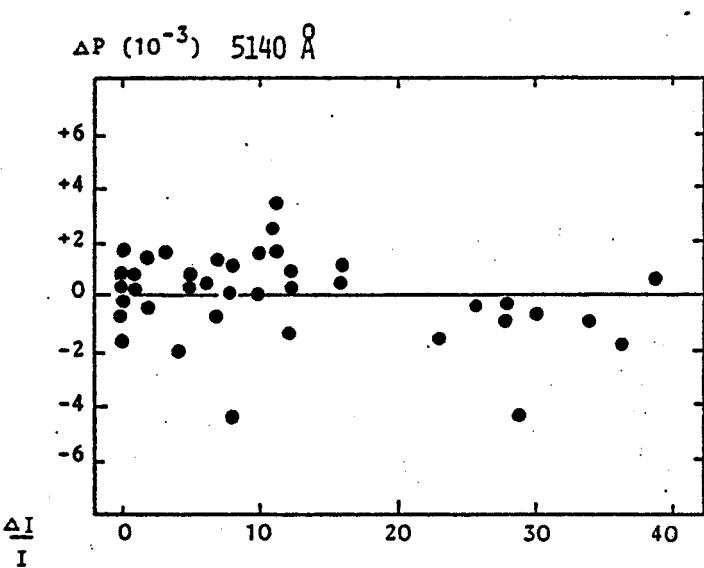
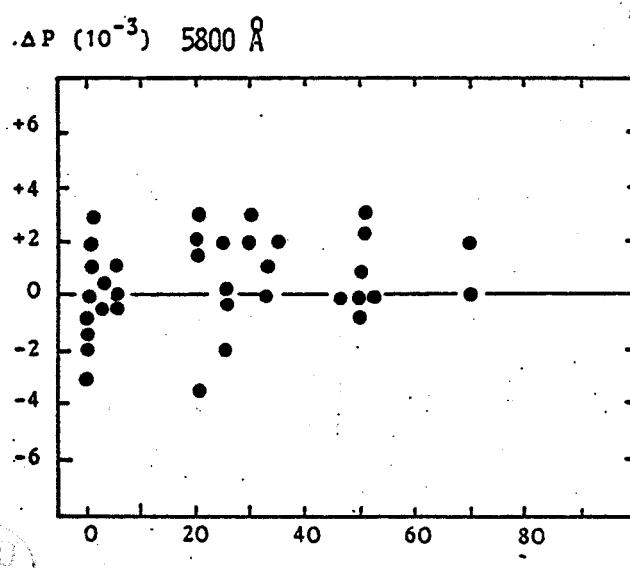
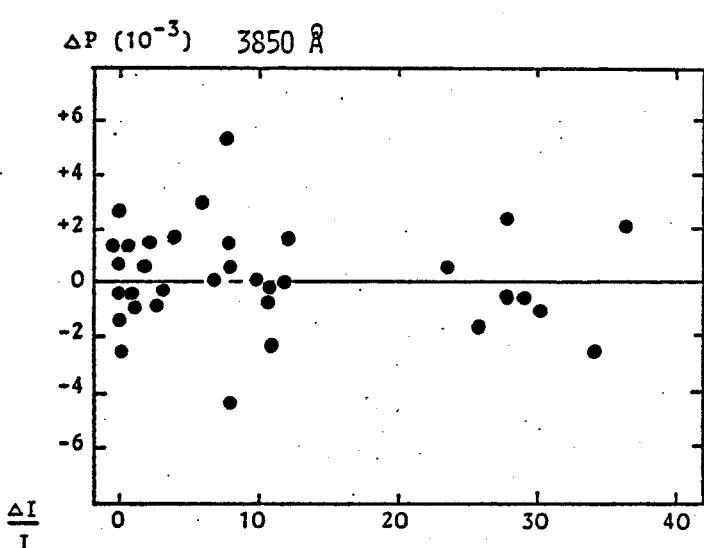
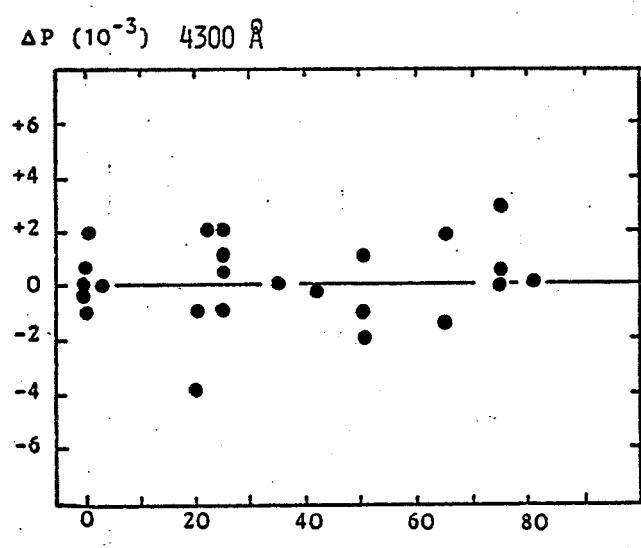
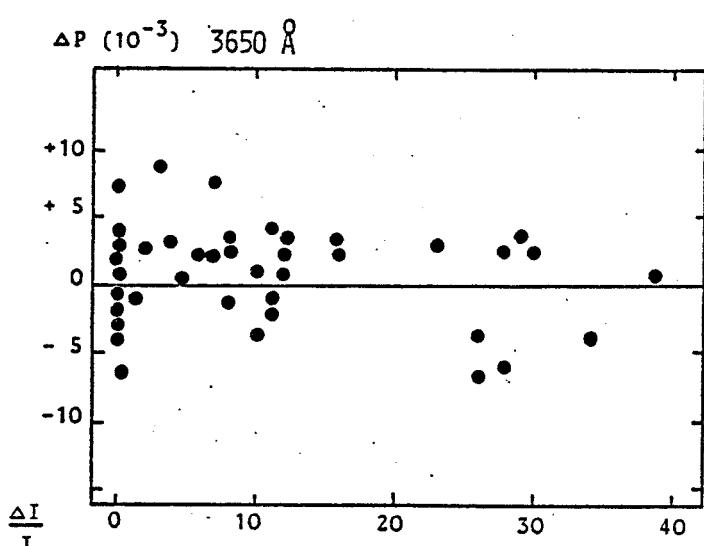
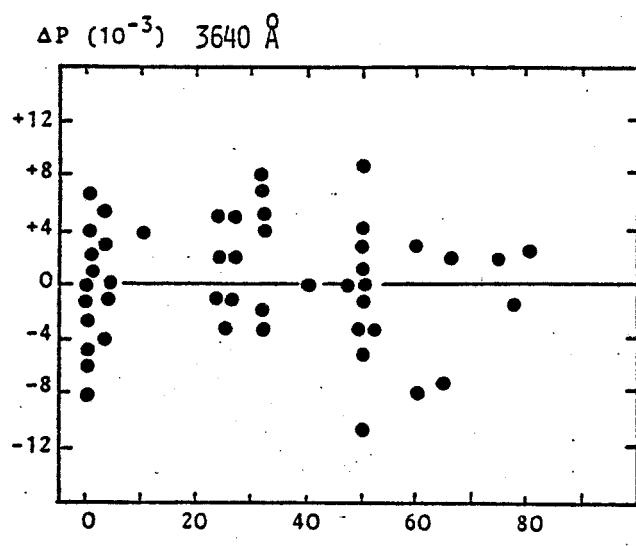


Figure III-2 : Etude des corrélations entre tâches ultraviolettes et mesures multi-spectrales de la polarisation.

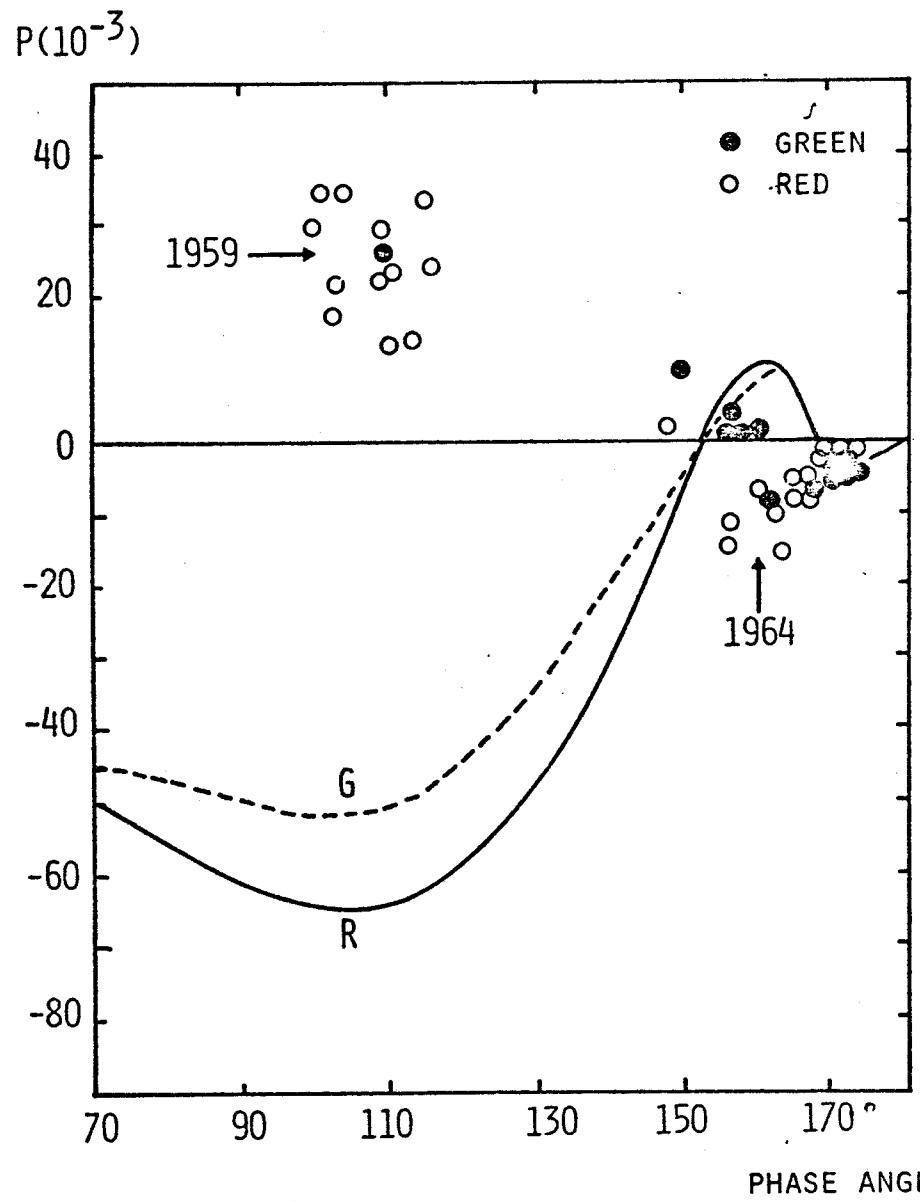


Figure III-3 : "Anomalies" polaires de Vénus mises en évidence par la comparaison des mesures de la polarisation aux prévisions données par le modèle standard.

BIA
LILLE

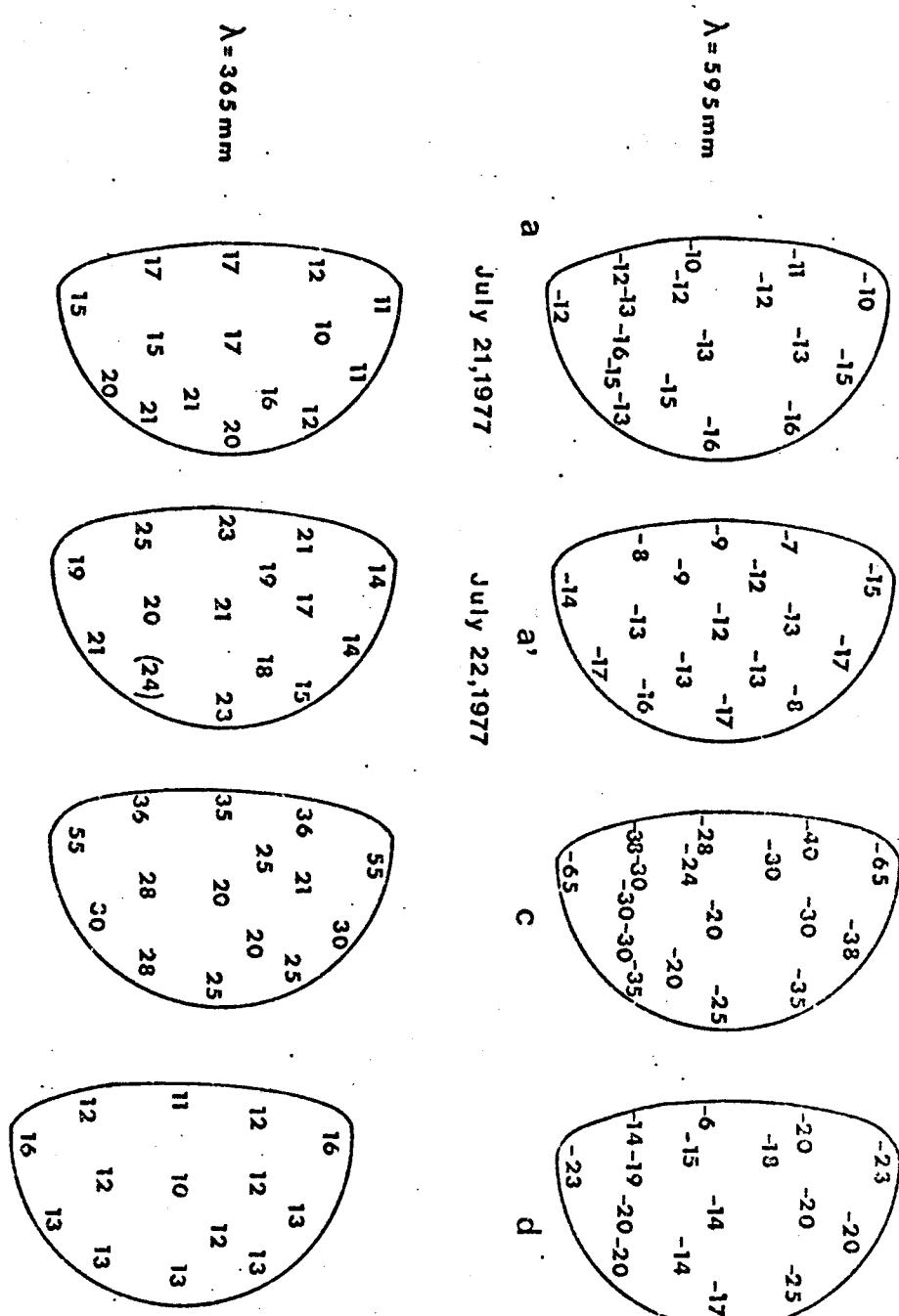
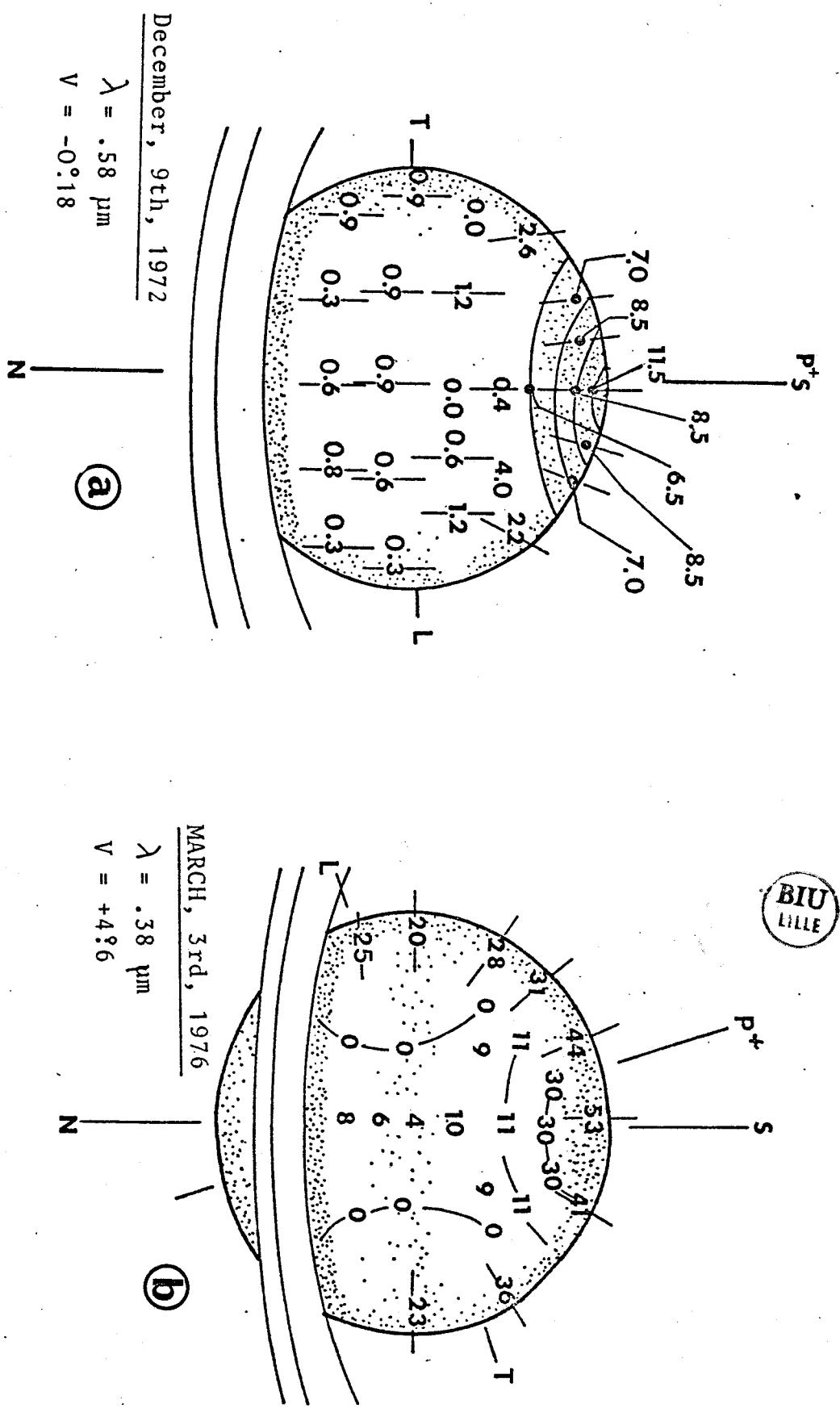


Figure III-4 : Mesures détaillées de la polarisation de Vénus, les 21(a) et 22(a') Juillet 1977,

comparées aux prévisions données par le modèle standard (c). Restitution des mesures (d)
par l'addition d'une brume supérieure de petites particules ($r \approx 0,15 \text{ m}$), d'épaisseur
optique τ_U ($\lambda = 595 \text{ nm}$) = 0,04.



Figure III-5 : Mesures résolues de la polarisation de Saturne ; en lumière visible (le 9 Décembre 1972, a) et ultraviolette (le 3 mars 1976, b).



ANNEXE III-1

THE ASTRONOMICAL JOURNAL

VOLUME 85, NUMBER 5

MAY 1980

WAVELENGTH DEPENDENCE OF POLARIZATION. XXXIX. VENUS UV CLOUD MODEL FROM POLARIMETRY

RICHARD SANTER

Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Techniques, 59650 Villeneuve d'Ascq, France

AUDOUIN DOLLFUS

Physique du Système Solaire, Observatoire de Paris, 92190 Meudon, France

Received 6 August 1979; revised 19 February 1980

ABSTRACT

The clouds seen in the UV photographs of Venus do not correspond to variations in the amount of polarization, in either UV or visible light. This absence of correlation indicates that these clouds are not lying at the altitude in which the polarization is formed, which is around 70 km. The absorber responsible for the dark features seen in UV has to be localized deeper in the atmosphere, at optical depths larger than 6, which are still reached by the light but with too much multiple scattering to contribute significantly to the polarization. The altitude of these clouds is below 60 km and they may be related to the large particles of at least 8 μm diameter detected by Pioneer-Venus at altitudes between 50 and 56 km (C layer) or around 48 km (B layer).

I. INTRODUCTION

Cloudlike features in the upper atmosphere of Venus were discovered on UV photography by Ross (1928). These clouds, which are not seen in visible light, were extensively surveyed in UV by telescopic observations by Boyer and Camichel (1961), Smith (1967), Boyer and Guerin (1969), Kuiper *et al.* (1969), Boyer (1973), and Dollfus (1975), and photographed by Mariner 10 for atmospheric motion studies (Murray *et al.* 1974; Suomi 1975; Sidi 1976; Belton *et al.* 1976).

The presence of these clouds in the Venus atmosphere involves a UV absorber and a structure in the aerosol layer. Their modeling of upper atmosphere structure was attempted on the basis of photometry or polarimetry by Hapke (1976), Travis (1975), Kawabata and Hansen (1975), Ksanfomaliti *et al.* (1976), Herman *et al.* (1977), and Lane (1979).

Regional polarization analysis of Venus offers new clues about the Venus upper atmosphere cloud structure, which is analyzed in this work.

Comparisons between regional polarimetry and UV cloud distribution were previously attempted, with uneven success. Fountain (1974) produced photographic pictures of Venus in UV polarized light by subtracting perpendicularly polarized pictures, and concluded that there is a decrease of polarization in UV on the dark clouds. With the same approach, Beebe (1974) has not found any clear relationship. A scan of Venus' equator with a UV photometer-polarimeter by Coffeen (1974) showed conversely an increase of UV polarization on the dark clouds. An image subtraction of the polarized pictures of Mariner 10 enabled Hapke (1976) to conclude also that dark clouds decrease UV polarization. Gehrels *et al.* (1979) found from the analysis of two polarized

images of Venus produced by a diode array scanning polarimeter a tendency for the UV polarization to be higher on the dark clouds.

We analyze here the relationships between UV clouds and polarization on the basis of our large series of measurements (Dollfus 1955, 1966; Dollfus *et al.* 1979). The analysis of these results leads to a model of Venus' upper atmosphere more complete than with a single aerosol layer, in which the dark UV clouds are produced by an absorber regionally distributed in a deeper layer.

II. OBSERVATIONS

The photometric contrast between the cloud features of Venus can reach 35% in UV at 3600 Å, but decreases steeply towards longer wavelengths and disappears completely around 4000 Å. Quantitative curves of contrast variations with wavelength were given by Coffeen (1974) and by Dollfus *et al.* (1975).

Although the features are not observed at all in the visible spectral range, their high contrast in UV corresponds to changes in scattering properties which may react on visual as well as UV regional polarization.

a) Previous Results

We have already published information about associations between polarization and UV clouds, on the basis of the series of regional polarization surveys of Venus made by Dollfus *et al.* (1979).

In 1953, five days of simultaneous UV photographs and polarization mapping at 6200 and 5300 Å revealed no similarities between the distribution of the polarization anomalies and localization of the clouds (Dollfus 1955; Dollfus *et al.* 1979).

In October 1972, six cases of simultaneous photographs at 3600 Å and polarization maps at 5800 and 4300 Å disclosed again no relationships: the polarization anomalies in orange and blue light appeared to originate from scattering veils distributed differently from those producing the UV features (Dollfus *et al.* 1979).

In 1975 and 1977, series of regional polarimetric observations in UV were compared with UV photographs; no clear relationship was found between the UV polarization patches and the clouds.

b) Method for Systematic Analysis

To proceed more quantitatively, our observations were analyzed as follows:

In the absence of any regional heterogeneity, the distribution of luminance and of polarimetry must both be symmetrical with respect to the Venus equator; when such is not the case, we compare two areas symmetrically located on both sides of the equator. If I^B is the luminance measured on the brighter of the two areas and I^D is the one on the darker area, we express the contrast in luminance between the two areas of the UV photographs as

$$\frac{\Delta I}{I} = 100 \frac{I^B - I^D}{I^B}.$$

Formally, the determination of this contrast parameter needed a photometry of the UV photographic plates. In practice, enough accuracy is reached when we quantify the luminance in five levels, where 5 is the brightest area on the image.

We also express the differences in the degrees of polarization between these two symmetrical areas as

$$\Delta P = P^B - P^D,$$

where P is given in units of 10^{-3} .

When the two symmetrical areas have the same luminance but differ in polarization, we arbitrarily assign alternative + and - signs to ΔP . Measurements at the poles are excluded in this analysis.

Relationships between UV cloud luminances and polarizations are displayed by plots of ΔP vs $\Delta I/I$. An increase of polarization on bright features will cluster the dots along a line starting from the origin with a positive slope.

c) Results

The observations used are those listed with the comment "UV photographs available" in the table in Dollfus *et al.* (1979).

The relationship between orange polarization (at 5800 Å) and UV photometry (at 3600 Å) is based upon 11 observations. Three of them were taken in March and October 1972; they cover a range of phase angles from 69° to 83° and were reproduced in Fig. 10 in Dollfus *et al.* (1979). The eight others, from July and September 1977, covered phase angles between 7.1° and 82°; four

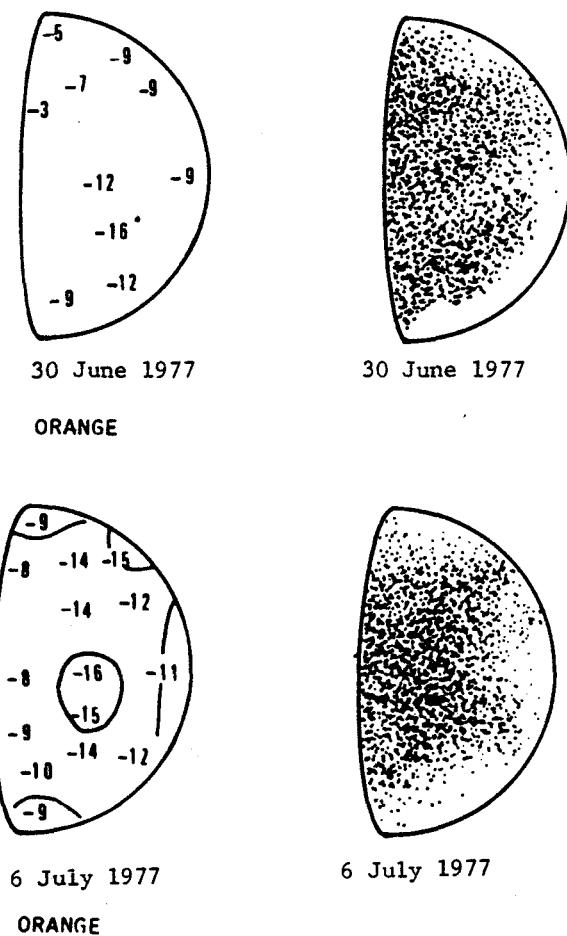


FIG. 1. Regional polarization measurements in orange light and simultaneous Venus image in ultraviolet. Polarization measurements are expressed in units of 10^{-3} ; they were taken with a visual fringe polarimeter at the 60-cm Meudon Observatory reflector. UV images are taken by C. Boyer with the 107-cm Pic-du-Midi reflector and by G. Viscardy with his 50-cm private reflector. In all the telescopic observations reproduced in this paper, south is up; the curvature of the terminator is reproduced as seen at the telescope.

of them were shown in Figs. 14(a) and 14(b) in Dollfus *et al.* (1979); the others are given here in Figs. 1 and 2. The plot of ΔP against $\Delta I/I$, given in Fig. 3, shows no relationship between albedo features in UV and polarization variations in orange; this result confirms our 1953 result reported above.

For polarization in blue light (at 4300 Å), the data are those of 1972 (six days) with phase angles from 64° to 79°; some are reproduced in Fig. 10 of Dollfus *et al.* (1979), others here in Fig. 4. The plots are given in Fig. 5. Again no relationship is indicated between polarization anomalies in blue and clouds in UV.

The spreads of the dots in Figs. 4 and 5 indicate local variations, but polarization departures are not related to the locations of the clouds observed in UV light.

The same approach applies also for the polarization

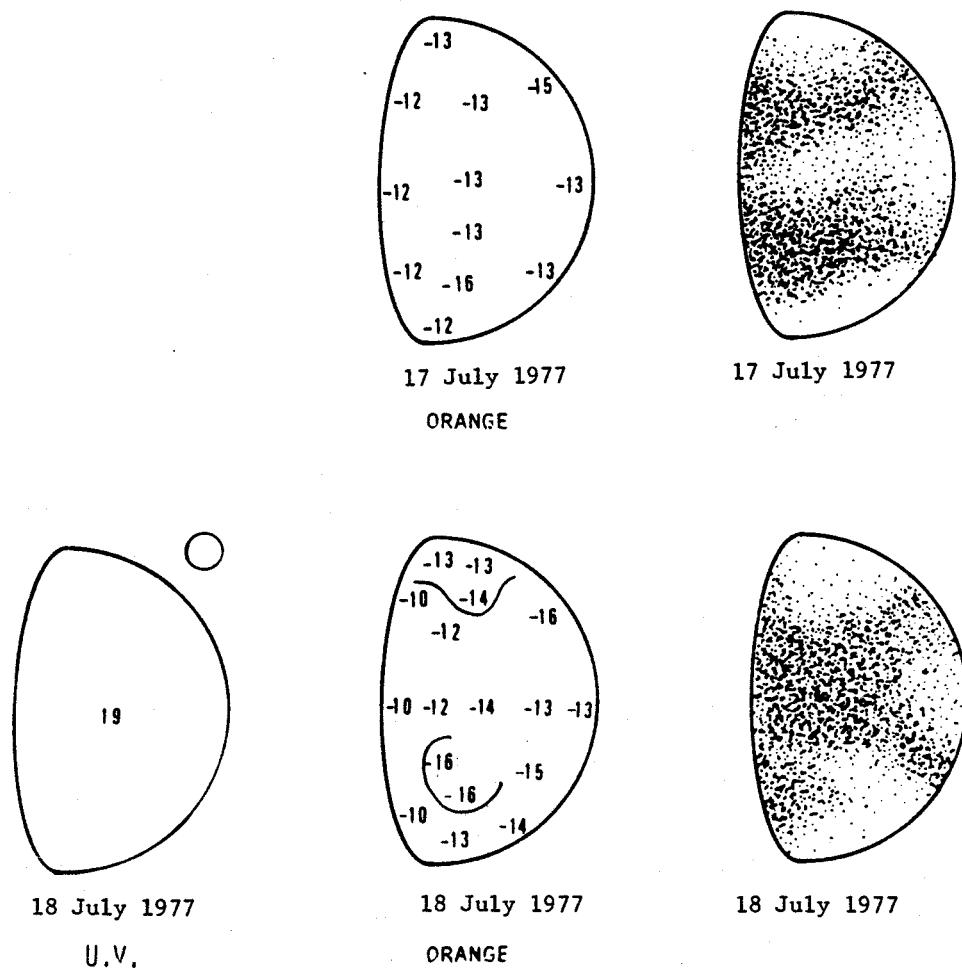


FIG. 2. Same as Fig. 1, but for other dates of observation.

measurements in UV. Materials available are 11 observations from April to July 1975 with phase angles from 62° to 100° and six observations of July 1977 with 50° to 77° phases. Nine of them were reproduced in Figs. 12(a)-12(c), and Figs. 14(a) and 14(b) of Dollfus *et al.* (1979); other observations are given in the present Figs. 6-8. The plot of polarization differences in UV against cloud contrasts in UV, given in Fig. 9, again shows no clear correlation. The considerable spread of the dots indicates local departures of polarization in UV as large as 10×10^{-3} . But the polarization increase on dark clouds announced by other authors does not emerge as a systematic trend from our larger amount of data.

The polarization pictures of Venus with high angular resolution, constructed by Mariner 10 image subtraction (Hapke 1976), suggest locally enhanced UV polarization features which fit the structures of the light clouds. According to our present results, large-scale UV polarization variations are not related to the cloud patterns; they superimpose their effects on these small-scale associations and make them disappear at the angular resolution of telescopic polarimetry.

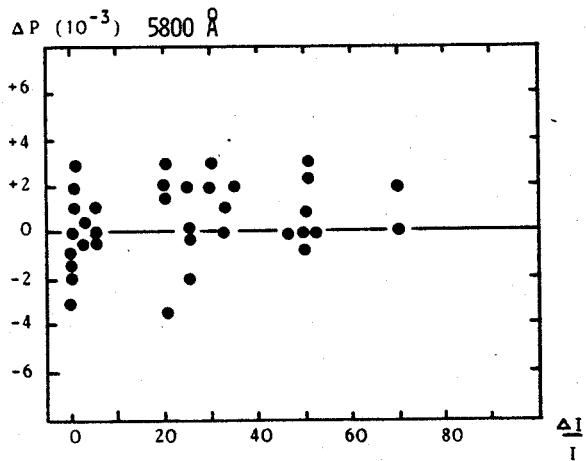


FIG. 3. Plot of the difference ΔP between the degree of polarization in orange light (5800 \AA) for two areas of Venus symmetric from the equator, and the relative contrast $\Delta I / I$ between these two areas on the photographs taken in UV (3600 \AA). For contrast determinations, the luminances of the areas are estimated in a scale of five levels, in which 5 is the brightest area of the image. The plot includes all our observations available; among those are Figs. 1 and 2.

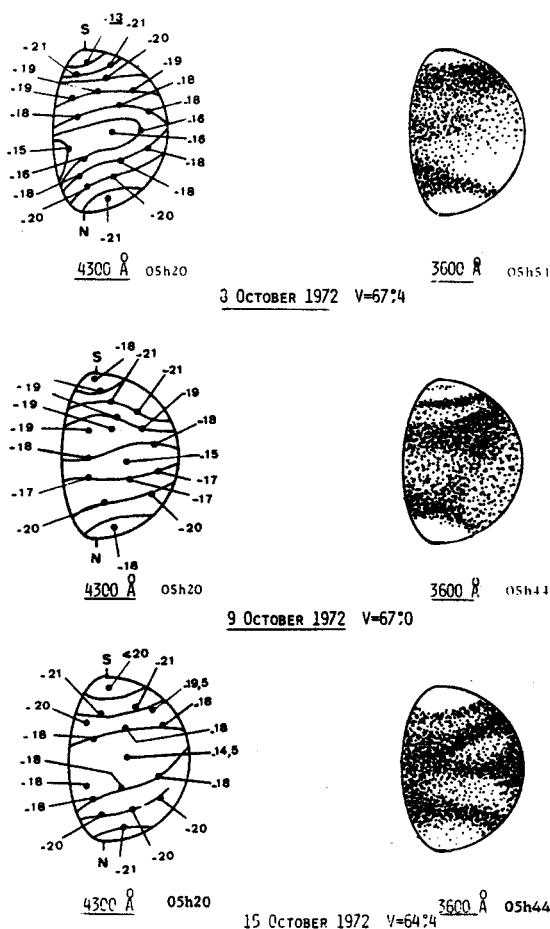


FIG. 4. Same as Fig. 1, but the polarization measurements are taken in blue (4300 \AA) at the 100-cm Meudon Observatory reflector. The Pic-du-Midi UV pictures were taken by M. Auriere.

d) Results from Other Data

These results can be controlled on another series of observations made available by Gehrels *et al.* (1979). Seven selected areas at the surface of Venus were measured simultaneously for photometry and polarimetry, at three wavelengths (3650 , 3850 , and 5140 \AA) for a large range of phase angles covering from $26^\circ 6$ to $117^\circ 9$. The luminance is derived from the direct stellar magnitude measurement at the area analyzed for polarimetry; the parameter $\Delta I/I$ expresses in this case the true albedo contrast (in percent) between pairs of selected areas symmetrical to the equator. The number of areas measured is smaller and their surfaces are larger, and it was necessary to compare areas not exactly symmetrical to the equator; a correction was needed on the luminances, which was taken proportional to $\cos\theta_0$.

The result for visible light polarization is given in Fig. 10. The plot confirms the result of Fig. 3; no correlation is seen between polarization variations in visible light and cloud features in UV.

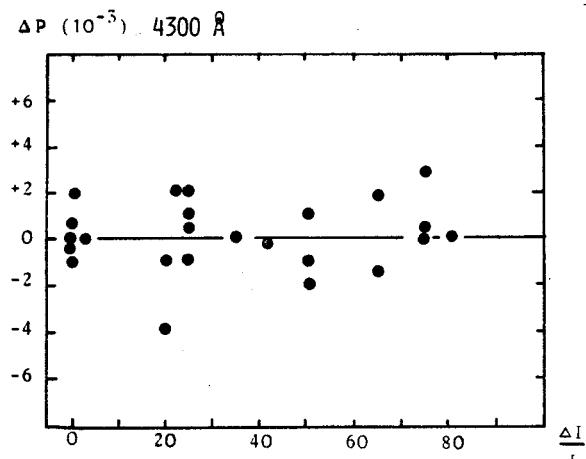


FIG. 5. Same as Fig. 3, but for polarization in blue light (4300 \AA). The plot includes all our observations available at this wavelength; among those are Fig. 4.

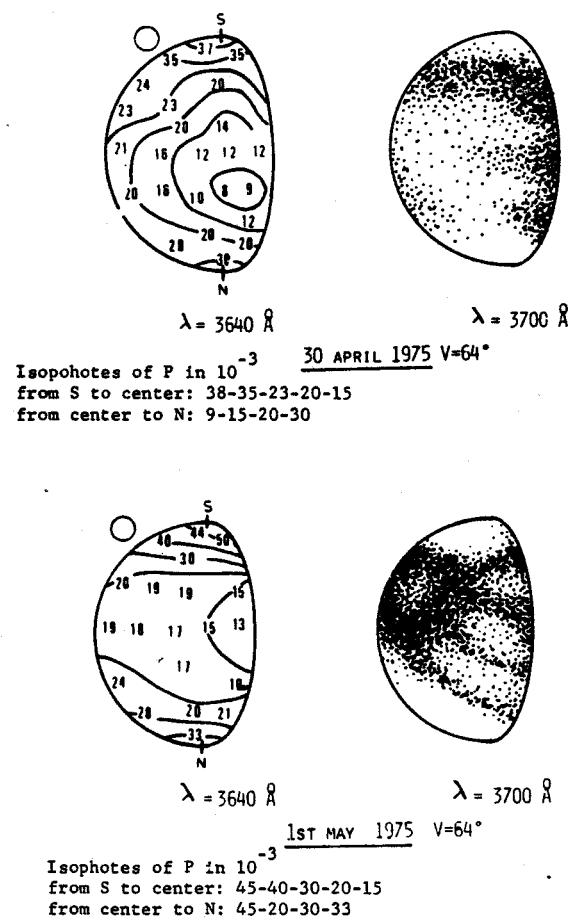


FIG. 6. Same as Fig. 1, but for polarization measurements taken in ultraviolet (3640 \AA) with the photoelectric polarimeter of the 100-cm Meudon Observatory reflector. The size of the hole is given.

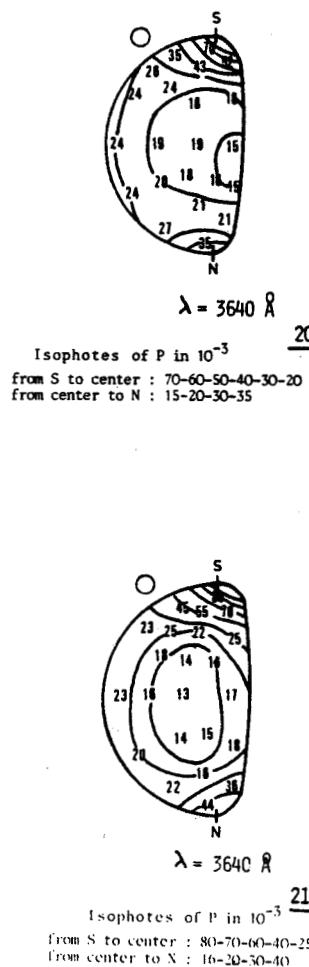


FIG. 7. Same as Fig. 6, but for other dates.

The same is true for UV polarization; the results at 3650 \AA and those at 3850 \AA are given in Figs. 11 and 12, which, like those in Fig. 9, show no correlation between polarization and intensity in UV.

e) Detailed Analysis

The approach described above is relevant for the analysis of a large number of observations. We have also processed in more detail some individual observations.

A sequence of photographic pictures of Venus was taken on 1 May 1975 with the Pic-du-Midi 107-cm reflector by M. Auriere (see Fig. 6, bottom). The plates were analyzed for photometry with a PDP digital microphotometer; data were converted into intensities, corrected from sky brightness, and improved for image blurring with a two-dimensional deconvolution program (Coupinot and Hecquet 1979). The effect of the deconvolution is to sharpen steeply the limb profile, which is needed for the proper localization of the Venus disk edge. An example of the result is given in Fig. 13, with

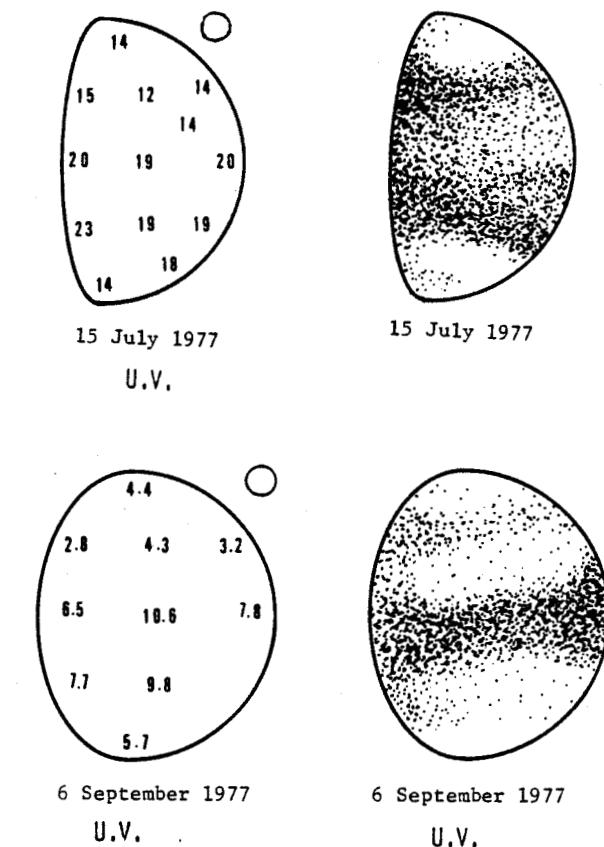


FIG. 8. Same as Fig. 6, but for other dates.

ten luminance steps, for the plate at 3700 \AA . The UV clouds seen in the plate (see also Fig. 6, bottom right) are recorded as sinuous features in the isophote image.

In the picture, at 5800 \AA , the isophotes are deprived of patches; they fit with the theoretical luminance dis-

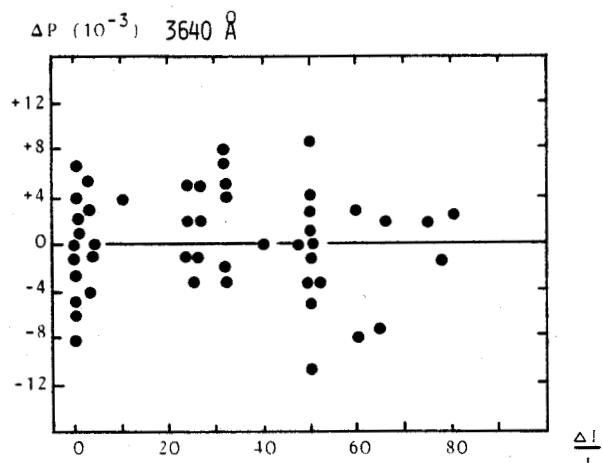


FIG. 9. Same as Fig. 3, but for polarization in UV (3640 \AA). The plot includes all our observations available at this wavelength (see, for example, Figs. 6-8).

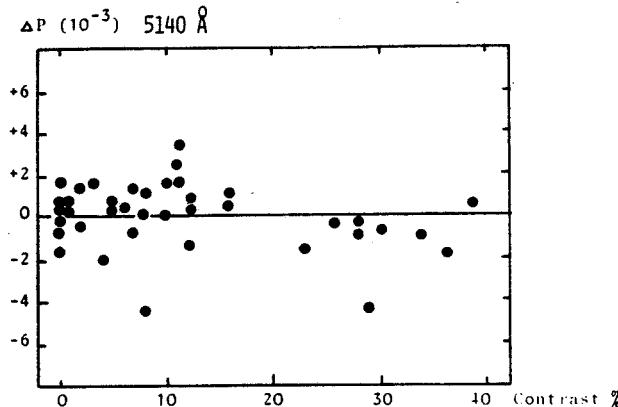


FIG. 10. Plot same as for Fig. 3, but from the observations of Gehrels *et al.* (1979) at 5140 Å. In this case, the horizontal scale is the true contrast between areas symmetric from equator, measured by photometry.

tribution for the case of a semi-infinite layer of uniform albedo. The behavior of the theoretical isophotes in UV with a uniform distribution of absorption is in this case identical with the observed isophotes in orange.

The contrasts $C(\text{UV}) = (I_{\text{exp}} - I_{\text{th}})/I_{\text{exp}}$ between the experimental and theoretical luminances in the ultraviolet are considered. For this computation, the observed isophotes in orange are used. The absorption is not the same in orange and in ultraviolet; but Devaux (1977) demonstrated that variations in the absorption are not seriously influencing the slopes of the isophotes, except very near the limb. In addition, matching of experimental observations with theoretical isophotes is hampered by the positioning of limb and terminator. In practice, to avoid positioning discrepancies, it appeared relevant to compare the observed isophotes in ultraviolet with the featureless isophotes observed in orange. In Fig. 14 (right), we plotted the parameter $C = [I(\text{UV}) - I(\text{OR})]/I(\text{UV})$.

We also plotted in Fig. 14 (left) the differences between the polarizations observed and computed. The regional polarization measurements are those observed

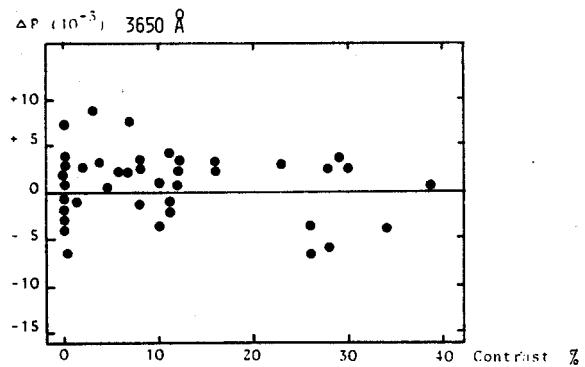


FIG. 12. Same as Fig. 10, but at 3650 Å.

in UV at Meudon Observatory [shown in Fig. 6 (bottom)]. The polarizations computed are for the case of a uniformly distributed layer all around the planet (Santer 1977). The aerosol parameters introduced in the com-

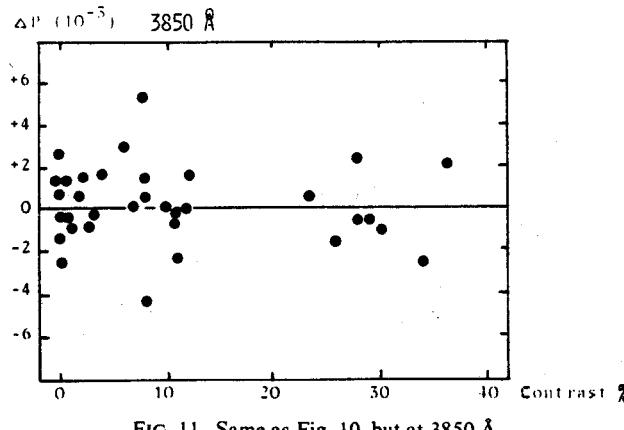


FIG. 11. Same as Fig. 10, but at 3850 Å.

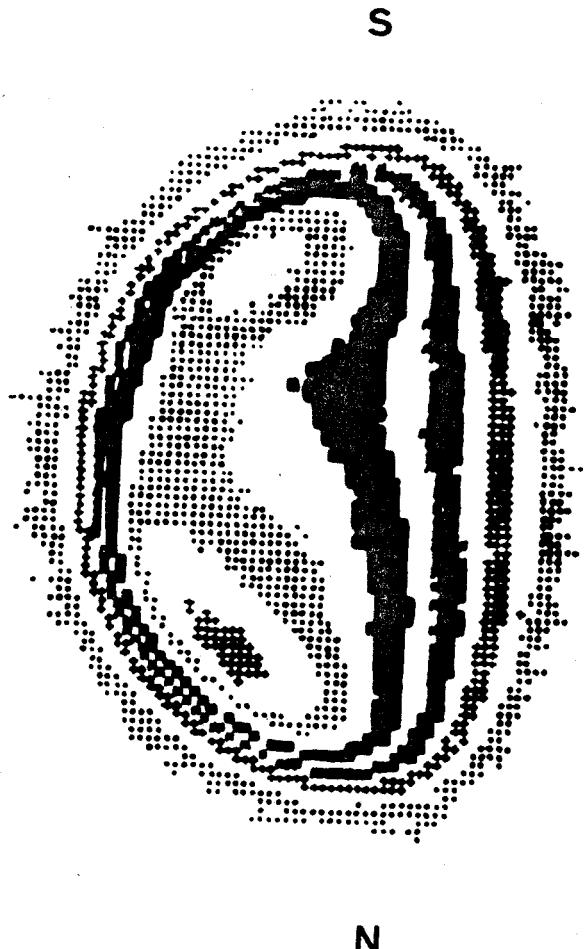


FIG. 13. Isophotes of Venus UV picture of 1 May 1975 at 19^h25^m UT. Digital micropotometer; photometry and bidimensional deconvolution from point source spread function, by J. Hecquet and G. Coupinot.

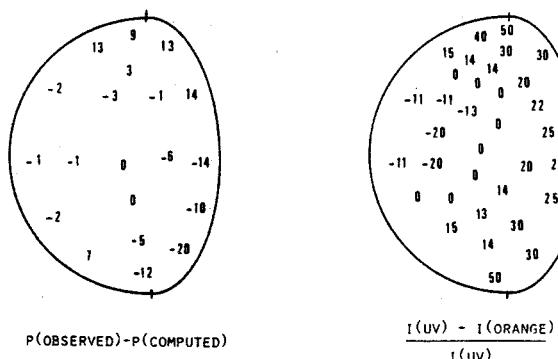


FIG. 14. Polarimetric and photographic observation of Venus in UV on 1 May 1975. (right) Relative differences between luminances measured in the UV plate (see Fig. 13) and the luminances in the orange plate taken immediately after. (left) Differences (in units of 10^{-3}) between the degree of polarization measured in UV and the polarization computed for the case of a uniform layer of transparent spherical particles of radius $1.05 \mu\text{m}$, with variance 0.07 and refractive index 1.44. A uniform molecular scattering contribution of 0.047 is included in the computation.

putation are those deduced from the polarization measurements integrated over the whole Venus disk, by Hansen and Hovenier (1974) (spherical transparent particles of radius $1.05 \mu\text{m}$, variance $V = 0.07$, refraction index 1.44). The amount of molecular scattering δ was assumed to be 0.047.

Clearly, again the UV polarization variations are not related to the luminance variations in Fig. 14.

III. INTERPRETATION

a) Upper Atmosphere Sensing by Photometry and Polarimetry

The luminance on Venus' disk is not very sensitive to the granulometry of the scattering aerosols (Fymat and Kalaba 1972), and is not significantly modified by the upper molecular atmosphere of the planet (Kawabata and Hansen 1975; Devaux 1977). The brightness is essentially modulated by the absorption in the particles along the optical depth, which reach values of the order of 20.

Conversely, the degree of polarization is very sensitive to the physical properties of the particles (granulometry, shape, index, absorption, and concentration) at the level at which the polarized light is formed. For example, for small spherical transparent particles, the Mie scattering theory predicts, for the phase angles of our observations, an increase of polarization of 2.5% for particle radius increase of $0.1 \mu\text{m}$.

Because multiple scattering depolarizes and increases with depth, polarization characterizes the scattering medium down to an optical depth of not more than 6 and corresponds to an average altitude of 300 mb, or around 56 km.

The presence of Venus' molecular atmosphere does

not practically modify the polarization in visible light; but polarization in UV, although sensitive also to the aerosol properties, is predominantly produced by the Rayleigh scattering in the gaseous atmosphere along the optical path. UV polarization is modulated by the level of penetration of the light through the upper atmosphere, owing to altitude changes or transparency variations in the aerosol layer.

b) Interpretation

In *orange light*, polarization variations are observed from regions to others on the Venus disk, and they produce the vertical spread of the dots in Figs. 3, 5, and 10. These variations could be due to changes in particle sizes or in relative abundances of different types of particles. It is noted that absorbing particles able to produce changes in polarization should produce also great changes in luminances correlated with polarizations which are not observed. If these changes are attributed to changes in aerosol particle sizes, diameter variations of the order of 10% are indicated. These particles are sensed at a level of optical depth between 2 and 6, at which the polarized light is produced. These polarization variations can also be attributed in part to the presence, advocated by Santer and Herman (1979), Lane (1979), and Travis *et al.* (1979a), of a higher level layer of small submicrometric aerosols.

The absence of a relationship between these areas of anomalous polarization in orange and those of dark and light clouds in UV argues for no correlation between particle sizes or relative abundances and UV absorption.

In *ultraviolet*, the regional polarization variations are three times larger than in orange. Because these variations are not related to those observed in orange light, they cannot be significantly produced by particle size changes. We also saw that these variations are not correlated with the UV cloud features, except perhaps locally, and a simple effect of the absorber is not relevant. These large-scale polarization variations in UV must be produced mostly by local changes in the contribution of the Rayleigh scattering by the molecules, which implies changes in transparencies or in altitudes in the haze layer of aerosols. For instance, decreases of polarization observed on areas of dark features are contrary to the effect expected when the low albedo of the background enhances the polarization; a major influence of the molecular scattering variations is needed.

As a result, the UV clouds are not related to density or height variations in the aerosols layer sensed by polarimetry.

c) Conclusion

Finally, it does not appear possible to relate the UV clouds of Venus with variations of particles number, absorption, size distributions, or altitude, in the aerosol

layer at which the polarization is produced.

The UV absorber of the clouds must be confined to deeper atmospheric layers than those responsible for the polarization, which is limited to around $\tau = 6$.

Because these clouds are observed with telescopes, the absorber must involve the altitude of penetration of the light, which is at best $\tau = 20$.

Thus the layer between $\tau = 6$ and 20 is made of two categories of clouds which have the same albedo in visible light but which differ from each other by their albedo in the UV; single scattering albedos ω_0 of 0.99 and 0.97, respectively, are enough to produce the contrast observed (Herman *et al.* 1977).

This layer is able to modulate the luminance observed from outside but not the polarization which is produced at higher altitude.

This result is in agreement with the interpretation of the Pioneer-Venus images by Travis *et al.* (1979a,b) and Pollack *et al.* (1979).

IV. THE VENUS UPPER ATMOSPHERE CLOUD MODEL

Telescopic photopolarimetry is sensing the upper layers of the Venus atmosphere above the maximum height directly probed by the cosmic crafts Venera (Marov *et al.* 1976) and the entry probes Pioneer-Venus (Ragent and Blamont 1979; Knollenberg and Hunten 1979a,b). From this approach, the following upper atmosphere cloud model emerges:

At an altitude of around 70 km, which corresponds to a pressure of the order of 50 mb, the properties of the aerosols layer were globally derived from polarimetry by Hansen and Hovenier (1974) (mean radius $1.05 \mu\text{m}$ with variance 0.07 and refractive index 1.44). The regional variations in the polarization observed in visible light by Dollfus *et al.* (1979) denote small local changes attributed to particle size variations of the order of 10%, except at the poles, and these variations are not related to the properties of the deeper atmosphere in which the UV clouds are lying. The large regional variations of

polarization observed in UV indicate changes in particle densities in this layer, again not necessarily related to the deeper cloud structure. This upper layer remains transparent everywhere with low particle number density.

Above this layer, at an altitude in excess of 70 km, another layer is suspected from polarimetry (Lane 1979; Santer and Herman 1979; Travis *et al.* 1979a,b). The particles are very small (few tenths of micron radius), and are rarefied and variable with time and probably with location, as indicated by the brightness irregularities in the segment elongating the cusps when Venus is observed at inferior conjunction with the Sun.

Below the layer sensed by polarimetry, at optical depths between 6 and 20, the haze is made of clouds of at least two kinds of aerosols which have the same albedo in visible light but differ in UV by their absorption.

Because the polarization effects produced by these clouds are not observed, optical depths of at least 6 are needed and the altitude at which they are formed is expected to be below 60 km. They lie at levels which have been directly probed by the spacecrafts Venera 9 and 10 and Pioneer-Venus.

Between 58 and 62 km, the region D of Ragent and Blamont (1979) is made of micron-size particles (Knollenberg and Hunten 1979a,b). A significant absorption is more easily produced by larger particles; it is speculated that the clouds which appear dark in the UV photographs could be made of the particles of at least $8 \mu\text{m}$ diameter which are abundant in the C layer between 50 and 56 km, or in the B layer around 48 km.

This work was supported in part by the project Action Thématique Programmée Planétologie du CNES-INAG en France. We are grateful for telescopic observations by C. Boyer, G. Viscardy, M. Duseaux, and M. Auriere. Photometric processing of Venus plates with deconvolutions were achieved by J. Hecquet and G. Coupinot. We had important discussions with T. Gehrels, M. Herman, and C. Devaux.

REFERENCES

- Beebe, R. (1974). "Photographic polarization measurements of Venus," in *Planets, Stars and Nebulae Measured with Photopolarimetry*, edited by T. Gehrels (University of Arizona Press, Tucson), p. 218.
- Belton, M. J., Smith, G. R., Elliott, D. A., Klaasen, K., and Danielson, G. E. (1976). *J. Atmos. Sci.* **33**, 1383-1393.
- Boyer, C., and Camichel, H. (1961). "Observations photographiques de la planète Vénus," *Ann. Astrophys.* **24**, 531-535.
- Boyer, C., and Guerin, P. (1969). "Etude de la rotation rétrograde, en 4 jours, de la couche extérieure nuageuse de Vénus," *Icarus* **11**, 338-355.
- Boyer, C. (1973). "The 4-day rotation of the upper atmosphere of Venus," *Planet. Space Sci.* **21**, 1559-1561.
- Coffeen, D. L. (1974). *Venus Cloud Contrasts. Planetary Atmospheres*, edited by C. Sagan, T. C. Owen, and H. J. Smith (Reidel, Dordrecht, Netherlands), pp. 84-90.
- Coupinot, G., and Hecquet, J. (1979). "Photométrie déconvolée de Vénus," *Journées de Planétologie de l'INAG*, Nov. 1978, Paris.
- Deuze, I. L. (1974). "Etude de la polarization du rayonnement par les milieux diffusants. Application à la polarisation localisée de Vénus." Thèse 3e cycle, Lille, France.
- Devaux, C. (1977). "Contribution à l'étude de la couverture nuageuse de Vénus par l'analyse des mesures photométriques et des profils du flux solaire transmis." Ph.D thesis, Lille, France.
- Dollfus, A. (1955). "Etude des planètes par la polarisation de leur Lumière." Thèse Paris 1955, *Annu. Astrophys. Suppl.* **4**, English translation NASA-TTF **188**.
- Dollfus, A. (1966). "Proc. Caltech-JPL Lunar and Planetary Conference," pp. 187-202; JPL Technical Memorandum 33-266.
- Dollfus, A. (1975). "Venus: Evolution of the Upper Atmospheric

- Clouds," *J. Atmos. Sci.* **32**, 1060-1071.
- Dollfus, A., Camichel, H., Boyer, C., Auriere, M., Bowell, E., and Nikander, J. (1975). "Photometry of Venus: I. Observation of the brightness distribution over the disk," *Icarus* **26**, 53-72.
- Dollfus, A., Auriere, M., and Santer R. (1979). "Wavelength dependence of polarization. XXXVII. Regional Observations of Venus," *Astron. J.* **84**, 1419-1436.
- Fountain, J. W. (1974). In *Spatial Distribution of Polarization over the Disks of Venus, Jupiter, Saturn and the Moon. Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry*, edited by T. Gehrels (University of Arizona Press, Tucson), pp 223-231.
- Fymat, A. L., and Kalaba, R. E. (1972). "Inverse Multiple Scattering Theory: Minimization Search Method of Solution with Application to Venus' Atmosphere." Proceedings of the International Radiation Symposium, Sendai, Japan.
- Gehrels, T., Gradie, J. C., Howes, M. L., and Vrba, F. J. (1979). "Wavelength dependence of polarization. XXIV. Observations of Venus," *Astron. J.* **84**, 671-682.
- Hansen, J. E., and Hovenier, J. W. (1974). "Interpretation of the Polarization of Venus," *J. Atmos. Sci.* **31**, 1137-1160.
- Hapke, B. (1976). "Photometry of Venus from Mariner 10," *J. Atmos. Sci.* **33**, 1803-1815.
- Herman, M., Devaux, C., and Dollfus, A. (1977). "Interpretation of Brightness Distributions over the Disk," Submitted to *Icarus*.
- Kawabata, K., and Hansen, J. E. (1975). "Interpretation of the variation of the polarization over the disk of Venus," *J. Atmos. Sci.* **32**, 1133-1139.
- Knollenberg, R. G., and Hunten, D. M. (1979a). "Clouds of Venus Particle Size Distribution Measurements," *Science* **203**, 792-795.
- Knollenberg, R. G., and Hunten, D. M. (1979b). "Clouds of Venus: A Preliminary Assessment of Microstructure," *Science* **205**, No. 4401, p. 70-4.
- Ksanfomaliti, L. V., Dedova, Ye., Zolotakhin, V. G., Kravovsky, G. N., and Filimonova, V. M. (1976). *Kosm. Issled.* **14**, 776-788.
- Kuiper, G. P., Fountain, J. W., and Larson, S. M. (1969). "Venus photographs. I: Photographs of Venus taken with the 82-inch telescope at McDonald Observatory, 1950-1956," *Comm. Lunar Planet. Lab* **102**, 251-262.
- Lane, W. A. (1979). "Wavelength dependence of polarization. XXXIV. Vertical structure of scattering layers above the visible Venus clouds," *Astron. J.* **84**, 683.
- Marov, M. Ya., Lebedev, V. N., Liouchev, V. E., Kouznechov, I. S., and Poladopoulo, G. K. (1976). "Nephelometric research on Venus atmosphere," *Kosm. Issled.* **14**, 729 (in Russian).
- Murray, B. C., Belton, M. J., Danielson, G. E., Davis, M. E., Gault, D., Hapke, B., O'Leary, B., Strom, R. G., Suomi, V., and Trask, N. (1974). "Venus: Atmospheric motion and structure from Mariner 10 pictures," *Science* **183**, 1315.
- Pollack, J. B., Ragent, B., Boese, R., Tomasko, M. G., Blamont, J., Knollenberg, R. G., Esposito, L. W., Stewart, A. I., and Travis, L. (1979). "Nature of the Ultraviolet Absorber in the Venus Clouds: Inferences Based on Pioneer Venus Data," *Science* **205**, No. 4401, 76-79.
- Ragent, B., and Blamont, J. (1979). "Preliminary Results of the Pioneer-Venus Nephelometer Experiment," *Science* **203**, 790-792.
- Ross, F. (1928). "Photographs of Venus," *Astrophys. J.* **68**, 57-92.
- Santer, R. (1977). "Contribution à l'étude de la polarisation du rayonnement solaire diffusé par Vénus." Thèse 3e cycle, Lille, France.
- Santer, R., and Herman, M. (1979). "Analysis of some Venus ground-based polarimetric observations," *Astron. J.* **84**, 1802.
- Sidi, C. (1976). "Stereoscopic Observations of Winds on Venus," *Icarus* **28**, 359-366.
- Smith, B. A. (1967). "Rotation of Venus: continuing contradictions," *Science* **158**, 114-116.
- Suomi, V. (1975). "Cloud motion on Venus," in *The Atmosphere of Venus*, edited by J. Hansen (Goddard Institute for Space Studies, New York), NASA SP-382.
- Travis, L. D. (1975). "On the origin of ultraviolet contrasts on Venus," *J. Atmos. Sci.* **32**, 1190-1200.
- Travis, L. D., Coffeen, D. L., Hansen, J. E., Kawabata, K., Lacis, A. A., Lane, W. A., and Limaye, S. S. (1979a). "Orbiter Cloud photopolarimeter Investigation," *Science* **203**, No. 2203, 781-784.
- Travis, L. D., Coffeen, D. L., Del Genio, A. D., Hansen, J. E., Kawabata, K., Lacis, A. A., Lane, W. A., Limaye, S. S., and Rossow, W. B. (1979b). "Cloud images from the Pioneer Venus Orbiter," *Science* **205**, No. 4401, 74-76.

ANNEXE III-2

Reprinted from:

THE ASTRONOMICAL JOURNAL

VOLUME 84, NUMBER 9

SEPTEMBER 1979

WAVELENGTH DEPENDENCE OF POLARIZATION. XXXVII. REGIONAL OBSERVATIONS
OF VENUS

AUDOUIN DOLLFUS

Observatoire de Paris, 92190 Meudon, France

MICHEL AURIÉRE

Observatoire du Pic-du-Midi, France

RICHARD SANTER

Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 59650 Villeneuve d'Ascq, France

Received 19 March 1979; revised 8 May 1979

ABSTRACT

The mapping of the polarized light over the surface of Venus is in overall agreement with the conclusion deduced from the integrated polarization by Hansen and Hovenier: an upper haze layer at an altitude of around 70 km, made of transparent spherical particles of radius $1.05 \mu\text{m}$ with variance 0.07 and refraction index 1.44. However, this layer is shown not to extend in latitude up to the poles. Temporary patches of anomalous polarization may cover areas as large as 1/4 of the planetary diameter; they denote variations in particle size of not more than 10%; they are not related to the clouds observed in UV. Apart from these patches, the regional polarization indicates a remarkable uniformity of the average particle size of $r = 1.05 \mu\text{m}$, within $\pm 5\%$ all around the planet up to latitude 60° . Variations of polarization directions are observed and may involve filamentary structures in the cloud configurations. The cloud top altitudes appear to vary by about $\pm 1 \text{ km}$ on regions which are not related to the patches of particle size variations. Except for these local effects, the overall altitude of the cloud top layer is found to be constant all around the illuminated surface of the planet up to latitudes $\pm 60^\circ$. However, global increases of altitude are recorded on certain years and they involve uniformly the whole planetary surface observed; in 1972, the cloud layer top altitude was raised by at least 3 km. Above the two polar regions, the altitude of the upper cloud layer is depressed by an amount variable with time but typically of the order of 3–5 km. The particle radius in these regions is variable with years, ranging from 0.75 to 1.65 μm ; these size variations involve the two poles approximately similarly. In October 1959, exceptionally, the two poles were covered with a bright haze made of very small particles with radius less than $0.3 \mu\text{m}$.

I. PREVIOUS WORKS: VENUS DISK INTEGRATED POLARIZATION

Lyot was the first to succeed in a polarimetric analysis of Venus light in 1922 (Lyot, 1923). Then, for six years, Lyot made a systematic analysis of the polarization of the global light under different phases (Lyot 1926). Comparing the curve with laboratory measurements on aerosols, Lyot deduced that the planet's atmosphere contains small transparent droplets of about $1.5 \mu\text{m}$ radius which he assumed to be water (Lyot 1929).

In 1950, we resumed the study of Venus' polarization. For the whole disk's global light, we extended the range of wavelength from $\lambda = 1.05 \mu\text{m}$ to $\lambda = 0.327 \mu\text{m}$. Around 480 measurements were made available through nine filters (Dollfus 1955, 1966). In 1959, Gehrels also

undertook a telescopic survey for the integrated whole disk (Gehrels and Samuelson 1961, Coffeen and Gehrels, 1969). Theoretical interpretation was developed by Coffeen (1968, 1969).

Finally, the common synthesis of the U.S. and French observations (Dollfus and Coffeen 1970) enabled Kat-tawar *et al.* (1971) and Hansen and co-workers (Hansen and Arking 1971, Hansen and Hovenier 1971, 1974, Coffeen and Hansen 1974), to deduce that the particles of Venus' upper atmosphere are transparent spheres of effective radius $r = 1.05 \mu\text{m}$ with variance $v = 0.07$, and refractive index $n = 1.44$, the upper layer of the haze being at an altitude around 50 mbar atmospheric pressure.

This aerosol layer was interpreted as droplets of hy-

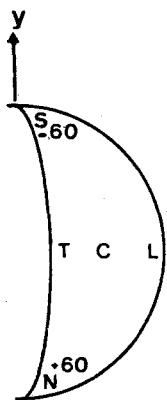


FIG. 1. Location of the seven selected areas T , C , L , $+60$, N , -60 , and S at the Venus surface.

drated sulfuric acid (Sill 1972, 1975, Young 1973, 1974).

During recent direct probings of the Venus atmosphere by entry probes, the Soviet Venera 9 and 10 crafts, equipped with nephelometers, confirmed the existence at 61 km of spherical and transparent small particles of micron size radius and index between 1.40 and 1.55 (Marov *et al.* 1976).

The U.S. Pioneer-Venus backscattering nephelometer of Ragent and Blamont (1979), combined with the cloud particle size spectrometer of Knollenberg *et al.* (1979), gave at 63 km a refractive index 1.44 in perfect agreement with the telescopic polarimetry and a size distribution with several maxima around the polarimetric average result.

II. PRESENT WORK: VENUS DISK REGIONAL POLARIZATION

We now summarized the results of our 26 years' survey which produced 177 isophote maps of Venus involving more than 2500 local measurements.

Table I lists the available map. The two first columns give the date of the map and the phase angle. In the third column, the filter is given according to the following code:

R	Red (Rouge):	6200 Å
O	Orange (Orange):	5800 Å
J	Yellow (Jaune):	5640 Å
V	Green (Vert):	5270 Å
B	Blue (Bleu):	4300 Å
UV	Ultraviolet:	3640 Å

The next column records the number of individual measurements at Venus' surface for which the polarization map was constructed, the average being 14 areas per map. The other columns give those measurements corresponding to seven selected areas localized on the Venus surface as indicated in Fig. 1 with the Cartesian coordinates as follows, in which V is the phase angle:

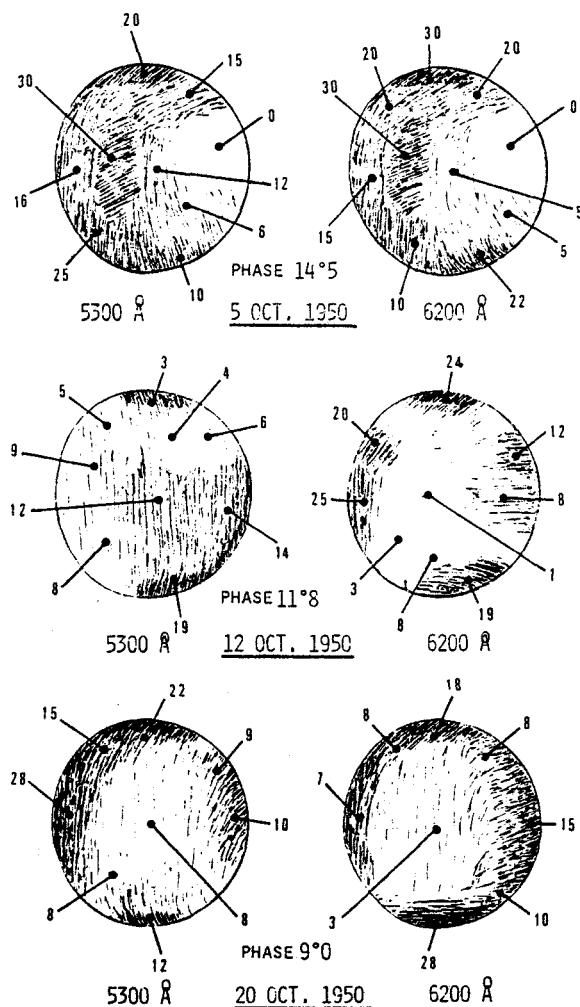


FIG. 2. Regional polarization measurements around the Venus superior conjunction, in October 1950. Visual fringe polarimeter with atmospheric polarization compensator. The 60 cm Pic-du-Midi refractor had a sun-screen on a 8 meters boom. Observer: A. Dollfus. Degree of polarization is given in units of 10^{-3} . Striations indicate the direction of the polarization. In this figure and all similar ones to follow, the curvature of the terminator is reproduced as seen at the telescope.

$$\begin{aligned}
 P_C & \text{ (center of crescent at equator)} : x = 0.5(1 - \cos V), \\
 & y = 0 \\
 P_T & \text{ (terminator at equator)} : x = 0.15 - \cos V, \\
 & y = 0 \\
 P_L & \text{ (limb at equator)} : x = 1.9 - \cos V, \\
 & y = 0 \\
 P_{\pm 60^\circ} & \text{ (\pm 60° latitude)} : x = 0.33(1 - \cos V), \\
 & y = \pm 0.75 \\
 P_N & \text{ (near N and S poles) : } x = 0.05(1 - \cos V), \\
 \text{and } P_S & y = \pm 0.95
 \end{aligned}$$

Figures 2, 10, 12, and 14 reproduce some of the polarization maps. Figures 4, 5, 6, 8, and 13 are averaged maps for several dates of observations, intended to

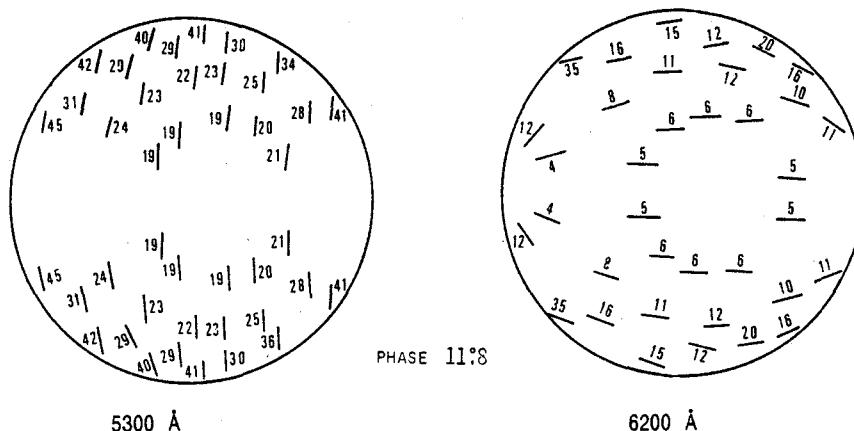


FIG. 3. Computed degree and direction of polarization for phase angle and wavelengths corresponding to the observation of 12 October 1950 of Fig. 2. Mie scattering theory is implemented with transparent spherical aerosols of parameters $r = 1.05 \mu\text{m}$, $\nu = 0.07$, $n = 1.44$.

smoothen the temporary polarization anomalies localized on the disk. Other observations will be given in subsequent publications.

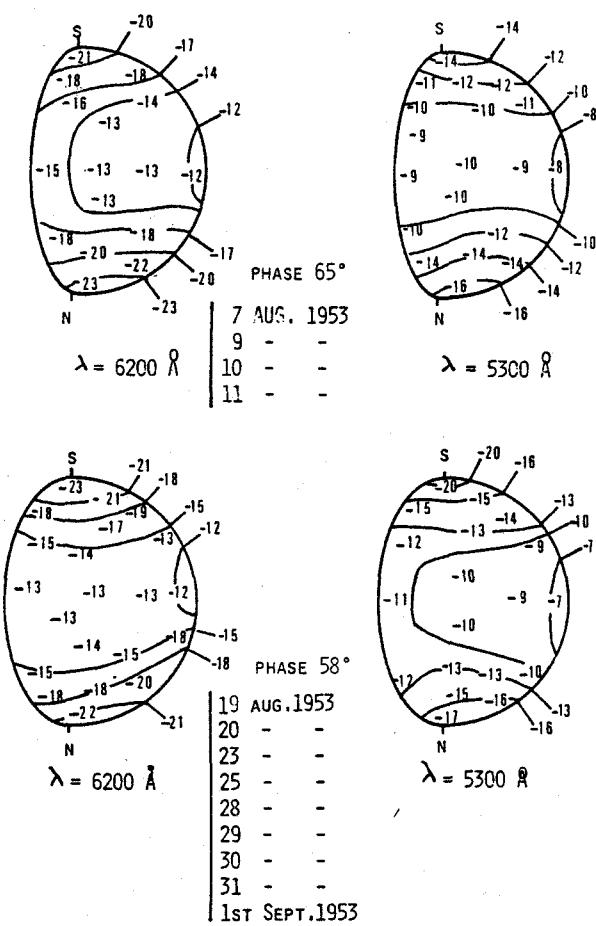


FIG. 4. Selection of averaged polarizations from measurements of August 1953. Visual fringe polarimeter. Refractor 60 cm of Pic-du-Midi. Observer A. Dollfus. Polarization averaged for observations over 4 days (top) and over nine other days (bottom).

III. OBSERVATIONAL TECHNIQUE

a) With the Visual Fringe Polarimeter

With the instrument designated by Lyot (1929), adapted with a sky polarization compensator by Dollfus (1955), the sensitivity is currently better than 1×10^{-3} in P , on areas covering 2 to 4 fringes which correspond to a resolving power of around 1 arcsec with a 100 cm telescope.

When the gradient of polarization is large, the isophotes of polarized light are directly visualized at the planetary surface and can be sketched on a drawing.

Approximately 30 min are required to derive maps of the type of Fig. 10 with approximately 22 localized measurements plus the directly observed isophotes.

b) With the Photoelectric Polarimeter

The instrument derived from the principle given by Dollfus (1975) and detailed by Marin (1965) was attached to the 100 cm Meudon Observatory reflector and gave angular resolutions of 2.3 or 1.4 arcsec in UV at 3640 Å. The device gives the amount of polarization P with an accuracy of better than 10^{-3} . However, a residual instrumental effect makes the measurements sensitive to brightness gradient across the focal hole; near the limb, or the terminator, a spurious polarization is produced. Two series of measurements were taken for orientation of the polarimeter 180° apart which reverse the sign of the gradient and the averaged value is computed. Practice proves the cancellation to be exact, provided the seeing blur restores the same gradient. The residual uncertainty, however, remains usually around $2 - 3 \times 10^{-3}$ near limb or terminator. Around the disk center and the poles, the more uniform brightness gives higher accuracies.

In Figs. 12 and 14, the measurements recorded with the photoelectric instruments are recognized by a circle indicating the size of the focal aperture. No circle indi-

TABLE I. Regional polarization maps of Venus, from Pic-du-Midi and from Meudon Observatories.

DATE	phase angle	number of areas	UV photo avail.	P _C	P _N	P _S	P _E	P ₋₆₀	P ₀	P _L	P _T	P _N	P _S	P _E	P ₋₆₀	P ₀		
<u>1950</u>																		
4 Oct.	14.8°	V	23	-	+13	+18	+23	+14	-5	+14	+7	4	4	"	11.0°	14	-	
4	14.8°	R	15	-	+10	+3	+20	+17	-7	+10	-7	4	4	"	11.0°	12	-	
5	14.5°	V	15	-	+14	+23	+25	+7	+5	+23	-7	5	5	"	10.0°	6	-	
5	14.5°	R	15	-	+15	+0	+25	+7	-8	+10	-7	5	5	"	10.0°	3	-	
6	14.1°	V	18	-	+11	+7	+7	+7	-7	+10	-10	23	23	"	10.3°	B	yes	
6	14.1°	R	18	-	+10	+0	-9	+10	-7	+7	-7	24	24	"	10.3°	B	yes	
7	13.2°	R	18	-	+11	+7	+7	+7	-7	+10	-10	23	23	"	10.3°	B	yes	
8	12.8°	V	11	-	+11	+7	+7	+7	-7	+10	-10	24	24	"	10.3°	B	yes	
12	11.8°	V	12	-	+11	+7	+7	+7	-7	+10	-10	25	25	"	10.3°	B	yes	
12	11.8°	R	14	-	+5	+8	+10	+15	-10	+10	-10	15	15	"	10.3°	B	yes	
14	11.2°	R	14	-	+5	+11	+8	+10	-10	+10	-10	15	15	"	10.3°	B	yes	
14	11.2°	V	10	-	+4	+9	+20	+20	-10	+20	-10	20	20	"	10.3°	B	yes	
18	9.6°	V	18	-	+7	+4	+26	+1	-3	+3	+4	13	13	"	10.3°	B	yes	
20	9.0°	V	18	-	+7	+1	-10	+7	-27	+16	-8	-4	1964	"	10.3°	B	yes	
20	9.0°	R	15	-	+7	+1	-10	+7	-27	+16	-8	-4	1964	"	10.3°	B	yes	
1953																		
6 Aug.	66.8°	V	14	-	-13	-	-	-	-14	-8	-20	-19	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-27	-40
7	66.2°	V	13	-	-10	-2	-	-8	-16	-13	-21	-18	9	9	yes	-20	-42	-42
9	65.2°	V	14	-	-10	-18	-18	-13	-13	-13	-13	-13	1960	1960	yes	-22	-42	-32
9	65.2°	R	12	-	-10	-18	-18	-13	-13	-13	-13	-13	2 Nov.	50.	J	5	-	-14
10	64.9°	V	14	-	-16	-6	-6	-6	-6	-15	-15	-15	1964	1964	-	-18	-15	-19
10	64.9°	R	14	-	-16	-6	-6	-6	-6	-15	-15	-15	1964	1964	-	-18	-15	-19
11	64.4°	V	13	-	-12	-12	-12	-12	-12	-12	-12	-12	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-27	-40
11	64.4°	R	15	-	-12	-12	-12	-12	-12	-12	-12	-12	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-20	-42
12	64.0°	V	12	-	-13	-12	-12	-12	-12	-12	-12	-12	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
12	64.0°	V	14	-	-9	-10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-20	-42
19	61.0°	V	12	-	-8	-6	-6	-6	-6	-16	-16	-16	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
19	61.0°	R	12	-	-12	-9	-9	-9	-9	-18	-22	-21	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-20	-42
20	59.6°	R	11	-	-11	-12	-12	-12	-12	-17	-17	-15	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
23	59.2°	V	13	-	-11	-6	-17	-21	-21	-21	-20	-19	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
23	58.8°	V	12	-	-10	-9	-14	-23	-23	-23	-20	-19	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
24	58.8°	R	12	-	-8	-5	-17	-16	-16	-16	-16	-16	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
24	58.3°	R	13	-	-12	-13	-18	-25	-25	-25	-20	-16	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
25	58.3°	V	13	-	-12	-13	-18	-25	-25	-25	-20	-16	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
28	56.5°	R	10	-	-14	-15	-16	-27	-27	-27	-25	-23	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
29	56.5°	R	10	-	-13	-12	-12	-17	-17	-17	-15	-15	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
30	56.2°	V	15	-	-12	-8	-15	-15	-15	-15	-15	-15	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
31	55.8°	V	12	-	-11	-6	-17	-21	-21	-21	-16	-16	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
31	55.8°	R	12	-	-10	-8	-18	-22	-22	-22	-16	-16	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
22	55.3°	V	12	-	-9	-10	-13	-25	-25	-25	-19	-19	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
22	46.0°	V	10	-	-7	-9	-14	-18	-18	-18	-15	-15	8 Apr. 1953	8 Apr. 1953	10	yes	-22	-42
1959																		
27 March	46.9°	J	6	yes	-14	-17	-	-	-	-20	19 June	26.2°	V	10	-	-5	-18	
30	48.0°	J	6	yes	-13	-16	-	-	-	-20	19 June	26.2°	V	8	-	-10	-14	
31	48.9°	J	5	yes	-12	-21	-	-	-	-14	19 June	26.5°	R	5	-	-10	-15	
8 April	50.5°	J	8	yes	-13	-21	-	-	-	-14	19 June	27.3°	V	5	-	-10	-15	
8	52.0°	J	6	yes	-16	-23	-	-	-	-21	19 June	27.3°	R	5	-	-10	-15	
13	54.0°	J	8	yes	-16	-23	-	-	-	-21	19 June	27.3°	R	5	-	-10	-15	
6 May	64.0°	J	6	yes	-17	-21	-	-	-	-21	19 June	29.0°	V	5	-	-10	-15	
20	71.2°	J	5	yes	-9	-21	-	-	-	-20	19 June	29.0°	R	5	-	-10	-15	
27	75.2°	J	7	yes	-21	-25	-	-	-	-20	19 June	82.0°	V	5	-	-10	-15	
6 June	80.15°	J	6	yes	-21	-23	-	-	-	-20	19 June	82.0°	R	4	-	-10	-15	
11 June	80.7°	J	8	yes	-20	-27	-	-	-	-20	19 June	84.0°	R	5	-	-10	-15	
18 June	87.9°	J	6	yes	-23	-25	-	-	-	-20	19 June	92.0°	V	5	-	-10	-15	
22 June	90.5°	J	5	yes	-23	-25	-	-	-	-20	19 June	92.8°	V	5	-	-10	-15	
18 July	10.0°	J	4	yes	-22	-25	-	-	-	-20	19 June	104.5°	V	5	-	-10	-15	
25	16.2°	V	4	yes	-20	-25	-	-	-	-20	19 June	108.0°	R	3	-	-10	-15	
30	18.0°	J	5	yes	-15	-21	-	-	-	-20	19 June	108.0°	R	4	-	-10	-15	
1 Aug.	18.0°	J	6	yes	-15	-21	-	-	-	-20	19 June	113.4°	V	5	-	-10	-15	
8 Oct.	17.2°	V	19	-	-30	-40	-	-	-	-30	19 June	113.4°	V	5	-	-10	-15	
9	16.2°	V	15	-	-30	-40	-	-	-	-30	19 June	113.4°	V	5	-	-10	-15	
2	13.0°	V	16	-	-30	-35	-	-	-	-30	19 June	121.0°	V	5	-	-10	-15	

cates an observation with the visual fringe polarimeter.

IV. OBSERVATIONS OF 1950 AROUND INVERSION ANGLE AT 100°: THE POLARIZED PATCHES

Polarization produced by small particles is particularly sensitive to particle sizes around this phase angle.

Accounts of the 1950 results have been published (Dollfus, 1955, 1966). Figure 2 illustrates the results for 3 days.

Areas of peculiar polarization outline patches irregularly distributed and are usually completely modified from one day to another. Particle sizes' variations of the order of $\pm 10\%$ around $r = 1 \mu\text{m}$ are involved.

The direction of polarization does not remain everywhere parallel or perpendicular to the plane of scattering;

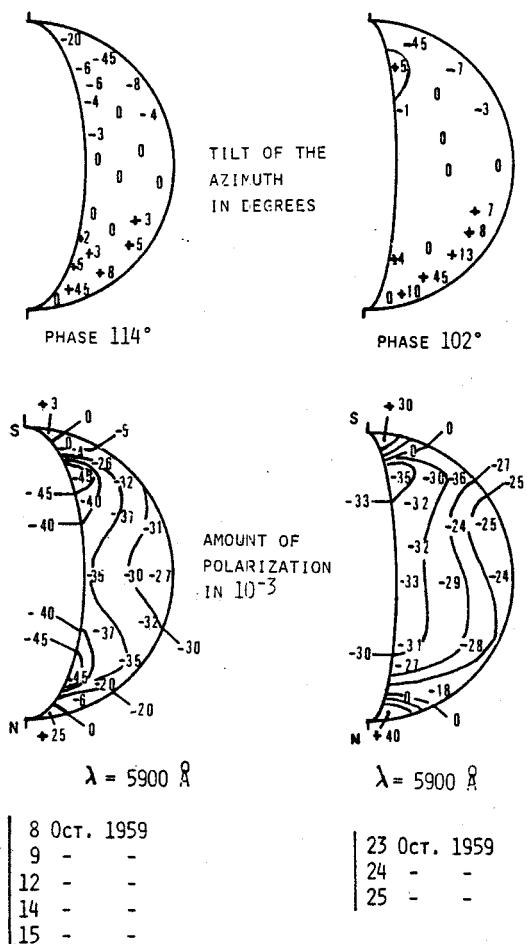


FIG. 5. Selection of averaged polarizations from measurements of October 1959. Filter O at 5900 Å. Right bottom: degree of polarization averaged over 3 days. Right top: corresponding directions of polarization, in degrees trigonometric. 0° is perpendicular to line of cusps. Left bottom and top: same for five other days.

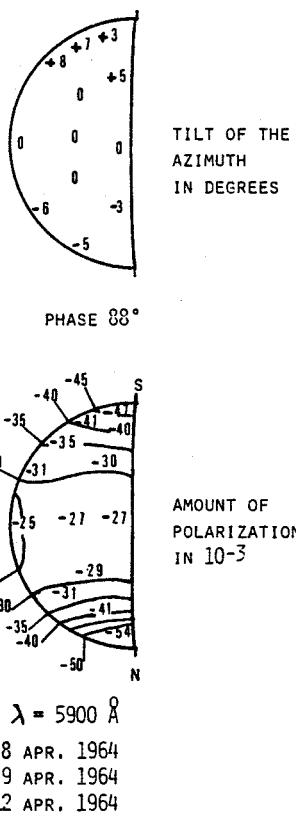


FIG. 6. Same as for Fig. 5, but for 3 days of observations in April 1964.

this is in part due to the fact that, around the phase angles near inversion of polarization, the amount of polarization produced by direct scattering is small and multiple scattering plays an important role, with direction dictated by the local optical geometry. This effect is amenable to computation, on the basis of the formulations developed by Deuzé (1974) and Santer (1977). With the cloud characteristics $r = 1.05 \mu\text{m}$, $v = 0.07$, and $n = 1.44$ of the Hansen and Hovenier model (1974), we deduce, for phase angle 11°8 corresponding to the observation of 12 October 1950, the repartition of direction and degree of polarization given Fig. 3. Comparison with Fig. 2 discloses broad similarities, but also some obvious departures. In certain areas, particularly those with anomalous polarization, the directions are often tilted by several tenths of degrees.

These deviations suggest that the cloud layer could not be isotropic. Striations in the cloud patterns such as bands, rays, or rolls are indicated, which produce intrinsic polarizations with azimuth ordered by the directions of the structures.

An examination of Figs. 2 and 3 also shows high polarizations at the two polar regions. The direction of polarization in these regions is almost always deviated from that computed, most probably because of physical

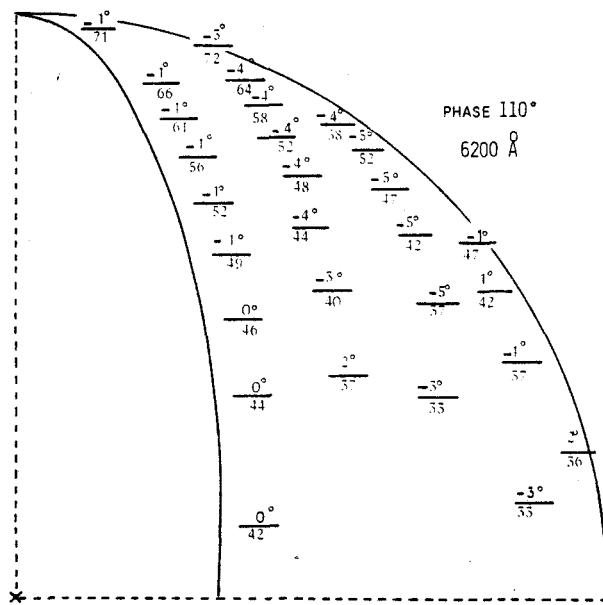


FIG. 7. Same as for Fig. 3, but for phase angle and wavelength corresponding to the observations of October 1959. Number above the segment gives the direction of polarization in degrees. Number below gives the degree of polarization in units of 10^{-3} .

inhomogeneities in the scattering medium. One has to assume that these regions are covered with specific clouds; visual and photographic observations confirm the existence of special types of cloud formations at the poles (cf. Dollfus 1975, Suomi and Limaye 1978).

V. OBSERVATIONS OF 1953: THE POLAR ANOMALIES

Observations corresponding to four consecutive days have been already published in detail (Dollfus, 1955); we give here in Fig. 4 only the regional polarization averaged around phase angles 65° and 58° .

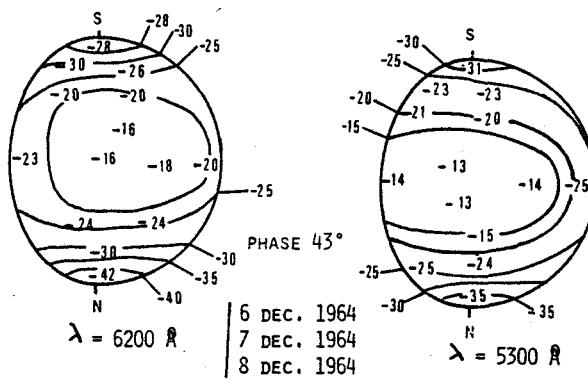


FIG. 8. Averaged polarizations from measurements on 3 days of December 1964.

TABLE II.

Date 1959	Polarization	
	at N horn	at S horn
8 Oct.	$+25 \times 10^{-3}$	0×10^{-3}
9 Oct.	$+35^\circ$	0
12 Oct.	$+15^\circ$	$+4^\circ$
14 Oct.	$+23^\circ$	$+11^\circ$
15 Oct.	$+29^\circ$	$+23^\circ$
23 Oct.	$+35^\circ$	$+23^\circ$
24 Oct.	$+18^\circ$	$+35^\circ$
25 Oct.	($+70^\circ$)	$+30^\circ$

A search for correlation of anomalously polarized patches with the dark and light transient features simultaneously photographed in UV by H. Camichel, does not reveal any striking similarity; the polarized anomalies appear to originate from scattering veils distributed differently than those producing the UV features.

The polar regions showed a large amount of polarization in the negative direction. The direction of the polarized light suffers deviations with respect to the plan of vision in one direction or the other; these deviations can attain 18° and vary from day to day.

VI. OBSERVATIONS OF 1959: THE POLARIZATION COMPONENT PARALLEL TO THE LIMB

Seventeen observations of the 1959 evening elongation were collected by J. H. Focas with the 45 cm reflector of Athens Observatory.

For the morning elongation, observed in October at Pic-du-Midi, particular attention was paid to the deviations of the azimuth of polarization across the surface of the crescent. Figure 5 displays the degrees and direction averaged over 5 days around phase angle -114° (on the left), and 3 days around phase 102° (on the right). Near the terminator around latitudes $\pm 60^\circ$, a permanent polarization anomaly was observed, in which the azimuth of polarization was usually tilted from the scattering plane direction with variable amounts from day to day, resulting with an average of -6° from 8–15 October, and $+5^\circ$ for late October.

When exploring the limb, the polarization is parallel to the scattering plane at the equator; a tilt is observed to be positive in the Northern hemisphere and to increase towards the North up to $+45^\circ$ at $+60^\circ$ latitude; then, the polar anomaly supersedes the limb effect. Symmetrically, the limb tilt is negative along the southern limb. On the three observations of April 1964, Fig. 6, the phase was of opposite sign, and the tilts of the directions along the limb are now negative for the Northern hemisphere, positive towards the South pole. One can explain this behavior if a small component of polarization with azimuth parallel to the limb is combined with the direct polarization. This tangential component increases towards the limb.

At high latitudes on Fig. 5, when the amount of polarization measured in the plane of scattering disappears completely ($P = 0$ in the two bottom pictures of Fig. 5), the component of polarization parallel to the limb remains alone and is turned 45° (top pictures of Fig. 5).

An instrumental effect could be advocated to produce a spurious polarization parallel to the limb; however, we do not observe such an effect when measuring the Moon limb with a small telescope.

The production of a polarization parallel to the limb in the Venus atmosphere has to involve a mechanism of multiple scattering. A clean gaseous atmosphere produces by multiple scattering a vibration perpendicular to the limb and is unable to explain the effect. The haze itself produces by multiple scattering a polarization which can be slightly deviated from the plane of local meridian. The degree and direction of polarization for theoretical computation are given in Fig. 7 for orange light (5900 Å) and phase angle 110° , with cloud parameters $r = 1.05 \mu\text{m}$, $v = 0.07$, and $n = 1.44$. Comparison with the observations of Fig. 5 shows that not only strong anomalies of polarization and tilts of directions are observed to be superimposed, but also that the tilts at the limb are higher than computed.

A mechanism may contribute to produce a tangential polarization at limb, if the Venus hazes have a filamentary texture such as rolls or strips, at a smaller scale than the resolving power of our polarimeter. Multiple scattering in such anisotropic structure produces polarization. Near the disk center, the polarizations in all directions usually cancel each other; but, near the limb, the foreshortening by grazing causes results with a net polarization.

Comparison between Figs. 5 and 7 shows an observed polarization smaller than computed near the disk center during this period. The poles show peculiarly strong positive polarization.

The boundaries of these polar anomalies are sharp and correspond to the edge of exceptional brightness enhancements at the cusps. Figure 5 reflects the average polarization; the daily amount is recorded in Table II.

We note the asymmetry between the two cusps and the increase of polarization with time at the South pole. No tilts of direction of polarization were observed on these polar anomalies.

VII. OBSERVATIONS OF 1964: POLARIZATION AT INFERIOR CONJUNCTION

In June 1964, a rare opportunity was offered to analyze the planet near inferior conjunction, as close as 2° to the Sun; on June 19, the phase angle reached 176.6° . The Sun screen and the atmospheric polarization compensator were required with the 60 cm Pic-du-Midi refractor. Between 5 and 16 June, 10 days of observation were obtained. The results for the three consecutive days

close to the 180° phase angle were already published (Dollfus, 1966). The direction of polarization was approximately tangent to the limb everywhere. This is perhaps because, when the phase angle is larger than 165° , the single scattering polarization produced by the cloud layer is small and the component of multiple scattering polarization parallel to the limb described above dominates the process.

Along the equator, the amount of polarization disclosed a very strong decreasing gradient from terminator towards limb; on 16 June, at phase angle $172^\circ 2$, we measured 21×10^{-3} near the inner edge of the crescent and 3.4×10^{-3} at the limb, only 2 arcsec apart.

During the observations, the tips of the Venus horns were faint but extended ahead of the geometric crescent. The geometry of the configuration implies that scattering is produced by aerosols in the upper layer of the atmosphere. The photometry of these configurations by Dollfus and Maurice (1965) and by Dollfus (1966) led to the identification of a thin haze above the main Venus cloud layer top, made of $1.5 \mu\text{m}$ diameter particles, which scattered 2.5×10^{-8} stilbs, $\text{phot}^{-1}, \text{cm}^{-3}$ in the forward direction at cloud top level, with a vertical gradient of -0.7 km^{-1} .

Because the main cloud layer is no longer directly illuminated at the North and South poles, the polarization measurements at the tips refer to the aerosols of this upper layer. The values of P observed are plotted against phase angle in Fig. 18 discussed in Sec. 14.

During the year 1964, in addition, Venus was observed during two periods, in April and in December; Figs. 6 and 8 give the average maps for these sequences. We note at the poles a very strong negative polarization reaching -54×10^{-3} at the North tip in April, in contrast with the high positive polarization of $+35 \times 10^{-3}$ described above for October 1959. The variable character of the polarization at the Venusian poles is impressive.

VIII. OBSERVATIONS OF 1972: NO CORRELATION BETWEEN THE VISUAL POLARIZATION AND THE UV CLOUDS

The 1972 mission was to reach simultaneously the regional polarization in orange light and in blue light and also the albedo features on UV photographs; we also monitored the polarization of the light integrated over the whole disk for six wavelengths between 5950 to 3380 Å.

Two visual fringe polarimeters with blue filters (4300 Å) and with orange filters (5800 Å) were attached respectively to the focus of the 100 cm Meudon reflector and of the 32 cm refractor boresighted with the same instrument. The photoelectric polarimeter with six filters was attached to the 60 cm Meudon reflector and operated for the global polarization measurements. We are grateful to C. Boyer for the simultaneous UV photo-

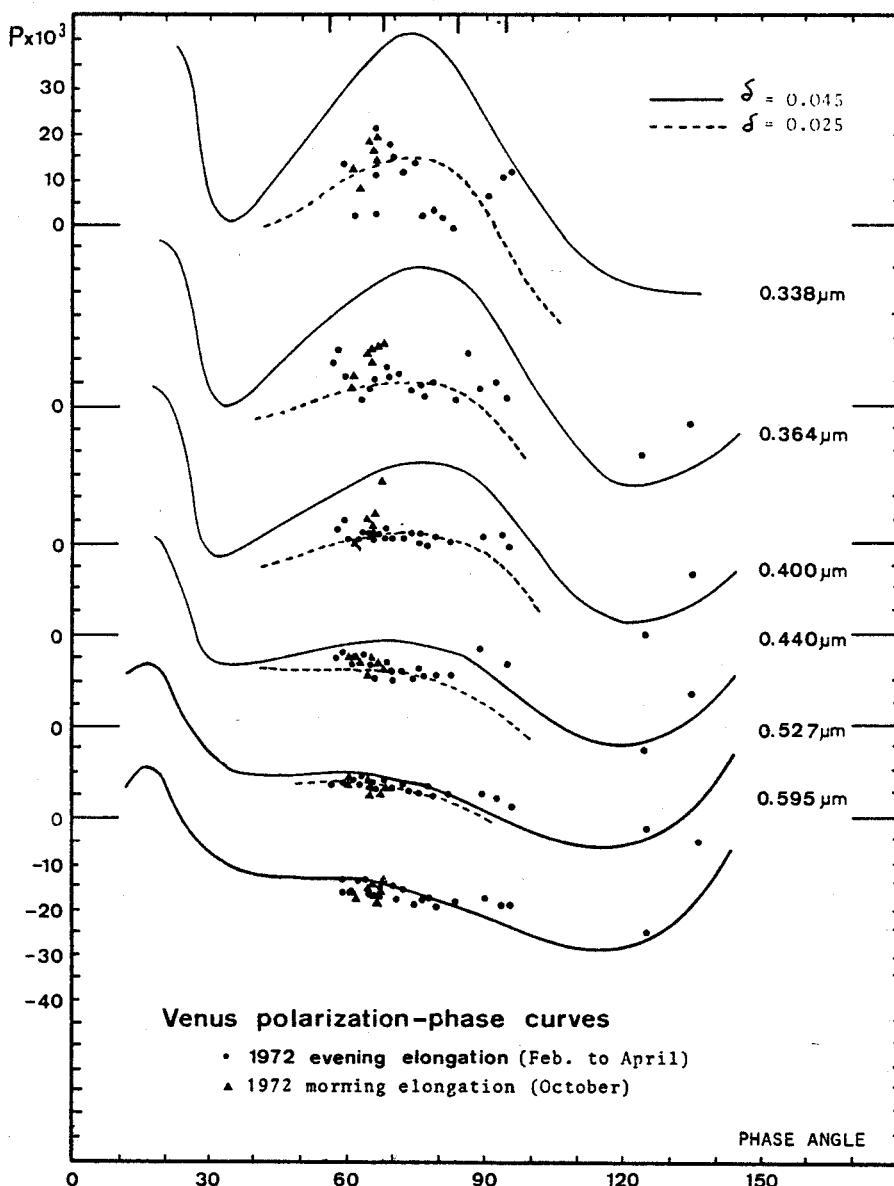


FIG. 9. Integrated polarization measurements for the whole planet in 1972. Dots are for the evening elongation from February to April 1972; triangles are for the morning elongation in October 1972; solid lines are computed with the Hansen and Hovenier model of aerosols with a ratio of molecular scattering to total scattering of $\delta = 0.045$. These curves fit exactly the observations for the years of undisturbed Venus atmosphere; dashed lines are computed as above but with $\delta = 0.025$. These curves fit the 1972 observations.

graphic imaging work with the 107 cm reflector at Pic-du-Midi.

The global polarization data exhibit for this year a typical unusual behavior (Aurière 1975). It has been already pointed out by Coffeen that UV polarization may fluctuate and sometimes drop to a low value (Dollfus and Coffeen 1970). These variations are explained in terms of decrease of the molecular scattering contribution, resulting from an increase of the clouds altitude (Coffeen and Hansen 1974).

The 1972 survey (Fig. 9) is typical of a low UV polarization period. It remains such from February 1 to April 15 (dots) as well as in October (triangles).

On these figures, the solid lines are for the undisturbed curves of Dollfus and Coffeen (1970); they fit also with the theoretical curves computed by Hansen and Hovenier (1974) with particles of radius $r = 1.05 \mu\text{m}$ and a ratio δ of molecular scattering contribution to total scattering of 0.045 which corresponds to the normal condition in the Venus atmosphere. The dashed curves fit the 1972 observations, they are computed with $\delta = 0.025$. The amount of gas observed in 1972 was almost half the nominal value.

During all this period, the regional polarization was rather uniform and a few areas of real anomalous polarization are noted (Fig. 10).

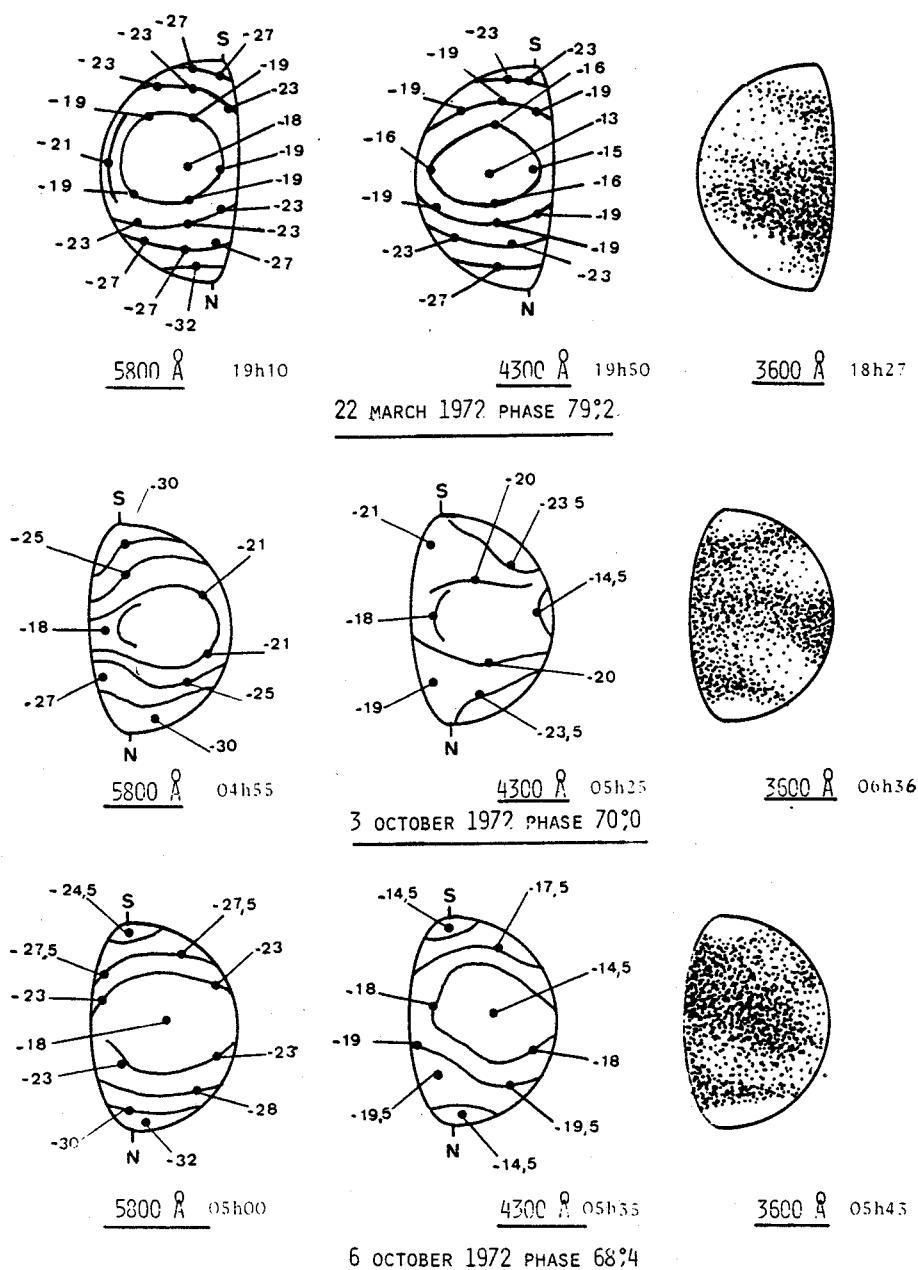


FIG. 10. Regional polarization measurements for orange and blue, and simultaneous Venus images in ultraviolet. Polarization measurements were from the Meudon Observatory telescopes. UV images are taken by C. Boyer with the 107 cm Pic-du-Midi reflector and by G. Viscardy with his 50 cm private reflector.

As in 1953, no clear correlation was found between polarization anomalies and the albedo in UV features, for six cases of simultaneous photographic and polarimetric results (some are presented in Fig. 10).

The polarizations for longer wavelengths being particularly sensitive to particle sizes, the radius of the particles is not predominantly involved in the UV anomalies.

IX. OBSERVATIONS OF 1975: REGIONAL POLARIZATION IN UV

The objective for 1975 was to extend the regional polarization measurements to 3640 Å in UV. The photoelectric polarimeter was operated at the 100 cm reflector of Meudon Observatory. C. Boyer and co-workers recorded the UV photographic pictures at Pic-du-Midi

with the 107 cm reflector when G. Viscardy did the same at his private Observatory with his 50 cm reflector.

According to Fig. 11 (triangles), the level of molecular scattering in the atmosphere was almost nominal during this year, near 0.040. The complex behavior of the regional polarization is illustrated by Figs. 12 [(a), (b), and (c)]. The rapid variations on consecutive days are striking.

Around the phase angle 100° for which the integrated polarization vanishes to change sign [Fig. 12(c)], the polarization across the disk is already negative in the northern hemisphere and at the equator, but still positive at the southern latitudes.

The permanent distribution of polarization upon which the transient enhancements of polarization are superimposed is partly recovered when averaging several isophote maps for the same period (Fig. 13). The isophote shapes result from the geometry of illumination and from large scale variations of the physical parameters; for example, the polarization increases towards the poles, as expected from the geometry, but in May it reaches $+72 \times 10^{-3}$ at the South pole, as compared to $+41 \times 10^{-3}$ at the North pole.

If the UV polarization anomalies are entirely produced by changes in the gaseous atmosphere contribution, a difference of 20×10^{-3} observed correspond to altitude change of the cloud top layer of the order of 1 km. An increase of the amount of UV polarization on the areas which appear dark in the UV images was indicated

on a UV scan along the Venus equator by Coffeen and Hansen 1974 and on Mariner 10 image-subtracted polarization pictures by Hapke (1976). Also Gehrels *et al.* (1979) found a similar result. Our results are not conclusive along this line. We will return to this problem in a subsequent paper.

X. OBSERVATIONS OF 1977: AN UNUSUAL PERIOD

The goal of our 1977 Venus regional polarization survey was an attempt for a simultaneous mapping of UV polarization and of orange polarization, together with a photographic imaging of the UV features. Successive sequences are illustrated in Figs. 14. Other such documents are available.

During June-July 1977, the Venus upper atmosphere was partly underpolarized in UV (Fig. 11, dots), with the implication of a lower than usual contribution of molecular scattering. The conditions were not as extreme as for the case of 1972, however. The data fit an amount of gas scattering of $\delta = 0.035$.

The observations at 5950 Å (Fig. 11) are above the theoretical curve for particles of $r = 1.05 \mu\text{m}$; they fit better with significantly larger particles than usual, with $r = 1.15 \mu\text{m}$.

Another anomaly was a polarization more uniform than usual across the disk (Figs. 14).

Contrary to what was observed in 1975, the polarization in UV at the poles is lower than at disk center with the average value $+15 \times 10^{-3}$, when in 1975 it was

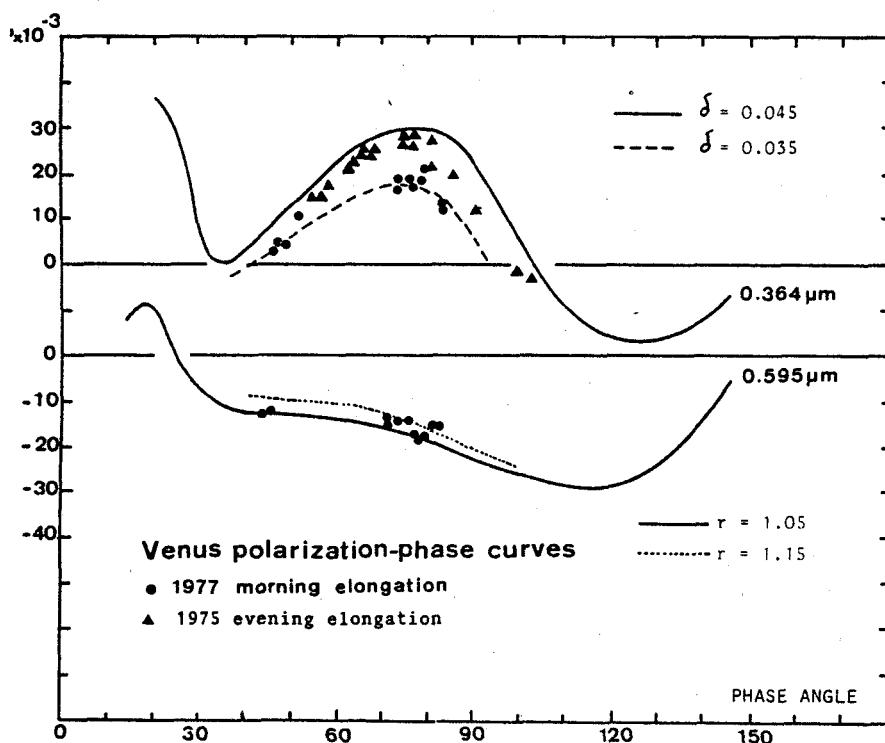
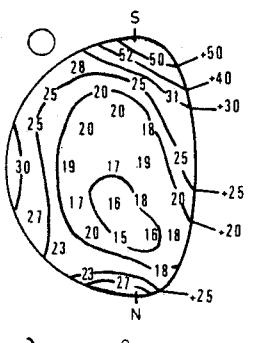
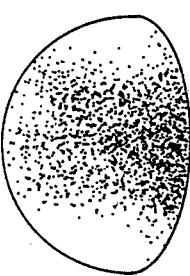


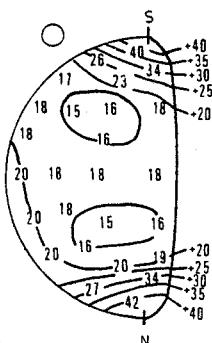
FIG. 11. Integrated polarization measurements for the whole planet. Triangles are for the evening elongation from April to July 1975; dots are for the morning elongation from July to October 1977; solid lines are computed with the Hansen and Hovenier model of aerosols with a ratio of molecular scattering to total scattering of $\delta = 0.045$. The 1975 observations are not far from this case corresponding to the undisturbed Venus atmosphere; dashed line is computed with $\delta = 0.035$ and fits the 1977 observations; dotted line is computed with a particle size of $r = 1.15$ slightly larger than the value 1.05 of the Hansen and Hovenier model.



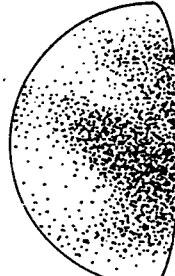
$\lambda = 3640 \text{ \AA}$
27 APRIL 1975



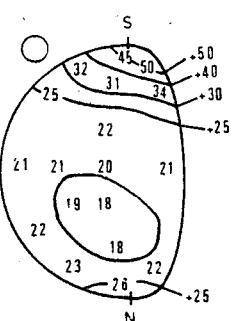
$\lambda = 3700 \text{ \AA}$
PHASE 62.7°



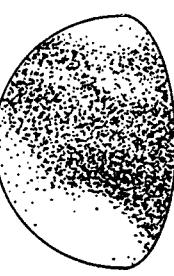
$\lambda = 3640 \text{ \AA}$
20 MAY 1975



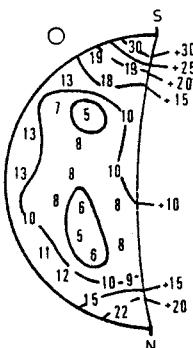
$\lambda = 3700 \text{ \AA}$
PHASE 78.1°



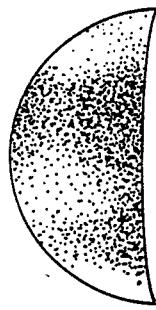
$\lambda = 3640 \text{ \AA}$
28 APRIL 1975



$\lambda = 3700 \text{ \AA}$
PHASE 63.2°



$\lambda = 3640 \text{ \AA}$
14 JUNE 1975



$\lambda = 3700 \text{ \AA}$
PHASE 87.8°

FIG. 12 (a) Regional polarization in U.V. and simultaneous pictures of Venus in U.V. 6 days from April to July 1975. Photoelectric polarimeter with the 100 cm Meudon reflector. Observer A. Dollfus. Photographic pictures by C. Boyer with the 107 cm Pic-du-Midi reflector and by G. Viscardy with his 50 cm private reflector. Isophotes of polarization are hand-drawn.

$+50 \times 10^{-3}$. The extreme variability of the polarization around the poles is more pronounced in UV than in the visible range of the spectrum. The amount of gas above or among the polar clouds, sensed by the UV polarization, had to be highly variable with years.

XI. THE SELECTED AREAS: PARTICLES' SIZE DISTRIBUTION OVER VENUS' SURFACE

The seven areas of Fig. 1 have been monitored all along the program.

First, the difference $P_T - P_C$ between the polarizations P_T at terminator and P_C at the equator near the center of the crescent are plotted in Fig. 15 as a function of the phase angle. For the red (measurements with R and O filters, grouped with $\lambda = 6000 \text{ \AA}$) and the green (5270 \AA), the Rayleigh scattering by the gas is negligible. Theoretical curves $P_T - P_C$ have been computed from Mie theory, assuming a Hansen-Hovenier model of aerosol ($r_{\text{eff}} = 1.05 \mu\text{m}$, $v = 0.07$, $n = 1.44$) with no

FIG. 12 (b) (Continued).

atmosphere added ($\delta = 0$) (Deuzé, 1974, Santer, 1977). Several curves are given, for the same particle size of $r_C = 1.05 \mu\text{m}$ at area C, but respectively different particle sizes at the terminator. Despite a rather large spread of the observations produced by the existence of the polarized patches and by the difficulties of the observations, the overall trend is for the dots to follow the computed curves for $r_T = 1.10 \mu\text{m}$. The meaning is that, statistically, the size of the aerosols near the terminator is the same as near the disk center, with a marginal indication for a slight increase in size of 5% at terminator.

The case of the 1977 measurements (circles) corresponds to a global anomalous optical behavior of Venus' atmosphere.

The same approach is applied to the limb, in Fig. 16. The component of polarization tangential to the limb rises the dots slightly upwards. The effect could increase with phase angle if multiple scattering is enhanced. If we care for this effect by moving the dots slightly backwards, the fit corresponds to the particles' size at limb around $r_L = 1.00 \mu\text{m}$; at grazing emergence near the limb, particles appear to be slightly smaller than near the disk center.

Variation with latitude is illustrated in Fig. 17. The dots, except again for 1977, cluster rather well between

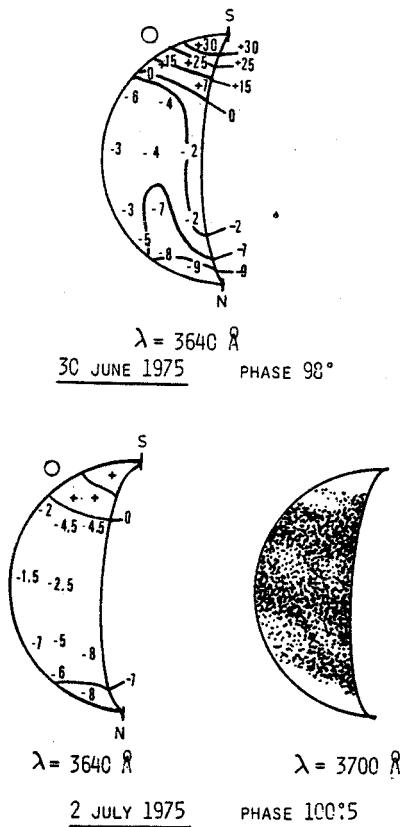


FIG. 12(c). (Continued).

the two curves for $r = 1.05 \mu\text{m}$ and $1.00 \mu\text{m}$. Thus, the Hansen-Hovenier's global aerosol model valid at the equator, is extending almost without changes up to latitudes $\pm 60^\circ$.

XII. THE SELECTED AREAS: AMOUNT OF MOLECULAR SCATTERING

When observing at 3640 \AA (upper curves in Figs. 15, 16, and 17), the polarization produced is predominantly governed by the amount of gas which scatters as λ^{-4} . The coefficient $\delta = K_R/(K_P + K_R)$ is involved, in which K_R and K_P are the Rayleigh scattering coefficient and

the particle's scattering coefficient respectively. From the polarization integrated across the whole disk, assuming a homogeneous mixture of gas and particles, the UV measurements usually indicate a global amount of gas giving $\delta = 0.045$ (Hansen and Hovenier 1971, Kawabata and Hansen, 1975). We saw above that this value can occasionally be reduced; we found 0.025 in 1972 and 0.035 in 1977.

In a vertical column at the centre of the disk, these values should be slightly lowered. The increases of UV polarization towards the terminator and limb are given respectively in the upper parts of Figs. 15 and 16, together with curves computed for three values of δ and a single scattering coefficient $\omega_0 = 0.984$ (Santer, 1977). For 1975 (dots), which corresponds to a period of typical undisturbed upper atmosphere, $\delta = 0.034$ and 0.032 give the best fits for the limb and terminator, respectively.

At latitude $\pm 60^\circ$, Fig. 17, the scatter of measurements is larger, due to the nearby polar anomaly which extends sometimes down to these latitudes. The northern area gives at $+60^\circ$ almost the same value as for the equator, with $\delta = 0.032$. At -60° we note higher and variable results.

For the disturbed period of 1977 corresponding to lower than usual gas contribution, we get $\delta = 0.017$ only on all the plots.

The year 1972 discloses an unusually low upper atmosphere gas scattering (Fig. 9); only observations in blue were available; similarly processed, they gave all across the disk an undetectable amount of gas, lower than 0.02 (the results are not detailed here). The cloud layer top altitude was uniformly raised by at least 3 km.

XIII. POLARIZATION AT THE POLES

The variable and anomalous character of the polarization at the Venus poles has been noted. We plot the measurements available as a function of phase angle in Fig. 18. Curves have been computed for the corresponding geometry of illumination for four values of particle sizes. The data are widely spread from year to year. These variations are attributed to change in the

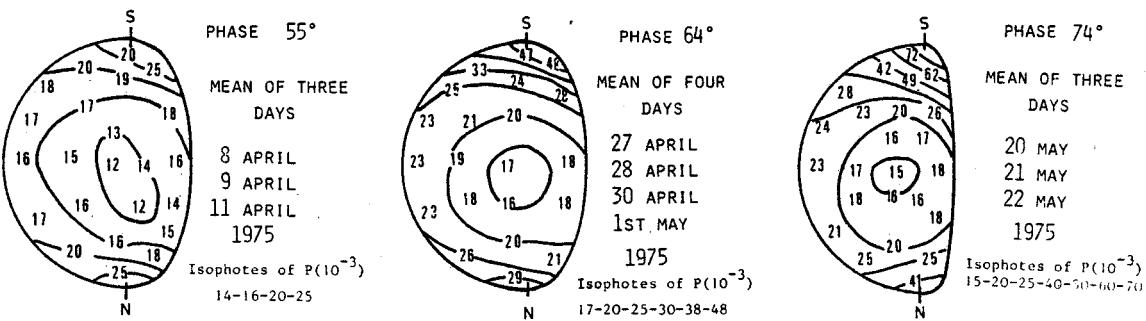


FIG. 13. Averaged polarization maps for three periods of UV measurements at 3640 \AA in 1975.

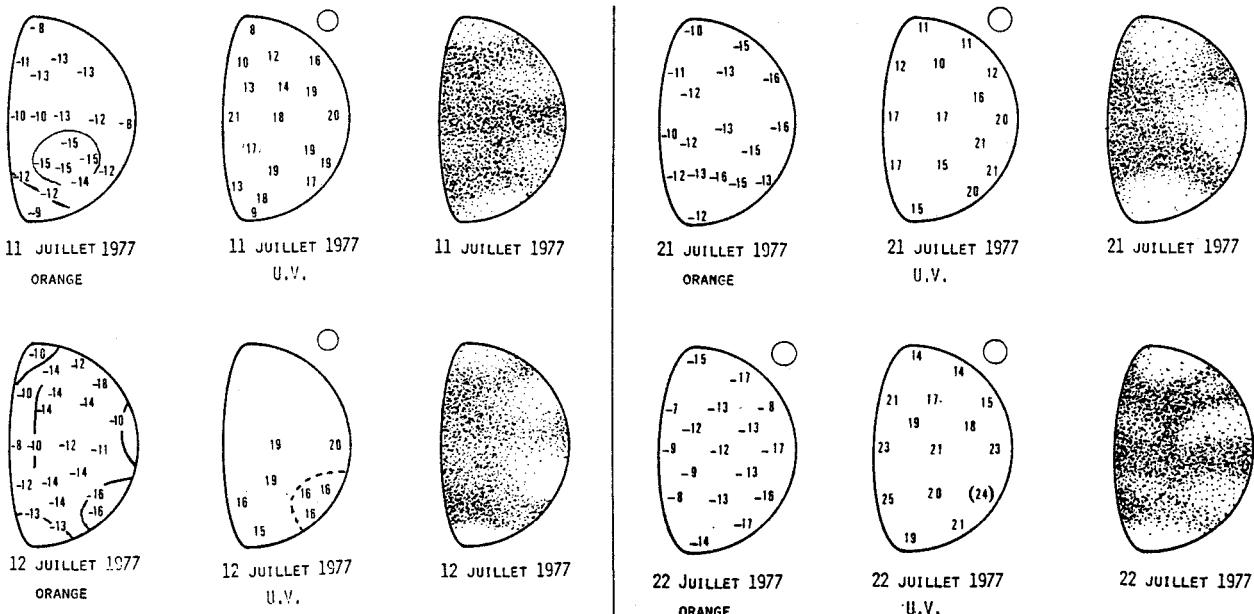


FIG. 14. Regional polarization measurements for O (orange) range and ultraviolet, and simultaneous Venus images in ultraviolet. Polarization in orange with the visual fringe polarimeter at the 60 cm Meudon reflector, observer A. Dollfus. Isophotes are directly measured; Polarization in UV with the photoelectric polarimeter at the 100 cm Meudon reflector, observer M. Duseaux; U.V. images are from C. Boyer with the 107 cm Pic-du-Midi reflector or from G. Viscardy with his 50 cm private reflector. Left: Two consecutive days in July 1977. Right: Two other consecutive days in July 1977. The 22 July orange polarization map is with the photoelectric polarimeter.

particle sizes. From the two plots at 6000 Å and at 5270 Å, we arrive at the following average particle radius for the 7 years documented.

Year	Particle radius
1950	1.05 (μm)
1953	1.35
1959	very small
1964	0.75
1965	1.20
1972	0.90
1977	1.65

Small differences of polarization are observed between the two poles, but globally, they have approximately the same particle sizes at a given period. The large variations of size observed for different years involve, in practice, the two poles simultaneously.

For the special case of the 1959 results discussed above, the observations are plotted as open squares in Fig. 18 and refer to the diagram at $\lambda = 6000 \text{ \AA}$; they are completely outside the range of curves computed. Positive polarization around phase angle 120° cannot be produced by any transparent particle having a radius larger than $0.5 \mu\text{m}$ when the refractive index is 1.25. Larger indexes need still smaller particles, for example, around $0.30 \mu\text{m}$ when $n = 1.33$ (see Hansen and Travis 1974). Absorbing particles produce positive polarization when the imaginary part of the refractive index is at least

$n_i = 0.05$ but their albedo is reduced; we observed brightenings at the poles and this rules out absorbing particles; it advocates a temporary overcast during October 1959 with very small particles of $0.1\text{--}0.3 \mu\text{m}$ above the two poles.

The amount of gas at the poles which is mixed with the particles, or is overlaying the cloud layer, is reached by the polarization at 3640 \AA . In the upper plot of Fig. 18 (with the same coordinates as for 5270 \AA) we computed the polarization produced with $r = 1.05 \mu\text{m}$ and particle single scattering albedo $\omega_0 = 0.984$, for two values of the ratio δ .

Table III gives values of δ found at the poles, at the disk center (see Sec. XII), and also, for comparison, for the whole integrated planet (see Figs. 9 and 11).

The result for 1972 is based upon the regional polarization measurements available in blue at 4300 \AA only.

For the undisturbed year 1975, the gas contribution above the North pole is nearly twice the value for the rest of the planet. Above the South pole, the gas contribution is variable between two and three times the value elsewhere. This increase of gas, which corresponds to a decrease of the cloud height above the pole, was also noted by Lane (1979) on the basis of the observations by Gehrels *et al.* (1979).

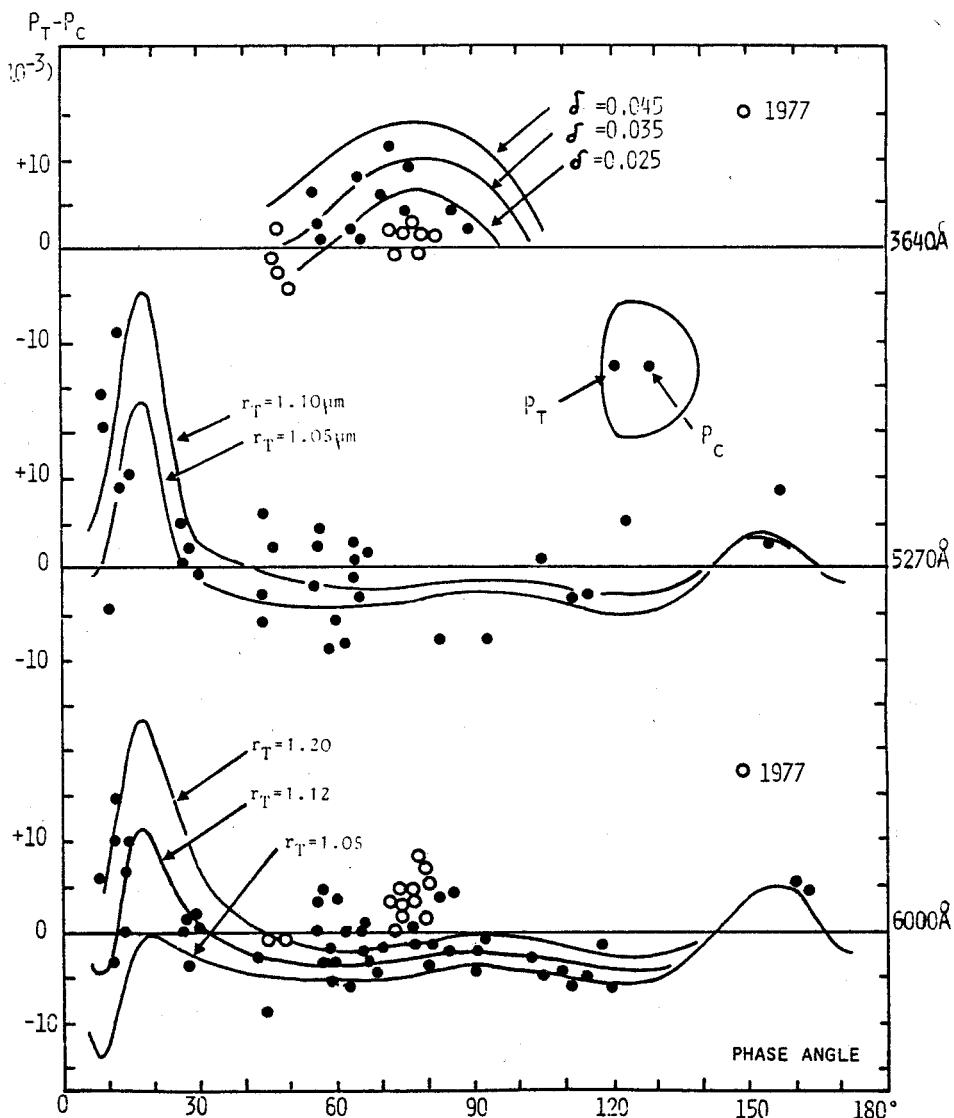


FIG. 15. Difference $P_T - P_C$ between the degrees of polarization at terminator T and at planet center C , as localized in Fig. 1. $P_T - P_C$ measurements are plotted versus phase angle. Solid curves at 6000 Å and 5270 Å are computed with a Hansen and Hovenier model of aerosol with particles' radius $r_C = 1.05 \mu\text{m}$, at area C , and with several values of radius r_T for the aerosols at the terminator. Curves at 3640 Å are computed with the Hansen and Hovenier model and several values of the ratio δ of molecular scattering to total scattering.

TABLE III.

Year	$\delta = K^R/(K^R + K^P)$				Comments
	North pole	South pole	Disk center	Whole disk integrated	
1972	<0.015		<0.020	0.025	a year of minimum
1975	0.060		0.033	0.045	a typical year
1977	0.025	0.070 to 0.100 0.025	0.017	0.035	a period of low

XIV. CONCLUSIONS

The polarized light of the visible wavelengths' range, mapped over the planetary surface, discloses patches

with anomalously high or low values, which are not recognized at the same place from one day to the next. They are related neither with the cloud features observed in UV photographs, nor with the variation of atmo-

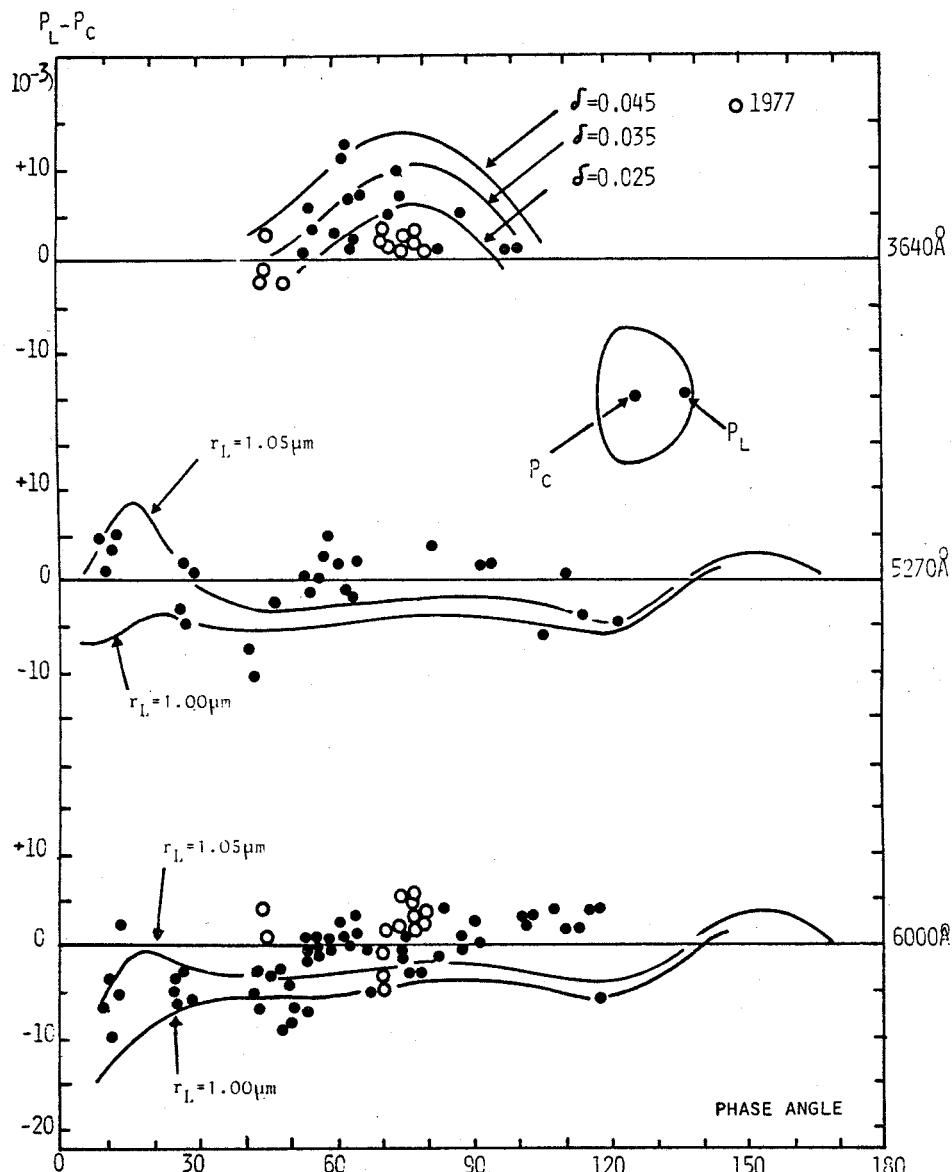


FIG. 16. Same as Fig. 15 but with differences $P_L - P_C$ between polarizations measured near the limb (area L) and at area C .

spheric gas contribution recognized by the polarization mapping at 3640 \AA . They correspond to local particle size variations of the order of 10% not related to albedo variations in UV.

Deviations of the direction of polarization from the direction defined by the scattering plane are observed. They need multiple scattering effects and may involve filamentary structures in the cloud configurations.

Along the limb, a trend for deviations is explained by a component of polarized light parallel to the limb, produced by multiple scattering in the cloud layer or within its structures.

Apart from the patches of polarization anomalies, the

overall distribution of the polarization is characteristic of a remarkable uniformity of the average particle size of $r = 1.05 \mu\text{m}$, within $\pm 5\%$ all around the planet from equator to latitude 60° and with no significant variation with subsolar distance and from morning to evening. A systematically larger radius of $1.10 \mu\text{m}$ at terminator and a decrease to $1.00 \mu\text{m}$ at limb are marginally suggested and may correspond to a decrease of particle size with altitude.

The amount of gas which scatters at the altitude at which the clouds are observed is deduced from polarization mapping in UV. In 1975, a ratio of gas intensity to total intensity of $\delta = 0.032$ is found, all across the disk

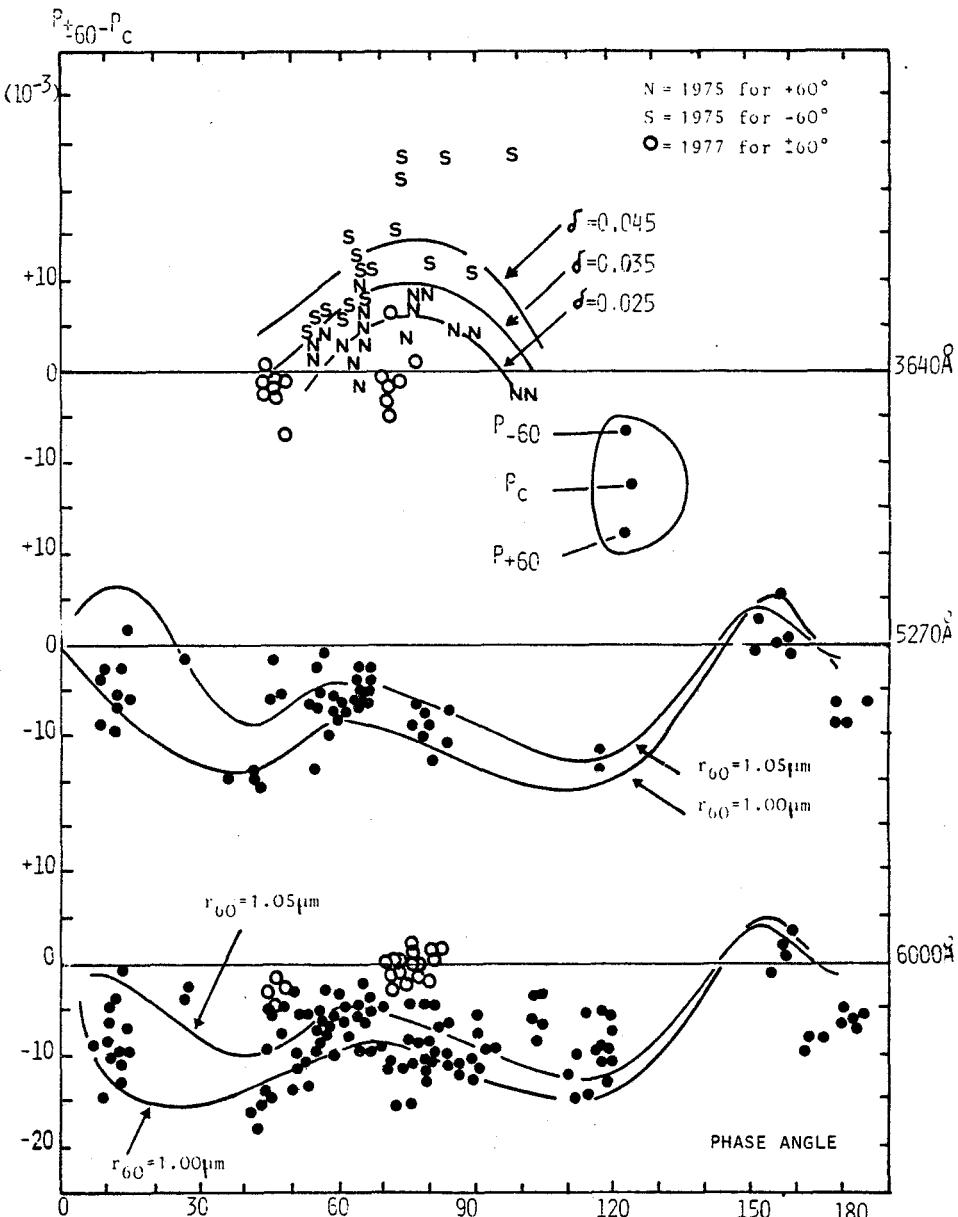


FIG. 17. Same as Fig. 15 but with differences $P_{+60} - P_C$ between polarizations measured at $+60^\circ$ or -60° latitude and area C.

of the planet up to latitudes $\pm 60^\circ$, with a remarkable uniformity. The implication is a constant altitude for the cloud top level for the whole illuminated hemisphere of the planet which is observed. However, in 1972 and 1977, a uniform increase of the altitude of clouds all around the planetary surface was observed, of the order of 3 km.

Above the two polar regions, in contrast with the uniformity and constancy of the particle radius of $r = 1.05 \mu\text{m}$ all around the rest of the disk, the particle size is highly variable with years, from $r = 0.75 \mu\text{m}$ to $r =$

$1.65 \mu\text{m}$. These variations approximately follow the same trend from year to year on both poles.

In October 1959, the two poles were covered with a bright haze made of very small particles of radius less than $0.3 \mu\text{m}$. We noted that the particle size decreased with time at the South pole all during October of this year, but these particles were permanently small at the North pole.

The amount of gas observed above the poles is higher than on the rest of the planet, by a factor of at least two to three and is variable from pole to pole and with time:

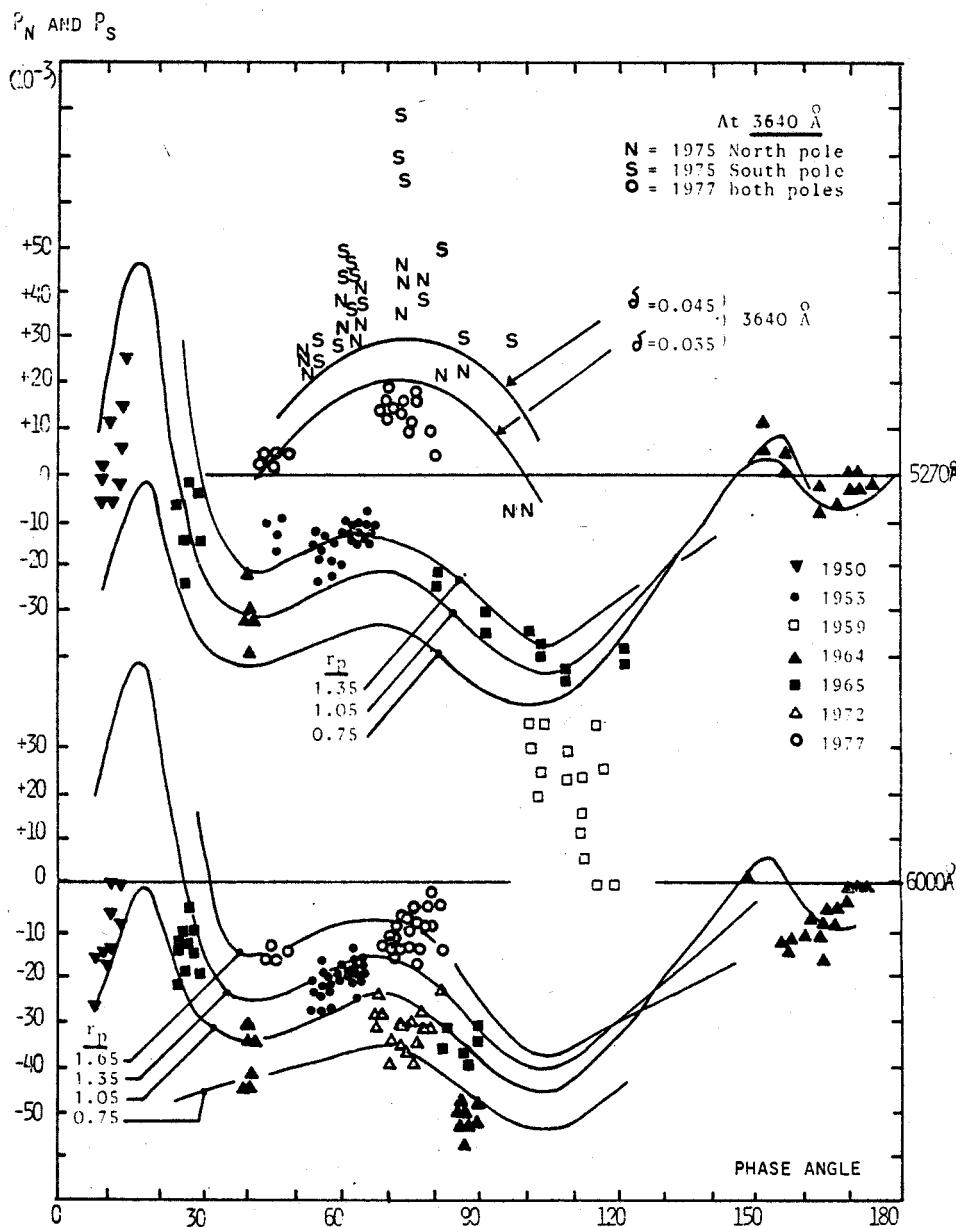


FIG. 18. Degrees of polarization near the Venus poles, versus phase angles. Open squares refer to the 6000 Å coordinates. Measurements and curves at 3640 Å have the same coordinates as for 5270 Å. Curves are computed, at the pole, with the Hansen and Hovenier model of aerosols but with several values of r and δ .

thus, the altitude of the cloud layer top is variable above the poles, and systematically lower than on the rest of the planet by about 3 to 5 km.

When, in certain years, large scale global increases of altitude of the cloud layer are recorded for the whole planet, these variations also involved the polar regions.

The authors are indebted to help in telescopic work, particularly by H. Camichel, M. Duseaux, C. Boyer, and

G. Viscardy. The mathematical approach for the Mie scattering transfer in Venus' atmosphere was initiated by J. Lenoble and M. Herman, and detailed applications were prepared by J. L. Deuzé, C. Devaux, and C. Bigourd. Particularly stimulating were the discussions with T. Gehrels during his visit to our French research groups working in this project. We also had important exchanges and discussions with M. L. Chanin, D. L. Coffeen, J. E. Gradie, J. E. Hansen, B. Hapke, J. Hovenier, K. Kawabata, L. V. Ksanfomaliti, Y. Marov, and A. T. Young.

REFERENCES

- Aurière, M. (1975). "Quelques observations de la haute atmosphère de Vénus," Thèse 3e cycle, Université de Paris VI.
- Coffeen, D. L. (1968). Ph. D. Dissertation, Univ. of Arizona.
- Coffeen, D. L. (1969). Astron. J. **74**, 446.
- Coffeen, D. L., and Gehrels, T. (1969). Astron. J. **74**, 433.
- Coffeen, D. L., and Hansen, J. E. (1974). "Polarization studies of planetary atmospheres," in *Planets, Stars and Nebulae, Studied with Photopolarimetry*, edited by T. Gehrels (Univ. Arizona Press, Tucson), p. 518-589.
- Deuzé, J. L. (1974). "Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants. Application à la polarisation localisée de Vénus," Thèse de Spécialité, Univ. Sci. et Tech. de Lille, France.
- Dollfus, A. (1955). "Etude des Planètes par la Polarisation de leur Lumière," Thèse, Univ. Paris, Ann. Astrophys. Suppl. 4, English translation NASA-TTF n° 188.
- Dollfus, A. (1965). "The Application of Polarized Light for the Study of the Surface of the Moon," p. 155-172 in *The Nature of the Lunar Surface*, edited by S. Hess, D. H. Menzel, and J. O. Keefe (John Hopkins, Baltimore).
- Dollfus, A., and Maurice, E. (1965). C. R. Acad. Sci. Paris **260**, 427.
- Dollfus, A. (1966). "Vénus," Proc. Caltech-JPL "Lunar and Planetary Conference" JPL memo 33-266, p. 187-202.
- Dollfus, A., and Coffeen, D. L. (1970). Astron. Astrophys. **8**, 251.
- Dollfus, A. (1974). "The French Solar Photoelectric Polarimeter and its Applications for Solar Observations," p. 695-729 in *Planets, Stars, and Nebulae Studied by Photopolarimetry*, edited by T. Gehrels (Univ. Arizona Press, Tucson).
- Dollfus, A. (1975). J. Atmos. Sci. **32**, 1060.
- Gehrels, T., and Samuelson, R. E. (1961). Astrophys. J. **134**, 1022.
- Gehrels, T., Gradie, J. C., Howes, M. L., and Vrba, F. J. (1979). As-
tron. J. (1979). **84**, 671.
- Hansen, J. E., and Arking, A. (1971). Science **171**, 669.
- Hansen, J. E., and Hovenier, J. W. (1971). J. Quant. Spectrosc. Radial Transfer **11**, 809.
- Hansen, J. E., and Hovenier, J. W. (1974). J. Atmos. Sci. **31**, 1137.
- Hansen, J. E., and Travis, L. D. (1974). Space Sci. Rev. **16**, 527.
- Hapke, B. (1976). J. Atmos. Sci. **33**, 1803.
- Kattawar, G. W., Plass, G. N., and Adams, C. N. (1971). Astrophys. J. **170**, 371.
- Kawabata, K., and Hansen, J. E. (1975). J. Atmos. Sci. **32**, 1133.
- Knollenberg, R. G., and Hunten, D. M. (1979). Science **203**, 792.
- Lane, W. A. (1979). Astron. J. (to be published).
- Lyot, B. (1923). C. R. Acad. Sci. Paris **177**, 1015.
- Lyot, B. (1926). C. R. Acad. Sci. Paris **182**, 266.
- Lyot, B. (1929). "La polarisation de la lumière des planètes et son interprétation," Thèse, Paris, Ann. Observatoire Meudon VIII, fasc. 1, English translation NASA-TTF n° 187.
- Marin, M. (1965). Rev. Optique **44**, 115.
- Marov, M. Ya., Lebedev, V. N., Lystsev, V. E., Kurnetsov, I. S., and Popandopulo, G. K. (1976). "Venera 9 and 10: The preliminary results of the nephelometer experiment." Paper presented at XIXth COSPAR meeting, 14-19 June 1976.
- Ragent, B., and Blamont, J. E. (1979). Science **203**, 790.
- Santer, R. (1977). "Contribution à l'étude de la polarisation du rayonnement solaire diffusé par Vénus," Thèse de Spécialité Univ. Sci. et Tech. de Lille France.
- Sill, G. T. (1972). Commun. Lunar Planet. Lab. **171**, 191.
- Sill, G. T. (1975). J. Atmos. Sci. **32** 1201, 1204.
- Suomi, V. E., and Limaye, S. S. (1978). Science **201**, 1009.
- Young, A. T. (1973). Icarus **18**, 564, 582.
- Young, A. T. (1974). Science **183**, 407.

ANNEXE III-3

Reprinted from:

THE ASTRONOMICAL JOURNAL

VOLUME 84, NUMBER 11

NOVEMBER 1979

WAVELENGTH DEPENDENCE OF POLARIZATION. XXXVIII. ANALYSIS OF
GROUND-BASED OBSERVATIONS OF VENUS

R. SANTER and M. HERMAN

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

Received 26 April 1979; revised 6 August 1979

ABSTRACT

The polarization of reflected sunlight is computed for a homogeneous model atmosphere of Venus as a function of location on the apparent planetary disk. The results are compared with available ground based observations for 1975 and 1977. The most striking character of these observations is the general distribution of the polarization which, rather than increasing towards the pole as would be expected for a uniform cloud cover, instead presents a gradient which is nearly null or inverted in both visible and ultraviolet light. The differences between the standard model and the measurements are quite reduced by adding a thin upper haze of submicrometric particles above the main usual cloud. Particle sizes of about $0.2 \mu\text{m}$ are convenient, with an optical thickness of a few percent, whatever the precise refractive index of these particles is.

I. INTRODUCTION

The composition and average structure of the upper haze of Venus, were established on a planetary scale by Hansen and Arking (1971) and Hansen and Hovenier (1974), by analysis of the global polarization of the backscattered solar radiation.

Several attempts to verify this model on a more localized scale have already been made by Deuze (1974), Kawabata and Hansen (1975), and Santer (1977), based on regional polarization observations, respectively obtained by Dollfus in 1972 (Dollfus *et al.* 1979), Coffeen and Gehrels (1969). With the exception of slight polar anomalies, the observations made at these times in visible light or in near infrared were in agreement with a planet covered by a uniform layer of particles which corresponds to the Hansen and Hovenier model (Deuze 1974; Kawabata and Hansen 1975). The much more accentuated local fluctuations observed for the degree of ultraviolet light polarization would simply suggest small geographical variations of the density of the scattering particles or of the average altitude of the haze (Kawabata and Hansen 1975; Santer 1977). In 1977, detailed multispectral observations of Venus were simultaneously carried out in photometry at Pic du Midi (Boyer *et al.* not yet published) and in polarimetry at Meudon (Dollfus *et al.* 1979). Only the polarimetry results will be dealt with here. The most striking character of these observations is the general distribution of the polarization, which rather than increasing towards the poles as would be expected for a uniform cloud cover, instead presents a gradient which is nearly null or inverted in both visible and ultraviolet light.

The presence of this anomaly at the time of these measurements seems characteristic of the existence of a very thin layer of submicrometric particles above the

main haze usually probed by polarimetry. The phase angle covering obtained by the 1977 observations was, however, too limited for this hypothesis to be verified. The measurement campaign carried out by Gehrels, Gradie, and Howes in 1975 (Gehrels *et al.* 1979) gives much better performance from this point of view. The same phenomenon seems to have been present at that time, and with an intensity sufficient to make it slightly detectable in the integrated polarization observations presented by Gehrels *et al.* Variations of this anomaly with phase angle are reconcilable with the submicrometric particles hypothesis. The same conclusion has been arrived at by Lane (Lane 1979), from the detailed observations from Gehrels *et al.* (1979) in ultraviolet light, and more recently by Travis *et al.* from the cloud photopolarimeter experiment, aboard the Pioneer Venus large probe (Travis *et al.* 1979).

II. DETAILED OBSERVATIONS OF 1977

a) Experimental Results

From among the detailed observations of Venus polarization made by Dollfus in 1977, the 21 and 22 July measurements are reproduced here in Figs. 1a and 1a' for $\lambda = 595 \text{ nm}$ and Figs. 2a and 2a' for $\lambda = 365 \text{ nm}$. The qualitative features of these observations are entirely representative of the results obtained in this campaign. Figures 1b and 2b present the theoretical percent polarization corresponding to a uniform covering of the planet with the model of Hansen-Hovenier; thus $m = 1.46$ at $\lambda = 365 \text{ nm}$,

$$N(r) = N_0 r^{(1-3v)/v} e^{-r/\bar{r}\nu}, \quad (1)$$

where $\bar{r} = 1.05 \mu\text{m}$ and $v = 0.07$. The molecular scattering ratio:

$$f_R = (k_r/k_p), \quad (2)$$

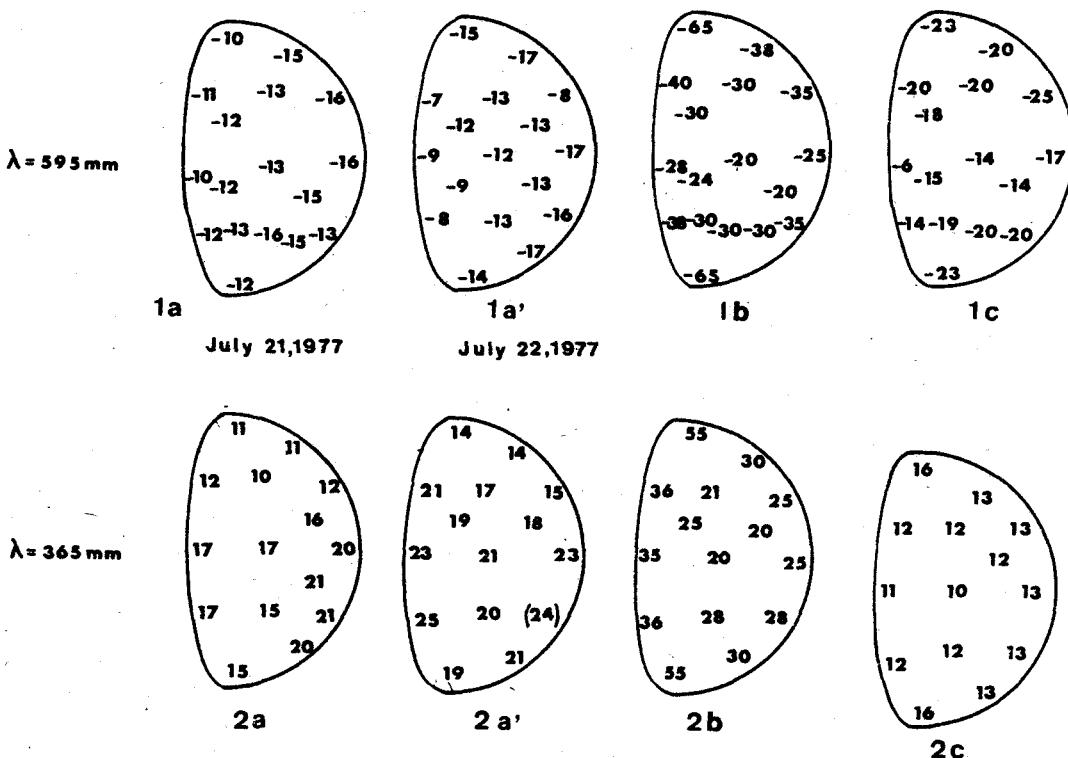


FIG. 1. (a), (a') Detailed measurements of polarization amounts, observations from A. Dollfus, 21 and 22 July 1977. Filter O: $\lambda = 595 \text{ nm}$ (P in per mille); (b) Theoretical computations, for the corresponding phase angle, for a homogeneous infinite layer of particles, with effective radius $\bar{r} = 1.05 \mu\text{m}$; variance $v = 0.07$; refractive index $m = 1.44$; (c) Theoretical computations for the two-layer model. The upper layer with optical thickness $\tau_u = 0.04$ (for $\lambda = 514 \text{ nm}$), is constituted of particles with effective radius $\bar{r} = 0.15 \mu\text{m}$; variance $v = 0.07$ and refractive index 1.44.

FIG. 2. As in Fig. 1, but with UV filter, $\lambda = 365 \text{ nm}$. The percent molecular scattering is considered equal to .047 in the main layer and equal to zero in the upper haze.

where k_r and k_p are the scattering coefficients of the molecules and the aerosols, respectively, was considered to be equal to 0.047 in order that the ultraviolet polarization percent observed near the center of the disk might be restored. If one ignores the small local fluctuations which probably are due to small variations of particle radii, or in absorption by the particles, or to the degree of molecular scattering, the flatness of the observed polarization levels is striking. It also is noted that the visible light polarization levels are rather smaller than would be expected from the standard model (Fig. 1), and that the perturbing factor to be added to this model gives opposite effects in the visible and ultraviolet.

For the phase angles investigated here, any vertically homogeneous and horizontally uniform cloud model predicts a percent polarization gradient which is small from the center towards the limb or towards the terminator and which is very pronounced from the equator towards the poles. The disappearance of this gradient thus reveals a very definite inhomogeneity or nonuniformity in the cloud cover observed in 1977.

If the detailed observations, in Figs. 1a-2a', are to be interpreted within the framework of a model which is

vertically homogeneous at all points, it is necessary to accept large scale variations of the model characteristics between the center and the poles. The mere variation of the molecular scattering level as a function of latitude would be insufficient: an increase in molecular scattering, which would permit the restitution of observations at 595 nm, would give ultraviolet percent polarization much greater than the levels measured. A simultaneous variation of the particle size distribution between the equator and the poles might then be considered, but variations of effective particle radius, as well as particle density, modify visible and ultraviolet polarization levels both in the same direction. It seems clear that this model is very poorly adapted to explain the observed perturbation, which varies differently in the visible spectrum and ultraviolet. These observations seem instead to suggest a vertically inhomogeneous structure. Since it is reasonable to assume that the main cloud retains its normal characteristics, our hypothesis is that a higher altitude haze with different properties existed at the time of the observations. This haze would have remained sufficiently thin for the polarization to conserve the H_2SO_4 signature in the first order. The opposite effect

between the visible and ultraviolet polarizations makes this hypothesis seem much more attractive.

b) Two Layer Model

It thus will be assumed that the observations made during the aforementioned period correspond to a stratified cloud structure, represented by a thin layer of unusual particles, that rose above the customary cloudy haze corresponding to the Hansen and Hovenier model.

Since the upper layer must be very thin, otherwise the normal increase in the percent polarization would be found towards the poles, computations will be simplified by assuming that only the primary scattering is significant in this layer. The influence of the single scattering albedo ω_0^u of the upper layer particles will thus be slight. It will simply be considered equal to that of the main visible cloud, ω_0 , which will be deduced from the planet spherical albedo. The molecular scattering, into this high altitude upper layer, will also be ignored. Given these hypotheses, consider a point on the disk receiving the solar beam at an angle $\theta_0 = \arccos \mu_0$, and observed at angle $\theta = \arccos \mu$.

The intensity of polarized light which comes from the upper layer in primary scattering is given by:

$$I_u^P = \frac{\omega_0^u F \mu_0}{\mu_0 + \mu} \frac{P_{12}''(V)}{4} \left(1 - \exp \left[-\tau_u \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0} \right) \right] \right), \quad (3)$$

where F is the monochromatic solar flux; τ_u the optical thickness of the layer; V the phase angle; and $P_{12}''(V)$ the off-diagonal term of the particles phase matrix, which gives the probability for linearly polarized scattering of unpolarized incident light.

The intensity of light coming from the main lower cloud just will be attenuated by the upper layer and becomes:

$$I_d^P = I_H^P \exp \left[-\tau_u \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0} \right) \right], \quad (4)$$

where I_H^P is the intensity of polarized light calculated for the standard Hansen-Hovenier model.

Since the presence of the upper layer results in only a second order modification of the intensity I_H of the main cloud, calculated for the standard model, the difference between the observed polarization percent and the theoretical one is:

$$\Delta P = \frac{I_u^P + I_d^P}{I_H} - \frac{I_H^P}{I_H}, \quad (5)$$

and may be written, to the first order in τ_u :

$$\Delta P = \left(\frac{\omega_0^u F}{4\mu I_H} P_{12}''(V) - \frac{\mu + \mu_0}{\mu \mu_0} P_H(V) \right) \tau_u. \quad (6)$$

The first term in Eq. (6), which represents the influence of primary scattering due to upper layer particles, dominates the equation if the particles are very polarizing. As the intensity is approximately equal to μ_0 , the

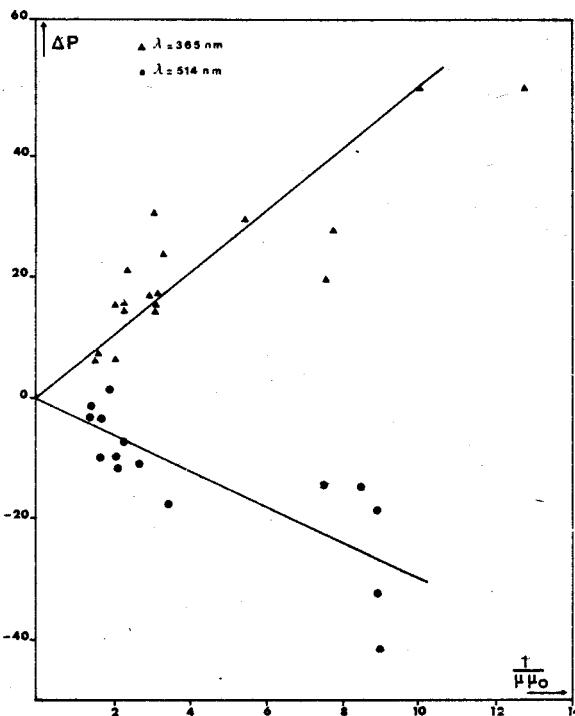


FIG. 3. Differences for the percent polarization between the standard model and the 21 July 1977 measurements, for orange and ultraviolet light, as a function of $(\mu \mu_0)^{-1}$ (ΔP in per mille).

effect will then be found in $(\mu \mu_0)^{-1}$, meaning that it will be greater towards the terminator (small μ_0) and greater still towards the poles (small μ and μ_0). The transmission term also being largely included in $(\mu \mu_0)^{-1}$ at phase angle $V = 67^\circ$, a valid test for the model consists of studying the repartition on the disk of the difference ΔP observed, as a function of $(\mu \mu_0)^{-1}$. Figure 3 shows that equation:

$$\Delta P = (K/\mu_0 \mu) \quad (7)$$

is well supported, and with consideration for the diverse approximations and geometrical incertitudes, makes this model seem plausible.

To extend the analysis and exploit the two available wavelengths, the particles must be assumed spherical. Mie theory then gives an indication of particle refractive index and dimension. The general aspect of $P_{12}(V)$ was traced in Fig. 4 for different Mie parameter values and in Fig. 5 for different refractive indices.

Overly small particles ($\alpha < 1$), in the Rayleigh-Gans domain, would give too high percent polarization in ultraviolet. Overly large particles ($\alpha > 2$), aside from the attenuation effect, would no longer provide the desired correction in the green. The plausible range for the radius of these particles is thus given as:

$$0.1 \mu\text{m} \lesssim r \lesssim 0.2 \mu\text{m}. \quad (8)$$

Within this range of dimensions, the refractive index has little influence upon the results (Fig. 5). Particles

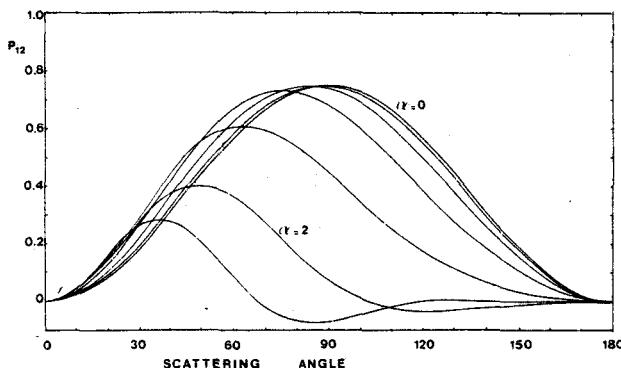


FIG. 4. The off-diagonal matrix term P_{12}^u , as a function of the scattering angle; for different Mie parameter values $\alpha = 2\pi r/\lambda$. The results are for the real refractive index $m = 1.44$.

with smaller refractive index are a little more polarizing, but their scattering cross section K_λ , which is related to optical thickness by $\tau_\lambda = K_\lambda z$ (where z is the geometrical thickness of the layer), simultaneously decreases. A variation of the particle refractive index would entail only a slight modification of the optical thickness of the layer, but without notably changing the qualitative results. In this study, without making any hypothesis as to the nature of the particles, the refractive index of the upper cloud will be considered $m = 1.44$. The particle size distribution will be considered defined by Eq. (1). The two remaining parameters of the upper haze, optical thickness and particle radius, have to be deduced from the experimental measurements.

c) Detailed Analysis Of Measurements In The Case Of Two-Layer Model

The percent polarization was calculated in the approximation of Eq. (6) by assuming the optical thickness of the upper layer to be uniform over the disk, and by

adjusting the average radius of the particles so as to obtain the best agreement. Variance v was considered equal to 0.07 in Eq. (1).

The particles selected are weakly polarizing at the phase angles studied, and it is the attenuation effect which predominates. The best agreement is obtained for orange and ultraviolet, on 21 and 22 July, with $\tau_u = 0.04$ (green reference) and $\bar{r} = 0.15 \mu\text{m}$ (Figs. 1c and 2c). Also presented (Figs. 6 and 7) are the 15 September 1977 experimental results, the theoretical standard and the results obtained from approximation (6), with $\tau_u = 0.06$ and $\bar{r} = 0.15 \mu\text{m}$. The distribution of the differences, before and after correction by Eq. (6), was traced in Fig. 8, for the 21 and 22 July 1979 observations, as an example of the reassuring decrease in the differences when using the two-layer model.

III. INTEGRATED 1975 OBSERVATIONS

Interpretation of the observations made during the 1977 French-campaign by using a two-layer model thus seems quite satisfactory. A more rigorous verification of the upper submicrometric particles hypothesis would, however, necessitate experimental values of $P_{12}^u(V)$ at other angles. From this point of view, the phase angle covering in the 1977 French-campaign was too limited, but a campaign made by Gehrels *et al.* in 1979 of multispectral observations of the global polarization of Venus over a wide range of phase angles is available. In addition to the disk-integrated measurements, Gehrels *et al.* (1979) also presented two detailed observation series of the percent polarization at two colors ($\lambda = 514 \text{ nm}$ and $\lambda = 365 \text{ nm}$) for the days of 7 and 14 May 1975 ($V = 67^\circ$ and 71°).

The detailed observations made 7 May 1975 are reproduced (Figs. 9a and 10a) above the theoretical values of the Hansen model (Figs. 9b and 10b). It is noted that although the ultraviolet observations are in fairly good agreement with the theoretical values (for $f_R = 0.047$ as

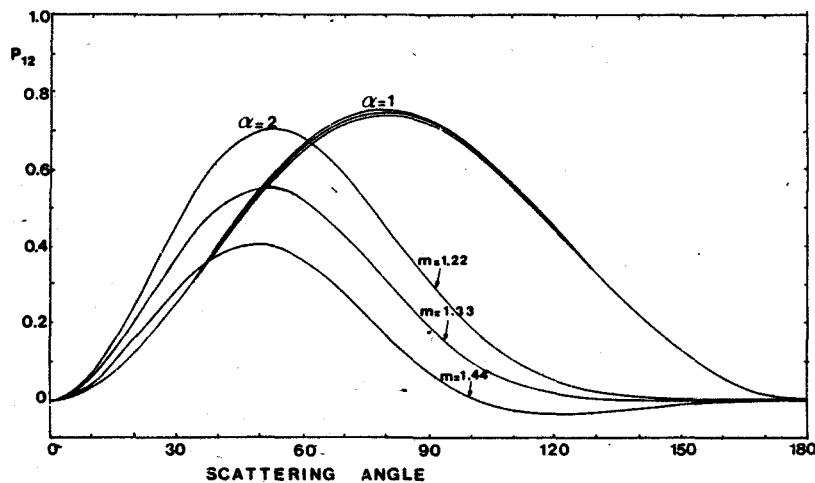


FIG. 5. Same as Fig. 4; but for different values of the real refractive index.

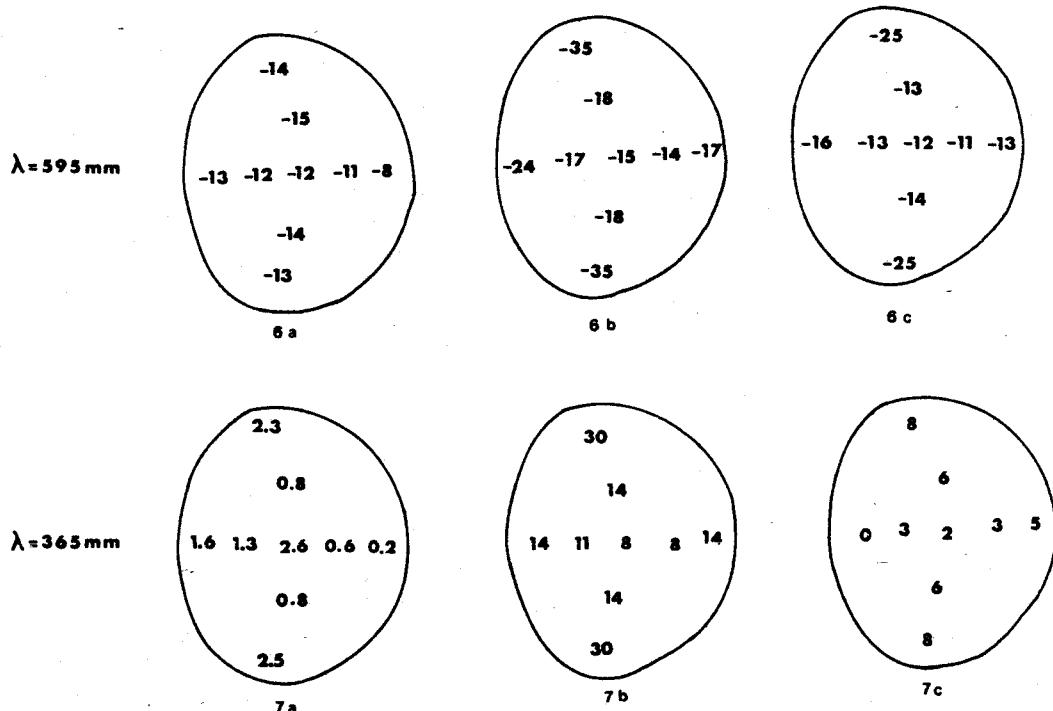


FIG. 6. Same as Fig. 1; filter O at $\lambda = 595 \text{ nm}$; A. Dollfus observations of 15 September 1977. The upper layer particles are the same as for Fig. 1 with an optical thickness $\tau_u = 0.06$.

FIG. 7. Same as Fig. 6 at $\lambda = 365 \text{ nm}$. The molecular scattering contribution is this of Fig. 2.

retained here), the type of anomaly observed in 1977 is also present on 7 May 1975 in visible light.

The interpretation of these measurements with the previously defined two-layer model (corresponding to an upper layer of thickness $\tau_u = 0.03$ composed of particles of effective radius $\bar{r} = 0.15 \mu\text{m}$ and of variance $v = 0.07$) does not lead to results as satisfactory as for the 1977 observations (Figs. 9c, 10c). It, nonetheless, is quite probable that this difficulty is partially related to the image distortion noted by Gehrels *et al.*; and that a small residual distortion remains (Figs. 9a and 10a) after the correction applied by Gehrels *et al.* If, in spite of this weak agreement, the absence of a polarization rate gradient observed in visible light is retained as being indicative of the phenomenon seen in 1977, it is interesting to study whether or not this anomaly remains detectable in the much more dependable disk-integrated polarization measurements.

Although these anomalies are by nature concentrated towards the polar zones of low brightness, which makes it easy for them to elude simple disk-integrated polarization measurements, it seems that a fairly systematic difference is detectable between the disk-integrated measurements of Gehrels *et al.* in 1975 and the predictions of the standard model. These differences are presented as a function of phase angle for two wavelengths ($\lambda = 514 \text{ nm}$ and 365 nm) in Fig. 11.

The systematic differences attaining 0.5% and even

1% in the visible are greater than the measurement error and seem significant. Gehrels *et al.* (1979) have given a polychromatic scan for several phase angles. The differences between the measured values and the theoretical predictions of the percent polarization have been reported here as a function of wavelength (Figs. 12a–12f). From ultraviolet to red, the above described effect is present, and measurements remain above the theoretical curves even in the red, although with a smaller discrepancy in the red than towards the green-orange.

If these discrepancies are to be interpreted within the framework of the two-layer model, one has to integrate all over the disk Eqs. (3) and (4). Using a first order development of the exponential terms, the correction for disk-integrated polarization then will be given by:

$$\Delta P_t = \left[\frac{\omega_0^u F P_{12}^u(V)}{4} \iint_{S_{app}} \frac{dS_{app}}{\mu} \times \iint_{S_{app}} \frac{\mu + \mu_0}{\mu \mu_0} I_H^P dS_{app} \right] \frac{\tau_u}{I}, \quad (9)$$

where S_{app} is the apparent surface of the planet. The disk-integrated intensity I , in Eq. (9), may be calculated from the Venus magnitude, given by Irvine (1968). Noting that:

$$(dS_{app}/\mu) = dS,$$

the correction term then will be:

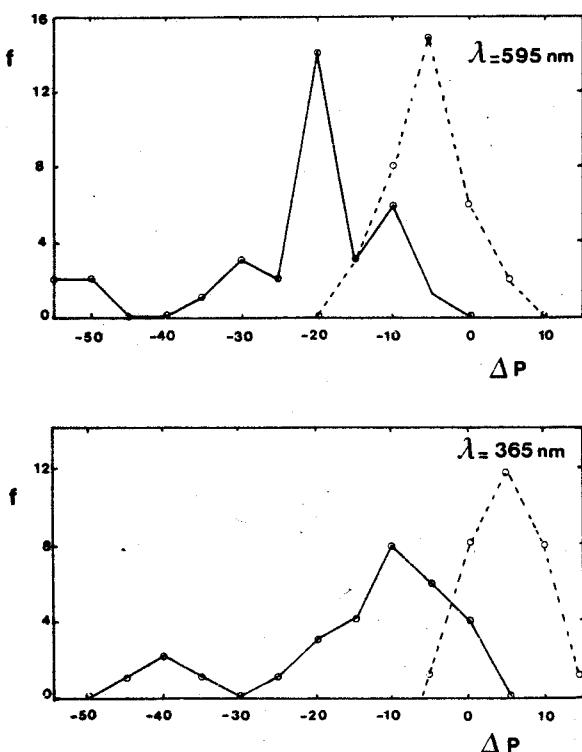


FIG. 8. Reduction in the differences between the standard model values, and the 21 and 22 July measurements of per mille polarization, after correction for the upper layer. Frequencies of the differences ΔP are graphed for standard model (solid line) and after correction (dashed line).

$$\Delta P_t = \left[\frac{\omega_0'' F P_{12}''(V)}{4} \frac{2\pi (180 - V)}{180} - \iint_{S_{app}} \frac{\mu + \mu_0}{\mu \mu_0} I_H^P dS_{app} \right] \frac{\tau_u}{I} \quad (10)$$

The primary scattering correction given by Eq. (10) is shown in Fig. 11 for $\lambda = 522$ nm and $\lambda = 365$ nm, for the case of an upper layer of optical thickness $\tau_u = 0.02$ at $\lambda = 522$ nm, composed of particles of effective radius $\bar{r} = 0.15 \mu\text{m}$ and for two variance values ($v = 0.07$ and 0.25). The molecular scattering ratio in the main cloud bank was considered equal to 0.036 at $\lambda = 365$ nm. The observations between $V = 80^\circ$ and 120° tend to be in agreement with this prediction, which thus supports the hypothesis of very small particles in the upper layer.

Given that the measurements are very spread out in time and that this upper layer may be variable, it is of interest to avoid the limitations of an average model by making a phase angle by phase angle reanalysis of discrepancies as a function of the wavelength. This correction for primary scattering was recorded in Fig. 12. Particles of $0.15 \mu\text{m}$ radius and variance 0.07 give a good agreement for the observations of Gehrels *et al.* (1979) at $V = 50^\circ, 56^\circ, 85^\circ$. For the other phase angles ($V =$

$110^\circ, 118^\circ, 139^\circ$), the correction becomes insufficient in red light with particles of $0.15 \mu\text{m}$. This shifting can be rectified by using slightly larger particles ($\bar{r} = 0.19 \mu\text{m}$).

The characteristics of the two-layer model deduced from the disk-integrated measurements, at a larger variety of phase angles, are similar to those deduced from the localized measurements. In addition to confirming the two-layer model, these results suggest the permanence of the upper layer.

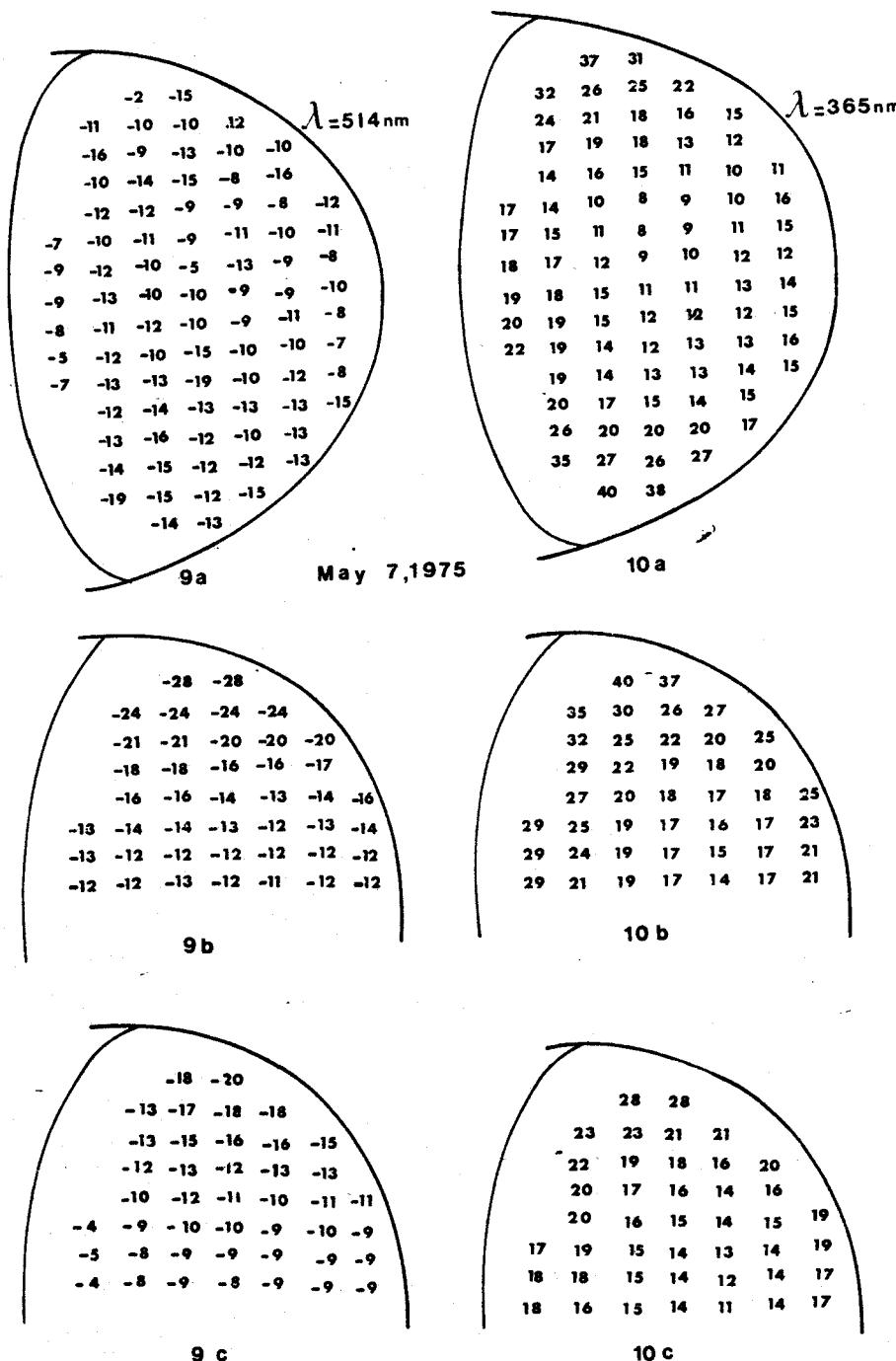
IV. DISCUSSION

The validity of the preceding interpretation should not heavily depend upon the somewhat summary nature of the theoretical computations. The smallness of the optical thickness obtained for the upper cloud layer retrospectively justifies the approximation used. As an example, Fig. 13 compares (as a function of the emergence angle in the case of a normal incidence), the variations of the percent of polarization by adding an upper layer obtained by an exact computation, with the approximate values obtained for the primary scattering approximation in the upper layer. This layer here corresponds to pure molecular scattering, with $\tau_u = 0.05$. It is seen that the first order computation accounts, to within 10 or 20 percent for the perturbation which this upper layer introduces into the signal coming from the lower main layer. The same accuracy is obtained, with Eq. (10) for the disk-integrated polarization, for phase angles between about 40° and 120° .

An exact evaluation of the multiple scattering or of the slight influence of the particle refractive index thus seems superfluous at this time. The very secondary influence of these different factors is probably inferior to the uncertainties in the measurements, which is introduced in particular when detailed observations corresponding to different wavelengths are superposed.

More generally, a more elaborate model introducing, for example, plausible variations of τ_u on the disk, should first take into account simultaneous photometric measurements, since, as shown by Eq. (6), the precise meaning of observed differences $\Delta P(M)$, depends upon the intensity of the backscattered radiation $I(M)$. It is known that the ultraviolet brightness disk-distribution can markedly deviate from the normal distribution corresponding to a horizontally uniform model. In Fig. 2 for example, the residual discrepancies of the polar polarization would be sharply reduced if computation of the percent polarization accounted for the brilliant character of the poles at the time of the observations.

The main problem is in knowing whether the interpretation given for these anomalies is valid. As mentioned, adjustments of radius and density of the particles on the disk would certainly permit an equally good explanation of the detailed observations presented here. The necessary variations of $\bar{r}(M)$ and $f_R(M)$ would be rather large, however, since the polarization discrepan-



FIGS. 9 and 10. Same as for Figs. 1 and 2, but for the 7 May 1975 observations by Gehrels *et al.* The optical thickness of the upper layer (same particles as in Fig. 1c) is $\tau_u = .03$.

cies to be explained are of opposite signs in UV and visible light, whereas the influence upon the signal of f_R and \bar{r} are in the same way. But above all, aside from the ad hoc character of this type of explanation, it is the variation of the perturbation with the phase angle which seems to justify the chosen interpretation, given the ex-

cellent qualitative agreement with the predictions of the two-layer model.

This result also seems to indicate a relative permanence of this cloudy structure, and the Travis *et al.* observations, aboard the Pioneer Venus mission, in 1979, confirm this result. It is not impossible that the polar

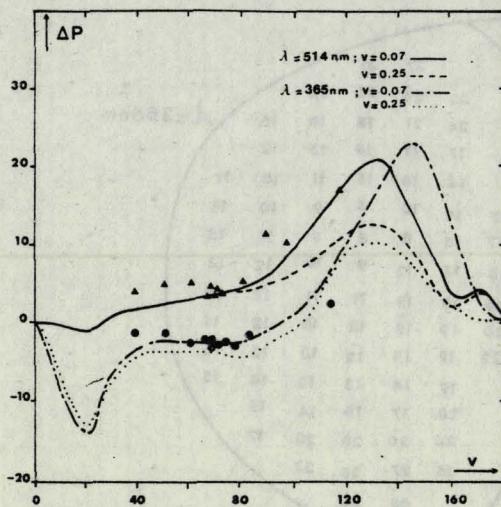


FIG. 11. Discrepancies between the standard values and the disk-integrated measurements of Gehrels *et al.* for visible light (Δ) and ultraviolet (O). The curves are for the two layer model with $\bar{r} = 15 \mu\text{m}$, $m = 1.44$ and $\tau_u = .02$ for the upper haze.

polarization anomalies already pointed out by Deuze (1974) and Kawabata and Hansen (1975) relative to older observations in reality correspond to indications of the presence of this same structure, simply less accentuated and less uniform at the times of those observations.

In the same way, the negative perturbation predicted for the ultraviolet polarization at small phase angles by the two-layer model (Fig. 11) is perhaps related to the systematic discrepancies between the measurements and the theoretical curves, which appear quite distinctly at these same phase angles and in ultraviolet in Figs. 9, 10, and 11 of Hansen-Hovenier (1974). And again in the same way positive perturbation of the degree of visible polarization, near a phase angle of 120° offered by the two-layer model, may well explain the systematic discrepancy between the measurements and the theoretical curves given by Hansen and Hovenier (1974), Figs. 4 and 12.

It was assumed that the upper layer particles were conservative particles. An interesting point is to inquire into absorbing particles, since, in addition to hydrated sulfuric acid, sulfur particles have been suggested in the Venus clouds [Hapke and Nelson (1975), Young (1973)]. However, as outlined previously, the influence of the upper particles, in ultraviolet light and for investigated phase angles, comes essentially from their transmission effect, that is from their extinction coefficient. For submicrometric particles like $0.2 \mu\text{m}$, with refractive index of 1.44, this extinction coefficient depends weakly upon the absorbing properties of the particles (Van de Hulst 1957, p. 181, Fig. 33); and the question cannot be answered from the available observations. On the other hand, the brightness of the poles,

during Pioneer investigations, at the same time as an upper haze detection (Travis *et al.* 1979), doesn't support the hypothesis of absorption in this layer.

A model incorporating a vertical gradient of particle radii would certainly explain the whole of the observa-

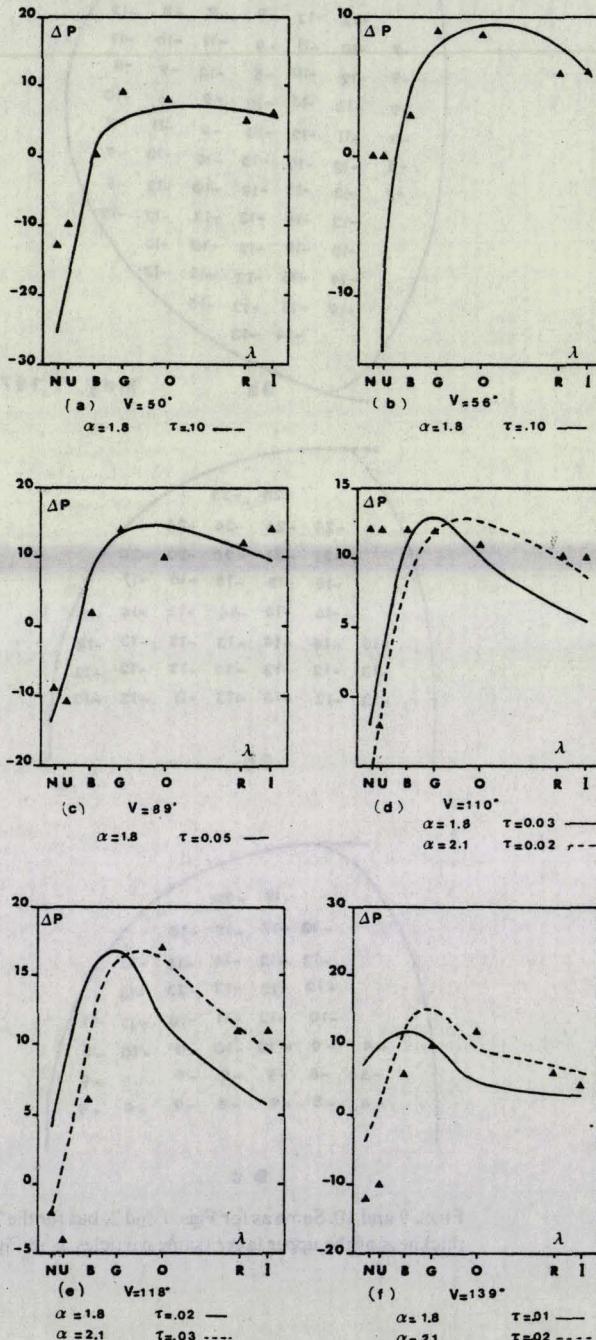


FIG. 12. Same as Fig. 11 at several wavelengths: filter N, $\lambda = 348 \text{ nm}$; filter U, $\lambda = 368 \text{ nm}$; filter B, $\lambda = 439 \text{ nm}$; filter G, $\lambda = 522 \text{ nm}$; filter O, $\lambda = 650 \text{ nm}$; filter R, $\lambda = 869 \text{ nm}$; filter I, $\lambda = 1000 \text{ nm}$. The curves are for the two layer model. The Mie parameters and the optical thickness (green reference) of the particles, with refractive index $m = 1.44$ and variance $v = .07$, are specified on the figures.

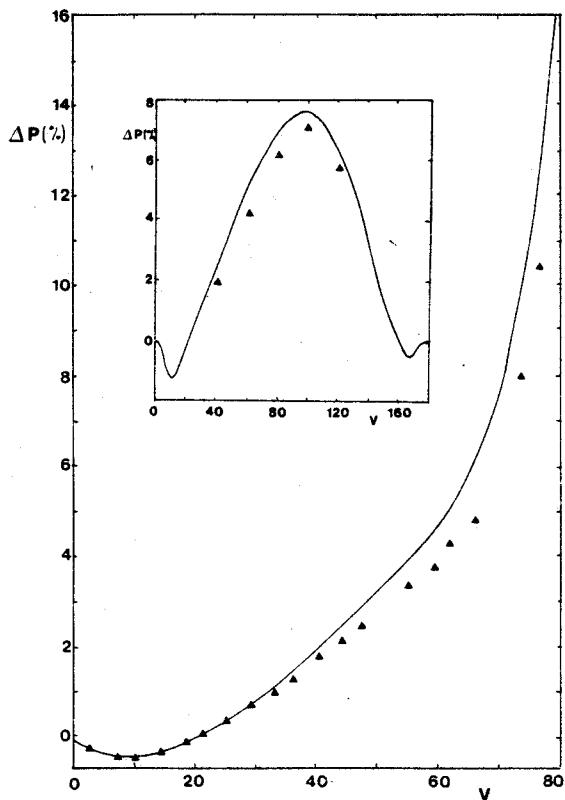


FIG. 13. Validity of the primary scattering approximation, as compared with the exact calculations of percent polarization. The main curve is for the subsolar point, curve in box is for disk-integrated measurements. The two curves represent the variations of percent polarization by adding a molecular upper layer of $\tau_u = 0.05$ at $\lambda = 365$ nm above the usual visible cloud, with the exact computation. Labelled points correspond to calculations with Eq. (6) for the main curve, with Eq. (9) for the curve in box.

tions just as well as the schematic two layer model used here. Perhaps it would be more satisfactory. It is noted in Fig. 12 that for a given particle radius, the optical

thickness of the upper layer decreases quite systematically with the phase angle. This could correspond to a differentiation of more than two layers at different altitudes.

The proposition of upper cloud layers makes one think of the direct demonstration of such hazes made by O'Leary (1975), on pictures of the limb from Mariner 10. The optical thickness obtained in this paper seems, however, to be of an order of magnitude greater than those measured by O'Leary.

Inversely, optical thickness of a few percent are too weak to have noticeable photometric implications. Nor do these results seem to complement the hypothesis advanced by various authors (Young 1973, Ksanfomality *et al.* 1976, Herman *et al.* 1978), according to which a multilayered Venus cloud structure would be at the origin of the dark features.

V. CONCLUSION

The presence of a thin and relatively uniform layer of submicrometric particles above the cloud of hydrated H_2SO_4 , fits quite well to explain the anomalies observed in certain measurements of Venus polarization (in 1975 and 1977 in particular). Small particles ($\bar{r} \sim 0.17 \mu m$), slightly dispersed ($V \approx 0.07$ to 0.25) with optical thickness in the green of a few percent fit the best in the restitution of these anomalies. Slightly larger particles ($\bar{r} < 0.4 \mu m$) contributing only an attenuation effect, can be allowed for. In any event, the optical thickness considered is too small for such a layer to have notable photometric implications. It is not impossible that this cloudy structure is relatively permanently present, and that the corresponding signature was particularly evident in the 1977 observations, due to a single increase in the upper layer thickness at that time.

We would like to thank A. Dollfus and T. Gehrels for the use of their data. We thank A. Dollfus for useful comments and helpful discussions on this paper.

REFERENCES

- Boyer, C., and Auriere, M. (1977). Photometrie de la planète Venus. Private communication.
- Coffeen, D. L., and Gehrels, T. (1969). Astron. J. **74**, 433-45.
- Deuze, J. L. (1974). "Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants. Application à la polarisation localisée de Venus," Thesis, 3rd level, Lille.
- Dollfus, A., Auriere, M., and Santer, R. (1979). "Observations of the regional polarization of Venus," to appear in Astron. J.
- Gehrels, T., Gradie, J. C., Howes, M. L., and Vrba, F. J. (1979). "Wavelength dependence of polarization. XXXIV. Observations of Venus," to appear in Astron. J.
- Hansen, J. E., and Arking, A. (1971). Science **171**, 669-72.
- Hansen, J. E., and Hovenier, J. W. (1974). J. Atmos. Sci. **31**, 1137-55.
- Hapke, B., and Nelson, R. (1975). J. Atmos. Sci. **32**, 1212-18.
- Herman, M., Devaux, C., and Dollfus, A. (1978). To appear in Icarus.
- Irvine, M. W. (1968). "Monochromatic Phase Curves and Albedos for Venus." J. Atmos. Sci. **25**, 610-16.
- Kawabata, K., and Hansen, J. E. (1975). J. Atmos. Sci. **32**, 1133-39.
- Ksanfomality, L. V., Dedova, Ye., Zolotakhin, V. G., Kravovsky, G. N., and Filimonova, V. M. (1976). Kosm. Issled. **14**, 776-88.
- Lane, W. A. (1979). "Wavelength Dependence of Polarization. XXXV. Vertical structure of scattering layers above the visible Venus clouds." Astron. J. **84**, 683.
- O'Leary, B. (1975). "Venus: Vertical Structure of Stratospheric Haze from Mariner 10 Pictures." J. Atmos. Sci. **32**, 1091-110.
- Santer, R. (1977). "Contribution à l'étude de la polarisation du rayonnement solaire diffusé par Venus," Thesis, 3rd level, Lille.
- Travis, L. D., Coffeen, D. L., Hansen, J. E., Kawabata, K., Lacis, W. A., Lane, W. A., and Limaye, S. S. (1979). Science **203**, 781-84.
- Van de Hulst, H. C. (1957). *Light Scattering by Small Particles* (Wiley, New York).
- Young, A. T. (1973). Icarus **18**, 564-82.

ANNEXE III-4

THE ASTRONOMICAL JOURNAL

VOLUME 85, NUMBER 6

JUNE 1980

WAVELENGTH DEPENDENCE OF POLARIZATION. XXXX. VENUS UPPER ATMOSPHERE
AEROSOL LAYERS FROM POLARIMETRY

RICHARD SANTER

Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 59650 Villeneuve d'Ascq, France

AUDOUIN DOLLFUS

Observatoire de Paris, Meudon 92190, France

Received 15 November 1979; revised 28 February 1980

ABSTRACT

Previous photometric and polarimetric observations of Venus have indicated the presence of a thin layer of small particles above the usual cloud layers. We sensed some characteristics of this upper layer on the basis of the Meudon and Pic-du-Midi regional polarization survey, covering from 1950 to 1972. Optical thicknesses of the order of several percent with particle radii of around $0.2 \mu\text{m}$ are indicated. The refraction index is not known. Although this layer is apparently globally permanent, variations occur regionally and with time.

I. INTRODUCTION

The polarization of Venus is interpreted as produced by a layer of aerosols of mean radius $r = 1.05 \mu\text{m}$, with a radius variance of 0.07, a refractive index of $m = 1.44$, and a contribution from gaseous CO_2 atmosphere. (Hansen and Arking 1971; Hansen and Hovenier 1974); this model will be designated later as the standard aerosol layer.

One of the outcomes of the large collection of optical polarization measurements recorded at Pic-du-Midi and Meudon observatories, from 1950 to 1977 over the different areas of Venus' disk, was to demonstrate the stability and rather permanent properties of the aerosols in the upper atmosphere at an altitude of around 70 km, except at the poles (Dollfus *et al.* 1979).

The regional departures of the degree of polarization from the values computed with the standard model are attributed in the visible range of wavelengths to small changes in aerosol radius ($\Delta r = 0.05 \mu\text{m}$, Dollfus *et al.* 1979), and in the ultraviolet to variations in the contribution of molecular scattering (Santer 1977).

Anomalous polarizations observed in certain years (for instance, 1975 and 1977) have been analyzed in the frame of a more sophisticated two-layer model (Lane 1979; Santer and Herman 1979) in which an upper layer of submicron particles is introduced with an optical thickness in visible light of only a few percent. This overlaying layer may correspond to the high-altitude haze detected by O'Leary (1975) in the limb pictures of Venus recorded by Mariner 10. It is also corroborated by the analysis of Travis *et al.* (1979) of the Venus pictures by Pioneer-Venus.

The purpose of the present work is to analyze the degree of persistency of this upper layer on the basis of the collection of regional polarization measurements of

Venus available from the Pic-du-Midi and Meudon observatories' survey.

II. ANALYSIS OF THE POLARIZATION NEAR
VENUS' INFERIOR CONJUNCTION IN 1964

a) *Description of the Measurements*

We use polarimetric measurements by Dollfus at Pic-du-Midi around the inferior conjunction of June 1964. The degree and direction of polarization were recorded in green ($\lambda = 527 \text{ nm}$) and in red ($\lambda = 620 \text{ nm}$) along the thin crescent from equator to poles, for 12 phase angles between $149^\circ.5$ and $176^\circ.5$. Examples of these measurements for three dates were given in a paper by Dollfus (1966) (see also Dollfus *et al.* 1979). In Fig. 1 we give more data about these observations.

b) *Polarization Computed from the Standard
Aerosol Model*

For the phase angles as large as those involved, polarization by the molecular CO_2 gas is negligible. At the wavelength considered, Venus' reflectivity is very high (Irvine 1968) and the computations are conducted with the conservative approximation.

We computed the degree and the azimuth of polarization for the two wavelengths of the observations and at five phase angles (Fig. 2).

The following comments apply:

(a) For phase angles larger than 168° , the results are identical, in the green and red. The effect of particle size no longer influences polarization.

(b) The degree of polarization is regionally rather uniform along the crescent. For an infinite layer, the

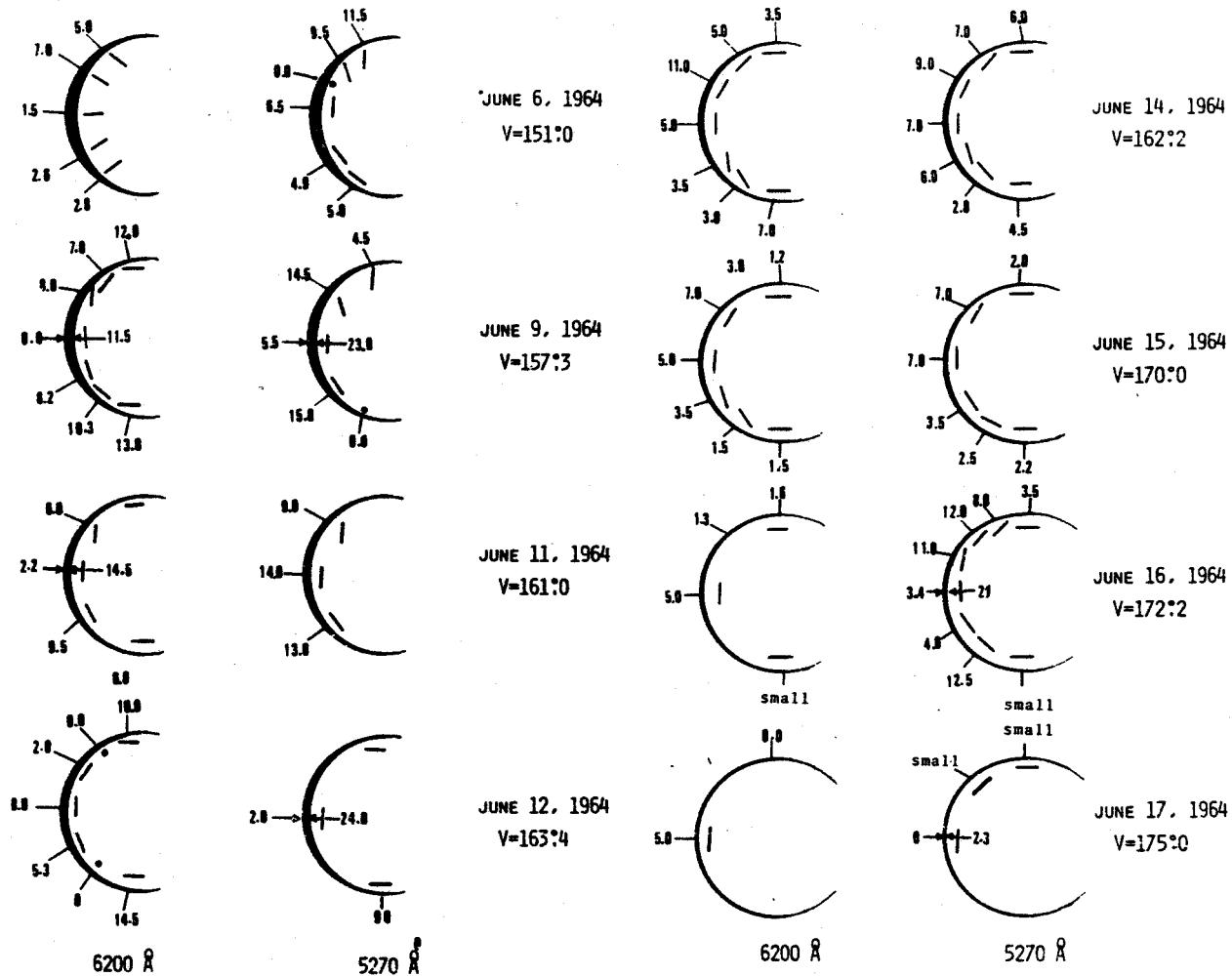


FIG. 1(a). Polarimetric observations of Venus near inferior conjunction in 1964, by Dollfus at Pic-du-Midi. The degree of polarization is expressed in units of 10^{-3} . The azimuth of the polarization is also given. Measurements in two wavelengths at 6200 and 5270 Å.

polarized intensity by single scattering is

$$I_p^{(1)} = \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} \frac{\omega_0 \pi F}{4\pi} P_{12}(V), \quad (1)$$

where μ and μ_0 are the cosines of the incident and emergent angles and P_{12} is the relevant coefficient of the phase matrix. The value of the incident solar flux πF is taken as π .

For the areas selected, $\mu_0/(\mu + \mu_0)$ is almost constant and implies that the single-scattering polarized intensity $I_p^{(1)}$ is also constant.

The effect of the higher orders of scattering is to produce a polarization with direction parallel to the limb. Where the single-scattering polarization is positive (direction normal to the equator), the higher orders increase the polarization at the equator and decrease it at the poles; the reverse applies when the single scattering

is negative (with direction parallel to the equator). With the standard model of aerosols, the effect remains small.

(c) The direction of polarization computed is the same all along the crescent. This is again because, in the standard model, the effect of multiple scattering is small compared to that of single scattering, except when the single-scattering polarization itself is very near 0.

c) Interpretation of the Measurements by Comparison with the Standard Model

Among several anomalies of the observed polarization, as compared with the computed model, the most striking is the departure of the azimuths of polarization. In addition, the degree of polarization at the equator is larger than computed, as shown in Fig. 3, in which the observed values at the equator are plotted as a function of phase angle, together with the curves computed with $m = 1.44$ and $v = 0.07$ as for the standard model, but for two values of the mean aerosol radius, $r = 0.95 \mu\text{m}$ and $r = 1.13$

FIG. 1(b). Same as Fig. 1(a).

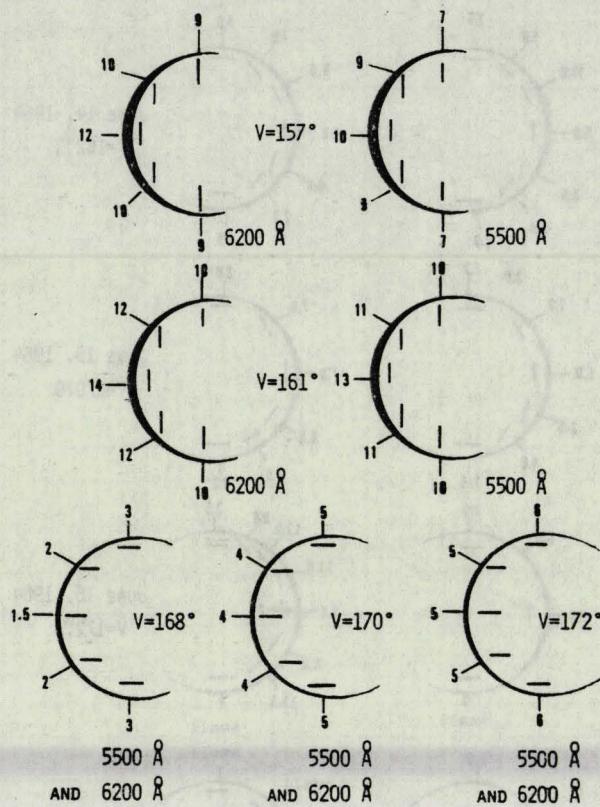


FIG. 2. Computation of the degree and azimuth of polarization at $\lambda = 5500$ and 6200 \AA for large phase angle. The aerosol model used is the one derived from the whole disk polarization measurements by Hansen and Hovenier (1972): $\tau = 1.05 \mu\text{m}$, variance 0.07, and $n = 1.44$.

μm . These curves show again that the degree of polarization is sensitive to particle radius for phase angles smaller than 164° , but completely independent of size for phase angles larger than 164° . For this range of angles, the measurements are systematically higher than the computed curves by an amount as large as 1%, and this discrepancy cannot be accounted for by reasonable changes of particle sizes in the standard model. An additional source of polarization with azimuth perpendicular to the equator is needed. The presence of this polarization suggests a thin aerosol layer at a higher level. If these overlaying aerosols are made of very small particles, the optical contribution is enhanced for the large phase angles considered here because of their large forward scattering, despite the probable low optical depth of this layer.

d) Properties of the Upper Layer

The lower layer is assumed to be the standard aerosol model. The upper layer is characterized by its optical depth and the nature of its particles. We expect these particles to be spherical and transparent. Because they

must be very small, the real part of the refractive index does not play a significant role in the Mie scattering theory, and we have used $m = 1.44$ in the computation. The phase matrix coefficient P_{12}^u is plotted as a function of phase angle in Fig. 4 for five values of r . Only the particles for $\alpha < 5$ (or $r < 0.4 \mu\text{m}$) produce the positive polarization needed for the phase angles above 168° .

The optical depth τ_u can be evaluated from the fact that the azimuth of polarization is almost parallel to the limb at latitudes $\pm 45^\circ$. This polarization must be produced by multiple scattering, with single scattering near zero.

With the two-layer model, the single-scattering component is

$$I_p^{(1)} = \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} \left(\frac{P_{12}^H(V)}{4} e^{-\tau_u(1/\mu + 1/\mu_0)} + \frac{P_{12}^u(V)}{4} (1 - e^{-\tau_u(1/\mu + 1/\mu_0)}) \right), \quad (2)$$

where $P_{12}^H(V)$ and $P_{12}^u(V)$ are the phase matrix coefficients for the lower and upper layers, respectively.

$$I_p^{(1)} = 0 \text{ implies}$$

$$\tau_u = \frac{\mu\mu_0}{\mu + \mu_0} \log \left(\frac{P_{12}^u - P_{12}^H}{P_{12}^u} \right). \quad (3)$$

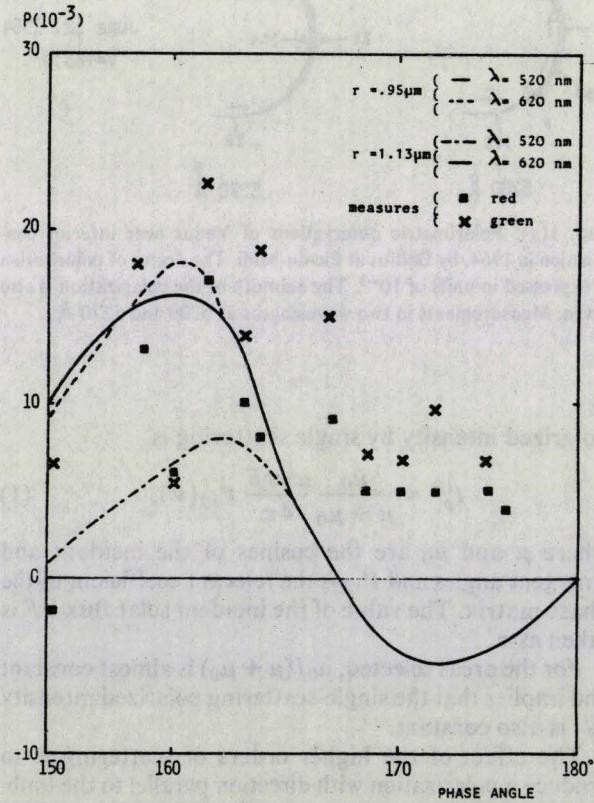


FIG. 3. Polarimetric observations of 1964. Comparison of the measurements at the equator, for $\lambda = 6200$ (squares) and 5200 \AA (crosses) with the curves computed for these two wavelengths and for $r = 1.13$ and $0.95 \mu\text{m}$.

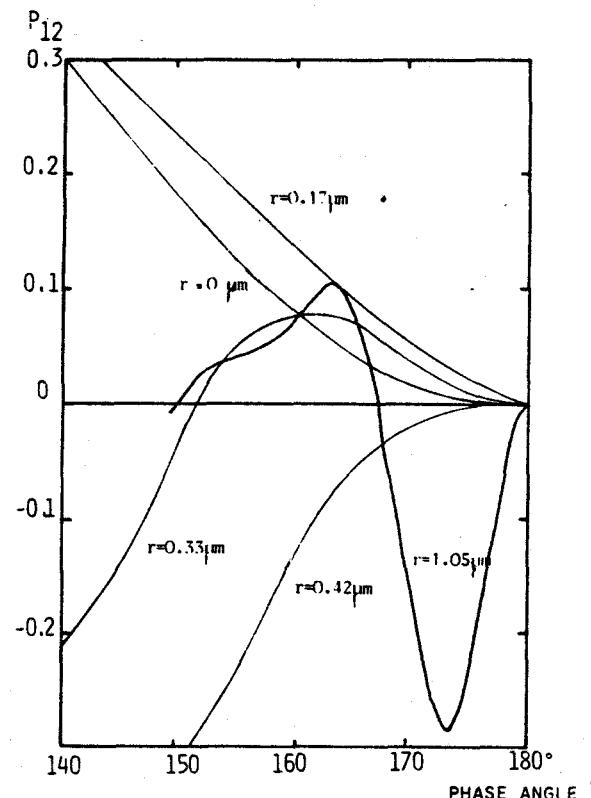


FIG. 4. Coefficient P_{12} of the phase matrix giving the polarization computed with the single-scattering approximation for $n = 1.44$ and different values of the radius of monodispersed particles and for the standard model.

From this equation, we compute τ_u (at $\lambda = 520$ nm) for three plausible values of r and four values of phase angles for which $I_p^{(1)} = 0$. The result, given in Table I, shows that the optical depth τ_u of the upper layer remains in all cases around 2×10^{-2} in green light.

e) Some Effects of the Upper Layer

This value of τ_u corresponds to latitude 45° . Even if τ_u does not change toward the poles, the effect of the upper layer will not be the same at the cusps; the lower layer is illuminated at grazing incidence, and scattering by the upper layer plays a larger part. At the cusps, the polarization by the upper layer has a direction perpendicular to the equator, but the lower layer is dominated by multiple scattering and has its polarization parallel to the limb, which is also the direction of the equator. The effect of the upper layer is to produce a degree of po-

TABLE II. Same as Table I, but for latitude 60° .

r (μm)	V ($^\circ$)	101	102	103	111	113	116.2	117
≈ 0		0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
0.19		1.4	1.4	1.3	0.8	0.6	0.6	0.6
0.38		3.4	3.1	3.0	3.8	3.8		

larization smaller at the poles than at latitudes $\pm 45^\circ$. A larger polarization should be produced at the equator, for the same reasons. These effects are usually observed in the measurements for phase angles larger than 168° , as shown in Fig. 1.

When the phase angle is smaller than 168° , the particle size plays a role in the polarization produced. The measurements in green are systematically higher than those in red, as shown in Fig. 3. This effect could result from the increase of optical depth in green, which enhances the effect of the upper layer.

III. ANALYSIS OF THE 1959 OBSERVATIONS

a) Observations Available

In October 1959 the phase angle of Venus varied from 117.2° to 101.0° , and eight series of regional measurements of the degree and azimuth of polarizations were recorded at Pic-du-Midi across Venus' crescent, in orange light ($\lambda = 595$ nm) (Dollfus *et al.* 1979).

In addition, a series of three wavelengths—orange, green ($\lambda = 527$ nm), and blue ($\lambda = 430$ nm)—was obtained on 14 October 1959 (phase angle 111°). Figures 5 and 7 reproduce some of these observations.

A map of the polarization averaged over five days was also given in Dollfus *et al.* (1979).

b) Interpretation of Anomalous Polarization

Near the cusps, the azimuth of polarized light changes by 90° ; the degree of polarization departs drastically from the values computed for the case of the standard model (Fig. 6).

Aerosols of a different nature must be introduced. They polarize perpendicularly to the equator, as for molecular scattering; their pronounced influence around the poles suggests a higher altitude than for the standard aerosol layer.

Near latitude $\pm 60^\circ$, the polarization disappears; we introduce this latitude of zero polarization into Eq. (3) and deduce the optical depth τ_u of the upper layer for three particle sizes (Table II). Radius of $0.25 \mu\text{m}$ gives $\tau_u = 2 \times 10^{-2}$, which is similar to the value found near inferior conjunction (see Sec. II d).

TABLE III. Increase of polarization at the cusps ΔP in percent produced by adding an upper layer of small particles (prime-scattering approximation).

r (μm)	V ($^\circ$)	100	105	110	115
≈ 0		2.1	2.2	2.4	2.5
0.19		3.0	3.3	3.0	2.8
0.38		4.5	4.3	5.0	

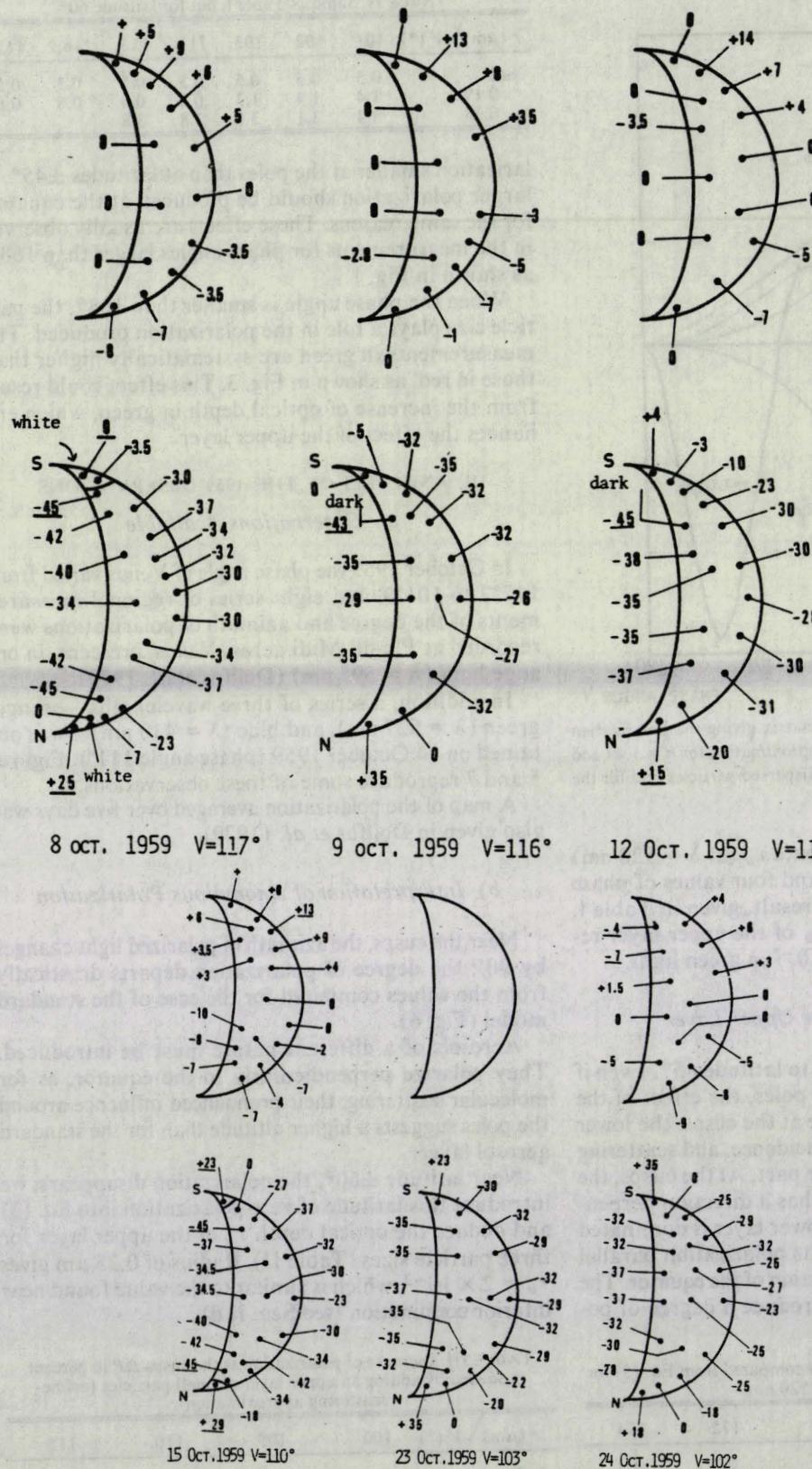


FIG. 5(a). Polarimetric observations of Venus in October 1959 by Dollfus at Pic-du-Midi; orange light. Upper row: same for polarization at $+45^\circ$ of line of cusps. Lower row: degree of polarization (in units of 10^{-3}) parallel to the line of cusps.

FIG. 5(b). Same as for Fig. 5(a).

The degree of polarization introduced by this upper layer increases steeply towards the cusp. A computation is given in Table III for the point of planetocentric coordinates

$$y = 0.95, \quad x = (1 - y^2)^{1/2} \left(\frac{1 - \cos V}{2} \right). \quad (4)$$

For $y = 0.98$, the values of Table III are increased by a factor of 3. Altogether, the effect is of the order of the magnitude of the observed differences between the polarizations measured and computed (Fig. 6).

c) Measurements in Three Wavelengths of 14
October 1959

For this date, the measurements were obtained in three wavelengths with filters O ($\lambda = 595$ nm), G ($\lambda = 527$ nm), and B ($\lambda = 430$ nm). The measurements in orange (Fig. 7) are typical of the behavior of the polarization during this period, which is rather uniform up to the latitudes $\pm 60^\circ$, where the direction of polarization quickly turns up to 90° near the poles.

The measurements are compared to the standard model in Fig. 7. The departures from the computed values near the poles are of the same order in orange and green; they are larger at North than at South poles in green. The effect is slightly smaller in blue (near North pole). These effects are attributed to an upper aerosol layer.

The coefficient $[K\lambda/K(527 \text{ nm})] \times P_{12}^u$, where P_{12}^u is

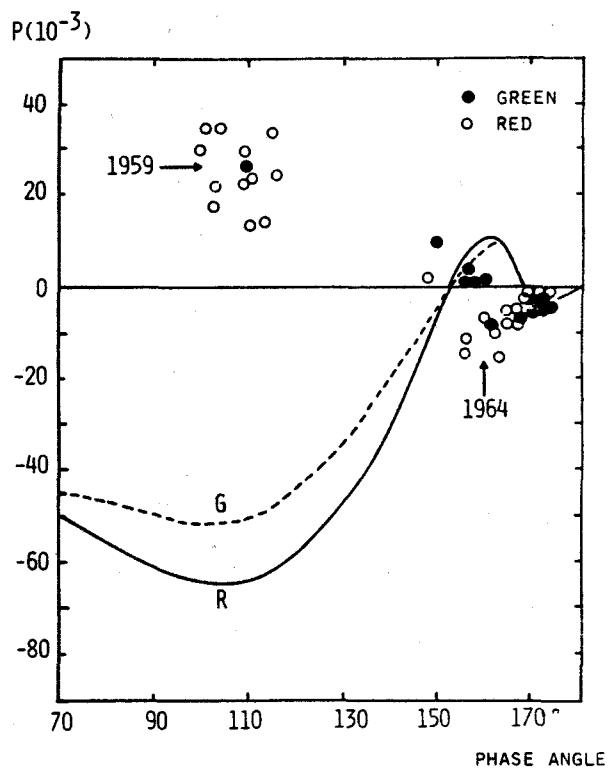


FIG. 6. Polarimetric observations at the poles of Venus in 1959 and 1964 near the cusps of the crescent (units of 10^{-3}), compared with the curves computed with the standard aerosol layer model.

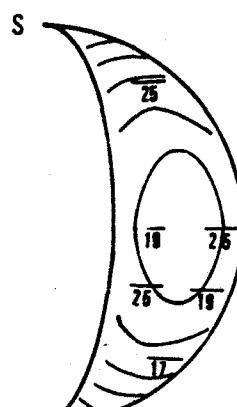
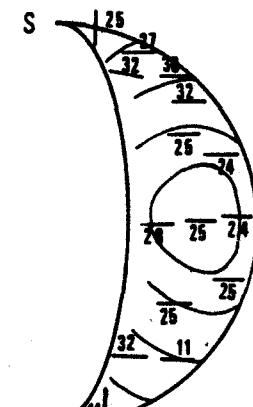
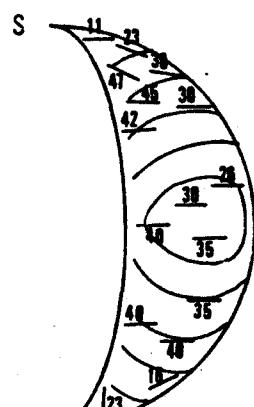
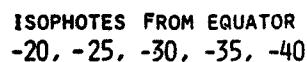
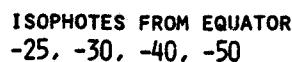
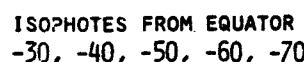


FIG. 7. Polarimetric observations of 14 October 1959 in three wavelengths: degree (in units of 10^{-3}) and azimuth of polarization. The lines of equal polarization are computed with the standard aerosol layer model; the computed polarization has azimuth everywhere parallel to the equator.

OCTOBER 14, 1959 V = 111°

the relevant coefficient in the phase matrix, gives some information about the upper layer. $K\lambda/K(527 \text{ nm})$ involves the change of optical thickness between the two wavelengths.

This coefficient is computed in Fig. 8 for monodispersed spherical particles, as a function of the particle radius r (or size parameter α) for three wavelengths, at the phase angle of the observation, which is 111° .

Very small particles, with $r < 0.09 \mu\text{m}$, scatter according to the Rayleigh Gans mode and give too large a correction at $\lambda = 430 \text{ nm}$ in blue.

For $r > 0.2 \mu\text{m}$, $[K\lambda/K(527 \text{ nm})]P_{12}''$ oscillates around zero, and is still closer to zero if the particles are not monodispersed but more plausibly spread in size; the polarization produced is too small to cancel the polarization of the underlying layer at high latitudes, as observed. Thus, the range of size which remains is $0.1 \mu\text{m} < r < 0.17 \mu\text{m}$. The high values of positive polarization near the poles, the neutral points around latitude $\pm 60^\circ$, and the variations of polarization observed from orange to green and from pole to pole are accounted for by high-altitude particles of radius approximately $0.14 \mu\text{m}$ with small regional size variations and an optical thickness of about 1%. This layer covers at least the two polar areas up to latitudes smaller than $\pm 60^\circ$, and possibly the whole planet.

Although the optical geometry is particularly appropriate at large phase angles and near the poles to detect this upper layer, the effect can be identified also at small phase angles, as is seen in Sec. IV.

IV. ANALYSIS OF THE 1950 OBSERVATIONS

A large series of regional Venus polarization measurements was collected in green ($\lambda = 527 \text{ nm}$) and red ($\lambda = 620 \text{ nm}$) in 1950 at Pic-du-Midi by Dollfus, near the superior conjunction when the phase angle varied from 9° to 19° (see Dollfus *et al.* 1979).

We reproduce in Figs. 9–11 the observations for three dates together with the values of degree and direction of polarization computed on the basis of the standard aerosol layer model.

Although, at a rough approximation the measurements agree globally with those expected from the computation, departures are noted in the details, which are too large to be accounted for with the limit of accuracy of the polarimeter.

For this range angle, the degree of polarization produced is highly sensitive to particle size and the departures observed can be attributed in part to regional changes in particle radius; anisotropies in cloud structures are advocated to explain the shifts in direction noted (Dollfus *et al.* 1979).

However, the effects between the two wavelengths are not always properly related, as expected for particle size variations. An increase of particle radius changes the degrees of polarization in the same way in green and red light. [See curves of percent polarization in primary

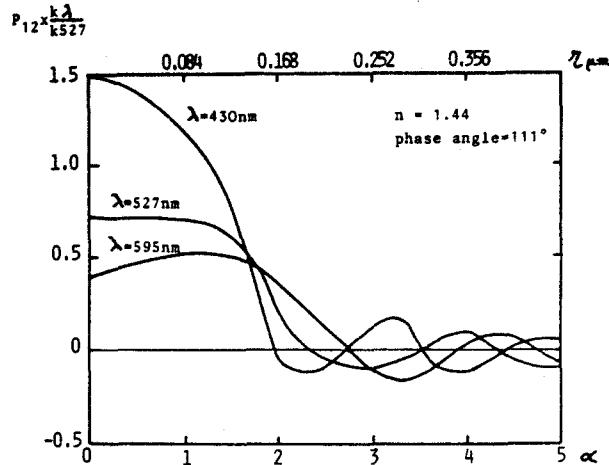


FIG. 8. Computations of the single-scattering phase matrix coefficient P_{12} weighted by the cross section at different wavelengths, as a function of the size parameter $\alpha = 2\pi r/\lambda$ of the upper aerosol layer. The phase angle of 111° corresponds to the observations of 14 October 1959 of Fig. 7.

scattering from Hansen and Hovenier 1974, Fig. 3(a) in the range of observed phase angles.] So the difference between the degree of polarization through the two filters does not vary much with particle size in a range around $r = 1.05 \mu\text{m}$. In this respect, regional departures of polarization due to particle size should follow the same trend in the two colors, and this is not always the case.

In addition, the degree of polarization integrated over the whole disk is computed against phase angles in Fig. 12 for the standard aerosol layer model with two radii $r = 1.05 \mu\text{m}$ and $r = 0.95 \mu\text{m}$ and the two wavelengths. The measurements fit with $r = 0.95 \mu\text{m}$ in green but with $r = 1.00 \mu\text{m}$ in red.

For more detailed comparisons, we computed the differences $P_G - P_R$ for the standard model in Fig. 13 and compared them with the observed values; the agreement is reasonably good near the center of the disk but such is not the case near the limb and terminator. The departure reaches 20 to 40 (10^{-3}) at the poles.

The presence of an upper layer of small particles should reduce this discrepancy. First, by an attenuation effect, the intensity of polarized light coming from the lower cloud becomes

$$I_d^P = I_{lc}^P e^{-\tau_u(1/\mu + 1/\mu_0)}, \quad (5)$$

where I_{lc}^P is the intensity of polarized light computed for the main cloud layer and $e^{-\tau_u(1/\mu + 1/\mu_0)}$ expresses the screening by the upper layer.

Comparing red and green light, we see that the azimuth of polarized light changes by 90° . The attenuation effect, described by relation (5), reduces two opposite values and then the difference between the degrees of polarization of red and green.

The second effect of the upper layer is related to this

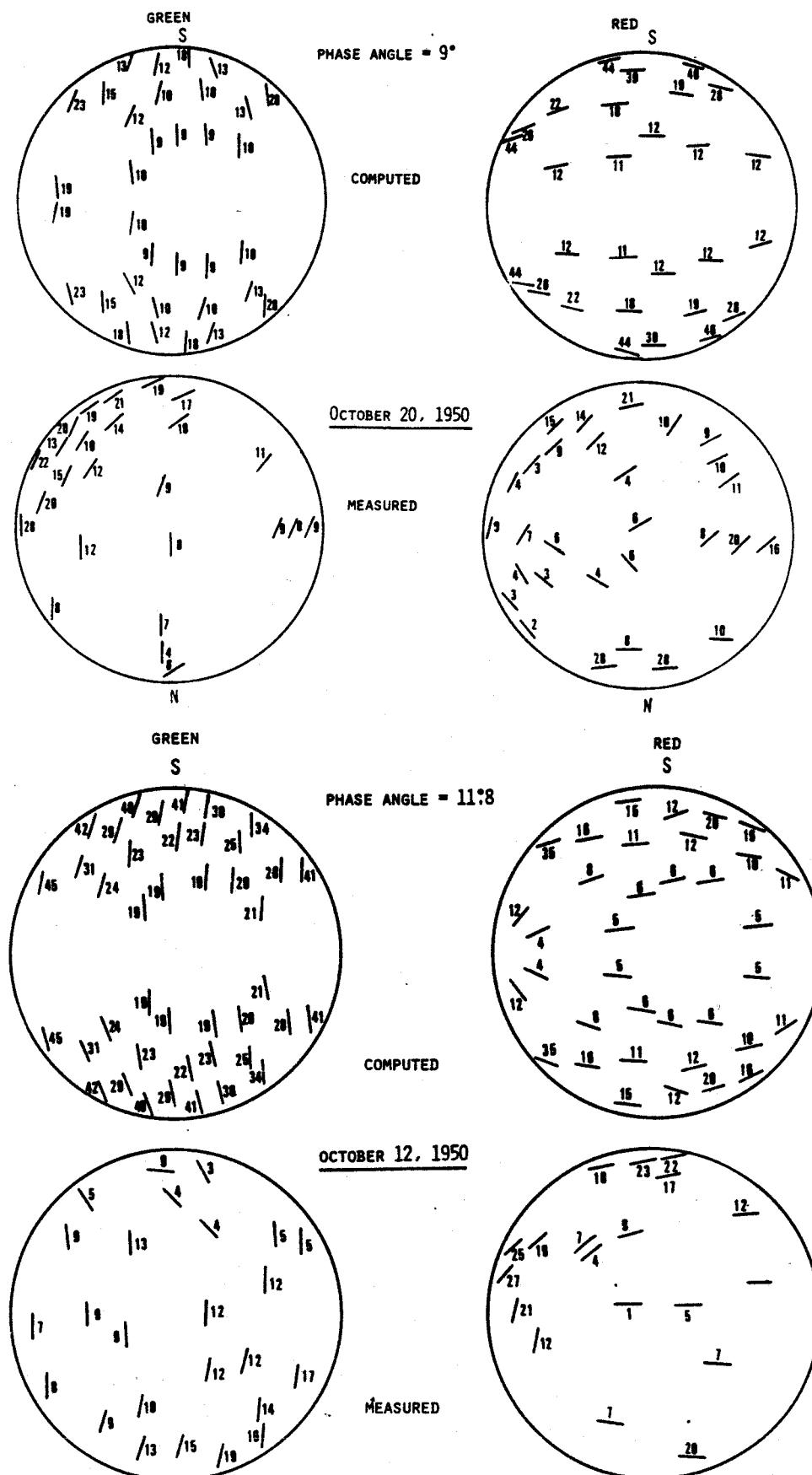


FIG. 9. Degree (in units of 10^{-3}) and azimuth of polarization observed in 1950 at phase angle $9^{\circ}0$ at $\lambda = 6200$ (red) and 5270 \AA (green) (Pic-du-Midi by Dollfus); computed values with the standard aerosol model. Cf. also Figs. 10 and 11.

FIG. 10. Same as Fig. 9, but for phase angle $11^{\circ}8$.

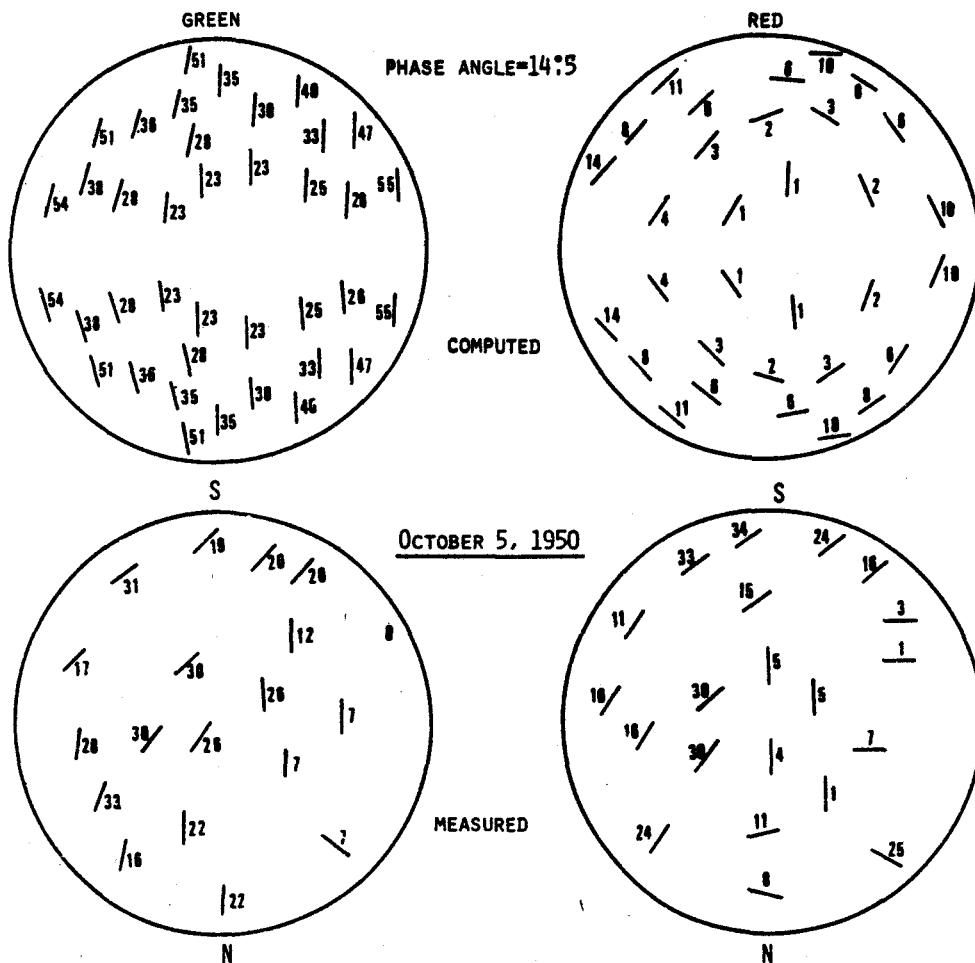


FIG. 11. Same as Fig. 9, but for phase angle 14°5.

same polarization. The phase angle and the optical thickness are small enough to enable computation of the effect with primary-scattering approximation.

The intensity of polarized light coming from the upper layer is given by

$$I_u^P = \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} \frac{\pi F}{4\pi} P_{12}^u(V) (1 - e^{-\tau_u(i/\mu + 1/\mu_0)}). \quad (6)$$

$P_{12}^u(V)$, the off-diagonal term of the upper particles phase matrix, is traced in Fig. 14. For the investigated phase angles, the polarization is negative in this range of Mie parameter, $2 \leq \alpha \leq \beta$, and increases with α . For a given size of small particles, the effect of the upper haze would be greater in green light than in red light, the more so as the optical thickness τ_u increases from red to green. So the effect of the upper layer is to reduce polarization in green, which is positive, more than it increases the negative polarization in red. The result is to lower the difference $P_G - P_R$.

The values deduced from the observation are plotted in Fig. 15. The crosses are for the standard model without upper layer; they fit with the single-scattering approximation (solid line). The dots with vertical bars are from the telescopic measurements (of Fig. 13 for phase

angle $V = 11.8^\circ$). Several two-layer models are computed (see curves in Fig. 15). Except for the North pole, the measurements are compatible with particle sizes ranging from $\alpha = 2$ to 6, taking into account the uniform optical thickness all over the disk. The corrections are made irrespective of the precise value of the particle radius in the main cloud, because this value has negligible effect on the difference between red and green.

For the correction at a given color, we need to assume the lower-layer particles size. We have fitted the upper haze parameters τ_u and r_u for the 12 October measurements and lower particle size, $r = 1.05 \mu\text{m}$ (Fig. 16); the best fit is obtained with $r_u = 0.25 \mu\text{m}$ and $\tau_u = 0.055$ in green.

V. ANALYSIS OF THE 1972 OBSERVATIONS

The regional polarization measurements over the disk of Venus in orange ($\lambda = 580 \text{ nm}$) and in blue ($\lambda = 430 \text{ nm}$) were conducted in 1972 together with global polarization measurements for the whole planet in six wavelengths.

Examples of results were given by Dollfus *et al.*

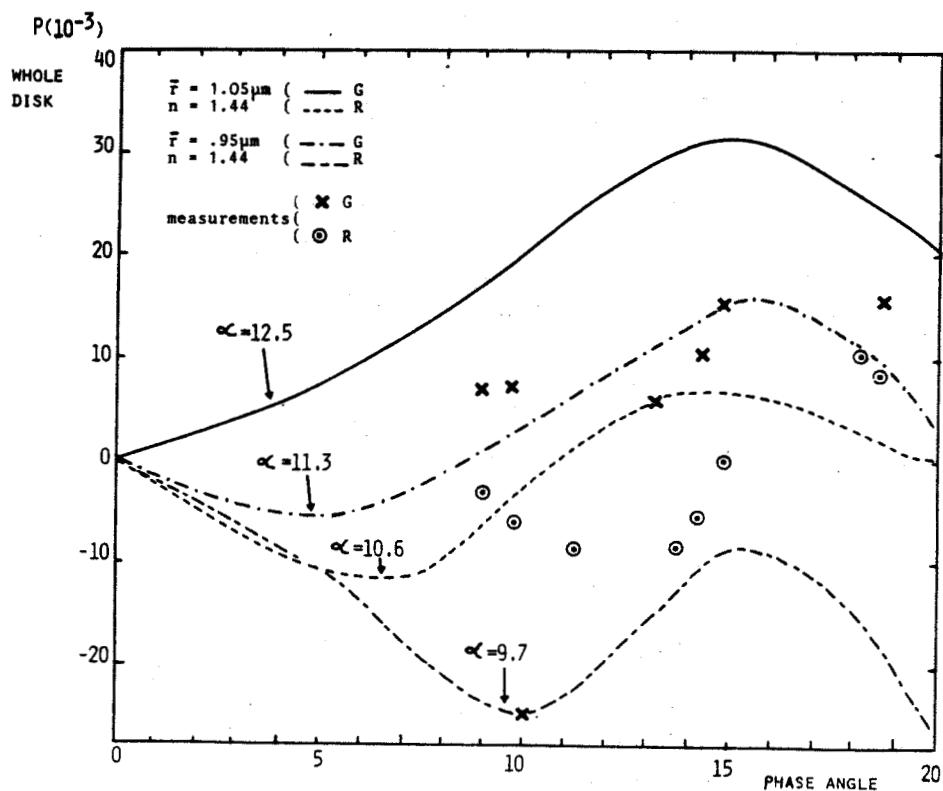


FIG. 12. Global polarization measurements integrated over the Venus disk (in red and in green) compared with the curves computed with the standard aerosol layer model and two values of the radius $r = 0.95$ and $1.05 \mu\text{m}$.

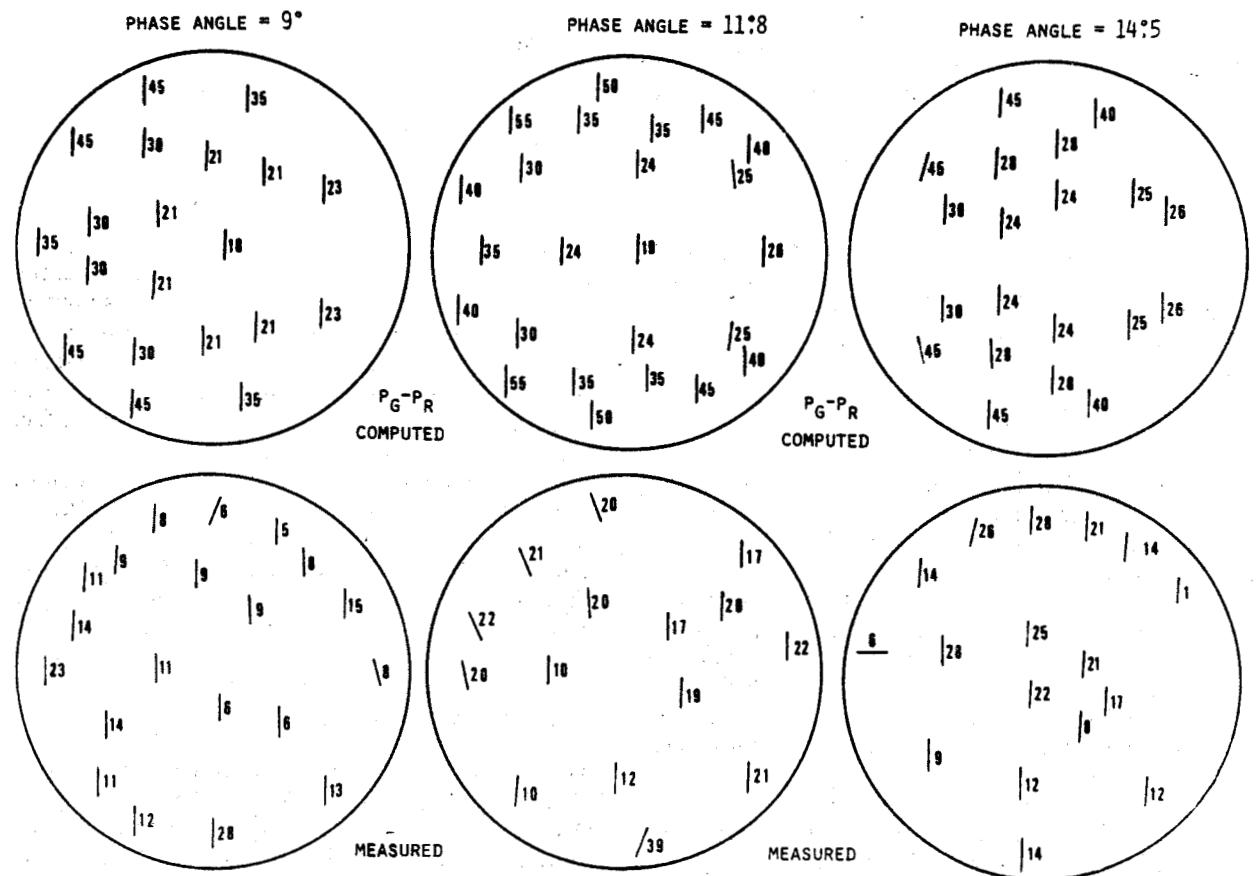
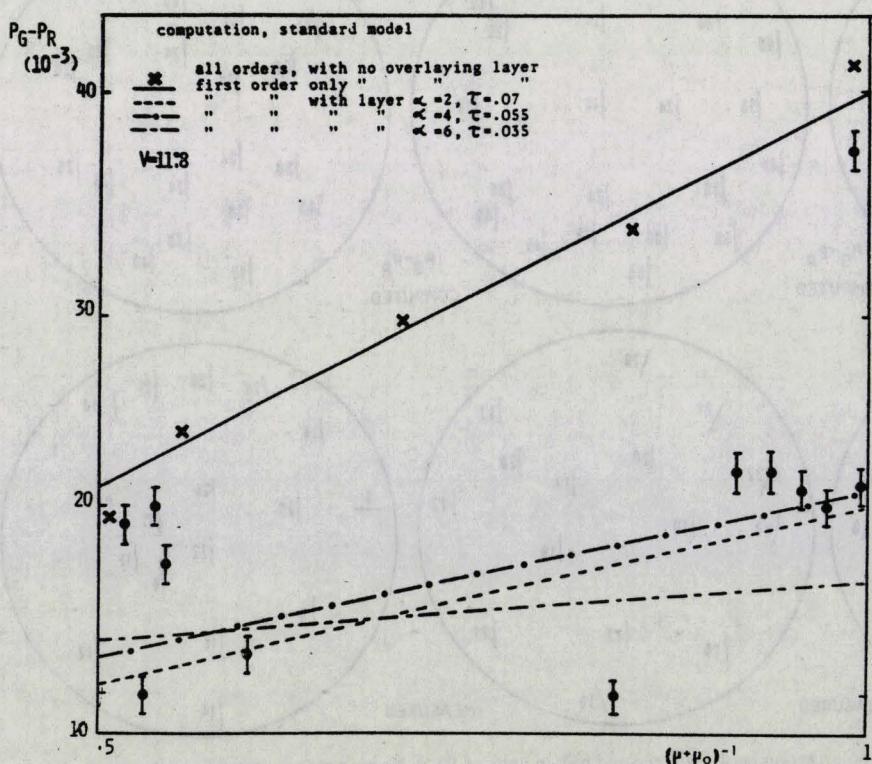
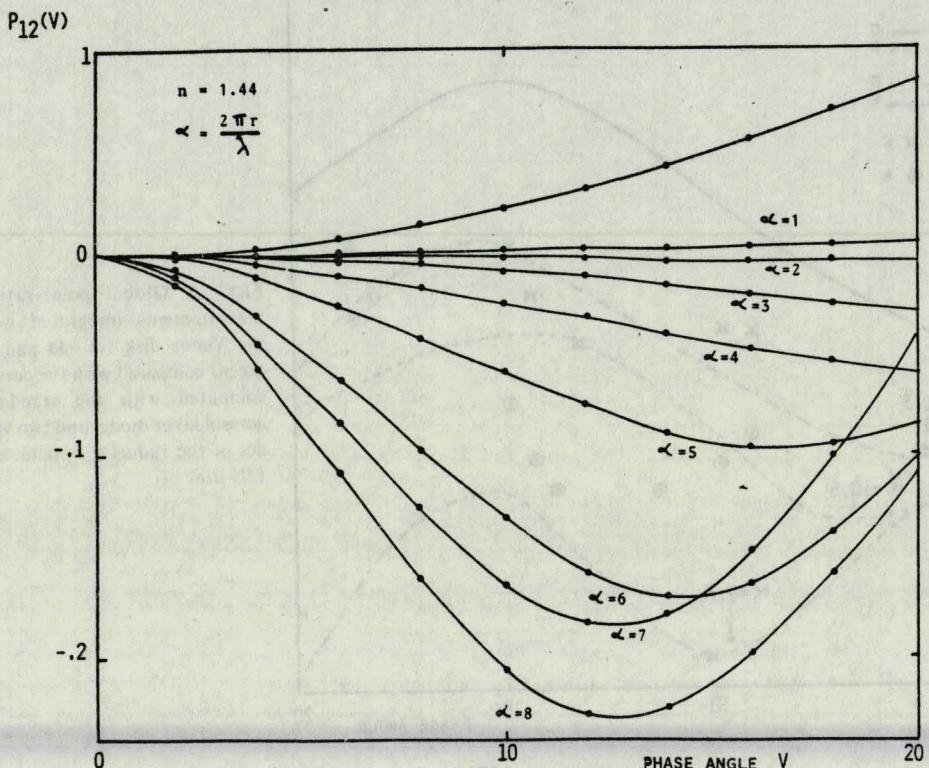


FIG. 13. Differences of regional degree of polarization between green and red, in units of 10^{-3} . Upper row: computed from the standard aerosol model; lower row: deduced from observations in 1950.



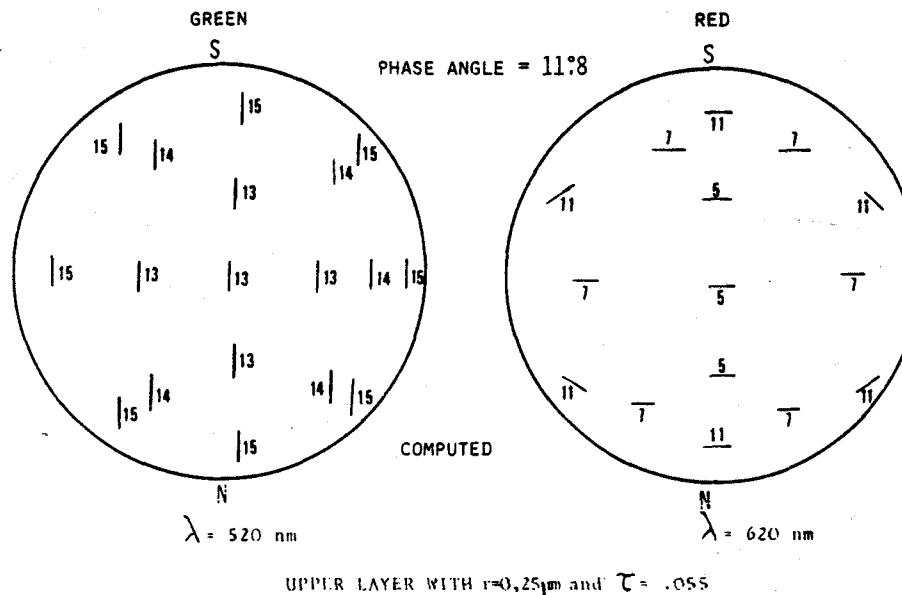


FIG. 16. Degree (in units of 10^{-3}) and azimuth of polarization computed at $\lambda = 6200$ (red) and 5200 \AA (green) for phase angle 11.8° for the case of an upper layer of spherical particles of $r = 0.25 \mu\text{m}$ and optical thickness $\tau_u = 0.055$.

(1979) and Santer and Dollfus (1980); other observations are reproduced in Fig. 17.

During this period, the polarization measured was systematically lower than the computed value with the standard model, and this effect is attributed to an increase of the average altitude of the upper cloud top level, which reduces the contribution to the polarization from the molecular scattering (Dollfus *et al.* 1979).

But, in addition, the two poles disclose anomalous polarizations. In particular, on 30 March 1972 (Fig. 17), the degree of polarization increases steeply at the two poles (algebraically) when the computation predicts a continuous decrease (Fig. 18). Apart from this increase very near the poles, P is observed to decrease with latitude with a smaller gradient than predicted.

One can explain these effects by introducing a thin upper layer of small particles around the poles, which extend with a lower density to the entire planet.

The asymmetry from northern to southern hemisphere on 30 March 1972 advocates for regional variations of the upper layer thickness. Figure 19 shows the regional optical thickness computed by fitting the observations in orange for particles of $r_u = 0.13 \mu\text{m}$.

With this distribution for the upper layer density, the degree of polarizations is now computed in Fig. 20 for the blue. The results agree reasonably well with the corresponding observation made on 30 March 1972 in blue (see the lower right corner of Fig. 17).

VI. DISCUSSION

For small phase angles, the rather small optical thickness of the haze layer justifies the single-scattering approximation. The introduction of a thin upper layer of small particles improves the agreement between the computed model and the observations. This comparison

should take into consideration the uncertainty of the observed values near the edges of the Venus disk. In addition, departures of the direction of polarization are observed, which were explained by anisotropies such as rolls or filamentary structures on the clouds (Dollfus *et al.* 1979).

For the large phase angles, the upper layer of small particles is detected by the zero of polarization observed around latitudes $\pm 60^\circ$; the single-scattering approximation is questionable but computations were developed only around the area of zero polarization for which the first order applies. The strong anomaly near the poles in 1959 suggests an enhancement of the upper layer thickness above the poles. But the haze should extend that year across the entire planet, as indicated by the systematically too high value of the polarization in orange integrated for the whole Venus crescent.

For the small particles, the refractive index does not play a significant role in the polarization produced (Santer and Herman 1979). Our computations used spherical particles with $n = 1.44$. But the true value of the refractive index cannot, in fact, be derived from polarimetric observations. The high luminance of the poles noted in 1959 suggests that the scattering process in the upper layer is conservative.

The altitude of the upper layer above the main cloud deck cannot be determined by our approach.

VII. CONCLUSION

We conclude that a thin haze layer of submicron-size aerosols above the main cloud layer (around an altitude of 70 km) is a frequent, perhaps permanent feature of the atmosphere of Venus. Such an upper layer of very small aerosols has already been suggested by O'Leary (1974), Lane (1979), Lestrade (1979), Santer and

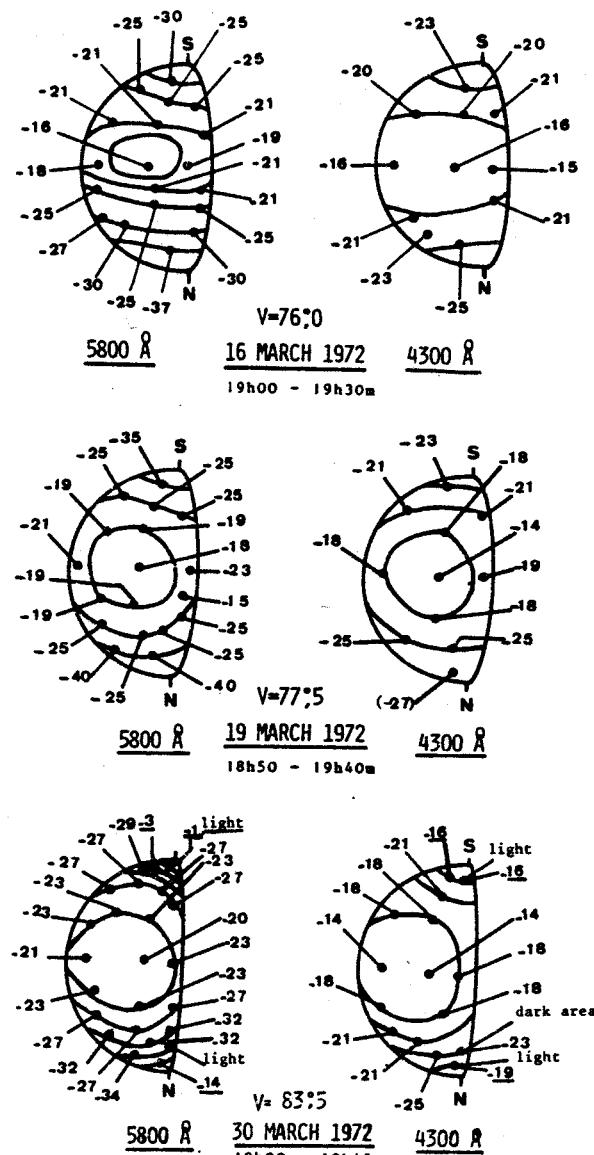


FIG. 17. Polarimetric observations of Venus at $\lambda = 5800$ (orange) and 4300 \AA (blue) in March 1972 at Meudon Observatory by Dollfus (units are 10^{-3}). Other observations for this period are found in Dollfus *et al.* (1979) and Santer and Dollfus (1979).

Herman (1979), and Travis *et al.* (1979). This aerosol layer is apparently variable with time and was noted to be more dense above the poles. A typical figure for its optical thickness is around 2×10^{-2} ; mean particle radius is between 0.15 and $0.25 \mu\text{m}$.

The existence of this upper layer escaped detection by the global polarization measurements integrated for the entire planet, which probed the major cloud layer below 70 km (standard aerosol layer). But it emerges from the regional polarization measurements across the planetary surface now available.

However, the two-layer model developed to interpret the regional polarization observations does not preclude

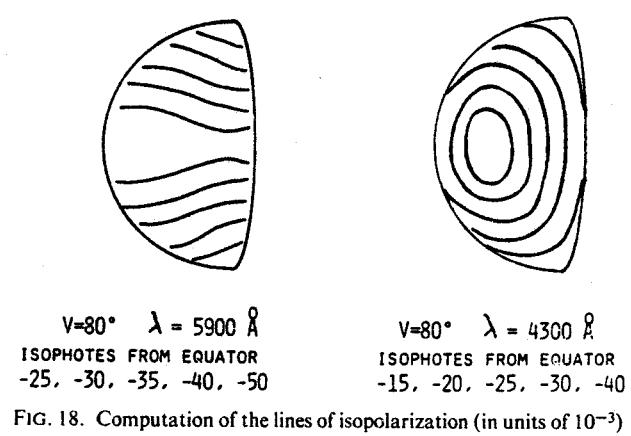


FIG. 18. Computation of the lines of isopolarization (in units of 10^{-3}) at phase angle 80° for two wavelengths $\lambda = 5900 \text{ \AA}$ and 4300 \AA , for the standard aerosol layer model.

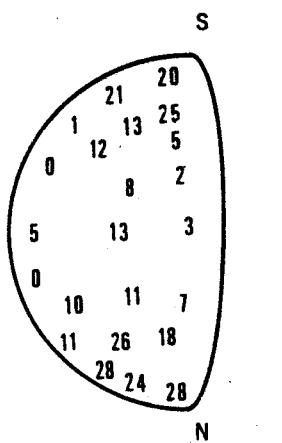
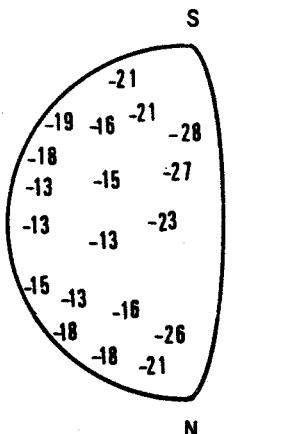


FIG. 19. Optical thickness of an upper layer of aerosols (in units of 10^{-3}) of spherical transparent particles with radius $0.13 \mu\text{m}$ above a standard aerosol layer, computed to fit the observations at 5800 \AA in March 1972 in Fig. 17.

$$V=80^\circ \quad \lambda = 5900 \text{ \AA}$$

$$\tau_u \text{ IN } 10^{-3}$$



$$V=80^\circ \quad \lambda = 4300 \text{ \AA}$$

$$\text{POL. IN } 10^{-3}$$

FIG. 20. Degree of polarization (in units of 10^{-3}) computed with the model of Fig. 19 but at 4300 \AA , to be compared with the observation of 30 March 1972, bottom right of Fig. 17.

more complex multilayer models, provided that they globally behave polarimetrically like our simple model.

It is suggested that this upper layer of small particles may be the extension to higher altitude of the small micrometric particles probed by Pioneer-Venus between

50 and 60 km (mode 1 of Knollenberg and Hunten 1979).

We thank M. Herman for useful comments and helpful discussions on this paper.

REFERENCES

- Dollfus, A. (1966). "Proceedings of the Caltech-JPP Lunar and Planetary Conference," JPL Technical Memorandum No. 33-266, pp. 187-202.
- Dollfus A., Auriere, M., and Santer, R. (1979). "Wavelength Dependence of Polarization. XXXVII. Regional Observations of Venus," *Astron. J.* **84**, 1419-1436.
- Hansen, J. E., and Arking, A. (1971). "Clouds of Venus: Evidence for their Nature," *Science* **171**, 669-672.
- Hansen, J. E., and Hovenier, J. W. (1974). "Interpretation of the Polarization of Venus," *J. Atmos. Sci.* **31**, 1137-1155.
- Irvine, W. M. (1968). "Monochromatic Phase Curves and Albedos for Venus," *J. Atmos. Sci.* **25**, 610-616.
- Knollenberg, R. G., and Hunten, D. M. "Clouds of Venus: A Preliminary Assessment of Microstructure," *Science* **205**, 70-74.
- Lane, W. A. (1979). "Wavelength Dependence of Polarization. XXXV. Vertical Structure of Scattering Layers Above the Visible Venus Clouds," *Astron. J.* **84**, 683.
- Lestrade, J. P. (1979). "The Ultraviolet Markings on Venus: An Analysis of the Venera 9 Data," *Icarus* **39**, 418.
- O'Leary, B. (1975). "Venus: Vertical Structure of Stratospheric Hazes from Mariner 10 Pictures," *J. Atmos. Sci.* **32**, 1091-1100.
- Santer, R. (1977). "Contribution à l'Etude de la Polarisation du Rayonnement Solaire Diffusé par Vénus," Thèse 3ème Cycle, Université de Lille.
- Santer R., and Dollfus, A. (1980). "Wavelength Dependence of Polarization. XXXIX. Venus UV Cloud Model from Polarimetry," *Astron. J.* **85**, 564-572.
- Santer, R., and Herman, M. (1979). "Wavelength Dependence of Polarization. XXXVIII. Analysis of Ground-Based Observations of Venus," *Astron. J.* **84**, 1802-1810.
- Travis, L. D., Coffeen, D. L., Hansen, J. E., Kawabata, K., Lacis, W. A., Lane, W. A., and Limaye, S. S. (1979). "Orbiter Cloud Photopolarimeter Investigation," *Science* **203**, 784-785.

ANNEXE III-5

ICARUS 48, 496-518 (1981)

Optical Reflectance Polarimetry of Saturn's Globe and Rings

IV. Aerosols in the Upper Atmosphere of Saturn

RICHARD SANTER

Université des Sciences et Techniques, Lille, France

AND

AUDOUIN DOLLFUS

Observatoire de Paris, 92190 Meudon, France

Received July 22, 1981; revised October 15, 1981

From 1958 to 1976 the degree and direction of polarization of the light at Saturn's disk center were measured in orange light over 74 nights and at five wavelengths over 19 nights. Measurements were also recorded at limb, terminator, and pole. In addition, extensive regional polarization measurements were collected over Saturn's disk and several polarization maps were produced. These data were analyzed on the basis of Mie scattering theory and of transfer theory in planetary atmospheres. A model of the Saturn upper atmosphere aerosol structure is derived in which the top part of the main cloud layer is composed of spherical transparent particles of radius $1.4 \mu\text{m}$ and refractive index 1.44. Above this layer, a fine haze of submicron-sized grains was detected by its production of a component of polarization which is always directed poleward; this upper haze is interpreted as having nonspherical particles which are systematically oriented. This upper haze layer covers approximately the whole planet uniformly but varies in thickness from year to year. The clear gas above the cloud layer has an optical thickness of around 0.1.

I. OBSERVATIONS

The instrumentation designed at Observatoire de Meudon for optical reflectance polarimetry of planetary surfaces was extensively used between 1958 and 1976 for the analysis of polarized light over the disk and rings of Saturn. The results on the polarization by Saturn ring B and their interpretations have been published in two papers by Dollfus (1979a, b). We present and interpret here our measurements over the Saturn disk. The techniques for analysis of the degree and azimuth of polarization in the case of Saturn, with the visual fringe polarimeter and the photoelectric polarimeter, the Meudon reflectors, and the Pic-du-Midi telescopes, have previously been described by Dollfus (1979a).

(a) Measurements of the Saturn Disk Center

Our purpose, in devoting a large number of observing nights to polarimetric measurements at the center of the Saturn disk, was to clarify the phase angle dependence of the degree of polarization, the wavelength dependence, and the time variations.

From 1958 to 1976, we recorded disk center polarization measurements in orange light for 74 nights with the visual fringe polarimeter and for 19 nights with the photoelectric polarimeter. This covers 18 years of possible time variations. In addition, from 1969 to 1976, we recorded disk center measurements for five wavelengths covering from 0.35 to 0.58 μm . All these measurements are reported in Tables I and II of the paper by Dollfus (1979a), in which the

OPTICAL REFLECTANCE POLARIMETRY OF SATURN

497

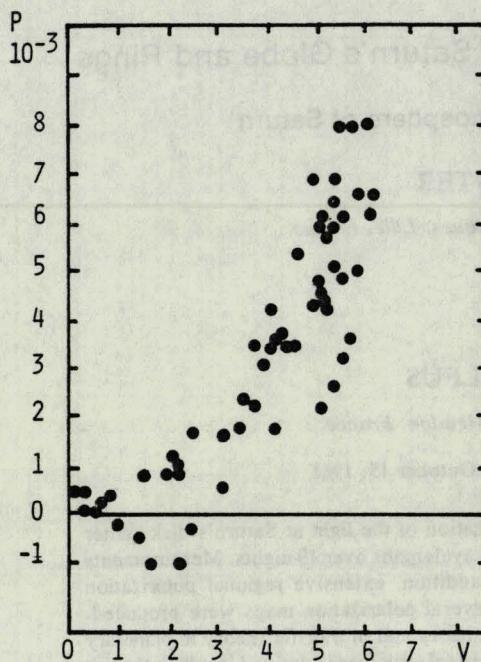


FIG. 1. Degree of polarization at the Saturn disk center, as a function of phase angle. All these measurements, recorded with the visual fringe polarimeter, in orange light, are grouped in this plot from 1958 to 1976. The spread of the data reflects real time variations in the Saturn aerosol layers.

degree of polarization P is expressed in units of 10^{-3} , with the sign + when the azimuth of polarized light is perpendicular to the plane of Sun, planet, and Earth and - when the azimuth is parallel to this plane. No significant deflections of polarization azimuths from these two directions were recorded at disk center.

In orange light, the dependence of the polarization degree with phase angle is expressed in Fig. 1, in which all our disk center measurements are plotted irrespective of the year of observation. The polarization rose steeply and sometimes, displayed, for phase angles smaller than 3° , a negative component. The overall variations around the mean curve are definitely larger than the measurements' accuracy and may exceed $\pm 1 \times 10^{-3}$, but they are slowly and progressively varying for periods of the order of months or years, as indicated in Fig.

2, which details measurements for 11 different years; one can also add the measurements for 1923, 1924, and 1926, published by Lyot (1929). The largest discrepancy was observed in 1963 when degrees of polarization were systematically lower than usual by an amount of 3×10^{-3} .

The wavelength dependence of the polarization curve is expressed by Fig. 3, which results from photoelectric measurements. In this figure, we also added the polarization measurements published by Bugaenko and Galkin (1973) and Bugaenko *et al.* (1974), which are in perfect agreement with our results. The unusual spectral behavior of the disk's polarization is more clearly expressed by the plot of Fig. 4, in which P is expressed versus wavelength for six values of the phase angles. A sharp maximum occurred around $0.45 \mu\text{m}$.

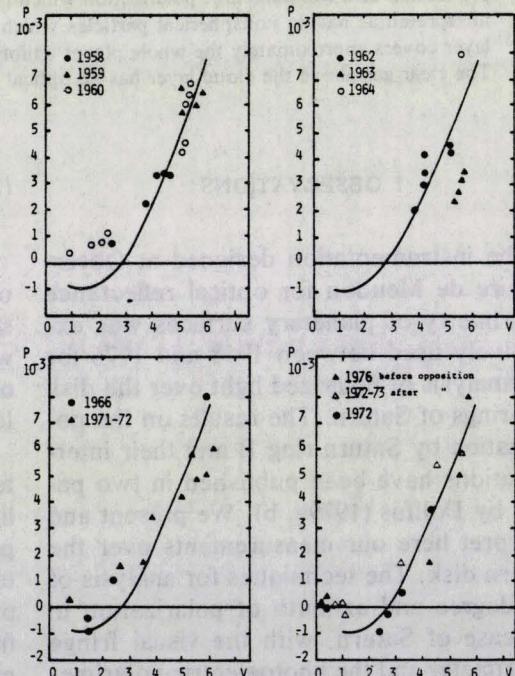


FIG. 2. Detailed curves of polarization at Saturn's disk center for each year of observation from 1958 to 1972. Visual fringe-polarimeter. Photoelectric curve 1972-1976.

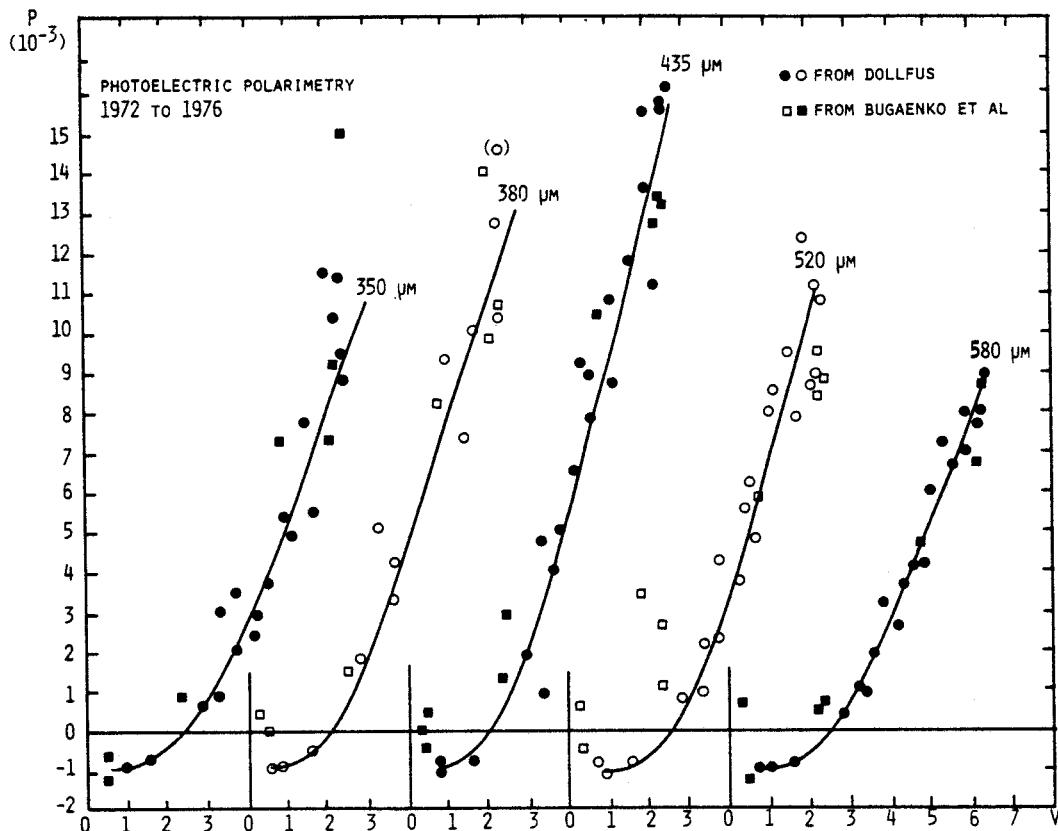


FIG. 3. Polarization curve at Saturn's disk center for five wavelengths. Photoelectric measurements by A. Dollfus (open and solid circles) and by Bugaenko *et al.* (open and solid squares).

(b) Measurements near the *Saturn Limb, Terminator, and Pole*

On 15 nights, a certain number of polarization measurements were recorded at 1 arcsec from the disk's edge near the limb, near the terminator at equator, and near the pole. Other measurements were also collected near the disk center on dark bands or bright zones, and along the central meridian at latitudes 40 and 60°. Those measurements taken with the visual fringe polarimeter in orange light are listed in Table I. The measurements in five wavelengths with the photoelectric polarimeter are given in Table II. The hole had an angular diameter of 1.4 arcsec for these observations.

Visualizations of the wavelength dependence of polarization at limb (L), terminator (T), pole (P), and near center on belts

(B) and zones (Z) appear for two phase angles in Figs. 5a and b. The polarization curves as a function of phase angle for the Saturn pole are given in Fig. 6 in four wavelengths.

(c) *Regional Measurements over the Saturn Disk*

Azimuth and degree of polarization were measured over the Saturn disk for eight dates between 1969 and 1976 as indicated in Figs. 7A, B, C, and D. With the visual polarimeter, in orange light, the fringes produced by the polarized light were observed over the Saturn disk at angular distances of 0.3 arcsec. Typically, three fringes are needed and the effective resolution is around 1.0 arcsec. In addition, one can follow the isophotes of the degree of polariza-

OPTICAL REFLECTANCE POLARIMETRY OF SATURN

499

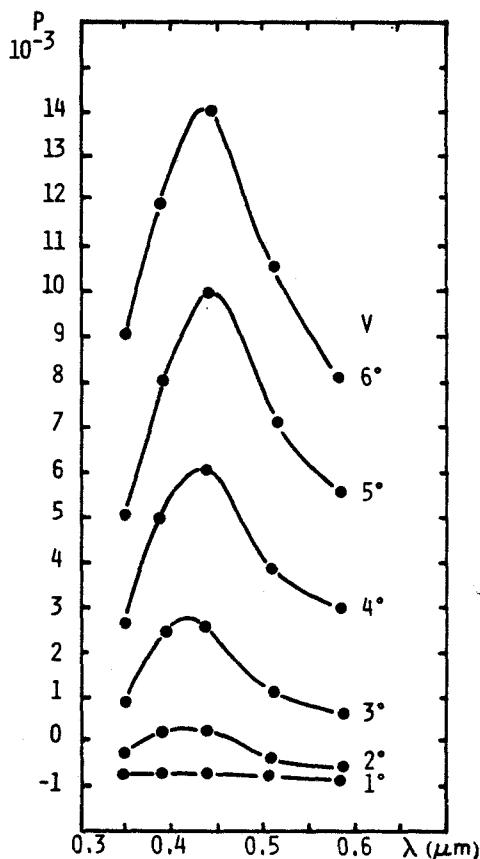


FIG. 4. Wavelength dependence of polarization for six phase angles at Saturn's disk center, showing the maximum polarization around $\lambda = 0.45 \mu\text{m}$ (measurements by A. Dollfus).

tion over the planetary surface by drawing the lines along which the fringes are matched by the polarization compensator; the isophotes of degree of polarization recorded in Figs. 7A(b) and D(a) are real direct observations.

For the measurements in uv, the photoelectric polarimeter was used with an angular diameter of 1.4 arcsec for the scanning hole.

In each of Figs. 7A to D, the position angle of the positive polarization, which is perpendicular to the "angle of defect," is indicated as P^+ . The positions of the true photometric limbs and terminators are indicated as L and T.

The two observations of Figs. 7A(a) and (b) were taken 2 days apart on December 7 and 9, 1972, around the planet's opposition when the phase angle was only a fraction of a degree, and the azimuth P^+ of the positive polarization turned for 45° in 48 hr. One can follow the way the direction of polarization reacts to this change of azimuth.

The two observations of Figs. 7B(a) and (b) correspond to a phase angle around 6° near the maximum which can be reached from Earth-based observations. Differences are noted between the values observed in 1969 (a) and 1971 (b), namely, around the South Pole.

Figures 7C(a) and (b) are again for small values of these angles; in Fig. 7C(a), only the component of polarization for the direction P^+ was recorded with its sign. The lines of zero polarization may correspond to areas in which the polarization's direction is at 45° .

In Figs. 7D(a) and (b), the measurements are taken for approximately the same phase angle of around 4° , in orange light ($\lambda = 0.58 \mu\text{m}$), and in uv light ($\lambda = 0.38 \mu\text{m}$). As for Fig. 7C(a), measurements in uv are taken only for the direction P^+ , except for the determinations along the limb for which the directions of polarization are also given.

Other polarization measurements of the Saturn disk were recorded by other observers; in addition to those by Lyot (1929) and by Bugaenko and Galkin (1973) already quoted and used in the present work, data over the disk were published by Hall and Riley (1969; 1974); infrared measurements were given by Kemp *et al.* (1978); circular polarization was analyzed by Swedlund *et al.* (1972); extension of the measurements to phase angles larger than those reached by ground-based telescopes were performed with the Pioneer photopolarimeter by Gehrels *et al.* (1980).

II. ANALYSIS OF THE MEASUREMENTS AT DISK CENTER

(a) The first approach of the interpretation was with the analysis of the observa-

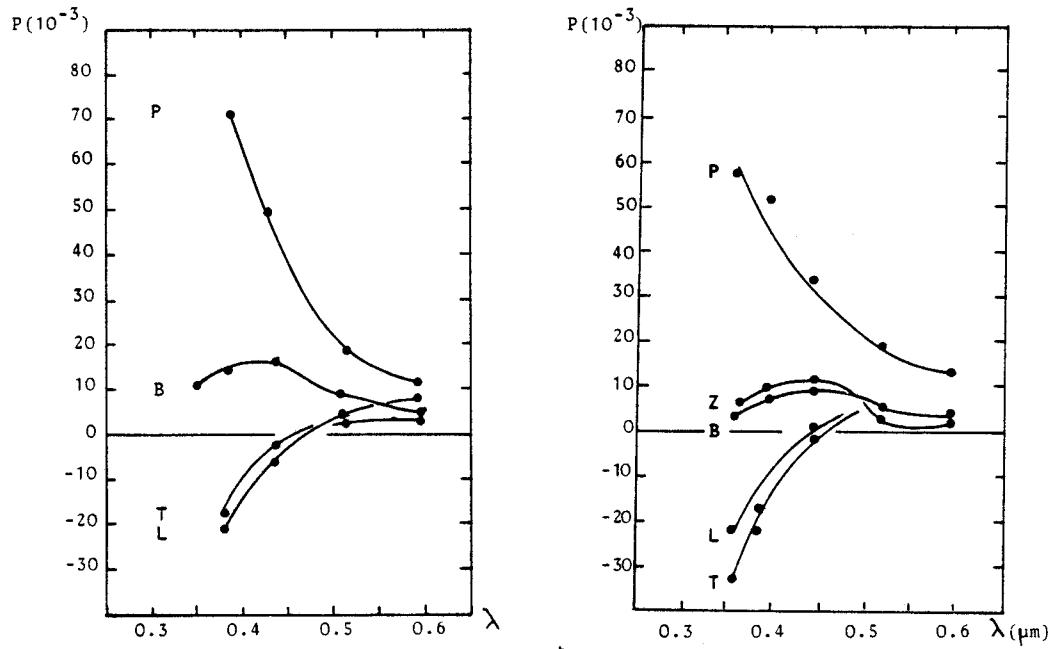


FIG. 5. Wavelength dependence of polarization near Saturn's disk center on belts (B) or zones (Z) and at 1 arcsec around the edge of the disk at pole (P), limb (L), and terminator (T). Photoelectric polarimeter, scanning aperture 1.4-arcsec diameter. (a) April 9, 1976, for phase angle $V = +6.3^\circ$. (b) March 3, 1976, for phase angle $V = +4.6^\circ$.

tions at disk center at $\lambda = 0.58 \mu\text{m}$ and $0.52 \mu\text{m}$.

We assume:

—The aerosol layer in the upper Saturn atmosphere is homogeneous and of large optical depth.

—Scattering in the aerosols dominates molecular scattering.

—The particles are spherical and transparent, with a size distribution of the type

$$n(r) = r^{(1-3v)/v} \times \exp(-r/vr)$$

—The variance v is assumed to be 0.07 and the cloud is then described by the two parameters r (effective radius) and m (real part of the refractive index).

The degree of polarization is then computed with the Mie theory extended to the case of multiple scattering (Deuze, 1974), for the typical phase angle $V = 5^\circ$. Computation is developed as a function of the particles' radii r , for three values of the index $m = 1.33, 1.45$, and 1.60 . The total

reflectivity at the disk center is taken from the photometric measurements of Bu-gaenko (1972). The single scattering albedo is $\omega_0 = 0.990$ at $\lambda = 0.52 \mu\text{m}$. The theory is handled for the case of a conservative atmosphere and the results are expressed in Fig. 8, in which the two values of polarization observed at Saturn's disk center are also given for the two wavelengths of the computations (respectively 5.1×10^{-3} at $0.58 \mu\text{m}$ and 6.8×10^{-3} at $0.52 \mu\text{m}$; see Fig. 3). The agreement with the theoretical curves is obtained with $m = 1.44$ and $r = 1.4 \mu\text{m}$. These values are in reasonably good agreement with those derived by Bu-gaenko *et al.* (1975) through a similar approach but with a logarithmic size distribution of the type

$$n(r) = \frac{1}{\sigma^2 \pi} \exp\left[\frac{\log^2(r/r_0)}{2\sigma^2}\right].$$

They found $m = 1.42$, $r = 1 \mu\text{m}$, and $\sigma^2 = 0.12$, which correspond, in our size distri-

OPTICAL REFLECTANCE POLARIMETRY OF SATURN

501

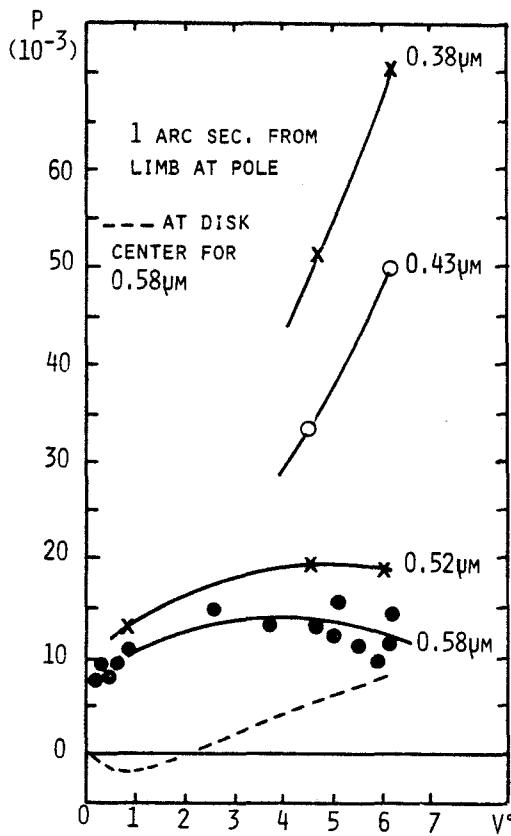


FIG. 6. Polarization curves near the Saturn pole (at 1 arcsec from the disk's edge) in four wavelengths. Photoelectric polarimeter, scanning aperture 1.4-arcsec diameter. The polarization curve at disk center is shown (dashed line) for $\lambda = 0.58 \mu\text{m}$.

bution law, to $r = 1.35 \mu\text{m}$ and $v = 0.13$.

The analysis of disk center polarization measurements by Coffeen and Hansen (1974) with a power law for the size distribution yielded results which agree with ours.

Our results also agree with the values derived from circular polarization measurements by Kawata (1978) with $m = 1.44$, $r = 1.4 \mu\text{m}$, and $v = 0.07$.

(b) We extend now the measurements to the shorter wavelengths for which the molecular scattering has an increasing contribution. If the effect of the gaseous atmosphere remains negligible (dense aerosol layer at high altitude), the computation of the degree of polarization as a function of λ

is given in Fig. 9a for three phase angles, 2, 4, and 6° . The intensity of the polarized light was computed in the single-scattering approximation, as for the treatment of Bugaenko *et al.* (1975). The total intensity was identified with the reflectivity at disk center measured by Bugaenko (1972).

The observed values are taken from Fig. 4; they are in reasonably fair agreement with the computed curves at 0.58 and 0.52 μm , taking into account the approximations, but they disagree completely for shorter wavelengths. For $V = 2^\circ$, the curve increases sharply towards uv; for $v > 2.5^\circ$ they decrease steeply. Changing the refractive index does not improve the situation (Fig. 9b is computed with $m = 1.45$). The conclusion is that an opaque aerosol layer of high altitude cannot account for the rather small wavelength dependence of polarization observed.

(c) The introduction of a molecular atmosphere contribution is suggested; the Rayleigh scattering polarization contribution increases steeply towards shorter wavelengths and may counteract the decrease produced by aerosols. The computation is developed for a gas layer of optical depth τ_R overlaying an opaque cloud layer of reflectivity ρ_d and following the Lambert law. The resulting reflectivity is ρ_c . The optical depths are constrained in this model by the limited reflectivity ρ_c , as indicated by Franz and Price (1979). For the small phase angles considered here, Fig. 10 gives the results of the computation for the following models:

$$\tau_R = 0.4, \quad \rho_d = 0.05, \quad \rho_c = 0.19,$$

$$\tau_R = 0.6, \quad \rho_d = 0.00, \quad \rho_c = 0.22;$$

which also corresponds to

$$\tau_R = 0.5, \quad \rho_d = 0.00, \quad \rho_c = 0.19.$$

Comparisons with the measurements of Fig. 3 at 0.35 and 0.38 μm are not perfect, but the improvement is significant when compared to the case of no atmospheric contribution. The relationship between τ_R

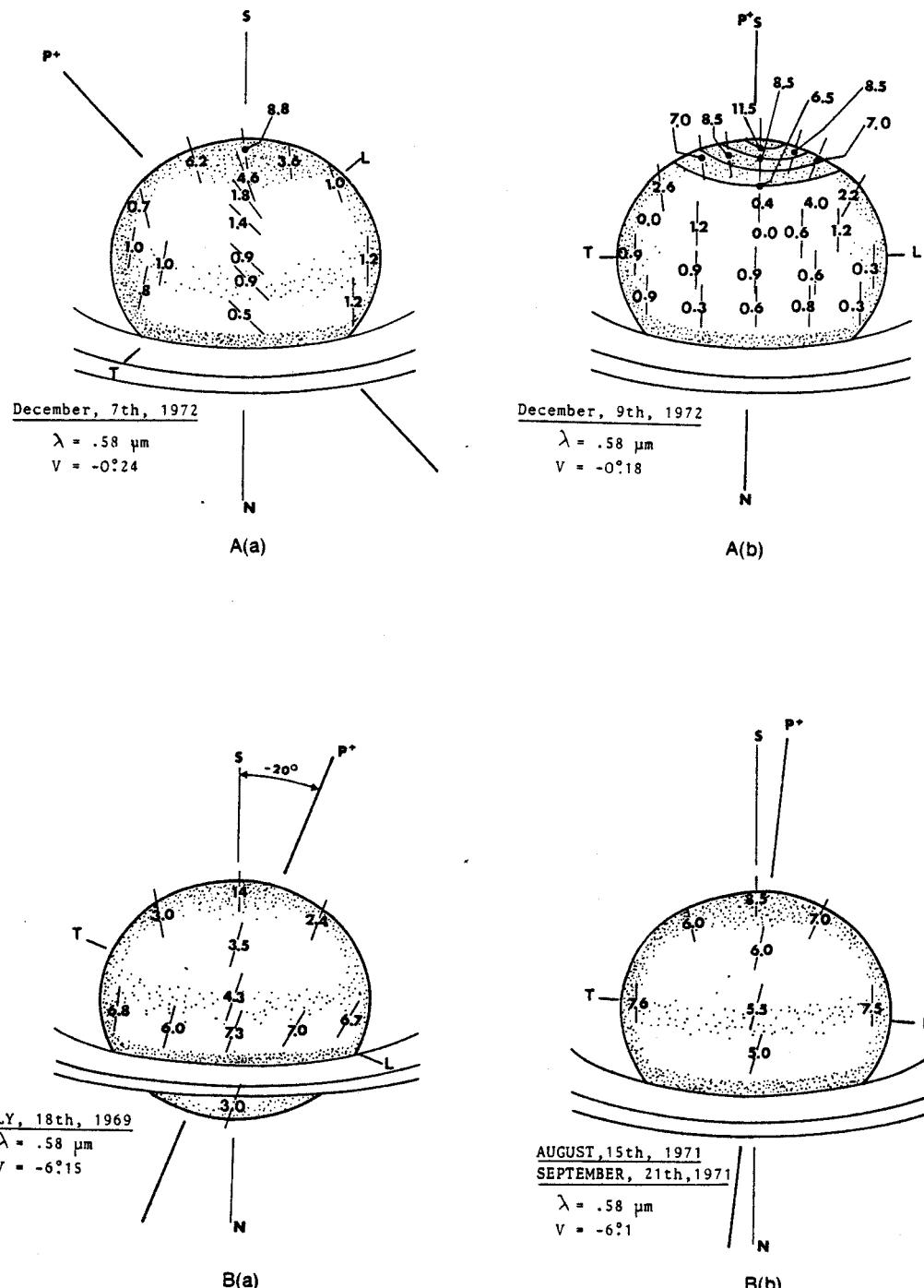


FIG. 7. Regional polarization mapping at the surface of Saturn's disk. The degree of polarization is given in units of 10^{-3} . The directions of polarization are indicated by the bars. Lines of equal degree of polarization, when given, are directly observed at the Saturn disk surface with the polarimeter. P^+ is perpendicular to the scattering plane and defines directions of positive polarizations. L and T are the limbs and terminators in the directions of the scattering plane.

OPTICAL REFLECTANCE POLARIMETRY OF SATURN

503

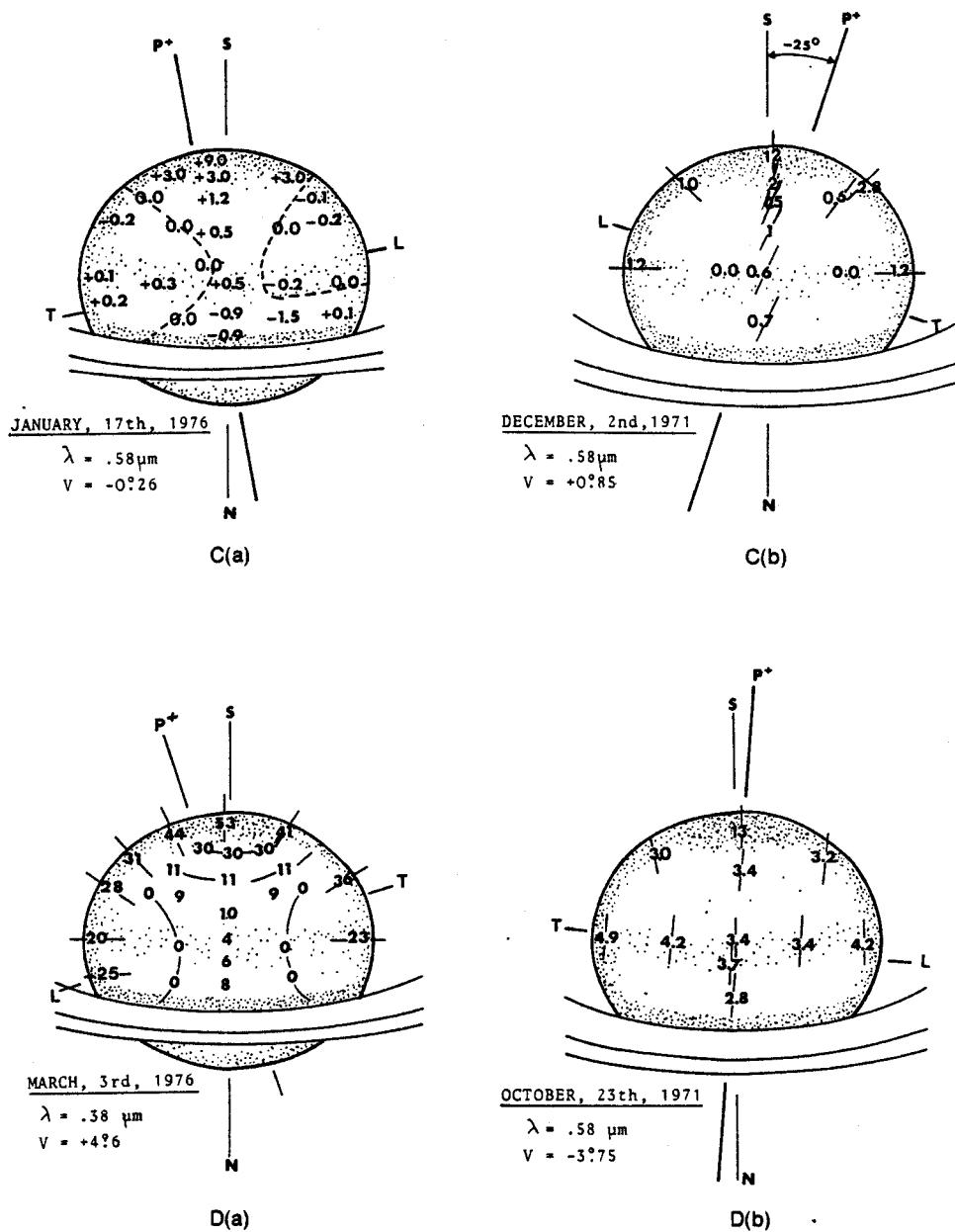


FIG. 7—Continued.

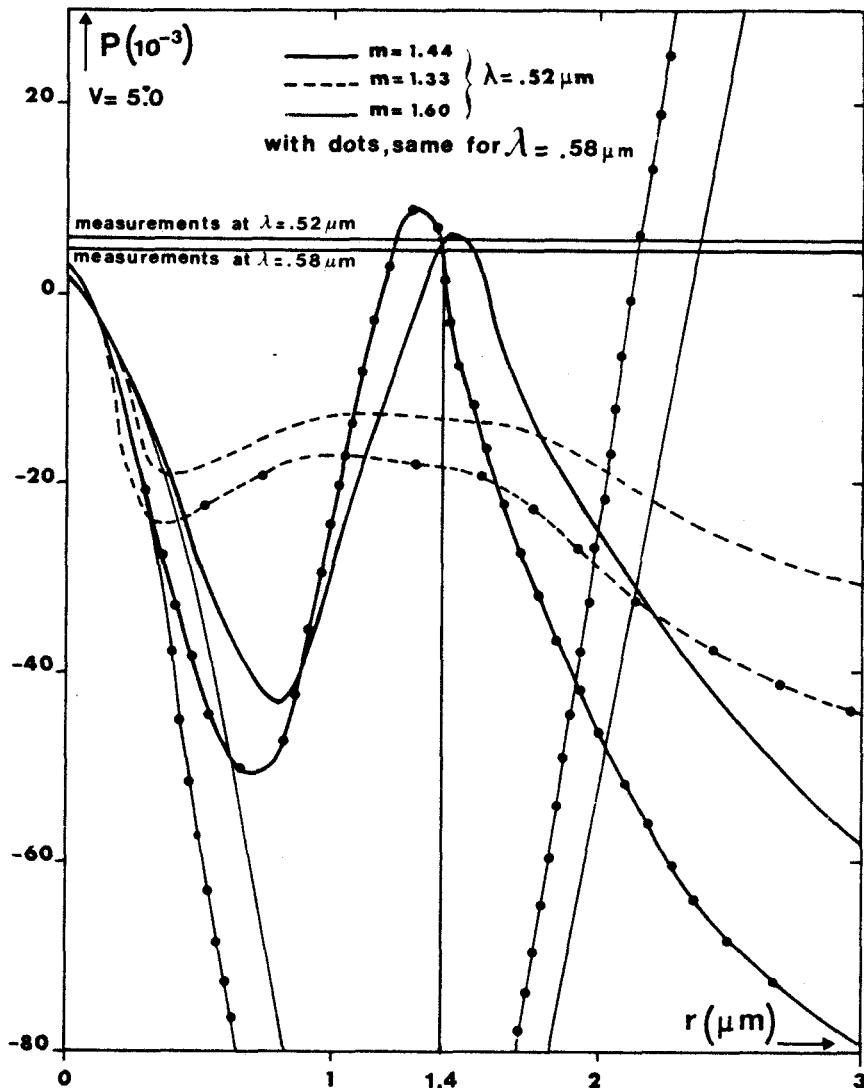


FIG. 8. Computation of the degree of polarization as a function of particle radius for an opaque cloud layer of small spherical transparent particles. Three values of refractive index ($m = 1.60, 1.44$, and 1.35) and two wavelengths ($\lambda = 0.58$ and $0.52 \mu\text{m}$) are considered. The phase angle is taken $V = 5^\circ 0$.

and the atmospheric pressure is computed in the Appendix and gives

$$p(\text{bar}) = 0.09 \tau_R.$$

With $\tau_R = 0.6$, the pressure at the top of the cloud layer is 54 mbar.

However, other atmospheric configurations can also account for the results; the model proposed by Gehrels *et al.* (1980), with a ratio of scaleheights for gas and

particles $H_G/H_P = 4$ and with $\tau = 1$ at 600 mbar can apparently give similar results.

The atmospheric contribution to polarization in uv is reduced more than five times in orange at $0.58 \mu\text{m}$ and does not change significantly the results of Fig. 8.

A preliminary conclusion is that the polarization measurements at disk center are approximately fitted by an aerosol layer of spherical transparent particles of index $m =$

TABLE I
SATURN GLOBE: POLARIZATION

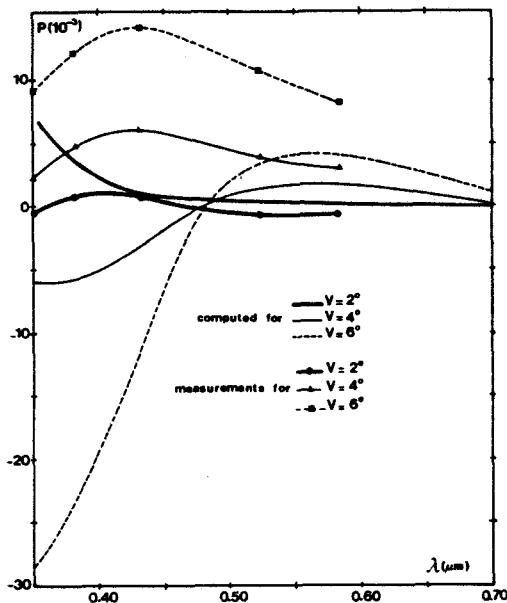
Date	<i>V</i> (degrees)	Observatory	Telescope (cm)	Quality	Polarization at 1 arcsec to limb (10^{-3})		
					P	L	T
1960							
27 April	-5.5	Pic	60 Refract.	Very good	+11	—	—
5 May	-5.2			Good	+17	—	—
8 May	-5.0			Very good	+12	—	—
12 June	-2.5			Very good	+16	—	—
1969							
18 July	-6.2			Good	+14	+6.7	+6.8
1971							
15 August	-6.2	Meudon	100 Reflect.	Bad	(+8)	+8.5	+7.8
20 Sept.	-5.9			Fair	+9	+6.5	+7.5
23 Oct.	-3.7			Good	+13	+4.2	+4.9
2 Dec.	+0.8			Very good	+12	-1.2	-1.2
1972							
7 Dec.	-0.3			Good	+8	+1.2	+1.5
9 Dec.	-0.2			Good	+8	+0.5	+1.0
1976							
17 Jan.	-0.3	Pic	107 Reflect.	Good	+9	0.0	+0.1

Note. Visual fringe polarimeter. Filter orange ($0.58 \mu\text{m}$). P = pole, L = limb, and T = terminator.

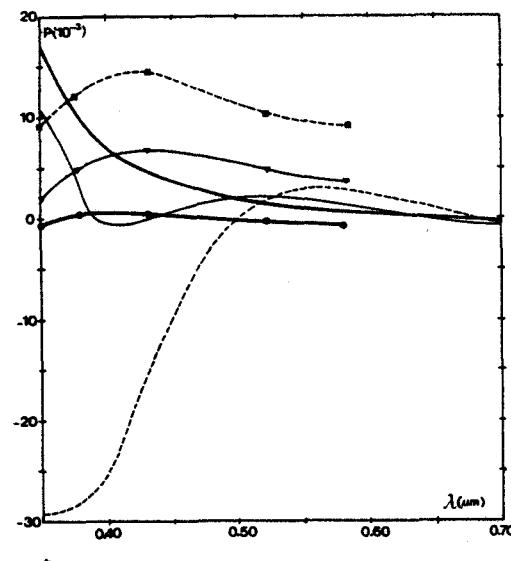
TABLE II
SATURN GLOBE: POLARIZATION

Date	<i>V</i> (degrees)	Quality	λ (μm)	Polarization at 1 arcsec to limb			Polarization near center		Polarization central meridian	
				P	L	T	B	Z	M_1 (40°)	M_2 (60°)
1972										
15 Dec.	+0.8	Good	0.58	—	—	-3.3	—	0.0	+2.3	
			0.52	—	—	0.0	—	+0.4	+3.6	
			0.43	—	—	0.0	—	+1.6	+8.0	
			0.38	—	—	0.0	—	+7.0	+14	
			0.35	—	—	-0.3	—	+8.5	+16	
1976										
3 March	+4.6	Very good	0.58	+13	+4.1	+3.0	+4.1	+2.3	—	—
			0.52	+19	+4.6	+3.6	+4.8	+2.9	—	—
			0.43	+33	+0.9	-0.8	+9.0	+11.6	—	—
			0.38	+51	-19	-23	+6.7	+8.2	—	—
			0.35	+57	-22	-35	+3.7	+6.2	—	—
9 April	+6.3	Good	0.58	+11	+6.8	(+3.3)	+5.4	—	—	—
			0.52	+18	+3.6	+2.4	+7.8	—	—	—
			0.43	+50	-5.5	-2.5	+15.8	—	—	—
			0.38	+71	-22.6	-19.6	+14.7	—	—	—
			0.35	—	—	—	+11.4	—	—	—

Note. Photoelectric polarimeter, Meudon Observatory, reflector 100 cm. P = pole, L = limb, T = terminator, B = band, and Z = zone.



a



b

FIG. 9. Computation of the degree of polarization as a function of wavelength for spherical transparent particles of radius 1.4 μm . Three values of phase angles ($V = 2^\circ, 4^\circ, \text{ and } 6^\circ$) are considered. Polarization measurements by A. Dollfus are also plotted. (a) Refractive index $m = 1.44$. (b) Refractive index $m = 1.45$. Symbols same as in (a).

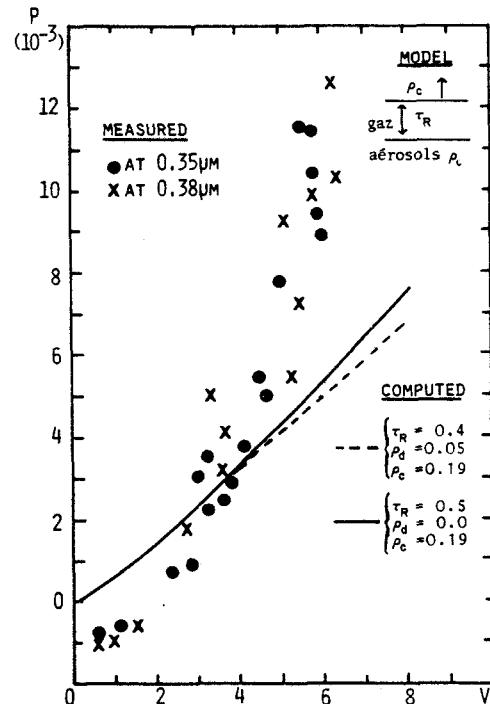


FIG. 10. Computation of the degree of polarization versus phase angle for a model with a clear atmosphere of optical thickness τ_R above a cloud layer of reflectivity ρ_d with a Lambert scattering function. The total reflectance is taken $\rho_c = 0.19$. Solid curve and dashed curve are for two combinations of parameters τ_R and ρ_d . Polarization measurements at 0.35 μm (dots) and at 0.38 μm (crosses) are plotted for comparison; they do not fit the curves.

1.44 and radius $r = 1.4 \mu\text{m}$ blurred in uv by a significant contribution of molecular scattering.

However, these crude considerations do not account for the negative value of the polarization sometimes observed at phase angles smaller than 3° (Figs. 1, 2, and 3) or for the maximum polarization always observed in blue at 0.45 μm (Fig. 4).

Refinements of the model need the analysis of the regional measurements over the Saturn disk surface.

III. ANALYSIS OF THE REGIONAL MEASUREMENTS OVER THE DISK

(a) Geometry of the Problem

Coordinates over the Saturn disk are

OPTICAL REFLECTANCE POLARIMETRY OF SATURN

507

taken rectangular, with origin at the disk center, x parallel to the position angle of defect toward the limb, and y along the direction of positive polarization. μ and μ_0 are the cosines of the angles of incidence and emergence and are expressed as a function of the position upon the disk and the phase angle by

$$\mu = [1 - (x^2 + y^2)]^{1/2}, \quad (1a)$$

$$\mu_0 = x \sin V + \mu \cos V. \quad (1b)$$

The whole range of phase angles observable from Earth does not exceed $V = 6.5^\circ$. A valid approximation for relations (1) is given by

$$\mu_0 \approx \mu = (1 - d^2)^{1/2}, \quad (2)$$

where d is the distance to the center. Figure 11 indicates the validity of relation (2); Fig. 11 is computed for $V = 5^\circ$; μ is given as a function of the distance d to the disk center; and μ_0 is computed in the first quadrant (x and $y > 0$) for the three directions giving $x = 0$, $y = 0$, and $x = y$.

The difference between μ_0 and μ is maximum at the equator; it disappears at the disk center, along the planet's edge, and along the central meridian. It remains small everywhere.

In the second quadrant ($x < 0$ and $y > 0$), the values of μ_0 are symmetric with respect to the y axis (Eq. (1b)).

(b) Physical Parameters

The photopolarimetric properties are described by the Stokes parameters I , Q , U , and V , which are related to the measured values as follows:

I = intensity,

$$P = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}/I = I_{\text{pol}}/I \\ = \text{degree of polarization}, \quad (3a)$$

$\chi = \frac{1}{2} \arctg(U/Q)$

= direction of polarization, (3b)

$$E = V/(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} \\ = \text{ellipticity}. \quad (3c)$$

For the case of Saturn, the ellipticity E can be neglected (Swedlund *et al.*, 1972) and we take $V = 0$.

The repartition of the intensity over Saturn's disk is known by direct measurements (Franz and Price, 1979; Marin, 1968). Toward red, the planet scatters the light according to the Lambert law,

$$I(\mu_0, \lambda > 0.5 \mu\text{m}) = \rho_c \mu_0, \quad (4a)$$

in which ρ_c is the reflectivity at disk center. In uv and blue, the luminance is almost uniform:

$$I(\mu_0, \lambda \leq 0.45 \mu\text{m}) = \rho_c. \quad (4b)$$

With the geometry of Fig. 12, Eqs. (3a) and (b) can be written as

$$Q = I_{\text{pol}} \cos 2\chi, \quad (5a)$$

$$U = I_{\text{pol}} \sin 2\chi. \quad (5b)$$

The Stokes parameters or their derivatives are a function of the geometric parameters μ and μ_0 ; for the case of the small phase angles, they depend only on d , the distance to disk center.

It is relevant to consider separately the radiations reflected by single scattering and by multiple scattering; then the Stokes parameters can be added:

$$Q = Q^{(s)} + Q^{(m)}, \quad (6a)$$

$$U = U^{(s)} + U^{(m)}. \quad (6b)$$

For a layer of spherical particles, the prime scattering polarization is zero for $V = 0^\circ$. For this phase angle, the conditions of symmetries have been discussed by Hovenier (1970). In this case, the multiple-scattering polarization has a direction always radial or tangential, $\chi = 0$ or $\pi/2$, the degree of multiple-scattering polarization varying only with the distance to the center. This property remains approximately valid for phase angles of a few degrees, such as those reached for the ground-based Saturn observations, and for which μ and μ_0 remain almost identical. The case was also observed for Venus around phase an-

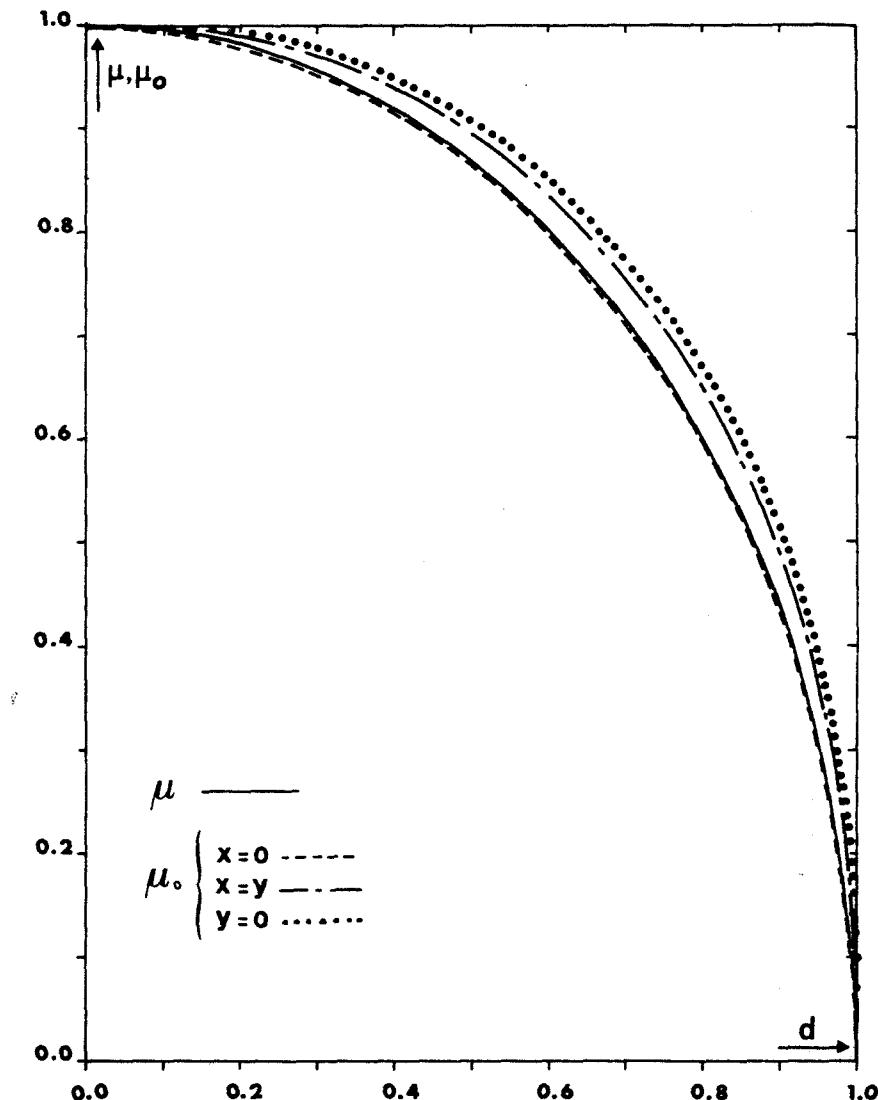


FIG. 11. Values of the cosine of the illumination angle μ_0 and of the observing angle μ versus distance d from disk center. The phase angle is $V = 5^\circ$. The three values of μ_0 are for a meridional section ($x = 0$), an equatorial section ($y = 0$), and a section at 45° ($x = y$).

gles which produce a zero prime-scattering polarization (Santer and Dollfus, 1980).

Due to the approximation of Eq. (2) for the range of phase angles covered, multiple-scattering properties can be applied to small phase angles. We have

$$Q^{(m)} = I_{\text{pol}}^{(m)}, \quad U^{(m)} = 0, \quad (7)$$

in which $I_{\text{pol}}^{(m)}$ is the intensity of the light

polarized by multiple scattering, assigned positive when the polarization is radial.

For a homogeneous layer of spherical particles the prime scattering always polarizes along y (sign +) or perpendicular to it (sign -).

$$Q^{(s)} = -I_{\text{pol}}^{(s)} \times \cos 2\theta, \quad (8a)$$

$$U^{(s)} = I_{\text{pol}}^{(s)} \times \sin 2\theta, \quad (8b)$$

OPTICAL REFLECTANCE POLARIMETRY OF SATURN

509

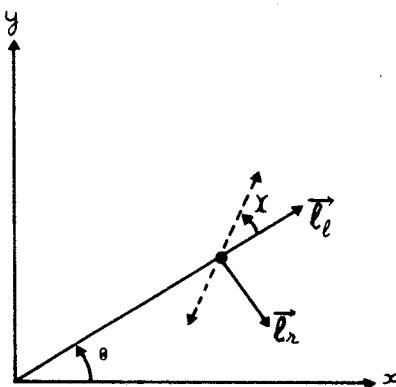


FIG. 12. Geometry for the multiple scattering over the planetary disk.

where θ is the angular position of the point.

The intensity of the light polarized by single scattering is constant in value and in azimuth all over the disk. For a semi-infinite layer, it is given by

$$I_{\text{pol}}^{(s)} = \frac{\omega_0}{2} \frac{P_{12}(V)\pi F}{4\pi}, \quad (9)$$

where F is the monochromatic solar flux, and $P_{12}(V)$ the off-diagonal term of the particle's phase matrix, which gives the probability for linearly polarized scattering of unpolarized incident light.

When single-scattering polarization is zero, a homogeneous cloud layer produces, by multiple scattering, a polarization which depends only on the distance to disk center and is either radial or tangential. When the phase angle increases, the single-scattering polarization is added but the symmetry along the direction P^+ is preserved, in polarized intensity and in azimuth.

(c) Analysis of the Measurements at Limb, Terminator, and Pole

The measurements at limb, terminator, and pole correspond to the same distance to the center ($\mu_0 \approx 0.5$). In uv and blue, the intensity is the same ($\alpha = 1$) at pole, limb, terminator, and center [rel. (4a)]. In visible light, limb is twice as dark ($\alpha = 2$) as center [rel. (4b)].

At disk center, measurements give directly the polarized intensity. At limb and terminator, polarizations have the same degree and same azimuth,

$$P_L(d, V) = P_T(d, V) = \alpha P_c(0, V) - P^{(m)}(d, V), \quad (10a)$$

in which $P^{(m)}(d, V)$ is the polarization produced by multiple scattering.

At pole, we have

$$P_P(d, V) = \alpha P_c(0, V) + P^{(m)}(d, V). \quad (10b)$$

Equations (10a) and (10b) enable the uniformity of the cloud layer over the disk to be checked.

Departures from these symmetries are indicative of nonuniformity in the aerosol layer. In Fig. 13, we plotted the degree of polarization at $0.58 \mu\text{m}$ for the equatorial

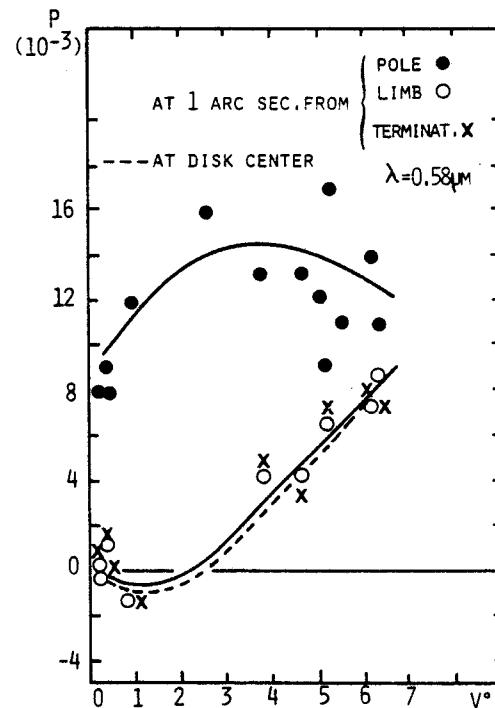


FIG. 13. Polarization measurements at 1 arcsec from the edge of Saturn's disk, in orange light ($\lambda = 0.58 \mu\text{m}$), versus phase angle V . The dots are the measurements near the South pole. The circles and the crosses, which correspond to measurements near the limb and the terminator, are intermixed and very close to the polarization at disk center (dashed line).

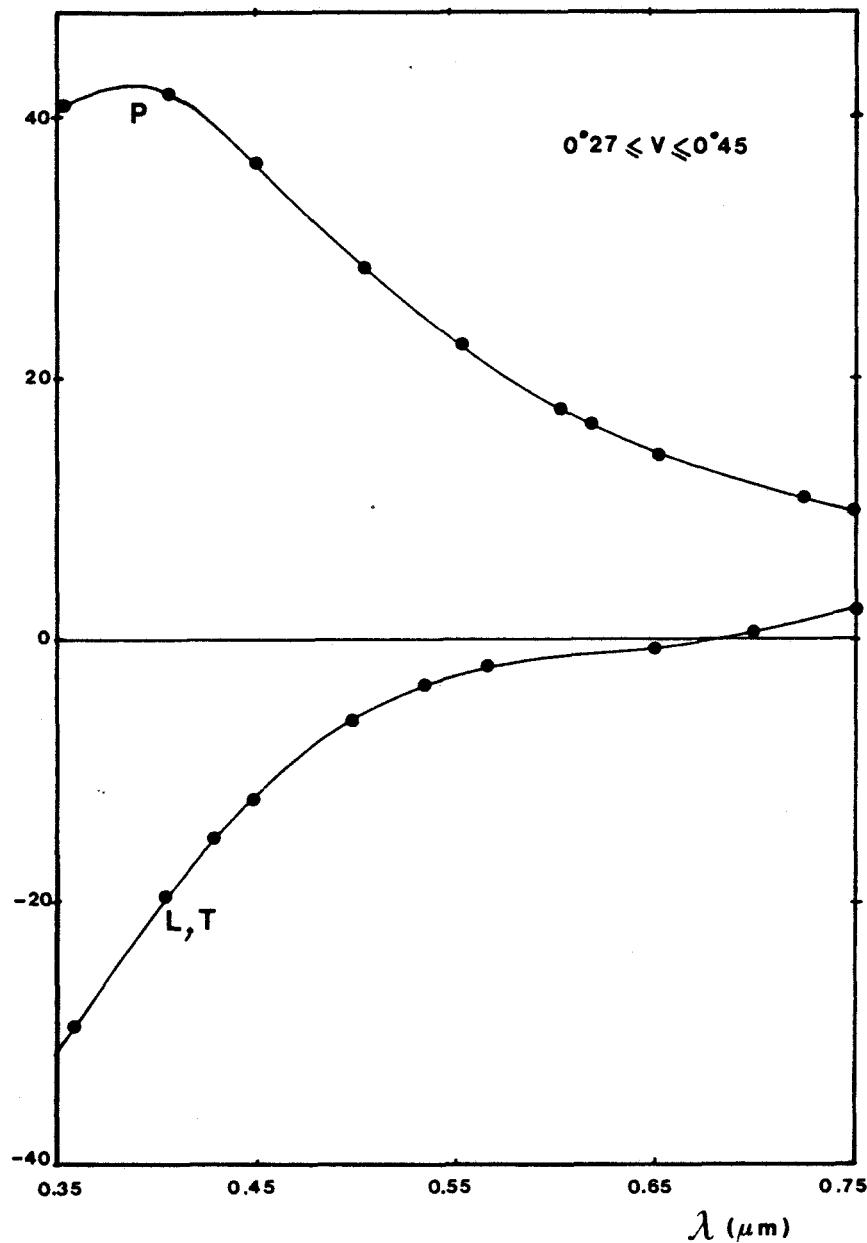


FIG. 14. Polarization measurements of 1971 as a function of wavelengths by Bugaenko and Galkin (1973), for phase angles smaller than 1° . The upper curve is for observations near the South pole. The lower curve is taken near limb and terminator.

limb and terminator. The two series of measurements are intermixed; the implication is a large-scale homogeneity of the aerosol layers along the equator.

The values at terminator and at limb are also identical to the measurements at disk center, which implies, from Eqs. 10 with $\alpha = 2$,

OPTICAL REFLECTANCE POLARIMETRY OF SATURN

511

$$P_p = 3P_c = 3P_L = 3P_T. \quad (11a)$$

But the phase variation observed at the pole is drastically different, especially at small phase angles, where the principle of symmetry is rigorous; the model has to change completely when we account for the polar area.

This conclusion is also supported by the wavelength dependence of polarization as illustrated for two phase angles in Figs. 5a and b; polarizations at limb (L) and at terminator (T) are almost the same and reach negative values (meaning radial direction) for short wavelengths. In uv, the polarization at the pole (P) is of opposite sign, as expected from the symmetries. From Eqs. (10), with $\alpha = 1$, we should have, in uv,

$$P_p = P_c - P_L, \quad (11b)$$

meaning that the degrees of polarization at limb and at pole should be symmetric to the value at disk center.

But the polarization observed at pole is too high; again, a change of the nature of the model is indicated.

Some measurements from Bugaenko and Galkin (1973) are also available to support this conclusion. We use their results at phase angles smaller than 0.5 to fit the best agreement with the principle of symmetry. The degree of polarization at the center is almost zero and nearly equal between limb and terminator, irrespective of the wavelength. Figure 14 gives the degree of polarization at limb-terminator and at pole. If we assume the principle of symmetry, the two curves must be symmetrical to the zero axis. In red color, the degrees of polarization at limb and pole have the same sign. In uv, the two azimuths of polarization are opposites, but we find again the too-high degree of polarization at pole.

The wavelength and phase angle dependences of polarization at Saturn's pole are given in Fig. 6.

The physical change in the scattering at the Saturn pole has already been noted on

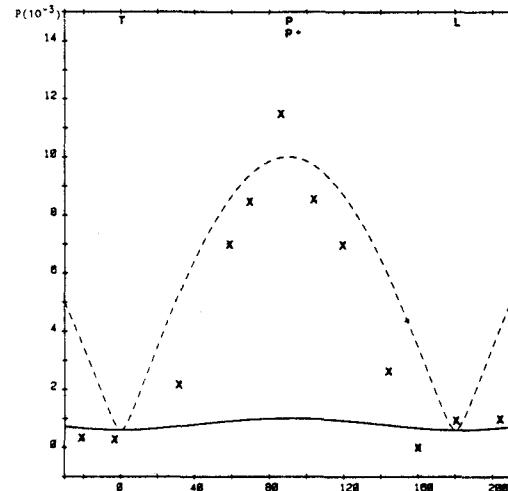


FIG. 15. Polarization measurements (crosses), at edge of Saturn's disk, of December 9, 1972 ($V = 0^{\circ}18$), in orange light, versus angular position θ . Computation of the polarization produced by the equatorial cloud is plotted (solid curve) for comparison. $\lambda = 0.58 \mu\text{m}$.

the basis of polarimetry by Lyot (1929) and from photometry by Reese (1971).

(d) *Analysis of the Regional Measurements over the Disk*

The existence of a permanent anomaly around the pole is obvious also on all the regional observations of Figs. 7A, B, C, and D.

For example, the observation of December 9, 1972, in Fig. 7A(b) shows directly the accumulation of lines of isopolarization in orange light around the pole, in which the direction is radial and the degree very high despite the very small value of the phase angle $V = -0.18^\circ$.

From the measurements at center and at limb (or terminator), we derive, with Eqs. (3a), (4), and (6) to (9), the degree of polarization along the edge of the disk for the case of a uniform model. The degree of polarization computed is shown by the solid line in Fig. 15 as a function of the position angle θ (cf. Fig. 12). The measurements drastically depart from the computed model for high latitudes (θ around 90°). We note, however, the perfect symmetry of the

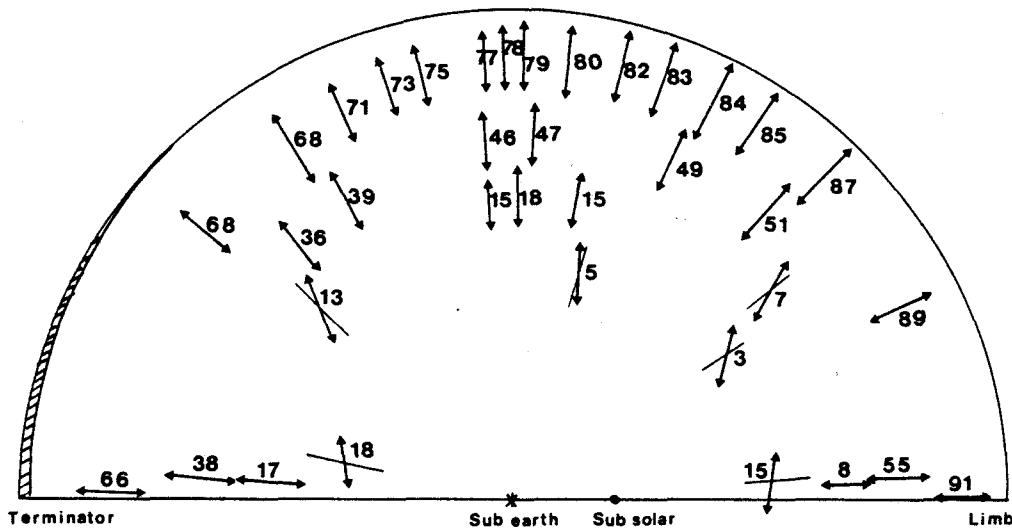


FIG. 16. Computation of the polarization (in degree and direction) produced by a clear atmosphere above a dark cloud layer, at phase angle $V = 6^\circ$ and wavelength $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$. The optical thickness of the gas layer is taken $\tau_R = 0.6$. The reflectivity is $\rho_c = 0.19$ and the cloud layer reflectivity is $\rho_d = 0.0$.

measurements from the axis P^+ (which happened to correspond exactly to the direction NS for this date). We recognize this symmetry on each of the observation dates for which P^+ does not depart too much from the pole line [Figs. 7A(b), 7B(b), 7C(a)].

For other dates, the polar anomaly is still stronger; for example, on December 7, 1972 [Fig. 7A(a)], for which, in addition, the symmetry from direction P^+ is replaced by a symmetry from the NS direction.

This effect upon symmetry is noted each time the direction P^+ departs from the NS axis, in Figs. 7A(a), 7B(a), 7C(d), 7D(a).

On March 3, 1976 [Fig. 7D(a)], the observation in uv shows a polarization always radial along the edge of the disk and increasing from equator to pole. Molecular scattering is the major source of polarization at this wavelength. For example, regional polarization at $0.35 \mu\text{m}$ is computed in Fig. 16 for the case of a gaseous layer of $\tau_R = 0.6$ overlaying a cloud layer of albedo $\rho_d = 0$; for a global albedo, $\rho_c = 0.19$. The computation is made for phase angle $V = 6^\circ$. The polarization, always radial along the

edge, is slightly larger at limb than at terminator, and the value at the pole, 80×10^{-3} , is the average between the two values at limb and terminator, as expected for the conditions of symmetries occurring in a homogeneous model. The observation of

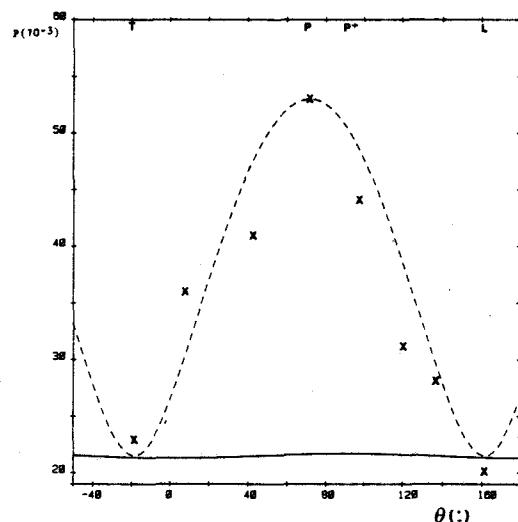


FIG. 17. Same as Fig. 15, but in uv light, for the measurements of March 3, 1976. $V = +42^\circ$, $\lambda = 0.38 \mu\text{m}$.

March 3, 1976, is for a smaller phase angle of $V = 4.6^\circ$, but near the edge of the disk the polarization is due to multiple scattering and does not change much with phase angle. The measured polarizations (either their degrees and directions or their components along the P^+ direction) follow the values expected from the computations of Fig. 16; all the values are smaller because of the smaller phase angle and larger wavelength of $0.38 \mu\text{m}$. However, the pole produces a polarization almost twice the values computed. These observed polarizations are plotted in Fig. 17 together with the polarizations computed for a uniform cloud layer. The differences extend up to the low latitudes.

(e) Conclusions

It is tempting to try to explain the polarization effect observed in uv by an altitude variation of the cloud top level with latitude; a lower level at pole increases the molecular scattering contribution of the upper atmosphere, which produces a large positive polarization. However, optical thickness in Rayleigh scattering decreases steeply with wavelength with a variation of λ^{-4} ; multiple scattering varies as τ^2 , which implies λ^{-8} .

But the pole-limb departure should vanish at longer wavelengths and such is not the case. For example, the measurements of Bugaenko and Galkin (1973) reported in Fig. 14 show a polarization excess at pole which has a maximum in blue at around $0.40 \mu\text{m}$.

An altitude effect cannot explain the data in visible light and, namely, the near ir observation at $0.75 \mu\text{m}$ (Fig. 14), in which both polarizations at pole and at limb are positive. Changes in the nature of cloud particles are indicated.

Also, the polarization behaviors are time dependent as shown, for example, by the two observations of December 9, 1972 [Fig. 7A(b)], and January 17, 1976 [Fig. 7C(a)], which correspond to nearly identical geometries of illuminations. These time varia-

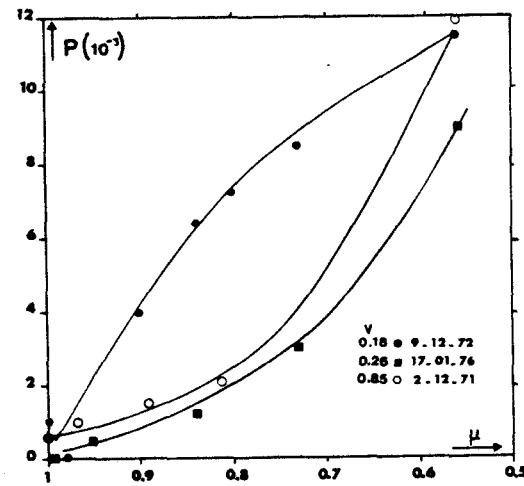


FIG. 18. Degree of polarization along central meridian, in orange light, for three observation dates at which the phase angle was smaller than 1° . Dots: December 9, 1972 ($V = 0.18$). Squares: January 17, 1976 ($V = 0.26$). Circles: December 2, 1971 ($V = 0.85$).

tions are also recognized in the observations by Hall and Riley (1974); in October 1968, the polarization at pole is particularly enhanced and anomalies extend over the whole disk.

IV. MODEL FOR THE AEROSOLS IN SATURN'S UPPER ATMOSPHERE

(a) Description of the Model

We advocate the additional contribution of another source of polarization everywhere perpendicular to the equator, such as the one produced, for example, by a layer of nonspherical aerosols which are globally oriented.

In Fig. 18, we report as a function of μ the degree of polarization observed along the central meridian in orange light for which the contribution of molecular scattering is negligible. The three observations of December 2, 1971, December 9, 1972, and January 17, 1976, reported are for phase angles smaller than 1° and these very small values give polarizations along the equator everywhere smaller than 1.5×10^{-3} [Fig. 7A(b), 7C(a), and 7C(b)]; Fig. 18 illustrates the steep increase of P toward the

pole, which suggests that polarization by the nonspherical particles is produced in a thin upper layer, acting as τ/μ and with single scattering.

(b) *Homogeneity of the Upper Haze Layer*

In the simple case when the direction P^+ is approximately parallel to the pole axis, the main cloud layer and the upper haze produce prime-scattering polarization $P^{(s)}$ in the same direction. It is then easy to deduce from the measurements at limb, terminator, and pole, the prime- and the multiple-scattering contributions

$$P_p^{obs} = P^{(s)} + P^{(m)}, \quad (12a)$$

$$\frac{1}{2}[P_T^{obs} + P_L^{obs}] = P^{(s)} - P^{(m)}. \quad (12b)$$

Then, from Eqs. (5) and (6), the regional polarization can be reconstructed all over the disk.

On December 9, 1972, a strong polar anomaly was reported [Fig. 7A(b)]. The degree of polarization along the limb is plotted in Fig. 15, together with the curve computed from proper evaluation of $P^{(s)}$ and $P^{(m)}$. The fit is reasonably good and could still be improved by advocating a slight decrease of the upper layer optical thickness τ_u toward the equator.

The same approach is also developed for the uv observation of March 3, 1976, in Fig. 17 and again supports the validity of the model proposed.

(c) *Analysis of the Measurements in Visible Light*

If P_{NS}^0 and P_s^0 are the contributions of the two cloud layers at disk center ($\mu_0 = 1$), we have

$$P_c^{obs} = P_{NS}^0 + P_s^0 \times e^{-2\tau_u}, \quad (13a)$$

in which $e^{-2\tau_u}$ is the screening of the main cloud deck by the upper haze layer. Near the limb ($\mu_0 = 0.5$), when considering Eqs. (3a), (4a), and (5a), the prime scattering $P^{(s)}$

is given by

$$P^{(s)} = (2P_{NS}^0 + P_s^0 \times e^{-4\tau_u}) [I(\mu_0 = 1)/I(\mu_0 = 0.5)]. \quad (13b)$$

Assuming an optical thickness τ_u for the upper haze layer, the true polarizations P_{NS}^0 and P_s^0 produced by the haze and by the cloud can be detailed on the basis of the measurements at center, limb, terminator, and pole of Tables I and II at $\lambda = 0.58 \mu m$.

Measurements of July 18, 1969, and August 15, 1971, are not usable for this purpose; the others are included in the computations with four values of τ_u given in Table III. In all cases, the values of P_{NS}^0 remain smaller than 2.1×10^{-3} ; some values of P_{NS}^0 are derived which give negative polarizations when τ_u is taken smaller than 0.1. Up to $\tau_u = 0.1$, the upper haze layer does not influence significantly the determinations of P_s^0 ; the polarization curve P_s^0 produced by the main cloud layer is plotted as a function of phase angle in Fig. 19.

A negative branch is noted for $V < 2^\circ$; negative values have been sometimes directly observed during the periods when the upper haze was particularly thin, for instance, in 1971–1972 in Fig. 2. For the

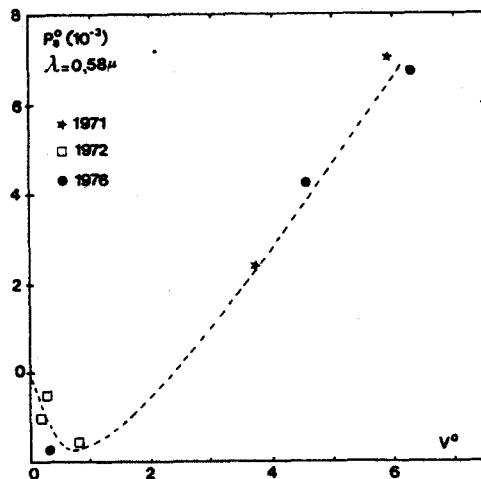


FIG. 19. Curve of polarization at disk center versus phase angle for the Saturn main cloud layer deck, after correction of the polarization P_{NS}^0 produced by the upper thin haze aerosols layer.

OPTICAL REFLECTANCE POLARIMETRY OF SATURN

515

TABLE III

Date	V (degrees)	$P^{(m)}$	$P^{(u)}$	P_s^0				P_{ns}^0			
				τ_u				τ_u			
				0.01	0.05	0.1	0.5	0.01	0.05	0.1	0.5
1971											
20 Sept.	-5.9	1	8	7.0	7.1	7.2	11.7	-1.4	-0.9	-0.4	1.2
23 Oct.	-3.7	4.2	8.8	2.4	2.4	2.7	4.0	1.0	1.2	1.6	1.9
1972											
2 Dec.	+0.8	5.4	6.6	-1.5	-1.5	-1.6	-2.5	2.1	2.0	1.9	1.5
7 Dec.	-0.3	3.3	4.7	-0.5	-0.5	-0.6	-0.8	1.4	1.4	1.4	1.3
9 Dec.	-0.2	4.4	3.6	-1.0	-1.0	-1.0	-1.6	1.6	1.5	1.4	1.2
1976											
17 Jan.	-0.3	4.5	4.5	-1.7	-1.7	-1.7	-2.8	1.9	1.8	1.7	1.3
3 March	+4.6	4.7	8.3	4.1	4.1	4.2	6.8	0.1	0.4	0.7	1.6
9 April	+6.3	3.0	8.0	6.8	6.8	7.0	11.3	-1.3	-0.9	-0.3	1.2

larger phase angles, main cloud and upper haze add their polarizations, but the contribution of the upper layer remains small enough not to influence the results discussed in Section II.

(d) Wavelength Dependence

Measurements in visible light advocate a high-altitude haze of optical thickness around 0.1. Molecular scattering has a negligible effect at $\lambda = 0.58 \mu\text{m}$; its contribution appears, however, in uv. If we assume the observed molecular scattering to be produced only above the haze layer, an estimate of the minimum altitude of the haze can be derived.

Figure 20 gives, for the measurements of March 3 and April 9, 1976, the spectral variations of the polarization produced by multiple scattering $P^{(m)}$, which is radial. The steep increase toward uv is suggestive of a pure molecular contribution. If the Rayleigh scattering is produced in the upper part of the atmosphere, we have

$$P^{(s)} = [2\tau_R P_R + e^{-2\tau_R}(2P_{ns}^0 + P_s^0 \times e^{-2\tau_u})][I(\mu_0 = 1)/I(\mu_0 = 0.5)], \quad (14a)$$

$$P_c^{obs} = \tau_R P_R + e^{-2\tau_R}(P_{ns}^0 + P_s^0 \times e^{-2\tau_u}), \quad (14b)$$

in which P_R is the molecular scattering contribution and τ_R the optical thickness of the clear gas.

With a nonopaque upper haze, Eqs. (14) may be applied to deduce the polarization P_s^0 produced by the main cloud layer as a function of τ_R . The result is given in Fig. 21 on the basis of the March 3, 1976, observations at $\lambda = 0.35$ and $0.38 \mu\text{m}$.

We know, from Section II, that the main cloud layer is made of transparent spherical

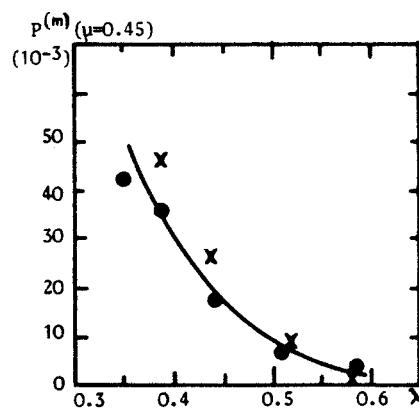


FIG. 20. Spectral variation of the polarization produced by multiple scattering at 1 arcsec from disk edge, on March 3 and April 9, 1976. The direction of polarization is everywhere radial from disk center.

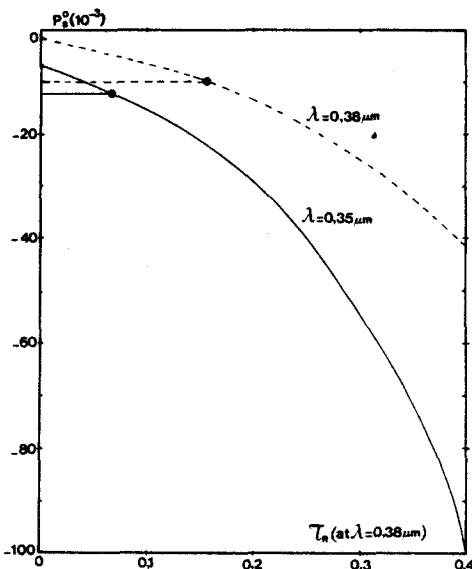


FIG. 21. Reconstructed polarization of the main cloud layer from measurements of March 3, 1976, versus optical thickness τ_R (at $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$) of the clear atmosphere above the cloud layer. Computed degree of polarization produced by the main cloud, defined in Section II, are compared.

particles with $r = 1.4 \mu\text{m}$ and $m = 1.44$; the values of P computed for such a cloud at $\lambda = 0.35$ and $0.38 \mu\text{m}$ are reported in Fig. 21. The corresponding values of τ_R are not exactly the same for the two wavelengths, but they remain around $\tau_R = 0.1$, a value which is apparently representative of the clear gas average optical thickness.

This low value localizes the upper haze at high altitude.

Introducing $\tau_R = 0.1$, the measurements of March 3 and April 9, 1976, and Eqs. (14) and others, the polarization P_{NS}^0 produced by the upper haze is computed as a function of wavelength in Fig. 22. The polarization is small in visible light; the steep increase toward uv could be produced by the increase of τ_u produced if the upper layer is made of very small particles ($r < 0.1 \mu\text{m}$).

V. CONCLUSIONS

Polarization measurements in visible light at Saturn's disk center confirm the conclusions derived by Bugaenko *et al.*

(1975) and by Coffeen and Hansen (1974) that the main cloud layer top is made of transparent spherical particles of radius $1.4 \mu\text{m}$ and refractive index 1.44.

The regional polarization mapping over Saturn's disk discloses a high degree of polarization around the pole. A model is fitted in which a haze layer is introduced above the main cloud layer deck.

This upper layer has to produce a polarization which increases toward uv, as do small particles with $r < 0.1 \mu\text{m}$. The polarization's direction is everywhere toward the pole; nonspherical particles with a systematic orientation could be indicated.

When correcting the manuscript of this paper, information reached us that Bugaenko and Morozhenko (1981) also arrived at a similar conclusion; in their model, the nonspherical-oriented particles are localized around the equator only.

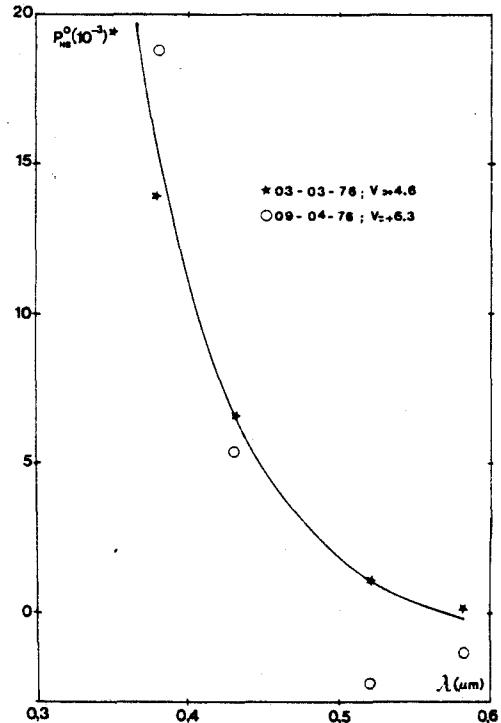


FIG. 22. Spectral variation of the polarization, produced at disk center (along NS), by the anisotropic layer.

OPTICAL REFLECTANCE POLARIMETRY OF SATURN

517

Kawata (1978) informed us also that, according to his analysis of circular polarization, main cloud properties could not produce the reported magnitude of the circular polarization, and that the submicron haze layer above the main cloud deck which is advocated here might be helpful in solving the difficulty.

The upper layer may also help to explain the shape of the photometric curve at large phase angles recorded by the spacecraft Pioneer; according to Tomasko *et al.* (1981), the forward lobe is smaller than expected for the particles of the main cloud layer deck. The smaller particles of the upper haze play to smooth the forward-scattering lobe.

Further improvements of the model could be achieved on the basis of polarization mappings over Saturn in several wavelengths and at still higher resolution. Our polarimeter is under improvement and is to be adapted to measurements with larger telescopes.

APPENDIX: $P-\tau$ RELATION

A relation between atmospheric pressure and optical thickness τ_R due to Rayleigh scattering is given by Hansen and Travis (1974),

$$P = g\bar{\mu} \tau_R \left[\frac{8\pi^3}{3\lambda^4 N^2} \sum_i \nu_i (n_i^2 - 1)^2 \right], \quad (\text{A1})$$

where g is the acceleration of gravity; $\bar{\mu}$ is the mean molecular mass; n_i and ν_i are, respectively, the refractive index and fraction by volume of gas i ; and N is the number of molecules per unit volume (for STP, N is equal to Loschmidt's number). If we assume a mixture of 85% H₂ and 15% He, (A1) leads to

$$p \text{ (in bars)} = 0.05 \tau_R (\lambda = 0.365 \mu\text{m}) \quad (\text{A2})$$

In obtaining (A2) we took $N = 2.687 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $g = 1080 \text{ cm} \cdot \text{g}^{-2}$, $\bar{\mu} = 1.85 \times 1.66 \times 10^{-2} \text{ g}$, $n_{\text{H}_2} = 1.00040$, $n_{\text{He}} = 1.000036$.

ACKNOWLEDGMENTS

Observations were recorded with telescopes operated by Meudon and Pic-du-Midi observatories. The polarimeter was designed with the technical help of the Meudon Observatory staff. Computations were produced at Université des Sciences et Techniques de Lille. Specific support for research in planetary atmospheres' polarization was received from the French Action Thématique Programmée, 'Planétologie' of Institut National d'Astronomie et de Géophysique. We are specially indebted to Professor Maurice Herman, at Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Lille, for guidance and support throughout the work.

REFERENCES

- BUGAENKO, O. I. (1972). Monochromatic brightness coefficients of the giant planets. *Sol. Syst. Res.* **6**, 15–17.
- BUGAENKO, O. I., AND GALKIN, L. S. (1973). Polarimetric observations of the major planets. II. Phase dependence of the polarization for selected areas on the disk of Saturn. *Soviet Astron. (Engl. Transl.)* **16**, 681–686.
- BUGAENKO, O. I., AND MOROZHENKO, A. V. (1981). Physical characteristics of the upper layers of Saturn's atmosphere. *Advan. Space Res.* **1**, 183–186.
- BUGAENKO, O. I., DLUGACH, TH. M., MOROZHENKO, A. V., AND YANOVITSKII, E. G. (1975). Optical properties of Saturn's cloud layer in visible spectral range. *Sol. Syst. Res.* **13**, 9.
- BUGAENKO, O. I., MOROZHENKO, A. V., AND YANOVITSKII, E. G. (1974). Polarization investigations of the planets carried out at the main astronomical observatory of the Ukrainian Academy of Sciences. In *Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry* (T. Gehrels, Ed.), pp. 599–606. Univ. of Arizona Press, Tucson.
- BURKE, J. J., AND KENKNIGHT, C. E. (1980). An extraordinary view of Saturn's rings. *J. Geophys. Res.* **85**, 5925–5928.
- COFFEEN, D., AND HANSEN, J. E. (1974). Polarization studies of planetary atmospheres. In *Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry* (T. Gehrels, Ed.). Univ. of Arizona Press, Tucson.
- DEUZÉ, J. L. (1974). *Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants. Application à la polarisation localisée de Vénus.* Thèse de 3ème Cycle, Lillie.
- DOLLFUS, A. (1979a). Optical reflectance polarimetry of Saturn's globe and rings. I. Measurements on B ring. *Icarus* **37**, 404–419.
- DOLLFUS, A. (1979b). Optical reflectance polarimetry of Saturn's globe and rings. II. Interpretations for the B ring. *Icarus* **40**, 171–179.

- FRANZ, O. C., AND PRICE, M. J. (1979). Saturn: UVB photoelectric pinhole scans of the disk. *Icarus* **37**, 272-281.
- GEHRELS, T., *et al.* (1980). Imaging photopolarimeter on Pioneer Saturn. *Science* **207**, 434-439.
- HALL, J. S., AND RILEY, L. A. (1969). Polarization measures of Jupiter and Saturn. *J. Atmos. Sci.* **26**, 920-923.
- HALL, J. S., AND RILEY, L. A. (1974). A photometry study of Saturn and its rings. *Icarus* **23**, 144-156.
- HANSEN, J. E., AND HOVENIER, J. W. (1974). Interpretation of the polarization of Venus. *J. Atmos. Sci.* **31**, 1137.
- HANSEN, J. E., AND TRAVIS, D. L. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.* **16**, 527.
- HOVENIER, J. W. (1970). Principles of symmetry for polarization studies of planets. *Astron. Astrophys.* **7**, 86.
- KAWATA, Y. (1978). Circular polarization of sunlight reflected by planetary atmospheres. *Icarus* **33**, 217-232.
- KEMP, J. C., RUDY, R. J., LEBOFSKY, M. J., AND RIEKE, G. H. (1978). Near-infrared polarization studies of Saturn and Jupiter. *Icarus* **35**, 263-271.
- LYOT, B. (1929). *Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres*. Thèse Univ. Paris, Ann. Observatoire de Meudon, 1929, Tome VIII, fasc. 1.
- MACY, W. (1977). Inhomogeneous models of the atmosphere of Saturn. *Icarus* **32**, 328-347.
- MARIN, M. (1968). Photometric photographique de Saturne. *J. Obs.* **51**, 179-219.
- REESE, R. J. (1971). Recent photographic measurements of Saturn. *Icarus* **15**, 466-479.
- SANTER, R., AND DOLLFUS, A. (1980). Wavelength dependence of polarization. Venus upper atmosphere aerosols from polarimetry. *Astron. J.* **85**, 751-764.
- SWEDLUND, J. B., KEMP, J. C., AND WOLSTENCROFT, R. D. (1972). Circular polarization of Saturn. *Astrophys. J.* **178**, 257-265.
- TOMASKO, M. G., McMILLAN, R. S. DOOSE, L. R., CASTILLO, N. D., AND DILLEY, J. P. (1981). Photometry of Saturn at large phase angles. *J. Geophys. Res.*, in press.

Conclusion

CONCLUSION

Les conditions géométriques (rétrodiffusion) de l'observation des atmosphères planétaires depuis le sol font des mesures de la polarisation un outil adéquat. Pour Vénus, l'analyse de ces mesures semble avoir atteint son aboutissement. La couverture en angles de phase plus limitée, pour les autres planètes, permet malgré tout une première analyse ; et le travail développé pour Saturne mériterait d'être poursuivi sur les mesures de A. Dollfus sur Jupiter. L'utilisation du 2 mètres du Pic du Midi doit enfin permettre une renaissance expérimentale : observations mieux résolues de structures plus fines de planètes géantes, mesures sur Pluton... Un regain d'intérêt pourrait accompagner la mission Galiléo d'observation de Jupiter. A défaut d'une analyse fine de l'atmosphère Jovienne, le couplage de la polarisation avec la photométrie et la spectrométrie permettrait une localisation des phénomènes observés par des études corrélatives du type de celle menée entre polarisation et photométrie de Vénus pour la localisation des tâches ultra-violettes.

Pour évaluer l'impact climatique des aérosols terrestres et leur effet de dégradation sur les images satellites, la connaissance précise de leurs propriétés optiques est nécessaire. La mesure de la polarisation s'inscrit comme complémentaire de l'imagerie satellitaire et les effets atmosphériques apparaissent quasi-directement au-dessus des océans en lumière proche infra-rouge. Si l'étude faite ici s'est limitée à la faisabilité de l'expérience, ce thème devrait être très porteur avec la perspective éventuelle d'un embarquement sur SPOT 3. Deux objectifs complémentaires de cette expérience sont à étudier : l'apport de la polarisation à la détermination de la couverture nuageuse et son potentiel d'information sur la nature des sols, avec la possibilité de la corriger des effets atmosphériques.

En dehors des aérosols désertiques, les aérosols stratosphériques sont susceptibles de jouer un rôle important sur le climat à l'occasion des éruptions volcaniques. L'intérêt des mesures ballon est limité par leur faible couverture dans l'espace et dans le temps, mais elles restent assez irremplaçables,

en tout cas pour valider des mesures satellites type SAGE. Les mesures réalisées permettent d'établir au mieux les caractéristiques des aérosols stratosphériques tout en vérifiant l'homogénéité des couches sondées et la sphéricité des particules. Elles permettent par ailleurs, par rapport aux mesures de réflectances, une analyse plus directe (contraintes de calibration beaucoup moins sévères, plus faible sensibilité aux effets complexes de transmission). L'expérience est engagée biannuellement en 84 et 85 ; une autre dimension pourrait y être donnée par l'utilisation des vols mongolfiers. En dehors des aspects signalés plus haut, elle a eu les mérites supplémentaires d'engager le Laboratoire dans une politique expérimentale plus ambitieuse, et d'offrir un nouveau champ d'étude des mécanismes de diffusion en géométrie sphérique.

Enfin, dans le cas de la station toit, la polarisation s'inscrit comme un complément indispensable des mesures de transmission et d'auréole ; en particulier en permettant de préciser au mieux l'indice de réfraction des particules. A plus long terme, une analyse plus fine des mesures devrait aider à l'interprétation des mécanismes physico-chimiques de formation des aérosols : mise en évidence des multimodalités pour l'étude des transports, mesure précise de l'indice de réfraction pour l'identification des constituants chimiques.



TITRE DE LA THESE : "Caractérisation des aérosols à partir de la polarisation du rayonnement solaire diffusé. Application aux atmosphères de la terre, de Vénus et de Saturne".

RESUME

On cherche à caractériser les aérosols de l'atmosphère à partir de leurs propriétés de diffusion de la lumière, et tout particulièrement à l'aide de la polarisation du rayonnement diffus.

La partie I, conduite en diffusion primaire, approfondit la sensibilité (et la dépendance) des différentes observables aux principaux paramètres physiques des aérosols. La polarisation apparaît d'abord comme un complément indispensable des mesures photométriques classiques (transmission, auréole) ; on montre de plus l'aptitude des mesures multi-spectrales de la polarisation à décrire convenablement le milieu diffusant.

La partie II expose différentes applications développées dans le cadre d'expériences réalisées (complexe de mesures au sol, sondage in-situ des aérosols stratosphériques) ou en préparation (mesures depuis l'espace de la polarisation) sur les aérosols terrestres. Ces différentes applications présentent chacune des aspects spécifiques liés aux conditions particulières rencontrées, et qui seront analysés dans cette partie II.

L'application aux atmosphères planétaires constitue enfin la partie III. Une analyse extensive des mesures de Vénus fait apparaître des écarts par rapport aux observations moyennes. Une analyse simple de ces perturbations permet la mise en évidence de la présence d'une fine brume supérieure. Ce même type d'analyse reconduit sur Saturne permet, là aussi, la mise en évidence d'une surcouche de cristaux.

Diffusion atmosphérique	-	Atmospheric scattering
Télédétection	-	Remote sensing
Polarisation	-	Polarization
Aérosol	-	Aerosol
Terre	-	Earth
Vénus	-	Venus
Saturne	-	Saturn