

N° d'ordre : 1161

50376

1984

82

50376
1984
82

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Mohamed CHAOUI ROQUAI

**CARACTÉRISATION DE L'AEROSOL
A PARTIR DES MESURES DE
L'ÉPAISSEUR OPTIQUE**



Soutenu le 8 juin 1984 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury	Mme	LENOBLE	Président
	M.	FOUQUART	Rapporteur
	Mme	BAHRAOUI-BURET	Examinateur
	M.	HERMAN	Examinateur
	M.	MEGIE	Examinateur
	M.	SANTER	Examinateur

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

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par **Madame LENOBLE**, Professeur. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, pour m'avoir permis de mener à bien ce travail et me fait l'honneur de présider mon jury.

Cette étude a été dirigée par **Monsieur FOUQUART**, Professeur. Je voudrais lui exprimer ici toute ma reconnaissance pour les conseils qu'il m'a prodigués et pour les discussions qui m'ont été très profitables.

Monsieur HERMAN, Professeur, a manifesté l'intérêt qu'il portait à mes travaux en me faisant l'honneur de juger ce travail. Je tiens à lui adresser mes sincères remerciements.

Madame BAHRAOUI-BURET, Maître de Conférence à la faculté des Sciences de Rabat et **Monsieur MEGIE**, Maître de Recherche au C.N.R.S. à l'Université d'Aéronomie à Paris, ont bien voulu juger mon travail et apporter leurs critiques, je les en remercie très vivement.

J'adresse à **Monsieur SANTER** (et puis-je te tutoyer ?) mes expressions de reconnaissance à plus d'un titre. Il est certain que ta constante disponibilité et l'aide que tu m'as apportée à la réalisation et à la rédaction de ce mémoire en ont permis l'aboutissement.

Je tiens également à exprimer le plaisir que j'ai eu à travailler avec l'ensemble des membres du Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Je voudrais cependant remercier vivement **Monsieur BONNEL** pour sa participation précieuse à une partie de ce travail et **Monsieur LECOMTE** pour le développement des instruments et le recueil des mesures sur le terrain.

Madame BOEREZ a su combiner patience et diligence lors de la frappe de ce mémoire. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour le travail remarquable ainsi accompli.

Enfin, **Monsieur RAFFAUD** a assuré la reproduction des figures présentées, ce dont je lui suis reconnaissant.

RESUME

Les aérosols sont des constituants variables de l'atmosphère d'origines multiples, et leur présence contribue à l'atténuation du rayonnement solaire incident. La mesure classique de la transmission, en fonction de la longueur d'onde, donne alors l'épaisseur optique totale de l'atmosphère. On a étendu cette mesure au proche infrarouge, $\lambda = 0,860 \mu\text{m} - 2,2 \mu\text{m}$ et abordé les problèmes liés à ces mesures : utilisation d'un détecteur refroidi et correction de l'absorption gazeuse résiduelle pour accéder à la composante aérosol.

L'obtention de l'épaisseur optique sur un spectre étendu, $0,45 \mu\text{m} - 2,2 \mu\text{m}$, compatible avec les dimensions moyennes des particules permet d'envisager l'inversion du problème. On teste en particulier deux méthodes d'inversion restituant la distribution en taille des particules entre $0,1 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$, indépendamment de leur indice de réfraction.

On abordera enfin la description de l'aérosol dans trois situations : aérosols saharien, aérosol continental et aérosol stratosphérique d'origine volcanique. L'utilisation des mesures de l'épaisseur optique permettra une description convenable du milieu dans les deux premiers cas, description en accord avec des mesures annexes. La dernière campagne illustre les difficultés de la mesure et ses limites dans une situation météorologique difficile.

- Aérosol
- Aérosol saharien
- Epaisseur optique
- Granulométrie
- Rayonnement solaire
- Radiomètre multispectral.

A mon père et à ma mère
A tous mes frères et soeurs
A tous mes ami(e)s
A Jo

Sommaire

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : DETERMINATION DE L'EPAISSEUR OPTIQUE DES AEROSOLS	5
INTRODUCTION	7
I - RAPPELS ET DEFINITIONS DES GRANDEURS UTILISEES	9
I.1 - Grandeurs énergétiques	9
I.1.a : Flux énergétique	9
I.1.b : Eclairage énergétique	9
I.1.c : Luminance énergétique	9
I.2 - Paramètres optiques de l'atmosphère	10
I.2.a : Coefficient d'extinction total $\sigma_{e\lambda}$	10
I.2.b : Epaisseur optique τ_λ	10
I.3 - Constituants atmosphériques	11
I.3.a : Constituants gazeux	11
I.3.b : Diffusion moléculaire	11
I.3.c : Les aérosols	12
I.4 - Masse d'air	13
I.5 - Droites de Bouguer-Langley	14
II - APPAREILLAGE	15
II.1 - Description des radiomètres visible et proche infra rouge	15
II.2 - Choix des filtres	16
II.3 - Régulation en température du détecteur proche infra rouge	17
III - METHODE DE MESURE	19
IV - OBTENTION DE L'EPAISSEUR OPTIQUE DES AEROSOLS	20
IV.1 - Correction de la diffusion Rayleigh	21
IV.2 - Correction de l'absorption gazeuse	21
IV.3 - Influence du flux diffus	22

V - DETERMINATION DU CONTENU EN VAPEUR D'EAU	24
V.1 - Mesure de la Transmission de la vapeur d'eau	25
V.2 - Mesures comparatives du contenu en vapeur d'eau	27
V.3 - Correction de la vapeur d'eau dans le canal centre à 2,2 μm	28
CONCLUSION	29
TABLEAUX	31
FIGURES	
CHAPITRE II : METHODES D'INVERSION DES MESURES MULTISPECTRALES DE L'ÉPAISSEUR OPTIQUE DES AEROSOLS	37
INTRODUCTION	39
I - SENSIBILITE DE $\tau(\lambda)$ AUX PARAMETRES PHYSIQUES DES PARTICULES ..	41
I.1 - Influence de l'indice imaginaire	41
I.2 - Influence de l'indice réel	41
I.3 - Influence de la dimension des particules	42
II - INVERSION A DEUX PARAMETRES	42
III - INVERSIONS LINEAIRES	46
IV - INVERSIONS LINEAIRES CONTRAINTEES (METHODE DE KING)	48
IV.1 - Description de la méthode	48
IV.2 - Application de l'inversion King à nos mesures	49
IV.3 - Sensibilité de la convergence de la méthode	50
IV.3.a : A la discrétisation	50
IV.3.b : A l'initialisation	51
IV.4 - Influence de l'indice et du bruit	51
IV.4.a : Méconnaissance de l'indice de réfraction	51
IV.4.b : Bruit des mesures	52
CONCLUSION	55
TABLEAUX	59
FIGURES	

CHAPITRE III : RESULTATS DES CAMPAGNES DE MESURE	63
INTRODUCTION	65
I - PRESENTATION DES RESULTATS	67
I.1 - Campagne E.C.L.A.T.S.	67
I.2 - Campagne de Février	69
I.3 - Mesures du Chiran	70
II - VALIDATION PAR DES MESURES ANNEXES	71
II.1 - Campagne E.C.L.A.T.S.	71
II.2 - Campagne de Février	73
II.3 - Mesures du Chiran	75
CONCLUSION	77
TABLEAUX	79
FIGURES	
CONCLUSION	81
BIBLIOGRAPHIE	87

introduction

Les aérosols affectent de façon plus ou moins importante le rayonnement atmosphérique. L'amplitude de cet effet dépend des caractéristiques optiques des aérosols et en particulier de leur épaisseur optique dont la détermination classique est basée sur la mesure de la transmission du rayonnement solaire direct.

Les mesures de l'épaisseur optique ont été initialement développées au laboratoire d'optique atmosphérique (L.O.A.) par Viollier et al. (1979) dans le cadre des corrections atmosphériques. Pour ces études, les mesures étaient limitées au domaine spectral visible et l'épaisseur optique mesurée associée à un modèle standard d'aérosols fournissait l'effet perturbateur de l'atmosphère.

L'extension des mesures d'extinction au domaine spectral proche infra-rouge correspondait au souci de mieux décrire la granulométrie des aérosols. C'est cette finalité que nous envisageons dans ce travail.

L'épaisseur optique de l'atmosphère est obtenue à partir des mesures de l'extinction du rayonnement solaire direct. Le chapitre I sera d'abord consacré à cette mesure : description des appareils utilisés, protocole de mesures, problèmes techniques rencontrés et dépouillement des mesures. De l'épaisseur optique totale, on déduira après soustraction de la diffusion moléculaire et de l'absorption, la composante aérosol à corriger éventuellement de la contamination du flux diffus résultant de l'ouverture angulaire des appareils de mesures.

De façon annexe, nous aborderons la détermination du contenu en vapeur d'eau dans la bande d'absorption autour de $0,940 \mu\text{m}$ où absorption et diffusion par les aérosols sont combinées.

Les méthodes d'inversion de l'épaisseur optique seront abordées dans le chapitre II. Parmi les méthodes d'inversion disponibles, on retiendra d'une part celle proposée par Box (1976) et d'autre part

celle proposée par King (1978). Dans la méthode de Box, la granulométrie sera décrite par une loi de distribution donnée dont on cherchera les paramètres permettant de restituer les mesures. Dans la méthode de King, la granulométrie sera discrétisée et le système linéaire associé aux mesures multispectrales de l'épaisseur optique sera résolu en tenant compte des incertitudes des mesures.

Le troisième chapitre sera une présentation de différentes campagnes de mesures. Parallèlement, au dépouillement des épaisseurs optiques, on recherchera une confirmation des granulométries inversées sur l'ensemble des mesures annexes disponibles : néphélogéométrie, polarisation et mesures des flux.

chapitre 1.

détermination de l'épaisseur

optique des aérosols

I N T R O D U C T I O N

On se propose dans ce chapitre de traiter des problèmes liés à la détermination de l'épaisseur optique des aérosols à partir de la mesure classique de l'atténuation du rayonnement solaire direct. Après un bref rappel des notions nécessaires à ce problème, on donnera la description des deux radiomètres utilisés au laboratoire : visible et proche infra-rouge, avec une première difficulté à résoudre, liée à la dérive en température du détecteur proche infra-rouge.

La détermination de l'épaisseur optique de l'atmosphère se fera à l'aide du tracé de la droite de Bouguer-Langley. La soustraction des composantes moléculaires et d'absorption donnera alors l'épaisseur optique des aérosols. Parallèlement, on évaluera l'importance perturbatrice du flux diffus et on cherchera par ailleurs à estimer l'incertitude des mesures.

Deux filtres du radiomètre visible, centrés à $0,940 \mu\text{m}$ dans la bande d'absorption de H_2O , sont destinés à une mesure différentielle de la vapeur d'eau. Cette mesure ne nous concerne pas directement on a malgré tout abordé le problème de la mesure du contenu en vapeur d'eau à l'aide d'un seul filtre centré à $0,940 \mu\text{m}$, le couplage avec la mesure du contenu en aérosols se faisant par la perturbation qu'ils apportent sur la mesure de la transmission de la vapeur d'eau.

I - RAPPELS ET DEFINITIONS DES GRANDEURS UTILISEES

On s'intéresse uniquement aux grandeurs monochromatiques associées au rayonnement dans un intervalle de longueur d'onde petit $\Delta\lambda$.

I.1 - GRANDEURS ENERGETIQUES

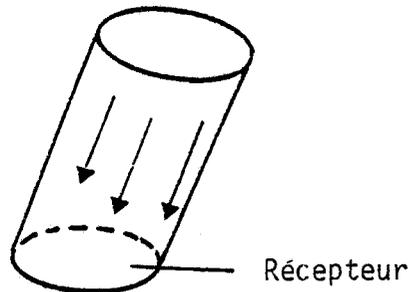
I.1.a : Flux énergétique

C'est l'énergie totale émise par une source, transportée par un faisceau ou reçue par une surface sous forme de rayonnement monochromatique par unité de temps. Le flux monochromatique ϕ_λ s'exprime en $W \mu m^{-1}$.

I.1.b : Eclairement énergétique

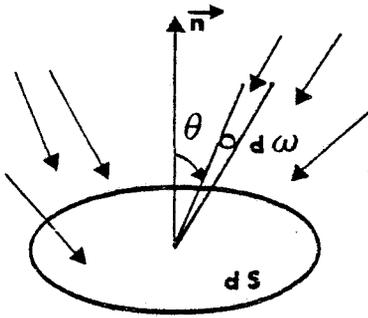
Si un élément de surface dS reçoit le flux énergétique $d\phi_\lambda$ transporté par le rayonnement, l'éclairement monochromatique E_λ de dS est le flux $d\phi_\lambda$ par unité de surface soit :

$$E_\lambda = \frac{d\phi_\lambda}{dS} \quad (Wm^{-2}\mu m^{-1}) \quad (I-1)$$



I.1.c : Luminance énergétique

Soit dE_λ la contribution à l'éclairement E_λ résultant de l'illumination de l'élément de surface dS par un champ de rayonnement diffus provenant de plusieurs directions. Si on considère un petit angle solide $d\omega$ dans une direction faisant l'angle θ avec la normale à dS , la luminance monochromatique L_λ du rayonnement associé est définie par :



$$L_{\lambda} = \frac{dE_{\lambda}}{d\omega \cos \theta} \quad (\text{Wm}^{-2} \text{sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1}) \quad (\text{I-2})$$

I.2 - PARAMETRES OPTIQUES DE L'ATMOSPHERE

I.2.a : Coefficient d'extinction total $\sigma_{e\lambda}$

Soit un flux énergétique ϕ_{λ} transporté dans un faisceau parallèle tombant sur un milieu d'épaisseur dx . S'il existe dans ce milieu des particules ou des molécules, une partie du flux sera perdue soit par diffusion soit par absorption. Le flux $d\phi_{\lambda}$ éliminé du faisceau est proportionnel à ϕ_{λ} et au parcours élémentaire dx on a :

$$d\phi_{\lambda} = - \sigma_{e\lambda} \phi_{\lambda} dx \quad (\text{I-3})$$

où $\sigma_{e\lambda}$ (m^{-1}) est le coefficient d'extinction total du milieu qui caractérise globalement l'atténuation totale du faisceau direct.

I.2.b : Épaisseur optique τ_{λ}

Dans le cas de l'atmosphère, le coefficient d'extinction monochromatique dépend de l'altitude z . L'épaisseur optique comptée à partir du sommet de l'atmosphère est définie au niveau du sol par :

$$\tau(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_e(\lambda, z) dz \quad (\text{I-4})$$

$\tau(\lambda)$ sans dimension est l'épaisseur optique totale de l'atmosphère. Dans la suite on omettra λ afin d'alléger l'écriture.

I.3 - CONSTITUANTS ATMOSPHERIQUES

La présence des constituants atmosphériques atténue le rayonnement solaire dans sa traversée de l'atmosphère. Les pertes d'énergie correspondent à trois phénomènes : absorption par les constituants gazeux, diffusion par les molécules de l'air et diffusion par les aérosols dont l'absorption est faible surtout dans le visible.

I.3.a : Constituants gazeux

Dans l'intervalle spectral 0,4 à 2,2 μm qui nous intéresse, l'absorption des constituants gazeux sera autant que possible évitée en faisant des mesures en dehors des bandes spectrales les plus intenses soit : les bandes de la vapeur d'eau (H_2O) principal absorbant atmosphérique au-delà de 0,7 μm et la bande d'oxygène (O_2) étroite mais intense vers 0,76 μm . Il restera alors la contribution faible de la bande du gaz carbonique (CO_2) d'abondance constante dans la fenêtre 1,6 μm , la bande d'absorption de l'ozone (O_3) entre 0,55 et 0,65 μm et la bande d'absorption de H_2O vers 2,2 μm .

Les figures (I-1-a) et (I-1-b) montrent respectivement pour les intervalles spectraux 0,4 à 1 μm et 0,8 à 2,4 μm , le spectre du produit des transmissions gazeuses à la verticale de ces différents constituants gazeux. L'absorption de ces gaz dépend de leur coefficient d'absorption σ_a et de leur concentration U_a dont les valeurs retenues correspondent à une situation d'été pour les latitudes moyennes (modèle midlatitude summer) (Selby et al. 1972). L'absorption a été calculée au moyen du programme LOWTRAN (KNEIZYS, 1980).

I.3.b : Diffusion moléculaire

Une partie du rayonnement diffusé dans l'atmosphère est due à la présence des molécules de l'air. Il s'agit de la diffusion moléculaire ou diffusion Rayleigh dont l'expression est bien connue. L'épaisseur optique pour cette diffusion est caractérisée par la longueur d'onde du rayonnement. La contribution est calculée ici à toute longueur d'onde par la formule d'interpolation (Deschamps et al. 1983).

$$\tau_R(\lambda) = \frac{A}{\lambda^4} + \frac{B}{\lambda^5} + \frac{C}{\lambda^6} \quad (I-5)$$

Avec $A = 84,35 \cdot 10^{-4} (\mu\text{m})^4$; $B = -1,225 \cdot 10^{-4} (\mu\text{m})^5$ et $C = 1,41 \cdot 10^{-4} (\mu\text{m})^6$.
Le coefficient de diffusion moléculaire étant proportionnel à la densité des molécules à l'altitude z , $\tau_R(\lambda)$ peut éventuellement être corrigée des effets d'altitude par le rapport P/P_0 soit :

$$\tau_R(\lambda, P) = \tau_R(\lambda) P/P_0 \quad (I-6)$$

où P_0 est la pression standard au niveau de la mer et P la pression au niveau d'observation.

I-3-c : Les aérosols

Les aérosols sont des constituants de l'atmosphère dont les origines sont multiples et de ce fait leur abondance et leurs propriétés optiques sont variables. La présence de ces particules dans l'atmosphère contribue de façon plus ou moins importante à l'extinction du rayonnement solaire incident par diffusion et absorption. L'amplitude de cet effet dépend de la répartition des particules $n(r, z)$ en fonction de leur rayon et de l'altitude z . Elle dépend aussi de leur nature par l'intermédiaire de l'indice de réfraction éventuellement complexe dont les valeurs extrêmes plausibles sont pour la partie réelle 1,33 et 1,55 correspondant respectivement à des aérosols saturés en eau et en SiO_2 (Mc Clatchey et al. 1972).

Dans cette étude, les aérosols sont assimilés à des particules sphériques et homogènes , hypothèse couramment utilisée, ce qui nous permet à partir de la théorie électromagnétique de Mie de relier l'épaisseur optique des aérosols à leur distribution granulométrique

$$\tau_A(\lambda) = \int_0^\infty \int_0^\infty \pi r^2 Q_{\text{ext}}\left(\frac{2\pi r}{\lambda}, m(z)\right) n(r, z) dr dz \quad (I-7)$$

où $\pi r^2 Q_{\text{ext}}\left(\frac{2\pi r}{\lambda}, m(z)\right)$ est la section d'extinction dépendant de l'indice de réfraction m des particules et du paramètre de Mie $\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}$.

La dépendance en altitude de l'épaisseur optique des aérosols $\tau_A(\lambda)$ dans l'équation (I-7) apparaît à la fois sur la distribution en dimension et sur l'indice des particules. Dans les situations continentales observées, la majeure contribution de $\tau_A(\lambda)$ est troposphérique. On suppose de plus que l'indice m des particules est constant en fonction de l'altitude ; des variations de m sont cependant possibles par les mécanismes de condensation de la vapeur d'eau (HÄNEL, 1983), mais très négligeables si on s'intéresse aux brumes sèches. L'épaisseur optique des aérosols ne dépend alors que de la granulométrie moyenne intégrée sur toute l'atmosphère soit :

$$n(r) = \int_0^{\infty} n(r,z) dz \quad (\text{I-8})$$

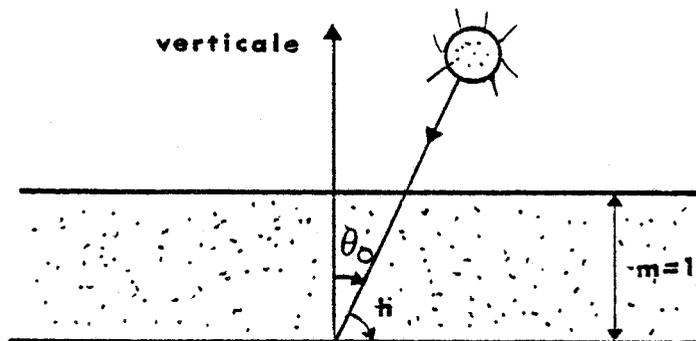
L'équation (I-7) s'écrit alors :

$$\tau_A(\lambda) = a \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{\text{ext}}\left(\frac{2\pi r}{\lambda}, m\right) n_0(r) dr \quad (\text{I-9})$$

avec $n_0(r)$ la distribution normalisée et a l'abondance totale.

I.4 - MASSE D'AIR

Considérons l'atmosphère comme une couche plane ; la masse d'air est l'épaisseur relative d'air traversée par les rayons solaires avant de parvenir au sol ; unitaire pour un soleil au zénith (soleil à la verticale d'observation)



Pour une hauteur h du soleil, la masse d'air est donnée par :

$$m = \frac{1}{\mu_0} \quad ; \quad \mu_0 = \cos \theta_0 \quad (I-10)$$

En fait cette approximation n'est valable que pour des hauteurs du soleil correspondant à $\theta_0 < 70^\circ$; mais pour $\theta_0 > 70^\circ$, on doit tenir compte de la courbure de la terre et de celle des rayons lumineux liée à la variation de l'indice de l'air. Différentes formules sont alors utilisées pour déterminer la masse d'air m , suivant les auteurs. Le tableau (I-1) donne pour $\theta_0 > 70^\circ$ les valeurs de m correspondantes. A part $m_1 = \frac{1}{\mu_0}$ qui néglige la courbure de la terre et celle des rayons lumineux, les autres formules donnent approximativement les mêmes valeurs de la masse d'air m .

I.5 - DROITES DE BOUGUER-LANGLEY

L'atténuation du rayonnement solaire direct à différentes longueurs d'onde λ s'exprime suivant les lois exponentielles de transmission ; soit en absence d'absorption :

$$E(\lambda) = E_0(\lambda) \exp[-\tau(\lambda)m] \quad (I-11)$$

où $E(\lambda)$ est l'éclairement solaire direct mesuré au sol à l'aide des radiomètres multispectraux décrits plus loin. $E_0(\lambda)$ est l'éclairement solaire hors atmosphère corrigé des variations de la distance Soleil-Terre, $\tau(\lambda)$ l'épaisseur optique totale de l'atmosphère et m la masse d'air traversée. En passant aux logarithmes, on a :

$$\text{Log } E(\lambda) = -\tau(\lambda)m + \text{Log } E_0(\lambda) \quad (I-12)$$

Si l'état de l'atmosphère reste inchangé pendant la durée des mesures, la masse d'air variant, on peut tracer sur une échelle semi-logarithmique les droites de Bouguer-Langley (I-12) et une régression linéaire permet alors de déterminer $\tau(\lambda)$, pente de la droite de Bouguer-Langley, et $E_0(\lambda)$ l'ordonnée à l'origine obtenue par interpolation à $m = 0$

II - APPAREILLAGE

Pour déterminer l'épaisseur optique des aérosols, deux radiomètres multispectraux sont utilisés. Ils mesurent l'éclairement solaire direct au sol en fonction de la hauteur du soleil et pour différentes longueurs d'onde λ . L'un est limité au domaine visible par le détecteur au silicium utilisé. Ce radiomètre a été complété par un radiomètre proche infra-rouge, qui peut éventuellement couvrir le visible. Dans ce paragraphe, on se propose de décrire ces appareils et de traiter des problèmes qu'ils ont posés.

II.1 - DESCRIPTION DES RADIOMETRES VISIBLE ET PROCHE INFRA-ROUGE

Le radiomètre visible (R.VIS) était initialement destiné aux corrections atmosphériques avec une couverture en longueur d'onde (0,443 à 0,678 μm) adaptée à la couleur de l'océan (Viollier, 1980). Le radiomètre proche infra-rouge (R.PIR), 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 (I-2). 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 (I-3) donne le champ de l'appareil mesuré par balayage horizontal sur le soleil à $\lambda = 0,850 \mu\text{m}$; 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 ordinateur HP 9815. Le déclenchement est manuel, avec une durée totale de traitement de l'ordre de dix secondes.

Le radiomètre proche infra-rouge (R.PIR) comporte une seule voie recevant le rayonnement solaire (figure I-2), placée sur la même monture que le R.VIS. Le champ angulaire est défini par un diaphragme d'entrée et par la surface du détecteur. Il a été réduit après la campagne E.C.L.A.T.S. de $2^{\circ}45'$ à $2^{\circ}20'$, et a été modifié le 28.02.1983 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 R.VIS (figure (I-4)) pour $\lambda = 1,58 \mu\text{m}$. La roue porte filtre identique à celle du R.VIS intercepte le faisceau direct avec une vitesse de rotation de sept tours/seconde. La chaîne de traitement est également identique à celle du R.VIS avec, après amplification, conversion des données en analogique (VI ; figure (I-2)) et acquisition sur le calculateur HP 9815.

II.2 - CHOIX DES FILTRES

Les radiomètres multispectraux visible et proche infra-rouge sont destinés à des mesures de l'épaisseur optique des aérosols, les filtres sont choisis en dehors des bandes spectrales les plus intenses correspondant aux phénomènes d'absorption des constituants gazeux de l'atmosphère, à l'exception des deux filtres centrés sur $\lambda = 0,94 \mu\text{m}$ qui permettent une mesure différentielle de la vapeur d'eau (Frouin et al. 1984).

Cinq canaux du R.VIS répartis entre $0,443 \mu\text{m}$ et $0,850 \mu\text{m}$, sont destinés à la mesure des aérosols. Lors de la Campagne E.C.L.A.T.S. ces canaux étaient centrés sur les longueurs d'onde : $0,443$; $0,525$; $0,550$; $0,600$ et $0,678 \mu\text{m}$. La répartition depuis a été modifiée, la configuration actuelle des filtres est donnée tableau (I-2). Les longueurs d'onde de R.PIR correspondent aux fenêtres atmosphériques ; soit : $0,865$; $1,04$; $1,25$; $1,58$ et $2,2 \mu\text{m}$. Le détecteur du R.PIR restant sensible aux courtes longueurs d'onde λ , trois filtres centrés à $0,451$; $0,550$ et $0,650 \mu\text{m}$ sont actuellement utilisés pour comparer les mesures des deux radiomètres. La configuration des filtres utilisés est donnée tableau (I-2) et les figures (I-1-a) et (I-1-b) représentent les fonctions de transmission de ces filtres.

II.3 - REGULATION EN TEMPERATURE DU DETECTEUR PROCHE INFRA-ROUGE

Les variations spectrales de la réponse du détecteur au silicium du radiomètre visible en fonction de la température entre 0,4 et 0,9 μm sont négligeables. Par contre le radiomètre proche infra-rouge a un détecteur sensible à la température. La figure (I-5) donne la courbe de réponse du détecteur au Pbs utilisé en fonction de la température. La température de fonctionnement du détecteur Pbs est de 260°K, elle est obtenue à l'aide d'un module Peltier de refroidissement.

Malheureusement, on a constaté lors de la campagne E.C.L.A.T.S. d'importantes dérives en température du détecteur du R.PIR dont un exemple est illustré par la figure (I-6) qui représente les variations du flux mesuré par les deux radiomètres en fonction de la masse d'air pour une journée de mesure, le 20 Novembre 1980 à NIAMEY et ceci à deux longueurs d'onde : 0,525 μm du R.VIS et 1,04 μm du R.PIR. On remarque que le flux mesuré à 1,04 μm n'est pas linéaire mais diminue progressivement avec la masse d'air m . Ceci ne correspond pas à un effet atmosphérique (on n'a pas constaté de diminution équivalente du flux mesuré à $\lambda = 0,525 \mu\text{m}$) mais à une diminution de la sensibilité du détecteur du radiomètre proche infra-rouge en fonction de la température. Cette dérive de la température à deux conséquences importantes sur les droites de Bouguer-Langley :

- Les pentes sont plus faibles, les épaisseurs optiques ainsi déterminées dans le proche infra-rouge sont sous-estimées, ce qui explique le décalage systématique entre les mesures du radiomètre visible et celles du radiomètre proche infra-rouge observé lors de la campagne E.C.L.A.T.S. et de la série de mesures effectuées à Lille sur le toit du laboratoire en Février 1983 (Balois et al. 1983). La figure (I-7) en donne un exemple.

- L'interpolation à $m = 0$ à chaque longueur d'onde λ du radiomètre proche infra-rouge ne donne pas un flux solaire hors atmosphère constant pour les jours stables. Le tableau (I-3) montre, que pour $\lambda = 1,04 \mu\text{m}$, les valeurs de $E_0(\lambda)$ peuvent varier jusqu'à 30% ; cette variation est constatée pour tous les canaux du R.PIR ce qui n'est pas

le cas du R.VIS pour lequel $E_0(\lambda)$ est assez stable pour tous les canaux ; la variation est inférieure à 5% et notamment à $\lambda = 0,525 \mu\text{m}$, tableau (I-3).

On a mesuré la dérive du signal en fonction de la température, à l'aide d'une lampe d'intensité constante, pour trois températures différentes du détecteur : 268 ; 260 et 253°K ; et ceci pour tous les canaux de R.PIR à l'exception du canal centré à 0,865 μm pour lequel le signal est trop faible pour être mesuré. Le tableau (I-4) donne les rapports des signaux mesurés $\phi(T)/\phi(260^\circ\text{K})$; sensiblement constant quelle que soit la longueur d'onde. On a donc pour une longueur d'onde λ donnée et pour une dérive ΔT de la température du détecteur la relation sur les intensités mesurées ϕ

$$\phi(\lambda, T) = \alpha\left(\frac{T}{T_0}\right) \phi(\lambda, T_0) \quad (\text{I-13})$$

où $\alpha\left(\frac{T}{T_0}\right)$ est indépendante de λ . Pour deux longueurs d'onde différentes λ et λ' du R.PIR, le rapport des signaux mesurés :

$$\frac{\phi(\lambda, T)}{\phi(\lambda', T)} = \frac{\phi(\lambda, T_0)}{\phi(\lambda', T_0)} = \frac{E_0(\lambda)}{E_0(\lambda')} \exp[-m(\tau(\lambda) - \tau(\lambda'))] \quad (\text{I-14})$$

est en première approximation indépendant de la température. Le tracé des droites de Bouguer-Langley appliqué à ce rapport donnera alors la variation de l'épaisseur optique entre les deux longueurs d'onde considérées. Pour les jours stables, ces tracés présentent alors une faible dispersion par rapport à la droite de régression linéaire et on retrouve pour le rapport $E_0(\lambda)/E_0(\lambda')$, une variation du même ordre de grandeur que celle des $E_0(\lambda)$ déterminée avec le radiomètre visible ; ainsi que l'illustre le tableau (I-3) à partir des rapports des flux à $\lambda = 0,865$ et $\lambda = 1,04 \mu\text{m}$.

La correction des mesures infra-rouge est alors envisagée de la façon suivante :

- Les mesures de l'épaisseur optique obtenues à l'aide du radiomètre visible sont extrapolées à $\lambda = 0,865 \mu\text{m}$, première longueur d'onde du domaine proche infra-rouge du R.PIR.

- La variation de l'épaisseur optique entre $0,865 \mu\text{m}$ et les autres filtres du R.PIR est obtenue par le rapport des flux correspondants et le recalage à $\lambda = 0,865 \mu\text{m}$ permet la détermination des épaisseurs optiques.

Ce type de correction a été retenu pour les mesures faites avant qu'une nouvelle régulation en température soit réalisée par l'addition d'un étage au module Peltier. La figure (I-8) représente après amélioration la variation de la température du détecteur du radiomètre PIR en fonction de l'heure pour deux séries de mesures différentes : l'une au Chiran (Haute Provence) en Avril 1983 et l'autre à Lille en Juin 1983. On constate une stabilisation en température à mieux de $0,4^\circ\text{C}$ pour chaque journée de mesure. D'autre part, cette mesure de température de fonctionnement du détecteur permet une correction systématique du signal. La variation spectrale de l'épaisseur optique ne présente plus de décalage entre les mesures du radiomètre visible et celles du radiomètre proche infra-rouge ainsi que l'illustre la figure (I-9). On notera pour les deux campagnes de mesures (Chiran et Lille) que la température du détecteur du radiomètre proche infra-rouge se stabilise autour de 270°K (figure 8) légèrement supérieure à la température de fonctionnement du détecteur au Pbs (250°K).

III - METHODE DE MESURE

Faute de posséder des radiomètres calibrés et suffisamment stables d'une campagne à l'autre, la détermination des épaisseurs optiques est systématiquement abordée par le tracé des droites de Bouguer-Langley. La mesure débute à une hauteur du soleil de 10° . L'acquisition est rapide, toutes les deux minutes pour les masses d'air élevées, qui varient assez vite. Elle est de dix minutes pour des masses d'air inférieures à 4.

Durant une campagne de mesures, on choisira les jours les plus stables pour effectuer la calibration des radiomètres. La stabilité du jour est jugée par l'observateur par l'absence totale de nuage et par une visibilité au sol constante et se traduit sur le tracé de la droite de Bouguer-Langley par une faible dispersion des points de mesures autour de la droite de régression linéaire. Dispersion qui est à attribuer à la variabilité des aérosols le long de la journée qu'au bruit de mesure ici négligeable. Les faibles variations de $E_0(\lambda)$ obtenues au cours d'une campagne permettent sans doute d'éliminer l'hypothèse avancée par différents auteurs (Shaw 1976-1983 ; Tomasi et al, 1983) d'une variation continue de l'épaisseur optique n'affectant pas la linéarité du tracé des droites de Bouguer mais pouvant fausser la calibration.

La calibration faite, pour les jours moins stables, on tracera les épaisseurs optiques instantanées. La figure (I-10) en donne un exemple pour deux situations différentes à Niamey : le 3 Décembre 1980 est un jour stable et clair utilisé pour la calibration, alors que le 9 Décembre 1980 l'épaisseur optique varie et notamment à partir de 9 heures. Pour ces périodes instables d'une journée, il est souvent difficile d'analyser l'origine des variations de la turbidité : modification de l'abondance des aérosols, autre génération d'aérosols, voiles de cirrus. Des mesures d'accompagnement (en particulier d'auréole, avec l'avantage de sonder les mêmes masses d'air), permettraient une discrimination de l'origine de ces variations de la turbidité. En leur absence, on ne retiendra que la partie stable de la journée avec son épaisseur optique moyenne et l'écart quadratique traduisant le bruit de mesure et surtout la variabilité en aérosols.

IV - OBTENTION DE L'ÉPAISSEUR OPTIQUE DES AÉROSOLS

On caractérise ici les aérosols par l'intermédiaire de leur épaisseur optique $\tau_A(\lambda)$. Pour cela, il est nécessaire de soustraire de l'épaisseur optique mesurée $\tau(\lambda)$ toute contribution autre que celle

des aérosols et notamment la diffusion Rayleigh $\tau_R(\lambda)$ et l'absorption gazeuse soit :

$$\tau_A(\lambda) = \tau(\lambda) - \tau_R(\lambda) - \tau_G(\lambda) \quad (I-15)$$

On donnera les différentes corrections et les incertitudes qui en résultent.

IV.1 - CORRECTION DE LA DIFFUSION RAYLEIGH

Nous avons vu (paragraphe I.3) que la diffusion Rayleigh est bien connue et que son épaisseur optique au niveau de la mer est facilement calculable à toute longueur d'onde λ (relation I-5) et peut-être facilement corrigée des effets de pression au niveau d'observation (relation I-6). Cependant le calcul de l'épaisseur optique Rayleigh en un lieu donné, au niveau de la mer est fonction d'un certain nombre de paramètres ; chacun de ces paramètres introduit une erreur dans la détermination de $\tau_R(\lambda, P_0)$. La source majeure d'erreur de 0,7%, (Deschamps et al 1983) est liée au facteur de dépolarisation mal connu auquel s'ajoute une autre erreur de 0,27% (Hoyt, 1977) correspondant aux variations de $\tau_R(\lambda, P_0)$ suivant la latitude et la saison d'observation. $\tau_R(\lambda, P_0)$ est donc connu à 1% près soit une incertitude $\Delta\tau_R = 0,002$ à $\lambda = 0,443 \mu\text{m}$. Le tableau (I-5) donne $\Delta\tau_R$ pour les autres longueurs d'onde utilisées.

IV.2 - CORRECTION DE L'ABSORPTION GAZEUSE

Pour le radiomètre visible (figure I-1-a) seule intervient autour de $0,6 \mu\text{m}$ l'absorption par l'ozone, $\tau_{O_3}(\lambda)$, calculable à partir de sa concentration donnée en fonction de la latitude et de la saison (Robinson, 1966) et du coefficient d'absorption de l'ozone (Handbook). Pour une période et un lieu d'observation donnés, les fluctuations journalières de la concentration en ozone sont inférieures à 10 pour cent (London et al. 1976) ce qui se traduit par une incertitude $\Delta\tau_{O_3} = 0,012$ à $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$. Le tableau (I-5) donne $\Delta\tau_{O_3}$ à toutes les longueurs d'onde utilisées.

Quant au radiomètre proche infra-rouge, certains filtres sont plus ou moins entachés soit de la vapeur d'eau (canal 2,2 μm) soit de gaz carbonique (canaux 1,25 et 1,58 μm); voir figure (I-1-b).

L'absorption par la vapeur d'eau nécessite une correction qui peut être calculée à partir des courbes de transmission des filtres, des profils de température et de pression standards et du contenu moyen en vapeur d'eau. Pour la campagne E.C.L.A.T.S., les mesures du canal 2,2 μm n'ont pas été exploitées vu leur décalage systématique dépendant du contenu en vapeur d'eau et de sa variabilité. On verra plus loin comment estimer le contenu en vapeur d'eau et utiliser les mesures du canal 2,2 μm .

De la même manière, on peut calculer l'absorption par le gaz carbonique à partir de sa concentration constante. Le canal 1,58 μm est le plus affecté par le CO_2 , l'absorption, $\tau_{\text{CO}_2}(\lambda)$ correspondante est de 0,026, corrigée éventuellement des effets de pression par le rapport P/P_0 où P est la pression au niveau d'observation et P_0 (= 1013 mb) est la pression au niveau de la mer. La concentration en CO_2 étant constante, 330 ppm, l'incertitude résultante est négligeable. Les mesures du canal 1,25 μm présentent un décalage systématique important par rapport aux mesures des autres canaux. Ce décalage ne s'explique pas par la contribution faible du CO_2 , de l'ordre de 0,01, ni par la définition de la fonction de transmission du filtre dont les caractéristiques ont été vérifiées à l'aide d'un spectrographe. Il est vraisemblable que ce décalage résulte d'une lumière parasite provenant du montage du filtre sur la roue porte-filtre. Ce défaut est actuellement remédié, mais on n'a pu utilisé ici ce canal.

IV.3 - INFLUENCE DU FLUX DIFFUS

On a voulu tenir compte ici de la perturbation du flux diffus. Dans l'approximation de diffusion primaire, la luminance du rayonnement est de la forme :

$$L^{(1)}(\tau, \mu_0, \mu) = E_0(\lambda) \exp \left[- \frac{\tau}{\mu_0} \right] \frac{\tau}{\mu_0} \frac{P(\theta)}{4\pi} \quad (\text{I-16})$$

où $P(\theta)$ est la fonction de phase ; l'intégration sur le champ de l'appareil permet d'écrire :

$$\phi_{\text{diff}}^{(1)}(\lambda) = E_0(\lambda) \exp \left[-\frac{\tau}{\mu_0} \right] \frac{\tau}{\mu_0} \frac{A}{2} \quad (\text{I-17})$$

avec $A = \int_{\cos \Omega}^1 \mu P(\mu) d\mu$

où Ω est l'ouverture angulaire du détecteur.

On mesurera alors au total :

$$\phi_{\text{mes}}(\lambda) = E_0(\lambda) \exp \left(-\frac{\tau}{\mu_0} \right) \left[1 + \frac{A}{2} \frac{\tau(\lambda)}{\mu_0} \right] \quad (\text{I-18})$$

soit au premier ordre en $\frac{\tau}{\mu_0}$

$$\phi_{\text{mes}}(\lambda) = E_0(\lambda) \exp \left[-\frac{\tau}{\mu_0} \left(1 - \frac{A}{2} \right) \right] \quad (\text{I-19})$$

ce qui revient à corriger l'épaisseur optique mesurée $\tau^*(\lambda)$ par le terme :

$$R = 1 - \frac{A}{2} \quad (\text{I-20})$$

Box et Deepack (1979) donnent ces termes de corrections pour un ensemble représentatif de granulométries d'aérosols terrestres. On négligera ici la diffusion moléculaire dans le pic de diffraction et on remarquera la faible dépendance spectrale de la fonction de phase des aérosols entraînant l'indépendance spectrale de la correction. On a alors pour le modèle C en r^{-4} , représentatif de la situation continentale, $R = 0,936$ pour une ouverture angulaire de $\Omega = 2^\circ$, correspondant à nos appareils de mesures. Le choix de $\Omega = 2^\circ$ présente un compromis, d'une part, le flux solaire total est mesuré et d'autre part, le flux diffus reste faible. L'incertitude correspondante dépend du modèle choisi pour calculer la correction, elle est inférieure à 6% quand on considère les deux modèles extrêmes de Junge en $r^{-\partial}$ avec $\partial = 3$ et $\partial = 5$, voir tableau (I-5).

Le régime de diffusion primaire est prépondérant en pointe avant. Malgré tout, pour les fortes masses d'air, ou pour des fortes épaisseurs optiques, on a voulu estimer la contribution des diffusions multiples. Pour cela, on utilise une méthode développée par Weiman (Weiman et al. 1975) pour obtenir la luminance :

$$L(\tau, \mu_0, \mu') = C(\tau, \mu_0, \mu') L^{(1)}(\tau, \mu_0, \mu') \quad (I-21)$$

où $C(\tau, \mu_0, \mu')$ dépend essentiellement du paramètre $\frac{\tau}{\mu_0}$. La figure (I-11) représente pour le modèle C et un indice de $n_{1,55}$ les variations de $C(\tau, \mu_0, \mu')$ en fonction du paramètre $\frac{\tau}{\mu_0}$. Pour les visibilités standards ($\tau \approx 0,2$) et une ouverture angulaire inférieure à 2° , la diffusion primaire représente au moins 80% du signal et l'introduction des diffusions multiples est superflue par rapport à l'arbitraire du modèle d'aérosols choisi pour les corrections. L'influence des diffusions multiples ne sera gênante que pour les masses d'air élevées, et ne devrait que peu affecter les pentes des droites de Bouguer-Langley. Plutôt que de traiter les effets résiduels, il serait avantageux de réduire les ouvertures angulaires quitte à mieux soigner la visée du soleil.

Pour illustrer cette étude sur les incertitudes de mesures, on a donné tableau (I-5) les épaisseurs optiques des aérosols mesurées pour deux jours clair (le 3 Décembre 1980) et turbide (le 28 Novembre 1980) de la campagne E.C.L.A.T.S., et les incertitudes résultantes, on a séparé dans ces incertitudes la variabilité en contenu des aérosols ($\Delta\tau_{mes}$), la correction du flux diffus ($\Delta\tau_{diff}$) et les incertitudes totales.

V - DETERMINATION DU CONTENU EN VAPEUR D'EAU

On a vu (tableau I-2) que le radiomètre visible est équipé de deux filtres centrés à $0,940 \mu m$ dans la bande d'absorption de la vapeur d'eau. Le rapport des deux flux correspondants permet une mesure différentielle du contenu en vapeur d'eau (Frouin et al. 1984) en

s'affranchissant de la composante aérosol. Cette dernière étant justement déterminée, on peut aborder la mesure du contenu en vapeur d'eau à l'aide d'un seul filtre.

On donnera d'abord le principe de cette mesure. Puis pour la campagne E.C.L.A.T.S. on comparera les contenus en vapeur d'eau déterminés respectivement par les radio-sondages, par les mesures différentielles et par la mesure du flux direct à 0,940 μm . Enfin, on utilisera ces déterminations pour corriger la mesure à 2,2 μm .

V.1 - MESURE DE LA TRANSMISSION DE LA VAPEUR D'EAU

En tenant compte de l'absorption par la vapeur d'eau, le flux direct monochromatique mesuré à la longueur d'onde λ_0 s'écrit :

$$\phi(\lambda_0) = E_0(\lambda_0) \exp [-\pi\tau(\lambda_0)] t_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda_0) \quad (\text{I-22})$$

Si l'éclairement hors atmosphère $E_0(\lambda_0)$ et l'épaisseur optique $\tau(\lambda_0)$ sont peu variables sur le filtre, la transmission de la vapeur d'eau $t_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda_0)$ est à convoluer par la fonction filtre $f(\lambda)$ soit :

$$t_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda_0) = \frac{\int_0^\infty f(\lambda) E_0(\lambda) \exp [-(u)^\lambda k_\lambda] d\lambda}{\int_0^\infty f(\lambda) E_0(\lambda) d\lambda} \quad (\text{I-23})$$

où u est la quantité totale de vapeur d'eau et k_λ le coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ ; n_λ tient compte de façon approximative des variations du coefficient d'absorption en fonction de la pression et de la température. Le radiomètre n'étant pas calibré, on reprend le tracé des droites de Bouguer en écrivant :

$$\log \phi(\lambda_0) + \pi\tau(\lambda_0) = \log E_0(\lambda_0) - \sqrt{\pi} t_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda_0) \quad (\text{I-24})$$

Dans cette équation on a :

i) supposé l'épaisseur optique d'aérosols $\tau(\lambda_0)$ connue ; elle est déterminée par interpolation sur les mesures à $\lambda = 0,865 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,04 \mu\text{m}$.

ii) défini une épaisseur optique d'absorbant $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda_0)$ correspondant à une masse d'air unité, telle que :

$$t(\lambda_0, m=1) = \exp [- \tau_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda_0)]$$

iii) supposé un régime de raie forte (en racine carrée).

Cette dernière hypothèse est vérifiée (figure (I-12)) en traçant en échelle semi logarithmique la transmission $t(\lambda_0)$ en fonction de \sqrt{u} à l'aide du programme LOWTRAN. La figure (I-12) montre que le régime est tolérable jusqu'à $u \approx 9$; ce qui correspond à une masse d'air extrême de 4,5 pour une quantité standard de vapeur d'eau de 2g/cm^2 .

On a alors tracé pour un jour clair et un jour turbide, les droites de Bouguer correspondantes (équation I-24). L'épaisseur optique soustraite correspond à la moyenne des mesures sur la journée. Pour le jour clair, la régression linéaire est très satisfaisante (figure (I-13a)). La dispersion autour de cette droite, pour le jour turbide (figure I-13b) résulte de la variabilité du contenu en aérosols non prise en compte ici.

Pour chaque jour de mesures, la pente de la droite de Bouguer (équation I-24) donne la transmission de la vapeur d'eau et à l'aide du programme LOWTRAN, on détermine le contenu équivalent u_E , correspondant (figure (I-12)). On notera ici que le LOWTRAN calcule la transmission à un niveau de pression constant. On utilisera ses indications correctives donnant finalement le contenu en vapeur d'eau recherché :

$$u = 1,23 \times u_E$$

V.2 - MESURES COMPARATIVES DU CONTENU EN VAPEUR D'EAU

Pour l'ensemble de la campagne E.C.L.A.T.S., on a donné tableau I-6, les contenus en vapeur d'eau (g/cm^2) correspondant aux trois types de mesures déjà évoqués. Une indication supplémentaire de la turbidité est donnée par la mesure de l'épaisseur optique des aérosols à $\lambda = 0,520 \mu\text{m}$. Le contenu en vapeur d'eau par radiosondage est obtenu à partir des profils de température, de pression et d'humidité de l'atmosphère donnés par les radiosondages effectués à Niamey durant la campagne E.C.L.A.T.S. La mesure différentielle provient directement du rapport des flux correspondant à une masse d'air moyenne de 2 ; rapport préalablement calibré à l'aide de radiosondages.

Les différentes méthodes conduisent à des écarts importants. On notera par ailleurs une surestimation systématique du contenu en vapeur d'eau déterminé à partir de la mesure de la transmission à un seul filtre, y compris les jours clairs pour lesquels la soustraction de la composante aérosol est moins cruciale. Il est malgré tout difficile de définir la crédibilité de chacune des déterminations ainsi que leur précision ; les radiosondages ne présentent qu'une faible précision, répercutée sur la mesure différentielle par l'intermédiaire de sa calibration. Une comparaison extensive des mesures reste à faire. Dans notre détermination du contenu en vapeur d'eau, on a supposé :

i) une définition précise de la fonction filtre que l'on pense avoir obtenue par comparaison de la fonction filtre donnée par le constructeur à celle mesurée à l'aide d'un spectrographe.

ii) une précision du LOWTRAN de l'ordre de 10%

iii) une allure convenable des droites de Bouguer que l'on peut encore améliorer par une soustraction des épaisseurs optiques instantanées.

V.3 - CORRECTION DE LA VAPEUR D'EAU DANS LE CANAL CENTRE A 2,2 μm

Le filtre centré à 2,2 μm est perturbé par l'absorption de H_2O (figure (I-1-b)). La détermination du contenu en vapeur d'eau doit permettre la correction nécessaire, on aura alors :

$$\log \phi(\lambda_0) + \sqrt{m} \tau_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda_0) = \log E_0(\lambda) - m \tau_A(\lambda_0) \quad (\text{I-25})$$

où $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda_0)$ correspond à la transmission moyenne du filtre centré à 2,2 μm dont on a vérifié d'autre part la validité du régime en \sqrt{u} , (figure (I-14)).

Cette correction est appliquée à la mesure de l'épaisseur optique des aérosols dont les variations spectrales sont données (figure (I-15)) pour les deux jours précédemment étudiés. A $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$ on a donné les mesures brutes et corrigées à l'aide de l'équation (I-25) et pour les trois estimations de la vapeur d'eau. Pour le jour turbide, les trois corrections correspondantes donnent des résultats identiques. Pour le jour clair, on ne récupère pas assez la mesure à $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$ par rapport à l'allure de $\tau(\lambda)$ (figure (I-15)). Les transmissions aérosols et vapeur d'eau sont du même ordre de grandeur. La correction de la mesure brute de la vapeur d'eau sera affectée par la détermination peu précise du contenu en vapeur d'eau. D'autre part, la mesure brute de l'extinction reste altérée par la dérive en température du radiomètre proche infra-rouge, même si les corrections décrites plus haut ont été apportées. De ce fait, pour les jours clairs, il nous semble difficile d'utiliser la mesure de l'épaisseur optique des aérosols à $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$. Cette étude semble malgré tout intéressante à poursuivre dans le cadre des corrections atmosphériques liée à l'utilisation d'un canal à 2,2 μm ; et il serait intéressant de reprendre le dépouillement sur l'ensemble des mesures du radiomètre proche infra-rouge correctement régulé en température.

C O N C L U S I O N

En dehors de la description des appareils, on a rappelé le principe de la mesure de l'épaisseur optique, généralement abordée à l'aide du tracé des droites de Bouguer en absence de stabilité des appareils. On a par ailleurs dû affronter un problème particulier lié à la dérive en température du radiomètre proche infra-rouge. Les flux mesurés ont été corrigés en ayant pu déterminer l'impact de cette dérive. Une solution plus satisfaisante a été apportée par une meilleure régulation en température du détecteur.

Les épaisseurs optiques aérosols sont déduites de ces mesures après soustraction des contributions annexes (diffusion moléculaire, absorption), et on s'est attaché à évaluer la précision de la mesure du contenu en aérosols. Cette dernière donnée constituera un facteur important lors des méthodes d'inversion décrites en Partie II.

Le contenu en aérosols étant déterminé sur l'ensemble du spectre visible proche infra-rouge, on a voulu utiliser la mesure de la transmission de la vapeur d'eau à $\lambda = 0,94 \mu\text{m}$. Les principes de cette détermination du contenu en vapeur d'eau ont été donnés et une analyse partielle obtenue sur les mesures d'E.C.L.A. T.S. Une analyse plus extensive devrait valider cette méthode de détermination.

Parallèlement, l'utilisation du canal $2,2 \mu\text{m}$ a été abordée pour la détermination du contenu en aérosols. La très forte contamination de l'absorption par la vapeur d'eau rend délicate cette mesure, du moins pour les abondances standards d'aérosols. Cette mesure répond au souhait de décrire la granulométrie des aérosols vers les plus grosses particules ($r \approx 3 \mu\text{m}$), mais il paraît souhaitable pour cette détermination de recourir aux mesures d'auréoles plus prometteuses dans ce domaine de dimensions.

θ_0	m_1	m_2	m_3	m_4
70°	2,924	2,919	2,904	2,904
74°	3,628	3,612	3,589	3,588
78°	4,810	4,752	4,716	4,716
80°	5,760	5,639	5,598	5,600
85°	11,470	10,337	10,210	10,400

TABEAU I-1 : CALCUL DE LA MASSE D'AIR POUR $\theta_0 \geq 70^\circ$

$$m_1 = 1/\mu_0$$

$$m_2 = \frac{1}{\mu_0 + 0,025 \exp(-11 \mu_0)}$$

établie par Rosenberg (Rosenberg, 1966)

$$m_3 = \frac{1}{\mu_0} - 1,867 \cdot 10^{-3} \left(\frac{1}{\mu_0} - 1\right) - 2,875 \cdot 10^{-3} \left(\frac{1}{\mu_0} - 1\right)^2 - 0,8083 \cdot 10^{-3} \left(\frac{1}{\mu_0} - 1\right)^3$$

cette formule est celle utilisée au L.O.A.

m_4 est tirée des calculs effectués par Bomporad (Perrin Brichambaut)

Lambda (nm)				
(a)	(b)	$\Delta\lambda(\text{\AA})$ à $\tau/2$	T_{max} transmission	constructeur
443		155	0,62	MATRA
	451	171	0,38	SCHOTT
525		80	0,60	MATRA
	550	170	0,37	SCHOTT
600		100	0,72	MATRA
	648	180	0,36	SCHOTT
678		71	0,68	MATRA
850		200	0,36	SCHOTT
	865	250	0,57	IR Industrie
936		17	0,58	MATRA
938		36	0,57	MATRA
	1040	300	0,62	IR Industrie
	1580	550	0,49	"
	2200	720	0,59	"

TABEAU I-2 : Configuration des filtres utilisés par les radiomètres avec leurs caractéristiques (bande passante, transmission et constructeur).

(a) : radiomètre visible

(b) : radiomètre proche infra-rouge

Date	19/11	20/11	21/11	28/11	01/12	02/12	03/12	04/12	05/12
$E_o(0,525)$	3453	3596	3349	3518	3592	3730	3698	3571	3586
$E_o(1,04)$	1178	1353	1202	1537	1128	1124	1142	1123	1052
$\frac{E_o(0,865)}{E_o(1,04)}$	1,031	1,049	1,037	1,074	1,020	1,040	1,025	1,024	1,007

TABLEAU I-3 : Eclairage hors atmosphère pour chaque jour stable de la Campagne E.C.L.A.T.S., pour deux longueurs d'onde : $\lambda = 0,525 \mu\text{m}$ (R.VIS) et $\lambda = 1,04 \mu\text{m}$ (R.PIR) et rapport de l'éclairage solaire à deux longueurs d'onde $\lambda = 0,865$ et $\lambda = 1,04$ du R.PIR

T	$\lambda = 1,04\mu\text{m}$	$\lambda = 1,25\mu\text{m}$	$\lambda = 1,58\mu\text{m}$	$\lambda = 2,2\mu\text{m}$
253°K	1,336	1,339	1,345	1,360
260°K	1	1	1	1
268°K	0,709	0,706	0,704	0,700

TABLEAU I-4 : Rapport des signaux $\frac{\phi(T)}{\phi(260^\circ\text{K})}$ mesurés à l'aide d'une lampe étalon à 3 températures différentes du détecteur $T_1 = 253^\circ\text{K}$; $T_2 = 260^\circ\text{K}$ et $T_3 = 268^\circ\text{K}$.

	τ_R	$\Delta\tau_R$	τ_{0_3}	$\Delta\tau_{0_3}$	$\tau_A(1)$	$\Delta\tau_{diff}(1)$	$\Delta\tau_{mes}(1)$	$\Delta\tau_t(1)$
					$\tau_A(2)$	$\Delta\tau_{diff}(2)$	$\Delta\tau_{mes}$	$\Delta\tau_t(2)$
0,443	0,230	0,002	0,0032	0	{ 0,972	0,058	0,020	0,080
					{ 0,275	0,017	0,005	0,024
0,525	0,115	0,001	0,055	0,006	{ 0,942	0,057	0,023	0,087
					{ 0,229	0,014	0,005	0,026
0,550	0,095	0,001	0,085	0,009	{ 0,916	0,055	0,022	0,087
					{ 0,215	0,013	0,005	0,028
0,600	0,067	0	0,124	0,012	{ 0,906	0,054	0,021	0,087
					{ 0,201	0,012	0,004	0,028
0,678	0,041	0	0,035	0,004	{ 0,859	0,052	0,022	0,078
					{ 0,173	0,010	0,005	0,019
0,865	0,015	0	0	0	{ 0,772	0,046	0,008	0,054
					{ 0,128	0,008	0,006	0,014
1,04	0,007	0	0	0	{ 0,703	0,042	0,008	0,050
					{ 0,115	0,007	0,005	0,012
1,58	0,001	0	0	0	{ 0,494	0,030	0,008	0,038
					{ 0,064	0,004	0,004	0,008

TABLEAU I-5 : Valeurs des incertitudes sur la détermination de l'épaisseur optique des aérosols à toutes les longueurs d'onde utilisées par les deux radiomètres à NIAMEY en Novembre et Décembre 1980

$\tau_A(1)$: Epaisseur optique des aérosols mesurée le 28 Novembre 1980 (jour turbide)

$\tau_A(2)$: Epaisseur optique des aérosols mesurée le 3 Décembre 1980 (jour clair)

Date	$U_{H_2O}^{(RS)}$	$U_{H_2O}^{(diff)}$	$U_{H_2O}^{(0,940)}$	$\tau_A^{(0,520)}$
18 Nov 80	1,12	1,38	1,85	0,752
19 Nov 80	1,57	1,60	2,71	0,440
20 Nov 80	1,98	1,60	2,58	0,480
21 Nov 80	1,02	1,35	2,21	0,384
28 Nov 80	1,64	2,20	3,20	0,935
1 Déc 80	1,38	2,00	3,08	0,263
2 Déc 80	1,88	2,10	3,08	0,309
3 Déc 80	1,60	1,95	2,93	0,231
4 Déc 80	1,33	1,85	2,93	0,272
5 Déc 80	1,31	1,70	2,58	0,195
7 Déc 80	1,37	1,47	2,34	0,233
9 Déc 80		1,50	1,85	0,372

TABLEAU I-6 : U_{H_2O} : Contenus en vapeur d'eau déterminés à partir des radiosondages des mesures différentielles et des mesures de la transmission à $\lambda = 0,940 \mu m$

$\tau_A(0,520)$: Epaisseur optique des aérosols à $\lambda = 0,520 \mu m$.

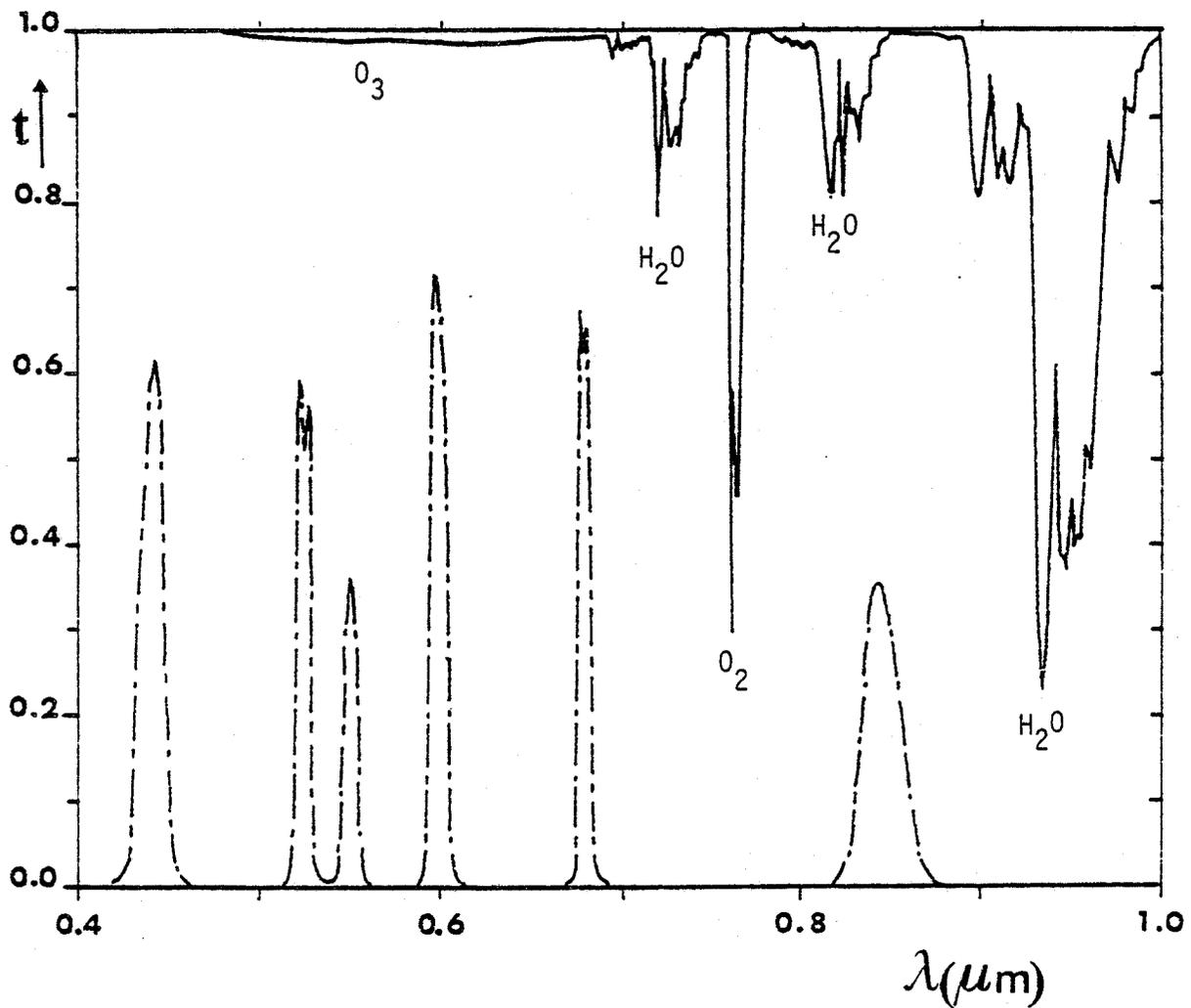


FIGURE I-1-a : Transmission gazeuse à la verticale en situation d'été aux latitudes moyennes (modèle midlatitude summer) pour l'intervalle spectral 0,4 à 1 μm (—). Fonctions de transmission des filtres du radiomètre visible (- . - .)

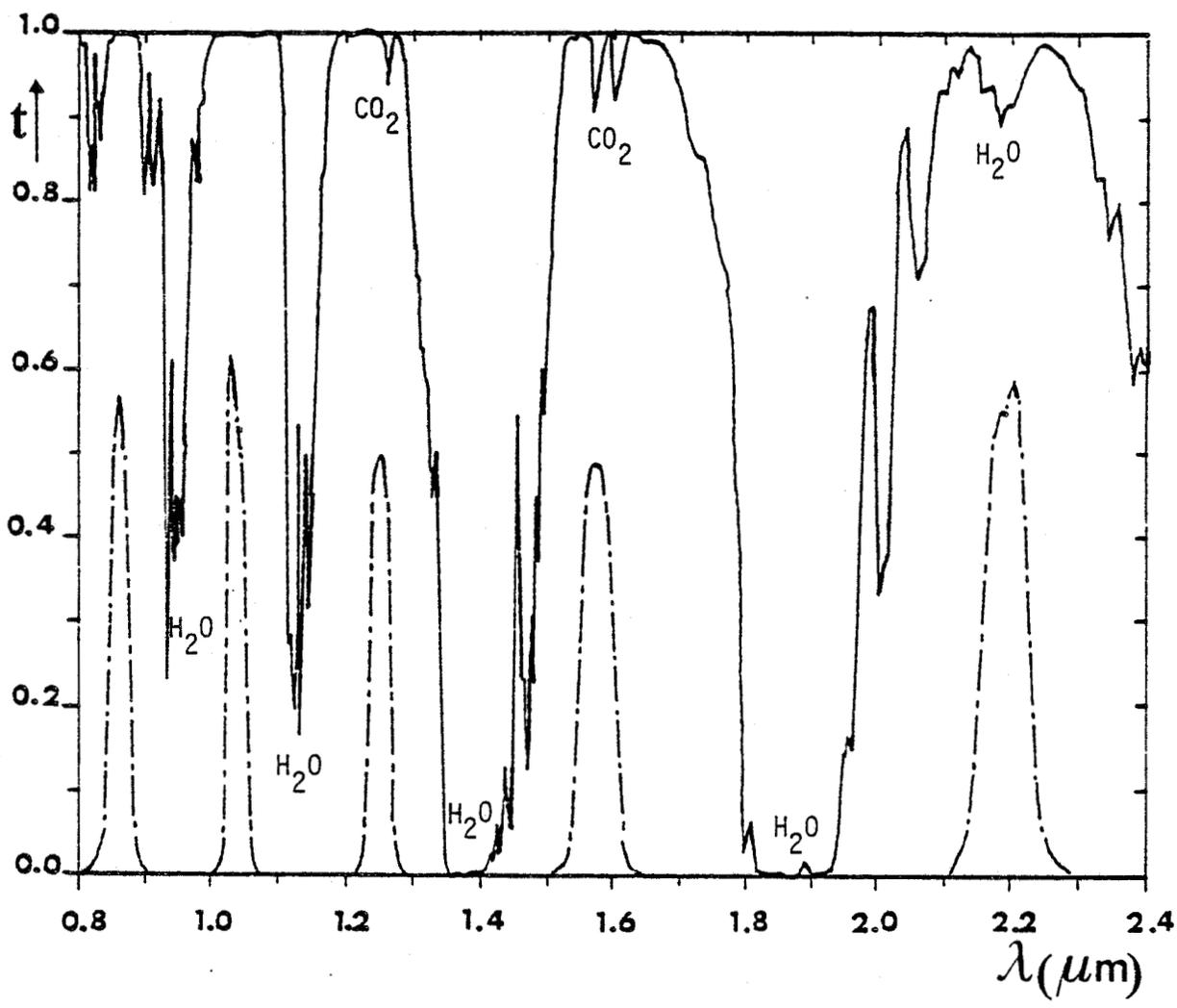


FIGURE I-1-b : Même légende que la figure (I-1-a) mais pour l'intervalle spectral 0,8 à 2,4 μm et pour le radiomètre proche infra rouge.

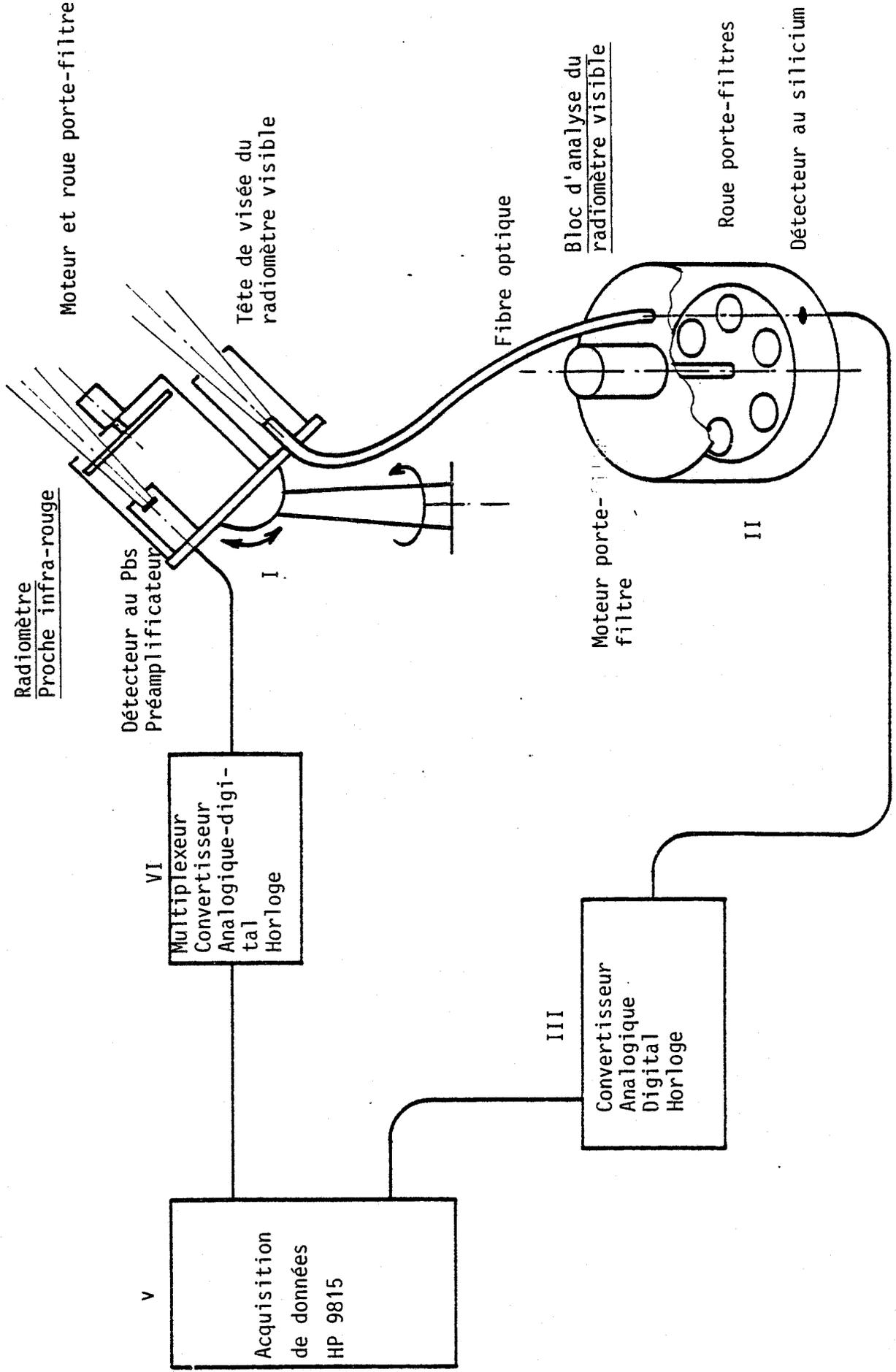


FIGURE I-2 : Description schématique des radiomètres visible et proche infra-rouge.

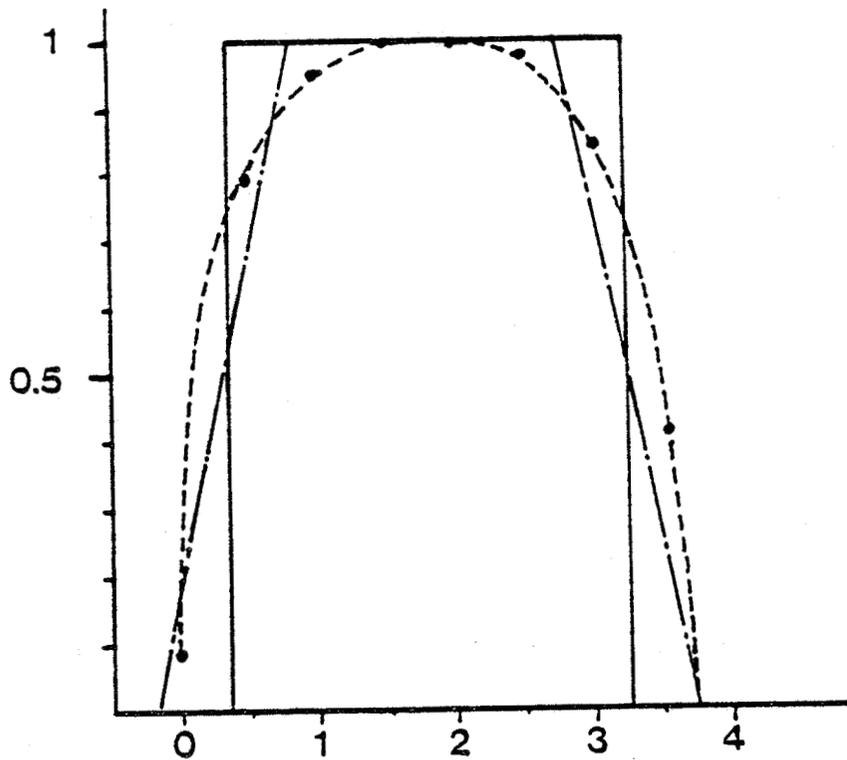


FIGURE I-3 : Ouverture angulaire du radiomètre visible. Champ théorique pour une source d'ouverture angulaire nulle (—) et en tenant compte de l'ouverture angulaire du soleil (- . - .). Mesure du champ à $\lambda = 0,850 \mu\text{m}$, par balayage horizontal du soleil (----)

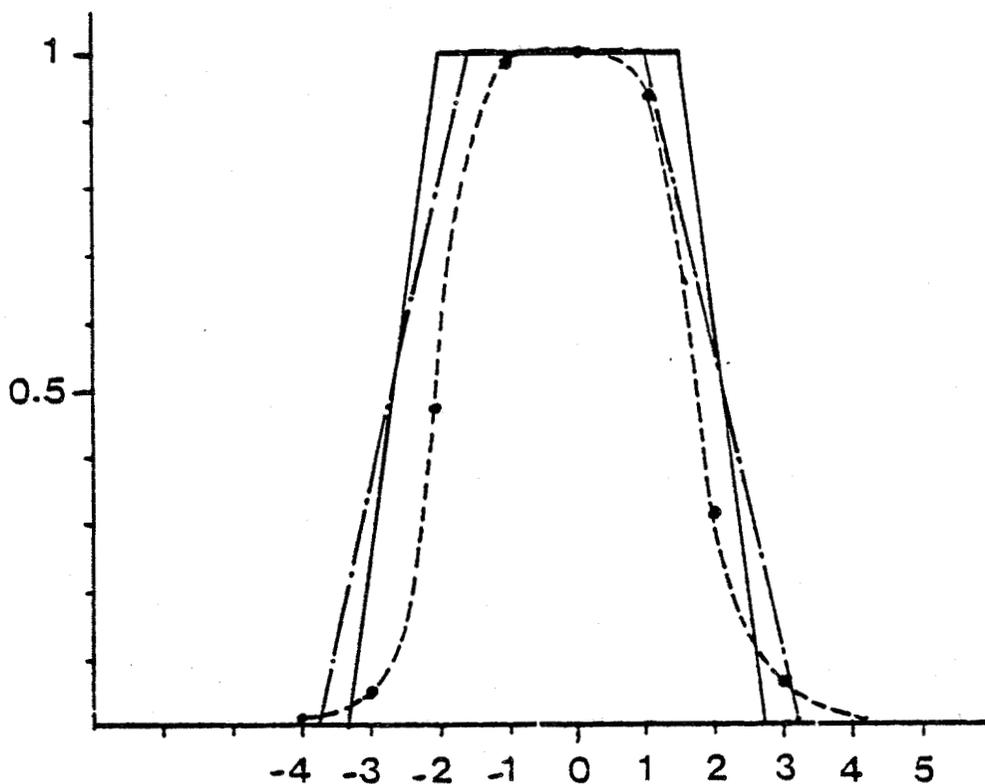


FIGURE I-4 : Même légende que la figure (I-3) mais pour le radiomètre proche infra-rouge. La mesure est à $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$.

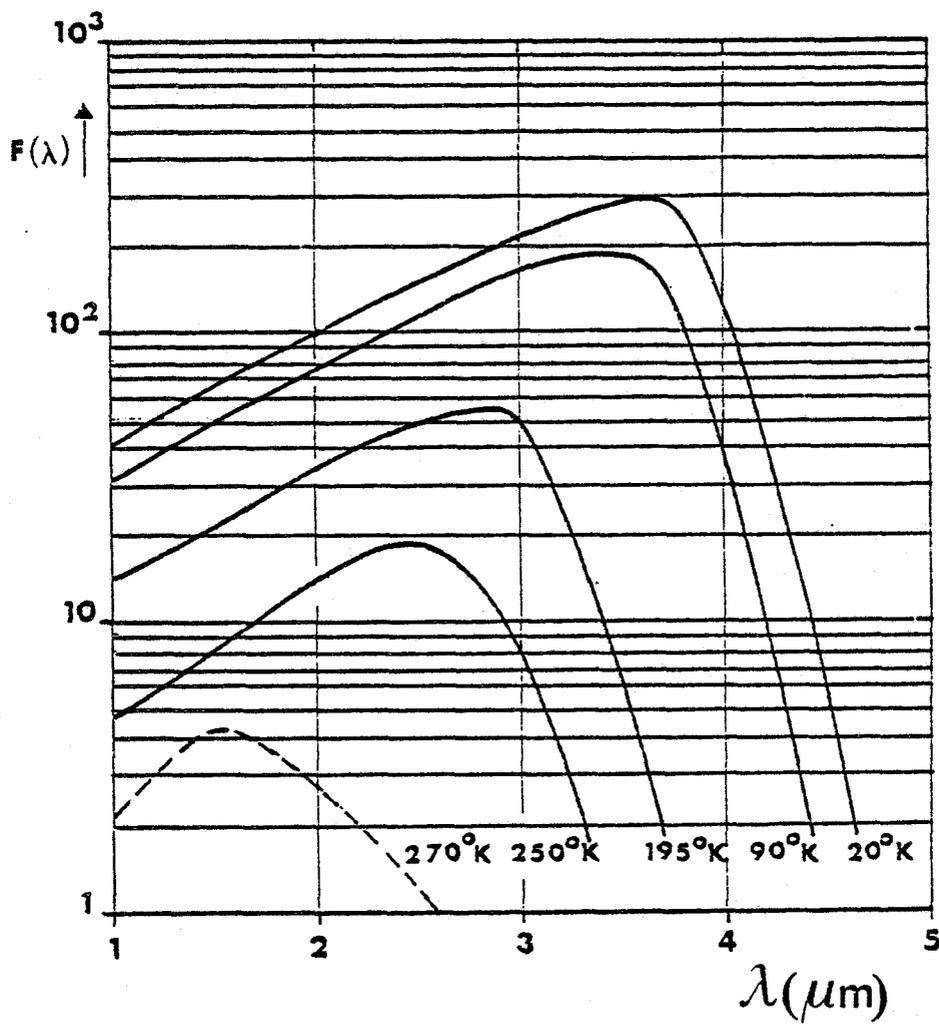


FIGURE I-5 : Courbe de réponse spectrale relative du détecteur au PbS à différentes températures.

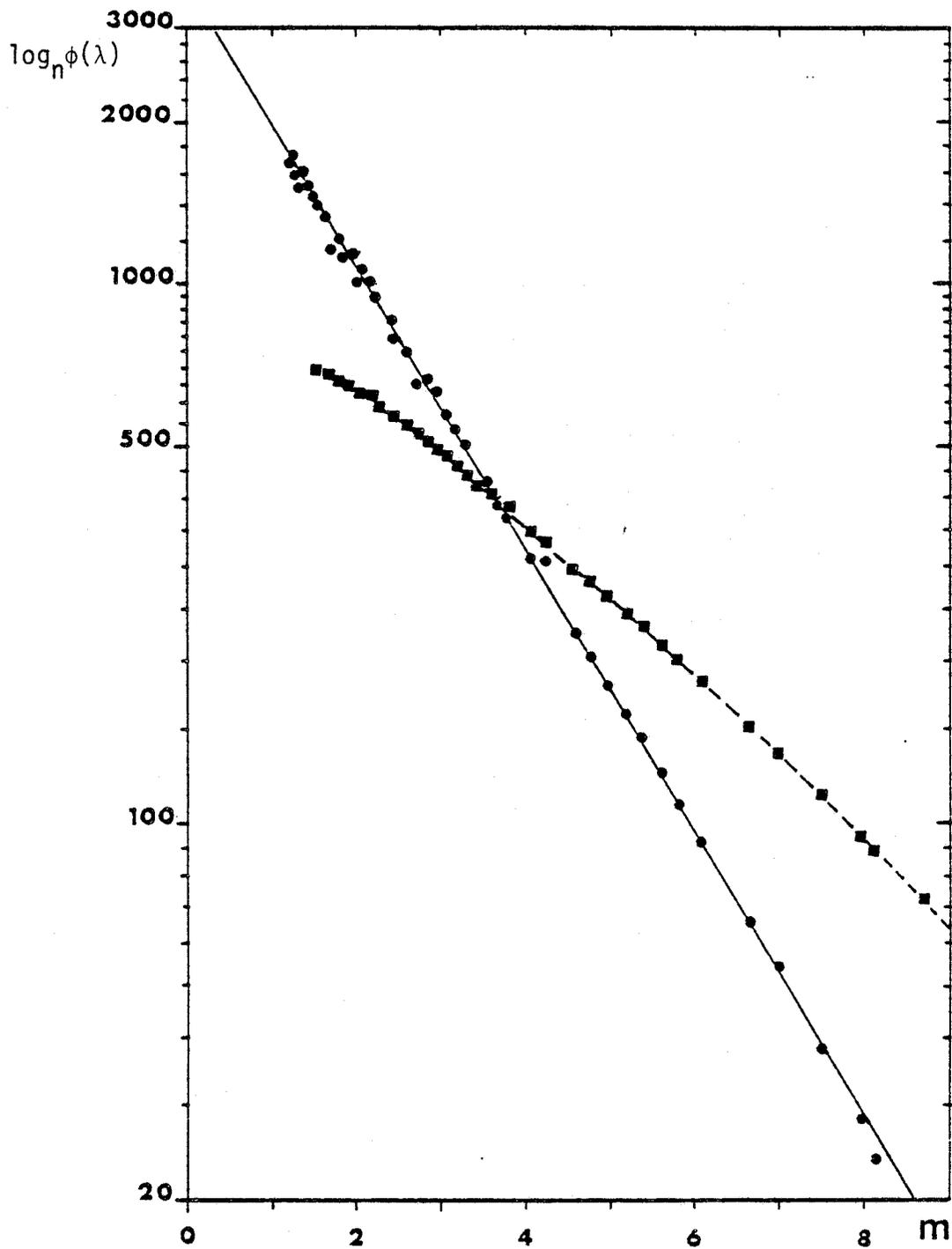


FIGURE I-6 : Tracé des droites de Bouguer-Langley le 20 Novembre 1983 à :
 λ = 0,525 μm du radiomètre visible (.....)
 λ = 1,04 μm du radiomètre proche infra-rouge (+.....+)

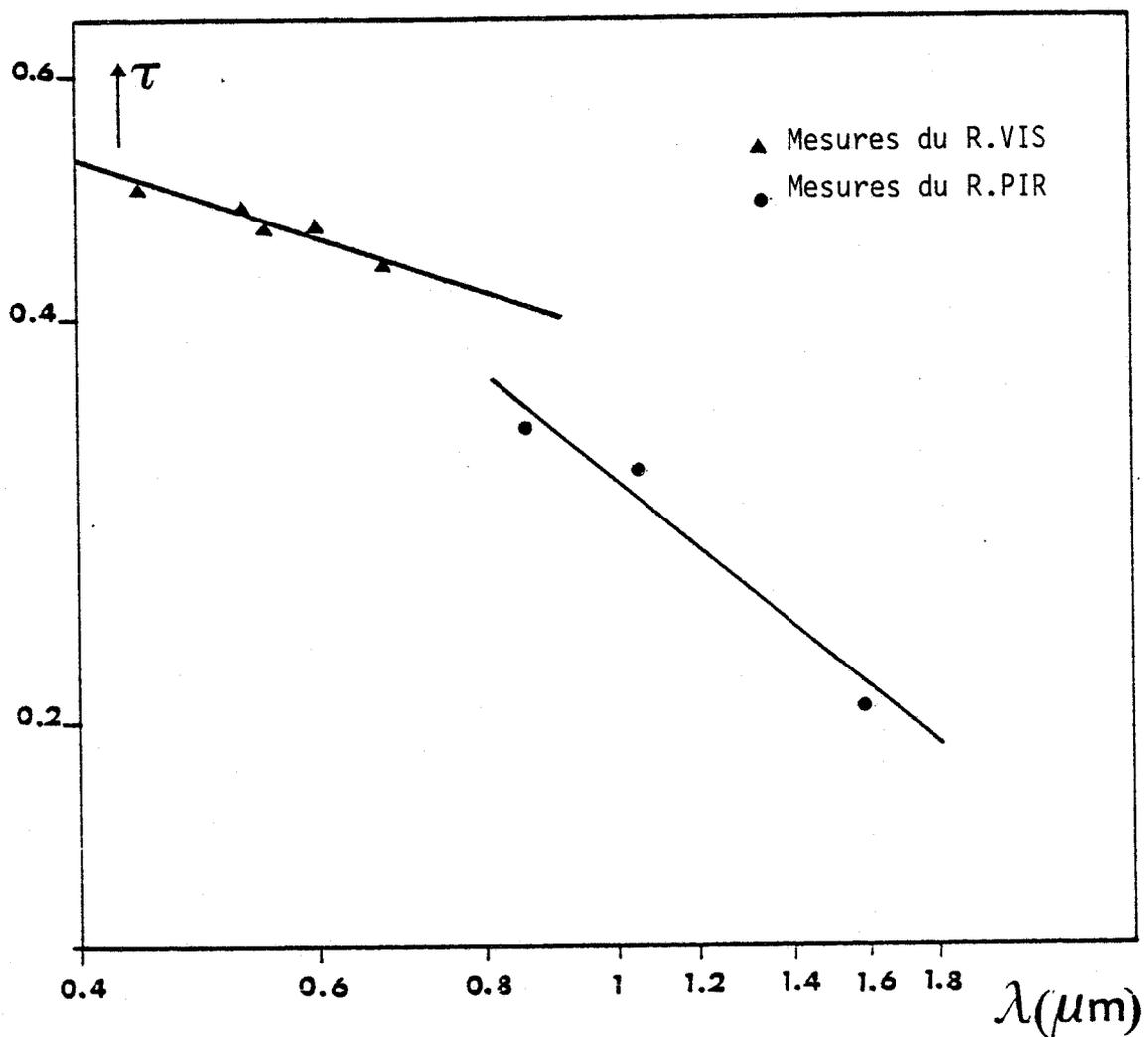


FIGURE I-7 : Variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols
le 20 Novembre 1980 (Campagne E.C.L.A.T.S.)

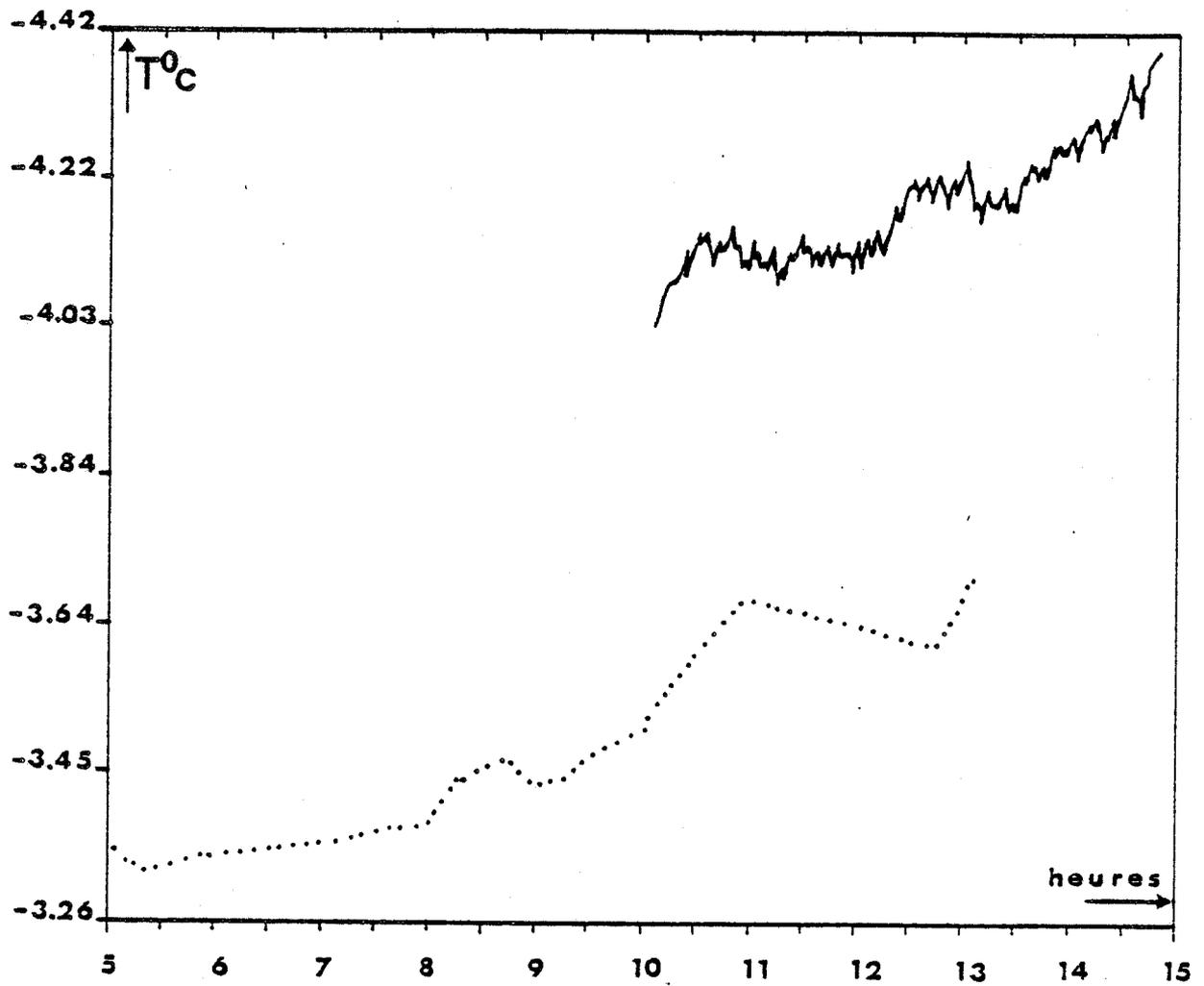


FIGURE I-8 : Variations de la température du détecteur Pbs du radiomètre proche infra-rouge en fonction de l'heure mesurées au Chiran en Avril 1983 (...) et à Lille en Juin 1983 (—)

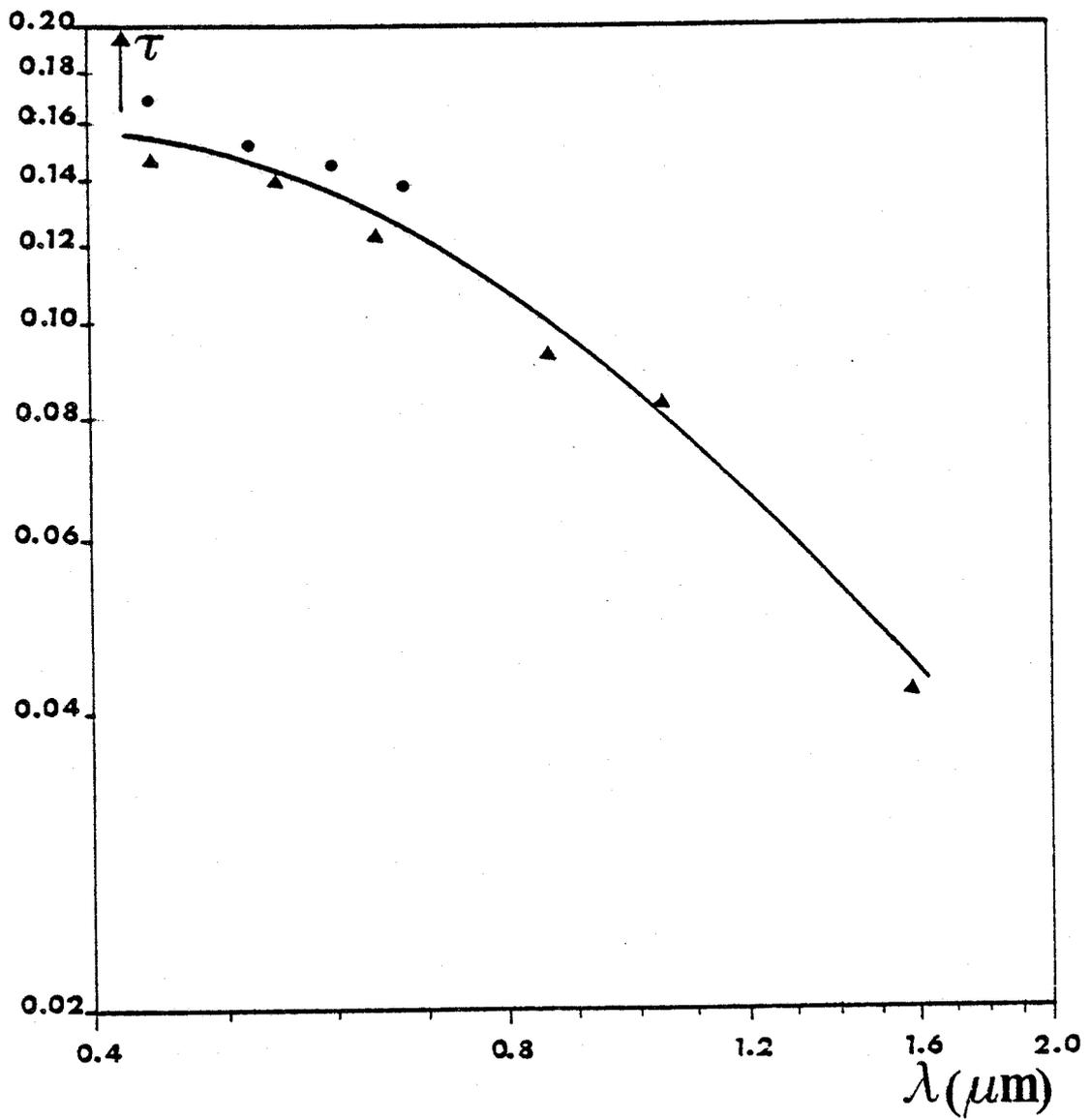


FIGURE I-9 : Variation spectrale des épaisseurs optiques Chiran,
Avril 1983

(●●●) radiomètre visible

(▲) radiomètre proche infra-rouge

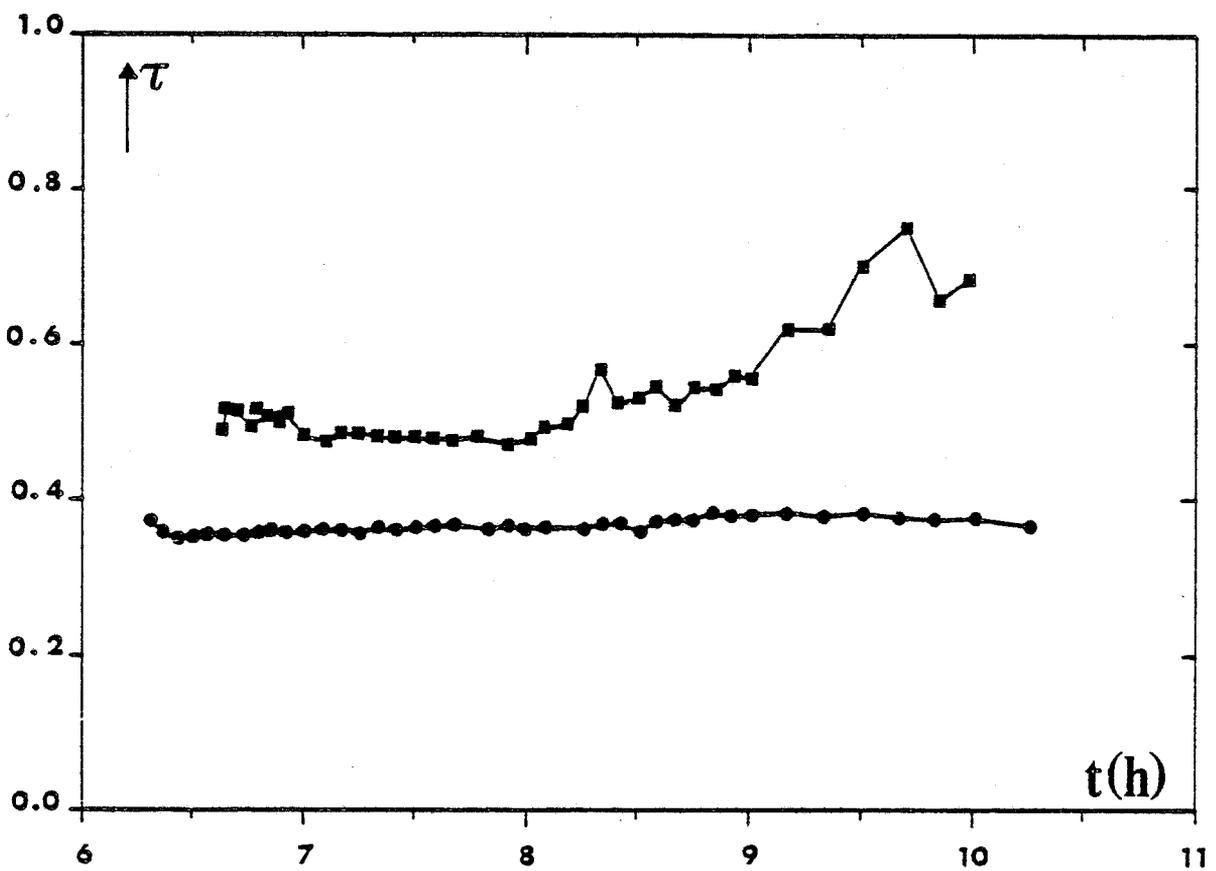


FIGURE I-10 : Variation de l'épaisseur optique "instantanée" des aérosols en fonction de l'heure
 (■) $\lambda = 0,525 \mu\text{m}$, le 9 Décembre 1980
 (.....) $\lambda = 0,525 \mu\text{m}$, le 3 Décembre 1980
 (Campagne E.C.L.A.T.S.)

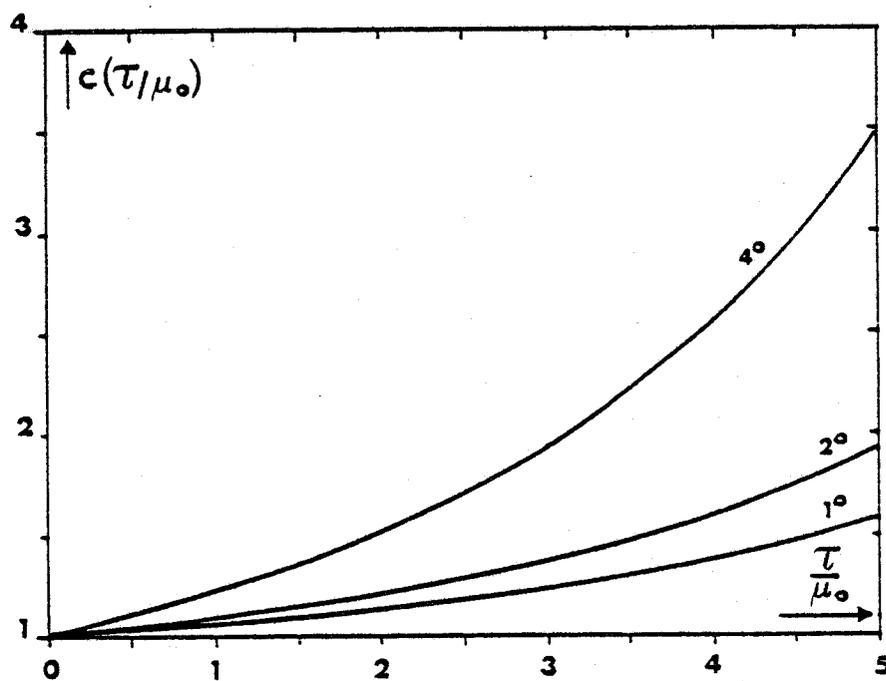


FIGURE I-11 : Variation de $C(\frac{\tau}{\mu_0})$ en fonction du paramètre $\frac{\tau}{\mu_0}$ pour le modèle C, un indice de 1,55 et pour trois ouvertures angulaires du radiomètre.

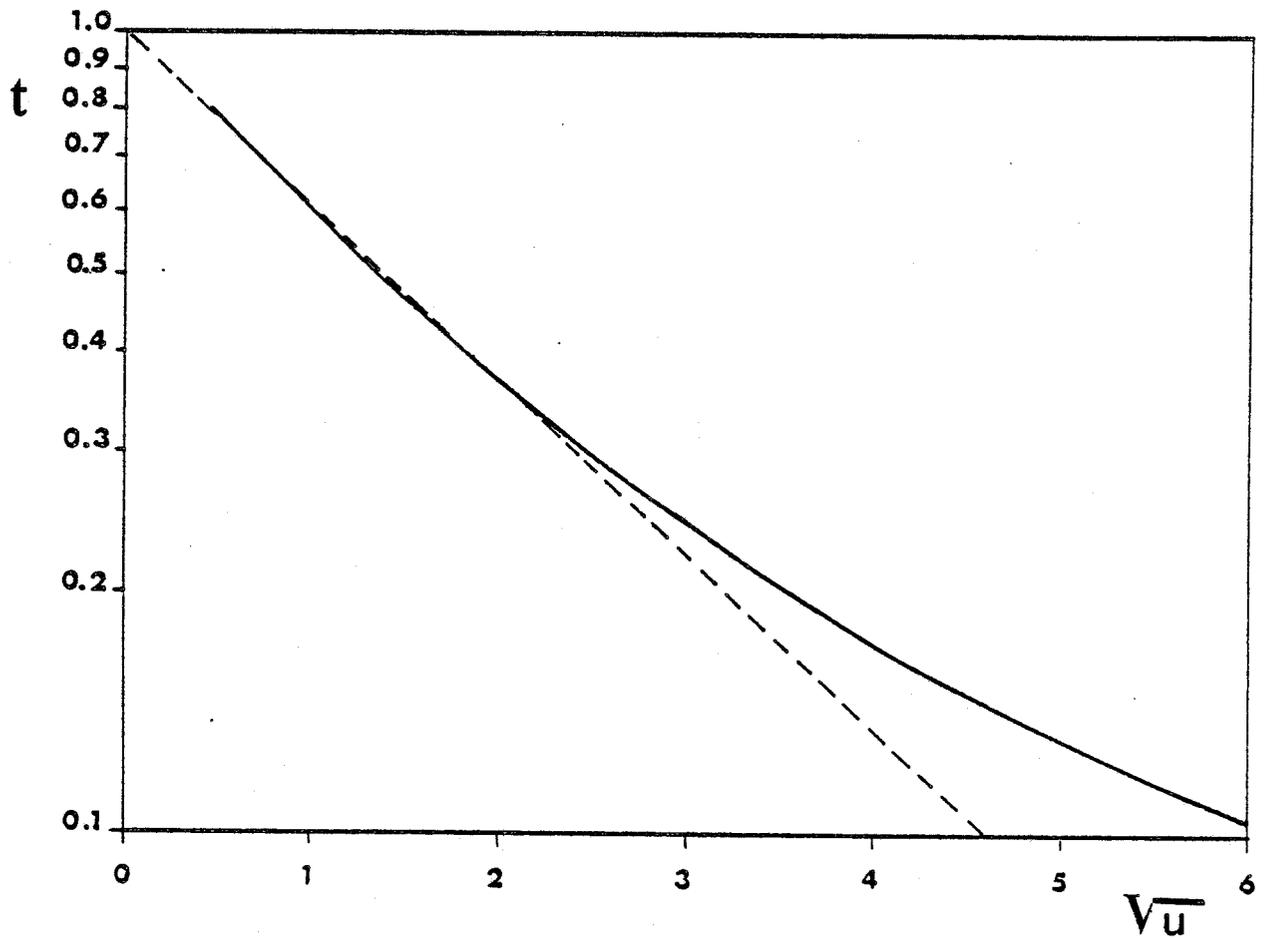


FIGURE I-12 : Variation de la transmission de la vapeur d'eau à

$\lambda = 0,940 \mu\text{m}$ en fonction de \sqrt{u}

(----) $\log_n t(0,940 \mu\text{m}) = -0,5 \sqrt{u}$

(—) $\log_n t(0,940 \mu\text{m}) = f(\sqrt{u})$

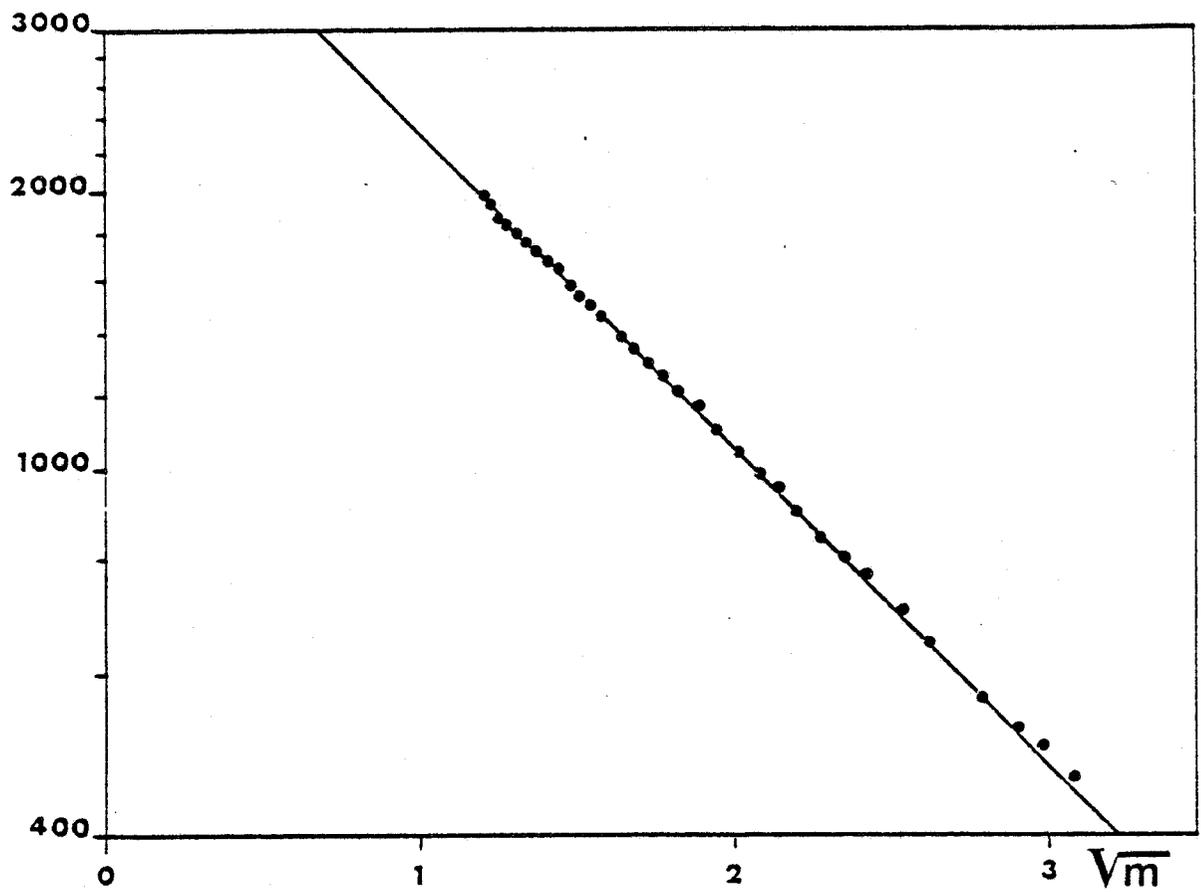


FIGURE I-13-a : Tracé de la droite Bouguer (équation I-24) pour un jour clair (3 Décembre 1980, E.C.L.A.T.S.)

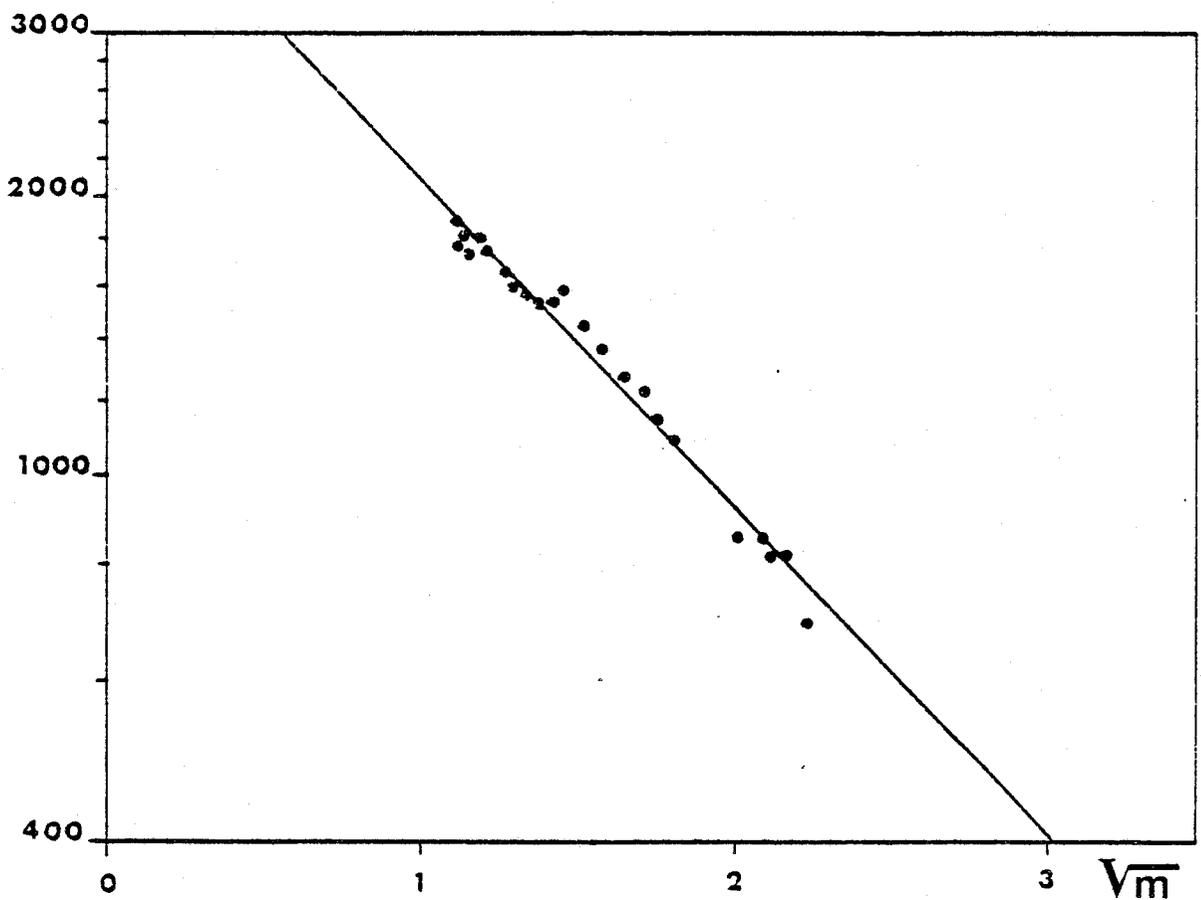


FIGURE I-13-b : Même légende que la figure (I-13-a) mais pour un jour turbide (28 Décembre 1980).

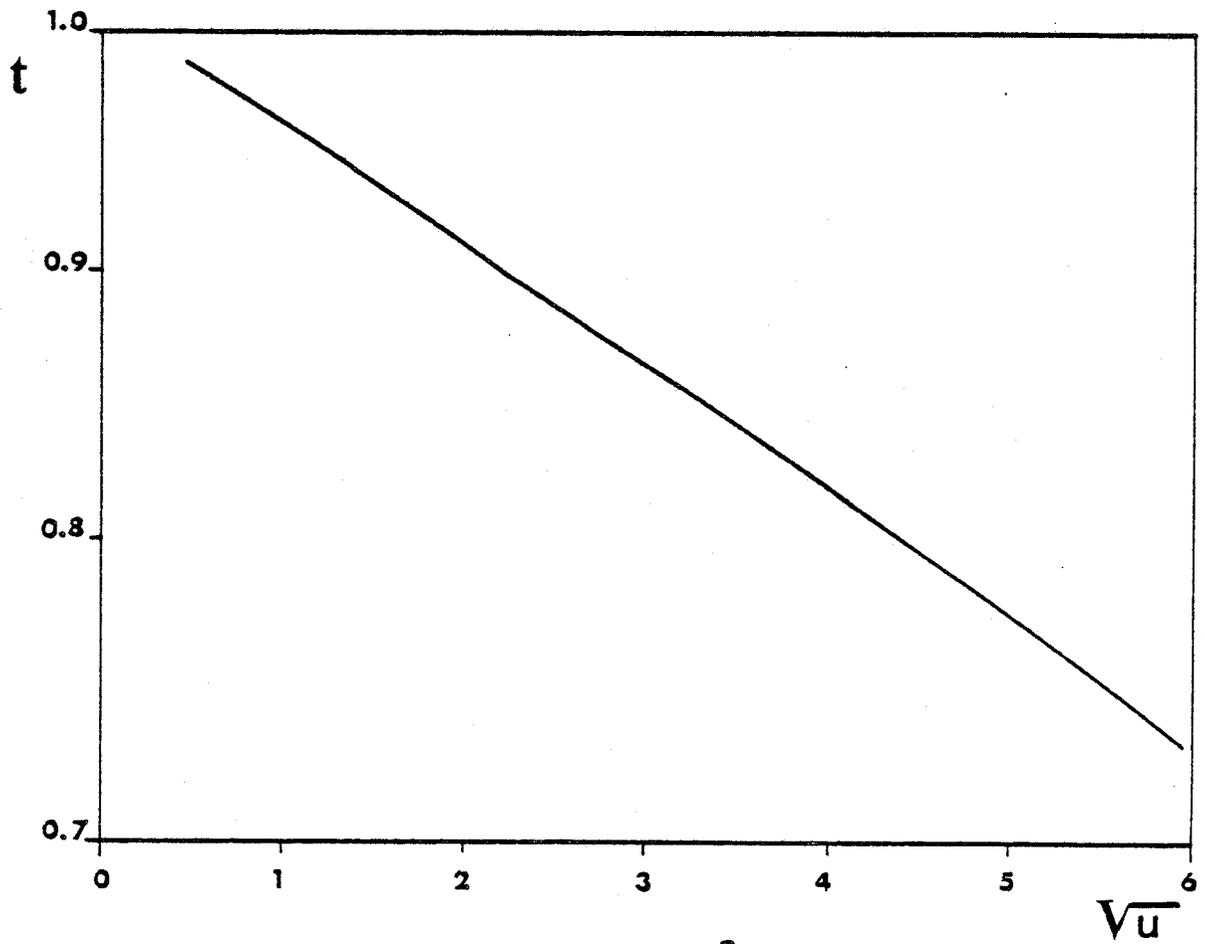


FIGURE 1-14 : Variation de la transmission de la vapeur d'eau à $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$ en fonction de \sqrt{u}

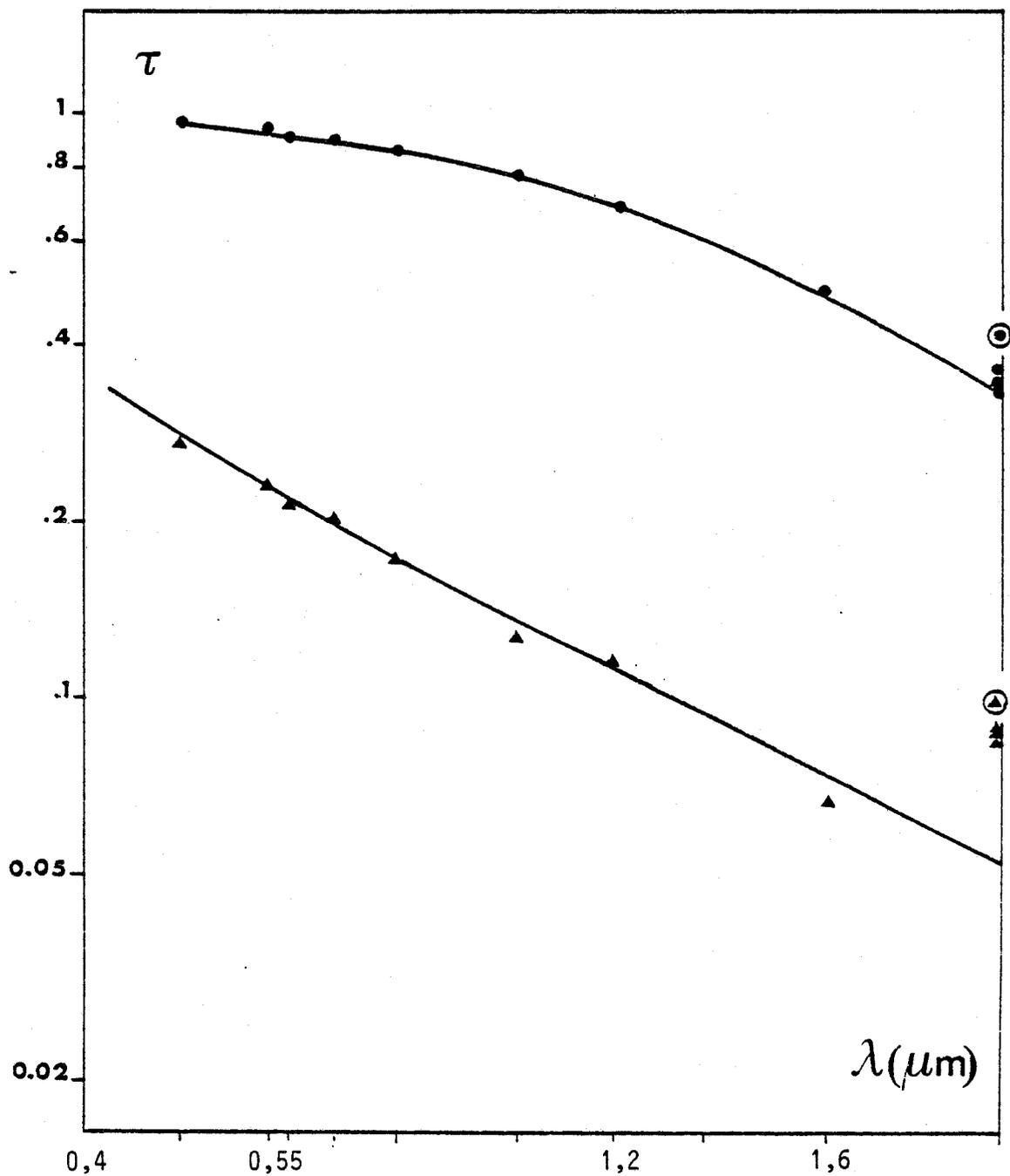


FIGURE I-15 : Variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols pour un jour turbide, le 28 Décembre (.....), et pour un jour clair, le 3 Décembre 1980 (Campagne E.C.L.A.T.S.).
 ⊙, ⊕ mesures brutes de τ à $\lambda = 2,2 \mu$.

chapitre 2.

méthodes d'inversion des

mesures multispectrales de

l'épaisseur optique des aérosols

I N T R O D U C T I O N

On abordera dans ce chapitre, les méthodes d'inversion des mesures multispectrales de l'épaisseur optique des aérosols. On montrera d'abord la faible influence de l'indice de réfraction des particules sur l'épaisseur optique dont l'inversion donnera la granulométrie $n_0(r)$. Ce type d'inversion a été largement développé sous deux formes : soit la granulométrie est décrite par une loi de distribution dont on ajuste les paramètres de façon à restituer les mesures; soit on discrétise la granulométrie en différentes classes de dimension et on inverse le système linéaire correspondant à partir de l'équation (I-9).

On utilisera ces deux familles d'inversion. Dans la méthode développée par Box (1976) pour inverser les mesures de $\tau(\lambda)$ en lumière visible, la granulométrie est décrite par une loi de distribution gamma standard à un seul paramètre : le rayon efficace. Ici l'utilisation des mesures proche infra-rouge permettra la recherche d'un paramètre supplémentaire : la variance, décrivant la dispersion granulométrique des particules. En présence de bruit de mesure, l'inversion du système linéaire ne conduit pas à une solution unique, cette difficulté classique peut être résolue de deux façons :

i) on contraint la solution à être physiquement acceptable (continuité, abondances définies positives). Ces techniques numériques de résolution ont été développées par Phillips (1962) et Twoney (1963) et déjà appliquées à l'inversion des mesures de $\tau(\lambda)$ par King (1978, 1982).

ii) on utilise une méthode itérative, du type de celle développée par Chahine (1970) pour déterminer des profils de température et déjà appliquée à l'inversion de $\tau(\lambda)$ par Grassel (1971).

On testera ces méthodes d'inversion à l'aide de quatre modèles d'aérosols. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau (II-1) et leurs distributions en taille $n_0(r)$ sont tracées figure (II-1).

Les deux premiers modèles : Haze H et modèle volcanique sont d'origine stratosphérique . Les deux derniers modèles : modèle C et modèle rural sont représentatifs des aérosols troposphériques continentaux.

I - SENSIBILITE DE $\tau(\lambda)$ AUX PARAMETRES PHYSIQUES DES PARTICULES

Nous avons vu (paragraphe I.3.c) que les aérosols sont caractérisés par trois grandeurs physiques : leur répartition en taille et les parties réelle m_R et imaginaire m_I de leur indice de réfraction. La recherche d'informations relatives à ces grandeurs dépend de leur influence sur le paramètre mesuré $\tau(\lambda)$ et en particulier sur sa variation spectrale. L'équation (I-9) montre que l'indice de réfraction m des particules intervient dans leur épaisseur optique par l'intermédiaire du coefficient d'extinction de Mie Q_{ext} ($\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}$, m). Pour évaluer ces influences, on a calculé Q_{ext} à l'aide de la théorie de Mie pour différentes valeurs de m_R et m_I .

I.1 - INFLUENCE DE L'INDICE IMAGINAIRE

On a tracé figure (II-2-a) l'allure de Q_{ext} en fonction du paramètre de Mie α , pour une partie réelle de l'indice de 1,55 et pour trois valeurs de la partie imaginaire m_I de 0,001 ; 0,01 et 0,1. A l'exception de la dernière valeur correspondant à une forte absorption, les courbes sont confondues. On en déduit que l'indice imaginaire des particules, responsable de l'absorption et dont les valeurs réalistes généralement rencontrées sont inférieures à 0,01, n'ont pas d'influence sur la dépendance spectrale de l'épaisseur optique. Dans la suite, on prendra un indice imaginaire de 0,005.

I.2 - INFLUENCE DE L'INDICE REEL

Pour les quatre modèles précédemment définis (Tableau II-1), la figure II-3 donne les variations de $\tau(\lambda)/\tau(\lambda=1\mu m)$ en fonction de la longueur d'onde λ et pour deux valeurs extrêmes de l'indice réel : 1,33 et 1,55. La variation de l'indice est sans effet pour le modèle C et le modèle rural. C'est généralement le cas des aérosols troposphériques dont le spectre dimensionnel est assez bien représenté par une loi de Junge en $r^{-\alpha}$. Dans ce cas, la variation spectrale de $\tau(\lambda)$ suit la loi classique en $\lambda^{-\alpha+3}$ quasiment indépendante de m_R . Par contre l'effet de

l'indice est plus important pour les modèles stratosphérique volcanique et Haze H, caractérisés par une prédominance des petites particules. Cét effet est maximum aux courtes longueurs d'onde où $\tau(\lambda)$ décroît lorsque m_R augmente. Cette décroissance s'explique par l'allure de Q_{ext} en fonction de α (voir figure (II-2-b)) tracée pour un indice imaginaire fixe de 0,005 et trois valeurs de la partie réelle de l'indice m_R : 1,55 ; 1,40 et 1,33.

Il en résulte qu'à l'exception du cas extrême de très petites particules, les mesures de l'épaisseur optique des aérosols dépendent peu de leur indice de réfraction.

I.3 - INFLUENCE DE LA DIMENSION DES PARTICULES

L'épaisseur optique des aérosols est directement reliée à leur granulométrie (équation I-9). Qualitativement à une longueur d'onde donnée, la classe de dimension correspondant au maximum de Q_{ext} a son poids maximum à cette longueur d'onde. Les maximums de Q_{ext} se déplacent vers les petites dimensions quand la longueur d'onde diminue ; les mesures visibles favorisent la détection des petites particules. Pour des mesures effectuées dans le visible et le proche infra-rouge entre 0,4 μm et 1,6 μm , Q_{ext} est très faible et sans effet notable sur $\tau(\lambda)$ pour les particules de rayon inférieur à 0,1 μm . Pour des particules de grande dimension ($r > 4 \mu\text{m}$ environ) Q_{ext} suit un régime oscillatoire convergeant vers 2 et l'épaisseur optique varie faiblement avec la longueur d'onde. L'information en dehors de ces limites est donc quasi-inexploitable.

II - INVERSION A DEUX PARAMETRES

L'inversion des mesures multispectrales de $\tau_A(\lambda)$ est aisée dans la mesure où la distribution granulométrique des aérosols est une fonction analytique simple de r . Pour des mesures restreintes au seul domaine spectral du visible (0,4 μm à 0,678 μm), la dépendance spectrale $\tau_A(\lambda)$ peut raisonnablement être représentée par la formule empirique d'Angström :

$$\tau_A(\lambda) \cong \lambda^{-\eta} \quad (\text{II-1})$$

L'inversion de ces mesures donne la distribution de Junge à un seul paramètre :

$$n_0(r) \cong r^{-\delta} \quad (\text{II-2})$$

avec $\eta = \delta + 3$

En fait, cette facilité n'est qu'apparente puisqu'il est nécessaire de fixer les rayons limites inférieur et supérieur afin de réaliser l'inversion. On préfère alors utiliser la loi de distribution gamma standard de la forme :

$$n_0(r) = C r^{(1-3V)/V} \exp [-rb] \quad (\text{II-3})$$

où V est la variance efficace, b un paramètre lié au rayon efficace \bar{r} par la relation $b = 1/\bar{r}V$ et C la constante de normalisation.

L'inversion à deux paramètres des épaisseurs optiques des aérosols $\tau_A(\lambda)$ présente l'avantage de donner une forme analytique simple de la loi de distribution des particules ce qui permet de faciliter leur modélisation. Le choix de cette loi de distribution est évidemment arbitraire ; cependant Kuriyan et al (1974 ; a, b) montrent que la loi gamma standard a un seul paramètre b ($V=0,2$) est capable de décrire les effets radiatifs des distributions Haze H, L et M dans le visible. On peut raisonnablement penser qu'avec un second paramètre, V , représentant la variance, le domaine de validité de la loi gamma standard peut être étendu au domaine spectral proche infra-rouge. De même Lenoble et Brogniez (1983) montrent que les lois gamma standard et log-normale sont équivalentes du point de vue des propriétés optiques des aérosols, pour un ensemble de modèles standards utilisés par la W.M.O.

Dans la méthode de Box (1976) qui se restreint à l'intervalle spectral visible entre $0,3 \mu\text{m}$ et $0,8 \mu\text{m}$, la variance efficace V est arbitrairement fixée à $0,2$ et l'inversion se limite à la détermination du paramètre b de la façon suivante :

i) L'épaisseur optique des aérosols est calculée à l'aide de l'équation (I-9) pour différentes valeurs du paramètre b dans le domaine spectral visible. En utilisant l'approximation (II-1), on peut tracer des abaques ou constituer des tableaux donnant η_{vis} en fonction du paramètre b .

ii) A partir des mesures de l'épaisseur optique des aérosols dans le visible et de sa variation spectrale dans ce domaine, on détermine η_{vis}^{mes} , ce qui permet par comparaison avec η_{vis} calculée de trouver la valeur de b correspondante. L'abondance totale des particules (a) se déduit alors de l'équation (I-9).

Si la variance V est arbitrairement fixée à 0,2 dans la méthode de Box, l'extention des mesures de $\tau(\lambda)$ au proche infra-rouge doit permettre d'en faire un paramètre ajustable supplémentaire. La recherche de $b = \frac{1}{rV}$ se fait alors à l'aide d'abaques où on a calculé en fonction de b et pour différentes valeurs de V les coefficients d'Angström à l'aide du rapport $\tau(\lambda = 0,443 \mu\text{m})/\tau(\lambda' = 0,678 \mu\text{m})$ dans le domaine visible et du rapport $\tau(\lambda = 0,865 \mu\text{m})/\tau(\lambda' = 1,6 \mu\text{m})$ dans le domaine proche infra-rouge. La méthode des moindres carrés appliquée aux épaisseurs optiques mesurées respectivement dans le visible aux longueurs d'onde $\lambda = 0,443 ; 0,525 ; 0,550 ; 0,600$ et $0,678 \mu\text{m}$ et dans le proche infra-rouge aux longueurs d'ondes $\lambda = 0,865 ; 1,04$ et $1,58 \mu\text{m}$ permet de déterminer les coefficients d'Angström expérimentaux η_{vis}^{mes} et η_{IR}^{mes} . L'abondance totale des particules est toujours déterminée à partir de l'équation (I-9).

On a appliqué cette méthode d'inversion aux épaisseurs optiques simulées à l'aide du modèle stratosphérique volcanique (tableau II-1) du type log-normal avec $r = 0,0974 \mu\text{m}$ et $\sigma = 0,283$. Le couple (V,b) commun à $\eta_{vis}^{simulé} = 0,54$ et $\eta_{IR}^{simulé} = 1,53$ est déterminé à partir des abaques données par les figures (II-4 et II-5). On obtient $V = 0,7$ et $b = 6,5$. La figure (II-6) montre que l'accord est satisfaisant entre les distributions granulométriques initiale et inversée par cette méthode. La figure (II-7) représente la variation spectrale de $\tau(\lambda)$ simulées et recalculées après inversion. De même, on a tenté d'inverser les épaisseurs optiques simulées pour d'autres distributions granulométriques telles que le modèle C (Tableau II-1). Pour cela on a cherché

à déterminer le couple (V,b) commun à $\eta_{vis}^{simulé} = \eta_{IR}^{simulé} = 1$. Les abaques données par les figures (II-4 et II-5) montrent l'inexistence de ce couple. En effet, en proche infra-rouge à partir de la contrainte $\eta_{vis}^{simulé} = 1$, on se rapproche de $\eta_{IR}^{simulé} = 1$ pour les variances V élevées (courbe en pointillés, figure (II-5)). La limite de principe de l'utilisation de la distribution gamma-standard apparaît sur cet exemple, dans la mesure où V étant grand, la loi gamma standard tend vers une distribution de Junge en r^{-3} et une dépendance spectrale blanche de $\tau(\lambda)$ (équation II-1 et II-2). Il semble alors que la loi gamma standard atteigne ses limites pour la description des aérosols troposphériques. Cette inadéquation est liée à la forte dispersion granulométrique de ces derniers. Dans ce cas, il serait préférable de lui substituer une loi de Junge à deux paramètres, soit :

$$\begin{aligned} n(r) &= c r_0^{-\partial} && \text{pour } r \leq r_0 \\ &= c r^{-\partial} && \text{pour } r > r_0 \end{aligned} \quad (II-4)$$

on n'a pas exploré cette possibilité qui devrait permettre une restitution plus satisfaisante de $\tau(\lambda)$ du moins pour des distributions unimodales.

Face à la diversité en dimensions des aérosols (stratosphérique à troposphérique) il apparaît que le choix a priori d'une loi de distribution doit tenir compte du type d'aérosols étudié, la loi de distribution gamma standard ou log normal pour les aérosols stratosphériques et la loi de distribution de Junge pour les aérosols troposphériques. En dehors de cet a priori, ce type de distribution analytique a ses limites en particulier dans le cas des distributions multimodales. Ce problème, notamment, a été rencontré avec les mesures de la Campagne E.C.L.A.T.S. où l'inversion à deux paramètres utilisant la loi de distribution gamma-standard applicable pour les jours turbides ne l'est pas pour les jours clairs ; ce qui nous a conduit à considérer les méthodes d'inversion linéaires traitées dans le paragraphe suivant.

III - INVERSIONS LINEAIRES

Pour les méthodes linéaires d'inversions des mesures multi-spectrales de l'épaisseur optique des aérosols, la répartition en taille des particules $n_0(r)$ est discrétisée en différentes classes de rayons. L'intégrale (I-9) est alors donnée par la somme :

$$\tau(\lambda_i) = \sum_j \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{\text{ext}}\left(\frac{2\pi r}{\lambda_i}, m\right) n_0(r) dr \quad (\text{II-5})$$

Les mesures $\tau(\lambda)$ étant faites à n longueurs d'onde λ_i , il est possible de construire un système de n équations linéaires dont la résolution dépendra du bruit de mesure. Si on associe à chaque longueur d'onde λ_i la classe de particules r_j qui contribue le plus à l'épaisseur optique des aérosols à cette longueur d'onde (ce qui correspond à l'intervalle de rayon pour lequel Q_{ext} est maximum), on est tenté d'approximer l'équation (II-5) par :

$$\tau(\lambda_i) = \sum_j n_j^* Q_{\text{ext}}(r_j/\lambda_i, m) \quad (\text{II-6})$$

où $n_j^* = \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 n(r) dr$ est la section géométrique de la classe $[r_j, r_{j+1}]$ et $Q_{\text{ext}}(r_j/\lambda_i)$ est la valeur moyenne du coefficient d'extinction sur cette classe.

Cette méthode initialement développée par Chahine (1970) pour déterminer le profil de température est appliquée avec succès par Grassel (1971) à l'inversion des mesures de $\tau(\lambda)$ à sept longueurs d'onde choisies dans un domaine spectral (0,4 μm ; 10 μm) parfaitement adapté à la méthode. Le tableau (II-2) donne l'association entre les longueurs d'onde utilisées par Grassel et les classes de rayon imposées par Q_{ext} ; les rayons limites inférieur et supérieur de la granulométrie sont respectivement 0,13 μm et 8 μm .

Dans notre cas, les mesures étant restreintes au domaine spectral visible et proche infra-rouge entre 0,4 μm et 1,6 μm , si on espère balayer la granulométrie entre 0,1 μm et 3 μm environ, la discrétisation de $n_0(r)$ est certes mal conditionnée mais le problème majeur provient de ce que l'équation (II-6) ne restitue pas $\tau(\lambda)$ dans le domaine spectral considéré, ce qui est illustré par le tableau (II-3). Dans ce tableau on donne les épaisseurs optiques simulées à l'aide du modèle C pour un indice réel 1,55 et les épaisseurs optiques calculées à partir de l'approximation (II-6). On remarque que le bruit est important, de l'ordre de 17%. Ce bruit n'est pas tolérable, il est donc indispensable de linéariser plus proprement les mesures de $\tau(\lambda)$. Pour ce faire, on applique à l'équation (II-5) le théorème de la moyenne en décomposant sur chaque classe de dimension $n_0(r)$ en deux fonctions : $h(r)$ rapidement variable en fonction de r et $f(r)$ lentement variable et telles que :

$$n_0(r) = h(r) * f(r) \quad (\text{II-7})$$

ce qui permet d'approximer la somme (II-5) par l'équation linéaire :

$$\tau(\lambda_i) = \sum_j A_{ij} * f_j \quad (\text{II-8})$$

où $\tau(\lambda_i)$ est l'épaisseur optique mesurée à la longueur d'onde λ_i .
 $f_j = f(\bar{r}_j)$ est la valeur moyenne de $f(r)$ dans la classe (r_j, r_{j+1}) centrée sur le rayon moyen \bar{r}_j et :

$$A_{ij} = \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{\text{ext}}\left(\frac{r}{\lambda_i}, m\right) h(r) dr \quad (\text{II-9})$$

Si la granulométrie est discrétisée en p classes et les mesures effectuées à n longueurs d'onde, on obtient le système de n équations linéaires :

$$\begin{matrix} \vec{\tau} \\ \sim \end{matrix} = \begin{matrix} A \\ \sim \end{matrix} \begin{matrix} \vec{f} \\ \sim \end{matrix} \quad (\text{II-10})$$

Nous verrons plus loin comment initialiser les fonctions $h(r)$ et $f(r)$. La forme de la matrice A suggère le type d'inversion le mieux adapté à notre problème. Par exemple, le tableau (II-4) donne la matrice A calculée à l'aide de la théorie de Mie en supposant que $h(r)$ est une distribution de Junge en r^{-4} (modèle C d'indice réel 1,55). Deux conclusions se dégagent de la forme de la matrice A :

i) La matrice A est loin d'être diagonale, ce qui rend inadéquate l'inversion du système linéaire (II-10) avec la méthode de Chahine.

ii) La matrice A est presque singulière, il s'en suit que l'inversion du système linéaire (II-10) en présence de bruit expérimental, conduit à des solutions instables. Cependant Phillips (1962) et Twomey (1963) montrent qu'on peut contraindre la solution à satisfaire un certain nombre d'exigences physiques : le vecteur solution doit être positif et la solution finale doit être une fonction lisse et satisfaire l'équation intégrale originale dans les limites du niveau de bruit des mesures. Cette inversion linéaire avec contraintes a été développée et appliquée par King (1978-1982) à l'inversion de $\tau(\lambda)$.

IV - INVERSION LINEAIRE CONTRAINTE (METHODE DE KING)

IV.1 - DESCRIPTION DE LA METHODE

L'inversion des mesures multispectrales de $\tau(\lambda)$ par la méthode de King est basée sur l'équation (II-7) et sur la résolution du système linéaire (II-10) et consiste à remonter par itération à l'abondance des particules pour chaque classe de dimension où $f(r)$ est constante.

Initialement on suppose à l'ordre zéro que la fonction $f^{(0)}(r)$ est unitaire sur le spectre dimensionnel des particules et que la fonction $h^{(0)}(r)$ est une distribution de Junge donnée par l'équation (II-2). L'inversion avec contraintes du système (II-10) en tenant compte du bruit de mesure permet de déterminer une première solution $f^{(1)}$ associée à $h^{(0)}(r)$. La fonction $h(r)$ à l'ordre 1 est alors :

$$h^{(1)}(r) = h^{(0)}(r) f^{(1)}(r)$$

et sert en utilisant à nouveau (II-10) à trouver une nouvelle solution $f^{(2)}$. cette procédure itérative est répétée jusqu'à l'obtention d'une solution stable qui se traduit par la convergence de f vers l'unité.

IV.2 - APPLICATION DE L'INVERSION KING A NOS MESURES

L'inversion par la méthode de King des épaisseurs optiques mesurées à $\lambda = 0,443 ; 0,525 ; 0,550 ; 0,600 ; 0,678 ; 0,865 ; 1,04$ et $1,58 \mu\text{m}$ permet de donner l'abondance des particules pour sept classes de dimensions respectivement centrées sur les rayons : $0,13 ; 0,22 ; 0,37 ; 0,63 ; 1,07 ; 1,81$ et $3,07 \mu\text{m}$. Dans cette méthode itérative la distribution initiale de Junge (équation II-2) est caractérisée par le paramètre δ lié à l'exposant d'Angström par la relation $\eta = \delta - 3$. La valeur choisie pour η est une moyenne des pentes des épaisseurs optiques mesurées dans le visible et le proche infra-rouge (équation II-1). Dans ce travail, le critère d'arrêt de la procédure itérative de la méthode est jugé par rapport à la restitution de $\tau(\lambda)$ par l'intermédiaire de l'écart quadratique résiduel σ donné par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{P} \sum_{i=1}^P \left(\frac{\tau^{\text{mes}}(\lambda_i) - \tau^{\text{cal}}(\lambda_i)}{\tau^{\text{mes}}(\lambda_i)} \right)^2}$$

La restitution est jugée satisfaisante lorsque σ est minimum ou de même ordre de grandeur que le bruit de mesure. Dans ce cas la précision de la méthode dépend d'une part du bruit de mesure et d'autre part du bruit propre de la méthode résultant de la recherche d'une solution qui minimise l'écart quadratique. Il en résulte que la distribution granulométrique obtenue par inversion est accompagnée de barres d'erreurs déterminées à partir de la matrice de covariance solution donnée par King (1982). Par ailleurs, on a vu que lorsque le paramètre de Mie $\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}$ est grand, Q_{ext} oscille autour de 2 et l'épaisseur optique varie faiblement avec la longueur d'onde. Ceci se produit pour les grosses particules. Dans ces conditions les mesures étant faites à $\lambda < 1,6 \mu\text{m}$ l'imprécision de la méthode est maximum vers les grosses particules.

Nous avons inversé les épaisseurs optiques simulées à l'aide du modèle rural en supposant que l'indice de réfraction des particules est connu et que le bruit de mesure est faible. La figure (II-8) qui présente le modèle rural et la granulométrie inversée par la méthode de King montre que l'accord est satisfaisant sauf vers les grosses particules pour lesquelles la restitution est d'autant plus mauvaise que la nature bimodale du modèle rural apparaît sur la dernière classe de dimension. De plus l'information contenue dans un ensemble de mesures de $\tau(\lambda)$ limité à $\lambda < 1,6 \mu\text{m}$ et relative aux grosses particules est insuffisante, comme en témoigne sur la figure (II-9) le bon accord entre la variation spectrale de $\tau(\lambda)$ simulée et calculée après inversion.

IV.3 - SENSIBILITE DE LA CONVERGENCE DE LA METHODE

IV.3.a : A la discrétisation

La répartition en taille des particules limitée à l'intervalle $[r_i, r_f]$ est discrétisée en sept classes $[r_j, r_{j+1}]$ (avec $j = i, i+1, \dots, f-1, f$) d'égale longueur en échelle logarithmique, l'abondance des particules est donnée au rayon géométrique moyen $\bar{r}_j = \sqrt{r_j r_{j+1}}$. Dans l'inversion de King, la gamme initiale de rayon est imposée par le domaine spectral utilisé. Elle a pour limite inférieure $r_i = 0,1 \mu\text{m}$ et pour limite supérieure $r_f = 4 \mu\text{m}$. En fait, le rayon r_f peut être ajusté en fonction de la granulométrie recherchée ; en particulier, lorsque celle-ci est caractérisée par une prédominance en petites particules, le rayon limite supérieur est réduit de manière à ne prendre en compte que les particules qui contribuent de façon significative à l'épaisseur optique. Ceci est illustré par la figure (II-10) qui présente pour le modèle Haze H le bruit résiduel σ de la méthode pour deux inversions réalisées avec deux couples de rayons limites ($r_i = 0,1 \mu\text{m}, r_f = 4 \mu\text{m}$) et ($r_i = 0,1 \mu\text{m} ; r_f = 1,6 \mu\text{m}$). La convergence est plus rapide pour ce dernier. La figure (II-11) qui présente les distributions granulométriques obtenues montre que l'accord est plus satisfaisant pour le couple ($r_i = 0,1 \mu\text{m} ; r_f = 1,6 \mu\text{m}$), en particulier pour la restitution des faibles abondances puisqu'on s'est attaché à la description de la granulométrie dans un domaine de dimension adaptée.

IV.3.b : A l'initialisation

L'exposant d'Angström η caractéristique de la distribution initiale de Junge utilisée dans la méthode itérative de King est une information grossière sur l'abondance relative des petites et des grosses particules. La convergence de la méthode et sa précision sont peu sensibles aux choix particuliers de l'exposant η . Un exemple est donné par l'inversion des mesures $\tau(\lambda)$ simulées à l'aide du modèle Haze H pour différentes valeurs de l'exposant d'Angström ($\eta = 1,8$ et $\eta \pm 0,5$). Les figures (II-12 et II-13) montrent respectivement que les courbes de convergence de la méthode et les granulométries inversées ne sont pas modifiées à l'exception des deux classes extrêmes. Le désaccord sur la dernière classe est surtout lié à l'imprécision de la méthode pour les grosses particules. Le désaccord dans la première classe de particules, et notamment pour la faible valeur de l'exposant $\eta = 1,3$, est lié au poids faible de cette classe dans le signal. Il en est de même pour les autres modèles précédemment définis (Tableau II-1) à l'exception du modèle rural caractérisé par des particules de grandes dimensions pour lequel la méthode diverge lorsqu'on prend des valeurs plus faibles de η ($\eta=0,5$) ; ce choix particulier simule en fait une dépendance spectrale de $\tau(\lambda)$ caractérisant la présence de grosses particules ; cette information n'est pas présente dans les épaisseurs optiques données ce qui provoque la divergence de la méthode.

IV.4 - INFLUENCE DE L'INDICE ET DU BRUIT

On s'intéresse ici aux dégradations des résultats dues à la méconnaissance de l'indice de réfraction des particules ou au bruit de mesures.

IV.4.a : Méconnaissance de l'indice de réfraction

Pour évaluer l'influence de l'indice de réfraction des particules sur les granulométries inversées, deux ensembles d'épaisseurs optiques ont été simulés et inversés avec trois indices différents : 1,33 ; 1,40 et 1,55. On a vu (chapitre II-1) la faible incidence de l'indice sur la variation spectrale de $\tau(\lambda)$ pour des aérosols troposphériques

très dispersés du type rural. Ce cas est illustré par la figure (II-14) qui représente les granulométries inversées pour deux indices 1,33 et 1,55. Le meilleur accord est évidemment obtenu pour l'indice 1,55 mais l'erreur d'indice se traduit principalement par une incertitude sur l'abondance totale des particules plutôt que sur la loi de distribution, avec cependant un effet résiduel vers les particules de petites dimensions. L'autre cas extrême correspond aux aérosols stratosphériques caractérisés par une prédominance en petites particules faiblement dispersées du type Haze H et d'indice 1,40. La figure (II-15) qui donne les granulométries inversées avec trois indices fort différents : 1,33 ; 1,40 et 1,55 montre que les erreurs d'indice entraînent une incertitude importante en particulier sur l'abondance des petites particules pour lesquelles le désaccord atteint un ordre de grandeur. Cet effet résulte de la sensibilité de Q_{ext} à l'indice de réfraction des particules de petites dimensions. Pour minimiser cette source d'incertitude, il paraît souhaitable de recourir à des mesures annexes pour déterminer l'indice de réfraction des particules soit directement à partir de prélèvement soit indirectement à partir de mesures des propriétés optiques des aérosols et notamment par la polarisation. Dans la suite on traitera, dans le cadre de la campagne E.C.L.A.T.S., d'aérosols sahariens de nature connue. La faible variation de leur indice autour de 1,55 n'entraîne qu'une incertitude faible sur l'abondance des particules.

IV.4.b : Bruit des mesures

Nous avons différencié (Partie I) les erreurs aléatoires des mesures des erreurs systématiques liées à : la contribution Rayleigh, l'absorption moléculaire ou la correction des flux diffus.

i) Erreurs aléatoires : On s'intéresse ici à l'influence des erreurs aléatoires des mesures sur l'inversion King et notamment sur la convergence de la méthode et la distribution inversée. Pour cela différents ensembles d'épaisseurs optiques simulés et entachés d'erreurs aléatoires ont été inversés. Les courbes de convergence représentant l'écart résiduel de σ en fonction de l'ordre d'itération p (équation II-10) ont généralement des allures similaires : σ décroît pour les premières itérations puis tend vers une limite asymptotique qui croît

avec le niveau du bruit expérimental; figure (II-16). Classiquement, on arrête le processus itératif à l'ordre d'iteration où la restitution de $\tau(\lambda)$ est de l'ordre du niveau du bruit ou à défaut dès que σ atteint son régime asymptotique. L'incidence de ce bruit se traduit par des oscillations de la solution autour de la granulométrie originale comme le montrent les figures (II-17 et II-18) qui représentent pour les modèles rural et Haze H, la granulométrie inversée avec un bruit de quelques pour cent. L'amplitude de ces oscillations étant assez faible l'accord reste satisfaisant. Pour des bruits élevés, l'ordre d'iteration où σ atteint son régime asymptotique correspond au résultat de l'inversion qui représente le mieux la granulométrie recherchée (figure II-19, courbe (2)). Continuer la procédure itérative au delà de cet ordre, en se basant sur le critère de convergence de la solution f vers l'unité, détériore la solution : sur la figure II-19, la granulométrie (3) obtenue en n'arrêtant le processus itératif que lorsque la solution f converge vers l'unité (tableau II-5) oscille fortement autour de la distribution originale et ne correspond pas à la granulométrie représentative des aérosols étudiés.

ii) Erreurs systématiques : Par ailleurs, on a voulu connaître l'influence des erreurs systématiques ($\Delta\tau_R$; $\Delta\tau_{O_3}$ et $\Delta\tau_{diffus}$) sur la méthode d'inversion. Pour cela on a choisi une journée claire de la campagne E.C.L.A.T.S. (le 03 Décembre 1980) pour laquelle les épaisseurs optiques mesurées sont faibles et donc plus sensibles à ces erreurs. On a réalisé leur inversion en tenant compte de chaque type d'erreur :

— L'incertitude due à la soustraction de l'épaisseur optique Rayleigh est faible : 1 pour cent. Son influence est négligeable sur la répartition granulométrique inversée.

— L'incertitude due à la correction du flux diffus est dans le pire des cas de l'ordre de 6%. La faible dépendance spectrale de la fonction de phase des aérosols entraîne l'indépendance spectrale de cette correction qui se traduit par une variation de l'abondance totale des particules de l'ordre de 6 pour cent mais n'influence pas la granulométrie.

- L'incertitude de 10 pour cent sur l'épaisseur optique d'ozone affecte uniquement les longueurs d'ondes : 0,525 ; 0,550 ; 0,600 et 0,678 μm , la variation spectrale de $\tau(\lambda)$ est alors légèrement modifiée ce qui se traduit par des oscillations de faible amplitude de l'abondance des particules de dimensions moyennes. Ces oscillations sont amplifiées vers les grosses particules qui présentent généralement la sensibilité maximum ; au contraire l'abondance des petites particules n'est pas modifiée puisque les mesures dans le bleu ne sont pas affectées par l'absorption de l'ozone (figure II-20).

C O N C L U S I O N

Nous avons abordé dans ce chapitre les méthodes d'inversion des mesures multispectrales de l'épaisseur optique des aérosols pour déterminer leur distribution granulométrique.

La méthode d'inversion à deux paramètres (extension de la méthode de Box au domaine spectral proche infra-rouge) est basée sur le choix d'une loi de distribution de forme analytique simple et l'ajustement des paramètres permettant la restitution des mesures. Cette méthode présente certes l'avantage de faciliter la modélisation mais, face à la diversité en dimension des particules, elle se heurte à des limites d'utilisation en particulier dans le cas des distributions multimodales.

Les deux méthodes d'inversions linéaires sont basées sur la discrétisation de la granulométrie en différentes classes de dimensions et la résolution du système linéaire associé aux mesures de $\tau(\lambda)$ en tenant compte des incertitudes de mesure. L'inversion de ce système linéaire avec la méthode de Chahine s'est révélée déficiente dans la mesure où le domaine spectral utilisé n'est pas adapté à la méthode. Nous avons alors étudié l'inversion linéaire avec contrainte (inversion King). Les principes de cette méthode itérative et sa résistance aux différents paramètres ont été donnés et la convergence de la méthode est jugée par rapport à la restitution des mesures par l'intermédiaire de l'écart quadratique. Les abondances des particules résultant de cette inversion sont accompagnées de barres d'erreurs avec une incertitude maximale vers les grosses particules liées sans doute à un rayon limite supérieur extrême.

Nous avons par ailleurs chercher à cerner l'influence de l'indice de réfraction des particules d'abord sur les mesures de $\tau(\lambda)$ puis sur les distributions inversées. Deux cas se présentent :

- Pour les aérosols troposphériques, l'épaisseur optique mesurée est indépendante de l'indice. L'inversion linéaire avec contrainte, en absence d'information sur l'indice, donne des résultats convenables.

- Pour les aérosols stratosphériques caractérisés par des particules de petites dimensions, l'influence de l'indice sur l'épaisseur optique mesurée est considérable et les distributions granulométriques inversées dépendent du choix de l'indice. Il semble donc souhaitable, afin de s'affranchir de cette source d'erreur de recourir à des mesures annexes pour déterminer l'indice soit directement à partir de prélèvement soit à partir par exemple de mesures de la polarisation.

Modèle	Loi de distribution	Référence
Haze H	$r^2 \exp[-20 r]$	Dermandjian 1969
Stratosphérique Volcanique	$\frac{1}{r\sigma_1} \exp \left[- \frac{(\log r - \log r_1)^2}{2 \sigma_1^2} \right]$ $r_1 = 0,0974 \mu\text{m} \quad \sigma_1 = 0,283$	Lenoble-Brogniez (1983)
C	r^{-4}	Junge 1953
Rural	$\sum_{i=1}^2 \frac{1}{r\sigma_i^2} \exp \left[- \frac{(\log r - \log r_i)^2}{2 \sigma_i^2} \right]$ $\sigma_1 = \sigma_2 = 0,475$ $r_1 = 0,005 \mu\text{m} ; r_2 = 0,5 \mu\text{m}$	Selby et al(1976)

TABEAU II-1 : Modèles d'aérosols utilisés pour les tests d'inversions et leurs caractéristiques.

Canal N°	$\lambda(\mu\text{m})$	Classe de rayon (μm)
1	0,40	0,13 - 0,33
2	0,70	0,33 - 0,55
3	1,02	0,55 - 0,85
4	1,66	0,85 - 1,25
5	2,20	1,25 - 1,90
6	3,80	1,90 - 3,50
7	10,40	3,50 - 8,00

TABLEAU II-2 : Association entre les longueurs d'onde et les classes de rayon utilisées par Grassel (71)

$\lambda(\mu\text{m})$	0,443	0,550	0,678	0,865	1,040	1,580
$\tau_{\text{mesuré}}$	0,682	0,578	0,482	0,383	0,319	0,206
$\tau_{\text{calculé}}$	0,805	0,706	0,590	0,454	0,359	0,204
$\Delta\tau = \tau_{\text{cal}} - \tau_{\text{mes}}$	0,123	0,128	0,108	0,071	0,040	-0,002

TABLEAU II-3 : Epaisseurs optiques simulées à l'aide du modèle C d'indice 1,55 et calculées à partir de l'approximation (II-6).

$\lambda(\mu\text{m})$	0,1 μm → 0,17 μm	0,17 → 0,29	0,29 → 0,49	0,49 → 0,82	0,82 → 1,39	1,39 → 2,36	2,36 → 4 μm
0,443	21.59	28.33	14.12	6.41	3.51	2.08	1.18
0,525	14.30	23.73	16.99	5.92	3.81	2.07	1.18
0,550	12.51	22.35	17.50	5.94	3.88	2.09	1.20
0,600	9.58	19.89	17.92	6.15	3.95	2.15	1.20
0,678	6.56	15.89	17.76	7.13	3.92	2.13	1.20
0,865	3.01	9.10	14.51	9.78	3.52	2.21	1.21
1,04	1.58	5.26	11.33	10.58	3.73	2.33	1.28
1,58	0.35	1.37	4.34	7.78	6.10	2.07	1.35

TABLEAU II-4 : Matrice A (équation II-9) calculée à l'aide de la théorie de Mie en supposant que $h(r) = r^{-4}$

Classe de rayons (μm)	0,1 μm →0,15 μm	0,15 μm →0,22 μm	0,22 μm →0,33 μm	0,33 μm →0,49 μm	0,49 μm →0,72 μm	0,72 μm →1,08 μm	1,08 μm →1,6 μm
f_j	1,0075	0,9225	0,9308	1,0035	0,9635	0,9218	0,8802

TABLEAU II-5 : Classes de rayon pour le modèle Haze H et critère de convergence King.

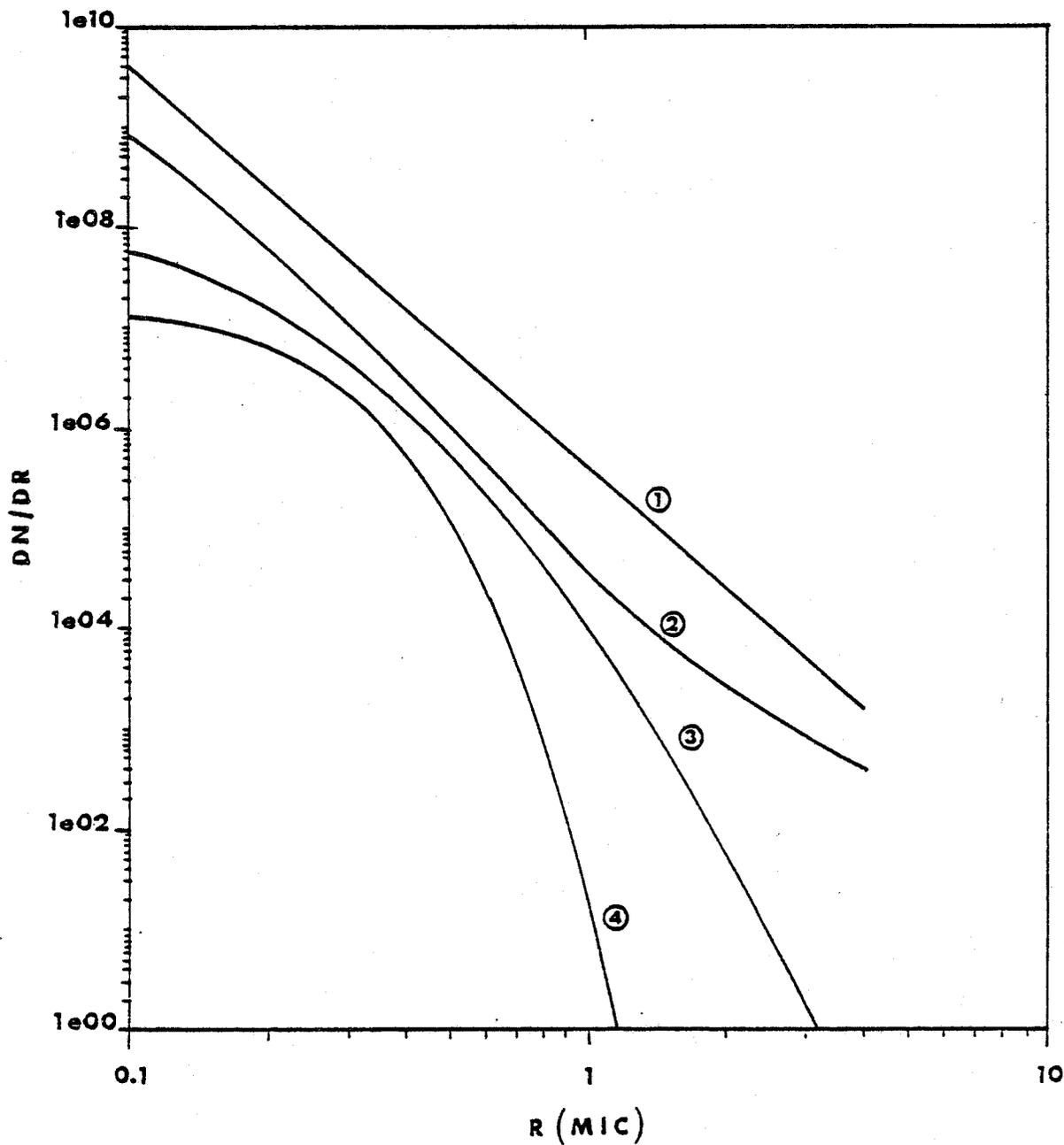


FIGURE II-1 : Distributions granulométriques des aérosols données
tableau (II-1)

- ① modèle C
- ② modèle rural
- ③ modèle stratosphérique volcanique
- ④ Haze H

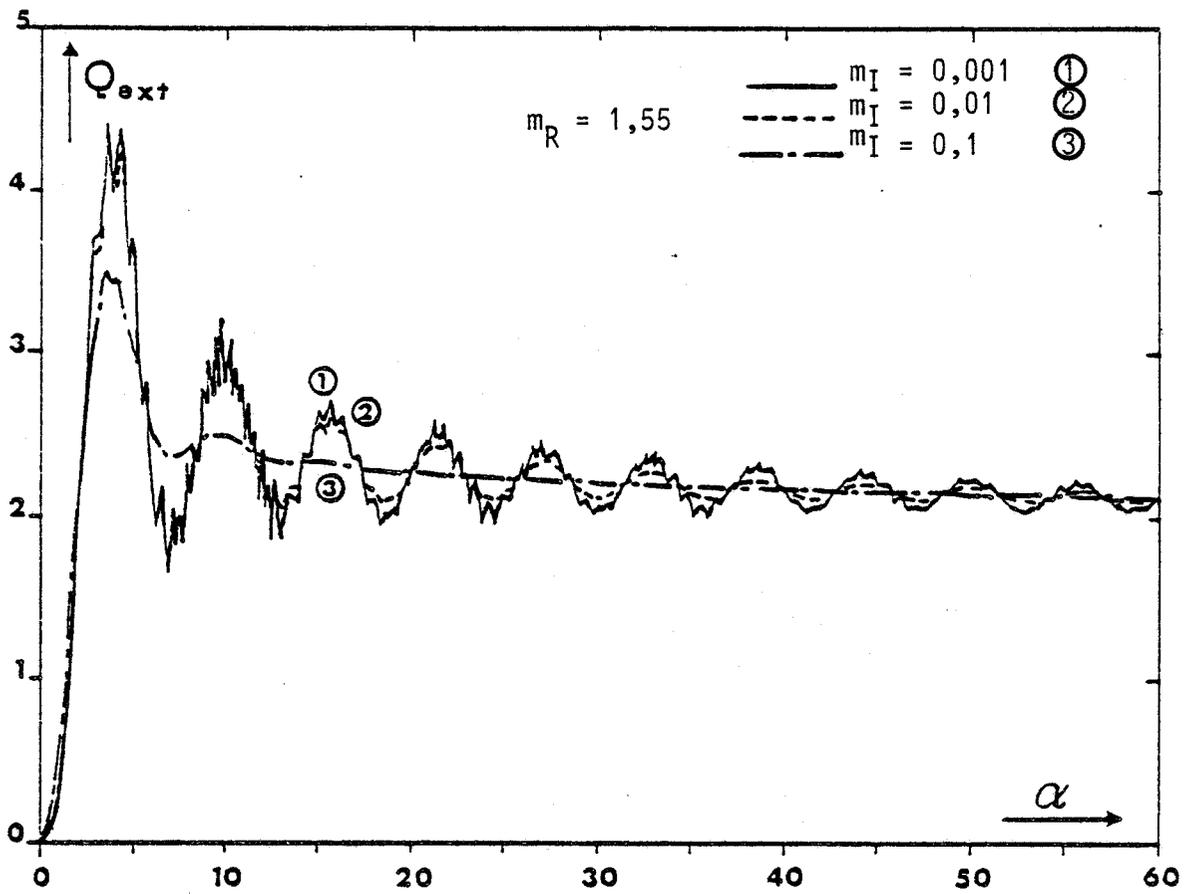


FIGURE II-2-a : Coefficient d'extinction Q_{ext} en fonction du paramètre de Mie $\alpha = 2\pi r/\lambda$

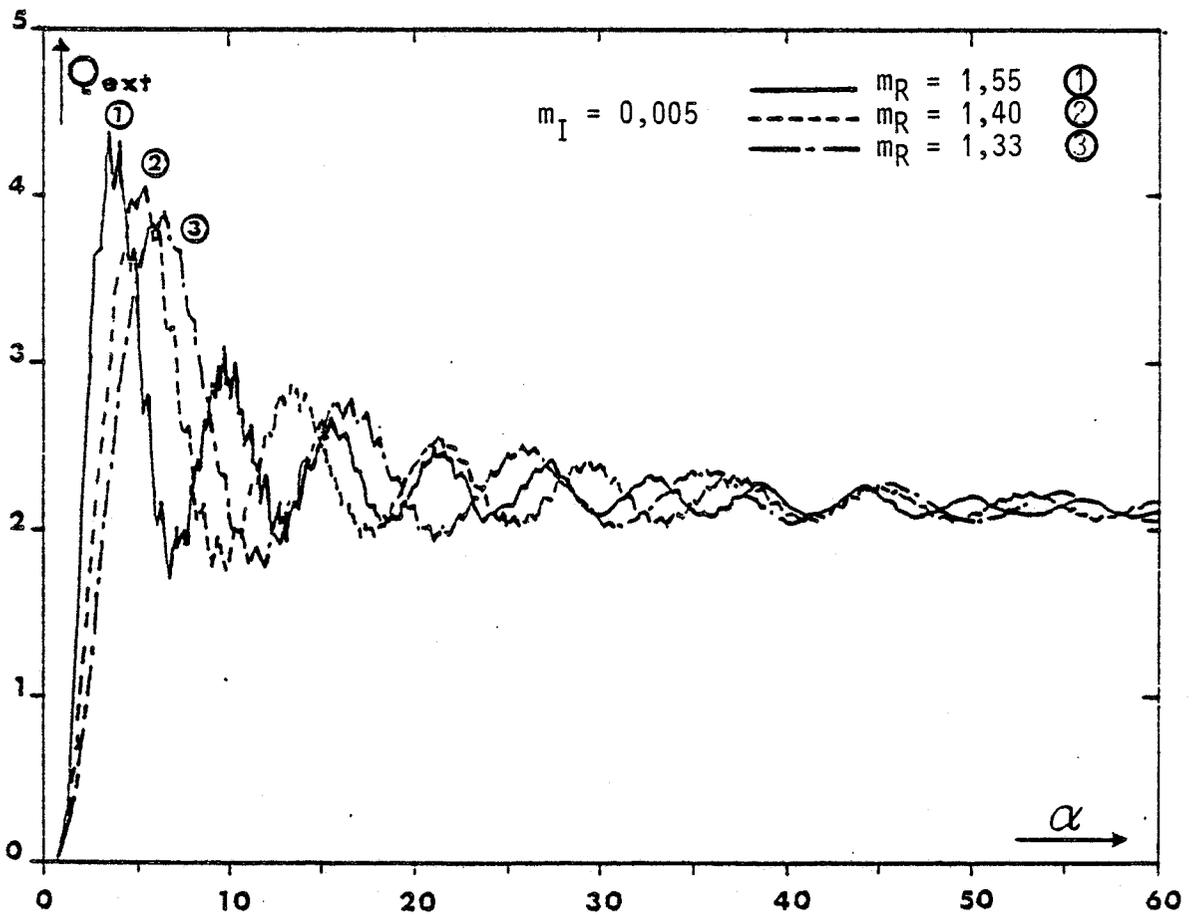


FIGURE II-2-b : Môme légende que la figure (II-2-a)

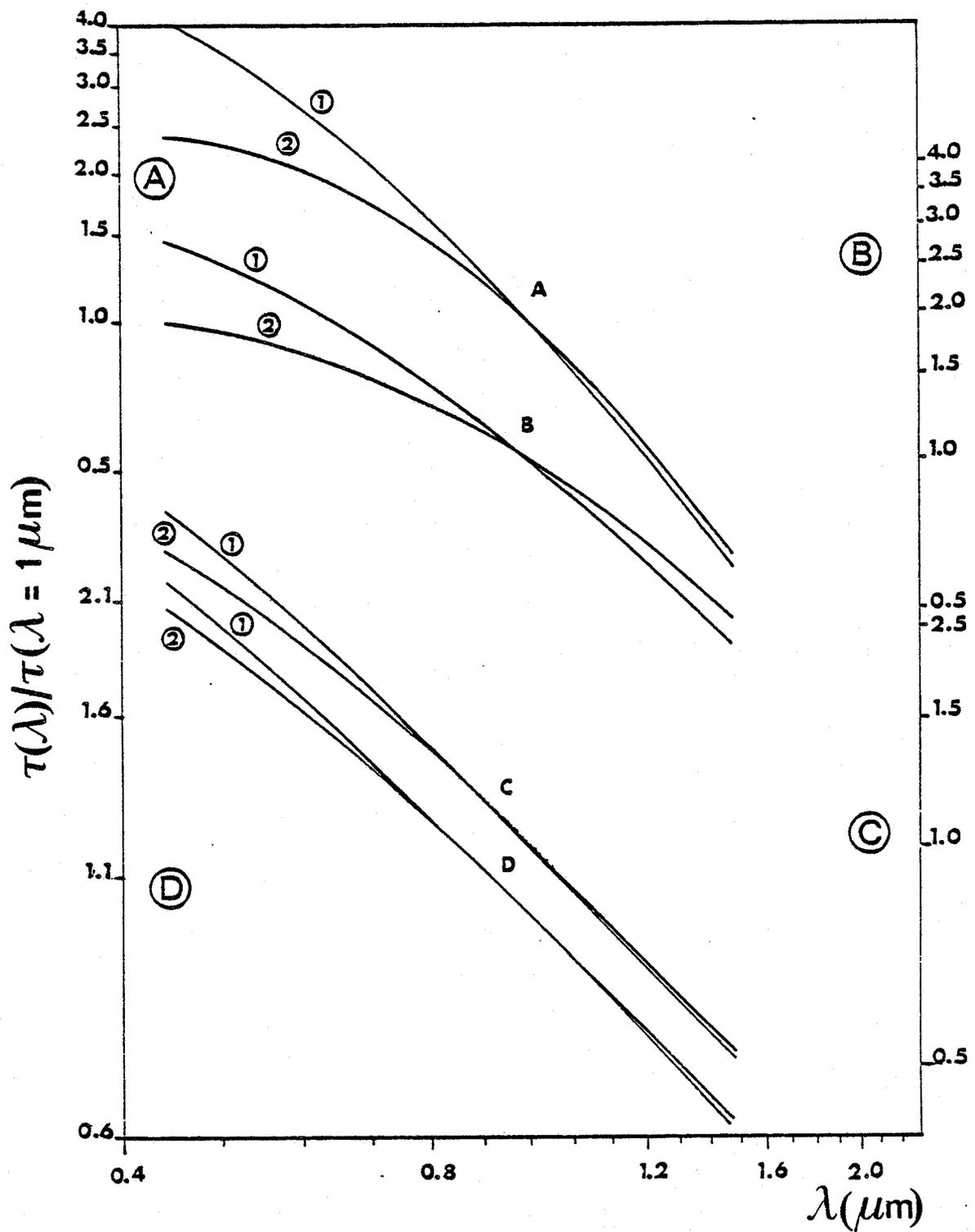


FIGURE II-3 : Variation spectrale du rapport $\tau(\lambda)/\tau(\lambda = 1 \mu\text{m})$
 pour deux indices 1,33 (courbe ①) et 1,55
 (courbe ②)

(A) Haze H (échelle gauche (A))

(B) Modèle stratosphérique volcanique (échelle droite (B))

(C) Modèle rural (échelle droite (C))

(D) Modèle C (échelle gauche (D))

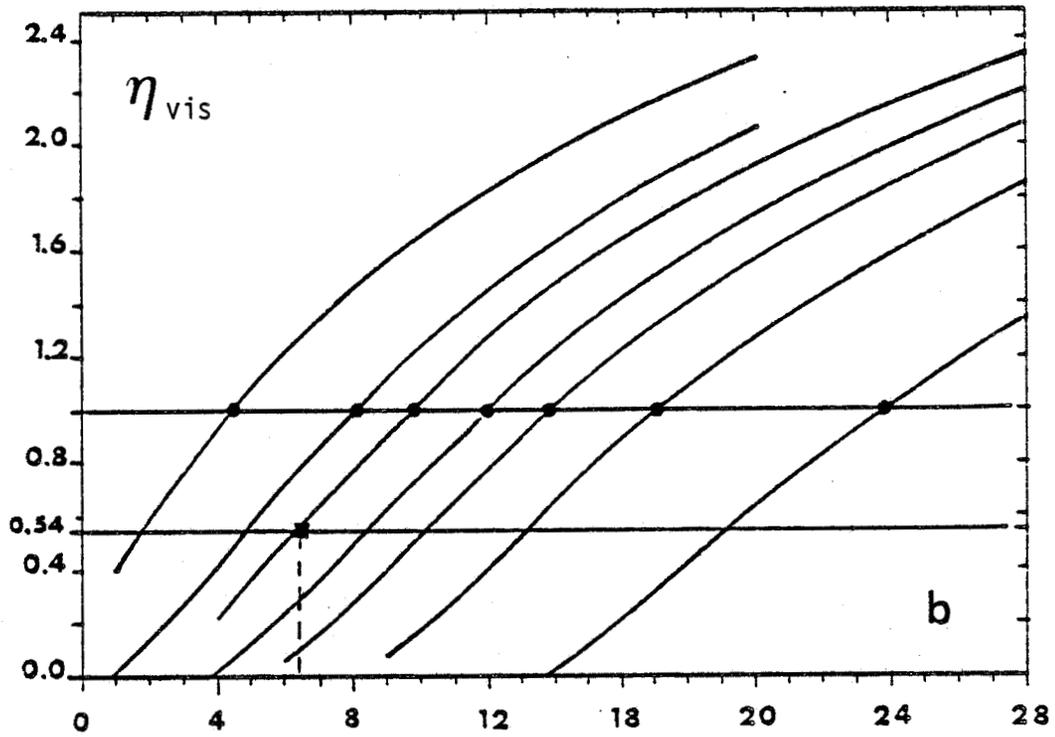


FIGURE II-4 : Coefficient d'Angström η_{vis} en fonction des paramètres ν et b dans le visible.

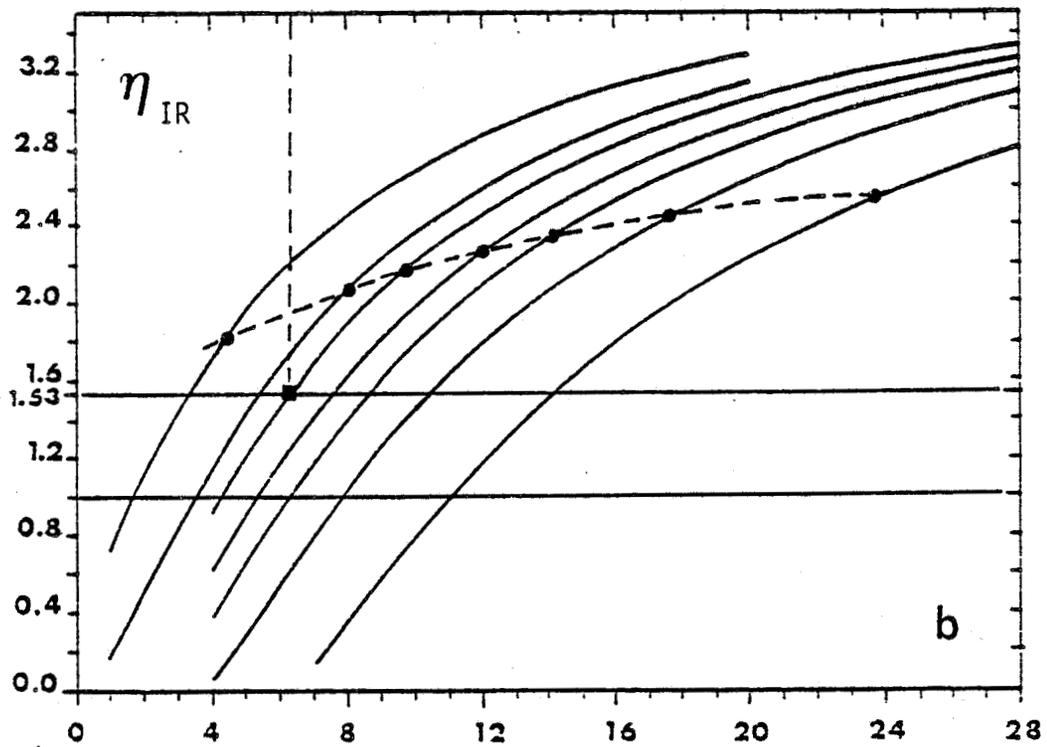


FIGURE II-5 : Même légende que la figure (II-4) mais pour l'infrarouge.

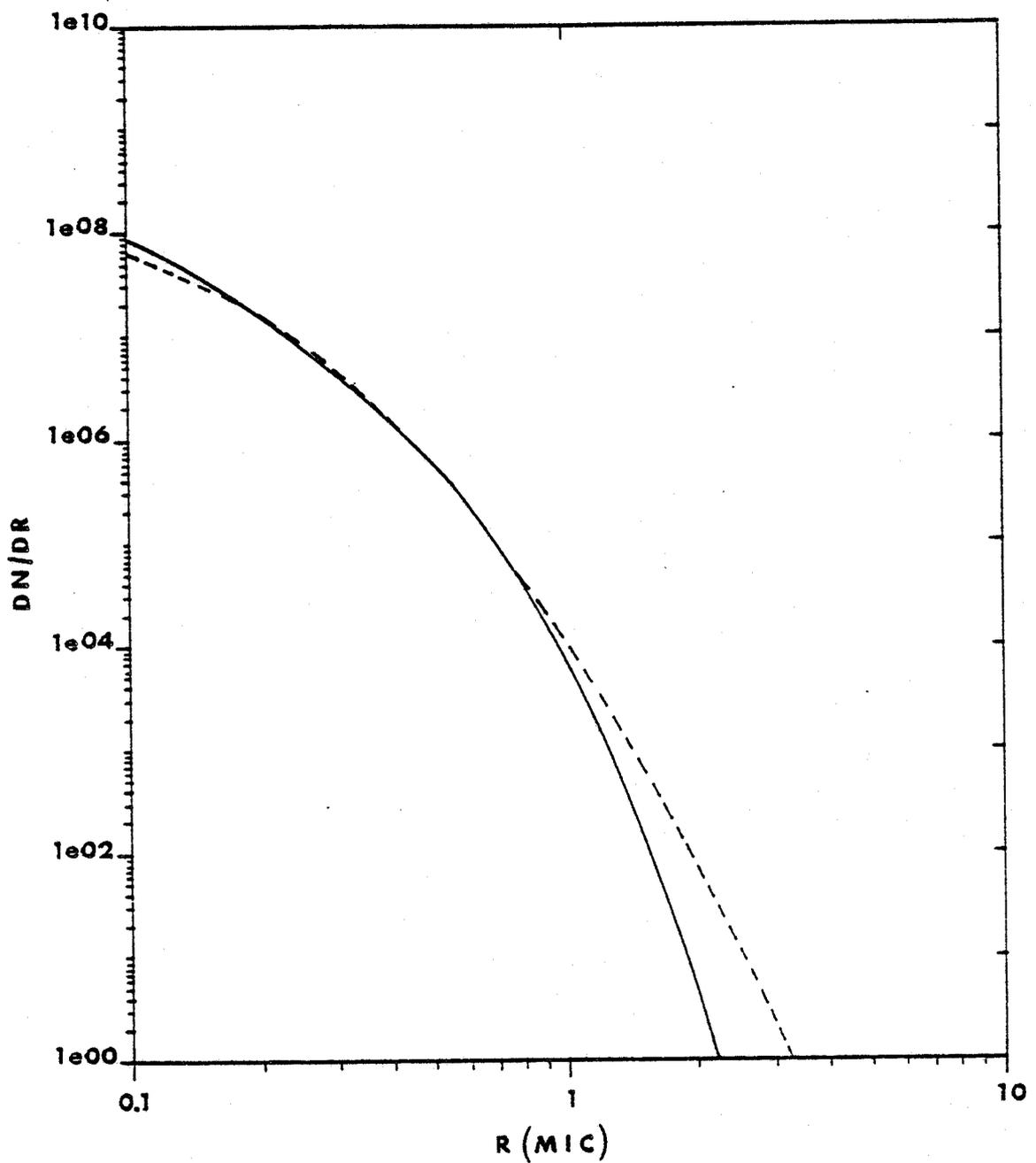


FIGURE II-6 : Restitution granulométrique du modèle stratosphérique volcanique après inversion par la méthode de Box
 (—) modèle stratosphérique volcanique
 (----) granulométrie inversée

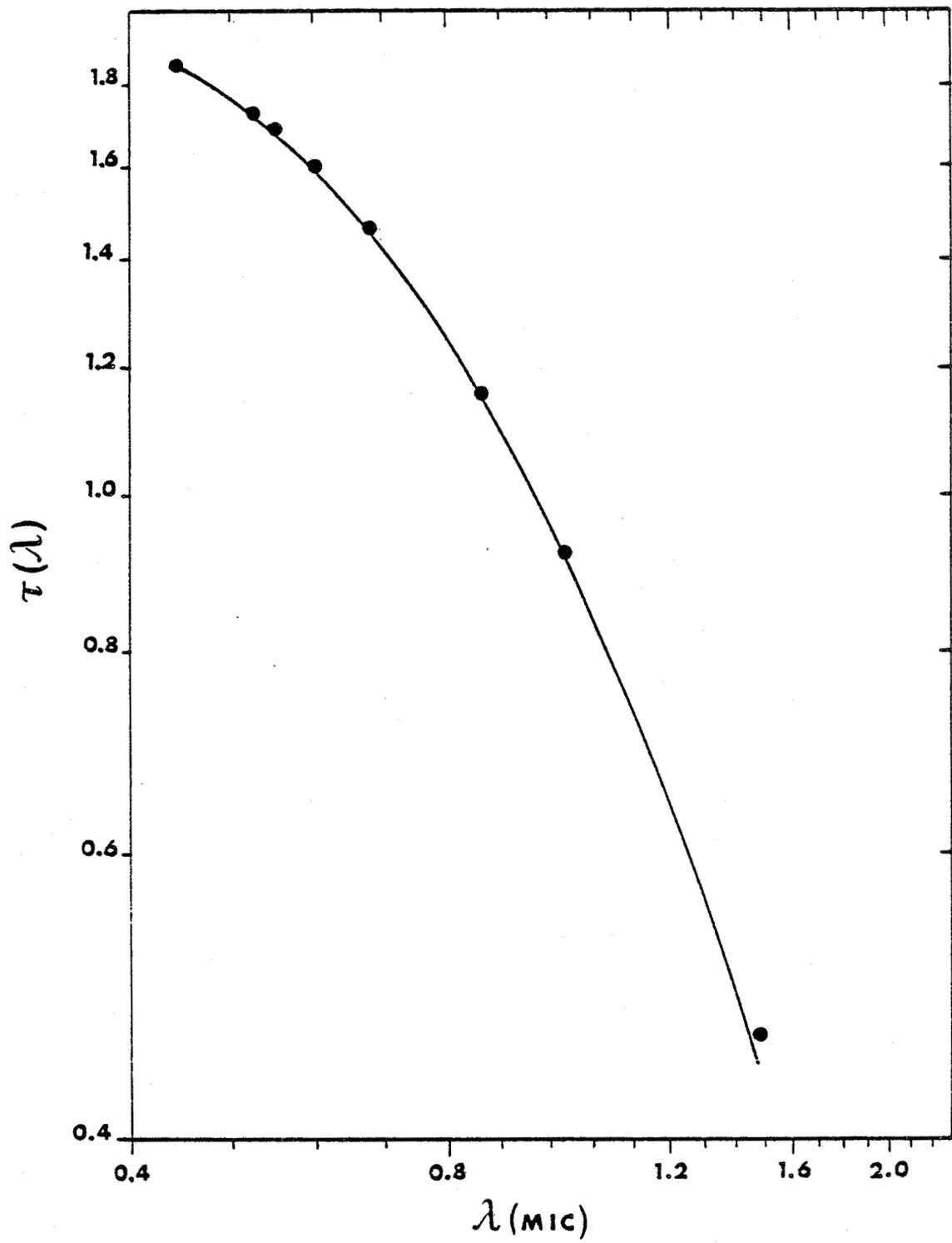


FIGURE II-7 : Restitution des épaisseurs optiques après inversion par la méthode de Box (modèle stratosphérique volcanique)

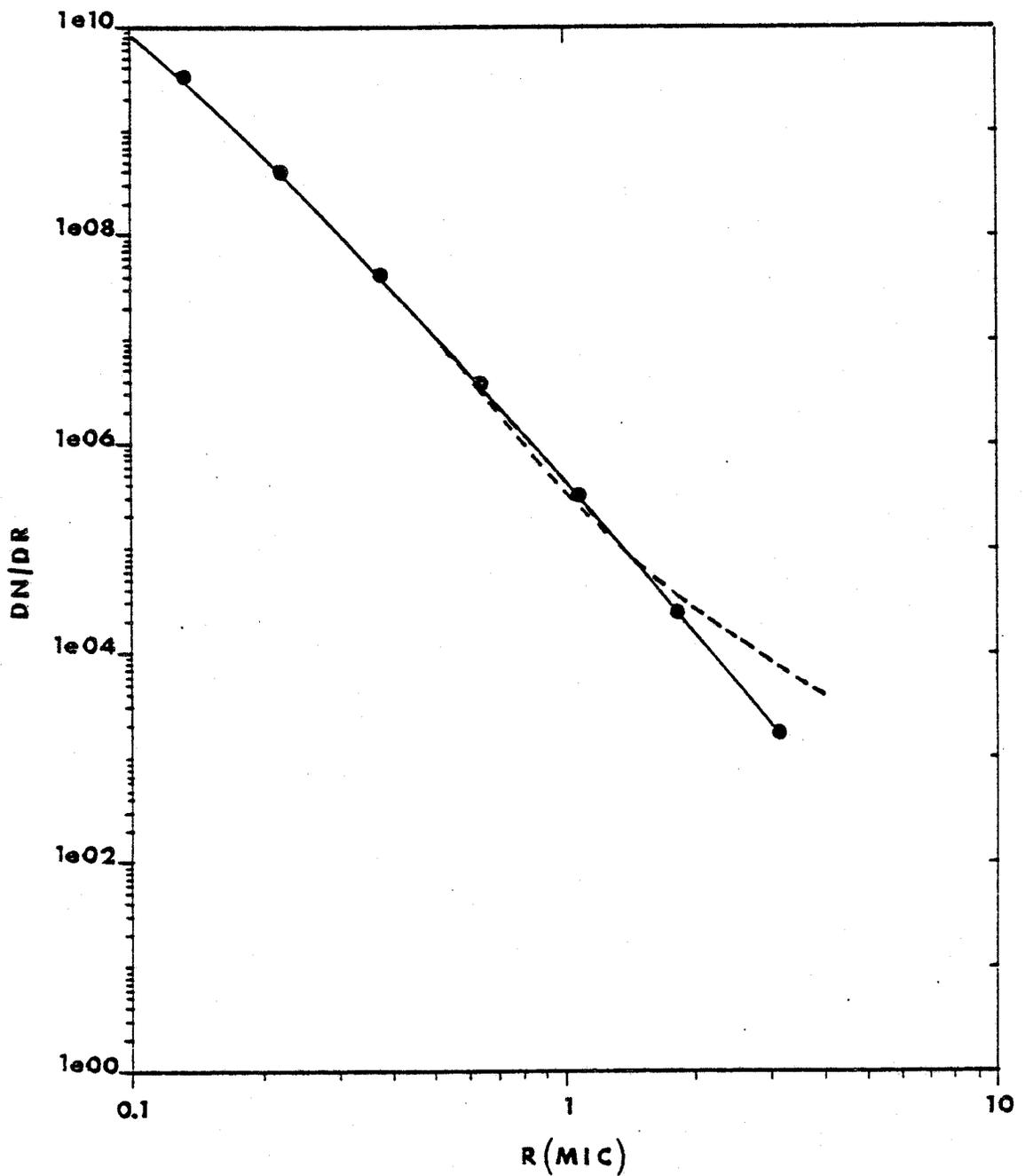


FIGURE II-8 : Restitution granulométrique du modèle rural après inversion par la méthode de King
 (----) modèle rural
 (....) granulométrie inversée

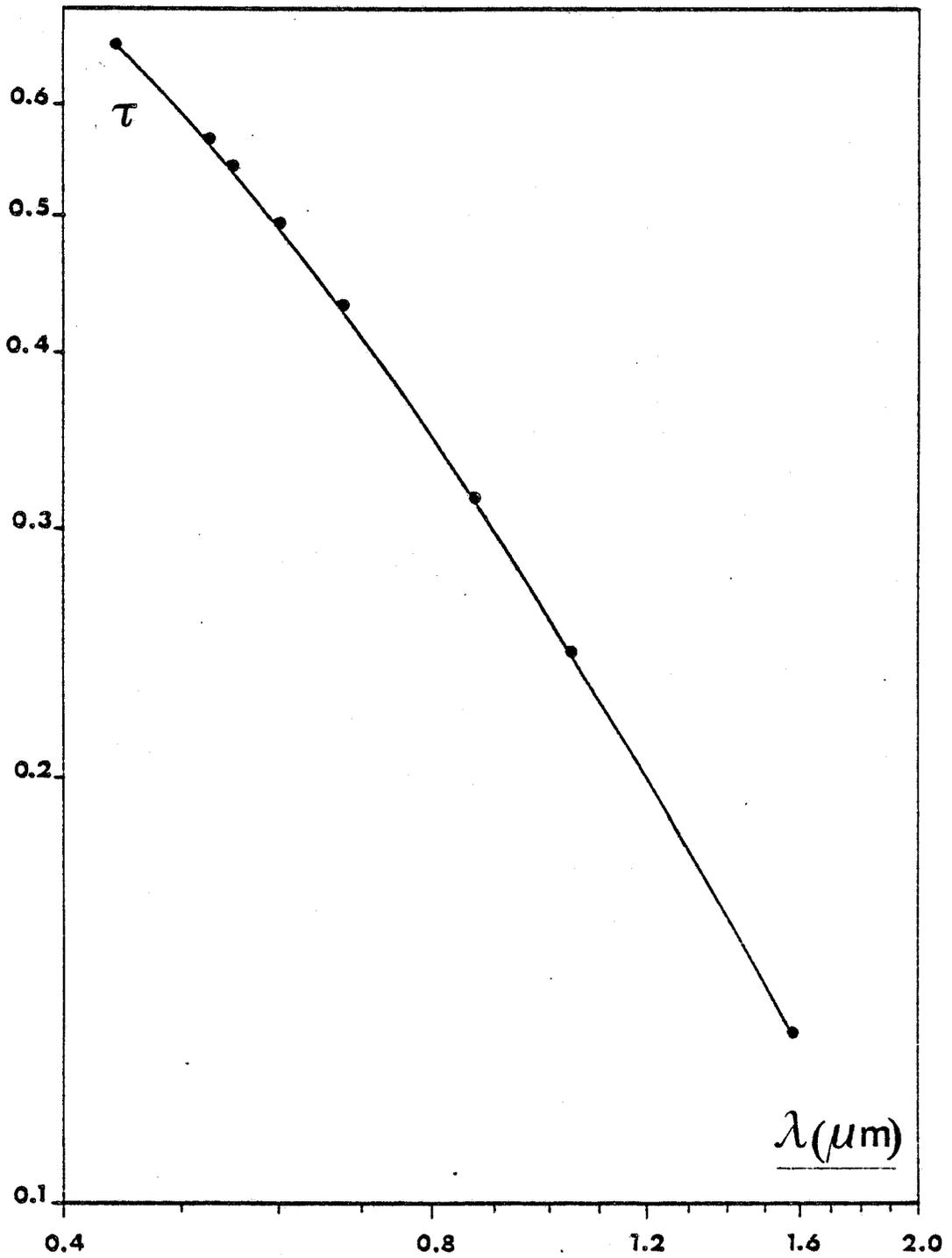


FIGURE II-9 : Restitution des épaisseurs optiques après inversion du modèle rural par la méthode de King.

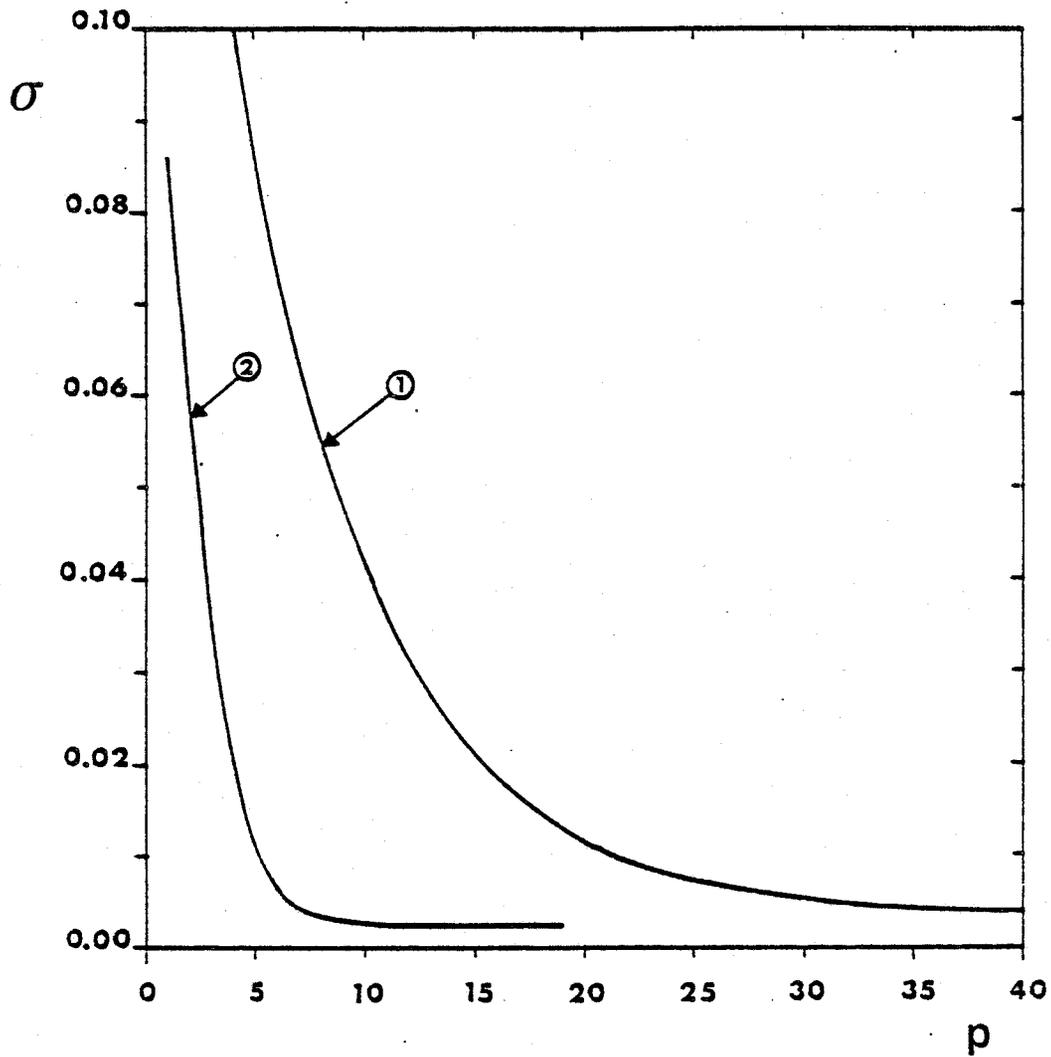


FIGURE II-10 : Influence de la discrétisation en dimension sur la convergence. Haze H, $m_R = 1,40$.

- ① inversion avec le couple de rayons limites
($r_i = 0,1 \mu\text{m}$; $r_f = 4 \mu\text{m}$)
- ② inversion avec le couple de rayons limites
($r_i = 0,1 \mu\text{m}$; $r_f = 1,6 \mu\text{m}$)

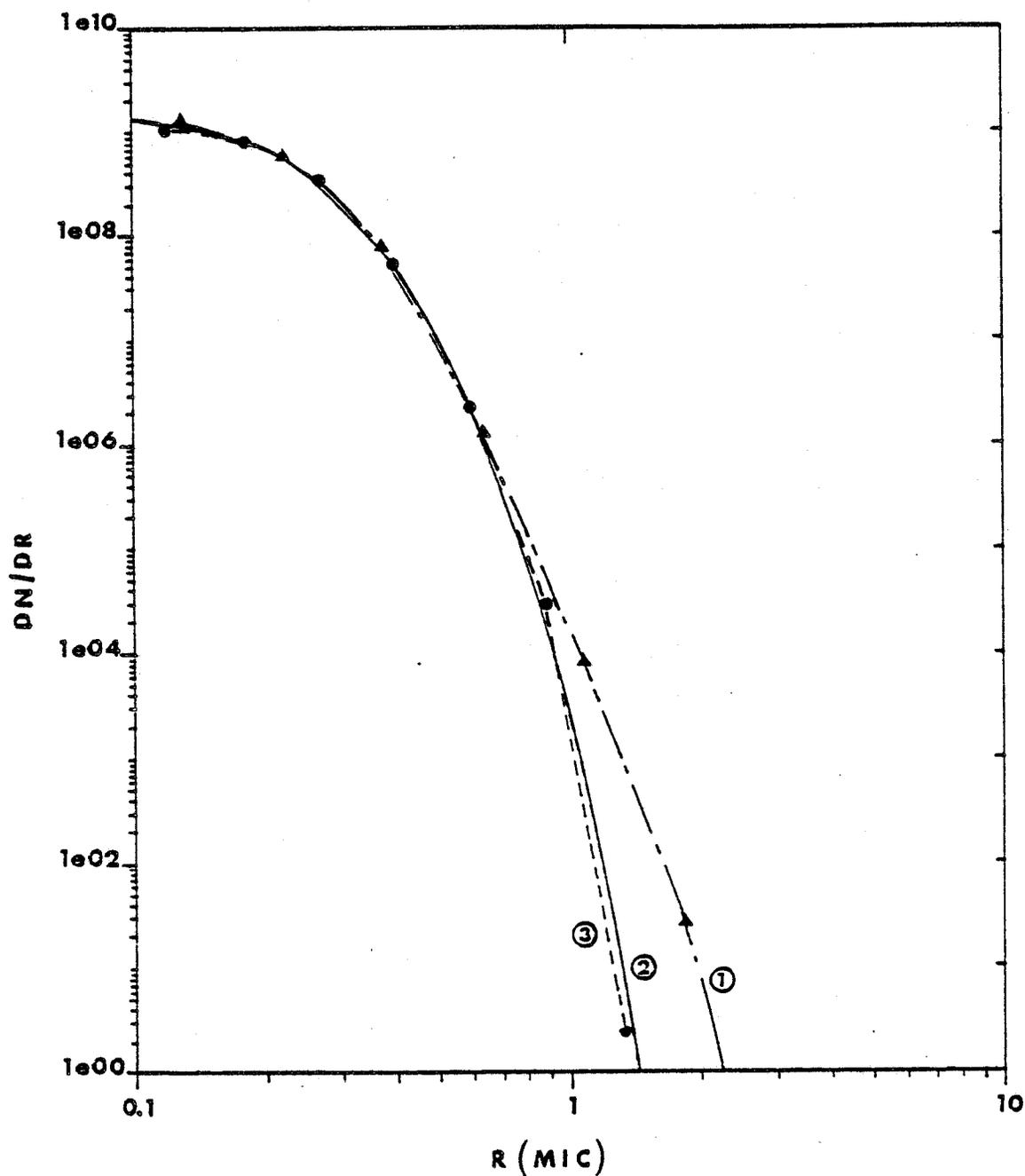


FIGURE II-11 : Sensibilité de l'inversion King à la discrétisation

Distribution granulométrique des aérosols :

- ① Haze H
- ② Granulométrie inversée par la méthode de King avec
($r_i = 0,1 \mu m$; $r_f = 0,4 \mu m$)
- ③ Granulométrie inversée par la méthode de King avec
($r_i = 0,1 \mu m$; $r_f = 1,6 \mu m$)

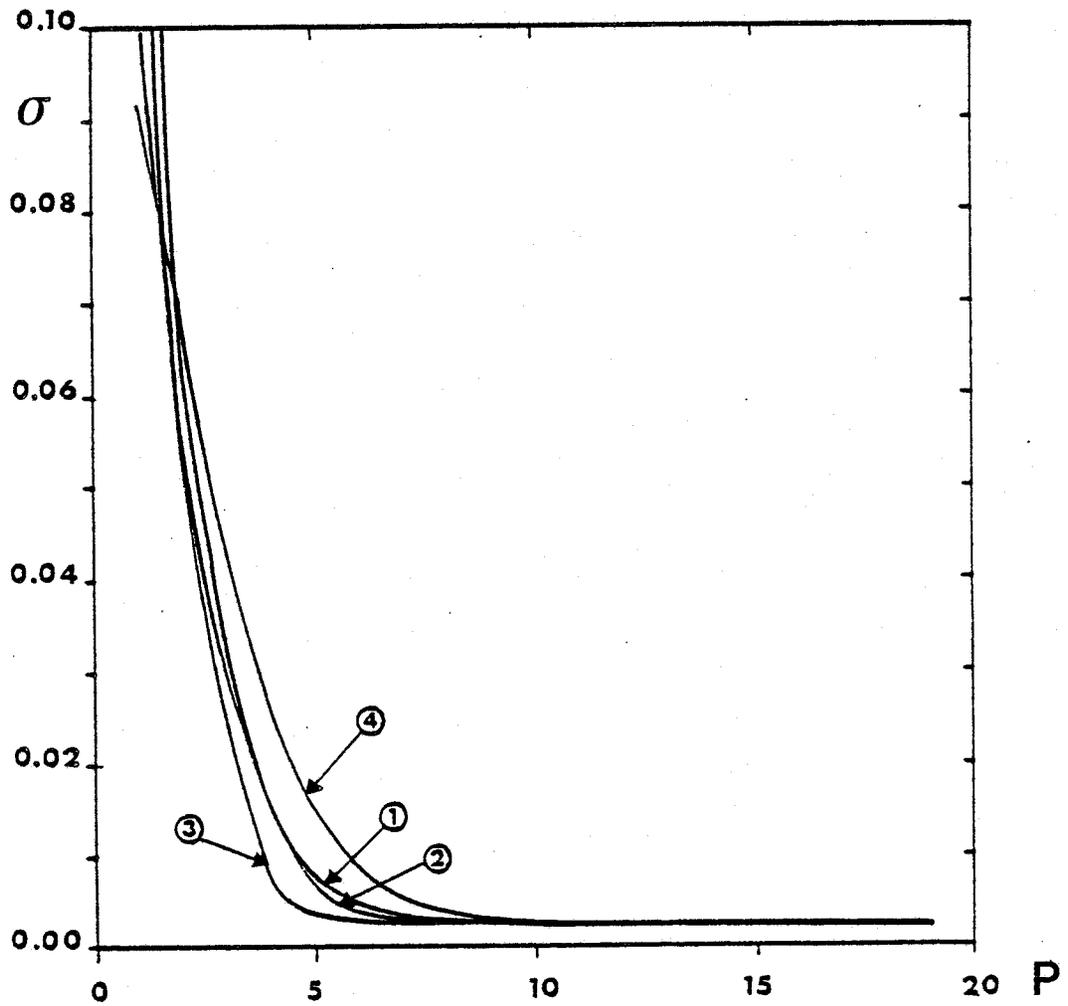


FIGURE II-12 : Influence de l'initialisation sur la convergence

Haze H, $m_R = 1,40$

Loi de Junge $n(r) = r^{-\partial}$

(1) inversion avec $\partial = 4,8$

(2) inversion avec $\partial = 5,3$

(3) inversion avec $\partial = 5,8$

(4) inversion avec $\partial = 4,3$

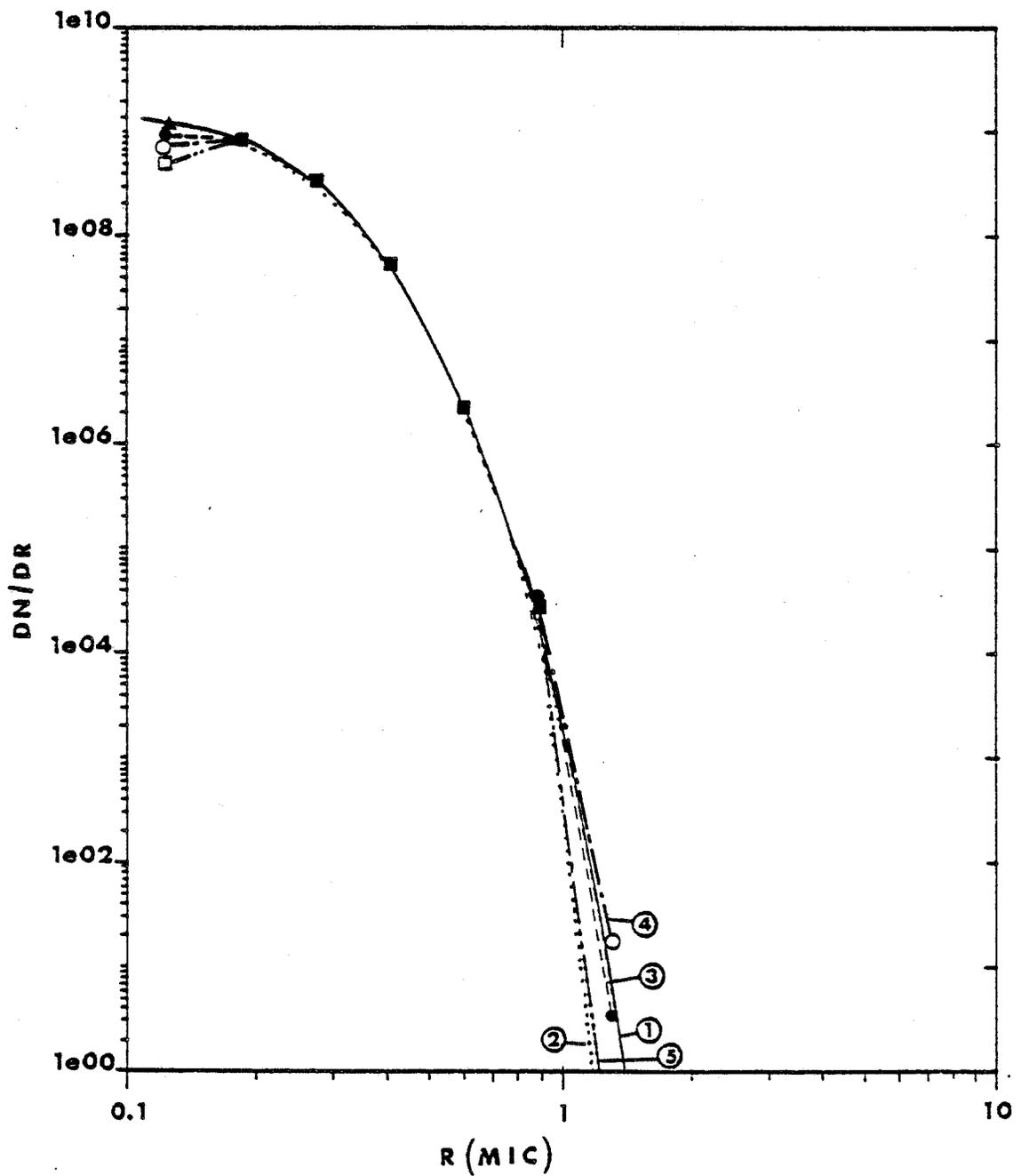


FIGURE II-13 : Sensibilité de l'inversion de King à l'initialisation

(1) Haze H

(2 ; 3 ; 4 ; 5) granulométrie inversée avec

$(\bar{n} ; \bar{n} \pm 0,5 ; \bar{n} + 1)$

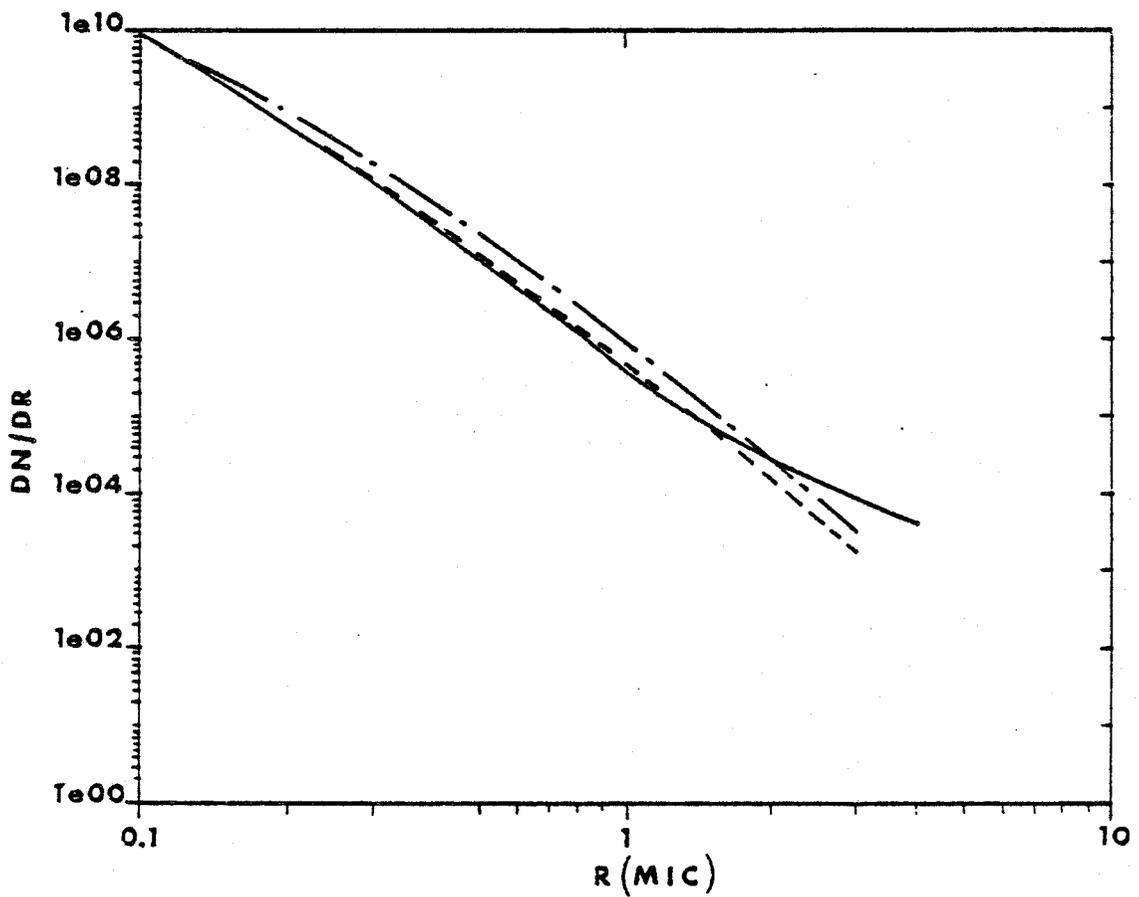


FIGURE II-14 : Influence de l'indice de réfraction sur l'inversion

(—) modèle rural

(----) granulométrie inversée avec $m_R = 1,55$

(- - -) granulométrie inversée avec $m_R = 1,33$

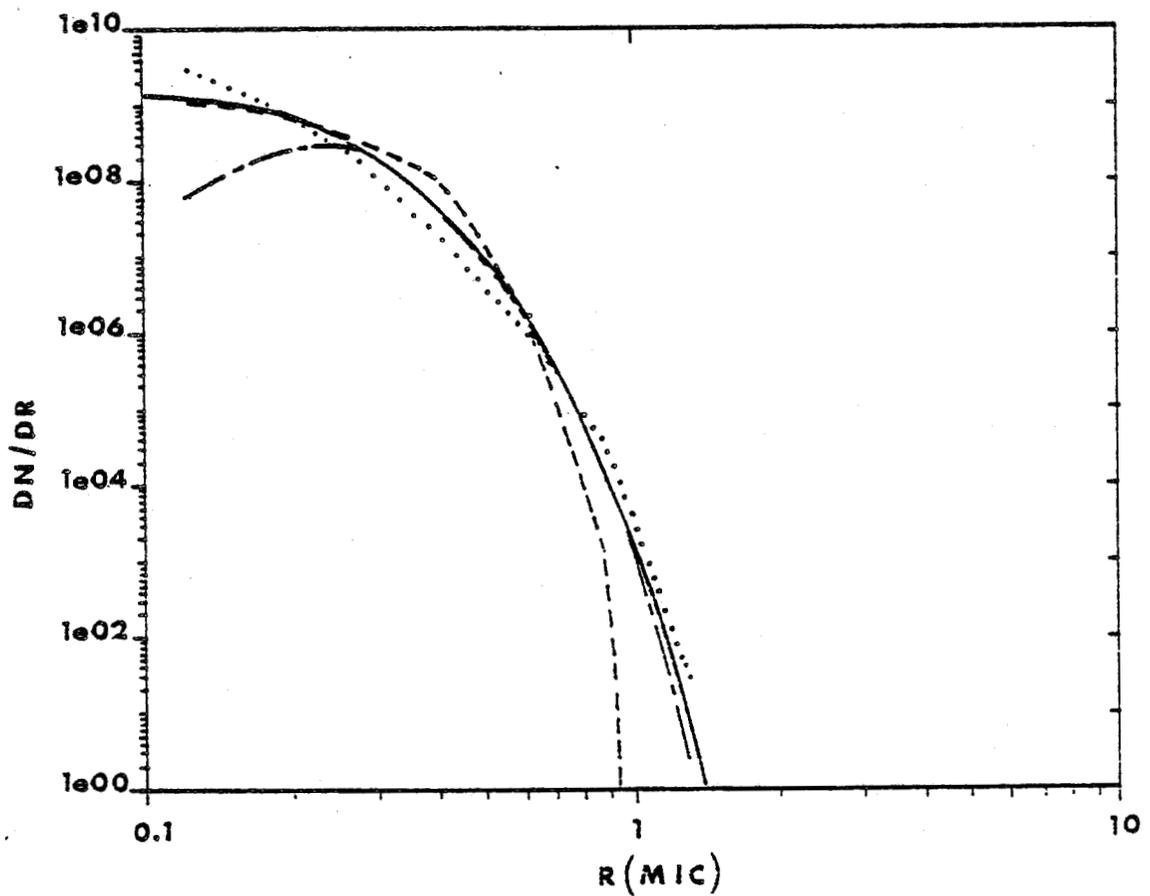


FIGURE II-15 : Même légende que la figure (II-14) mais pour le Haze H

(—) Haze H

(....) granulométrie inversée avec $m_R = 1,55$

(- - -) granulométrie inversée avec $m_R = 1,40$

(- · - ·) granulométrie inversée avec $m_R = 1,33$

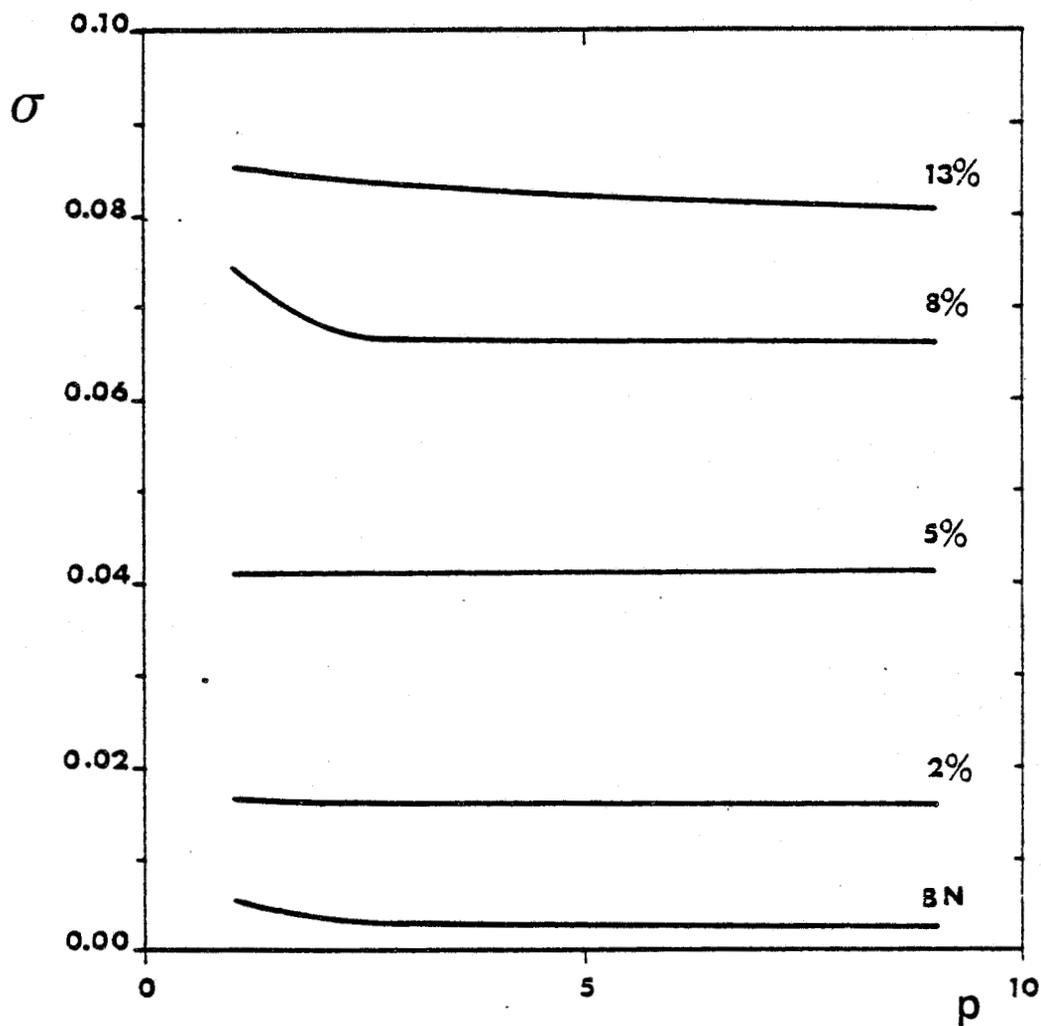


FIGURE II-16 : Influence du bruit de mesures sur la convergence.

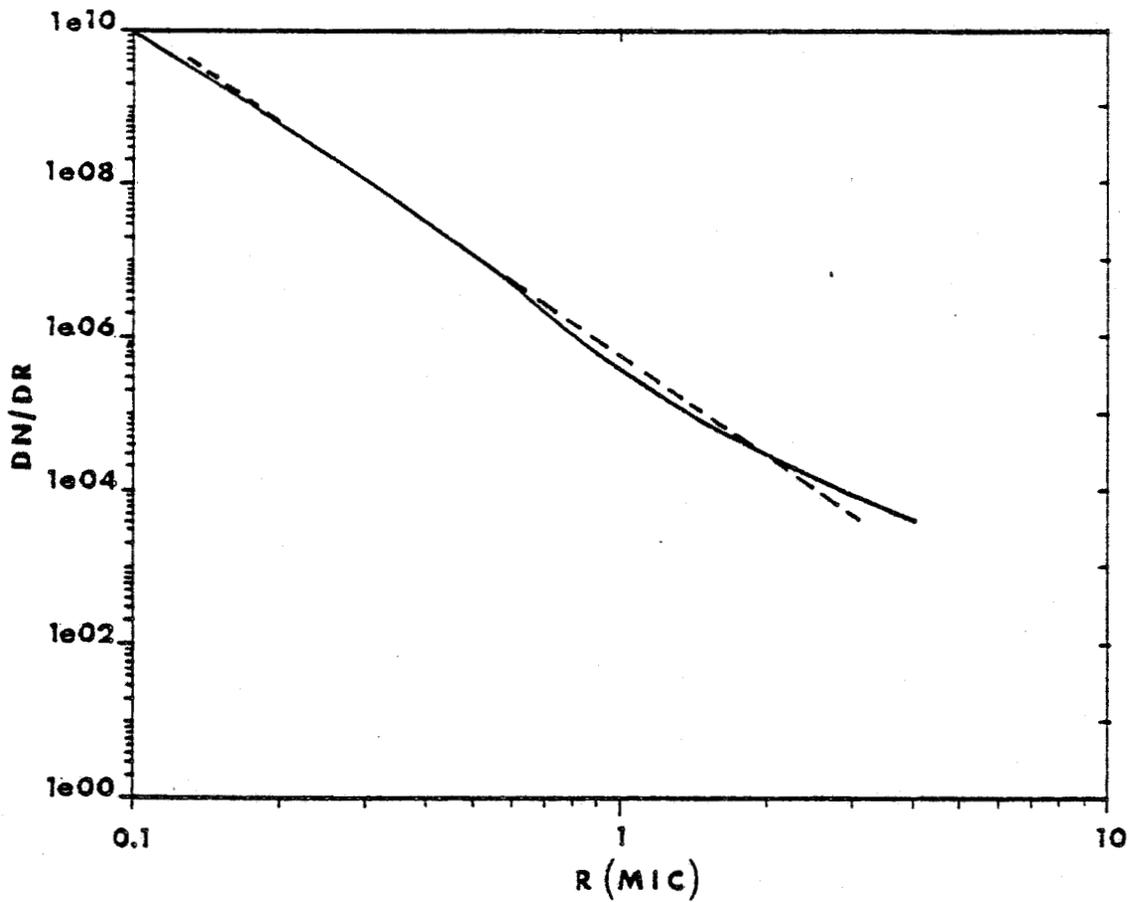


FIGURE II-17 : Restitution de la granulométrie en présence de bruit

(—) modèle rural

(---) granulométrie inversée

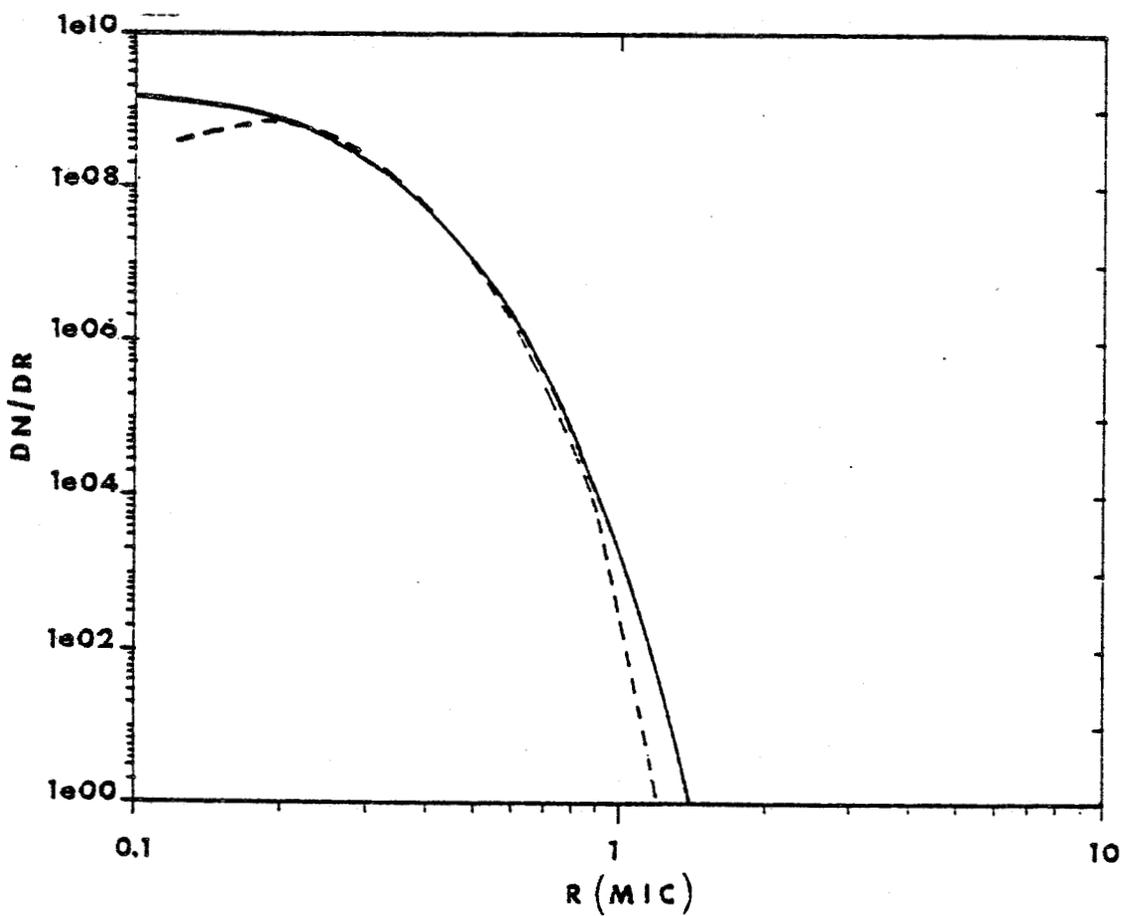


FIGURE II-18 : Même légende que la figure (II-17) pour le Haze H

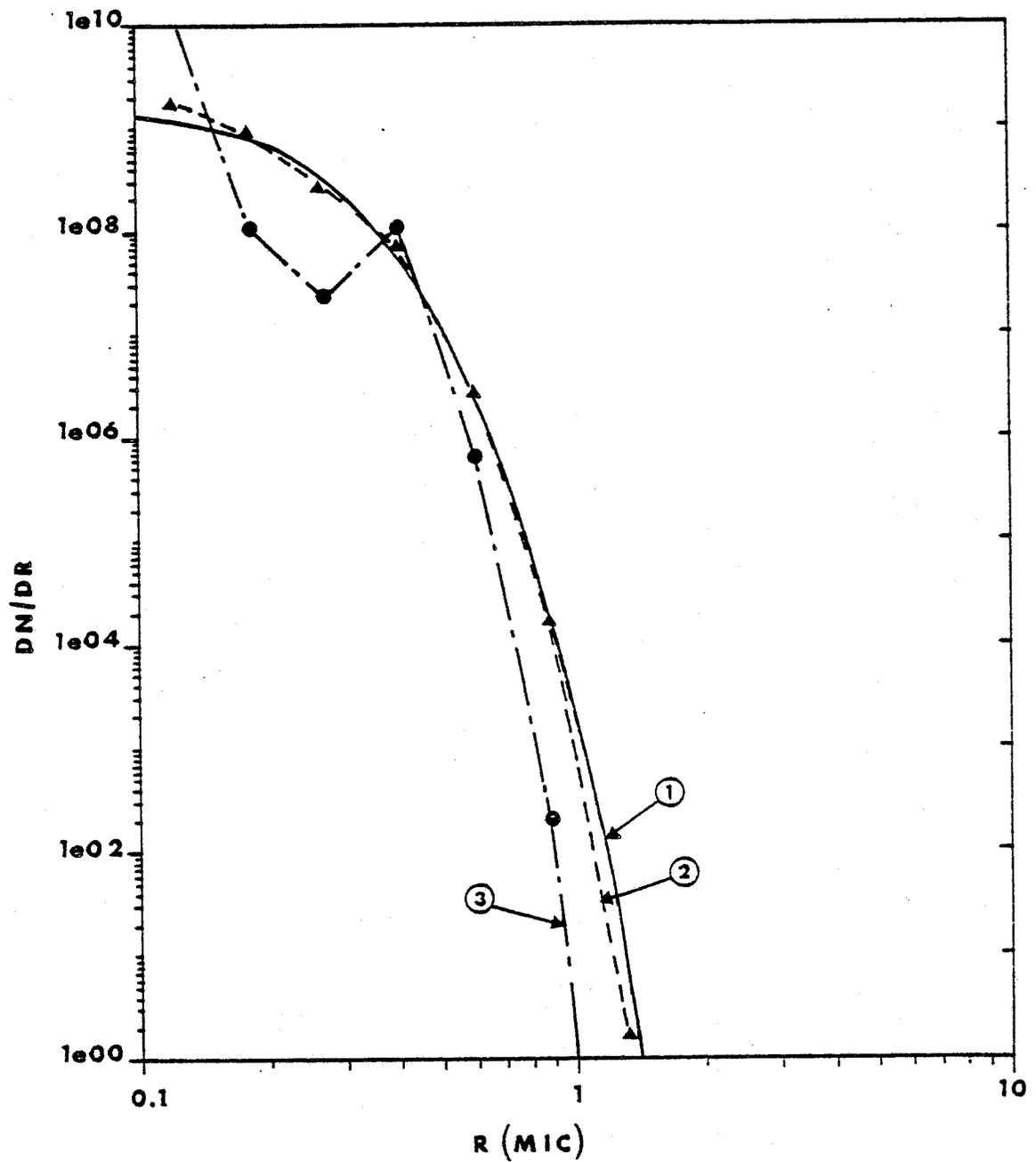


FIGURE II-19 : Critère de convergence. Restitution de la granulométrie à différentes itérations :

(1) Haze H
 (2) ; (3) granulométrie inversée par la méthode de King (voir texte)

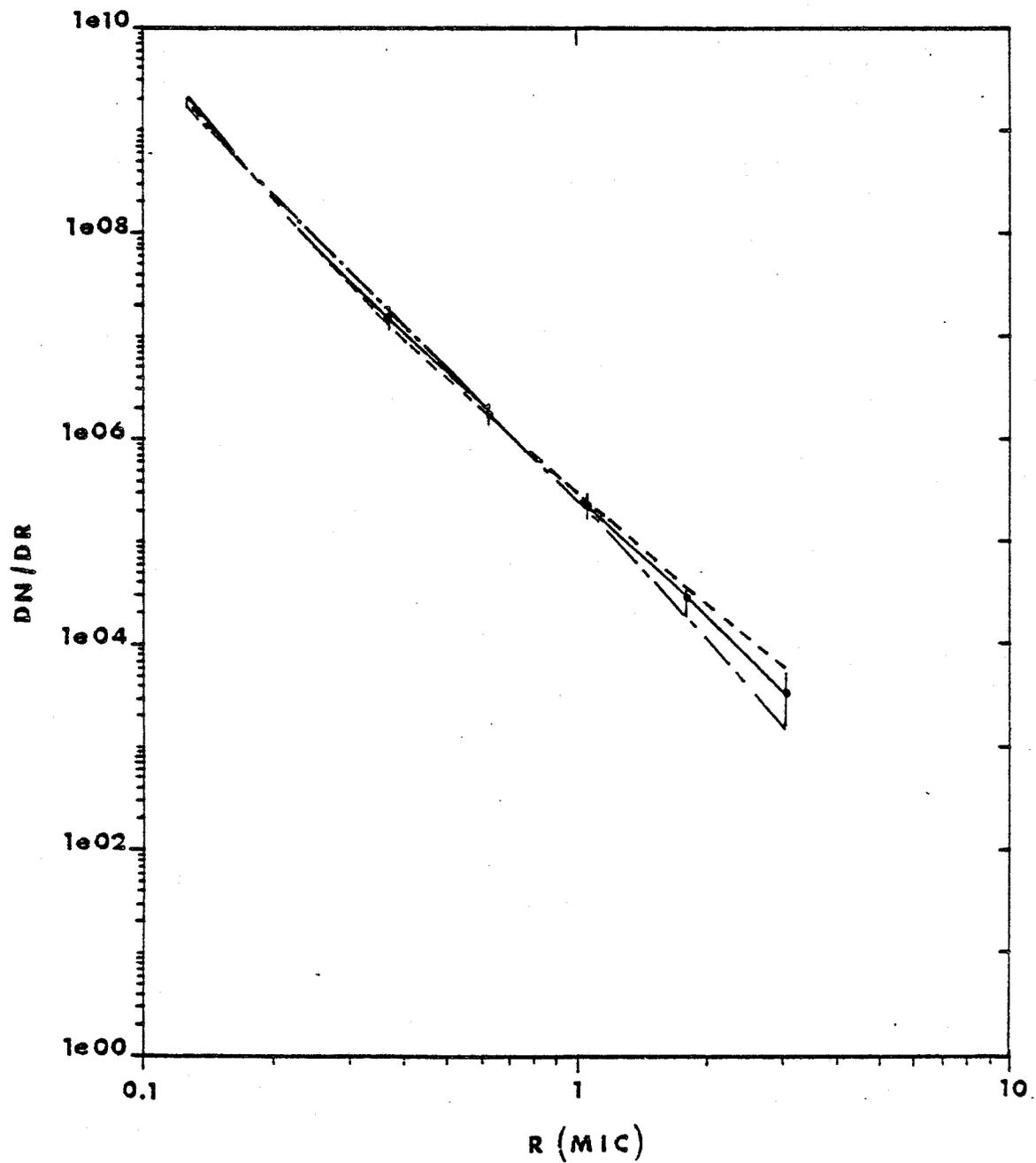


FIGURE II-20 : Influence des incertitudes de la correction de l'ozone sur la granulométrie inversée pour le 03 Décembre 1980 (Campagne E.C.L.A.T.S.).

chapitre 3.

résultats des campagnes

de mesures

I N T R O D U C T I O N

Les campagnes de mesures considérées dans ce chapitre s'inscrivent dans le cadre des expériences menées par le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (L.O.A.) et concernent les propriétés optiques des aérosols :

i) Sahariens dans le cas de la campagne E.C.L.A.T.S. (Etude de la Couche Limite Atmosphérique Tropicale Sèche) qui s'est déroulée du 14 Novembre au 9 Décembre 1980 à NIAMEY (Fouquart et al, 1982).

ii) Continentaux pour la Campagne de Mesures effectuée durant la période du 15 au 22 Février 1983 à Lille (Balois et al, 1983).

iii) Stratosphériques pour la journée de mesure du 27 Avril 1983 au Chiran (Haute Provence).

On présentera les résultats obtenus au cours de ces campagnes de mesures concernant l'épaisseur optique des aérosols et la répartition granulométrique inversée par les méthodes décrites dans le chapitre précédent. Parallèlement, d'autres types de mesures destinées à des déterminations complémentaires ou redondantes des granulométries ou d'autres paramètres caractéristiques des aérosols sont disponibles :

- Des mesures directes de l'abondance des particules à l'aide de l'impacteur à Cascade "Sierra" ou de compteurs de particules : le Knollenberg et le Kratel

- Des mesures indirectes de l'auréole, de la polarisation ou des paramètres optiques des aérosols.

On analysera ces mesures annexes et on cherchera à travers leur comparaison une validation de la granulométrie inversée à partir des mesures $\tau(\lambda)$.

I - PRESENTATION DES RESULTATS

I.1 - CAMPAGNE E.C.L.A.T.S.

L'objectif principal de la campagne E.C.L.A.T.S., est l'étude de l'impact des aérosols sur les caractéristiques dynamiques et thermodynamiques de la couche limite via leurs effets sur le bilan radiatif. Parmi les paramètres optiques déterminés, on s'intéresse, entre autres, à l'épaisseur optique des aérosols et à leur granulométrie.

La figure (III-1) présente les variations journalières de l'épaisseur optique τ_A des aérosols à la longueur d'onde $\lambda = 0,520 \mu\text{m}$ durant la Campagne E.C.L.A.T.S. Les valeurs observées dans la dernière semaine de Novembre correspondent aux jours les plus turbides avec $\tau_A > 0,5$. Au contraire, début Décembre, l'atmosphère est claire avec $\tau_A < 0,3$. Par la suite on distinguera ces deux situations différentes : turbide et claire.

La figure (III-2) donne un exemple de la variation de l'épaisseur optique des aérosols en fonction de la longueur d'onde pour les cas extrêmes cités plus haut ; les courbes en trait plein et en tiret représentent respectivement les épaisseurs optiques recalculées après inversion King et Box ; les barres d'erreurs correspondent aux bruits de mesures et incluent la variabilité des aérosols dans la journée. Au premier abord, la différence entre les deux courbes réside dans le changement de leur concavité d'un jour turbide à un jour clair. En second lieu, on constate que la plupart des courbes ne sont pas linéaires dans le diagramme log-log utilisé. Ils'en suit que la formule empirique d'Angström (1964) couramment utilisée : $\tau(\lambda) \cong \beta \lambda^{-\eta}$ est déficiente dans le domaine spectral considéré. On a malgré tout déterminé l'exposant d'Angström η à partir des mesures $\tau(\lambda)$ restreintes au domaine visible ($0,4 \mu\text{m} < \lambda < 0,7 \mu\text{m}$). Sa variation journalière présentée également figure (III-1) montre, en accord avec ce qui a été constaté concernant la figure (III-2), que les plus grandes valeurs de τ_A correspondent aux valeurs faibles de η ($\eta \cong 0,2$), tandis que pour les jours clairs, l'exposant d'Angström approche de sa valeur continentale standard ($\eta \cong 1,3$). Dans la mesure où η est approximativement lié à l'exposant des distributions de Junge ($n(r) \cong r^{-\delta}$, avec

$\alpha = n + 3$), les valeurs observées durant la campagne révéleraient des variations significatives de la granulométrie des aérosols avec en particulier un déplacement vers les grosses particules pour les jours turbides.

Les mesures multispectrales de $\tau_A(\lambda)$ présentées figure (III-2) ont été inversées à l'aide des deux méthodes décrites dans le chapitre précédent. Dans le cas turbide, les épaisseurs optiques recalculées en utilisant l'équation (I-9) et les granulométries inversées par les méthodes de King et Box sont reportées figure (III-2) respectivement en trait plein et en tiret, alors que pour les jours clairs, la concavité de la variation spectrale de τ_A étant différente, la loi gamma-standard n'est pas représentative des aérosols. Dans ce cas, la méthode de Box est déficiente. Nous avons tracé figure (III-3) les abondances $n(r)$ inversées ainsi que les barres d'erreurs résultant de l'inversion King (1982). Les incertitudes les plus importantes affectent les particules de grandes dimensions pour lesquelles l'information contenue dans les mesures est faible. Par ailleurs, les épaisseurs optiques inversées étant mesurées par deux radiomètres différents (voir chapitre I), le problème de leur intercalibration peut être une source d'erreur supplémentaire dans l'inversion de King. Cependant cette intercalibration est rendue possible dans la mesure où d'une part les domaines spectraux des deux radiomètres se recouvrent autour de $0,9 \mu\text{m}$ et d'autre part l'inversion de Box ne dépend que de l'exposant d'Angström η déterminé indépendamment pour chaque radiomètre. L'accord convenable entre les distributions granulométriques inversées par les deux méthodes (figure (III-3)) et les épaisseurs optiques restituées (figure (III-2)) montre que l'intercalibration est satisfaisante.

Sur la figure (III-2), on remarque que la variation de l'épaisseur optique entre un jour clair et un jour brumeux correspond essentiellement à un fort accroissement, presque un ordre de grandeur, des particules moyennes de rayons compris entre $0,2$ et $1 \mu\text{m}$. Les concentrations des particules les plus petites ou les plus grosses ne varient que faiblement (un facteur 2) (figure (III-3)).

Le phénomène observé conforte l'idée d'un résidu, composé de petites particules, permanent en Afrique occidentale. Les brumes sèches en elles-même seraient constituées, la plupart du temps, de particules de dimensions moyennes ($r \approx 0,5 \mu\text{m}$), et la faible variation de la concentration en grosses particules ($r > 2 \mu\text{m}$) pourrait être reliée au processus de décantation, les plus grosses particules étant générées localement.

I.2 - CAMPAGNE DE FEVRIER

Depuis la Campagne E.C.L.A.T.S., la station sol a été complétée par des mesures d'auréoles et de polarisation. C'est ce complexe de mesures qui a été utilisé pour la première fois à partir de la terrasse récemment construite sur le toit du laboratoire. La campagne présentée couvre la période du 15 au 22 février 1983 avec une situation continentale type : vent d'est, températures voisines de 0°C , absence de nuages. On s'intéressera dans ce paragraphe aux seules mesures d'épaisseurs optiques aérosols.

On a tracé figure (III-4) l'ensemble des mesures de l'épaisseur optique des aérosols, raccordées à $\lambda = 0,865 \mu\text{m}$ compte tenu de la dérive constatée en température du détecteur proche infra-rouge (voir partie I) Toutes les courbes présentent la même rupture de pente entre les mesures visibles et proche infra-rouge. En dehors du 15 Février, début de l'installation de la situation continentale, l'épaisseur optique est très peu variable. Dans cette campagne, l'inversion à l'aide de la méthode King donne l'abondance des particules pour six classes de dimensions respectivement centrées sur : 0,13 ; 0,23 ; 0,41 ; 0,73 ; 1,28 et $2,25 \mu\text{m}$ à partir des épaisseurs optiques mesurées à $\lambda = 0,443 ; 0,525 ; 0,600 ; 0,678 ; 0,865 ; 1,04$ et $1,58 \mu\text{m}$. L'indice de réfraction utilisé est 1,55 mais les résultats seraient identiques pour les indices 1,45 et 1,33. La figure (III-5) donne les granulométries $n(r)$ inversées pour tous les jours de la campagne. Sauf pour le 15 Février, l'abondance des particules submicrométriques reste identique, les granulométries ne se différencient que dans les classes de grosses particules ; variabilité liée aux allures différentes de l'épaisseur optique en proche infra-rouge.

I.3 - MESURES DU CHIRAN

L'éruption , en Avril 1982, du volcan El-Chicon a provoqué une contamination très importante de la stratosphère, la couche d'aérosols couvrant progressivement l'ensemble de la planète. A défaut de mesures avions, l'observation en altitude doit permettre de se dégager de la majeure partie de la couche troposphérique. Une campagne depuis le Chiran (1905 m) a été alors réalisée en conjonction avec des tirs Lidar depuis l'Observatoire de Haute Provence en Avril 1983 devant les mauvaises conditions météorologiques existant à cette époque, une seule matinée de mesures, le 27 Avril 1983 a été possible.

Les épaisseurs optiques aérosols mesurées sont tracées figure (III-6). L'épaisseur optique totale à $\lambda = 0,525 \mu\text{m}$ de 0,26 est compatible avec l'épaisseur optique stratosphérique de 0,2 à $\lambda = 0,533 \mu\text{m}$ obtenue la nuit précédente à l'aide des mesures LIDAR. La situation est donc largement stratosphérique ; les abondantes pluies ayant lavé le résidu troposphérique.

La granulométrie inversée est présentée figure (III-7). Elle présente un spectre dimensionnel dispersé, distribué en première approximation suivant une loi de Junge. Sur la figure (III-7), on donne aussi les incertitudes correspondant à l'inversion réalisée avec un indice $m = 1,40$ et un bruit blanc $\Delta\tau = 0,005$ attribué aux mesures. On n'a pas pu reporter l'incertitude Δn sur la première classe de dimension, l'erreur relative d'abondance étant ici supérieure à 100 %. Cette première classe de dimension comprise entre 0,1 et 0,18 μm a un poids faible dans le signal, l'absence relative de très petites particules se signale par la relative platitude des variations spectrales de l'épaisseur optique dans le domaine visible. La restitution des épaisseurs optiques présentée figure (III-6) est malgré tout correcte.

II - VALIDATION PAR DES MESURES ANNEXES

On cherchera ici, à travers les différentes campagnes présentées, à valider les résultats obtenus à partir des mesures de l'épaisseur optique $\tau_A(\lambda)$, en particulier les granulométries inversées. Les comparaisons seront directes à partir d'autres mesures de la granulométrie ; ou indirectes : restitution des propriétés radiatives des aérosols à partir des granulométries inversées : luminance (mesures d'auréoles), mesures de la polarisation et de flux.

II.1 - CAMPAGNE E.C.L.A.T.S.

Parallèlement aux mesures des radiomètres visible et proche infra-rouge dont l'inversion conduit à la détermination de la distribution granulométrique des aérosols $n(r)$ d'autres équipements destinés à des mesures directes de $n(r)$ ont été mis en oeuvre (Foucart et al 1983) durant la campagne E.C.L.A.T.S. : deux compteurs de particules (le Kratel et le Knollenberg) équipant l'avion HD 34 et un impacteur à cascade "Sierra" au sol. Les compteurs embarqués Knollenberg et Kratel effectuent le comptage des particules par des méthodes optiques basées sur la diffusion de la lumière par des particules sphériques d'indice fixé. Les classes de granulométrie mesurées sont données tableau (III-1). L'impacteur à cascade au sol effectue une séparation mécanique des particules par impactage sur des filtres judicieusement disposés devant plusieurs étages de fentes. Les classes de granulométrie correspondantes sont également données tableau (III-1).

Nous avons présenté figure (III-8) les distributions granulométriques directement déterminées par les mesures de l'impacteur au sol et par le Knollenberg et le Kratel embarqués. Pour être comparables, ces mesures doivent être cohérentes temporellement et spatialement. Pour cela et en accord avec les mesures effectuées au sol avec l'impacteur, les mesures Knollenberg et Kratel sont relevées lors de passages effectués à basse altitude (environ 100 pieds). Par ailleurs, les

mesures avions (Kratel et Knollenberg) sont locales et instantanées tandis que celles de l'impacteur sont intégrées sur une ou deux journées de mesures. Quoi qu'il en soit, les distributions déterminées par le Kratel et le Knollenberg ne présentent pas de variations temporelles significatives durant la période considérée. Nous avons également présenté figure (III-8), les granulométries inversées à l'aide de la méthode de King et correspondant aux deux journées de mesures (18 et 19 Novembre 1980) : on ne constate pas de différence notable entre ces deux journées. Enfin, les granulométries inversées par la méthode de King sont intégrées sur toute l'épaisseur de l'atmosphère, mais les granulométries détectées par le Kratel et le Knollenberg ne révèlent pas de variations significatives avec l'altitude comme le montre le tableau (III-2) qui donne les granulométries normalisées, à l'abondance des particules dans la première classe, dans le cas du Kratel, à différentes altitudes. Cette discussion préliminaire permet l'intercomparaison, du moins en abondances relatives, entre les différentes distributions reportées figure (III-8).

Les granulométries mesurées par l'impacteur ou dérivées des mesures de l'épaisseur optique donnent des résultats tout à fait concordants : les pentes sont sensiblement identiques et le décalage s'explique aisément dans la mesure où l'impacteur effectue une mesure locale alors que les épaisseurs optiques concernent toute l'épaisseur de l'atmosphère. Au contraire, le Knollenberg et le Kratel détectent beaucoup moins de petites particules. On constate d'ailleurs pour les particules de rayon $r = 0,2 \mu\text{m}$, un écart d'un ordre de grandeur entre le Kratel et le Knollenberg. Ce résultat est dû au fait que les plus petites particules donnent des signaux comparables au bruit de fond du Knollenberg. A l'exception des particules de rayon inférieur à $1 \mu\text{m}$, l'accord entre les différentes distributions est assez raisonnable compte tenu de l'imprécision plus grande vers les grosses particules. La déficience des petites particules détectées tant par le Knollenberg que par le Kratel apparaît nettement lorsqu'on examine l'amplitude et la variation spectrale de l'épaisseur optique recalculée à partir de la théorie de Mie, pour les granulométries mesurées in situ et intégrées sur toute l'atmosphère, figure (III-9) : d'une part, les épaisseurs optiques recalculées sont trop faibles, d'un facteur 2 à 5, suivant

la longueur d'onde, d'autre part la variation spectrale est l'inverse de celle observée. La figure (III-10) présente les distributions granulométriques, calculées par intégration des mesures in situ sur l'épaisseur de l'atmosphère, et comparées aux résultats d'inversion ; l'accord sur la mesure des grandes particules est satisfaisant alors que pour les particules de petites dimensions ($r \approx 0,2 \mu\text{m}$) on relève une différence d'un ordre de grandeur avec le Kratel et de deux ordres de grandeur avec le Knollenberg.

Les mesures de $\tau(\lambda)$ durant la campagne E.C.L.A.T.S. donnent des résultats cohérents avec celles de l'impacteur à cascade ; on peut considérer que les distributions granulométriques inversées par la méthode de King sont représentatives des aérosols étudiés, du moins du point de vue des propriétés optiques des aérosols. Les mesures des flux radiatifs de courtes longueurs d'onde effectuées in situ durant la Campagne E.C.L.A.T.S., permettent d'ailleurs de valider indirectement la distribution granulométrique $n(r)$ inversée. Celle-ci est utilisée pour calculer les paramètres optiques des aérosols (épaisseur optique τ , albedo de diffusion simple ω et facteur d'asymétrie g) à l'aide de la théorie de Mie pour un indice de réfraction des particules de 1,55. Ces paramètres optiques ont servi à simuler les profils des flux radiatifs de courtes longueurs d'onde à l'aide de la méthode δ . Eddington (Foucart et al 1983). La comparaison avec les profils mesurés des flux descendants donne un accord satisfaisant (figure (III-11)).

II.2 - CAMPAGNE DE FEVRIER

En dehors des mesures multispectrales de $\tau(\lambda)$ on disposait durant la campagne de Février à Lille de deux autres types de mesures : l'auréole et la polarisation. Ces mesures supplémentaires ont pour objectif, d'une part de vérifier la cohérence entre les différents résultats, et d'autre part d'apporter des informations complémentaires sur les aérosols.

La granulométrie des aérosols peut être obtenue à partir des mesures de l'auréole, la fonction de phase $p(\theta)$ en prodiffusion étant très sensible à la granulométrie, et peu dépendante de l'indice de réfraction des particules. L'inversion des mesures de la pointe avant, à $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ par la méthode développée par Santer et Herman (1983) donne alors la granulométrie sur 18 classes de dimensions entre $r = 0,4 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$.

Pour la journée du 18 Février 1983, on a inversé les mesures d'extinction et d'auréole. Une comparaison directe des abondances est impossible, la pointe avant ne donnant $n(r)$ qu'à une constante arbitraire près. Les particules submicrométriques ont un poids très faible dans le signal de prodiffusion et les abondances correspondantes données par l'inversion de la pointe avant ne sont qu'indicatives. Inversement, on a déjà souligné le manque de précision sur le dénombrement des grosses particules donné par l'inversion des épaisseurs optiques $\tau(\lambda)$. On normalise alors les deux résultats pour une dimension r_0 donnée égale à $1,28 \mu\text{m}$. La granulométrie retenue correspondra aux abondances inversées à partir de $\tau(\lambda)$ et prolongées au-delà de r_0 par les abondances données par l'inversion de la pointe avant. La comparaison des deux granulométries inversées (à partir de l'épaisseur optique $\tau(\lambda)$ et la fonction de phase $P(\theta)$) est donnée, figure (III-12).

Une validation plus probante de l'inversion de $\tau(\lambda)$ est donnée par les mesures de polarisation. Le taux de polarisation est mesuré aux longueurs d'onde $\lambda = 0,850 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,600 \mu\text{m}$ pour une observation dans le plan du soleil, figure (III-13). On a d'autre part simulé ce taux de polarisation à partir de la granulométrie précédemment inversé, avec trois hypothèses sur la valeur de l'indice de réfraction des particules : 1,33 ; 1,45 et 1,55. La comparaison de ces simulations aux mesures permet de préciser la valeur de l'indice m , soit $m \approx 1,45$ (figure (III-13)). C'est l'utilisation classique de la sensibilité de la polarisation à l'indice, en particulier en rétrodiffusion.

Mais la polarisation à 90° présente par ailleurs une grande sensibilité à la granulométrie, tout particulièrement à l'abondance des petites particules (Santer 1984). Le bon accord entre les mesures et leur simulation sur l'ensemble du balayage angulaire, aux deux longueurs d'onde ($\lambda = 0,850 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$) pour $m \cong 1,45$, est une bonne confirmation de la granulométrie inversée à partir de $\tau(\lambda)$.

II.3 - MESURES DU CHIRAN

On a repris l'analyse précédente sur les mesures du 27 Avril 1983. Il n'a malheureusement pas été possible d'effectuer une mesure d'auréole et on se limitera donc au couplage extinction-polarisation.

A l'aide de la granulométrie inversée donnée par la figure (III-7), on a simulé, toujours pour trois valeurs de l'indice m (1,40-1,45-1,55), les taux de polarisation dans les conditions de la mesure, figure (III-14). Si, pour un indice de réfraction des particules $m = 1,40$, la mesure est correctement restituée à la longueur d'onde $\lambda = 1,600 \mu\text{m}$, les taux de polarisation mesurés à la longueur d'onde $\lambda = 0,850 \mu\text{m}$ sont très largement en-dessous des prévisions. La granulométrie est très dispersée et les caractéristiques de diffusion primaire des particules dépendent peu de la longueur d'onde. A $\lambda = 0,850 \mu\text{m}$, la diffusion moléculaire reste intense, en particulier au voisinage de $\theta = 90^\circ$ et le supplément de polarisation qu'elle apporte conduit à une surestimation de la polarisation. On a ici surestimé l'abondance des très petites particules, que l'on a vu très mal dénombrées, provoquant une estimation très majorante de la polarisation des aérosols, en particulier à la longueur d'onde $\lambda = 0,850 \mu\text{m}$.

C O N C L U S I O N

Les analyses des différentes campagnes de mesures illustrent les possibilités de l'utilisation des mesures de l'épaisseur optique.

En période de brumes sèches, la présence de très nombreuses petites particules en fait un outil adapté. La sensibilité en lumière visible de l'épaisseur optique permet une évaluation correcte de la granulométrie ; en tous cas plus probante que celle donnée par les compteurs optiques classiques.

La seule utilisation de l'épaisseur optique dans le cas de la journée de mesure du Chiran souffre de l'imprécision des mesures de l'épaisseur optique liée aux conditions expérimentales. Les mesures de polarisation invalident les inversions réalisées mettant en évidence un désaccord sur le dénombrement des petites particules. Plus qu'une inadéquation du traitement des épaisseurs optiques apparaît ici la nécessité de disposer de radiomètres correctement calibrés.

Pour affronter les situations standards d'aérosols continents, la station construite sur le toit du laboratoire offre une description complémentaire de la granulométrie à l'aide des mesures de l'auréole de couplage extinction-auréole permet une description de la granulométrie et rend possible la mesure de l'indice de réfraction à l'aide de la polarisation.

	Nombre de classes	Rayon r (μm)
Impacteur à cascade	6	<0,15 ; 0,15-0,30 ; 0,30-0,60 0,60-1 ; 1-2,5 ; >2,5.
Knollenberg	15	de 0,25 à 4 μm par pas de 0,25 μm
Kratel	5	0,225-0,25 ; 0,25-0,7 ; 0,7-1 ; 1-1,5 ; 1,5-5,5

TABLEAU III-1 : Classes de granulométrie de l'impacteur à cascade, le Knollenberg et le Kratel.

Altitude en (pieds) classes (μm)	100	1500	3000	5300
0,225 - 0,25	1	1	1	1
0,25 - 0,70	0,77	0,73	0,74	0,74
0,70 - 1,0	1,40	1,27	1,11	1,01
1,0 - 1,5	0,75	0,68	0,50	0,41

TABLEAU III-2 : Granulométries normalisées à l'abondance des particules dans la première classe dans le cas du Kratel à différentes altitudes.

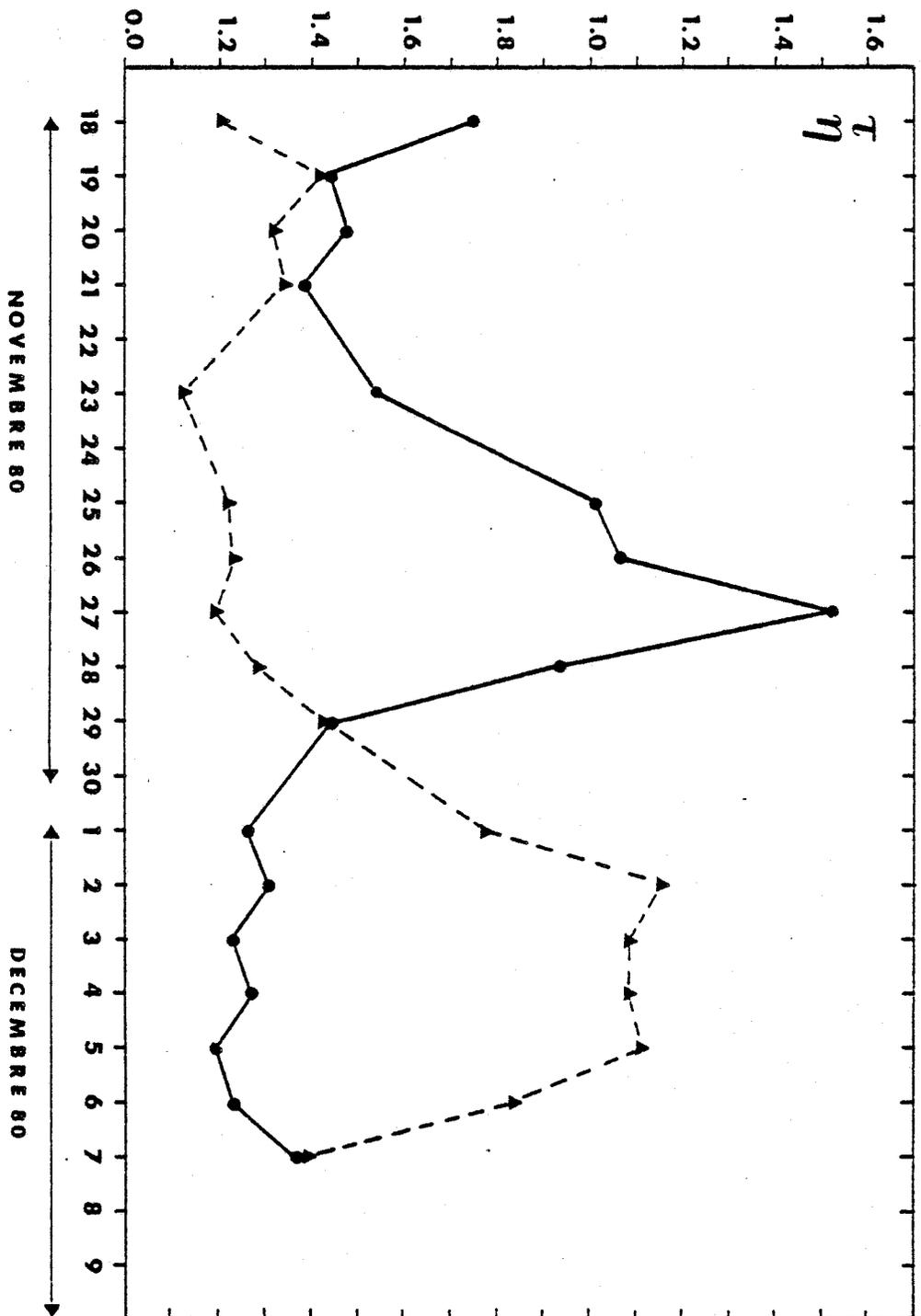


FIGURE 111-1 : Variation journalière de l'épaisseur optique des aérosols à $\lambda = 0,520 \mu\text{m}$ (●●●) et de l'exposant d'Angström, déterminé à partir des mesures dans le visible (▲---▲---) Campagne E.C.L.A.T.S.

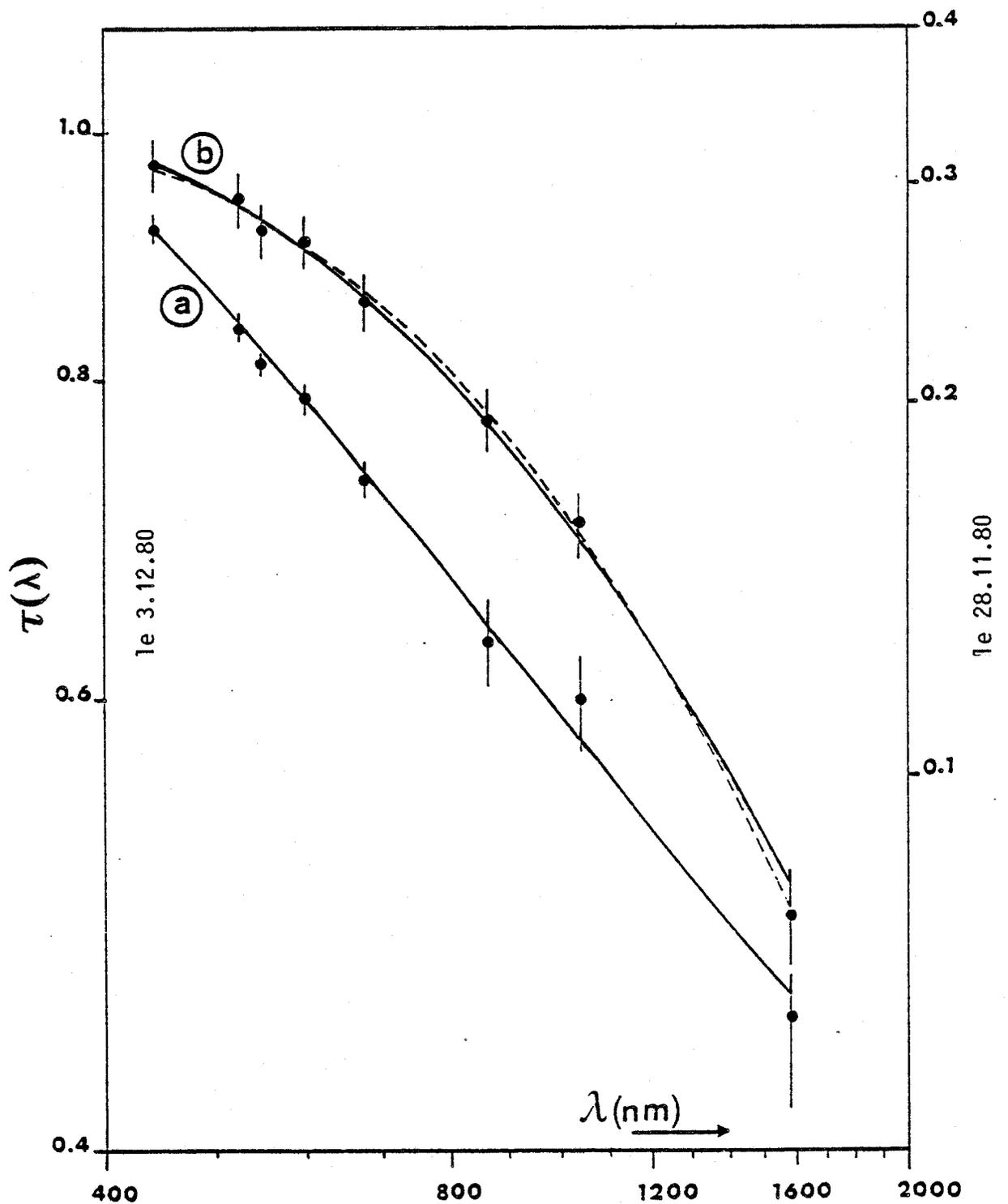


FIGURE III-2 : Restitution des épaisseurs optiques après inversion
 (a) par la méthode de King le 3 Décembre 1980 (jour clair)
 (b) par la méthode de King (—) et par la méthode de Box (----) le 28 Novembre 1980 (jour turbide)
 (Campagne E.C.L.A.T.S.)

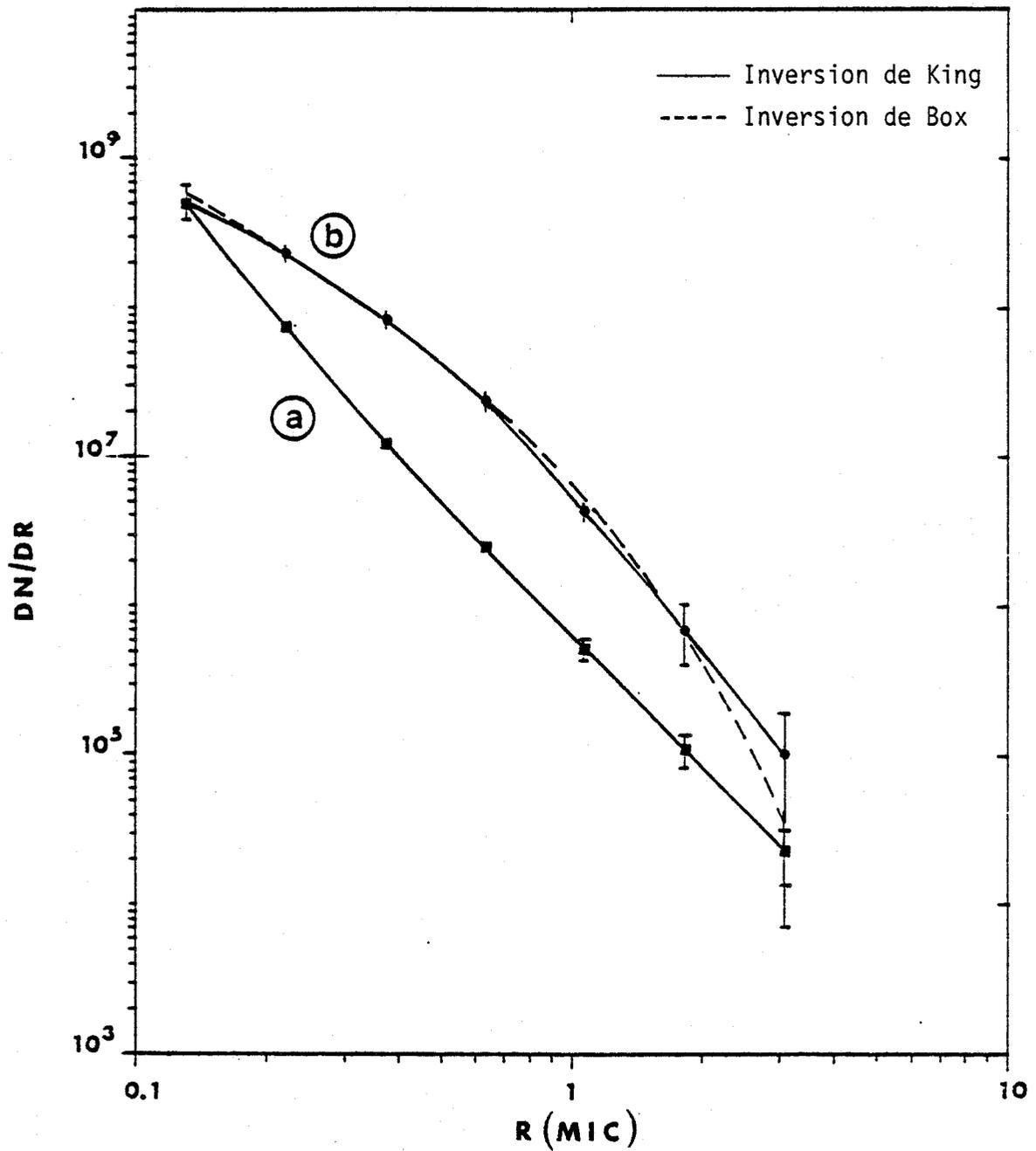


FIGURE III-3 : Granulométries inversées et barres d'erreurs correspondantes après inversion par la méthode de King
 (a) le 3 Décembre 1980 (jour clair)
 (b) le 28 Novembre 1980 (jour turbide)
 (Campagne E.C.L.A.T.S.)

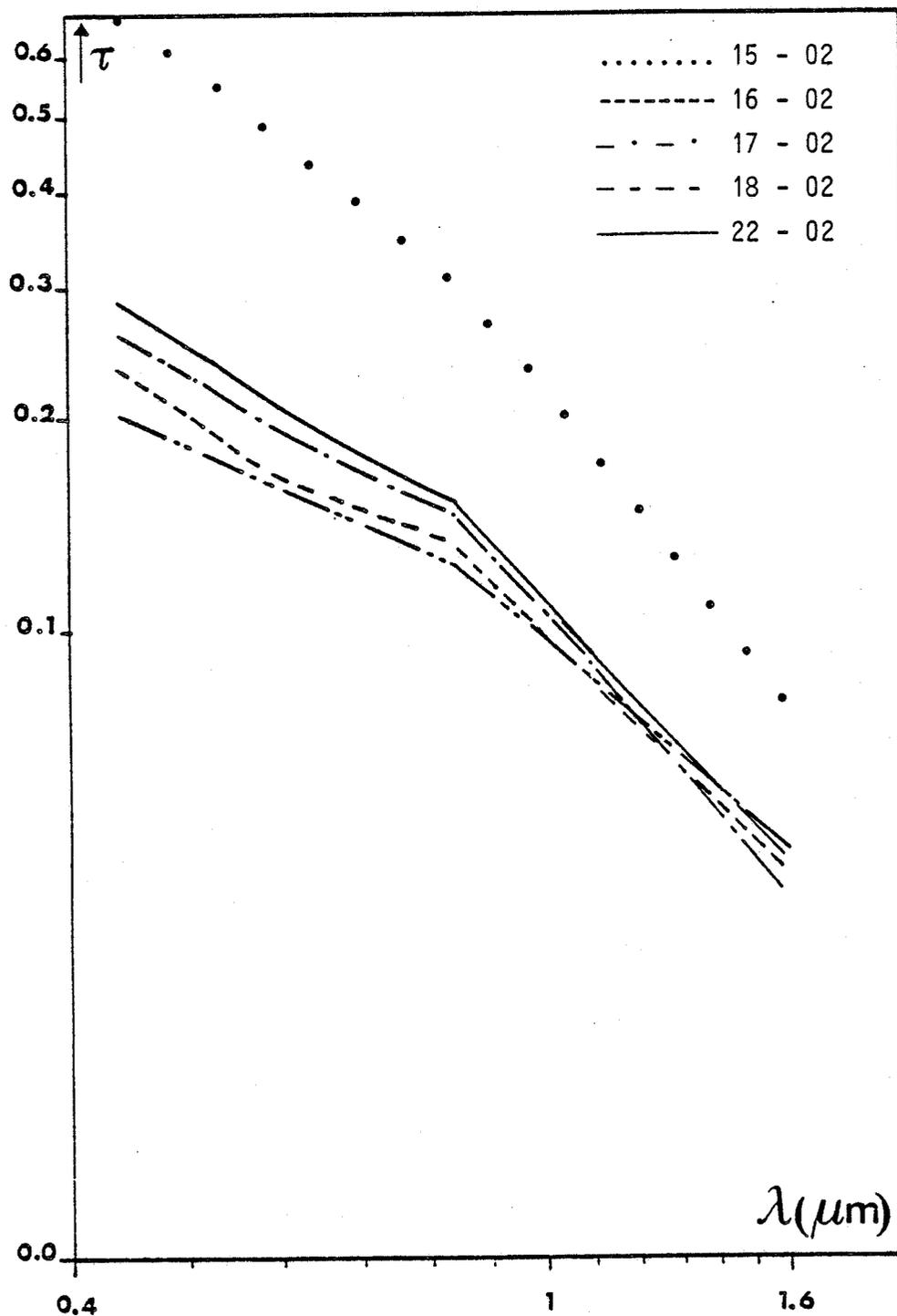


FIGURE III-4 : Mesures des épaisseurs optiques des aérosols pour l'ensemble de la Campagne de Février 1983 à Lille.

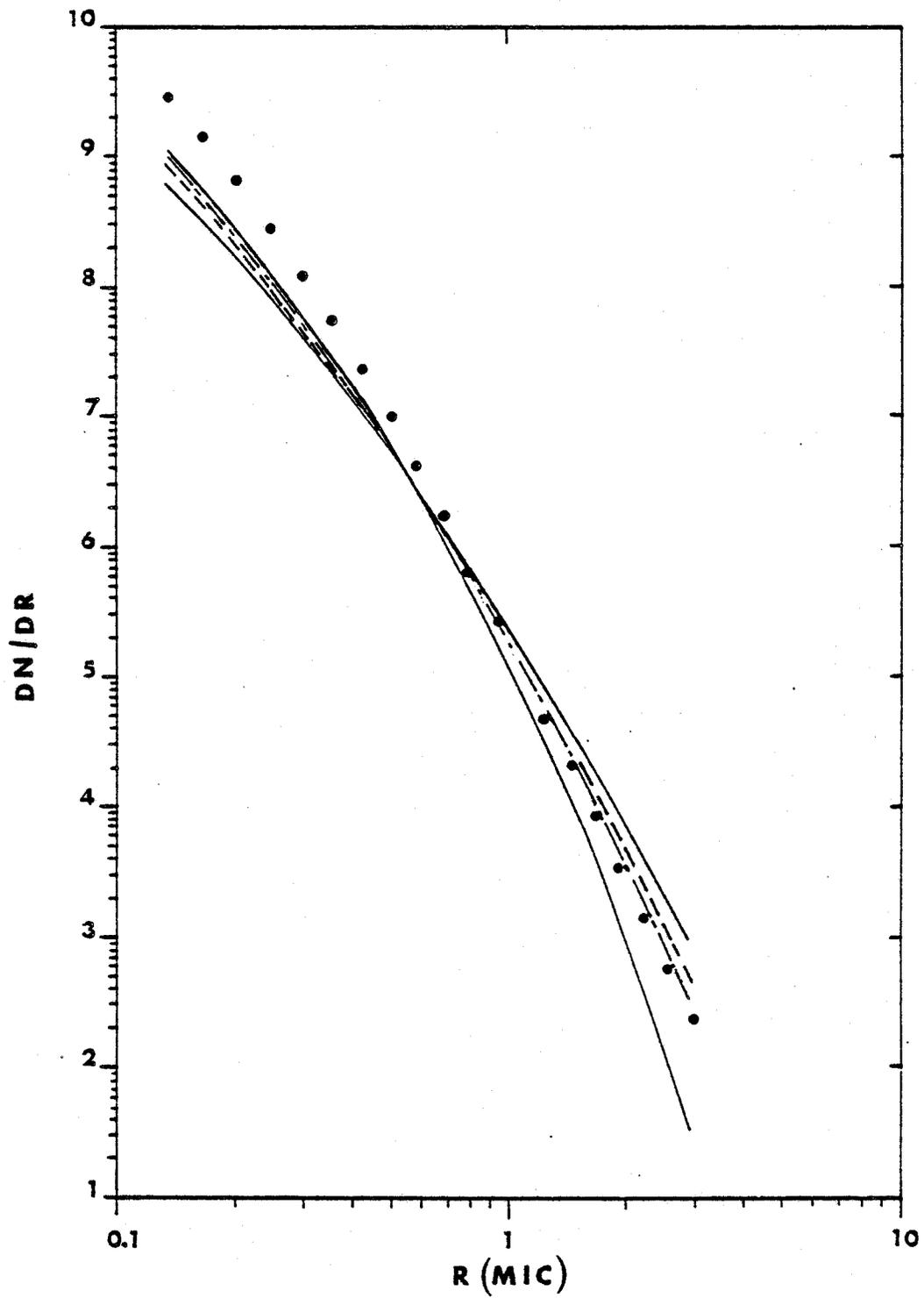


FIGURE III-5 : Inversion à l'aide de la méthode de King des mesures de l'épaisseur optique (Campagne de Février)

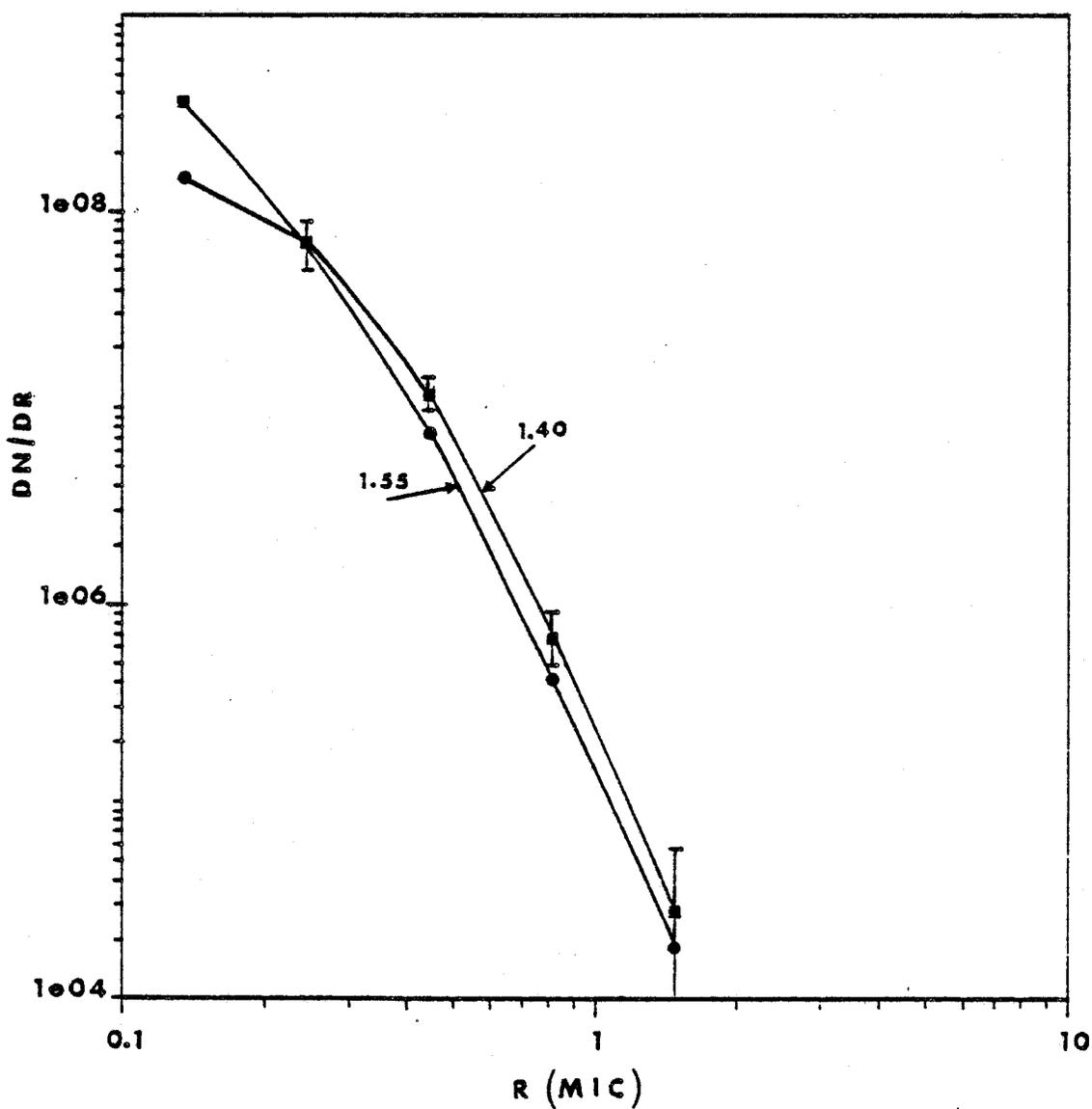


FIGURE III-6 : Granulométries inversées à l'aide de la méthode de King à partir des mesures de $\tau(\lambda)$ du 27 Avril 1983 au Chiran.

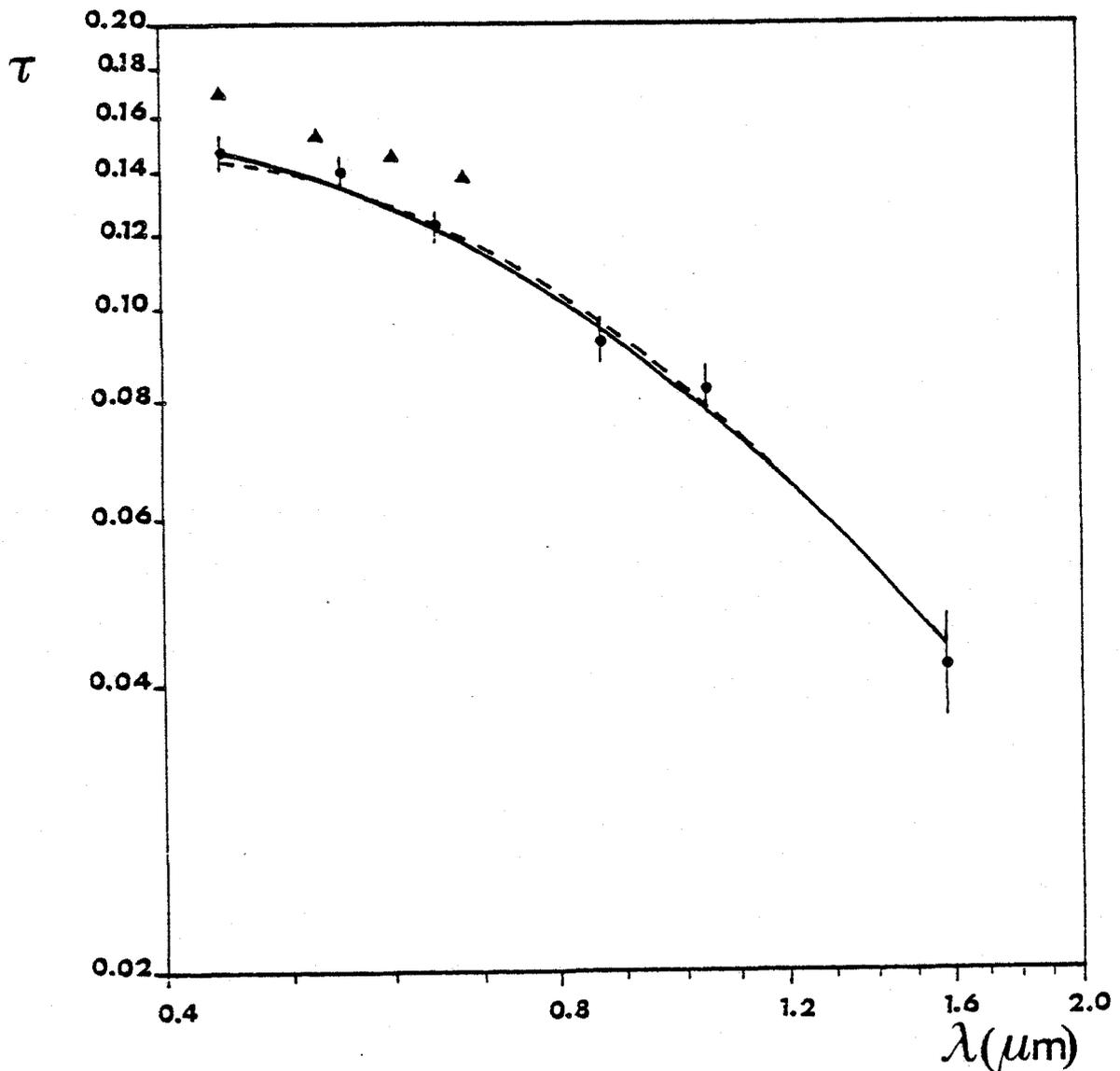


FIGURE III-7 : Variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols

- (▲ ▲) radiomètre visible
- (●) radiomètre proche infra-rouge
- (—) recalculée après inversion de King avec un indice ($m = 1,40$) et avec un indice ($m = 1,55$)
- (-----) Chiran le 27 Avril 1983

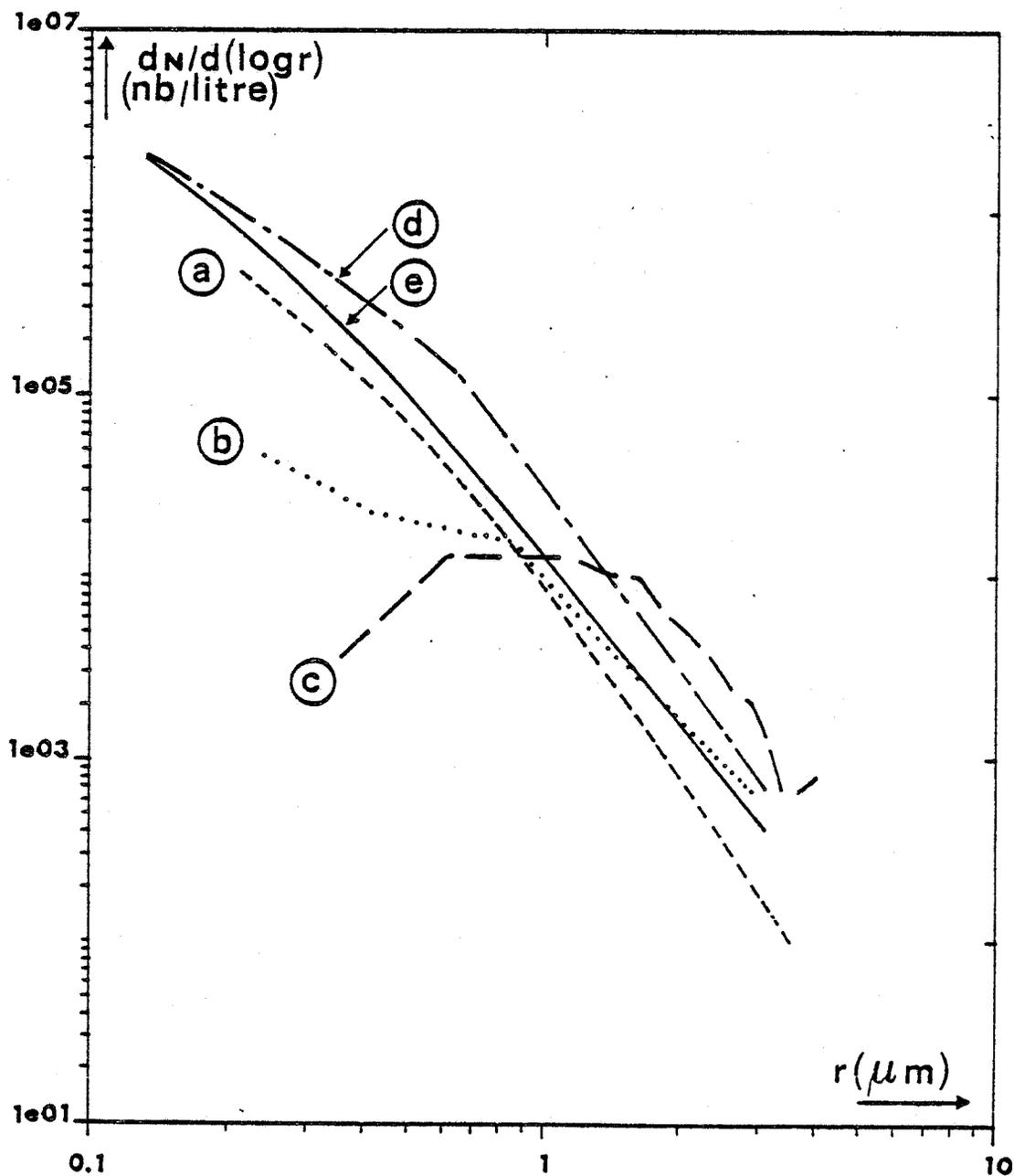


FIGURE III-8 : Campagne E.C.L.A.T.S.

Comparaison des granulométries

- (a) directement déterminée par l'impacteur
- (b) directement déterminée par le Kratel
- (c) directement déterminée par le Knollenberg
- (d) inversée à partir des mesures de $\tau(\lambda)$

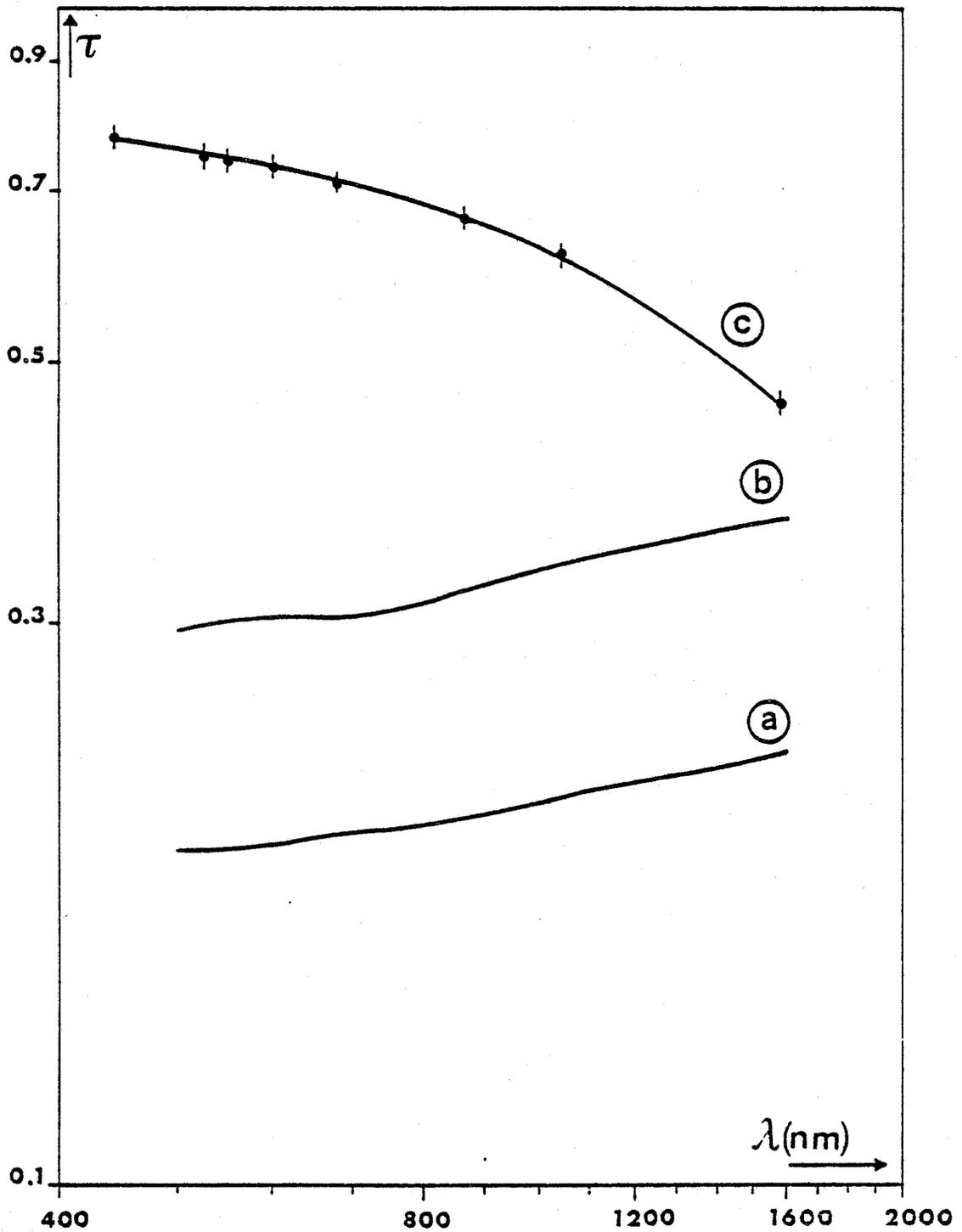


FIGURE III-9 : Restitution de l'épaisseur optique mesurée (• •)
à partir

- (a) des mesures du Knollenberg
- (b) des mesures du Kratel
- (c) de l'inversion de King
(Campagne E.C.L.A.T.S.)

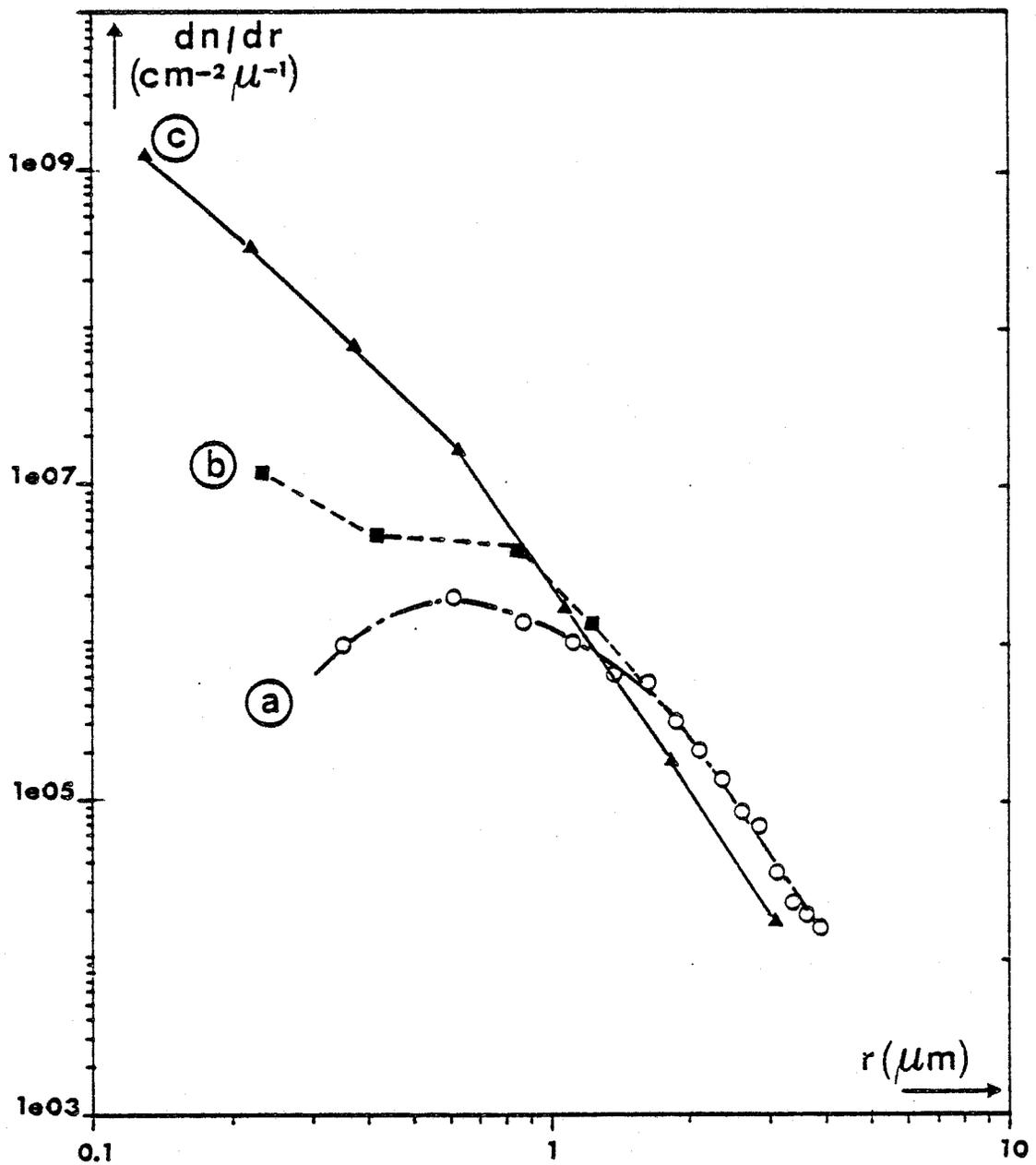


FIGURE III-10 : Granulométries intégrées sur toute l'atmosphère

(a) mesures du Knollenberg

(b) mesures du Kratell

(c) inversée par la méthode de King

(Campagne E.C.L.A.T.S.)

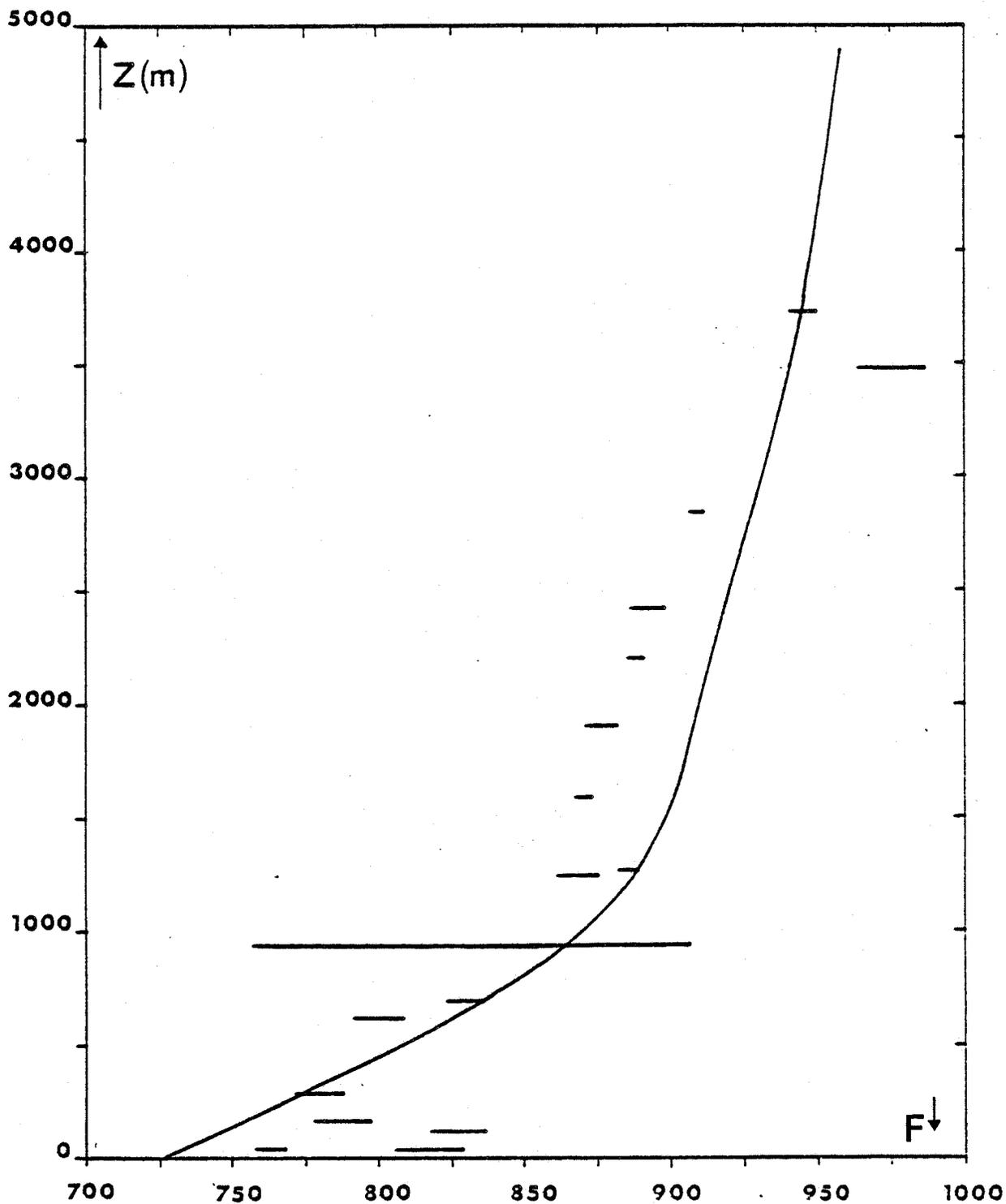
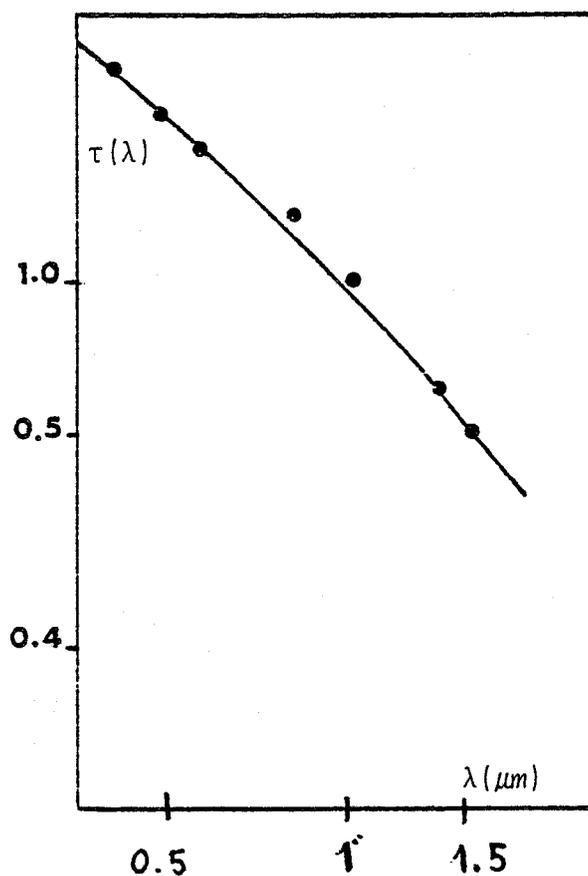
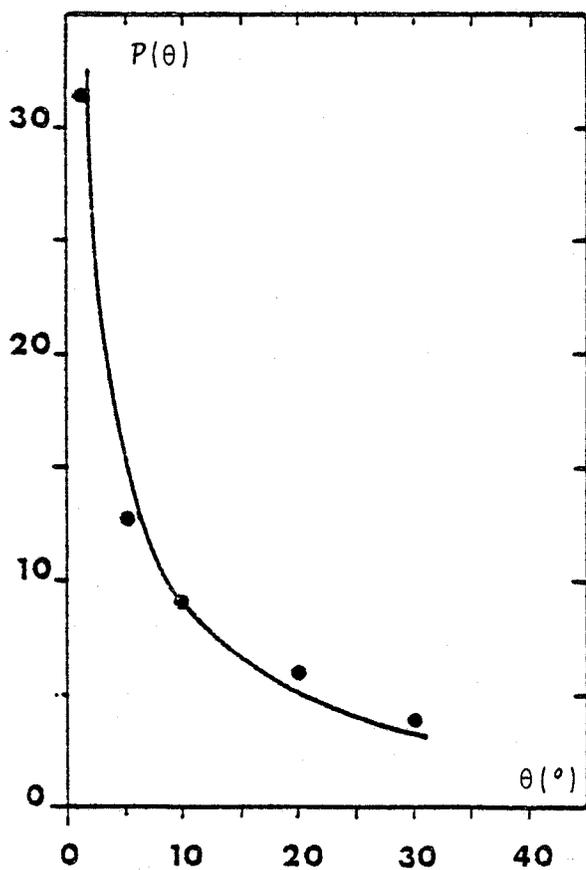
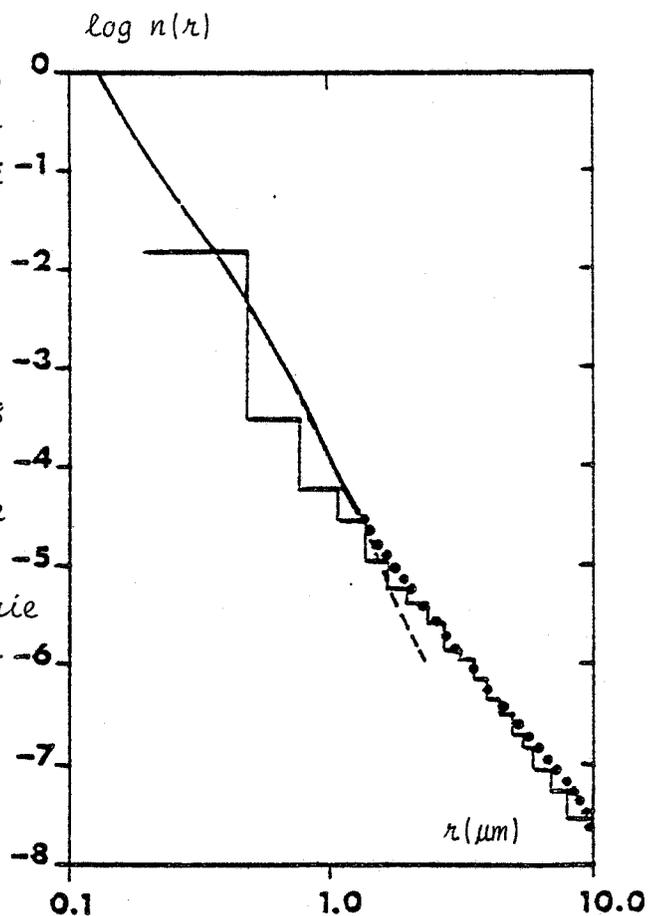


FIGURE III-11 : Validation de la granulométrie inversée par la restitution du flux solaire descendant aux courtes longueurs d'onde en fonction de l'altitude
Campagne E.C.L.A.T.S. le 26 Novembre 1980.

FIGURE III-12 : 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 pointe avant (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 (●). (Campagne de Février).



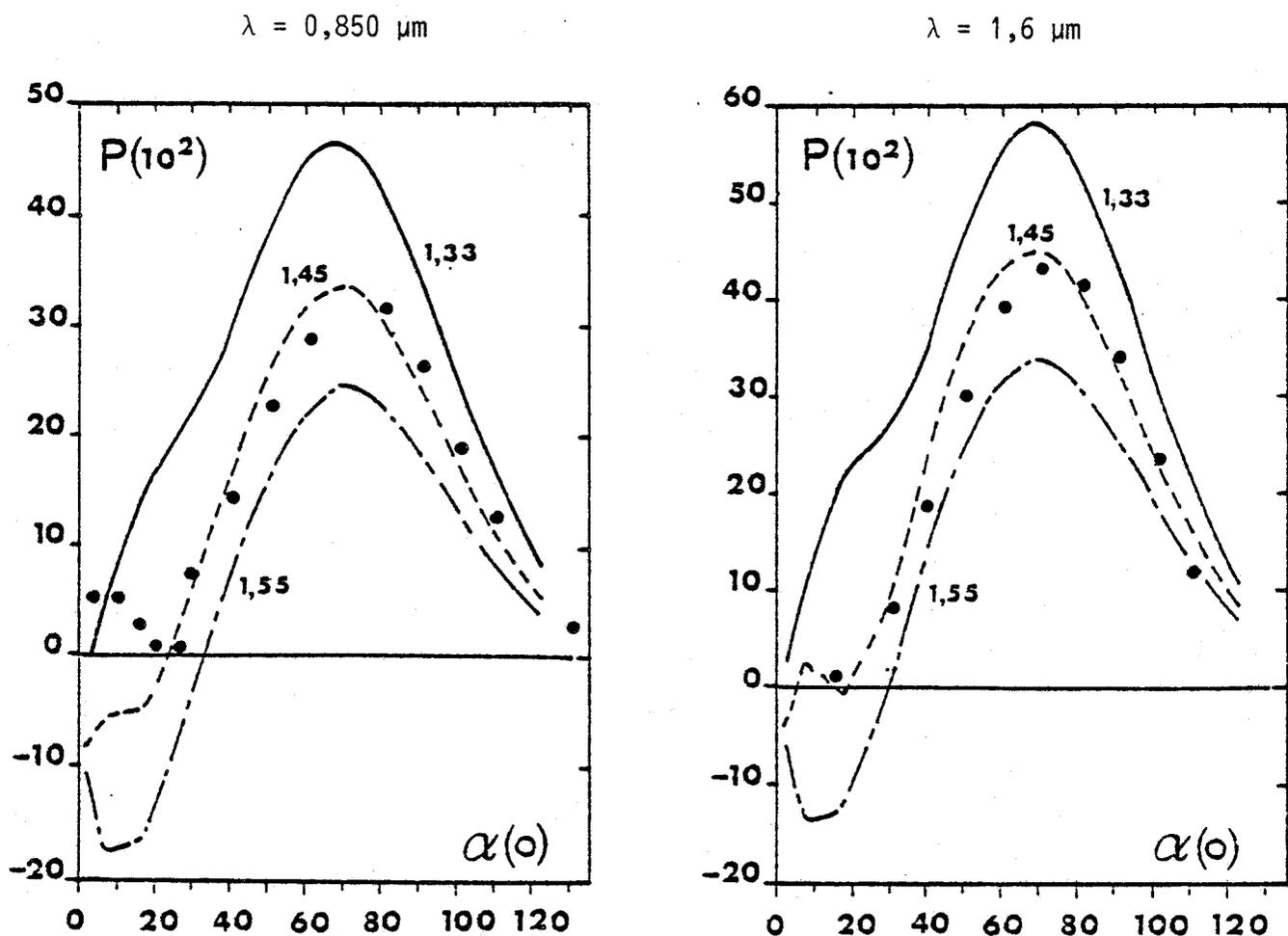


FIGURE III-13 : Comparaison de la mesure de la polarisation du 18-02-83 après midi au calcul du signal à partir de la granulométrie inversée. Cette comparaison est faite aux deux longueurs d'onde pour 3 valeurs de l'indice de réfraction 1,33 ; 1,45 ; 1,50. Campagne de Février.

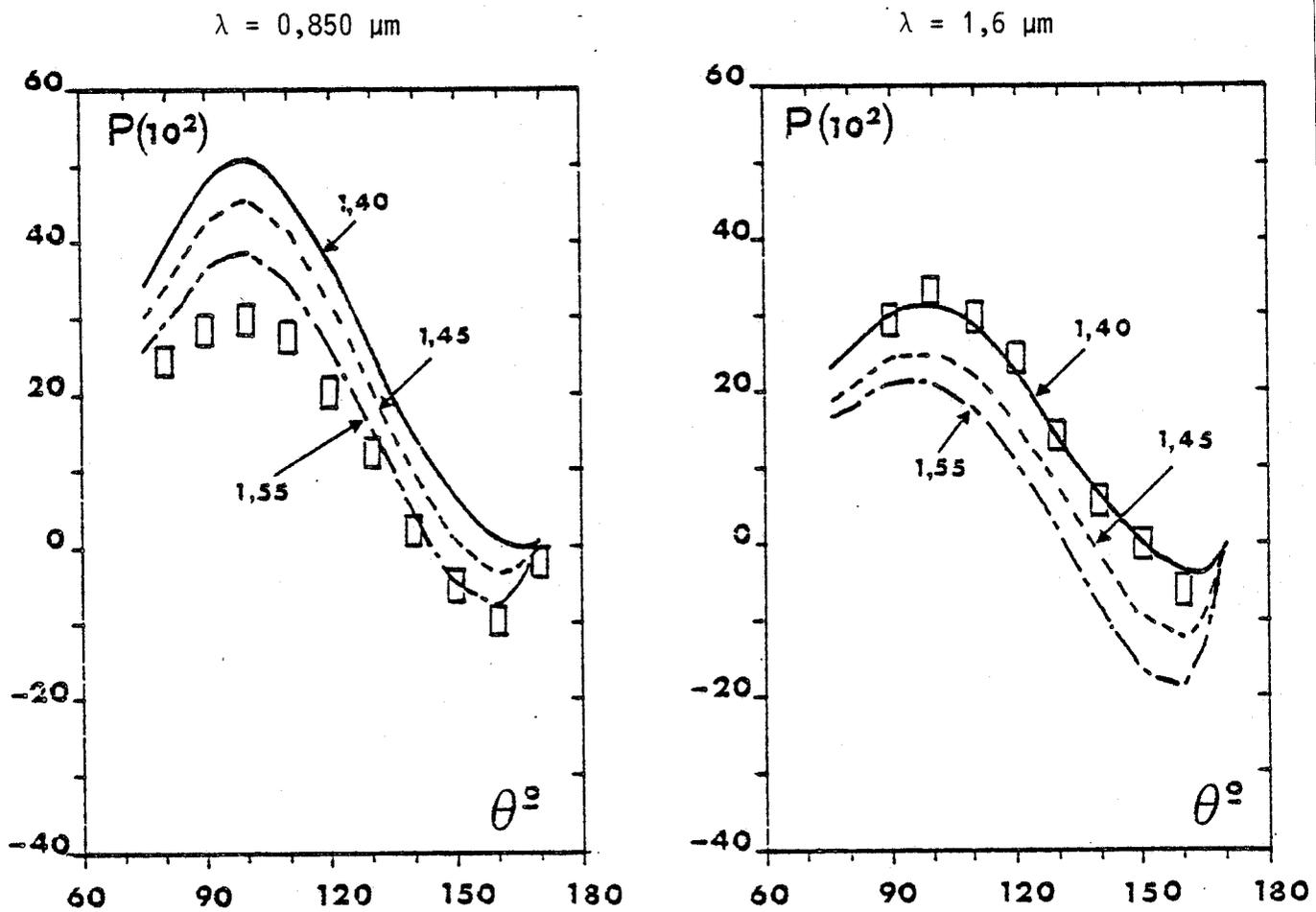


FIGURE III-14 : Calcul du taux de polarisation à l'aide des granulométries inversées à partir de $\tau(\lambda)$. Le taux de polarisation est simulé pour 3 valeurs de l'indice $m = 1,40 ; 1,45 ; 1,55$; pour un sol de réflectance $\rho = 0,3$ aux deux longueurs d'onde $\lambda = 0,850 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$. Les mesures correspondent à une observation dans le plan du soleil avec $\theta_S = 80^\circ$. (Chiran le 27 Avril 1983).

conclusion

Si la mesure de la transmission du rayonnement solaire direct peut apparaître classique, sa mise en oeuvre opérationnelle soulève toujours des problèmes. Ce travail a été l'occasion d'une remise au point : recherche d'un compromis, pour l'ouverture angulaire, entre la difficulté de viser correctement et facilement le soleil, et la contamination du flux diffus ; problème des dérives en température du détecteur du radiomètre proche infra-rouge. Sur le plan expérimental, un rajeunissement du matériel était souhaitable. Un prototype de radiomètre a été construit avec un seul détecteur au Pbs permettant de couvrir les domaines visibles et proche infra-rouge, et une sortie digitale favorisant l'acquisition.

L'extension au proche infra-rouge dans les fenêtres atmosphériques nécessite une correction résiduelle de l'absorption (CO_2 à $1,6 \mu\text{m}$, H_2O à $2,2 \mu\text{m}$) que nous avons mise en oeuvre. Enfin, malgré la difficulté de cerner les erreurs expérimentales, on a tenté de définir les incertitudes sur la détermination de l'épaisseur optique des aérosols.

La deuxième partie aborde les problèmes d'inversion des mesures de l'épaisseur optique des aérosols. A partir d'une revue extensive des méthodes d'inversion existantes, on a dégagé deux méthodes d'inversion, Box et King, et on les a adaptées à notre problème. Cette étude a défini d'autre part les limites de l'utilisation des mesures d'épaisseur optique : insensibilité à l'indice de réfraction des particules, mauvaise détection des particules de grandes dimensions.

Ces limites apparaissent dans les campagnes de mesures. A partir d'une valeur présumée de l'indice de réfraction des aérosols sahariens, le dépouillement d'E.C.L.A.T.S. a permis une description satisfaisante de la granulométrie dans une situation d'abondance de petites particules. Il n'en est pas de même, lors de la mesure du Chiran, où le nécessaire couplage avec les mesures d'auréoles n'a pas été possible et où la relative grosseur des particules stratosphériques post volcaniques ne permet plus une analyse convenable. Une description convenable suppose alors un complexe de mesures : extinction, auréole et polarisation (Santer, 1984).

Pour l'imagerie satellite, la seule mesure de l'épaisseur optique permet déjà à partir d'un modèle standard, une évaluation correcte des corrections atmosphériques à apporter. L'utilisation de plus en plus fréquente des canaux infra-rouge (LANDSAT D, SPOT 3) nécessite l'extension des mesures au proche infra-rouge, et l'inversion des mesures multispectrales de l'épaisseur optique devrait permettre de raffiner le modèle d'aérosols utilisé, avec les limites énoncées plus haut. Une mesure systématique des épaisseurs optiques est envisagée en Avignon dans le cadre de la calibration de LANDSAT.

bibliographie

- ANGSTROM A.K. (1961)
Techniques of determining the turbidity of the atmosphere
Tellus, 13 - p.214-223.

- BALOIS 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

- BOX M.A., LO S.Y. (1976)
Approximate determination of Aerosols size distributions
J.Appl.Meteor. 15 - p.1068-1076.

- BOX M.A., DEEPAK A. (1979)
Atmospheric scattering corrections to solar radiometry
Appl.Opt., Vol.18, N°12 - p.1941-1949

- CHAHINE M.T. (1970)
Inverse problems in radiative transfer. Determination of atmospheric
parameters
J.Atm.Sci., Vol.27 - p.960-967

- DEIRMENDJIAN D. (1969)
Electromagnetic scattering on spherical polydispersions
Elvesier ed. New-York.

- DESCHAMPS P.Y., HERMAN M., TANRE D. (1983)
Modélisation du rayonnement solaire réfléchi par l'atmosphère et la
terre, entre 0,35 et 4 μm .
Contrat ESA 5393/80/F/DD(Sc).

- FOUQUART Y., BONNEL B., BROGNIEZ G., CHAOUI ROQUAI M., SMITH L. (1982)
Propriétés radiatives des aérosols sahéliens
La météorologie VI^e Série N°29 - p.247-260

- FROUIN R., DESCHAMPS P.Y., LECOMTE P.
Mesure du contenu en vapeur d'eau par absorption différentielle
En cours de rédaction.

- GRASSEL H. (1971)
Determination of aerosol size distributions from spectral attenuation measurements
Appl. Optic ; vol.10 - p.2534-2538
- HANEL G., ZANKL (1979)
Aerosols size and relative humidity : wateruptake by mixtures of salts
Tellus, 31 - p.478-486.
- HANDBOOK OF GEOPHYSICS AND SPACE ENVIRONMENTS
- HOYT D.V. (1977)
A redetermination of the Rayleigh optical depth and its application to selected solar radiation problems
J.Appl.Meteor, 16 - p.432-436
- JUNGE C.E. (1953)
Die Rolle der aerosole und der gasgormigen beimengungen der luft im spurenstoff haushalt der troposphare
Tellus, 5 - p.1-26.
- 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., Vol.35 - p.2153-2167.
- KING M.D. (1982)
Sensitivity of constrained linear inversions to the selection of the Lagrange multiplier
J.AtM.Sci., Vol.39 - p.1356-1369
- KNEIZYS F.X., SHETTLE E.P., GALLERY W.O., CHETWYND Jr.J.H., ABREU L.W., SELBY J.E.A., FENN R.W., Mc CLATCHEY R.A. (1980).
Atmospheric transmittance/Radiance : Computer code Lowtrans
AFGL-TR-80-0067, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, Mass.

- KURIYAN J.G., PHILLIPS D.H., CHAHINE M.T. (1974)
Multispectral extinction measurements to deduce the complex refractive index and size distribution of aerosol particles.
J.Atm.Sci., 31 - p.2233 - 2236

- KURIYAN J.G., SEKERA Z. (1974)
Scattering in liquid haze. Analytic approximations.
Quart.J.Roy.Meteorol.Soc. 100 - p.67-75

- LENOBLE J., BROGNIEZ C. (1983)
A comparative review of radiation aerosol models
To contributions Atm.Phys.

- LONDON J., BOJKOV R.D., OLTMANS S., KELLY J.I. (1976)
Atlas of the global distribution of total ozone
NCAR/TN/113 STR

- Mc CLATCHEY K.A., FENN R.W., SELBY, J.E.A., VOLZ F.E., GARING J.S.
(1972)
Optical properties of the atmosphere
AFCRL 72 - 0Y 97, Envir.Res.Papers 411.

- ROBINSON N. (1966)
Solar radiation
Elsevier Publishing Company - p.114

- ROZENBERG G.V. (1966)
Twilight : A study in atmospheric optics
Plenum Press - p.358

- SANTER R., HERMAN M. (1983)
Particle size distributions from forward scattered light, using the CHAHINE inversion scheme.
Appl.Opt., Vol.22 - p.2294

- SANTER R. (1984)
Thèse d'Etat à Lille
En cours de rédaction.

- SHAW G.E. (1976)
Error analysis of multi-wavelength sun photometry
Pageoph ; Vol 114 - p.1-14

- SHAW G.E. (1983)
Sun photometry
American Meteorological society ; vol.64 - p.4-10

- SELBY J.E.A., SHETTLE E.P., Mc CLATCHEY R.A. (1976)
Atmospheric transmittance from 0,25 to 28,5 μm : supplement Lowtran
38 (1976)
AFGL-TR-67-0258
Air Force Geophysics Laboratory.

- TOMASI C., PRODI F., SENTIMENTI M., CESARI G. (1983)
Multiwavelength sun-photometers for accurate measurements of atmospheric
extinction in the visible and near-IR
Appl. Optics, Vol.22 - p.622-630

- TWONEY S. (1963)
On the numerical solution of Fredholm equations of the first kind by
the inversion of the linear system produced by quadrature
J.Assoc.Comput Mach, 10 - p.97-101.

- VIOLLIER M., BALOIS J., LECOMTE P. (1979)
Wavelength dependence of the aerosol optical thickness
O.C.S. Workshop, Ispra 1979

- VIOLLIER M. (1980)
Télédétection des concentrations de seston et pigments chlorophylliens
contenus dans l'océan
Thèse d'Etat - Lille

- WEIMAN J.A., TWITHY J.T., BROWNING S.R., HERMAN B.M. (1975)
Dérivation of phase functions from multiply scattered sunlight transmitted
through a hazy atmosphere
J.A.S., 32 - p.577-583.

